



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/06.05.17.39-TDI

O IMPACTO DA MARÉ BAROTRÓPICA GLOBAL EM ESCALAS CLIMÁTICAS

Mabel Calim Costa

Tese de Doutorado do Curso
de Pós-Graduação em Ciência do
Sistema Terrestre, orientada pelo
Dr. Paulo Nobre, aprovada em 31
de maio de 2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3P3AKDB>>

INPE
São José dos Campos
2017

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

E-mail: pubtc@inpe.br

**COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO
DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):****Presidente:**

Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)

Membros:

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação de Ciências Espaciais e Atmosféricas
(CEA)

Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (CTE)

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

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

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos
Climáticos (CPT)

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

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

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

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Duca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação
(SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/06.05.17.39-TDI

O IMPACTO DA MARÉ BAROTRÓPICA GLOBAL EM ESCALAS CLIMÁTICAS

Mabel Calim Costa

Tese de Doutorado do Curso
de Pós-Graduação em Ciência do
Sistema Terrestre, orientada pelo
Dr. Paulo Nobre, aprovada em 31
de maio de 2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3P3AKDB>>

INPE
São José dos Campos
2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Costa, Mabel Calim.

C823i O impacto da maré barotrópica global em escalas climáticas / Mabel Calim Costa. – São José dos Campos : INPE, 2017.

xxx + 120 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/06.05.17.39-TDI)

Tese (Doutorado em Ciência do Sistema Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2017.

Orientadores : Dr. Paulo Nobre.

1. Modelagem de marés. 2. Diagrama espectral Taylor. 3. MOM5. 4. Escala de tempo climática. 5. Simulações oceânica global. I.Título.

CDU 551.466.7



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

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

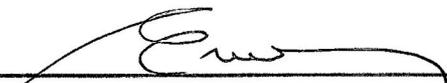
Aluno (a): **Mabel Calim Costa**

Título: "O IMPACTO DA MARÉ BAROTRÓPICA GLOBAL EM ESCALAS CLIMÁTICAS".

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

Ciência do Sistema Terrestre

Dr. **Enio Bueno Pereira**



Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. **Paulo Nobre**



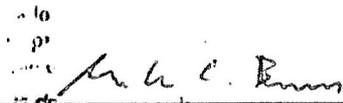
Orientador(a) / INPE / Cachoeira Paulista - SP

Dr. **Marcelo Dottori**



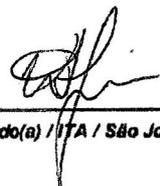
Convidado(a) / USP / São Paulo - SP

Dr. **Marcos Eduardo Cordeiro Bernardes**



Convidado(a) / UFSB / Porto Seguro - BA

Dr. **Wilson Cabral de Sousa Júnior**



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

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

São José dos Campos, 31 de maio de 2017

“A vida será mais complicada se você possuir uma curiosidade ativa, além de aumentarem as chances de você entrar em apuros, mas será mais divertida”.

EDWARD SPEYER
em “*Seis Caminhos a Partir de Newton*”, 1994

*A meus pais **Maria Luiza e Isaias**, à meu irmão
Danilo e ao meu esposo **Mauro***

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente ao meu orientador, Paulo Nobre, pela confiança depositada em mim desde o começo. Gostaria de agradecer a minha turma de Doutorado, sempre parceira e amiga. Agradeço especialmente à Angela Harada, pela paciência e compreensão de sempre.

Um agradecimento especial dedicado aos meus orientadores do estágio sanduíche na Austrália, professores Andreas Schiller e Peter Oke. Com eles aprendi que é possível desenvolver pesquisa de ponta sem abdicar dos cuidados com a família. Cheers mates!

Gostaria de agradecer a meus pais e meu irmão que sempre me apoiaram em todas as decisões que tomei em minha vida. Amo muito vocês! Queria deixar registrado o apoio incondicional do meu marido, que atravessou comigo esses 5 longos anos de Doutorado, e que magistralmente seguiu a onda de todas as nuances psicodélicas de ser casado com uma doutoranda. Muito obrigada baby, amo muito você.

Agradeço à oportunidade de conviver entre grandes pesquisadores da área de marés, graças ao programa do Ciência Sem Fronteiras. Sem investimento não é possível fazer ciência! Agradeço à CAPES, FAPESP e CNPq pelas bolsas concedidas, e sem elas não seria possível a concretização deste estudo.

RESUMO

A ideia provocativa de que a forçante barotrópica da maré afete a circulação dos oceanos em escala climática é descrita neste estudo. Simulações oceânicas globais forçada pelas oito principais constituintes luni-solares da maré (M2,S2,N2,K2,K1,O1,P1,Q1) construídas sobre a grade de $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ global de resolução horizontal são avaliadas nos modelos forçado (MOM5) e acoplado (BESM-OA2.6). A informação de fase é introduzida no código do MOM5 (experimento T8) e comparada à configuração padrão do mesmo (DFT). Os experimentos são validados em relação a rede maregráfica do programa GLOSS e do modelo de marés com assimilação de dados de Oregon (TPXO7.2), em regiões costeiras e abissais, respectivamente. Da necessidade de uma metodologia para detecção de anomalias no domínio da frequência é desenvolvida uma nova ferramenta inspirada no estudo de marés: O Diagrama Espectral de Taylor (DET). O DET descreve o grau de correspondência entre os campos simulados e observados para uma dada frequência (ou banda de frequências), sendo capaz de identificar e quantificar módulos co-oscilantes (ou não co-oscilantes). Os impactos da maré na temperatura superficial global é da ordem de 20% e de 3°C nos primeiros 700 metros de profundidade, intensificadas ao longo de 60 anos de simulação para o modelo forçado. Pulsos do transporte meridional são observados no experimento com marés, estando ausente no experimento controle (CNTRL) - sem a forçante. O conteúdo de calor dos oceanos nos primeiros 700 metros demonstra impacto progressivo do módulo barotrópico da maré muito além de sua escala diária, da ordem de $O(10^{11} \text{ J}/m^2)$, atuando em escalas climáticas como agente de transformação tanto em superfície quanto em subsuperfície. No modelo acoplado BESM-OA2.6 os impactos da forçante barotrópica são intensificados em relação ao modelo forçado MOM5, ainda que as simulações sejam de curto tempo, mostrando resultados promissores quanto ao uso desse modelo em estudos de maré. As evidências apresentadas neste trabalho do impacto das marés na circulação global dos oceanos são significativas, não apenas nas escalas de tempo predominantes da forçante $O(1 \text{ dia})$, mas também se estendendo além do ciclo sazonal para escalas climáticas.

Palavras-chave: modelagem de marés. Diagrama Espectral Taylor. MOM5. escala de tempo climática. simulações oceânica global.

THE GLOBAL BAROTROPIC TIDAL-DRIVEN IMPACT ON CLIMATE TIMESCALES

ABSTRACT

This study builds on the provocative idea that barotropic tidal forcing can impact global ocean circulation on climate-related timescales. We also introduces a novel tool inspired on tides and designed for evaluating and monitoring model performance in the frequency domain, the Spectral Taylor Diagram. Our approach computes the degree of correspondence between simulated and observed fields for given frequencies. Global ocean simulations using barotropic tidal forcing on climate-related timescales are performed using the Modular Ocean Model Version 5 (MOM5) with horizontal resolution of $(1/4^\circ \times 1/4^\circ)$ and using eight principal tidal constituents (M2, S2, N2, K2, K1, O1, P1, Q1). The phase information added to the principal lunisolar constituents (T8) show better results than the default MOM5 configuration (DFT) when compared to data-assimilative barotropic tidal model (TPXO7.2). Seasonal changes in sea-surface height of $O(1 \text{ meter})$ are obtained when comparing T8 with DFT simulations. The global impact of tidal-driven forces in our OGCM simulations is significative, inducing changes of 20% in sea surface temperature and 3°C changes on 700m depth, intensified over 60 years of simulation. The progressive tidal impacts on ocean heat content in the first 700 meters demonstrates that tidal-driven forces effects are well beyond its daily timescale, $O(10^{11} \text{ J/m}^2)$. Atlantic Meridional Circulation pulses are only found in the tidal-driven experiment. The impacts of the barotropic forcing in BESM-OA2.6 are intensified in relation of MOM5 forced model, showing promising results regarding the use of this model in tidal studies. The evidence presented in this paper of the impact of tides on the global ocean circulation is significative, not only in the predominant timescales of tide-driven forces, $O(1 \text{ day})$, but also extending beyond the seasonal cycle to climatic timescales.

Keywords: Ocean tides modelling. Spectral Taylor Diagram. MOM5. Climate-related timescales. Global ocean simulations.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
3.1	Correções de Proudman baseado no diagrama do Livro 1, Proposição 66 de Newton(1687) que ilustra a atração gravitacional entre Sol (S), Terra (T) e um satélite P (no caso a Lua) orbitando em torno de Terra na direção ADBC. As forças em P ilustradas por vetores em três modos equivalentes (a),(b) e (c) seguindo a notação $r=SP$, $d=ST$, $a=PT$, $x=KP$. O vetor em P paralelo a TS denota a força gravitacional produzida pela maré, no qual o sinal é invertido nos quadrantes BC e DB Cartwright (1999).	9
3.2	Teoria de equilíbrio da maré segundo Newton Schwiderski (1980).	10
3.3	Ilustração esquemática da posição de sizígia(painel superior) e quadratura(painel inferior) Steacy (2006).	11
3.4	Sistema Terra-Sol. A máxima magnitude da componente solar da maré ocorre na posição de periélio, onde a distância é mínima entre Terra e Sol e a mínima magnitude da componente solar da maré ocorre na posição de afélio, onde a distância é máxima entre Terra e Sol Steacy (2006).	13
3.5	Desigualdade diurna mostrada para as latitudes CD, AB e EF. A latitude CD apresenta uma preamar e uma baixamar por dia, típica de uma região de predomínio de maré diurna. Na latitude AB, A tem a preamar mais intensa, o que caracteriza uma desigualdade diurna de uma maré semidiurna. E por fim, na latitude EF, na linha do Equador as preamares e baixamares tem a mesma intensidade, com 2 baixamares e 2 preamares por dia, típica da maré semidiurna. Apesar de ter sido apresentado apenas um hemisfério, e por considerar a força geradora da maré simétrica em relação ao Equador, todos os efeitos podem ser extrapolados para o outro hemisfério Steacy (2006).	14
3.6	Força de atração da Lua F_L resolvida para suas componentes F_x e F_y Boon (2004).	15

4.1	Esquema da atuação das forças geradora da maré em diversos pontos do planeta. Considerando um sistema inercial localizado no centro da Terra, a seta vermelha indica a força exercida pela Lua no ponto E , a seta azul a força exercida no ponto O e a resultante é mostrada pela seta preta no ponto E . Essa mesma lógica é utilizada para todos os outros pontos para obter as resultante tangencial à Terra da força geradora da maré. Modificado de Boon (2004).	17
4.2	Páginas do estudo <i>Philosophiae Naturalis Principia Mathematica</i> de Newton (1687) (painel superior) e de <i>Du Systèrne du Monde</i> de Laplace(1776) (painel inferior) Cartwright (1999).	18
4.3	Efeito de Coriolis em planos tangentes a superfície da Terra para diferentes latitudes Boon (2004).	20
5.1	Seleção das constituintes harmônicas da maré proposta por Darwin e inspirada na notação descrita por Kelvin. As frequências angulares são descritas em <i>speed</i> . Os argumentos astronômicos $\gamma = 1/\text{dia sideral}$, $\sigma = 1/\text{mês sideral}$, $\eta = 1/\text{ano}$ e $\omega = 1/\text{período de perigeu}$ (8,85 anos). As últimas sete constituintes são composições de processos não-lineares Cartwright (1999).	24
5.2	Distribuição espectral das oito principais constituintes da maré para a estação maregráfica de Townsville (Austrália). A observação (em cinza) é comparada ao modelo (em vermelho) desenvolvido nesta tese. As admitâncias foram baseadas no pacote de Pacanawoski. Linha tracejada em azul delimita o nível de confiança 95%. Elaborada pela autora.	27
5.3	Efeito combinado das harmônicas M2 e S2 ao longo de 15 dias. Interferências construtivas e destrutivas mostradas no gráfico superior e a resultante no gráfico inferior. Máximos valores associados a Lua Cheia ou Nova e mínimos em fase de Lua Crescente ou Minguante Parker (2007)	29
5.4	Amplitude e fase da M2 e da S2 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora.	30
5.5	Amplitude e fase da N2 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora	31
5.6	Amplitude e fase da K2 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora.	32
5.7	Amplitude e fase da O1 e da K1 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora.	33
5.8	Planos orbitais do sistema Terra-Lua-Sol Kantha e Clayson (2000).	34
5.9	Amplitude e fase da P1 e da Q1 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora.	36

6.1	A esquerda: o projeto da terceira máquina de previsão de marés feito por Lord Kelvin datado de 1879-81 e a direita o modelo baseado na máquina de Lord Kelvin para o cálculo de 10 constituintes da maré exposto no Museu de Ciências em Londres. Disponível em: < https://en.wikipedia.org/wiki/Tide - predicting_machine >, acesso dia 17/03/2017.	40
8.1	Pesquisa de interesse no estudo de marés a partir de 2004 até os dias atuais. Em azul os trabalhos que citam as marés em inglês e em vermelho citando as marés em português. Acima a série temporal de interesse, e abaixo os países onde as marés foram mais citadas em seus estudo. Nova Zelândia e Austrália são os países que mais citaram as marés e o Brasil é o 23° da lista em citações do assunto. Gráfico obtido pelo Google Trends, disponível em: < https://trends.google.com/trends/explore?cat=174&date=all&q=tides >, acessado em 27/03/2017.	48
8.2	Amplitudes (em linhas pontilhadas) em centímetros e fases (linhas contínuas) da constituinte harmônica M2 para o modelo de Zahel (1977) de 1 grau de resolução horizontal e sem assimilação de dados. Em destaque pontos anfidrômicos do Atlântico Sul e próximos a costa australiana. Modificado de (CARTWRIGHT, 1977).	50
8.3	Modelo de Hendershott (1972) com o intento de ajustar seus resultados à rede maregráfica costeira. Amplitudes (em linhas pontilhadas) em centímetros e fases (linhas contínuas) da constituinte harmônica M2. Em destaque pontos anfidrômicos do Atlântico Sul e próximo a costa australiana. Modificado de (CARTWRIGHT, 1977).	51
8.4	Amplitudes (em metros) em escala de cores e fases (em graus) em linhas brancas da constituinte harmônica M2 para um modelo de marés com assimilação de dados altimétricos TOPEX/POSEIDON. Em destaque pontos anfidrômicos do Atlântico Sul e próximo a costa australiana. O modelo TPXO está disponível em http://volkov.oce.orst.edu/tides/global.html	52
9.1	Relação geométrica entre coerência $\gamma_{12}^2(f_k)$, desvio padrão da potência da simulação (σ_f) e referência (σ_r) e o desvio médio quadrático centrado (E') no DET. Modificado de Taylor (2001)	54
9.2	Demonstração gráfica da equação 9.1 segundo a Lei dos Cossenos. Elaborado pela autora.	54
9.3	Espectro da densidade espectral de potência representado pela área abaixo da curva centrado na frequência f_n apenas no domínio real Calim (2010).	56

9.4	Diagrama Espectral de Taylor (C) comparado ao espectro de potências (D) de séries temporais artificialmente criadas para rastrear mudanças na amplitude (A) e defasagem (B) . A mesma frequência é escolhida para ambos os testes, onde a amplitude varia de 0.33 a 1.33 e a defasagem decresce de 180° para 45°. A referência é representada pela estrela negra sobre o eixo das abcissas e os desvios padrões de potência são normalizados com a o desvio padrão de potência da referência. Mudanças na amplitude são mostradas no sentido radial e na fase no sentido azimutal, como pode ser visto em C. O desvio médio quadrático expresso em linhas de contorno numeradas de 0 a 1.8 quantifica o grau de correspondência das simulações com a referência. Comparando (C) e (D) fica claro o poder diagnóstico do Diagrama Espectral de Taylor em rastrear mudanças de amplitude e fase em relação ao espectro de potências.	59
10.1	Fluxograma do processo de modelagem. Elaborado pela autora	61
10.2	Médias dos campos climatológicos extraídas do COREI forçados como condição inicial do modelo. Da esquerda para direita são listadas as forçantes: clorofila, componentes zonal(u) e meridional (v)do vento em superfície, temperatura e umidade do ar em superfícies, fluxos de onda longa e curta em superfície, precipitação (chuva e neve) extraídos da Re-análise do NCAR, descarga fluvial, temperatura e salinidade extraídas de (LEVITUS; BOYER, 1994).	63
10.3	Equalização da massa, calor, energia potencial e tendência de desaceleração da energia cinética após 60 anos de <i>spinup</i> no MOM5.	64
10.4	Integração global da energia cinética para os experimentos de controle CNTRL(painel superior) e T8 (painel inferior) para 60 anos de simulação a partir do <i>spinup</i>	65
10.5	Perfil vertical esquemático das coordenadas z (à esquerda) e a $zstar$ (à direita). A coordenada $zstar$ acompanha os ondulações da superfície, enquanto que a coordenada z apresenta níveis fixos ao longo da coluna de água Griffies (2012).	67
10.6	Esquema de três coordenadas verticais z em superfície, ρ acompanhando as linhas de mesma densidade e σ junto a topografia de fundo. A escolha da melhor coordenada vertical é inerente ao tipo de estudo que se pretende realizar Griffies (2000).	67
10.7	Componentes do Modelo Brasileiro do Sistema Terrestre (BESM - Brazilian Earth System Model) disponível em (http://www.inpe.br/besm/modelo-besm/)	74

11.1	Amplitudes (em escala logarítmica) das constituintes semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à OTIS (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (DJF) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a OTIS, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.	76
11.2	Amplitudes (em escala logarítmica) das constituintes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à OTIS (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (DJF) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a OTIS, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.	77
11.3	Amplitudes da média das constituintes semidiurnas (em amarelo) e diurnas (em verde) estimadas para o décimo e vigésimo ano de simulação do experimento T8 (painel superior) e DFT (painel inferior) comparados aos marégrafos do GLOSS (em cinza). Quadrados de 2° por 2° próximos ao marégrafo são os recortes feitos para que se extraia a média das amplitudes dos experimentos analisados.	80
11.4	Diagrama Espectral de Taylor comparando os resultados dos experimentos T8 e DFT com os dos marégrafos durante DJF. A) Oceano Atlântico - Ilha Fiscal, B) Oceano Índico - Gan, C) Oceano Pacífico - Townsville. Constituintes semidiurnas (em amarelo) e diurnas (em verde) avaliadas para os experimentos DFT (quadrados) e T8 (estrelas) durante o DJF do décimo (marcadores preenchidos) e vigésimo (marcadores vazios) ano de simulação. O décimo e vigésimo ano são interligados por uma linha para que se acompanhe a evolução do desempenho do modelo em relação aos dados maregráficos. O desvio padrão da potência estão normalizados em relação ao desvio padrão da potência da referência (estrela negra). A referência também está dividida em dois períodos de tempo, 10 e 20 anos após a condição inicial de 01/01/1992.	82
11.5	Diferença da variação sazonal do nível do mar (em metros) entre T8 e DFT (T8-DFT) após 20 anos de simulação. A média de 3 meses amostral para cada estação do ano, DJF (Dezembro, Janeiro e Fevereiro), MAM (Março, Abril e Maio) , JJA (Junho, Julho e Agosto), SON (Setembro, Outubro e Novembro).	85

11.6	Alteração da temperatura da superfície do mar (em graus Celsius) quando no uso da forçante maré (T8-CNTRL) para DJF no décimo (painel superior), vigésimo (painel central) e sexagésimo (painel inferior) ano de simulação.	87
11.7	Alteração do conteúdo de calor dos Oceanos quando na presença da forçante maré (T8-CNTRL) para os primeiros 700 metros de profundidade para o décimo (painéis à esquerda), vigésimo (painéis centrais) e sexagésimo (painéis à direita) ano de simulação. Painéis inferiores: temperatura média zonal para o Atlântico do experimento T8 (contornos em linha) sobreposto à alteração da temperatura média zonal para o Atlântico (T8-CNTRL).	88
11.8	Evolução da média do transporte meridional no Atlântico ao longo de 60 anos de simulação para os experimentos T8 (em linha contínua azul) e CNTRL (em linha descontínua preta).	89
11.9	Transporte meridional de massa no Atlântico para os 60 anos de simulação dos experimentos T8 (A) e CNTRL (B). Cores quentes (tons de amarelo ao vermelho) demonstram um transporte positivo em direção norte, e as cores frias (de tons de azul até o verde) indicam transporte negativo em direção sul.	91
11.10	Padrão espacial da AMOC para simulação centenial a partir de médias a cada 25 anos. Soma cumulativa do transporte vertical zonal (NOBRE et al., 2013)	92
12.1	Custo computacional para um ano de simulação do modelo forçado (MOM5) e acoplado (BESM2.6) com (T8 em azul) e sem (CNTRL em cinza) a forçante barotrópica da maré.	93
12.2	Intensificação do transporte de massa nas regiões da Austrália e da Indonésia quando da inclusão ou não da forçante maré. Os valores mostrados são resultantes da média de 3 meses (DJF) para os experimentos CNTRL (painéis superiores) e T8 (painéis inferiores) utilizando os modelos forçado (painéis a esquerda) e acoplado (painéis a direita). O forçado descreve o campo médio após 60 anos de simulação, enquanto que o acoplado representa apenas 1 ano de simulação.	95

12.3	Intensificação do transporte de massa no Atlântico Sul quando da inclusão ou não da forçante maré. Os valores mostrados são resultantes da média de 3 meses (DJF) para os experimentos CNTRL (painéis superiores) e T8 (painéis inferiores) utilizando os modelos forçado (painéis a esquerda) e acoplado (painéis a direita). O forçado descreve o campo médio após 60 anos de simulação, enquanto que o acoplado representa apenas 1 ano de simulação.	96
12.4	Diferença (T8-CNTRL) da profundidade da camada de mistura (em metros) para um ano de simulação do modelo acoplado com (T8) e sem (CNTRL) a forçante barotrópica da maré.	97
12.5	Alteração da temperatura da superfície do mar (em °C) quando no uso da forçante maré (T8-CNTRL) para DJF no primeiro ano de simulação do modelo BESM2.6.	98
12.6	Diferença da variação sazonal do nível do mar (em metros) entre T8 e CNTRL (T8-CNTRL) após 1 ano de simulação do modelo acoplado. A média de 3 meses amostral para cada estação do ano, DJF (Dezembro, Janeiro e Fevereiro), MAM (Março, Abril e Maio) , JJA (Junho, Julho e Agosto), SON (Setembro, Outubro e Novembro).	99
A.1	Amplitudes (em escala logarítmica) das consituintes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (DJF) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.	113
A.2	Amplitudes (em escala logarítmica) das consituintes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (MAM) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.	114

A.3	Amplitudes (em escala logarítmica) das consituíntes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (JJA) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.	115
A.4	Amplitudes (em escala logarítmica) das consituíntes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (SON) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.	116
A.5	Amplitudes (em escala logarítmica) das consituíntes semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (DJF) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.	117
A.6	Amplitudes (em escala logarítmica) das consituíntes semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (MAM) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.	118
A.7	Amplitudes (em escala logarítmica) das consituíntes semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (JJA) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.	119

A.8 Amplitudes (em escala logarítmica) das consituintes semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (SON) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto. 120

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Histórico da evolução do conhecimento sobre as marés. Adaptado de Pugh (1996), Neves (2005), Calim (2010)	7
3.2 Alguns dos períodos astronômicos orbitais do sistema Terra, Sol e Lua (PARKER, 2007)	12
3.3 Limitações da Teoria de Equilíbrio das marés de Newton	16
4.1 Limitações da Teoria de Dinâmica das marés de Laplace (CARTWRIGHT, 1999).	22
5.1 Harmônicas descritas por Kelvin e suas respectivas velocidades angulares (CARTWRIGHT, 1999).	23
5.2 Seis argumentos astronômicos fundamentais do sistema Terra-Lua-Sol (PARKER, 2007).	26
5.3 Argumentos astronômicos e números de Doodson das principais constituintes semidiurnas e diurnas da maré. Baseado em Kowalik e Luick (2013).	27
7.1 Números de Love e fatores elásticos para as principais constituintes de marés Kantha e Clayson (2000).	46
7.2 Limitações e considerações ao recorte do estudo da Tese.	46
8.1 Cronologia das publicações do estudo de marés atualizado de Cartwright (1977).	47
10.1 Vantagens e desvantagens do uso da coordenada vertical <i>zstar</i> Griffies (2000), Griffies (2012).	68
10.2 Parâmetros astronômicos para cada harmônica constituinte da maré. Diferentes configurações para os experimentos DFT e T8.	71
10.3 Principais diferenças entre as versões mais recentes do BESM-OA.	73

11.1 Viés das amplitudes nos Oceanos Atlântico, Pacífico e Índico (em cm) para constituintes semidiurnas (em amarelo) e diurnas (em verde) para os experimentos T8 e DFT para uma amostra de 3 meses (Dezembro, Janeiro e Fevereiro). A soma das diferenças entre o décimo e o vigésimo ano de simulação em relação à amplitude dos marégrafos indica se houve melhora ou piora em representar a maré, onde valores positivos indicam que o vigésimo ano de simulação se aproximou mais da referência em relação ao décimo ano simulação, e vice-versa. 79

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AMOC	– Atlantic Meridional Overturning Circulation
BESM	– Modelo Brasileiro do Sistema Terrestre (Brazilian Earth System Model)
CMIP6	– Coupled Model Intercomparison Project Phase 6
CNTRL	– Experimento controle - sem a forçante maré
COREI	– Coordinated Ocean-ice Reference Experiments
cpd	– Ciclos por dia
DET	– Diagrama Espectral de Taylor
DFT	– Configuração padrão da maré no modelo oceânico MOM5
DJF	– Dezembro, Janeiro e Fevereiro
FMS	– Flexible Modular System
GFDL	– Geophysical Fluid Dynamics Laboratory
GLOSS	– Global Sea Level Observing System
HighResMIP	– High Resolution Model Intercomparison Project
HYCOM	– HYbrid Coordinate Ocean Model
LTE	– Laplace Tidal Equations - Equações Laplacianas para maré
MOM5	– Modular Ocean Model Version 5
OFAM3-CSIRO	– Ocean Forecasting Australian Model version 3
OGCM	– Ocean General Circulation Model
SAL	– Self-attraction and loading
SIS	– Modelo de gelo marinho -Sea Ice Model
T8	– 8 principais constituintes luni-solares no modelo oceânico MOM5
TPXO7.2	– The OSU TOPEX/POSEIDON Global Inverse Solution version 7.2
TSM	– Temperatura da superfície do mar

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 HIPÓTESE	5
3 TEORIA DO EQUILÍBRIO DAS MARÉS	7
4 TEORIA DINÂMICA DAS MARÉS	17
5 HARMÔNICAS DA MARÉ	23
5.1 Principais constituintes semidiurnas	28
5.2 Principais constituintes diurnas	32
6 ANÁLISE HARMÔNICA	39
7 DEFORMAÇÃO DA CROSTA TERRESTRE (SAL)	45
8 BREVE HISTÓRICO DA MODELAGEM DA MARÉ	47
9 DIAGRAMA ESPECTRAL DE TAYLOR	53
10 DESCRIÇÃO DOS MODELOS	61
10.1 Condições iniciais	62
10.2 Modelo oceânico - MOM5	66
10.3 Modelo acoplado - BESM	72
11 RESULTADOS	75
11.1 Avaliação da maré no modelo MOM5	75
11.2 Impacto da maré no modelo MOM5	84
12 IMPACTO DA MARÉ DO MODELO BESM	93
13 CONCLUSÕES	101
13.1 Sugestões para futuros trabalhos com a maré	102

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	105
---	------------

ANEXO A -PADRÕES ESPACIAIS PARA TODAS AS ESTAÇÕES

DO ANO	113
-------------------------	------------

A.1 Constituintes diurnas da maré	113
---	-----

A.2 Constituintes semidiurnas da maré	117
---	-----

1 INTRODUÇÃO

Modelos climáticos tradicionalmente excluem a forçante barotrópica da maré principalmente por: terem superfície rígida e serem incapazes de resolver explicitamente ondas de gravidade e quebra de ondas internas (GRIFFIES, 2004; SCHILLER; FIELDS, 2007); não ter grade de resolução que resolva explicitamente a componente barotrópica (pelo menos 0.25° global de resolução) e baroclínica (10^{-2} m) da maré (GRIFFIES, 2000; SCHILLER, 2004); ter o foco em escalas de tempo de magnitude muito maior das frequências das principais constituintes de maré (semidiurna e diurna) (SCHILLER, 2004); acreditar que toda a energia da maré fosse completamente dissipada em águas rasas (WUNSCH, 2000).

Métodos de superfície livre tem sido utilizados desde o início de 1990 (BLECK; SMITH, 1990) e incorporados principalmente em modelos de conservação de massa (SCHILLER, 2004). Modelos de coordenada z tradicionalmente usavam a superfície rígida (BRYAN, 1969) - em que a superfície do oceano era mantida fixa no tempo. Já os modelos z de superfície livre implícita (DUKOWICZ; SMITH, 1994) necessitam de um grande passo de tempo para resolver sua integração, o que não era vantagem para os estudos de maré. Os modelos z de superfície livre explícita, que foi introduzida nos modelos de coordenada vertical z por Killworth et al. (1991), proporcionam uma integração direta das equações barotrópicas com ondas de gravidade resolvidas com pequenos passos de tempo (GRIFFIES, 2000), que permite a implementação explícita da maré em modelos oceânicos (SCHILLER, 2004). O modelo com coordenada vertical z é utilizado neste estudo, já que modelos não-boussinesq permanecem com solução não trivial para lidar com as marés no Modular Ocean Model Version 5 (MOM5) (GRIFFIES, 2012).

Durante quase um século acreditava-se que a energia da maré era inteiramente dissipada por fricção em águas rasas e plataformas continentais (WUNSCH, 2000). Embora a energia da maré barotrópica seja várias ordens de magnitude maior em regiões costeiras do que em oceano aberto (LEE et al., 2006), a mistura abissal produzida pelas marés não deve ser negligenciada. Munk e Wunsch (2012) propuseram a ideia inovadora de que a mistura conduzida principalmente pela dissipação de energia das marés poderia contribuir para metade da potência necessária para ressurgência de águas profundas à superfície. Os dados altimétricos do TOPEX/POSEIDON do nível do mar, combinados com modelos dinâmicos, estimam que 1 TW (terawatt) de energia barotrópica é convertido em energia baroclínica em oceano profundo (MUNK; WUNSCH, 2012; WUNSCH, 2000; SIMMONS et al., 2004), enquanto que 2,1 TW são

necessários para manter a distribuição da densidade abissal global (MUNK; WUNSCH, 2012) .

Recentemente, estudos indicam que a energia do módulo barotrópico da maré sustenta a mistura diapicnal no montante aproximado de 3,5TW, dos quais 2,5TW são dissipados sobre a topografia e aproximadamente 1TW é convertido em maré baroclínica (SIMMONS et al., 2004; SCHILLER et al., 2013). Os efeitos da mistura gerada pela maré nos modelos de circulação geral dos oceanos (sigla em inglês OGCMs) tem sido estudados em oceano aberto (EGBERT; RAY, 2001; JAYNE; LAURENT, 2001; LAURENT et al., 2002; SIMMONS et al., 2004; SCHILLER, 2004) e em regiões costeiras (LEE et al., 2006). Os avanços na supercomputação permitindo grades de maior resolução e menor passo de tempo para que se resolva explicitamente a maré podem revolucionar a ideia dominante de que essa forçante seja insignificante em escalas climáticas e que seu impacto esteja atrelado às parametrizações do modelo (SCHILLER, 2004). No entanto existem desafios a serem enfrentados quanto ao uso da componente barotrópica da maré explicitamente em OGCMs. As amplitudes da maré podem exceder a espessura da célula superficial do modelo e grandes ondulações isopícnais podem introduzir erros na advecção em modelos de coordenada vertical z (GRIFFIES, 2000; SCHILLER; FIELDLER, 2007). A necessidade de maior resolução e menor passo de tempo para resolver as características costeiras e batimétricas que afetam a resposta da maré localmente deve ser balanceada com o aumento do custo computacional (SCHILLER; FIELDLER, 2007).

A precisão de modelos oceânicos forçados pelas marés ainda é limitada pela sua dependência dos seguintes parâmetros, listados por Schiller (2004), Schiller e Fieldler (2007), Ngodock et al. (2016): imprecisão da batimetria e do coeficiente de arrasto de fundo, a resolução do modelo, imprecisão na determinação da estimativa de quebra de ondas internas e efeito e aproximações do efeito da deformação da crosta terrestre. Outra fonte importante de erro da modelagem da componente barotrópica da maré é a imprecisão da informação de fase de suas principais constituintes harmônicas, conforme será discutido neste estudo.

Em modelos de uma única camada, como mostrado em Lyard et al. (2006) é possível controlar erros da maré barotrópica usando uma alta resolução perto da costa, otimizando mapas de coeficientes de fricção de fundo, topografia e batimetria costeira (NGODOCK et al., 2016). Entretanto, em um modelo de circulação tridimensional não-linear, como o modelo do Geophysical Fluid Dynamics Laboratory -GFDL MOM5 (Modular Ocean Model Version 5) é desafiador resolver todas as fontes de

erros do módulo barotrópico da maré.

A resposta do nível do mar à deformação da crosta sob os oceanos e a redistribuição da massa associada à perturbação do campo gravitacional devido ao efeito da maré é conhecida pela sigla SAL (self-attraction and loading) (HENDERSHOTT, 1972; STEPANOV; HUGHES, 2004; GRIFFIES, 2012) tem impacto significativo nas fases das suas constituintes harmônicas. Um SAL iterativo pode ser escrito em termos de amplitude e fase e resolvido a cada passo de tempo em um modelo oceânico, mas o custo computacional é alto ao tentar resolvê-lo em modelo hidrodinâmico de circulação tridimensional (STEPANOV; HUGHES, 2004; NGODOCK et al., 2016). Ao invés de resolver integrais globais da perturbação da pressão da coluna de água sobre a crosta terrestre devido a forçante maré, a aproximação escalar do SAL é usualmente utilizada, e neste estudo será considerada com valor de 0,948. Essa estratégia pode introduzir erros de até 30° nas fases e 10% nas amplitudes das constituintes harmônicas da maré (RAY, 1998; GRIFFIES, 2012). Uma representação fidedigna das amplitudes e fase das constituintes da maré estão intrinsecamente alinhadas às estimativas de SAL e usualmente são negligenciados em modelos oceânicos.

Poucos são os grupos que estão engajados na ideia inspirada por Wunsch (2000), que a maré é parte fundamental dos estudos climáticos. Apenas dois OGCMs forçados com maré foram listado recentemente em Stammer et al. (2014): HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM) (ARBIC et al., 2010; ARBIC et al., 2012) e STORMTIDE (MÜLLER et al., 2010; MÜLLER et al., 2012). A busca por modelos com estas características tem aumentado na comunidade científica, e um exemplo é o esforço em avaliar as marés no modelo MOM do GFDL. Schiller (2004) descreve em seu estudo as oito principais constituintes semidiurnas e diurnas da maré no MOM3 e a sua influência na estruturação de massas de água e correntes marinhas na região do norte da Austrália e Indonésia. Nessa mesma região, usando uma nova versão do modelo, o MOM4p0, Schiller e Fieldler (2007) implementaram a informação de fase para avaliar a interferência das marés e seu respectivo coeficiente de arrasto no fundo no transporte de massa e processos de mistura. Os efeitos da mistura induzidos pela maré também são descritos em Oke et al. (2013) e Schiller et al. (2013) no modelo para previsão oceânica do centro australiano OFAM3-CSIRO (Ocean Forecasting Australian Model version 3 - Commonwealth Scientific Industrial Research Organisation). Este presente estudo parte do conhecimento adquirido na modelagem da maré no modelo MOM e inova ao aplicar a maré explicitamente na versão 5 do mesmo com a informação de fase das oito principais constituintes harmônicas da maré globalmente. Não é considerada nenhuma parametrização de coeficiente de

arrasto e nem de quebra de ondas internas com correção da elevação do nível do mar como o feito em Ngodock et al. (2016). O principal objetivo deste estudo é inclusão de uma boa representação das marés em modelos climáticos, sem que para isso sejam feitos ajustes artificiais de parâmetros para otimização da resposta do módulo barotrópico, como é necessário em modelos operacionais (e.g. Arbic et al. (2010), Ngodock et al. (2016)).

Este trabalho tem por objetivo avaliar os padrões espaciais e temporais da maré no MOM5 utilizando um SAL escalar como primeira aproximação. A construção do conhecimento sobre o potencial gerador de marés é descrito nas seções 3 e 4. A descrição das principais constituintes lunisolares da maré podem ser vistas na seção 5. A evolução dos mapas de padrões espaciais da maré e uma breve descrição dos modelos atuais que utilizam a forçante maré em suas simulações podem ser visto na seção 8. A análise harmônica é descrita no capítulo 6 e a nova metodologia para avaliar e monitorar o desempenho dos modelos no domínio da frequência é introduzida no capítulo 9. A estratégia de *spinup* é descrita no capítulo 10.1. A descrição dos modelos forçado e acoplado podem ser vistos nas seções 10.2 e 10.3 e os resultados, conclusões e sugestões de trabalhos futuros com a maré estão descritos nos capítulos 11.1, 12 e 13, respectivamente.

2 HIPÓTESE

A hipótese a ser testada nessa tese é de que a componente barotrópica da maré tenha influência na circulação geral dos oceanos, não apenas em escalas diárias, mas também se estendendo para escalas climáticas.

Sendo assim, o principal objetivo é avaliar um modelo oceânico forçado explicitamente pela componente barotrópica da maré em escalas climáticas (e.g. sazonal, interanual, decadal). Para tanto é necessário que se construa uma grade que permita a contribuição da maré explicitamente no modelo, uma estimativa da deformação da crosta e ferramentas para analisar seus impactos. Os objetivos específicos desse trabalho são:

- A construção de uma grade de resolução horizontal que permita a detecção da componente barotrópica da maré explicitamente no modelo (pelo menos 0.25° global de resolução).
- A inclusão da fase das 8 principais constituintes da maré no código do modelo oceânico (MOM5).
- Construir uma ferramenta que seja capaz de descrever o grau de correspondência entre simulação e observação para uma dada frequência (ou banda de frequências).
- Avaliar os padrões espaciais para cada constituinte da maré e validá-lo com dados observacionais altimétricos e maregráficos.

3 TEORIA DO EQUILÍBRIO DAS MARÉS

Movimentos periódicos do mar causam fascínio desde século XVI, quando os primeiros postulados como os de Galileu (1564-1642) - os relacionando com movimentos da Terra, Descartes (1596-1650) - supondo a existência de uma matéria invisível a pressionar o mar, Kepler (1571-1630) - força gravitacional evitariam a fuga das águas do mar em direção a Lua, Newton (1642-1727) - enuncia a Teoria Estática das Marés, Laplace (1749-1827) - vislumbra o nível do mar como resultante da superposição linear de vários harmônicos, passam a desmistificar perturbações antes atribuídas à manifestação de poderes divinos ou à respiração de monstros marinhos (PUGH, 1996; NEVES, 2005; MESQUITA, 2009; CALIM, 2010).

Tabela 3.1 - Histórico da evolução do conhecimento sobre as marés. Adaptado de Pugh (1996), Neves (2005), Calim (2010)

Galileu (1564-1642)	Atribui a maré aos movimentos da Terra.
Descartes (1596-1650)	Supôs a existência de uma matéria invisível que pressionava o mar.
Kepler (1571-1630)	Acreditava que se a Terra cessasse de atrair suas águas, toda a água do mar se elevaria e fluiria em direção a Lua.
Newton (1642-1727)	Em 1687 explica os ciclos de maré através da Lei Universal da Gravitação, conhecida como a Teoria de Equilíbrio (ou Estática) das Marés.
Laplace (1749-1827)	A maré seria então a superposição linear de vários harmônicos. A resposta dinâmica dos oceanos à forçante maré é denominada a Teoria Dinâmica das Marés.

A teoria do equilíbrio das marés é consequência direta da Teoria da Gravitação Universal de Newton (1687) construindo a primeira explicação física para oscilações da maré conectadas à movimentação aparente de Sol e Lua (SCHWIDERSKI, 1980). O fenômeno das marés é citado por Newton (1687) em algumas página do seu renomado trabalho *Philosophae Naturalis Principia Mathematica* (CARTWRIGHT, 1999). J.Proudman faz uma releitura do Diagrama proposto por Newton(1687) apresentado na Figura 3.1. S e T são respectivamente Sol e Terra e P é um satélite em órbita da

Terra, que neste caso será a Lua, com uma órbita na direção ADBC. A e B indicam a posição de sizígia (sistema Sol, Terra e Lua alinhados, Lua nas fases Nova ou Cheia) e C e D denotam a posição de quadratura (sistema Sol, Terra e Lua posicionados ortogonalmente entre si, Lua em fases de quarto minguante ou crescente). A constante universal de gravitação é indicada pela letra γ e S denota a massa Sol com $r = SP$, $d=ST$, $a=PT$. As três componentes da força em P são equivalentes em (a), (b) e (c) na Figura 3.1. Segundo o Princípio de Newton (Prop.66,Cor.2,3) um satélite em movimento angular de sentido leste promove aceleração nos quadrantes CA e DB e um atraso nos quadrantes AD e BC e que essa perturbação tem duração de meio período sinódico, que é equivalente a 14,8 dias.

Newton (1687) substitui o corpo maciço P por um invólucro de fluido. O efeito de atração dos gravitacional A, B e do centro do maço C resulta em diferenciais de forças A^x , B^x e C^x , como mostra a Figura 3.2. Considerando a lei de atração de massa, o ponto A é atraído ao ponto A^x e ponto B é atraído ao ponto B^x , sendo que $B^x < A^x$. Nesse estágio seria comum concluir que haveria apenas uma preamar e baixamar por dia, o que contradiz todas as observações (SCHWIDERSKI, 1980). Entretanto o parte sólida C também é atraída para o ponto C^x , que está entre os pontos A^x e B^x , e segundo a conservação de massa, o equilíbrio das marés proposto por Newton passa a demonstrar duas preamares e duas baixamares, como pode ser visto na Figura 3.2b.

Segundo Newton (1687) a velocidade máxima não estaria sobre os pontos A e B e nem a mínima sobre os pontos C e D. Em suas próprias palavras (Prop. 66, Cor. 20) traduzidas do latim para o inglês por Cartwright (1999):

And thence the greatest height of water may happen about the octants after syzygies; and the least height about the octants after the quadratures (...).

Ao retirar o fator γ/d^3 das componentes mostradas na Figura 3.1C a força vertical fica proporcional a $3x^2/a - a$, onde o máximo em A e B seria igual a $x = \pm a$, e o mínimo em C e D proporcional a $x = 0$, e zero em $x^2 = a^2/3$ equivalente a 55° antes de depois de A e B. Logo, a preamar estaria defasada em 3 horas ao alinhamento do sistema Sol, Terra e Lua, que segundo Newton é explicada pela força friccional, o que é confirmada pela rede maregráfica costeira (CARTWRIGHT, 1999).

A posição do sistema Terra, Lua Sol também afeta a magnitude da força geradora de maré. Como já foi dito, quando do alinhamento do sistema Sol, Terra e Lua em fases de Lua Nova ou Cheia a maré é dita de sizígia e quando se posicionam

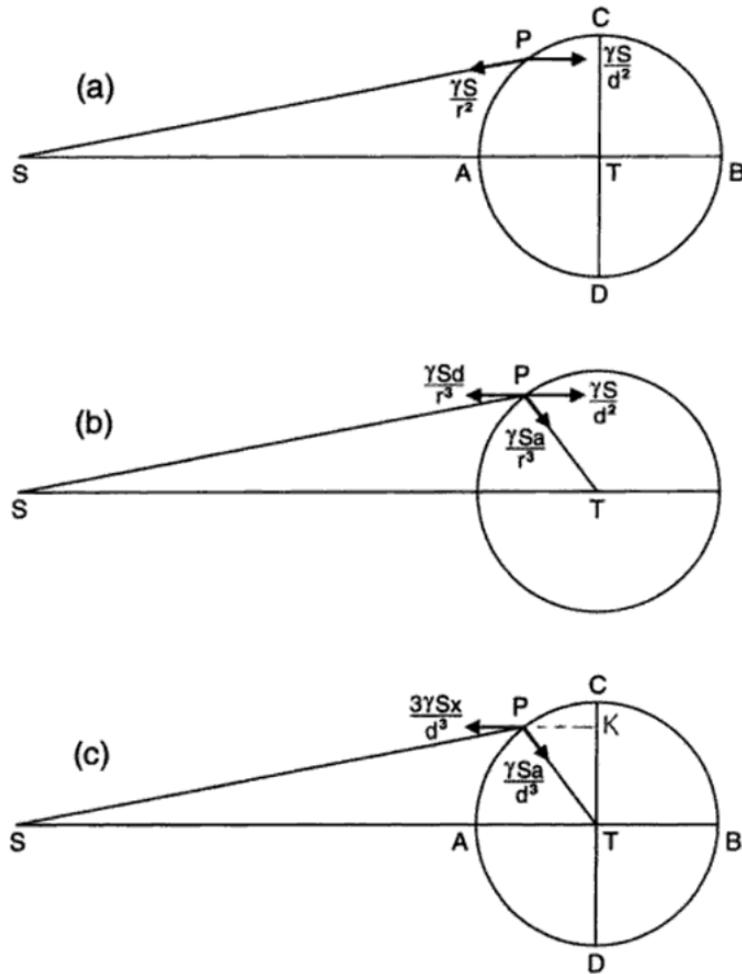


Figura 3.1 - Correções de Proudman baseado no diagrama do Livro 1, Proposição 66 de Newton(1687) que ilustra a atração gravitacional entre Sol (S), Terra (T) e um satélite P (no caso a Lua) orbitando em torno de Terra na direção ADBC. As forças em P ilustradas por vetores em três modos equivalentes (a),(b) e (c) seguindo a notação $r=SP$, $d=ST$, $a =PT$, $x=KP$. O vetor em P paralelo a TS denota a força gravitacional produzida pela maré, no qual o sinal é invertido nos quadrantes BC e DB Cartwright (1999).

ortogonalmente entre si em fases de Quarto Minguante e Crescente a maré é dita de quadratura, como exemplifica a Figura 3.3.

Newton ainda demonstra que momentos de variação máxima astronômica da maré ocorrem quando as distâncias Terra, Lua e Sol são mínimas, perigeu e periélio, respectivamente (CALIM, 2010). Esta é facilmente demonstrada a partir da lei de atração dos corpos, onde a força gerada pela maré é inversamente proporcional ao cubo da distância entre Sol e Terra, ou Lua e Terra, como demonstra a Figura 3.4.

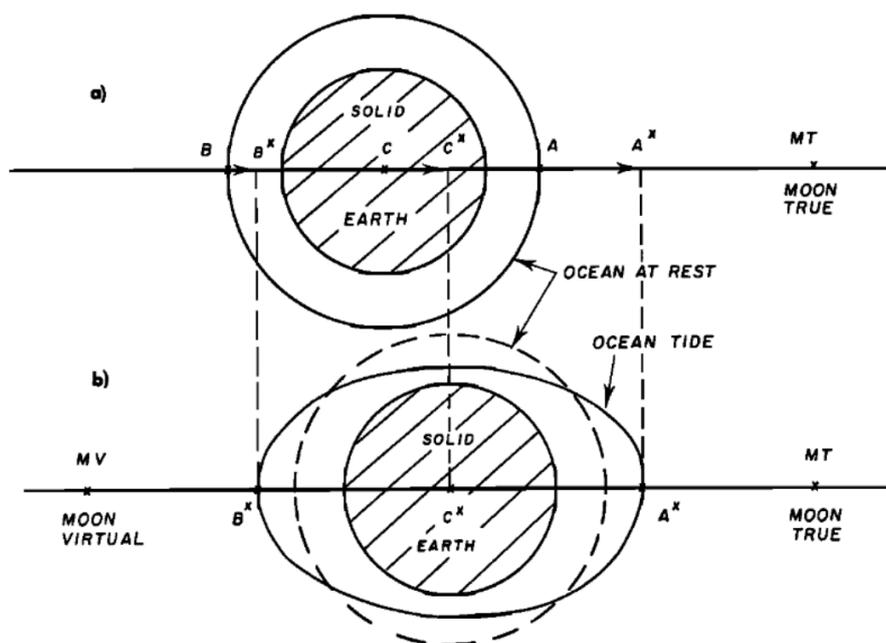


Figura 3.2 - Teoria de equilíbrio da maré segundo Newton Schwiderski (1980).

Os mínimos da variação astronômica ocorrem nos equinócios, quando as distâncias entre Terra, Sol e Lua tem distância máxima, afélio e apogeu, respectivamente. O tempo entre dois afélios ou dois periélios é de 365,2596 dias, sendo que o periélio ocorre a uma distância Terra-Sol de aproximadamente 147.10^6 Km (91.400.005 milhas) e o afélio a uma distância de 152.10^6 Km (94.512.258 milhas), como mostra a Figura 3.4. Analogamente, a Lua também tem órbita aproximadamente elíptica em torno da Terra, com tempo entre sucessivos apogeus (ou perigeus) de 27,5546 dias (ver Tabela 3.2). Entretanto, o formato elíptico da Lua muda ligeiramente, promovendo um deslocamento da posição do perigeu ao longo de 8,847 anos, denominado de precessão lunar. O ângulo entre o plano de órbita da Lua em relação ao plano da linha do Equador também varia, conhecido como o período nodal, com um ciclo completo de 18,613 anos (PARKER, 2007).

Em *Principia*, livro III, Newton demonstra que a componente solar da maré é maior no inverno e menor no verão, deixando muitos de seus predecessores intrigados com tal afirmação (CARTWRIGHT, 1999). O eixo de rotação da Terra inclinado em $23^{\circ}27'$ resulta na experiência de quatro estações do ano, solstícios (inverno ou verão) e equinócios (primavera ou outono). Essas alterações da magnitude da maré em relação a posição do sistema Sol, Terra e Lua é manifestada corretamente por Newton, que ainda demonstra a existência da desigualdade diurna, aonde prevê as diferenças

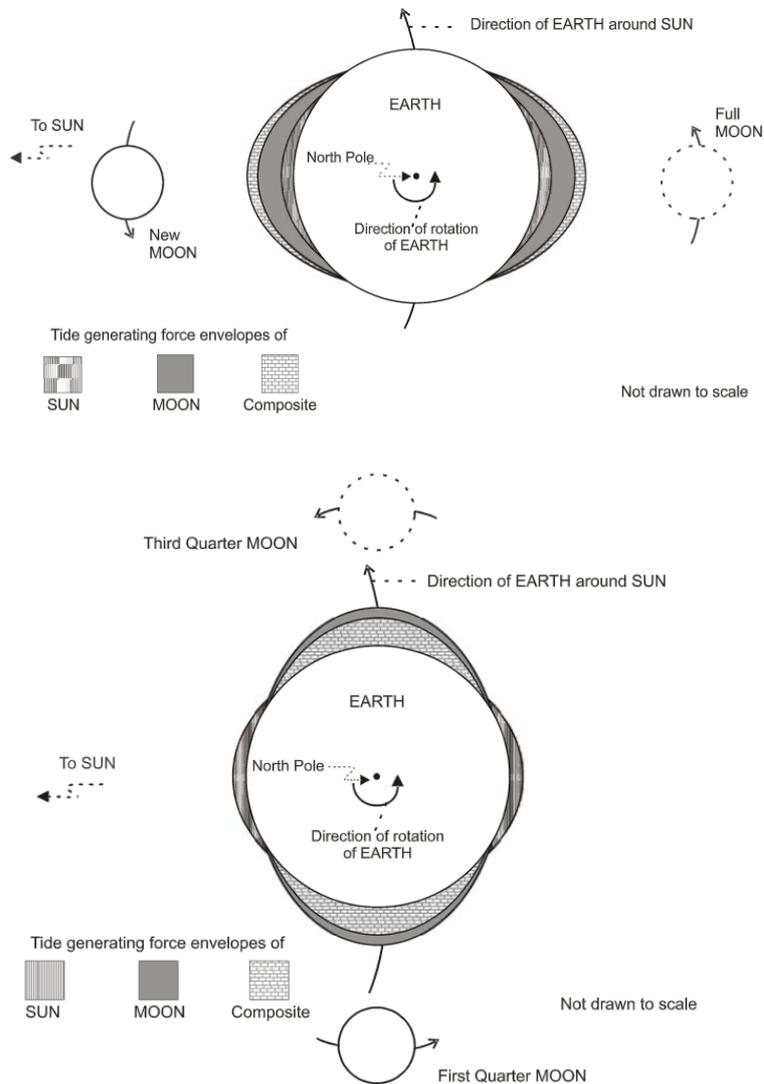


Figura 3.3 - Ilustração esquemática da posição de sizígia (painel superior) e quadratura (painel inferior) Steacy (2006).

entre sucessivas preamares (ou baixamares) devido a declinação da Lua em relação a linha do Equador.

A desigualdade diurna é resultante da declinação de $5,145^\circ$ do eixo orbital da Lua com a linha do Equador. Considerando que a força geradora da maré é simétrica ao Equador, logo a variação do eixo de rotação da Terra cria alterações na magnitude entre sucessivas preamares ou baixamares, como mostra a Figura 3.5. No ponto A a preamar é mais intensa que em B, o que se denomina desigualdade diurna de uma

Tabela 3.2 - Alguns dos períodos astronômicos orbitais do sistema Terra, Sol e Lua (PARKER, 2007)

Descrição	Período
Período de declinação lunar	27,3216 dias.
Período de declinação solar	365,2422 dias.
Período de deslocamento de perigeu	8,847 anos.
Período nodal	18,613 anos.
Período entre maré sizígia e de quadratura	14,76 dias.
Período entre apogeu e perigeu	27,55 dias.

maré semidiurna. Na latitude CD há apenas uma preamar por dia, sendo então uma região de predomínio de uma maré diurna. Nos pontos EF, na linha do Equador, as preamares e baixamares são de mesma magnitude, com duas preamares e duas baixamares por dia, típica da maré semidiurna (STEACY, 2006).

O efeito da maré é gerado por qualquer planeta ou satélite, entretanto, a Lua e o Sol são considerados os principais contribuintes desse fenômeno. Segundo a Lei da Gravitação Universal de Newton, a Lua interfere 2,16 vezes mais do que o Sol na geração da maré. A distância entre os corpos, neste caso, interfere mais do que a massa, já que a Lua, de menor massa, está mais próxima da Terra (aproximadamente 384.400 Km) do que o Sol, de maior massa, distante aproximadamente 149.600.000Km. A influência solar e lunar na geração das marés pode ser determinada segundo Newton pela equação 3.1 (BOON, 2004):

$$F = G(m_1m_2)/R^2 \quad (3.1)$$

Aplicando a lei de Newton para o sistema Terra, Sol e Lua, as variáveis podem ser definidas por:

F_L - Força gravitacional gerada pela Lua

F_T - Força gravitacional gerada pela Terra

m_L - massa da Lua

m_T - massa da Terra

R_L - A distância do objeto na superfície da Terra ao centro da Lua

R_T - A distância do objeto ao centro da Terra = o raio da Terra

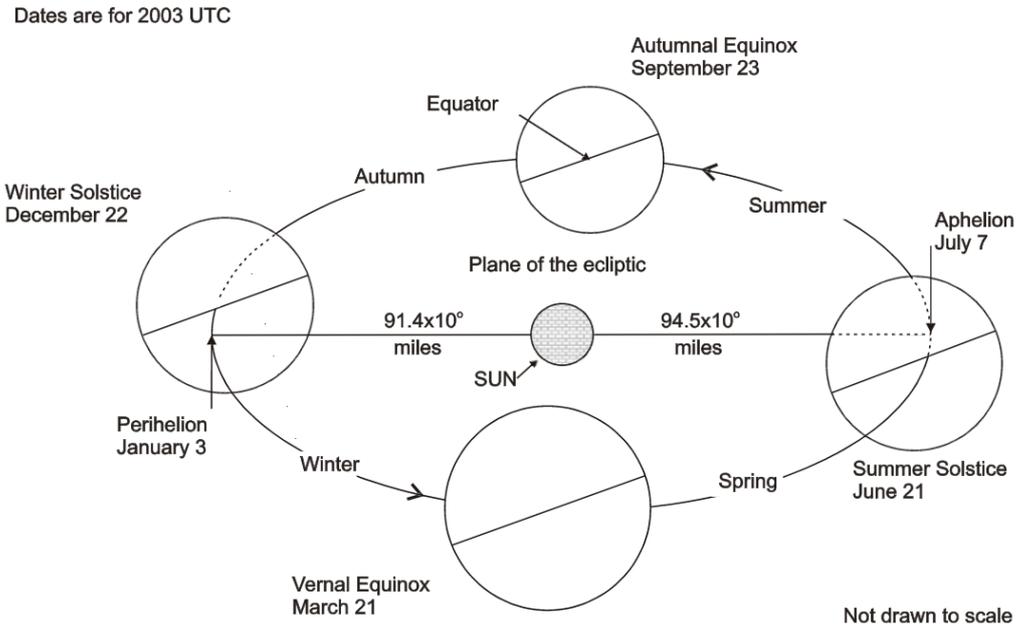


Figura 3.4 - Sistema Terra-Sol. A máxima magnitude da componente solar da maré ocorre na posição de periélio, onde a distância é mínima entre Terra e Sol e a mínima magnitude da componente solar da maré ocorre na posição de afélio, onde a distância é máxima entre Terra e Sol [Steacy \(2006\)](#).

Usando essas definições é possível descrever as seguinte equações:

$$F_M = G(m_L/R_L^2) \quad (3.2)$$

$$F_T = G(m_T/R_T^2) \quad (3.3)$$

Dividindo 3.2 por 3.3 e multiplicando ambos lados por F_T :

$$F_L = F_T(m_L R_T^2)/(m_T R_L^2) \quad (3.4)$$

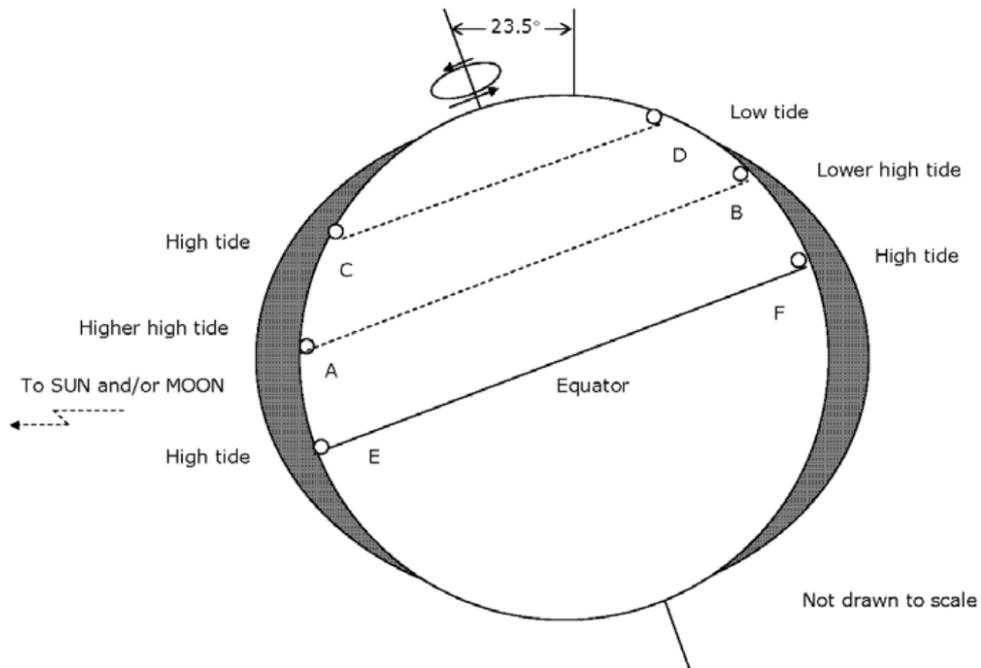


Figura 3.5 - Desigualdade diurna mostrada para as latitudes CD, AB e EF. A latitude CD apresenta uma preamar e uma baixamar por dia, típica de uma região de predomínio de maré diurna. Na latitude AB, A tem a preamar mais intensa, o que caracteriza uma desigualdade diurna de uma maré semidiurna. E por fim, na latitude EF, na linha do Equador as preamares e baixamares tem a mesma intensidade, com 2 baixamares e 2 preamares por dia, típica da maré semidiurna. Apesar de ter sido apresentado apenas um hemisfério, e por considerar a força geradora da maré simétrica em relação ao Equador, todos os efeitos podem ser extrapolados para o outro hemisfério [Steacy \(2006\)](#).

Introduzindo a Segunda Lei de Newton:

$$F = ma \quad F_T = g \quad (3.5)$$

Onde g é a aceleração da gravidade. Finalmente substituindo 3.5 por 3.4:

$$F_L = g(m_L R_T^2)/(m_T R_L^2) \quad (3.6)$$

A razão entre a massa da Terra e a massa da Lua é de aproximadamente 81,5 e a

razão entre as distâncias da Lua a Terra e o raio da Terra é de aproximadamente 60,3. Substituindo esses valores na equação 3.7:

$$F_L = g(1/81,5)(1/60,3)^2 \quad F_L = 3,4 \cdot 10^6 g \quad (3.7)$$

A magnitude da componente lunar em relação ao campo gravitacional da Terra foi mostrado anteriormente. Entretanto não foi considerada a direção de atuação dessa força na superfície terrestre. Para entender como a maré é gerada através do acúmulo de forças de cisalhamento junto a superfície dos oceanos, é necessário que seja feita a avaliação em termos vetoriais (BOON, 2004).

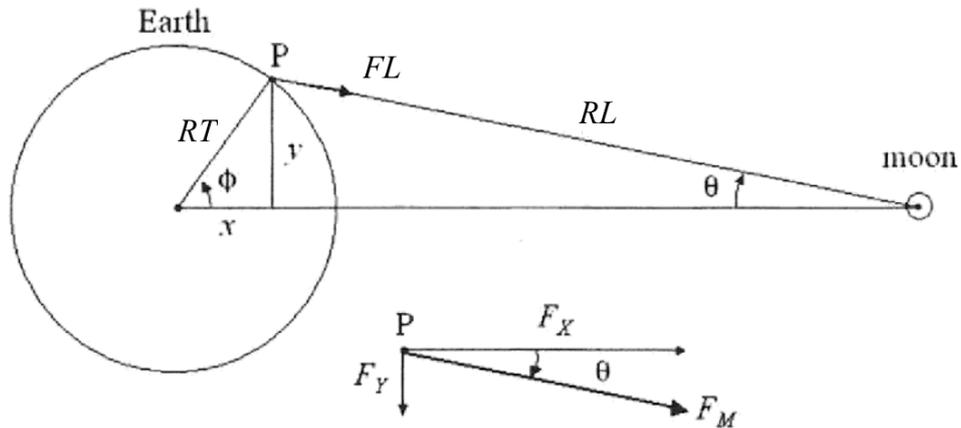


Figura 3.6 - Força de atração da Lua F_L resolvida para suas componentes F_x e F_y Boon (2004).

Usando a relação trigonométrica mostrada na Figura 3.6, F_y pode então ser descrito como:

$$F_y = F_L \sin \theta \quad (3.8)$$

$$y = R_L \sin \theta = R_T \sin \phi \quad (3.9)$$

$$F_y = F_L \frac{R_T}{R_L} \sin \phi \quad (3.10)$$

Onde N é a latitude aonde F_y atua no ponto P . Substituindo a equação 3.6 na equação 3.10 :

$$F_y = g \frac{m_L R_T^3}{m_E R_L^3} \sin \phi \quad (3.11)$$

A equação 3.11 deixa claro que influência da Lua é maior do que a do Sol. Apesar de ter menor massa, a Lua está mais próxima da Terra, já que a resultante da força geradora da maré ser mais dependente do cubo das distâncias entre os corpos do que de suas massas. A força produzida pela atração gravitacional da Lua é de aproximadamente 0,0000034 vezes da força gravitacional terrestre (equação 3.6), para um objeto na superfície terrestre. Isso explica o porque da aceleração da maré atuar igualmente em todos os objetos na superfície da Terra, e estes não levitarem em direção à Lua. Entretanto, os bulbos formados nos oceanos são reais, e o fenômeno da maré falha ao ser descrito como resultante da componente vertical da aceleração gravitacional por Newton. Outras limitações da Teoria de Equilíbrio das Marés de Newton estão descritas na Tabela 3.3.

Tabela 3.3 - Limitações da Teoria de Equilíbrio das marés de Newton

1	Negligenciar os efeitos de rotação da Terra (CARTWRIGHT, 1999).
2	Suposição errônea que uma preamar só ocorre diretamente sob a Lua (SCHWIDERSKI, 1980).
3	Desconsiderar a geometria dos continentes.
4	Considerar a resposta instantânea dos oceanos à força da maré (PARKER, 2007).
5	Assumir que a componente vertical que determina a força geradora da maré (CARTWRIGHT, 1999).

4 TEORIA DINÂMICA DAS MARÉS

A contribuição de Newton ao estudo das marés foi pioneira e revolucionária, criando a oportunidade de um novo olhar ao fenômeno. Passado um século, Maclaurin(1740) em *De Causa Physica Fluxus et Refluxus Maris* é o primeiro cientista a incluir o efeito de *Coriolis* na descrição das marés. A rotação da Terra até então não havia sido considerada por Newton, e muito menos a contribuição horizontal da força gravitacional na geração da aceleração da maré. Euler(1740) em *Inquisito Physica in Causam Fluxus et Refluxus Maris* enuncia pela primeira vez que a componente vertical resultante da atração gravitacional não determina a força geradora da maré, e sim a componente horizontal (CARTWRIGHT, 1999). A aceleração das águas é então tangencial à superfície da Terra, como mostra a Figura 4.1. No caso de um sistema inercial localizado no centro da Terra, os pontos E, fora do alinhamento Terra-Lua, mostram que a atração gravitacional exercida pela Lua (seta em vermelho) no ponto E balanceado com a atração do ponto O (seta em azul) resulta numa força em direção ao ponto O (seta preta).

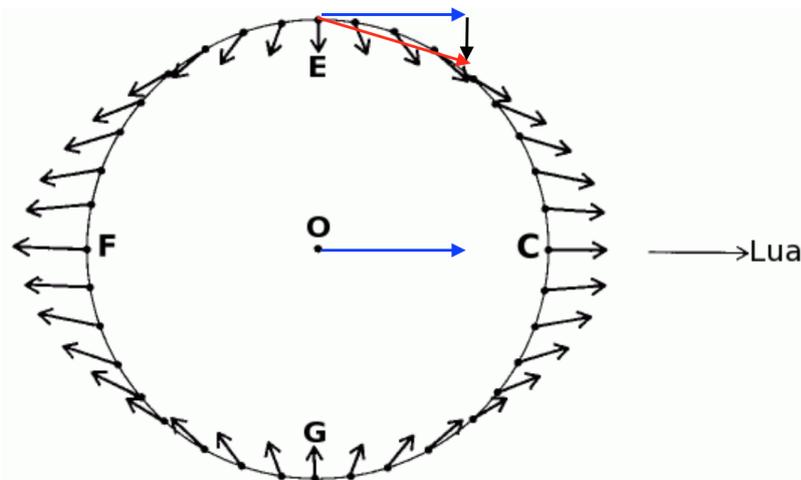


Figura 4.1 - Esquema da atuação das forças geradora da maré em diversos pontos do planeta. Considerando um sistema inercial localizado no centro da Terra, a seta vermelha indica a força exercida pela Lua no ponto E, a seta azul a força exercida no ponto O e a resultante é mostrada pela seta preta no ponto E. Essa mesma lógica é utilizada para todos os outros pontos para obter as resultante tangencial à Terra da força geradora da maré. Modificado de Boon (2004).

O século XVIII propulsionou avanços na Teoria Dinâmica de Marés, graças ao trabalho de Bernoulli, Euler, d’Almbert e Lagrange, mas foi Laplace quem revolucionou a teoria de Newton, quase no início do século XIX. O modo de expressar ideias e teorias por diagramas, aritmética e trigonometria utilizado por Newton revela o retrato da construção do conhecimento matemático da época, que contrasta com o cálculo mais sofisticado utilizado por Laplace quase dois séculos depois. A diferença na tradução de suas ideias em teorias é anunciada em páginas de seus respectivos estudos (Figura 4.2).

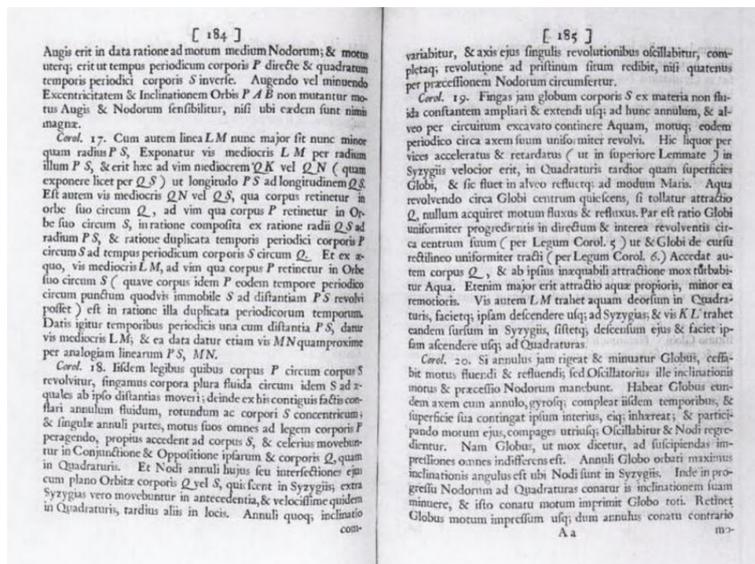


Figura 4.2 - Páginas do estudo *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica* de Newton (1687) (painel superior) e de *Du Système du Monde* de Laplace (1776) (painel inferior) Cartwright (1999).

Em *Recherchers sur plusieurs points du Système du Monde* (1776), mostrado na Figura 4.2, Laplace (1776) enuncia soluções para maré através da LTE (Laplace Tidal Equations) onde a aceleração devido a rotação da Terra omitida por d’Almbert em 1747 é considerada essencial (CARTWRIGHT, 1999).

O potencial gerador da maré sob a visão da Mecânica Newtoniana pode ser descrita por:

$$V = \gamma S/R \quad (4.1)$$

V - potencial gerador da maré

γ - constante universal da gravitação

S - corpo de massa S

R - distância do corpo S do ponto a ser forçado pela maré

Retornando a Figura 3.1c, onde $SP = R$, $ST = d$, $PT = a$, $KP = x$, o potencial gerador da maré na superfície da Terra é:

$$U = \Delta V = \gamma S(R^{-1} - d^{-1} - xd^{-2}) \quad (4.2)$$

Considerando θ é a colatitude ¹, ϕ a longitude (positiva para leste), t é o tempo, (u, v) as componentes da velocidade horizontal relativas a Terra e Ω é a velocidade angular de rotação da Terra. Se $U(\theta, \phi, t)$ denota o potencial escalar correspondente à força da maré na Mecânica Newtoniana, então δU representa o potencial gerador da maré devido a resposta dos oceanos à deformação global do fluido, aplicada por unidade de massa nas direções u e v , como traduzido por Cartwright (1999):

$$\frac{\delta u}{\delta t} - 2\Omega \cos \theta.v = -\frac{g}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} [\zeta - U - \delta U] \quad (4.3)$$

$$\frac{\delta v}{\delta t} - 2\Omega \cos \theta.u = -\frac{g}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} [\zeta - U - \delta U] \quad (4.4)$$

Pela primeira vez o termo $2\Omega \cos \theta$ é introduzido por Laplace, permitindo a inserção da força de deflexão causada pela rotação da Terra no sistema de coordenadas geográficas. O termo é conhecido hoje em dia por f e denominado de frequência

¹Colatitude é o angular complementar da latitude, ou seja refere-se a distância zenital dos pólos celestes

de *Coriolis*, em homenagem ao matemático francês Gaspard Coriolis (1792-1843), mesmo que o primeiro a enunciá-lo fosse Laplace (CARTWRIGHT, 1999). Devido ao efeito de *Coriolis*, o movimento aparente é defletido à esquerda no Hemisfério Sul, à direita no Hemisfério Norte e nenhum efeito ao longo da linha do Equador, como mostra a Figura 4.3.

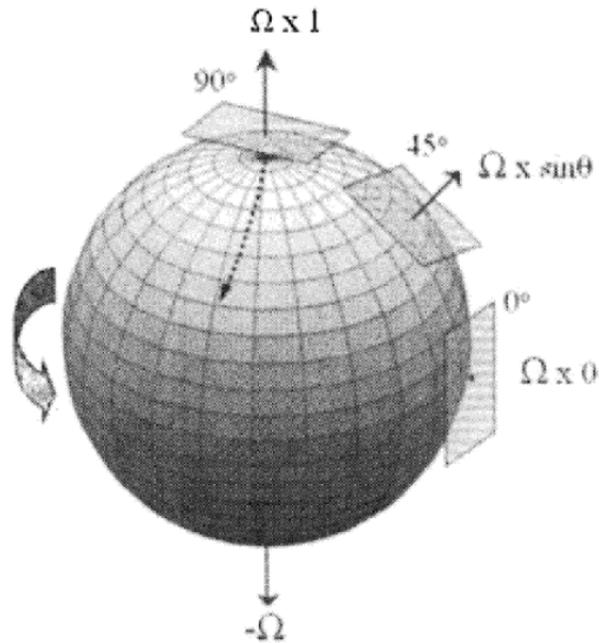


Figura 4.3 - Efeito de Coriolis em planos tangentes a superfície da Terra para diferentes latitudes Boon (2004).

Laplace aponta que as marés possam induzir mudanças no centro de gravidade da Terra, com um valor desprezível, tal que ζ/a fosse muito pequeno. Mudanças periódicas da rotação da Terra devido à maré tem sido alvo de estudos recentes, como o de Brosche et al. (1989), que revela uma variação da ordem de 10^{-4} segundos, e Ray et al. (1994) aponta que mudanças da ordem de 2 a 3 cm deslocamento da linha do Equador em frequências diurnas e semidiurnas, correspondentes à forçante maré.

Ao introduzir termos lineares de fricção ε em $\varepsilon\delta u/\delta t$ e $\varepsilon\delta v/\delta t$, Laplace percebe que os efeitos das condições de inicialização são sempre transientes, então a única solução de interesse são aquelas de caráter oscilatório. Em suas próprias palavras (LAPLACE, 1825):

L'état d'un système de corps dans lequel les conditions primitives du mouvement ont disparu par les résistances que ce mouvement éprouve est périodique comme le forces qui l'animent (LAPLACE, 1825).

Três características periódicas distintas compõe a força geradora da maré, segundo Laplace, atribuindo um caráter dinâmico a cada uma delas em contraste com o comportamento estático definido por Newton (CARTWRIGHT, 1999). A partir da expansão da equação 4.4 é possível determinar as três espécies de Laplace descrita pelas equações 4.6, 4.7 e 4.8.

$$U(\theta, \phi, \Theta, \Phi) = \frac{3\gamma S}{2a} \omega^3 (\cos \theta \cos \Theta + \sin \theta \sin \Theta \cos(\Phi - \phi - \Omega t))^2 - 1/3 \quad (4.5)$$

ω^3 - paralaxe

$$f_1 = \cos^2 \theta \cos^2 \Theta + 1/2 \sin^2 \theta \sin^2 \Theta - 1/3 \quad (4.6)$$

$$f_2 = 1/2 \sin 2\theta \sin 2\Theta \cos(\Phi - \phi - \Omega t) \quad (4.7)$$

$$f_3 = 1/2 \sin^2 \theta \sin^2 \Theta \cos 2(\Phi - \phi - \Omega t) \quad (4.8)$$

Onde (θ, ϕ) são as coordenadas geográficas e (θ, ϕ) as coordenadas esféricas. Os termos f_1 , f_2 e f_3 são denominados as três espécies de Laplace, com oscilações em distintas bandas de frequência. A primeira espécie f_1 tem configuração espacial puramente zonal, sendo independente de ϕ e Φ , conhecida como maré de longo termo. A segunda espécie f_2 é proporcional a Ωt com períodos próximos ao dia solar, conhecida como maré diurna. E a terceira espécie f_3 é proporcional a $2\Omega t$ que varia com período de meio dia solar, conhecida como maré semidiurna. Laplace enuncia ainda uma quarta espécie, extraída da aproximação de U em termos de ω^4 , conhecida como maré terdiurna (CARTWRIGHT, 1999). Por ter pequena contribuição em relação às outras três espécies, a maré terdiurna será excluída da discussão desse trabalho.

Em suas conclusões do Livro XIII, numa análise da maré para a cidade de Brest (França), Laplace é capaz de diferenciar as sizígias de Lua Cheia e Lua Nova e

também as quadraturas de Lua Crescente e Minguante, para extração dos termos da sua quarta espécie, a maré terdiurna. Ainda que empírica, a análise de Laplace indica que as marés semidiurnas teriam maior amplitude do que as diurnas, devido ao efeito de rotação terrestre, para um oceano de profundidade de 9000 metros. Em suas próprias palavras:

Ainsi, par l'effet de la rotation de la terre et des circonstances accessoires, le flux diurne est réduit à peu près au tiers, tandis que le flux semidiurne devient seize fois plus grand. Au reste, cette grande difference ne dois point surprendre, si l'on considère que, par Livre IV, la rotation de la terre détruit dans une mer partout également profonde, le flux diurne, et que si la profondeur de la mer est $1/720$ du rayon terrestre, ou d'environ 9000 metres, la hauteur de la marée semidiurne dans les syzygies est de 11 meters (LAPLACE, 1825).

A explicação de Laplace se adequa às observações feitas em Brest, e suas conclusões serviram de arcabouço para a confecção de tábuas de marés pelas autoridades francesas até meados do século XX (CARTWRIGHT, 1999). Entretanto, Laplace deixa de citar o efeito das marés em regiões de águas rasas. George Biddell Airy (1801-1892) foi o primeiro a enunciar o estudo de ondas longas relacionadas a maré em canais estreitos e de pouca profundidade. Em canais adjacentes de diferentes profundidades a configuração da maré é completamente diferente, demonstrando que a amplitude e fase são criticamente relacionadas à geometria local. O alto grau de complexidade para determinação da maré dificulta a aplicação da LTE, sendo sua utilização inerente a um modelo demasiadamente simplificado da Terra. As limitações da Teoria Dinâmica proposta por Laplace é descrita em mais detalhes na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Limitações da Teoria de Dinâmica das marés de Laplace (CARTWRIGHT, 1999).

1	Solução analítica da LTE aplicável à geometria simplificada dos continentes.
2	Suposição do globo coberto por oceanos.
3	Profundidade dos oceanos constante.
4	Desconsiderar mudanças de densidade nos oceanos.
5	Não considerar o efeito da maré em águas rasas.
6	Considerar a resposta instantânea devido a mudança de paralaxe.

5 HARMÔNICAS DA MARÉ

O primeiro a aplicar análise harmônica completa em dados maregráficos foi *Sir William Thomson*, conhecido como *Lord Kelvin*, em 1867. A nomenclatura designada às constituintes de maré propostas por Kelvin/Darwin são até hoje utilizadas, na qual as harmônicas são descritas segundo a sua fonte geradora e a qual fração do ciclo de maré pertencem, salvas algumas exceções. Kelvin empresta de Laplace o conceito de *astres fictifs* que se movem sobre o plano equatorial com velocidade angular constante, produzindo bulbos de marés com constituintes de velocidades igual a Ω e 2Ω . O satélite é denotado por K, M e S são relativos a Lua e Sol, com velocidades orbitais de $(\Omega t - s)$ e $(\Omega t - s')$, respectivamente. As harmônicas descritas na Tabela 5.1 com as suas respectivas velocidade angulares, para longitudes do perigeu e periélio dadas por p e p' .

Tabela 5.1 - Harmônicas descritas por Kelvin e suas respectivas velocidades angulares (CARTWRIGHT, 1999).

Constituintes Lunares	
K	Ωt .
L	$\Omega t - (s + p)/2$.
M	$\Omega t - s$.
N	$\Omega t - (3s - p)/2$.
O	$\Omega t - 2s$.
Q	$\Omega t - 3s + p$.
Constituintes Solares	
R	$\Omega t - (s' + p')/2$.
S	$\Omega t - s'$.
T	$\Omega t - (3s' - p')/2$.
P	$\Omega t - 2s'$.

Os satélites O,P,Q têm caráter diurno, K produz tanto constituintes diurnas como semidiurnas e M produz constituintes diurnas e terdiurnas de pequena amplitude. Perturbações na frequência diurna foram identificadas posteriormente por Darwin (1845-1912), designando-as com letras gregas como mostra a Figura 5.1. Darwin adiciona números às letras introduzidas por Kelvin, separando assim as constituintes pela espécies propostas por Laplace.

Initials	Speed	Name of Tide
M_1	$\gamma - \sigma - \omega$, and	
M_2	$\gamma - \sigma + \omega$	
M_3	$2(\gamma - \sigma)$	Principal lunar series
M_3	$3(\gamma - \sigma)$	
&c.	&c.	
K_2	2γ	Luni-solar semi-diurnal
N	$2\gamma - 3\sigma + \omega$	Larger lunar elliptic
L	$2\gamma - \sigma - \omega$ and $2\gamma - \sigma + \omega$	Smaller lunar elliptic
	$2\gamma + \sigma - \omega$	
2N	$2\gamma - 4\sigma + 2\omega$	Lunar elliptic, second order
ν	$2\gamma - 3\sigma - \omega + 2\eta$	Larger lunar evectional
λ	$2\gamma - \sigma + \omega - 2\eta$	Smaller lunar evectional
O	$\gamma - 2\sigma$	Lunar diurnal
OO	$\gamma + 2\sigma$	
K_1	γ	Luni-solar diurnal
Q	$\gamma - 3\sigma + \omega$	Larger lunar elliptic diurnal
	$\gamma - \sigma - \omega$ included in M_1	Smaller lunar elliptic diurnal
J	$\gamma + \sigma - \omega$	
	$\gamma - 4\sigma + 2\omega$	Lunar elliptic diurnal, second order
	$\gamma - 3\sigma - \omega + 2\eta$	Larger lunar evectional diurnal
S_1	$\gamma - \eta$	
S_2	$2(\gamma - \eta)$	Principal solar series
S_3	$3(\gamma - \eta)$	
&c.	&c.	
T	$2\gamma - 3\eta$	Larger solar elliptic
R	$2\gamma - \eta$	Smaller solar elliptic
P	$\gamma - 2\eta$	Solar diurnal
Mm	$\sigma - \omega$	Lunar monthly
Mf	2σ	Lunar fortnightly
Sa	η	Solar annual
Ssa	2η	Solar semi-annual
MSf	$2(\sigma - \eta)$	Luni-solar synodic fortnightly
MS	$4\gamma - 2\sigma - 2\eta$	Compound tides
μ or 2MS	$2\gamma - 4\sigma + 2\eta$	
2SM	$2\gamma + 2\sigma - 4\eta$	
MK	$3\gamma - 2\sigma$	
2MK	$3\gamma - 4\sigma$	
MN	$4\gamma - 5\sigma + \omega$	

Figura 5.1 - Seleção das constituintes harmônicas da maré proposta por Darwin e inspirada na notação descrita por Kelvin. As frequências angulares são descritas em *speed*. Os argumentos astronômicos $\gamma = 1/\text{dia sideral}$, $\sigma = 1/\text{mês sideral}$, $\eta = 1/\text{ano}$ e $\omega = 1/\text{período de perigeu (8,85 anos)}$. As últimas sete constituintes são composições de processos não-lineares [Cartwright \(1999\)](#).

Ao remover as constituintes harmônicas citadas por Darwin de um registro maregráfico, Doodson (1921) nota que o resíduo ainda contém componentes de maré, o que o estimula a garimpar todas as possíveis harmônicas em seu estudo *The Harmonic Development of the Tide-Generating Potential*. Doodson (1921) consegue distinguir 388 frequências referentes a maré e ainda introduz um sistema prático para designá-las, conhecido como números de Doodson. Todas as frequências são especificadas com base em combinações de seis argumentos astronômicos, sendo eles:

$\tau = 15^\circ t + h - s - L$ tempo lunar local médio em graus

s = longitude média da Lua

h = longitude média do Sol

p = longitude do perigeu

$N' = -N$ é a longitudes da Lua em ascensão em relação ao plano da eclíptica

p_1 é a longitude do periélio

Onde o tempo solar é considerado a partir de meia-noite local, e t é o tempo em relação ao meridiano de Greenwich, $\chi = 15^\circ t + h - 180^\circ - L$ e $\tau = \chi - s + 180^\circ = 15^\circ t + 180^\circ - L$. Os argumentos são lineares e em função dessas seis variáveis, com coeficientes inteiros. A combinação do somatório desses seis argumentos geram harmônicas da maré. Um exemplo de combinação pode ser visto a seguir:

$$2\tau - 3s + 4h + p - 2N' + 2p_1 \quad (5.1)$$

O intervalo de variação dos coeficientes da equação 5.1 não ultrapassam -4 a 4, sendo oportuno adicionar o valor 5 a cada membro da expressão, evitando que haja números negativos (DOODSON, 1921). A única exceção é o primeiro termo τ , que é sempre positivo, não sendo necessário acrescer o valor de 5 a ele. Assim o número do argumento de Doodson para equação 5.1 é 229.637.

A expansão harmônica gerada por Doodson (1921) e reformulada por Cartwright (1977) na forma:

$$A_n^m(t) = \sum_i H_i \sin or \cos \left(\sum_{j=1}^6 N_j^i S_j \right) \quad (5.2)$$

H_i são as amplitudes.

N_j^i é o conjunto de coeficientes.

S_j são os seis argumentos astronômicos.

Os seis argumentos astronômicos são disposto em ordem crescente, sendo eles referentes a: um dia lunar ($2\pi t - \pi + h - s$), um mês sideral (s), um ano tropical (h), período de perigeu (p), período nodal ($-n$) e período do periélio (p'), respectivamente.

Tabela 5.2 - Seis argumentos astronômicos fundamentais do sistema Terra-Lua-Sol (PARKER, 2007).

descrição	notação	período	velocidade angular ($^{\circ}/hora$)
dia lunar	ω_1	24,8412 horas	14,4921
mês sideral	ω_2	27,3217 dias	0,5490
ano tropical	ω_3	365.2422 dias	0,0411
período de perigeu	ω_4	8,8500 anos	0,00046
período nodal	ω_5	18,6100 anos	0,0022
período de periélio	ω_6	20942 anos	0,000002

Os números de Doodson são obtidos pela equação 6.1:

$$\omega_c = d_1\omega_1 + (d_2 + 5)\omega_2 + (d_3 + 5)\omega_3 + (d_4 + 5)\omega_4 + (d_5 + 5)\omega_5 + (d_6 + 5)\omega_6 + \Phi \quad (5.3)$$

O período sinódico (29,5307 dias) que governa as fases da lua, por exemplo, é determinado pela diferença entre as frequências $\omega_2 - \omega_3 = \omega_0 - \omega_1$. As frequências (soma dos argumentos) são convenientemente organizadas, em *argumento*, *constituente*, *grupo* e *espécie*. Por exemplo, uma frequência de *argumento* número 265.555, tem *constituente* de número 265, faz parte do *grupo* número 26 e é da *espécie* 2 (e.g, semidiurna).

O último termo da equação 6.1 Φ é referente ao ângulo de fase de cada harmônica da maré, sendo este múltiplo de $\pi/2$ (KOWALIK; LUICK, 2013). A defasagem das harmônicas seguem um padrão, considerando o tempo inicial o começo do dia solar a partir do meridiano de Greenwich (00:00 UTC ¹). O argumento astronômico das principais harmônicas diurnas e semidiurnas da maré podem ser descritos como descrito na Tabela 5.3.

¹UTC do inglês *Universal Time Coordinated* conhecido como o tempo civil, do qual são contabilizados os fusos horários do mundo, sendo o marco inicial o Meridiano de Greenwich- UTC 00:00 ou UTC+0

Tabela 5.3 - Argumentos astronômicos e números de Doodson das principais constituintes semidiurnas e diurnas da maré. Baseado em Kowalik e Luick (2013).

Constituinte	Número de Doodson	Argumento Astronômico	Velocidade Angular (°/hora)
semidiurna			
M2	2 -2 2 0 0 0	-2s+2h	28,984
S2	2 0 0 0 0 0	0	30,000
N2	2 -3 2 1 0 0	-3s+2h+p	28,440
K2	2 0 2 0 0 0	2h	30,082
diurna			
K1	1 0 1 0 0 0	h+ 90°	15,041
O1	1 -2 1 0 0 0	-2s+h-90°	13,943
P1	1 0 -1 0 0 0	-h-90°	14,958
Q1	1 -3 1 1 0 0	-3+h+p-90°	13,399

Da extensa lista de frequências da maré produzida por Doodson, apenas oito principais amplitudes dominantes são selecionadas neste trabalho, sendo elas: as semidiurnas M2, S2, N2, K2, e as diurnas O1, Q1, P1, K1. A distribuição espectral dessas constituintes na Figura 5.2 para a estação maregráfica de Townsville (Austrália) a partir da Transformada de Fourier. A observação (em cinza) é comparada com o modelo desenvolvido nesta tese (em vermelho). As constituintes diurnas se concentram na banda próxima de 0,04 ciclos por hora enquanto que as semidiurnas estão centradas entre 0,08 e 0,09 ciclos por hora.

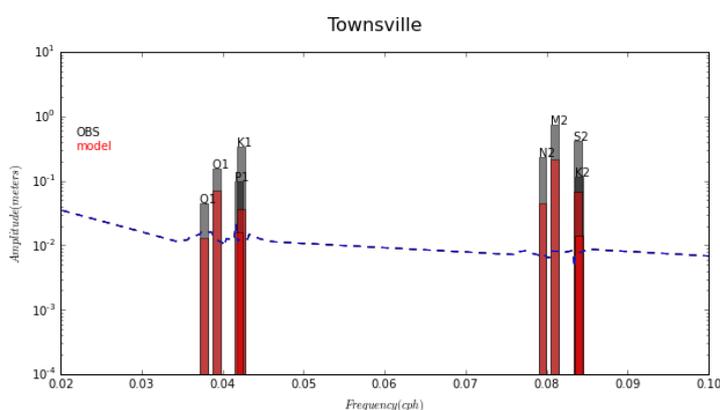


Figura 5.2 - Distribuição espectral das oito principais constituintes da maré para a estação maregráfica de Townsville (Austrália). A observação (em cinza) é comparada ao modelo (em vermelho) desenvolvido nesta tese. As admitâncias foram baseadas no pacote de Pacanawoski. Linha tracejada em azul delimita o nível de confiança 95%. Elaborada pela autora.

5.1 Principais constituintes semidiurnas

A órbita da Lua em torno da Terra é aproximadamente no mesmo ritmo da rotação da Terra, sendo que um dia lunar (rotação completa da Terra em relação a Lua) é de 24,8412 horas ($1/\omega_1$). Os dois bulbos de maré gerados pela aceleração tangencial das águas na superfície da Terra, como mostra a Figura 4.1, tem período de 12,4206 horas (o dobro da frequência de ω_1) o equivalente a 1,9323 ciclos por dia (solar). Essa constituinte semidiurna da maré é conhecida como M2 (M designa uma componente lunar, derivado de *moon* e o número 2 para espécie semidiurna). Analogamente, o Sol produz outra harmônica com exatamente a metade do período do dia solar (12,0000 horas), conhecida por S2 (S derivado de *sun* e o número 2 para espécie semidiurna), de frequência igual a 2,0000 ciclos por dia. Apesar do Sol ter massa $27 \cdot 10^6$ vezes maior que do a Lua, este está 339 vezes mais distante da Terra, e segundo a Teoria Universal da Gravitação a força resultante é inversamente proporcional ao cubo da distância entre os corpos. Assim sendo, a harmônica S2 tem menor magnitude do que a M2 (PARKER, 2007), como mostra a Figura 5.4.

O efeito combinado da M2 e S2 estão associados às fases da Lua, valores mínimos quando em quadratura e máximos em sizígia. A sincronização dessas harmônicas variam no decorrer de um mês, sendo ápice em momentos de Lua Cheia ou Lua Nova (*spring tides*), e mínimo em Lua Crescente ou Minguante, como mostra a Figura 5.3. No gráfico superior da Figura 5.3 é mostrado o efeito de cada harmônica, enquanto que no gráfico inferior a resultante do efeito combinado no decorrer de 15 dias. Momentos de interferências construtivas entre as harmônicas M2 e S2 geram amplificação da resultante da maré em períodos de sizígia, e assincronia geram interferências destrutivas em períodos de quadratura.

As harmônicas M2 e S2 possuem um padrão espacial muito parecido, com pontos anfidrômicos alocados em posição semelhante, com exceção do Oceano Pacífico. Os pontos anfidrômicos são centros de amplitude zero, núcleo do sistema rotacional da propagação da maré, resultantes do efeito de *textit*Coriolis (seção 4) e dos contornos das bacias oceânicas. William Whewell (1794-1866) é o primeiro a enunciar pontos amplitude zero (*point of no-tide*) reconhecendo um padrão rotacional da propagação da maré em suas observações do Mar do Norte (CARTWRIGHT, 1999). Na Figura 5.4 é possível reconhecer similaridades da propagação de onda da maré dessas harmônicas, com a ressalva de que a M2 tem magnitude muito maior do que a S2.

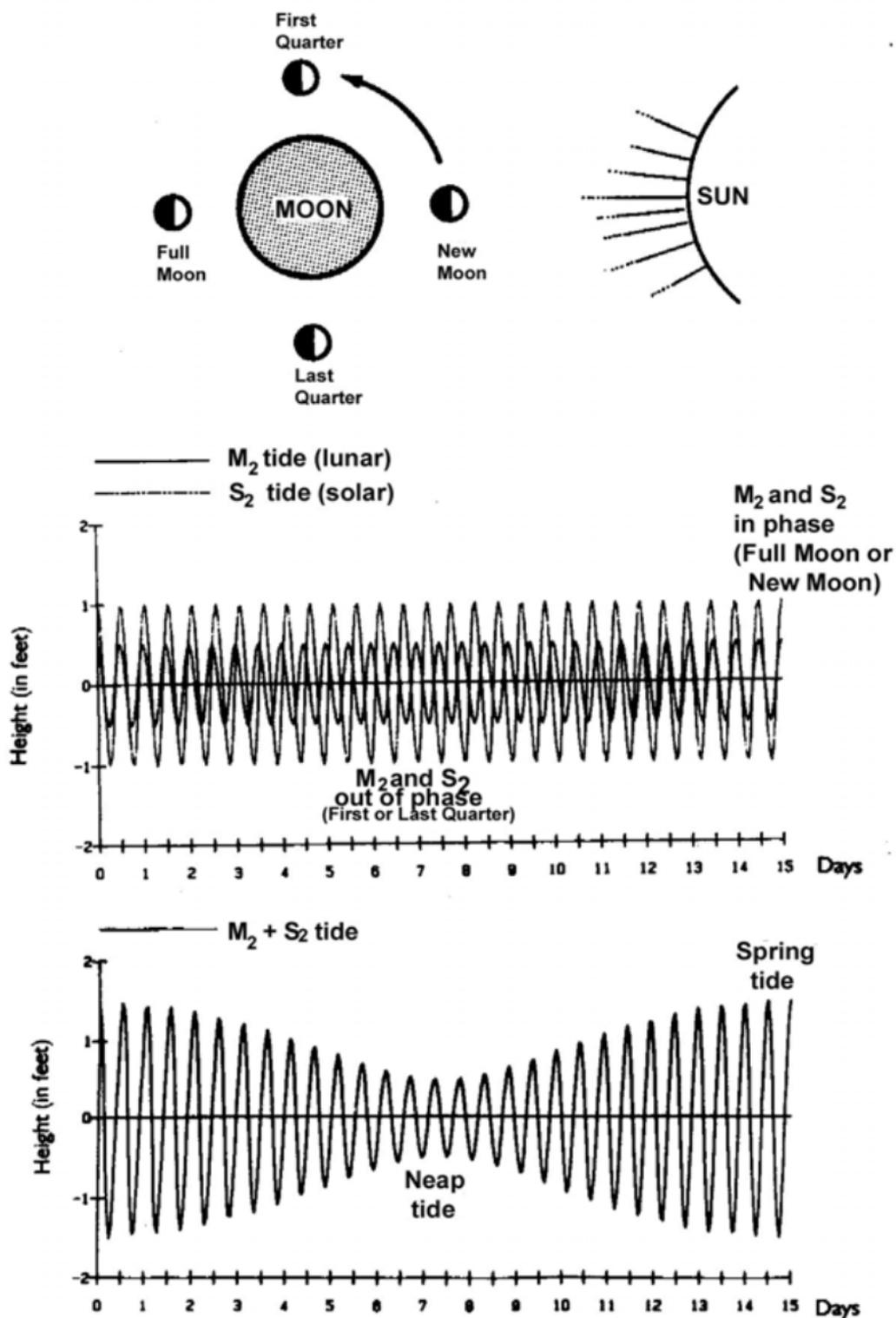


Figura 5.3 - Efeito combinado das harmônicas M_2 e S_2 ao longo de 15 dias. Interferências construtivas e destrutivas mostradas no gráfico superior e a resultante no gráfico inferior. Máximos valores associados a Lua Cheia ou Nova e mínimos em fase de Lua Crescente ou Minguante Parker (2007)

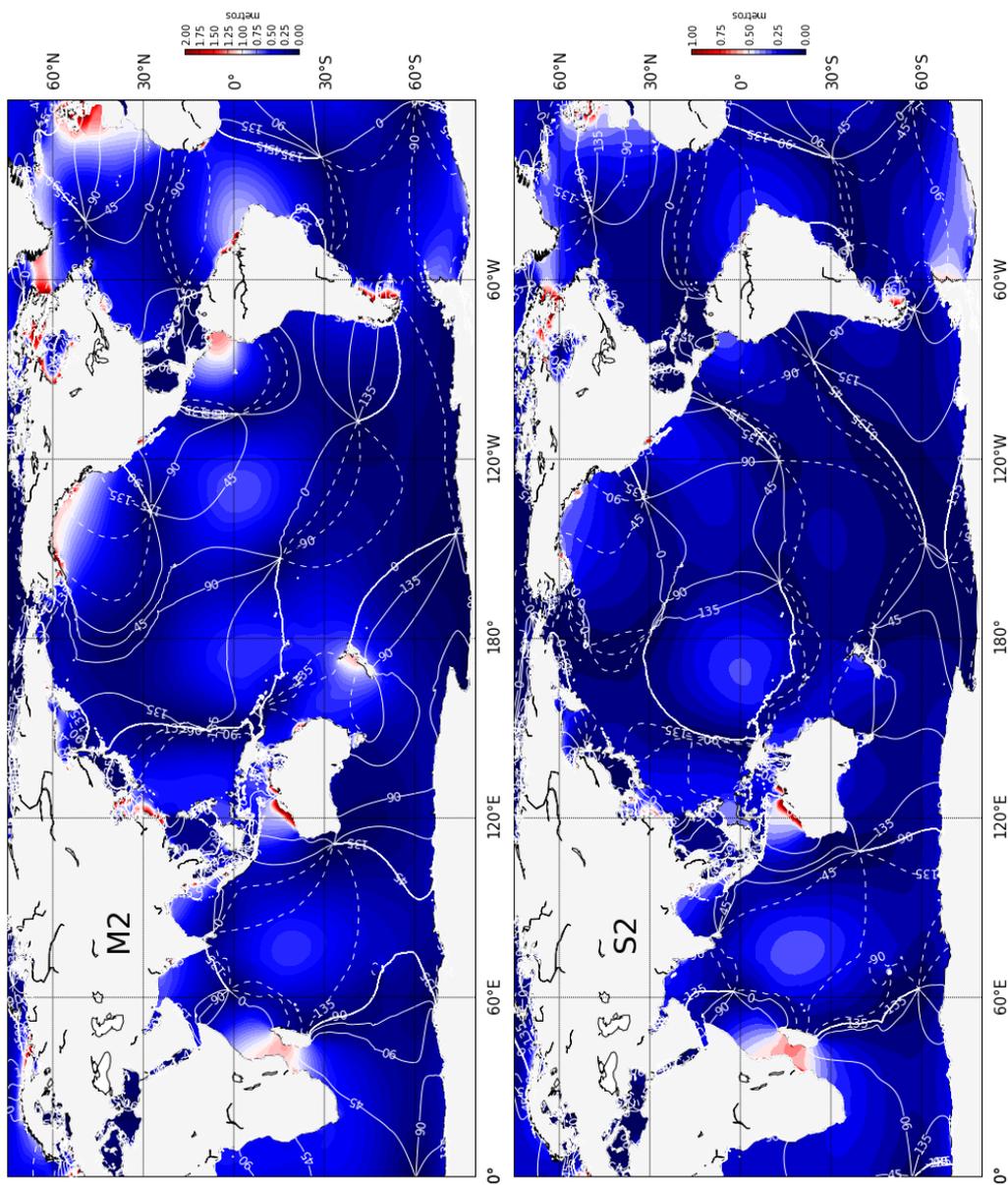


Figura 5.4 - Amplitude e fase da M2 e da S2 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora.

O caminho da órbita elíptica da Lua em torno da Terra entre perigeu e apogeu modula a força lunar da maré no período de 27,5546 dias. Em posição de perigeu, a Lua está mais próxima da Terra, fortalecendo a influência da mesma sobre as marés, e o contrário ocorre em posição de apogeu. Essa alteração é traduzida na transferência da energia da M2 para outra harmônica semidiurna, a N2. Com período de 12,6583 horas, a N2 combinada a M2 tem efeito amplificado em posição de perigeu e reduzido em posição de apogeu, analogamente como o efeito da S2. A S2 em geral é de maior magnitude do que a N2, com exceção em regiões aonde o efeito hidrodinâmico inverte essa relação. O padrão espacial da N2 é semelhante ao da M2 em termos de posicionamento de pontos anfifrômicos entretanto de menor amplitude, como mostra a Figura 5.5.

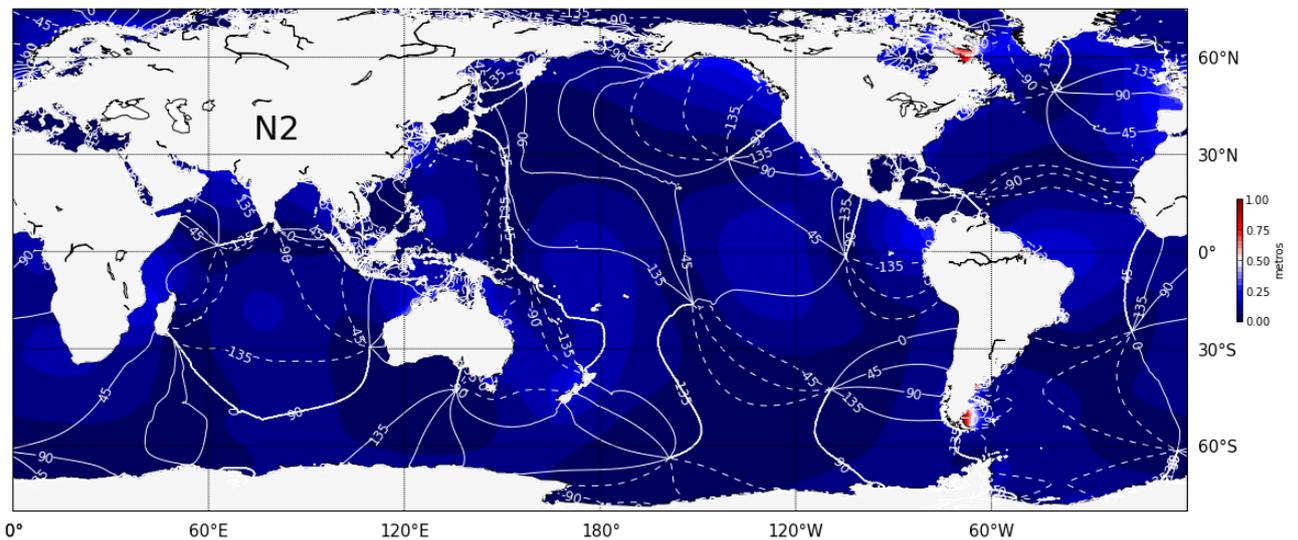


Figura 5.5 - Amplitude e fase da N2 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora

A harmônica K2 é modulada tanto pela declinação lunar quanto pela solar, sendo considerada uma constituinte luni-solar semidiurna. As duas forças têm a mesma frequência, e portanto são consideradas partes integrantes de uma mesma constituinte da maré. O padrão espacial da amplitude e fase da K2 é mostrado na Figura 5.6.

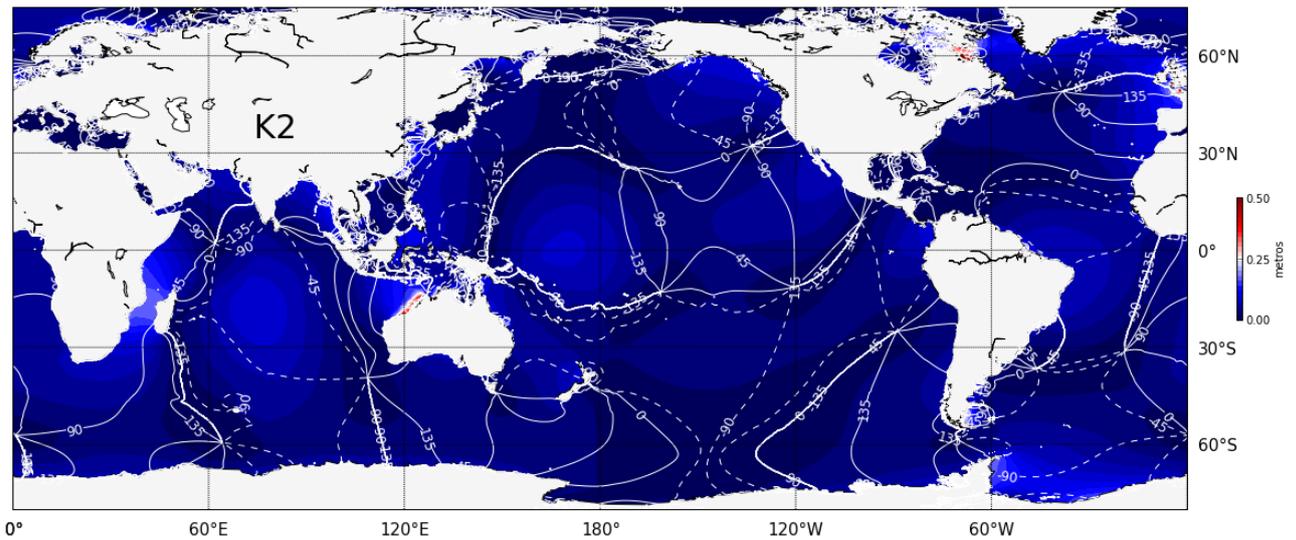


Figura 5.6 - Amplitude e fase da K2 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora.

5.2 Principais constituintes diurnas

O plano orbital da Lua inclinado em $5^{\circ}8'$ em relação à linha do Equador gera uma declinação assimétrica, que durante o mês varia de norte (declinação de norte) a sul (declinação de sul) transferindo energia para as frequências diurnas da maré. Quando à norte ou à sul, a desigualdade diurna, discutida na seção 3, desalinha os bulbos da maré em relação a linha do Equador, os deslocando um mais a norte e outro mais a sul (PARKER, 2007). Em algumas partes do globo haverá apenas uma preamar e uma baixamar por dia, sendo características da maré diurna. As harmônicas resultantes da declinação lunar são O1 e K1 (de origem lunar), sendo elas de períodos de 25,8193 e 23,9345 horas (frequências de 0,9295 cpd e 1.0027 cpd), respectivamente. O efeito combinado de O1 e K1 (de origem lunar) tem seu auge no máximo de declinação (tanto para norte quanto para sul) e mínimo quando a Lua está sobre o Equador (declinação equatorial), com tempo de recorrência de 13,66 dias ($1/2\omega_2$). A soma das amplitudes de O1 e K1 (de origem lunar) é igual a amplitude da M2, como mostra a Figura 5.7, garantindo que a haja o balanço energético da maré em relação ao plano orbital lunar. O plano orbital lunar ainda pode mudar de direção entre $18,5^{\circ}$ a $28,5^{\circ}$ modulado pelo período nodal de 18,6100 anos (ω_5).

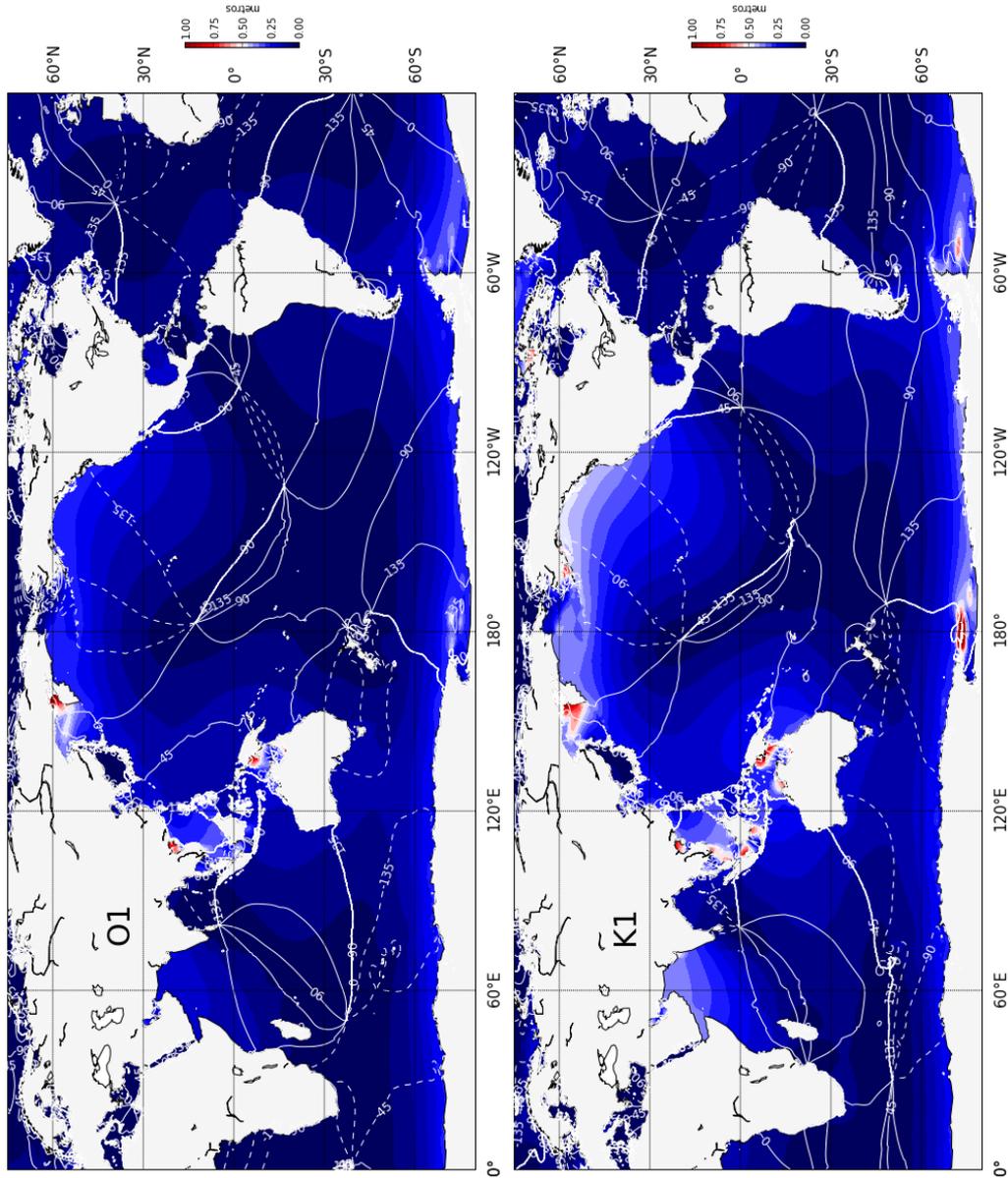


Figura 5.7 - Amplitude e fase da O1 e da K1 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora.

O eixo de rotação da Terra também está inclinado em relação ao plano orbital do Sol (a eclíptica). A Figura 5.8 mostra os planos orbitais da Lua e Sol em relação à linha do Equador, considerando a inclinação do eixo rotacional da Terra de $23^{\circ}27'$. O solstício de verão (em Junho para Hemisfério Norte e em Dezembro para o Hemisfério Sul) e de inverno (em Dezembro para Hemisfério Norte e em Junho para Hemisfério Sul) é decorrente da inclinação do eixo de rotação terrestre, aonde as faces dos hemisférios são assimetricamente influenciados pela radiação solar. O periélio ocorre durante a estação de verão no Hemisfério Sul, e o afélio durante a estação de inverno no mesmo hemisfério (ver Figura 3.4).

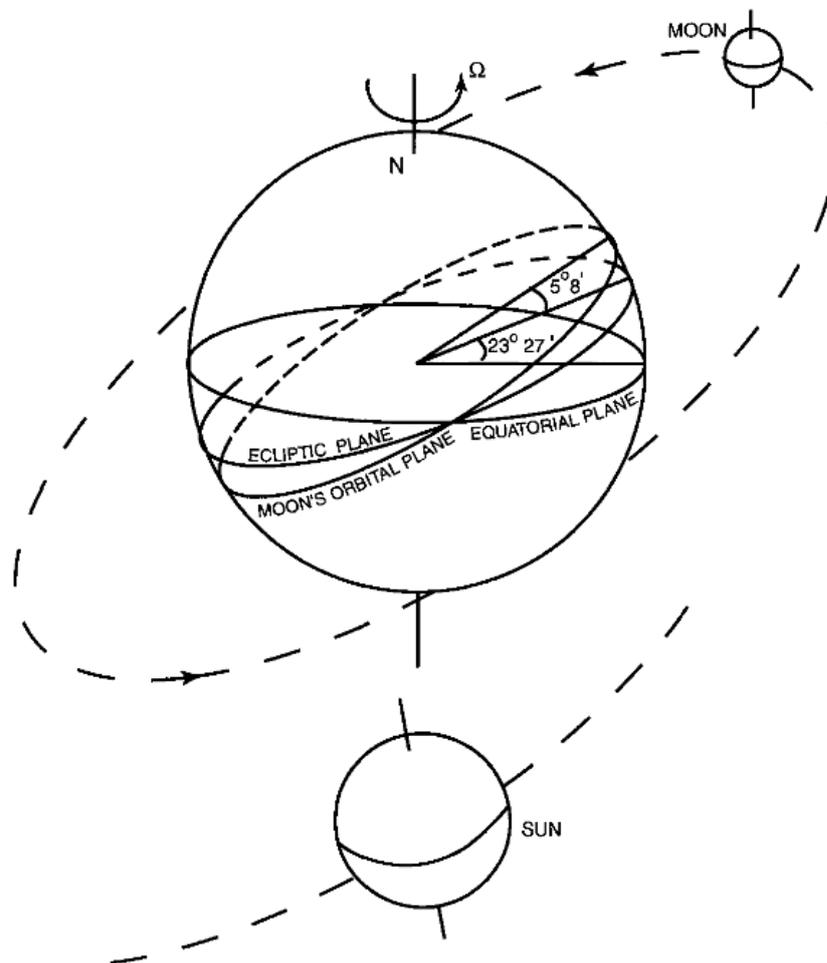


Figura 5.8 - Planos orbitais do sistema Terra-Lua-Sol Kantha e Clayson (2000).

Duas harmônicas diurnas são moduladas pela estações do ano, sendo elas P1 e K1

(origem solar). De período igual a 24,0658 horas, a P1 combinada a K1, de origem solar (período de 23,9345 horas), tem valores máximos em períodos de solstícios e mínimos durante os equinócios (PARKER, 2007), com tempo de recorrência de 182 dias. A harmônica K1 é composta por efeitos solares e lunares, e por isso considerada uma constituinte luni-solar diurna da maré. Ambos efeitos das declinações lunar e solar tem mesma frequência e por isso é considerada uma constituinte com duas forças geradoras distintas. A Q1 é modulada pelo efeito da declinação lunar devido principalmente ao formato elíptico de sua órbita e, por isso conhecida como constituinte elíptica lunar diurna da maré. As amplitudes e fases da Q1 e P1 podem ser vistas na Figura 5.9

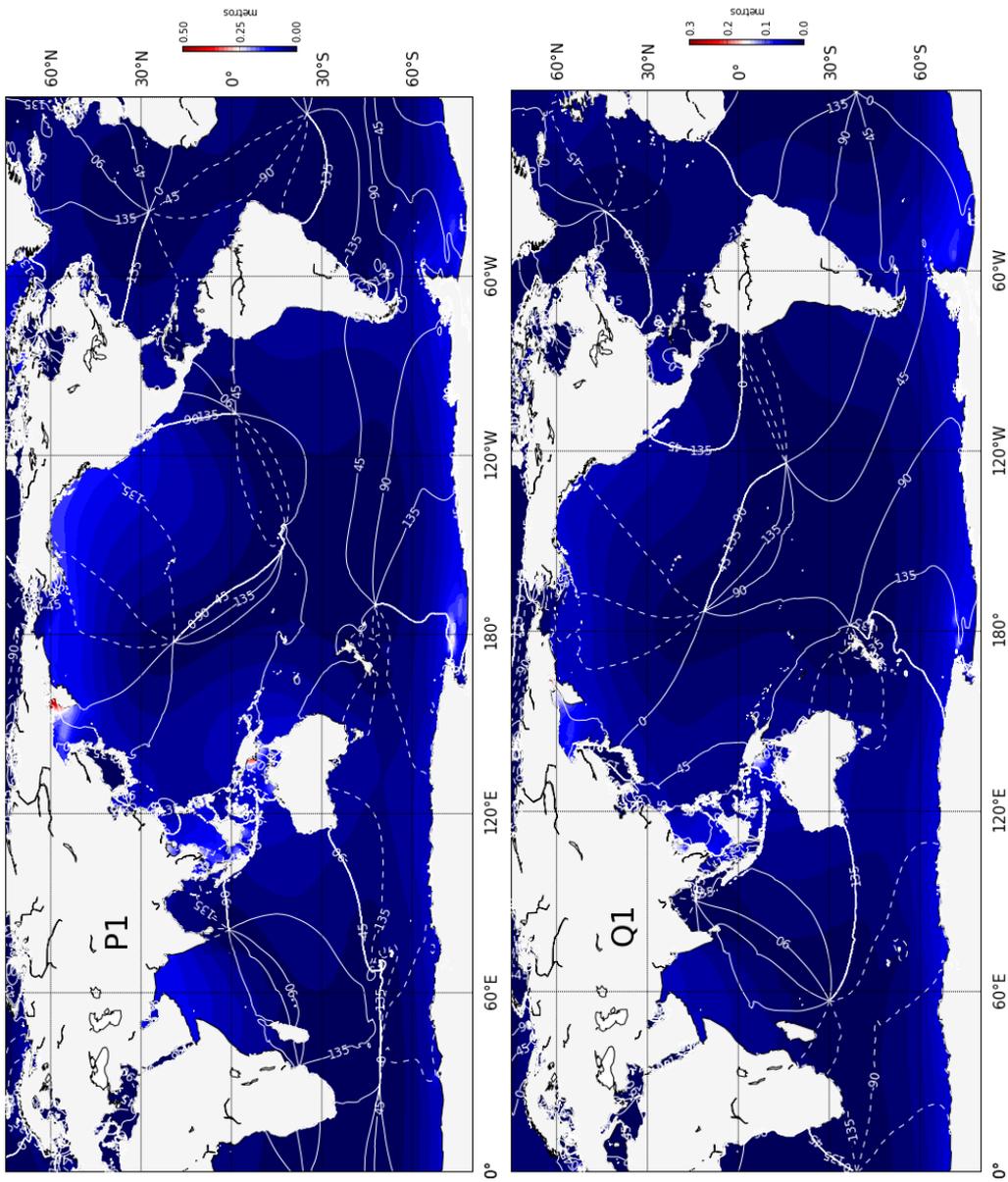


Figura 5.9 - Amplitude e fase da P1 e da Q1 obtida pelo modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2. Elaborada pela autora.

As harmônicas de longo termo, e.g. M_f , M_m e S_{sa} , de período quinzenal, mensal e semianual, respectivamente, não são avaliadas neste trabalho, embora tenham sido implementadas no código do modelo oceânico MOM5. Efeitos não-lineares devido mudança de geometria das regiões costeiras (como baías, estuários, etc...) podem distorcer a predição das harmônicas localmente. Novas harmônicas então são geradas, tais como M_4 (com metade do período da M_2) (PARKER, 2007). O recorte deste estudo se concentra na representação global das oito principais constituintes da maré, não sendo consideradas harmônicas geradas a partir de distorções por efeitos hidrodinâmicos e nem atmosféricos (e.g maré meteorológica).

6 ANÁLISE HARMÔNICA

A série temporal pode ser vista como a combinação de ruídos (alta frequência), de componentes periódicas ou quase periódicas que estão sobrepostas à tendência de longo termo. Para o reconhecimento de padrões de funções periódicas dominantes é necessário que a resolução do comportamento periódico seja capaz de descrever uma característica estacionária, e.g. uma série de valores horários coletados durante o período de um dia não é capaz de descrever por completo o comportamento de um ciclo diário, da mesma forma que séries mensais ao longo de um ano não são suficientes para descrever um ciclo anual (EMERY; THOMSON, 2001; CALIM, 2010). O teorema da frequência amostral de Nyquist enuncia que representação digital de um sinal analógico seria funcionalmente idêntico à forma de onda original se a taxa de amostragem fosse pelo menos duas vezes maior que a maior frequência presente na forma de onda analógica (EMERY; THOMSON, 2001).

A determinação das amplitudes, fases e frequências pré-determinadas como as da maré é feita através da análise harmônica resolvida pelo método de mínimos quadrados. Lord Kelvin (1824-1907) por volta de 1867 utilizou a técnica de análise harmônica para marés pela primeira vez, que culminou no invento da primeira máquina para previsão da maré (EMERY; THOMSON, 2001), como pode ser vista na Figura 6.1

Só na década de 1970 que o método de mínimos quadrados é utilizado para análise de correntes e amplitudes da maré em Foreman (1977), Foreman (1978). Grandes vantagens estão associadas ao método, já que as harmônicas podem ser resolvidas pelo critério de Rayleigh¹ e não pelo teorema da frequência amostral da Nyquist. O que significa que para estimativa da constituinte harmônica da maré K1 (de período de oscilação igual a 23,93 horas) pode ser adequadamente determinada por um registro maregráfico de 24 horas. As constituintes que não poderiam ser descritas em um curto período amostral podem ainda ser inferidas pelo método dos mínimos quadrados, e.g. a componente declinacional K1 pode ser inferida da componente principal solar P1 resolvida na análise harmônica. Além disso, o método ignora falhas ou mesmo lacunas nos registros da série temporal, não comprometendo assim a análise harmônica.

As frequências de Fourier de uma análise harmônica são dependentes do tamanho da série temporal, enquanto que o método de mínimos quadrados garante que as

¹O critério de Rayleigh define que a amostragem da frequência deva ser maior que a frequência fundamental do registro.

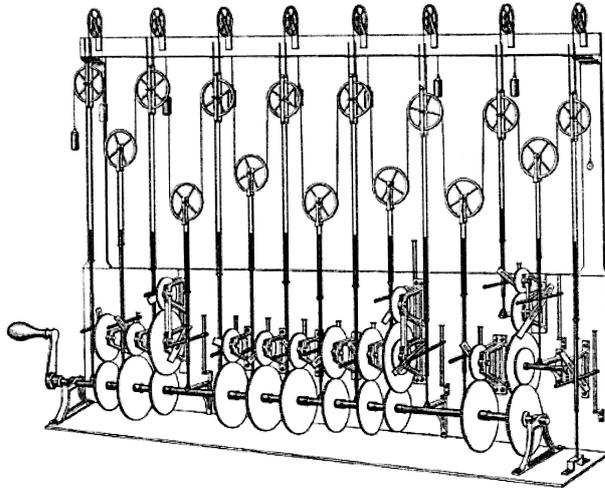


Figura 6.1 - A esquerda: o projeto da terceira máquina de previsão de marés feito por Lord Kelvin datado de 1879-81 e a direita o modelo baseado na máquina de Lord Kelvin para o cálculo de 10 constituintes da maré exposto no Museu de Ciências em Londres. Disponível em: < https://en.wikipedia.org/wiki/Tide-predicting_machine >, acesso dia 17/03/2017.

frequências selecionadas sejam contempladas independente da duração do registro, desde que estejam em conformidade com o critério de Rayleigh. Para solucionar M constituintes harmônicas de uma série temporal $x(t_n), n = 1, \dots, N$ na equação 6.1 (EMERY; THOMSON, 2001):

$$x(t_n) = \bar{x} + \sum_{q=1}^M C_q \cos(2\pi f_q t_n - \phi_q) + x_r(t_n) \quad (6.1)$$

Onde \bar{x} é o valor médio do registro, x_r é o resíduo da série temporal que pode conter outras constituintes harmônicas que não as pré-selecionadas, $x(t_n) = n\Delta t$ é a taxa amostral e C_q, f_q e ϕ_q são respectivamente a amplitude, frequência e fase da constituinte q pré-selecionada. Considerando que as frequências sejam de Fourier, onde $f_q = q/N\Delta t$ a equação pode ser expandida em (EMERY; THOMSON, 2001):

$$x(t_n) = \bar{x} + \sum_{q=1}^M [A_q \cos(2\pi f_q t_n) + B_q \sin(2\pi f_q t_n)] + x_r(t_n) \quad (6.2)$$

Representadas em termos dos coeficientes A_q e B_q (EMERY; THOMSON, 2001) :

$$C_q = (A_q^2 + B_q^2)^{1/2}, \quad \phi_q = \tan^{-1}(B_q/A_q), \quad q = 0, \dots, M \quad (6.3)$$

O objetivo da método dos mínimos quadrados é minimizar a variância e^2 do resíduo x_r (EMERY; THOMSON, 2001):

$$e^2 = \sum_{n=1}^N x_r^2(t_n) = \sum_{n=1}^N \left\{ x(t_n) - \left[\bar{x} + \sum_{q=1}^M M(t_n) \right] \right\}^2 \quad (6.4)$$

Onde:

$$\sum_{q=1}^M M(t_n) = \sum_{q=1}^M [A_q \cos(2\pi f_q t_n) + B_q \sin(2\pi f_q t_n)] \quad (6.5)$$

A matriz D de $(M + 1) \cdot (M + 1)$ elementos pode então ser construída, considerando a igualdade $z = yD^{-1}$, onde z é o vetor coluna contendo os coeficientes A_q e B_q e y é o vetor coluna contendo o soma de todos os cossenos e senos. Os elementos de y são calculados seguindo a equações 6.6 e 6.7 (EMERY; THOMSON, 2001).

$$y_{c_k} = \sum_{n=1}^N x_n \cos(2\pi \alpha_k n/N) \quad y_{s_k} = \sum_{n=1}^N x_n \sin(2\pi \alpha_k n/N) \quad (6.6)$$

$$y = \begin{pmatrix} y_{c_0} \\ y_{c_1} \\ y_{c_2} \\ \vdots \\ y_{c_m} \\ y_{s_1} \\ \vdots \\ y_{s_M} \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

A matriz inversa D é definida pela equação 6.8 (EMERY; THOMSON, 2001):

$$D^{-1} = \begin{pmatrix} N & c_1 & c_2 & \cdots & c_M & s_1 & s_2 & \cdots & s_M \\ c_1 & cc_{1,1} & cc_{1,2} & \cdots & cc_{1,M} & cs_{1,1} & cs_{1,2} & \cdots & cs_{1,M} \\ c_2 & cc_{2,1} & cc_{2,2} & \cdots & cc_{2,M} & cs_{2,1} & cs_{2,2} & \cdots & cs_{2,M} \\ \vdots & \vdots \\ c_M & cc_{M,1} & cc_{M,2} & \cdots & cc_{M,M} & cs_{M,1} & cs_{M,2} & \cdots & cs_{M,M} \\ \vdots & \vdots \\ s_1 & sc_{1,1} & sc_{1,2} & \cdots & sc_{1,M} & ss_{1,1} & ss_{1,2} & \cdots & ss_{1,M} \\ s_2 & sc_{2,1} & sc_{2,2} & \cdots & sc_{2,M} & ss_{2,1} & ss_{2,2} & \cdots & ss_{2,M} \\ \vdots & \vdots \\ s_M & sc_{M,1} & sc_{M,2} & \cdots & sc_{M,M} & ss_{M,1} & ss_{M,2} & \cdots & ss_{M,M} \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

Para resolver os elementos da matriz D , deve se levar em consideração os seguintes as equações a seguir (EMERY; THOMSON, 2001):

$$yc_k = \sum_{n=1}^N x_n \cos(2\pi\alpha_k n/N) \quad ys_k = \sum_{n=1}^N x_n \sin(2\pi\alpha_k n/N) \quad (6.9)$$

$$cc_{kj} = cc_{jk} = \sum_{n=1}^N [\cos(2\pi\alpha_k n/N) \cos(2\pi\alpha_j n/N)] \quad (6.10)$$

$$ss_{kj} = ss_{jk} = \sum_{n=1}^N [\sin(2\pi\alpha_k n/N) \sin(2\pi\alpha_j n/N)] \quad (6.11)$$

$$cs_{kj} = sc_{jk} = \sum_{n=1}^N [\cos(2\pi\alpha_k n/N) \sin(2\pi\alpha_j n/N)] \quad (6.12)$$

A solução z é aquela que contém os coeficientes de Fourier ajustados pelo método dos mínimos quadrados, definida pela equação 6.13:

$$z = \begin{pmatrix} A_0 \\ A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_m \\ B_1 \\ \vdots \\ B_M \end{pmatrix} \quad (6.13)$$

Alguns bons exemplos de como conduzir uma análise harmônica através do método dos mínimos quadrados podem ser encontrados em [Emery e Thomson \(2001\)](#). No presente estudo, o pacote `pytides` (disponível em <https://github.com/sam-cox/pytides>) desenvolvido por Sam Cox em python foi paralelizado no supercomputador Tupã de modo a encontrar o melhor ajuste das constituintes harmônicas da maré extraído de cada ponto de grade do modelo. As Figuras [11.1](#) e [11.2](#) foram construídas utilizando o script em python que contém a biblioteca `pytides`. O script estará disponível em <https://github.com/mabelcalim> logo após a defesa dessa tese.

7 DEFORMAÇÃO DA CROSTA TERRESTRE (SAL)

A atuação das forças geradoras da maré não se restringe só aos oceanos. A atmosfera e a crosta terrestre também são afetadas pelas marés. Na atmosfera, a força gravitacional gerada pela maré é de baixa amplitude, sendo resultante da principal solar diurna S1, devido a efeitos radiativos (KANTHA; CLAYSON, 2000). A crosta terrestre responde à maré não como um corpo rígido, sendo deformado ante às forças gravitacionais da Lua e Sol na mesma direção dos oceanos. A reação da crosta é quase instantânea, sendo capaz de deslocar os bulbos de maré em $0,21^\circ$ em relação aos pontos sublunar e antilunar (KANTHA; CLAYSON, 2000). Esse desvio pode ser negligenciado caso o estudo de interesse não seja a desaceleração da rotação da Terra devido as forças gravitacionais de Sol e Lua. No caso desse trabalho, a deformação da crosta será considerada como um fator a ser multiplicado ao potencial gravitacional gerador da maré, e considerado em equilíbrio com a deformação dos oceanos. A adição desse fator de elasticidade reduz as amplitudes do potencial produzido pela maré nos oceanos em relação à deformação da crosta terrestre.

Augustus Edward Hough Love (1909) enuncia três parâmetros adimensionais que caracterizam a resposta da elasticidade da Terra à força da maré, para um globo todo coberto por oceanos, sendo eles: h referente as propriedades elásticas do planeta e o deslocamento radial de massa devido a deformação do potencial da maré, k é designado à resposta reflexiva da deformação do potencial gerador da maré distorcido pelo fator elástico da crosta terrestre e l representa o deslocamento de massa da crosta na direção transversal correspondente a deformação do potencial da maré. Para um corpo rígido, $k = l = 0$. É comum desconsiderar o fator l em cálculos do coeficiente da deformação da crosta terrestre, já que a componente de deslocamento radial é mais importante segundo Kantha e Clayson (2000).

Os números de Love são dependentes da frequência, e a proporção é dada por $1+k-h$, com valores próximos de 0,7 (GRIFFIES, 2012). Os parâmetros de deformação da crosta são principalmente influenciados pela maré diurna, como mostra a Tabela 7.1, devido a ressonância dos fatores à frequência de um ciclo por dia (KANTHA; CLAYSON, 2000).

Tabela 7.1 - Números de Love e fatores elásticos para as principais constituintes de marés Kantha e Clayson (2000).

Constituinte	k	h
semidiurna		
M2	0,302	0,609
S2	0,302	0,609
N2	0,302	0,609
K2	0,302	0,609
diurna		
K1	0,256	0,520
O1	0,298	0,603
P1	,0,287	0,581
Q1	0,298	0,603

A resultante da maré nos oceanos também criam uma deformação da crosta terrestre. A esse efeito é dedicado o fator α multiplicado ao nível do mar e contrabalanceado com o efeito da atração gravitacional sofrida pela crosta terrestre ($1 + k - h$). O cálculo da deformação da crosta terrestre devido forças gravitacionais e da resultante da maré sobre os oceanos é baseado em equações integro-diferenciais aplicados sobre toda a superfície do planeta. A aproximação escalar é escolhida nesse trabalho, aonde o valor de α (SAL) é considerado igual a 0,948 baseado nas estimativas de valores entre 0,940 a 0,953. Segundo Ray (1998) a utilização dessa aproximação resulta na introdução de erros nas fases da constituintes de maré de até 30° em fase e de 10% nas amplitudes. Outras considerações e limitações do recorte do estudo proposto nesta tese por ser visto na Tabela 7.2.

Tabela 7.2 - Limitações e considerações ao recorte do estudo da Tese.

1	Desconsiderados efeitos não-lineares da distorção das harmônicas da maré.
2	Harmônicas de longo termo não são avaliadas no trabalho.
3	Distorção das harmônicas da maré por efeitos meteorológicos não estão contemplados no estudo.
4	SAL constante incorre em erros de 30° na fase e 10% nas amplitudes.
5	A componente baroclínica da maré não é considerada.

8 BREVE HISTÓRICO DA MODELAGEM DA MARÉ

O ritmo de publicações do estudos da maré teve o auge no início do século passado (como mostra a Tabela 8.1), entretanto não manteve o mesmo *status quo* no início desse século (como mostra a Figura 8.1). Os dados mais recentes indicam uma média de publicações reduzida nos últimos anos, sendo registrados 79¹ citações do tema de 2004 à 2017. Para muitos, o fenômeno das marés é um assunto de interesse limitado, cujos mistérios foram amplamente resolvidos no século XIX. As tábuas de marés sempre são citadas por sua eficiência em prever as preamar e baixamar de cada porto e cais a beira-mar, e suas discrepâncias com os dados observados são usualmente resultantes de efeitos meteorológicos, menos previsíveis do que a formulação astronômica (CARTWRIGHT, 1977). Aliadas à ideia de que toda a energia da maré fosse dissipada em águas rasas (WUNSCH, 2000), e consequentemente não interfeririam no balanço energético de regiões abissais, o estudo das marés caem em descrédito na comunidade científica até início desse século.

Tabela 8.1 - Cronologia das publicações do estudo de marés atualizado de Cartwright (1977).

1670-1719	27
1720-1769	29
1770-1819	37
1820-1869	262
1870-1919	1121
1920- 1969	2100

Na década de 1970, Cartwright (1977) enuncia a razão para que se perpetue o estudo de marés: a predição inexata de sua configuração espacial global. A mudança de visão do domínio do tempo para o espaço revigora a ideia de que estudos relacionados a maré fossem estanque, e inspira uma nova linha de pesquisa. Os mapas cotidais surgem para solucionar as marés no domínio do espaço, mas a complexidade de compor equações diferenciais parciais com contornos irregulares dos continentes e a falta de dados de nível em regiões abissais invocam a comunidade científica a reexaminar os métodos e os fundamentos do equilíbrio das marés (CARTWRIGHT, 1977).

¹Os dados atuais se baseiam na busca sobre as palavras "tides" e "marés" pelo Google Trends, disponível em: <<https://trends.google.com/trends/explore?cat=174&date=all&q=tides>>, acessado em 27/03/2017.

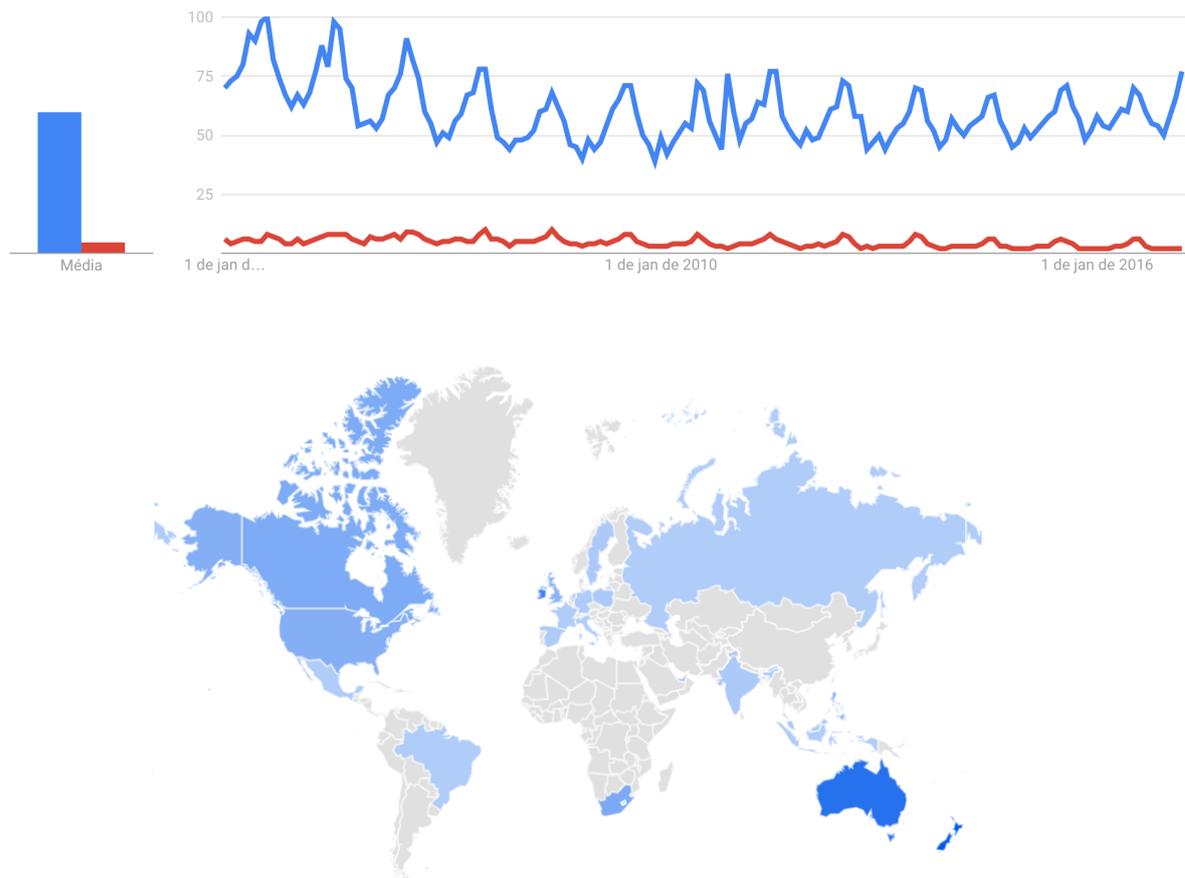


Figura 8.1 - Pesquisa de interesse no estudo de marés a partir de 2004 até os dias atuais. Em azul os trabalhos que citam as marés em inglês e em vermelho citando as marés em português. Acima a série temporal de interesse, e abaixo os países onde as marés foram mais citadas em seus estudo. Nova Zelândia e Austrália são os países que mais citaram as marés e o Brasil é o 23º da lista em citações do assunto. Gráfico obtido pelo Google Trends, disponível em: <<https://trends.google.com/trends/explore?cat=174&date=all&q=tides>>, acessado em 27/03/2017.

A idealização de topografia e simplificações para que se resolvesse os primeiros mapas cotidais se inciam com o auxílio de técnicas numéricas enunciadas por Pekeris e Dishon(1961) e dados de sensores de pressão abissais propostos por Eyriès et al. (1964) e Snodgrass, (1968) (CARTWRIGHT, 1977). Em 1972 o grupo devotado ao estudo de marés do Comitê Científico Internacional em Pesquisas Oceânicas (SCOR - International Scientific Committee for Oceanic Research) sobre supervisão de W.H.Munk finaliza seu primeiro mapa cotidal. Apesar do otimismo em navegar

nessa nova linha de pesquisa, os resultados não foram bons o suficiente. A solução era mais complexa do que esperado, e assim métodos numéricos mais rebuscados dependiam de computadores mais sofisticados e de dados observacionais de mais longo termo.

Os avanços na supercomputação, criados na década de 1960, permitiu soluções mais realistas do equacionamento das marés sem que fosse necessária a idealização da geometria (CARTWRIGHT, 1977). Os modelos surgem como uma ferramenta necessária para compreensão e desenvolvimento do conhecimento das marés em escala global. A rede de áreas elementares suficientemente pequenas a ponto de capturar a onda de maré é construída e alimentada por dados batimétricos e forçantes de superfície para que seja dado início a simulação. Os primeiros mapas cotidais são então criados com o objetivo de visualizar e melhor compreender os padrões globais das amplitudes e das fases das principais constituintes da maré. O advento de marégrafos pelágicos nas décadas de 1960 e 1970 proporcionou um grande avanço na modelagem desses mapas.

As Figura 8.2 e Figura 8.3 são mapas cotidais com isolinhas de fase da constituinte semidiurna M2, que apresentam diferenças radicais quanto à concordância dos dados maregráficos. Os modelos de Zahel (1977) forçado com o potencial gerado de marés e o de Hendershott (1972) considerando os padrões capturados pela rede maregráfica costeira são analisados. Os pontos de zero amplitude, denominados de pontos anfidrômicos, centralizam o eixo rotacional das fases, que normalmente são de sentido horário no Hemisfério Sul e sentido anti-horário no Hemisfério Norte. A posição dos pontos anfidrômicos no Atlântico Sul e próximos da região costeira australiana são drasticamente deslocados e subdivididos quando considerados os dados maregráficos costeiros, como destacam os círculos vermelhos nas Figuras 8.2 e 8.3. O sentido de rotação do ponto anfidrômico no Atlântico Sul troca de sentido e de posição dependendo do enfoque analisado no modelo. No modelo de Zahel (1977) é difícil tentar reconciliar o padrão do Atlântico Sul com progressão de onda de sentido norte ao longo da costa brasileira, como mostram os dados maregráficos. A existência de um ponto anfidrômico anti-horário na região subtropical do Atlântico Sul era controversa, e só após uma década, Cartwright et al. (1988) postula a existência de um segundo ponto anfidrômico próximo à costa de sentido horário, mantendo assim a concordância com observação da rede maregráfica.

Na costa australiana, o modelo de Zahel (1977) propõe dois pontos anfidrômicos, enquanto que o modelo de Hendershott (1972) aponta apenas um ponto afastado da

costa. Este ponto anfifrômico na verdade está próximo à costa da região de Perth. Um ponto anfifrômico virtual centrado na Nova Zelândia é detectado em ambos modelos e é compatível com os padrões da M2 recentemente analisados, como pode ser visto na Figura 8.4 e nas simulações do capítulo 11.1.

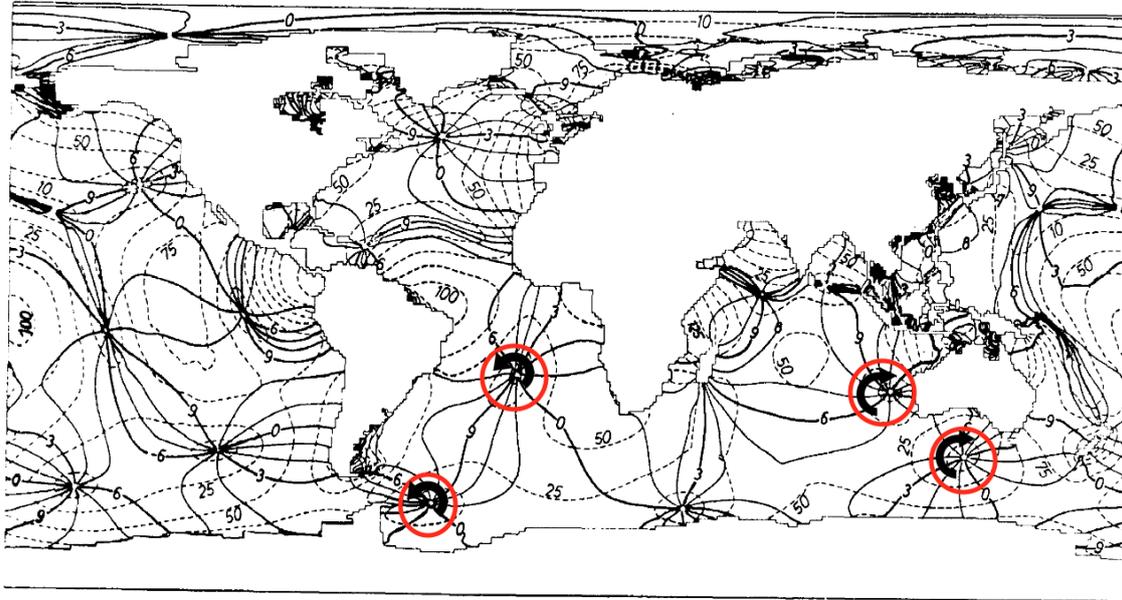


Figura 8.2 - Amplitudes (em linhas pontilhadas) em centímetros e fases (linhas contínuas) da constituinte harmônica M2 para o modelo de Zahel (1977) de 1 grau de resolução horizontal e sem assimilação de dados. Em destaque pontos anfifrômicos do Atlântico Sul e próximos a costa australiana. Modificado de (CARTWRIGHT, 1977).

A partir da década de 1990, os oceanos passam a ser observados do espaço. Desde meados de 1970 satélites já portavam altímetros, mas só em 1992 a missão TOPEX/POSEIDON permitiu um novo olhar para a dinâmica dos oceanos. Uma missão que inicialmente não tinha como objetivo monitorar o ambiente marinho, apresenta uma precisão na estimativa do nível do mar na ordem de centímetros (CAZENAVE; LLOVEL, 2010). Pela primeira vez foram mapeadas variações do nível do mar em caráter global (com 10 dias de revisita) (MILNE et al., 2009), com ampla visão de perturbações em escala de centenas de quilômetros (CHURCH, 2001; NEVES, 2005; MILNE et al., 2009; CAZENAVE; LLOVEL, 2010).

A melhoria dos modelos de maré se deve ao desenvolvimento de um rede de monitoramento global de marégrafos costeiros, pelágicos e altimetria. Os modelos pioneiros de Hendershott (1972), Zahel(1977), Schwiderski (1980) não contavam uma assi-

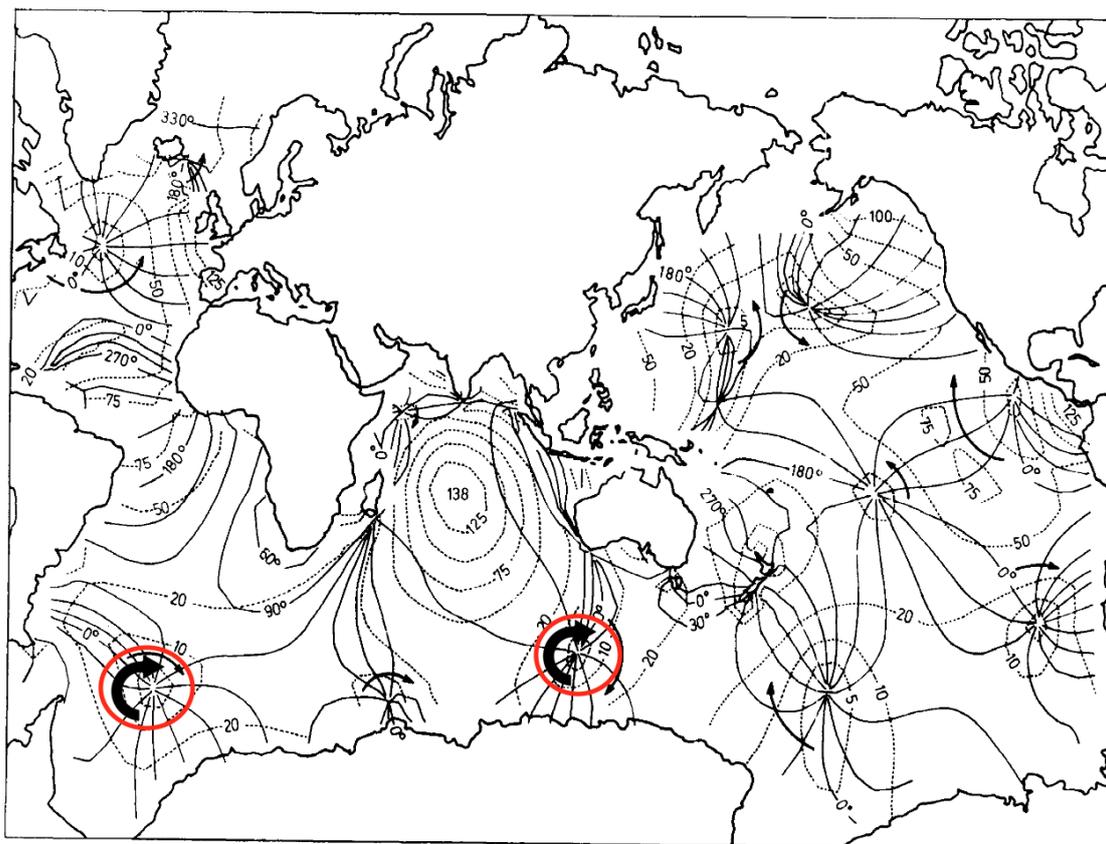


Figura 8.3 - Modelo de Hendershott (1972) com o intento de ajustar seus resultados à rede maregráfica costeira. Amplitudes (em linhas pontilhadas) em centímetros e fases (linhas contínuas) da constituinte harmônica M2. Em destaque pontos anfidrômicos do Atlântico Sul e próximo a costa australiana. Modificado de (CARTWRIGHT, 1977).

milação de dados tão sofisticada quanto a de hoje. Entretanto, a má qualidade dos registros, desigual e esparsa rede maregráfica, principalmente no Hemisfério Sul, coíbem o progresso dos estudos de maré. As regiões polares e sobre gelo marinho são outra fonte de incertezas, e tem motivado missões como a do GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment) com seus altímetros ICESat e CryoSat-2 (STAMMER et al., 2014).

Um inventário dos modelos que incluem marés em suas simulações é descrito em mais detalhes em Stammer et al. (2014). Divididos em modelos com assimilação de dados, puramente hidrodinâmicos, e avaliados minuciosamente em relação à observação, os novos modelos certificam que houve um avanço substancial nos estudos de modelagem da maré nos últimos 20 anos. Dentre eles destaca-se o HYCOM (HYbrid Coordinate Ocean Model), modelo operacional global utilizado pela Marinha

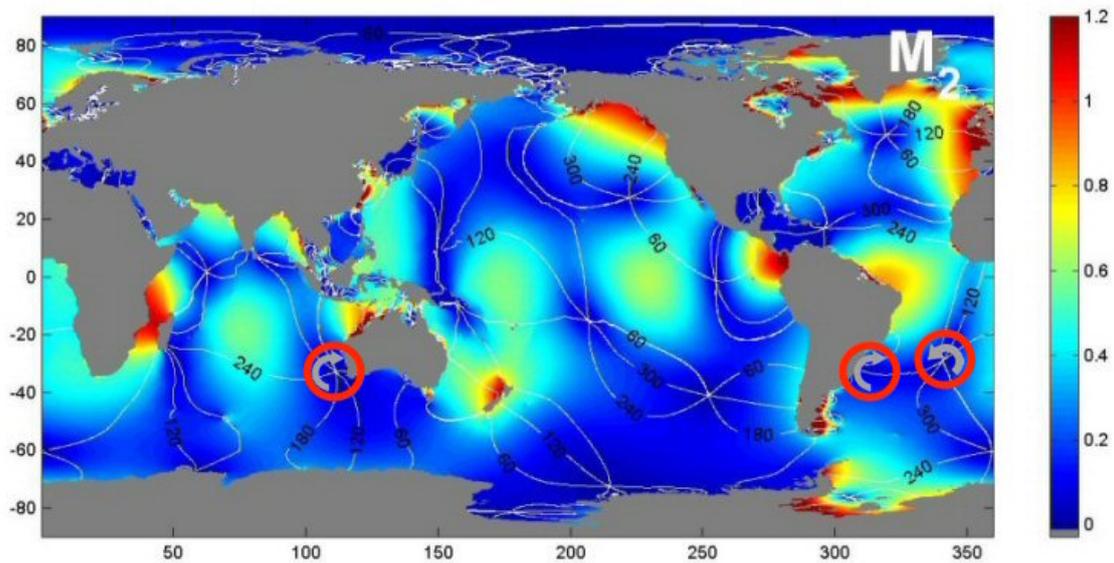


Figura 8.4 - Amplitudes (em metros) em escala de cores e fases (em graus) em linhas brancas da constituinte harmônica M2 para um modelo de marés com assimilação de dados altimétricos TOPEX/POSEIDON. Em destaque pontos anfidrômicos do Atlântico Sul e próximo a costa australiana. O modelo TPXO está disponível em <http://volkov.oce.orst.edu/tides/global.html>.

Norte Americana em franco desenvolvimento de estudos de marés (ARBIC et al., 2010; ARBIC et al., 2012; NGODOCK et al., 2016).

Em um estudo mais recente com o HYCOM, Ngodock et al. (2016) discutem o métodos de filtro de Kalman (ASenKF) para executar a correção da forçante maré alterando a dinâmica de modelo operacional tridimensional de alta resolução (1/12.5° de resolução horizontal) para gerar um módulo barotrópico de maré mais preciso. Os autores confirmam que um único termo de correção para maré pode dificultar a interpretação devido à contribuição potencial de muitas fontes para tal correção. Resultados promissores são obtidos ao ajustar o coeficiente de arrasto da parametrização enunciada por Jayne e Laurent (2001) e ao trocar o SAL de um valor constante para uma resposta iterativa. Entretanto, o modelo falha ao descrever a maré no Atlântico e Oceano Austral, mesmo considerando a modificação da geometria causada pelo gelo marinho. Um possível concorrente no desenvolvimento das marés em OGCMs é descrito neste trabalho, com resultados promissores tanto para o modelo oceânico forçado MOM5 quanto para o modelo Oceano-Atmosfera BESM2.6.

9 DIAGRAMA ESPECTRAL DE TAYLOR

A ferramenta baseada no Diagrama de Taylor surge da necessidade de uma metodologia para detecção de anomalias no domínio da frequência. O Diagrama Espectral de Taylor (DET) é capaz de destacar o contraste entre simulações assumindo uma banda de frequência de referência, permitindo o isolamento de fenômenos dentre as séries temporais. Muito além de apenas detectar de padrões anômalos, se faz necessário a identificação de módulos co-oscilantes (ou não) entre modelos e observação. Um diagrama que pudesse avaliar ao mesmo tempo coerência, fase e energia, bem como quantificar o grau de correspondência entre simulações seria de grande valia para o estudo de marés.

O DET é projetado segundo uma relação trigonométrica entre coerência ($\gamma_{12}^2(f_k)$), desvio padrão da potência da simulação (σ_f) e referência (σ_r) e o desvio médio quadrático (E'):

$$E'^2 = \sigma_f^2 + \sigma_r^2 - 2\sigma_f\sigma_r\gamma_{12}^2(f_k) \quad (9.1)$$

Que intencionalmente foi construída com base na Lei dos Cossenos:

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos(\phi) \quad (9.2)$$

Com característica geométrica representada graficamente pela Figura 9.1

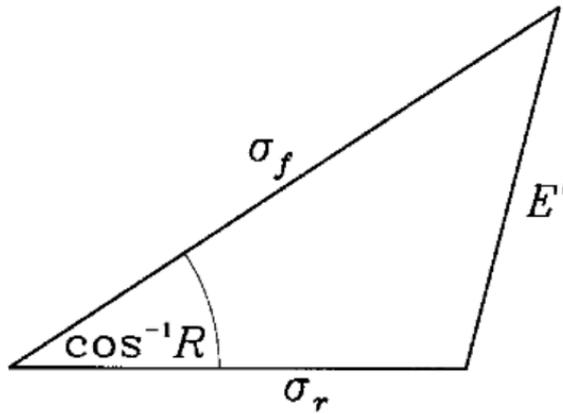


Figura 9.1 - Relação geométrica entre coerência $\gamma_{12}^2(f_k)$, desvio padrão da potência da simulação (σ_f) e referência (σ_r) e o desvio médio quadrático centrado (E') no DET. Modificado de Taylor (2001)

A equação 9.1 é verificada graficamente, como mostra a Figura 9.2.

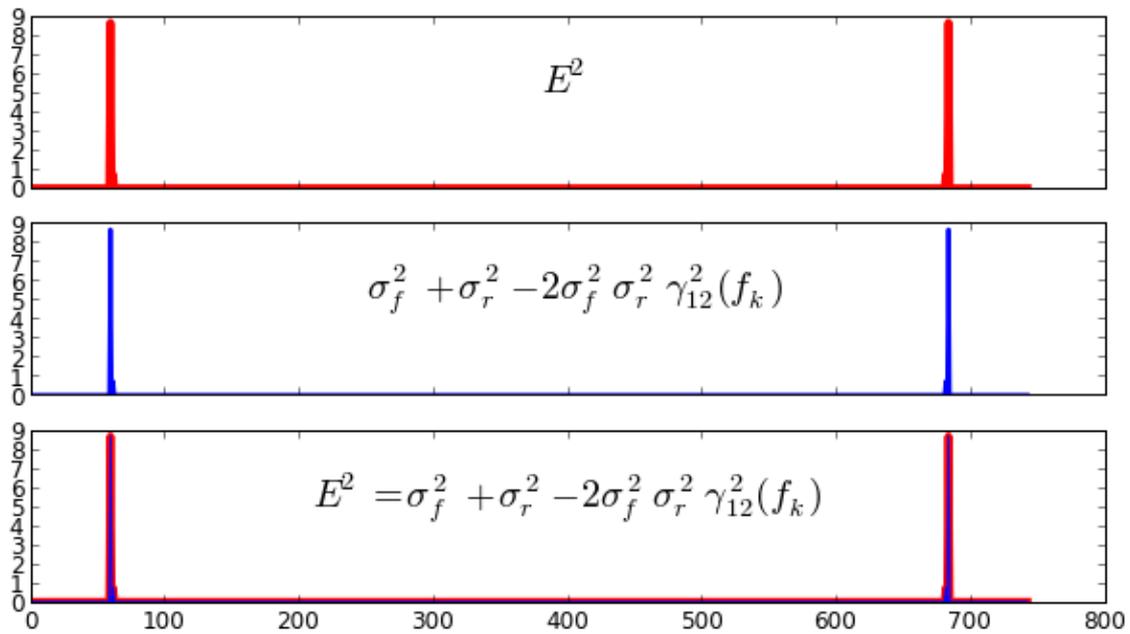


Figura 9.2 - Demonstração gráfica da equação 9.1 segundo a Lei dos Cossenos. Elaborado pela autora.

Análogo ao Diagrama de Taylor, a versão espectral conta com a coerência no lugar da correlação, o desvio padrão da potência espectral pelo desvio padrão das séries temporais. A coerência determina a relação linear entre os espectros de potência, variando de valores de 0 a +1 (EMERY; THOMSON, 2001):

$$\gamma_{12}^2(f_k) = |G_{12}(f_k)^2 / (G_{11}(f_k)G_{22}(f_k))| \quad (9.3)$$

Onde $G_{11}(f_k)$ é o espectro de potência da primeira série temporal (X), $G_{22}(f_k)$ é o espectro de potência da segunda série temporal (Y), e $G_{12}(f_k)$ é o espectro cruzado entre as séries temporais, como descrito nas equações a seguir (EMERY; THOMSON, 2001).

$$G_{11}(f_k) = \frac{2}{N\Delta t} [X^*(f_k)X(f_k)] \quad k = 0, 1, 2 \dots N/2 \quad (9.4)$$

$$G_{22}(f_k) = \frac{2}{N\Delta t} [Y^*(f_k)Y(f_k)] \quad k = 0, 1, 2 \dots N/2 \quad (9.5)$$

$$\begin{aligned} G_{12}(f_k) &= \frac{2}{N\Delta t} [X^*(f_k)Y(f_k)] \quad k = 0, 1, 2 \dots N/2 \\ &= \frac{2}{N\Delta t} [Y^*(f_k)X(f_k)] \quad k = 0, 1, 2 \dots N/2 \end{aligned}$$

Aonde X^* e Y^* são o complexo conjugado de X e Y , respectivamente. O espectro de potências é representado graficamente pela área abaixo de G_{11} ou G_{22} em função de uma banda de frequências Δf , como mostra a Figura 9.3. O uso da transformada de Fourier pressupõe que a série temporal seja periódica e estacionária.

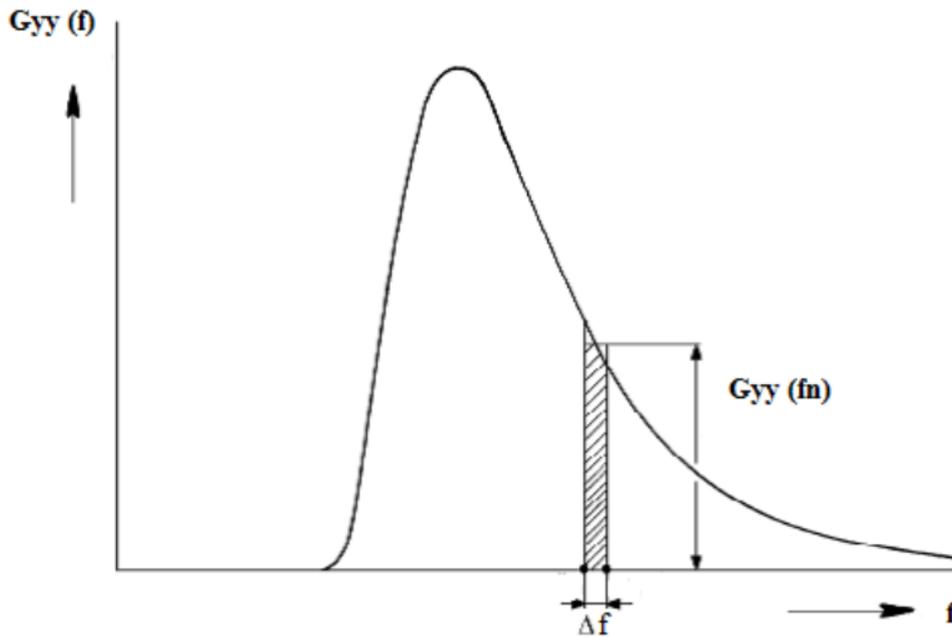


Figura 9.3 - Espectro da densidade espectral de potência representado pela área abaixo da curva centrado na frequência f_n apenas no domínio real Calim (2010).

O DET é limitado somente ao primeiro quadrante para que se mantenham valores positivos de coerência, ao contrário do Diagrama de Taylor que pode ser expandido para correlações negativas. Apesar da função coerência $\gamma_{12}^2(f_k)$ também ter valores negativos, o uso de seu valor quadrático é empregado para que seja possível construir a relação trigonométrica mostrada na Equação 9.1, e não teria valor físico a visualização de coerências negativas. O espectro cruzado insere a informação de fase entre duas séries temporais, condicionando os valores de coerência à condição de defasagem desses sinais. Os termos de espectro em fase (H_{12}) e em quadratura (Q_{12}) são descritos por (EMERY; THOMSON, 2001; CALIM, 2010) :

$$S_{12} = H_{12}(f) - iQ_{12}(f) \quad (9.6)$$

Na forma trigonométrica a equação 9.6 é expandida em (EMERY; THOMSON, 2001;

CALIM, 2010):

$$\begin{aligned}H_{12}(f) &= A_{12}(f) \cos(\phi_{12}(f)) \\ Q_{12}(f) &= -A_{12}(f) \sin(\phi_{12}(f))\end{aligned}$$

Onde $A_{12}(f)$ e $\phi_{12}(f)$ podem ser reescritos em:

$$\begin{aligned}A_{12}(f) &= \sqrt{H_{12}(f)^2 + Q_{12}(f)^2} \\ \phi_{12}(f) &= \tan^{-1} \frac{-Q_{12}(f)}{H_{12}(f)}\end{aligned}$$

Onde $A_{12}(f) = [A_1(f)A_2(f)]/N\Delta t$ é o espectro de amplitude cruzado e ϕ_{12} é a defasagem entre as séries temporais 1 e 2. Dois sinais são considerados altamente coerentes quanto a coerência é próxima de 1 e, para que isso aconteça, necessariamente os sinais devem estar em fase (ângulo de fase próxima a 0).

$$\begin{aligned}\phi_{12}(f) &\approx 0 \\ |\gamma_{12}^2(f_k)| &\approx 1\end{aligned}$$

Para serem considerados sinais co-oscilantes não basta estarem em fase consequentemente altamente coerentes, e sim é necessário que também tenham amplitudes semelhantes. A amplitude é traduzida em desvio padrão do espectro de potência no DET, dando o indicativo de conteúdo energético de cada banda de frequências. O grau de correspondência espectral entre o sinal analisado e a referência é representado pelo desvio médio quadrático.

A construção do DET é semelhante ao Diagrama de Taylor, onde mudanças na amplitude dos sinais, medidas em termos de desvio padrão do espectro de potência são visualizadas no sentido radial do diagrama. Caso a amplitude seja múltipla da referência, sua variação será percebida no sentido horizontal sobre o eixo das abcissas, já que a amplificação somente da energia do sinal em nada interfere na coerência.

Séries artificiais modificando a amplitude (tons de azul) e fase (tons em vermelho) dos sinais são criadas para demonstrar o comportamento do DET, como mostra a

Figura 9.4. Os desvios padrões de espectro foram normalizados (σ_f^2/σ_r^2), fixando em 1 o valor da referência, descrita pela estrela negra sobre o eixo das abscissas. A referência tem por característica ter o valor máximo de coerência (igual a 1) e mínimo desvio médio quadrático (igual a 0). Nos ensaios, a amplitude de controle com valor fixado em 1 é submetida a dois testes: uma amplificação de um terço de seu valor (1,33) e uma redução de dois terços de seu valor (0,33). A fase fixada no valor de 0 é atrasada em 180° (3,14 radianos) e adiantada em 45° (0,785 radianos).

A mudança da amplitude de 0.33 para 1.33 decorre de uma variação de coerência de 0.91 para 0.98, uma redução do desvio médio quadrático de 0.90 para 0.80 e um aumento do desvio padrão do espectro de potência de 0.11 para 1.77. Caso a amplitude seja fixada em 1 e apenas haja mudança na fase, o desvio padrão do espectro de potência se mantém constante em 1 e a variação na coerência é percebida no diagrama no sentido radial. De um atraso de 180° para um adiantamento de 45° a coerência passa de 0.27 para 0.76 e o desvio médio quadrático reduzido de 1.21 para 0.69, como mostra a Figura 9.4C.

Variações da amplitude e fase são facilmente detectadas no DET, entretanto quase imperceptíveis no gráfico de espectro de potências, como pode ser visto na Figura 9.4 C e D. O espectro de potências têm sido, até agora, a única ferramenta para análise gráfica de assinaturas espectrais com deficiência em demonstrar claramente alterações provenientes da amplitude ou fase de um sinal. O DET, por outro lado, é capaz de identificar e quantificar com facilidade ampliações e defasagens entre sinais.

As principais ressalvas quanto ao uso do DET são limitações inerentes aos cálculos da coerência e defasagem, onde parte-se do pressuposto que a relação (ou não) entre simulação e observação seja linear, o que nem sempre é verdade. É necessário que se garanta que o fenômeno em análise tenha caráter estacionário, e que as amostras sejam parte de processo periódico.

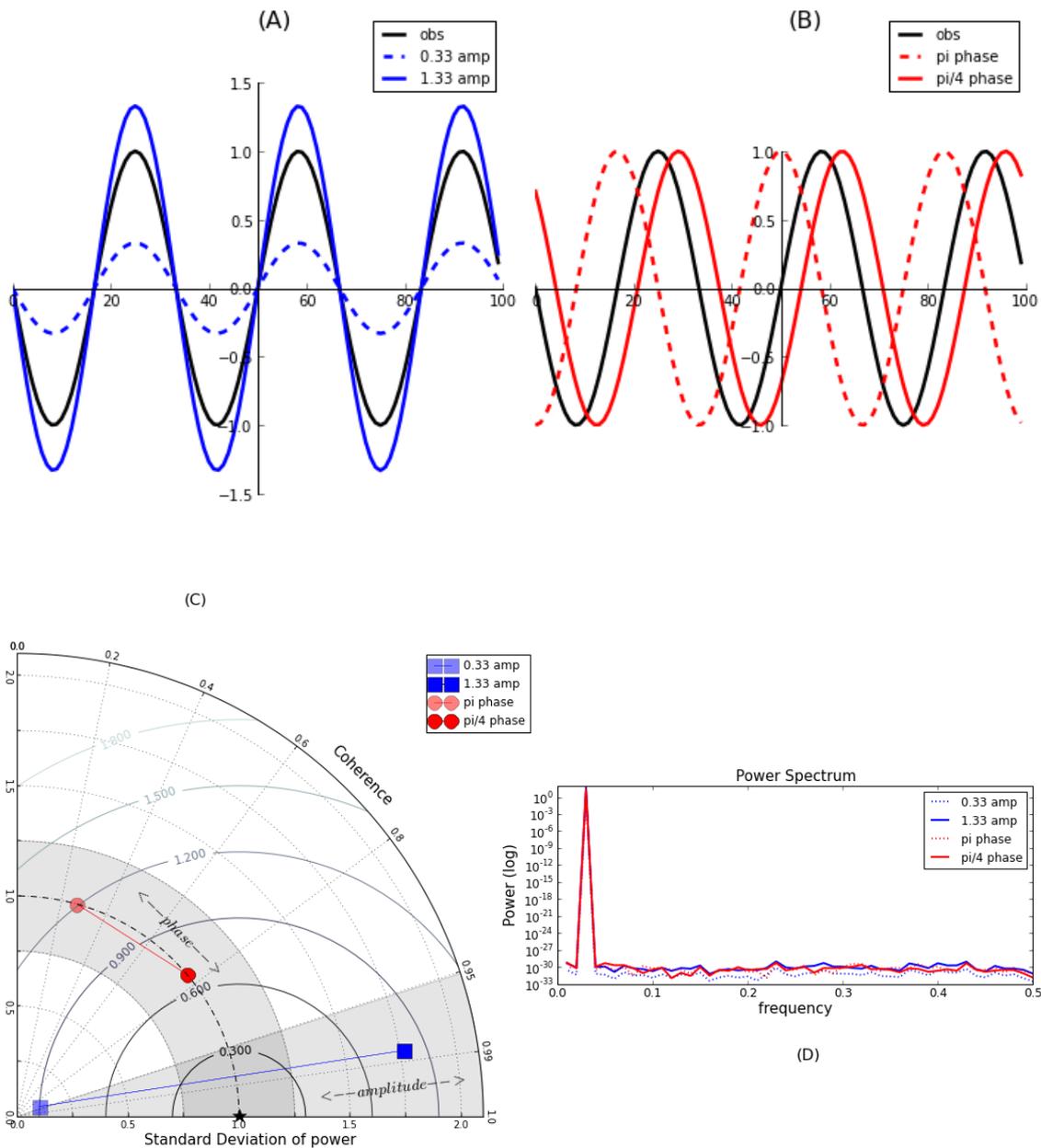


Figura 9.4 - Diagrama Espectral de Taylor (C) comparado ao espectro de potências (D) de séries temporais artificialmente criadas para rastrear mudanças na amplitude (A) e defasagem (B). A mesma frequência é escolhida para ambos os testes, onde a amplitude varia de 0.33 a 1.33 e a defasagem decresce de 180° para 45° . A referência é representada pela estrela negra sobre o eixo das abcissas e os desvios padrões de potência são normalizados com a o desvio padrão de potência da referência. Mudanças na amplitude são mostradas no sentido radial e na fase no sentido azimutal, como pode ser visto em C. O desvio médio quadrático expresso em linhas de contorno numeradas de 0 a 1.8 quantifica o grau de correspondência das simulações com a referência. Comparando (C) e (D) fica claro o poder diagnóstico do Diagrama Espectral de Taylor em rastrear mudanças de amplitude e fase em relação ao espectro de potências.

10 DESCRIÇÃO DOS MODELOS

O processo de modelagem numérica parte de duas fases primordiais: o pré-processamento e a simulação do modelo. O pré-processamento consiste na escolha de variáveis a serem avaliadas pelo modelo, quais as forçantes, a construção da grade oceânica e atmosférica e ajuste dos parâmetros que controlaram a rodada (*namelist*). Após ajustadas todas as inconsistências numéricas de um novo conjunto de variáveis e nova grade, parte-se para a simulação de longa duração. Uma rodada longa é feita para que o modelo oceânico atinja o equilíbrio termodinâmico a partir da condição de repouso. Após atingido o equilíbrio, as rodadas são separadas em experimentos com diferentes configurações para teste, sendo eles: experimento controle (sem forçante maré, designado por CNTRL), experimento com as configurações padrões de maré do MOM5 (com apenas as amplitudes das principais constituintes de maré, designado por DFT) e o experimento com as modificações do código do módulo barotrópico da maré (com amplitude e fases nas principais constituintes de maré, designado por T8). Os experimentos são estendidos em 60 anos para modelo forçado e 1 ano e meio para o modelo acoplado. A Figura 10.1 mostra o fluxograma simplificado do processo de modelagem dessa tese.

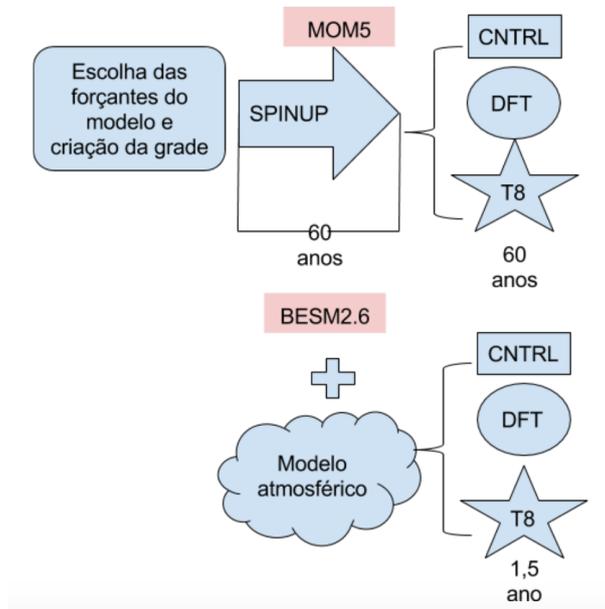


Figura 10.1 - Fluxograma do processo de modelagem. Elaborado pela autora

10.1 Condições iniciais

Antes de começar a simular as marés no modelo oceânico é importante que o mesmo já tenha atingido estado de equilíbrio. O modelo é inicializado a partir da condição de repouso forçado apenas com a condição inicial climatológica extraída do COREI (descrito na seção 10.2) até que o equilíbrio termodinâmico seja atingido. Os campos climatológicos que forçam o modelo podem ser vistos na Figura 10.2. O modelo roda livre, ou seja, as forçantes não são restauradas de tempos em tempos, garantindo que a circulação seja fruto da própria codificação. A única exceção é a salinidade que é restaurada com a climatologia a cada 60 dias. O modelo é inicializado com essas forçantes, sendo a temperatura, salinidade e clorofila regradeadas para $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ global, e o restante não necessita de prévia modificação da grade, já que próprio modelo se encarrega incluir essas informações via *datatable*.

O tempo de *spinup* é necessário para que ondas longas de escala planetária, ondas de Rossby, que interferem na circulação de grande escala e que possuem longo tempo de propagação em uma bacia (de meses à ano) entrem em equilíbrio. A ideia é que o modelo mimetize as condições de circulação oceânica consistente com a forçante prescrita (KANTHA; CLAYSON, 2000). O tempo de integração depende da complexidade do modelo, e principalmente da escala temporal dos fenômenos a serem estudados. Kantha e Clayson (2000) sugerem que a camada superior dos oceanos (até a região da termoclina) precise de um integração de pelo menos 50 anos, o que não é suficiente para que o oceano profundo atinja o equilíbrio termodinâmico. Um *spinup* compatível com o estudo da circulação meridional (que tem escala de tempo da ordem de centenas de anos) deveria ter escala milenar para que ao menos alguns ciclos desse fenômeno sejam capturados (frequência de Nyquist¹), e conseqüentemente um altíssimo custo computacional.

¹Segundo o teorema de Nyquist, a representação digital de um sinal analógico seria funcionalmente idêntico à forma de onda original se a taxa de amostragem fosse pelo menos duas vezes maior que a maior frequência presente na forma de onda analógica (EMERY; THOMSON, 2001).

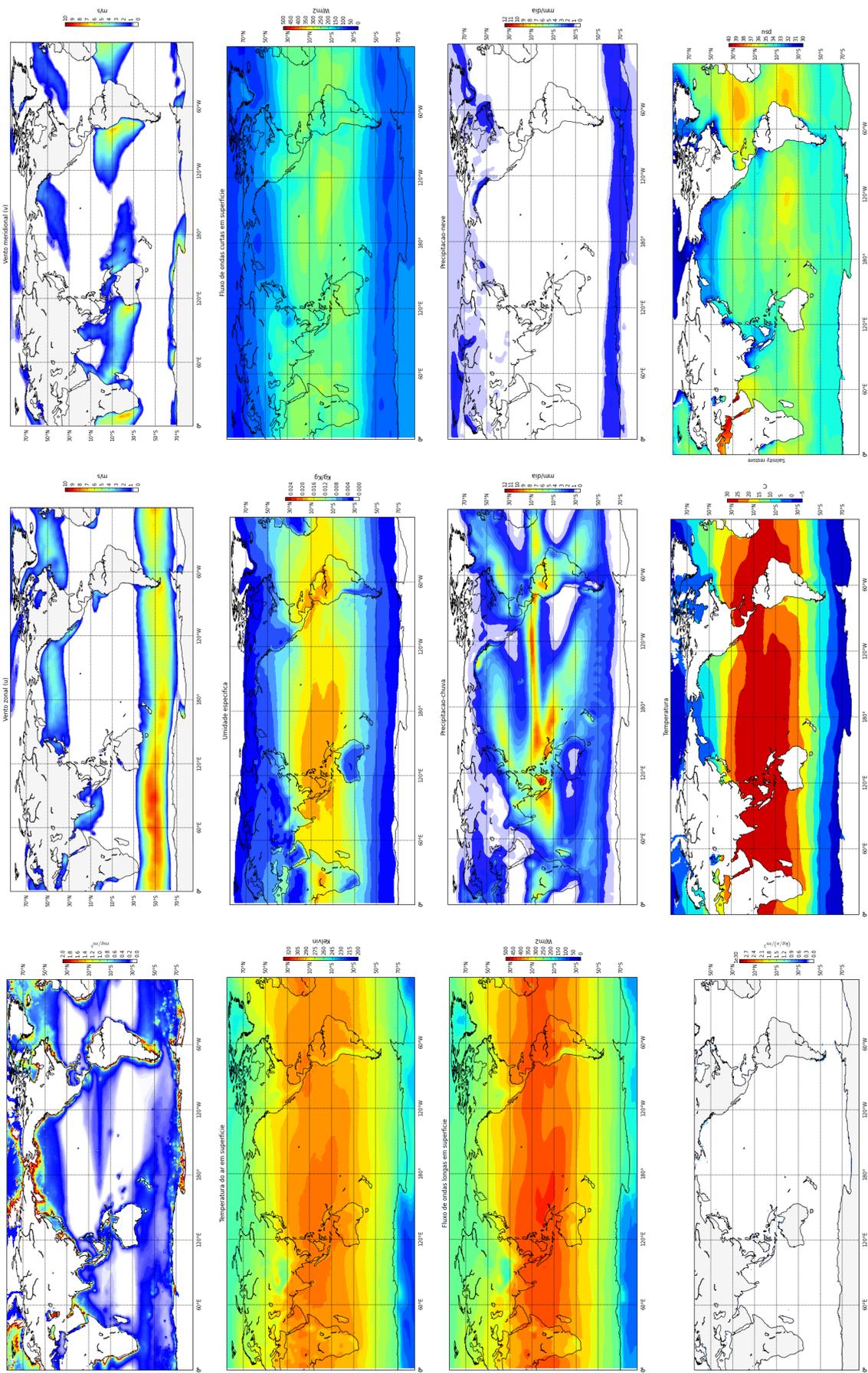


Figura 10.2 - Médias dos campos climatológicos extraídas do COREI forçados como condição inicial do modelo. Da esquerda para direita são listadas as forçantes: clorofila, componentes zonal(u) e meridional (v)do vento em superfície, temperatura e umidade do ar em superfícies, fluxos de onda longa e curta em superfície, precipitação (chuva e neve) extraídos da Reanálise do NCAR, descarga fluvial, temperatura e salinidade extraídas de (LEVITUS; BOYER, 1994).

Para este estudo, o tempo de integração atingiu o equilíbrio em superfície em 60 anos. Os indicadores monitorados no MOM5 durante um *spinup* são: massa total de sal, o calor total referente a água à 0° C, energia cinética e potencial globalmente integradas. Normalmente as energias cinética e potencial são suficientes para avaliar o tempo de *spinup*, como sugere [Kantha e Clayson \(2000\)](#), entretanto o MOM5 apresenta outras opções de escalares a serem analisados. A Figura 10.3 mostra a equalização da massa, do calor e da energia potencial a um valor constante, entretanto energia cinética com uma tendência de desaceleração, devido à ausência de tempo de restauração com as condições iniciais (COREI).

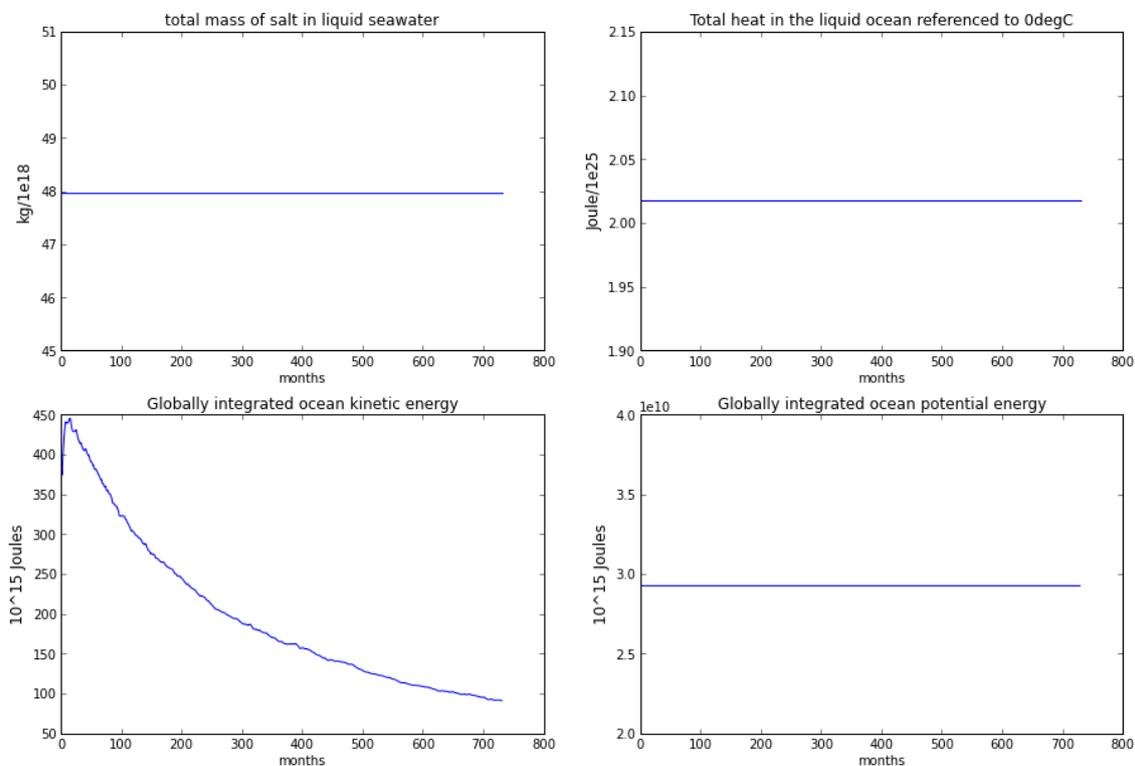


Figura 10.3 - Equalização da massa, calor, energia potencial e tendência de desaceleração da energia cinética após 60 anos de *spinup* no MOM5.

As simulações tem 60 anos de duração a partir do *spinup*, garantindo que o período nodal² (18,6 anos) fosse detectável nos experimentos, conforme o teorema da frequência amostral de Nyquist. Caso o período nodal não seja garantido, as estimativas das principais constituintes da maré podem recorrer em erros da ordem de:

²Período nodal representa o ciclo de 18.6 anos quando a intersecção entre o plano orbital da lua com a eclíptica (plano orbital da Terra em torno do Sol) é atingido por 2 vezes (ascendente e descendente) ([PARKER, 2007](#))

4% para M2, 11% para K1 e 18% para O1 (PARKER, 2007). É notável a diferença na integração da energia cinética global do modelo com e sem a forçante barotrópica da maré, como mostra a Figura 10.4.

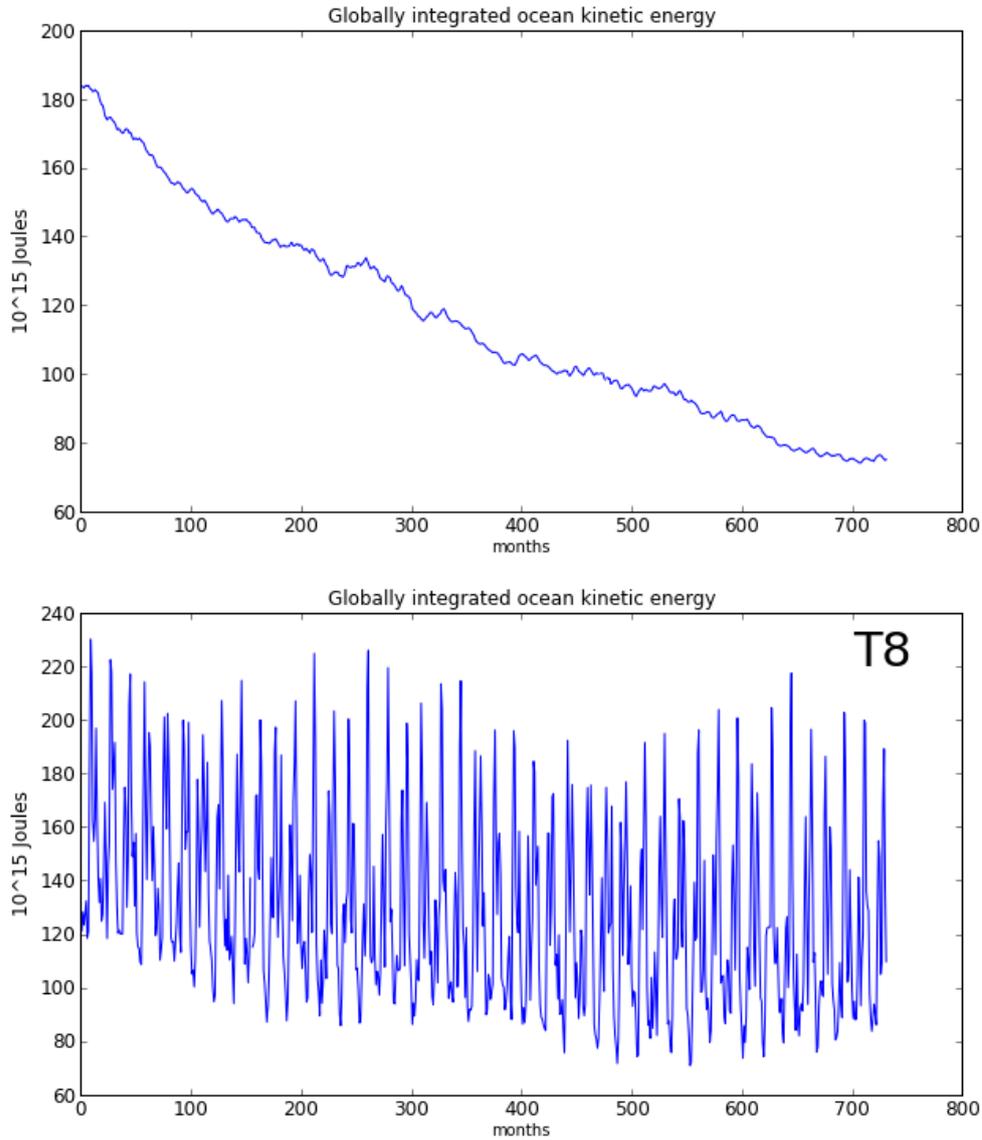


Figura 10.4 - Integração global da energia cinética para os experimentos de controle CN-TRL (painel superior) e T8 (painel inferior) para 60 anos de simulação a partir do *spinup*.

10.2 Modelo oceânico - MOM5

A quinta versão do modelo do GFDL (Modular Ocean Model - MOM5) é utilizado para os experimentos forçado e acoplado. O MOM5 é um modelo hidrostático³ e de superfície livre. A coordenada vertical escolhida neste estudo é $zstar$, baseada em equações de Boussinesq, garantindo que a conservação do volume nas camadas do modelo. A $zstar$ é uma coordenada vertical quasi-horizontal que originalmente foi utilizada em estudos de marés em regiões costeiras (STACEY et al., 1995) e promovida para estudos climático por (ADCROFT; CAMPIN, 2004). A coordenada $zstar$ é descrita por (GRIFFIES, 2012):

$$z^* = H\left(\frac{z - \eta}{H - \eta}\right) \quad (10.1)$$

A espessura da célula z é mantida mesmo que a superfície esteja em repouso ($z^* = z$ quando $\eta = 0$) garantindo uma condição de volume constante para todas as camadas do modelo (GRIFFIES, 2012). Se a elevação de nível for maior que a profundidade de uma dada região ($\eta > -H$) fica garantida a condição de existência da célula no modelo, evitando que uma célula "molhada" seja considerada "seca". Diferente do modelo z tradicional, a coordenada vertical $zstar$ acompanha as ondulações da superfície permitindo que a célula superficial não seque completamente, como mostra a Figura 10.5.

A escolha da coordenada vertical depende do objetivo do estudo; caso o enfoque seja transferência de *momentum*, calor, descarga fluvial e processos de mistura em superfície e subsuperfície é indicado utilizar a coordenada vertical tipo z , mas se a intenção é estudar propriedade de massas de água e transporte de massa que ocorrem ao longo de linhas de densidade, então a melhor coordenada vertical é a do tipo ρ (GRIFFIES, 2000). Para estudos de correntes próximas à topografia de fundo, processos turbulentos na camada limite de fundo a coordenada vertical sugerida é a σ . Os esquemas de cada uma das coordenadas verticais citadas podem ser vistas na Figura 10.6.

A escolha da coordenada vertical $zstar$ se justifica neste estudo por ser desenvolvida para lidar com grandes amplitudes em superfície, e originalmente ter sido desenvolvida para estudos de maré, mas também porque as coordenadas verticais ρ e σ produziram soluções não-físicas, testadas neste estudo, quando na presença de ondas

³O fluido hidrostático é aquele em que a pressão é determinada pelo peso do fluido acima de um determinado ponto (GRIFFIES, 2012).

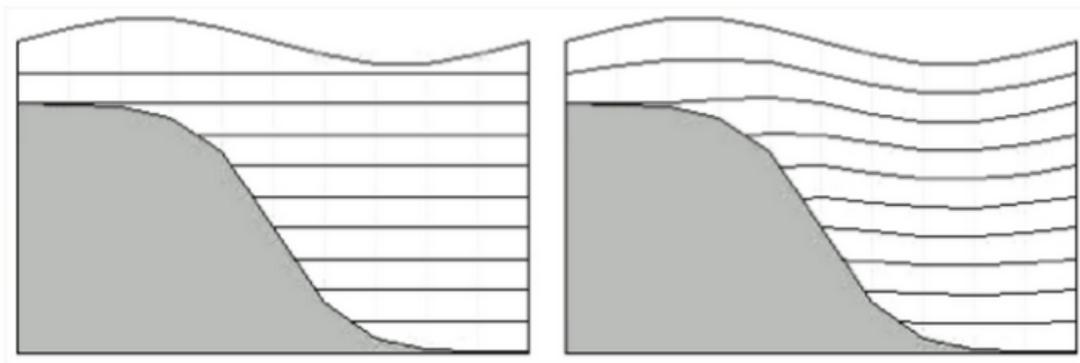


Figura 10.5 - Perfil vertical esquemático das coordenadas z (à esquerda) e a $zstar$ (à direita). A coordenada $zstar$ acompanha as ondulações da superfície, enquanto que a coordenada z apresenta níveis fixos ao longo da coluna de água [Griffies \(2012\)](#).

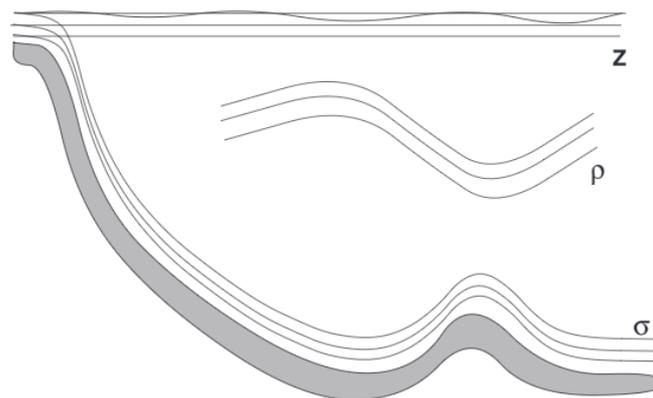


Figura 10.6 - Esquema de três coordenadas verticais z em superfície, ρ acompanhando as linhas de mesma densidade e σ junto a topografia de fundo. A escolha da melhor coordenada vertical é inerente ao tipo de estudo que se pretende realizar [Griffies \(2000\)](#).

gravitacionais excitadas pela maré. As vantagens e desvantagens do uso da $zstar$ é descrita na Tabela 10.1 .

A resolução vertical do modelo compreende 50 níveis que começam com intervalo de 10 metros (incluindo a camada superficial do modelo) até 220 metros de profundidade. Abaixo de 220 metros a resolução vertical passa a ser de 166 metros até a última camada do modelo. A resolução horizontal do modelo admite resolver explicitamente a componente barotrópica da maré, com grade horizontal de $1/4^\circ$

Tabela 10.1 - Vantagens e desvantagens do uso da coordenada vertical *zstar* Griffies (2000), Griffies (2012).

vantagens	desvantagens
Permite oscilações de grande amplitude da superfície do mar, garantindo que $> -H$.	A <i>zstar</i> é invisível às ondulações de superfície livre o que pode ocasionar um transporte vertical espúrio conduzido ao longo das camadas especialmente na presença de ondas gravitacionais.
Gradientes de pressão horizontais e a equação do estado do oceano são bem representados.	O acoplamento do gelo marinho com a forçante maré é não trivial quando a coordenada vertical é a <i>zstar</i> , sendo necessário que a espessura da primeira camada seja maior do que 10 metros.
A camada de mistura é bem parametrizada por essa coordenada vertical.	Representação do terreno no fundo, bem como processos nas últimas camadas do modelo são não triviais.

x $1/4^\circ$ global, composto por 720 por 1440 pontos de grade. Apesar dessa resolução não ser suficiente para resolver a componente baroclínica da maré, a escolha dessa grade horizontal se justifica pelo objetivo do estudo ser o impacto da maré barotrópica na circulação geral dos oceanos, e a resolução de $1/4^\circ$ x $1/4^\circ$ global ser considerada grade de alta resolução (HighResMIP) pelo CMIP6 (Coupled Model Intercomparison Project 6) (HAARSMA et al., 2000).

A batimetria extraída do mapa global de elevação com grade de 5 minutos de latitude e longitude (ETOPO5) disponível em (<http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/global.html>) é utilizada como dado topográfico do modelo. Do COREI (Coordinated Ocean-ice Reference Experiments), um protocolo que reúne as forçantes superficiais a serem usados para intercomparação de diferentes modelos (GRIFFIES, 2000), são extraídos os campos climatológicos⁴ para: descarga fluvial, temperatura e salinidade de Levitus e Boyer (1994), precipitação e fluxo de momentum do NCAR. A salinidade é restaurada para a média climatológica a cada 60 dias.

A viscosidade e difusividade vertical são parametrizadas pelo esquema de mistura vertical KPP, tomando cuidado em desligar a difusividade padrão de Bryan-Lewis

⁴disponíveis em <http://data1.gfdl.noaa.gov/nomads/forms/mom4/CORE.html>

para que se prepare o modelo para acoplar a dissipação barotrópica de [Lee et al. \(2006\)](#) e a baroclínica de [Simmons et al. \(2004\)](#) em futuros estudos.

A forçante barotrópica da maré é composta pelo somatório das suas principais constituintes luni-solares (M2, S2, N2, K2, O1, Q1,P1, K1) integrada verticalmente segundo as equações de Boussinesq, como demonstra a Equação 10.2 ([GRIFFIES, 2012](#)):

$$\sum(dzu) = G - (H - \eta)\nabla(p_s + p_a)/\rho_0 + g\nabla[\alpha\eta - (1 + k - h)\eta_{eq}] \quad (10.2)$$

G - forçante gerada pelo efeito baroclínico.

H - profundidade do oceano.

η - desvio do nível do mar em relação a condição de repouso.

p_s - pressão associada a ondulação do nível do mar.

p_a - pressão aplicada pela atmosfera e gelo marinho na coluna de água.

$g\eta_{eq}$ - nível equivalente do potencial gerado pela maré.

$(1 + k - h)$ - propriedade elástica da Terra.

α - correção da resposta dos oceanos à forçante maré = 0,948.

O nível equivalente do potencial gerado pela maré (η_{eq}) parte da premissa que o nível do mar é virtualmente ajustado instantaneamente por estar em equilíbrio com a maré. As observações constataam que é possível simular e prever a maré considerando uma condição de equilíbrio desde que se considere que o processo de geração e propagação da onda de maré não tenha sido distorcido e nem atrasado ([SCHILLER, 2004](#)). O modelo não considera a correção de Darwin (c), que estima uma alteração do potencial gerado pela maré quando na presença de continentes ($c = 0$ para o planeta completamente coberto por oceanos). Essa correção representa alguns percentuais do potencial gerado pela maré e por isso é comumente desprezado em sua estimativa ([MARCHUK; KAGAN, 1989](#)). A correção da resposta dos oceanos à forçante maré conhecida como SAL (ver seção 7) é constante no modelo, de valor igual a 0,948.

O potencial gerado pela maré é composto pelo somatório das harmônicas diurnas e semidiurnas ([SCHWIDERSKI, 1980](#)):

$$\eta_{eq} = \sum_{v=0} \eta_v(\lambda, \theta, t) \quad (10.3)$$

$$\eta_{eq} = K(\theta) \cos(\sigma t + \chi + v\lambda) \quad v = 2, 1, 0 \quad (10.4)$$

As constituintes diurnas são descritas por:

$$v = 1 \quad \eta_{eq} = K \sin(2\theta) \cos(\sigma t + \chi + \lambda) \quad (10.5)$$

E as constituintes semidiurnas são descritas por:

$$v = 2 \quad \eta_{eq} = K \cos^2(\theta) \cos(\sigma t + \chi + 2\lambda) \quad (10.6)$$

Onde :

t = tempo (em segundos).

λ = longitude positiva para leste.

θ = latitudes.

η = potencial gerado pelas harmônicas (metros).

K = amplitudes de cada harmônica (metros).

σ = frequência de cada harmônica em (s^{-1}).

χ = fase de cada harmônica em relação ao meridiano de Greenwich à meia noite.

A configuração padrão do MOM5, designada pela sigla DFT, não considera a fase (χ) na decomposição das harmônicas diurnas e semidiurnas. Neste estudo é acrescido ao código do MOM5 as fases de cada uma das oito principais harmônicas, designada pela sigla T8, adotando as mesmas configurações astronômicas (amplitude e fase) do modelo de marés com assimilação de dados de Oregon (OSU Tidal Prediction Software) com condição inicial de 01/01/1992 00:00. Nenhuma atualização é feita nos argumentos astronômicos ao longo das simulações mesmo sabendo que estes são variantes no tempo (SCHWIDERSKI, 1980), como mostra a Tabela 10.2.

Tabela 10.2 - Parâmetros astronômicos para cada harmônica constituinte da maré. Diferentes configurações para os experimentos DFT e T8.

Harmônicas		frequências (Hz)	Propriedade elástica	DFT	T8	
sigla	nome			amplitude (m)	amplitude (m)	fase (rad)
semidiurna						
M2	principal lunar	$1.40519 \cdot 10^4$	0.693	0.242334	0.244102	1.731557546
S2	principal solar	$1.45444 \cdot 10^4$	0.693	0.112743	0.113568	0.000000000
N2	lunar eclíptica	$1.37880 \cdot 10^4$	0.693	0.046397	0.046735	6.050721243
K2	luni-solar declinacional	$1.45842 \cdot 10^4$	0.693	0.030684	0.030879	3.487600001
diurna						
K1	luni-solar declinacional	$0.72921 \cdot 10^4$	1.0+0.256- 0.520	0.141565	0.142435	0.173003674
O1	principal lunar	$0.67598 \cdot 10^4$	1.0+0.298- 0.603	0.100661	0.101270	1.558553872
P1	principal solar	$0.72523 \cdot 10^4$	1.0+0.287- 0.603	0.046848	0.047129	6.110181633
Q1	lunar eclíptica	$0.64959 \cdot 10^4$	1.0+0.298- 0.603	0.019273	0.019387	5.877717569

A mudança de geometria causada pelo gelo marinho pode ser de extrema importância nos padrões espaciais da maré no Atlântico Norte e na região Antártica. Apesar da importância do gelo marinho em aprimorar o padrão espacial da maré do Oceano Austral, como pode ser visto no estudo de [Ngodock et al. \(2016\)](#), a componente de gelo marinho SIS (modelo de gelo marinho -Sea Ice Model, em inglês) não é contemplada nesse estudo. A coordenada vertical $zstar$ apresenta comportamento não trivial na presença de grande ondulações na superfície (maré) associada a camadas de gelo marinho.

10.3 Modelo acoplado - BESM

De um esforço multi-institucional para construir um quadro de pesquisa multidisciplinar voltado à compreensão das causas das mudanças climáticas globais e seus respectivos efeitos na sociedade é construído o Modelo Brasileiro do Sistema Terrestre (BESM - Brazilian Earth System Model, na sigla em inglês) (NOBRE et al., 2013). O BESM-OA2.6 é a versão utilizada neste trabalho, composta pelo modelo oceânico MOM5 e pelo modelo atmosférico do Centro de Previsão do Tempo e Estudos Climáticos CPTEC/INPE acoplados pelo Flexible Modular System (FMS).

As versões anteriores do BESM-OA2.5, BESM-OA2.3.1 (GIAROLLA et al., 2005) e BESM-OA2.3 (NOBRE et al., 2013) guardam algumas semelhanças, como a resolução dos modelos oceânico e atmosférico. O modelo atmosférico tem truncamento horizontal triangular no número de onda 62 (aproximadamente $1.875^\circ \times 1.875^\circ$ de resolução no equador) com 28 níveis sigma verticais não uniformemente espaçados, denotado por resolução T062L028. O modelo oceânico é o MOM4p1 (versão anterior ao MOM5) com resolução horizontal de 1° na longitude e variando na latitude de $1/4^\circ$ na região tropical (10°S - 10°N), e decrescendo uniformemente até 1° em 45° de latitude e 2° em 90° de latitude, para ambos hemisférios, e 50 níveis na vertical com 10 metros de resolução até os 220 primeiros metros e aumentando gradualmente até 370 metros em regiões profundas.

Para o estudo das marés foram aumentadas as resoluções verticais e horizontais para ambos modelos oceânico e atmosféricos. O modelo atmosférico passa a ter um truncamento horizontal triangular no número de onda 126 e 42 níveis sigma desigualmente espaçados na vertical (e.g. T126L042) e o modelo oceânico passa a ter $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ de resolução horizontal global e a mesma resolução vertical da versão anterior. Essa configuração denominada versão BESM-OA2.6 usa as mesmas forçantes climatológicas do COREI para que seja possível a comparação entre os modelos forçado e acoplado. Os módulos de gelo marinho (SIS) e de biogeoquímica (TOPAZ) não são considerados no modelo oceânico, reduzindo ao máximo a complexidade das interações para inferir apenas sobre a influência da maré barotrópica nas variáveis de superfície e subsuperfície do modelo forçado e acoplado. No modelo atmosférico também foi desconsiderado o módulo de química. As diferenças entre as versões do BESM-OA podem ser vista na Tabela 10.3.

O BESM é um modelo de grande complexidade, composto por componentes de superfície continental, oceano, atmosfera e química globais (como pode ser visto na Figura 10.7). Entretanto, o recorte deste estudo contempla apenas a interferência da

Tabela 10.3 - Principais diferenças entre as versões mais recentes do BESM-OA.

parâmetros	BESM-OA2.5	BESM-OA2.6 + marés
Modelo Atmosférico		
Resolução horizontal	T062	T126
Resolução vertical	L028	L042
Modelo Oceânico		
modelo	MOM4p1	MOM5
Resolução horizontal	1° longitude, latitude 1/4° (10°S-10°N) 1° (45°) 2° (90°)	1/4° X 1/4° global
Resolução vertical	50 níveis	50 níveis
forçantes	interanual	climatológica
coordenada vertical	pstar	<i>zstar</i>

maré barotrópica no oceano para modelos forçado e acoplado, não sendo avaliados resultados do modelo atmosférico e nem do esquema de acoplamento.

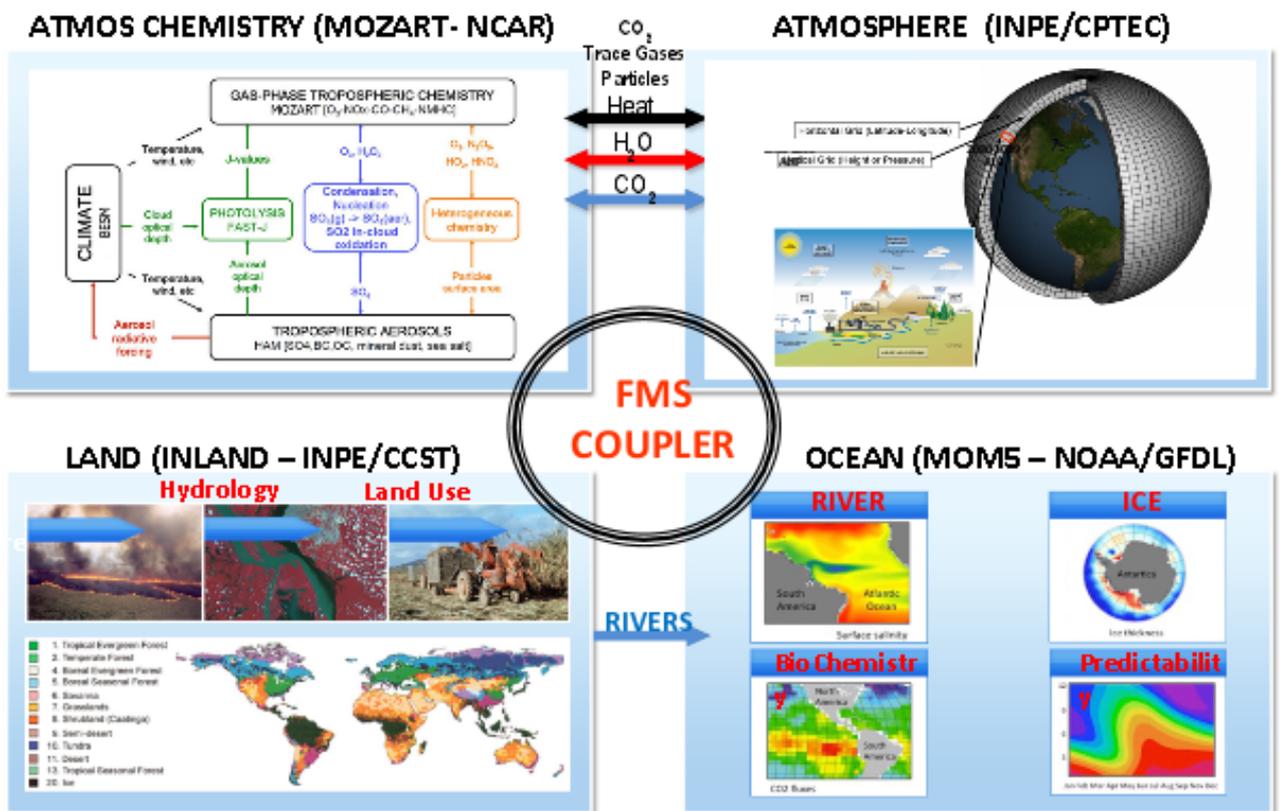


Figura 10.7 - Componentes do Modelo Brasileiro do Sistema Terrestre (BESM - Brazilian Earth System Model) disponível em (<http://www.inpe.br/besm/modelo-besm/>)

11 RESULTADOS

11.1 Avaliação da maré no modelo MOM5

Os experimentos forçados com as oito principais constituintes lunisulares (M2,S2,N2,K2,K1,O1,P1,Q1) se distinguem conquanto aos parâmetros astronômicos dessas constituintes: experimento DFT configuração padrão da componente barotrópica do MOM5 sem nenhuma fase, o experimento T8 que adota as configurações astronômicas usadas no modelo de marés de Oregon ¹ e o experimento controle (CNTRL) sem a forçante barotrópica. As amplitudes e fase do experimento T8 se baseiam na condição inicial de 01/01/1992 00:00 e nenhuma correção desses valores é feita ao longo dos anos, sabendo que esses argumentos astronômicos são ligeiramente dependentes do tempo (SCHWIDERSKI, 1980).

A estratégia da média amostral de 3 meses é utilizada com base no período de declinação lunar (27,3216 dias) (PARKER, 2007), considerando que a frequência amostral de Nyquist determina que ao menos 2 ciclos devem ser considerados para representar o sinal em que se quer analisar. Os meses de Dezembro, Janeiro e Fevereiro (DJF) representam a amostra avaliada neste estudo.

O modelo de marés de Oregon com assimilação de dados TPXO7.2 (<http://volkov.oce.orst.edu/tides/TPXO7.2.html>) e o Sistema Global de Observação do Nível do Mar - GLOSS (<http://www.gloss-sealevel.org>) são utilizados como referências para a avaliação do padrão espacial dos experimentos DFT e T8 em oceano aberto e regiões costeiras, respectivamente. O produto interno é usado para quantificar a diferença entre o padrão espacial da referência e dos experimentos, para uma amostragem de três meses (DJF).

¹<http://volkov.oce.orst.edu/tides/otis.html>

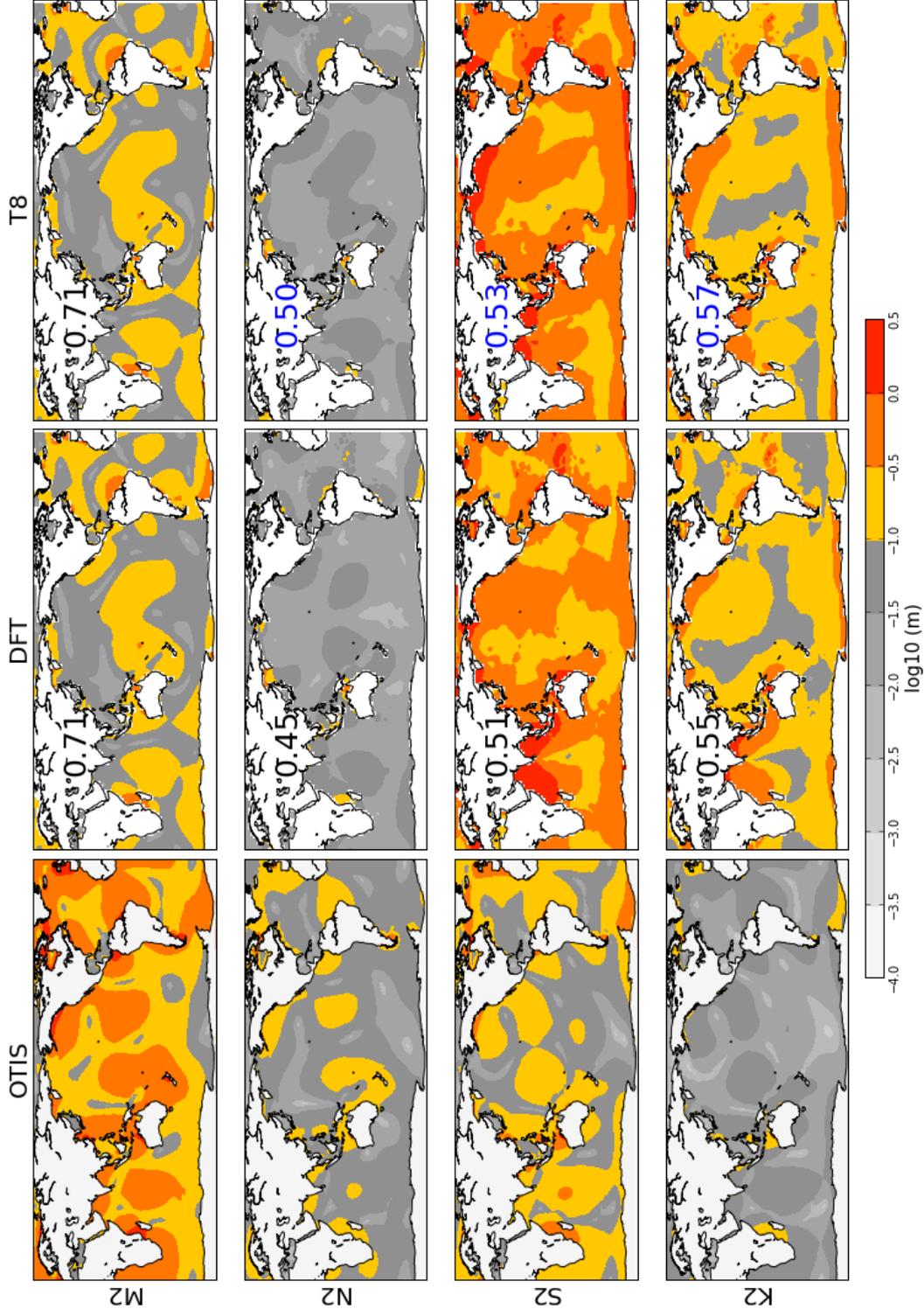


Figura 11.1 - Amplitudes (em escala logarítmica) das constituintes semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à OTIS (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (DJF) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a OTIS, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

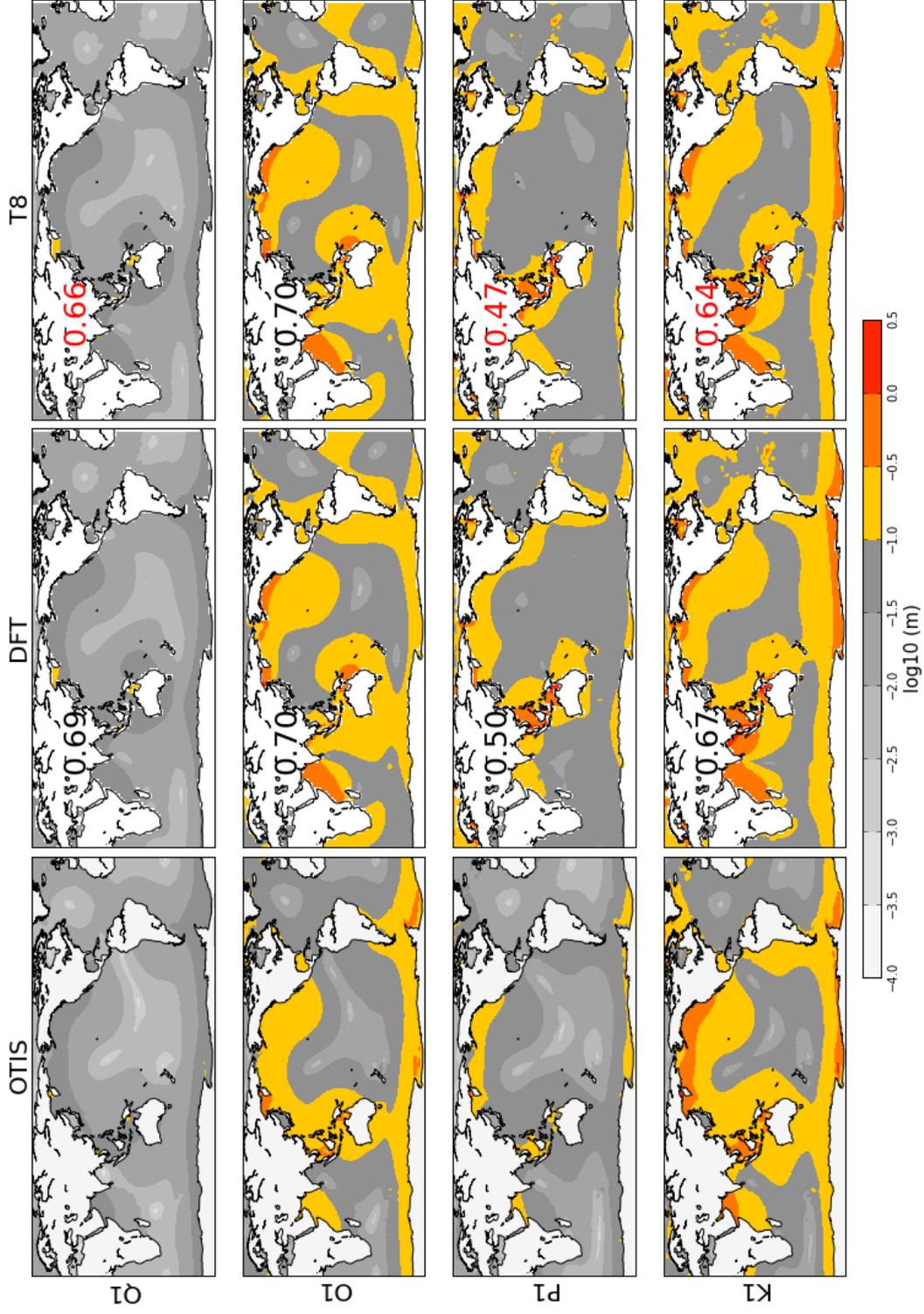


Figura 11.2 - Amplitudes (em escala logarítmica) das constituintes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à OTIS (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (DJF) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a OTIS, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

As amplitudes das constituintes lunares M2 e O1 se mantêm iguais para ambos experimentos DFT e T8, sendo as constituintes elípticas N2 e Q1 a mostrarem alterações significativas devido à escolha da amostragem trimestral. As constituintes solares S2 e P1 e as luni-solares K1 e K2 tem padrões espaciais superestimados e claramente distorcidos no Atlântico para ambos experimentos, como pode ser visto nas Figuras 11.1 e 11.2. Essas distorções são também percebidas nas outras estações do ano, como mostram as figuras em mais detalhes no Anexo . As constituintes semidiurnas são melhores representadas em relação ao TPXO7.2 pelo experimento T8 para as amostras DJF e SON, enquanto que para as constituintes diurnas o experimento DFT obteve melhor ajuste. Entretanto, em regiões costeiras, as constituintes diurnas estão superestimadas para DFT e T8 apresenta gradual melhoria nas constituintes semidiurnas, como mostra a Figura 11.3 .

Para análise da região costeira são utilizados 29 marégrafos do programa GLOSS, selecionados pelo tempo e qualidade de seus registros e posição geográfica. Os marégrafos possuem ao menos 20 anos de registros a partir de 01/01/1992, data da condição inicial incorporado no experimento T8. O desafio de encontrar marégrafos nessas condições - longos registros, sem grandes falhas (da ordem de meses) - é grande, especialmente quando se trata do Hemisfério Sul.

A Figura 11.3 mostra a média das amplitudes para as constituintes semidiurnas (em amarelo) e as diurnas (em verde), estimadas para o décimo (círculos coloridos preenchidos) e vigésimo (círculos vazios de contorno preto) anos de simulação e comparadas com os dados maregráficos (círculos cinzas) para todo o globo. As regiões de micro e macromaré são bem representadas globalmente pelo modelo, sendo que em geral o experimento DFT superestima as constituintes diurnas em relação aos dados maregráficos, principalmente na costa brasileira e australiana. As constituintes semidiurnas tem amplitudes subestimadas pelo modelo, entretanto, o experimento T8 é o único que apresenta melhoria na estimativa ao longo do tempo de simulação. Para uma análise mais detalhada, isola-se a constituinte M2 e compara-se o desempenho dos experimentos DFT e T8.

No estudo de [Shriver et al. \(2012\)](#) utilizando o modelo HYCOM, a constituinte M2 apresenta um desvio médio quadrático global próximo de 7,0 cm em uma simulação utilizando as mesmas oito principais constituintes de maré desse trabalho. Esse valor é bem similar ao encontrados em modelos de maré sem assimilação de dados: 6,7 cm para um modelo com parametrização do coeficiente de arrasto da plataforma continental e da quebra de ondas internas ([LAURENT et al., 2002](#)); e 7,7 cm para

Tabela 11.1 - Viés das amplitudes nos Oceanos Atlântico, Pacífico e Índico (em cm) para constituintes semidiurnas (em amarelo) e diurnas (em verde) para os experimentos T8 e DFT para uma amostra de 3 meses (Dezembro, Janeiro e Fevereiro). A soma das diferenças entre o décimo e o vigésimo ano de simulação em relação à amplitude dos marégrafos indica se houve melhora ou piora em representar a maré, onde valores positivos indicam que o vigésimo ano de simulação se aproximou mais da referência em relação ao décimo ano simulação, e vice-versa.

DJF		ATLÂNTICO	PACÍFICO	ÍNDICO
T8	semi	9.16	0.81	5.14
	diurn	42.1	13.3	25.5
DFT	semi	-0.67	6.2	1.68
	diurn	-7.43	31.9	9.0

um modelo de uma única camada otimizado para 10 principais constituintes de maré (ARBIC et al., 2004). O modelo desenvolvido neste estudo apresenta o desvio médio quadrático global para a M2 de 5,61 para o experimento DFT e uma estimativa ligeiramente melhor para T8 de 5,59 cm. Esses valores são muito próximos a estimativa de 5 cm encontrada por Egbert et al. (2004) para um modelo rigoroso em suas parametrizações, com SAL iterativo e módulo de quebra de ondas internas ativos. O valor de 2,6 cm de desvio médio quadrático para estimativa da amplitude da M2 foi alcançado pelo HYCOM no estudo de por Ngodock et al. (2016), um modelo que é composto por correções feitas somente para o Atlântico com múltiplas parametrizações, num procedimento *ad hoc* sem base teórica. O estudo de Ngodock et al. (2016) destaca a importância de uma estimativa precisa das marés no Atlântico para um bom desempenho de um modelo global de marés.

A progressão do desempenho dos experimentos DFT e T8 no Atlântico após 10 e 20 anos de simulação segue a relação desenvolvida para esse estudo:

$$E = \sum (TideGauge - MODEL_{10a}) - (TideGauge - MODEL_{20a}) \quad (11.1)$$

Os erros são avaliados globalmente, incluindo regiões costeiras e abissais. As constituintes semidiurnas tem ligeira melhora com o passar dos anos comparadas às constituintes diurnas e são melhor representadas pelo experimento T8 no Atlântico, como mostra a Tabela 11.1. Enquanto que o experimento T8 reduz o erro no Atlântico (9,16 cm para as constituintes semidiurnas e 42,1cm para as constituintes diurnas) o experimento DFT amplifica o erro com o passar dos anos, piorando a estimativa das constituintes diurnas em 7,43 cm e as semidiurnas em 0,67 cm. O viés

do Atlântico no décimo ano é maior do que para o vigésimo ano de simulação (valores negativos na Tabela 11.1), assim o experimento DFT está divergindo de uma solução otimizada com o passar dos anos. Para os Oceanos Índico e Pacífico ambos experimentos apresentaram melhorias no desempenho tanto para as constituintes semidiurnas quanto para as diurnas.

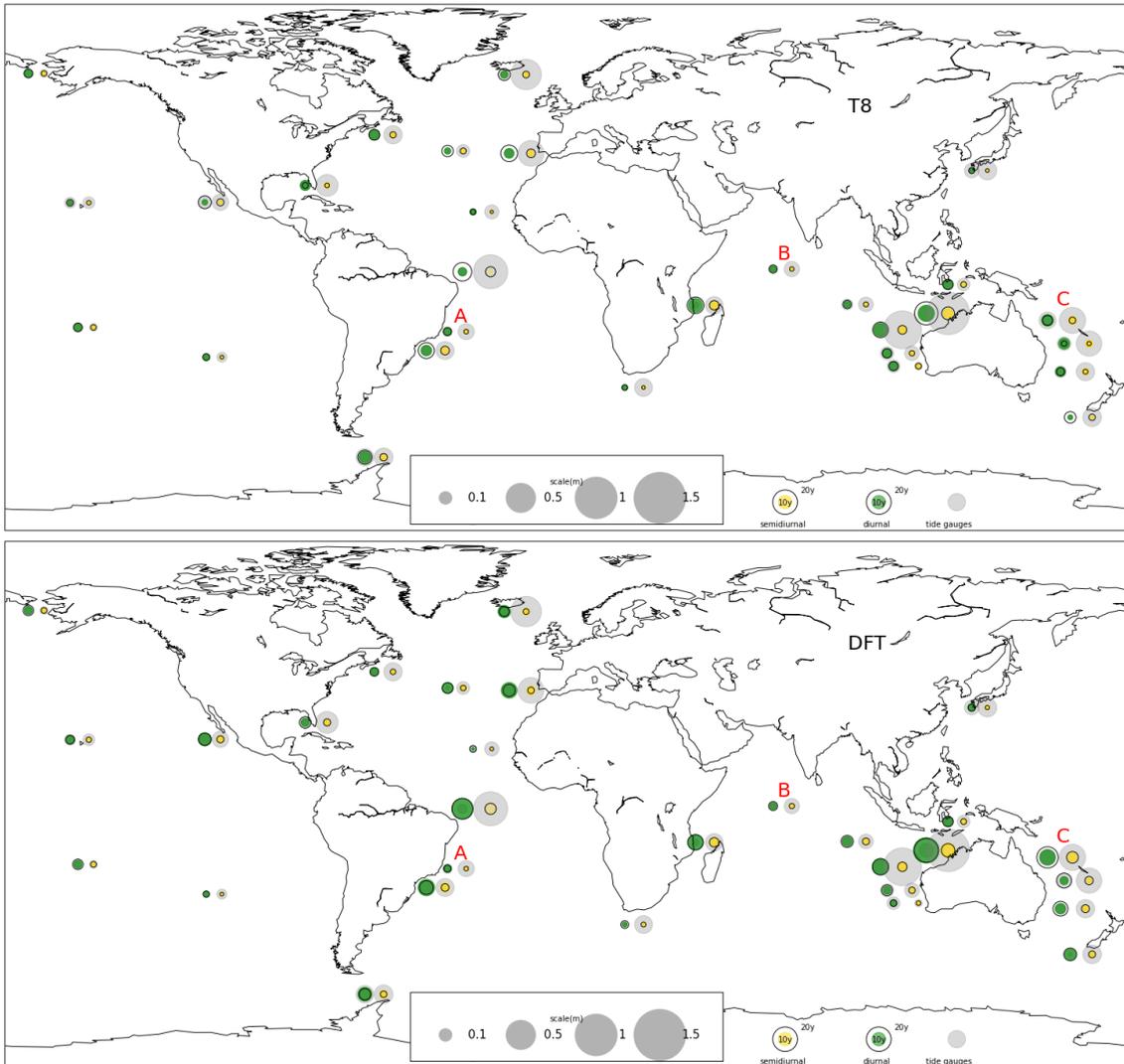


Figura 11.3 - Amplitudes da média das constituintes semidiurnas (em amarelo) e diurnas (em verde) estimadas para o décimo e vigésimo ano de simulação do experimento T8 (painel superior) e DFT (painel inferior) comparados aos marégrafos do GLOSS (em cinza). Quadrados de 2° por 2° próximos ao marégrafo são os recortes feitos para que se extraia a média das amplitudes dos experimentos analisados.

As estações maregráficas destacadas na Figura 11.3 pelas letras A,B e C são analisadas em mais detalhes utilizando a nova ferramenta introduzida neste trabalho: o Diagrama Espectral de Taylor (DET). Com o DET é possível combinar a amplitude e fase e avaliar quantitativamente a estimativa das simulações com observação. Na Figura 11.3 está clara a diferença entre os experimentos no marcador C, mas nem tanto para os outros postos maregráficos. As amplitudes visivelmente inalteradas em A e B não significam que os experimentos DFT e T8 tenham a mesma resposta espectral, como pode ser visto na Figura 11.4. Com a análise espectral proporcionada pelo DET é possível notar a grande diferença em incluir as fases das constituintes no modelo (T8) e sua evolução ao longo dos anos de simulação.

O desempenho dos experimentos DFT e T8 em relação aos marégrafos para o décimo e vigésimo ano após a condição inicial de 01/01/1992 pode ser vista na Figura 11.4. Os valores do diagrama estão normalizados com o desvio padrão da potência da referência, e assim é possível avaliar a habilidade do modelo em diferentes períodos da simulação.

No Atlântico, o experimento T8 (estrelas) mostra uma melhora notável para as constituintes diurnas (Figura 11.4A) em relação a estação maregráfica de referência da Ilha Fiscal (RJ), o que não fica evidente na Figura 11.3. A coerência aumenta de 0,59 para 0,72 e o desvio médio quadrático centrado é reduzido de 1,03 para 0,95 e o conteúdo energético é superestimado de 1.22 para 1.36. O experimento DFT tem melhor resposta para as constituintes semidiurnas (coerência aumente de 0,66 para 0,73) enquanto que o experimento T8 mantém quase inalterada. Na estação maregráfica de Gan (Figura 11.4B) é também difícil diferenciar o desempenho dos experimentos na Figura 11.3, mas utilizando o DET fica claro que o experimento T8 melhorou a estimativa das constituintes diurnas e semidiurnas. A energia das constituintes da maré são subestimadas em ambos experimentos em relação ao marégrafo de Gan, confinando os marcadores abaixo de um desvio padrão da potência no DET.

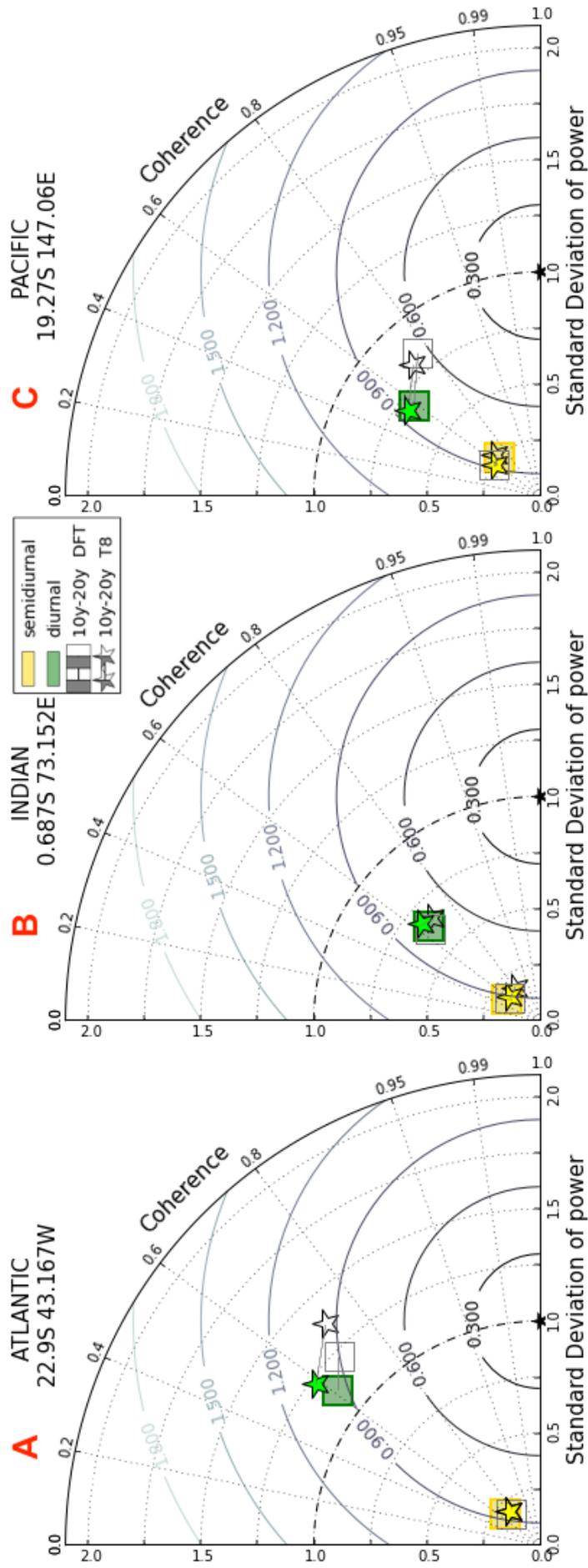


Figura 11.4 - Diagrama Espectral de Taylor comparando os resultados dos experimentos T8 e DFT com os dosmarégrafos durante DJF. A) Oceano Atlântico - Ilha Fiscal, B) Oceano Índico - Gan, C) Oceano Pacífico - Townsville. Constituintes semidiurnas (em amarelo) e diurnas (em verde) avaliadas para os experimentos DFT (quadrados) e T8 (estrelas) durante o DJF do décimo (marcadores preenchidos) e vigésimo (marcadores vazios) ano de simulação. O décimo e vigésimo ano são interligados por uma linha para que se acompanhe a evolução do desempenho do modelo em relação aos dados maregráficos. O desvio padrão da potência estão normalizados em relação ao desvio padrão da potência da referência (estrela negra). A referência também está dividida em dois períodos de tempo, 10 e 20 anos após a condição inicial de 01/01/1992.

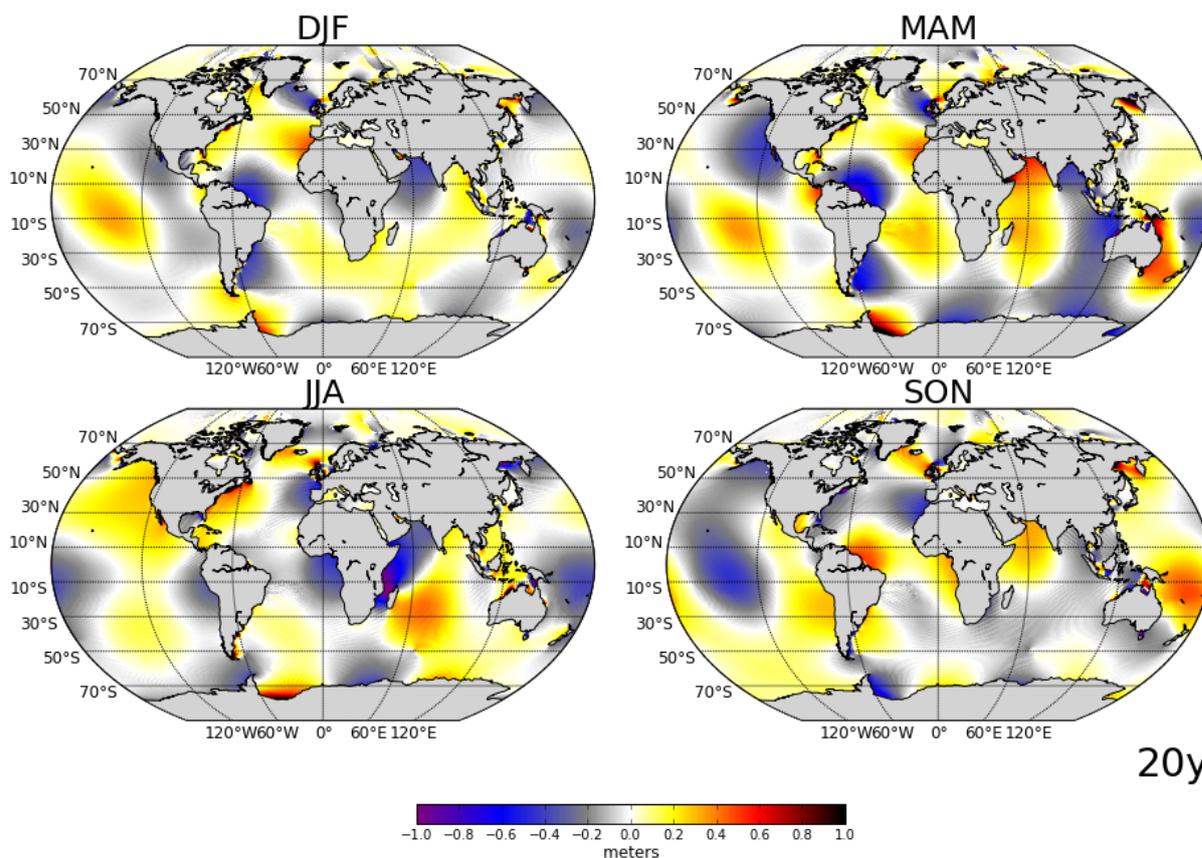
No marégrafo de Townsville no Pacífico o experimento T8 melhorou o seu desempenho tanto para as constituintes semidiurnas (coerência passa de 0.56 para 0.68) quanto para as diurnas (coerência de 0.54 para 0.72). Entretanto, o experimento DFT tem melhor estimativa para as constituintes diurnas (ver Figura 11.3), reduzindo o desvio médio quadrático centrado de 0.82 para 0.65, aumentando a coerência de 0.59 a 0.76 e aumentando o conteúdo energético de 0.69 para 0.83, como mostra a Figura 11.4C. As constituintes semidiurnas começam com maior coerência no experimento DFT (Figura 11.4C) em consonância com a Figura 11.3, mas ao longo da simulação esse valor decresce, divergindo de uma solução otimizada. Apesar do alto valor de coerência para as constituintes semidiurnas, as mesmas são subestimadas em potência e conseqüentemente em amplitudes em relação a todos os marégrafos analisado por todos os experimentos.

11.2 Impacto da maré no modelo MOM5

A imprecisão na estimativa da fase das constituintes das marés são uma importante fonte de erros barotrópicos na modelagem oceânica, como propõe este estudo. As diferenças entre os experimentos T8 e DFT resultam num drástico impacto no nível do mar, não somente em escala de dias, mas também em escala sazonal, como mostra a Figura 11.5. Alteração sazonal da amplitude na elevação do nível do mar global atinge patamares de 2 metros, e é ocasionada pela diferença de fase das constituintes entre os experimentos DFT e T8. Grandes variações do nível do mar são encontradas na região norte da América do Sul, Atlântico Norte, no Mar de Weddell, Mar Arábico, Austrália e Indonésia. Essas mesmas regiões apresentam discrepâncias do nível do mar do modelo operacional de alta resolução descrito em Ngodock et al. (2016). Em regiões rasas e em plataformas continentais 80% da mudança do nível do mar é atribuída às marés (SCHILLER, 2004). Destaca-se que o efeito estérico está ausente em modelos Boussinesq (*zstar*), ou seja, não está considerada a expansão/contração térmica nos cálculos de nível do mar.

Mudanças na temperatura da superfície do mar (TSM) são intensificadas pela forçante maré ao longo de 60 anos de simulação, com diferenças entre T8 e CNTRL da ordem de 20% para uma média amostral de 3 meses (DJF) (vide Figura 11.6). A tendência é que haja amplificação do impacto do módulo barotrópico da maré na TSM à medida em que se estenda os anos de simulação do modelo. No sexagésimo ano as diferenças entre um modelo forçado por marés (T8) e o controle (CNTRL) extrapola o valor de 20% atingido nos vinte primeiros anos, chegando a pouco mais de 28% de alteração da TSM, concentrado principalmente na região do Atlântico. Os oceanos Atlântico e Austral são os mais impactados pela maré, o que sugere um alerta em modelos que suprimem essa forçante em suas rodadas climáticas. Em escala sazonal, mudanças na magnitude da TSM causada pela forçante barotrópica da maré não são desprezíveis e devem ser consideradas em modelos climáticos.

O Atlântico Norte e o Oceano Austral desempenham um papel essencial no clima global por abrigarem os pontos de formação de massas de água (KUHLEBRODT et al., 2007). O percurso da corrente norte atlântica é sensível à TSM que é modificada pela forçante barotrópica da maré (MÜLLER et al., 2010), e processos de mistura decorrentes da transformação da componente barotrópica em baroclínica fortalecem a ventilação e a formação das massas de água por aumentar a densidade em superfície do mar na região do Mar do Labrador (LEE et al., 2006). No entanto, continua a ser



20y

Figura 11.5 - Diferença da variação sazonal do nível do mar (em metros) entre T8 e DFT (T8-DFT) após 20 anos de simulação. A média de 3 meses amostral para cada estação do ano, DJF (Dezembro, Janeiro e Fevereiro), MAM (Março, Abril e Maio), JJA (Junho, Julho e Agosto), SON (Setembro, Outubro e Novembro).

um desafio excepcional estimar as marés com precisão nesta região, especialmente em águas rasas e em regiões de altas latitudes. A combinação de uma batimetria grosseira (especialmente sob o gelo marinho Antártico) e dados relativamente escassos e de baixa qualidade são consideradas como as principais razões para tais imprecisões. O grande impacto das marés e a falta de informação precisa fazem dos Oceanos Atlântico e Austral o cerne das incertezas que futuros estudos terão que lidar.

O conteúdo de calor dos oceanos (OHC em inglês) dos primeiros 700 metros de coluna de água também é extremamente impactado no Oceano Atlântico, como mostra a Figura 11.7. Cerca de 93% do excedente de energia global dos últimos 50 anos está armazenado nos oceanos, sendo que a camada superior (0-700 metros) a

responsável por 64% desse total (RHEIN et al., 2013). A evolução da média decenal do OHC demonstra o impacto progressivo do módulo barotrópico da maré muito além de sua escala diária, atuando em escalas climáticas como agente de transformação tanto em superfície quanto em subsuperfície. O OHC é calculado pela Equação 11.2.

$$OHC = \rho c_p \int_h^0 T(z) dh dz \quad (11.2)$$

Onde:

$$\rho = 1025 \text{ kg}/m^3$$

$$c_p = 3850 \text{ J}/\text{Kg } ^\circ\text{C}$$

$dh dz$ = espessura da célula do modelo

Ao longo dos anos, o experimento T8 intensifica o resfriamento em boa parte do Atlântico em relação ao experimento CNTRL (T8-CNTRL), justificado pela mistura induzida pela maré barotrópica, lembrando que o modelo não inclui parametrizações de mistura pela forçante baroclínica da maré. Em altas latitudes o viés é positivo, e progressivamente amplificado ao longo dos anos de simulação, como pode ser visto na Figura 11.7 painéis superiores. Entretanto em profundidade, próximo aos 700 metros, as altas latitudes apresentam um resfriamento sistemático no experimento T8.

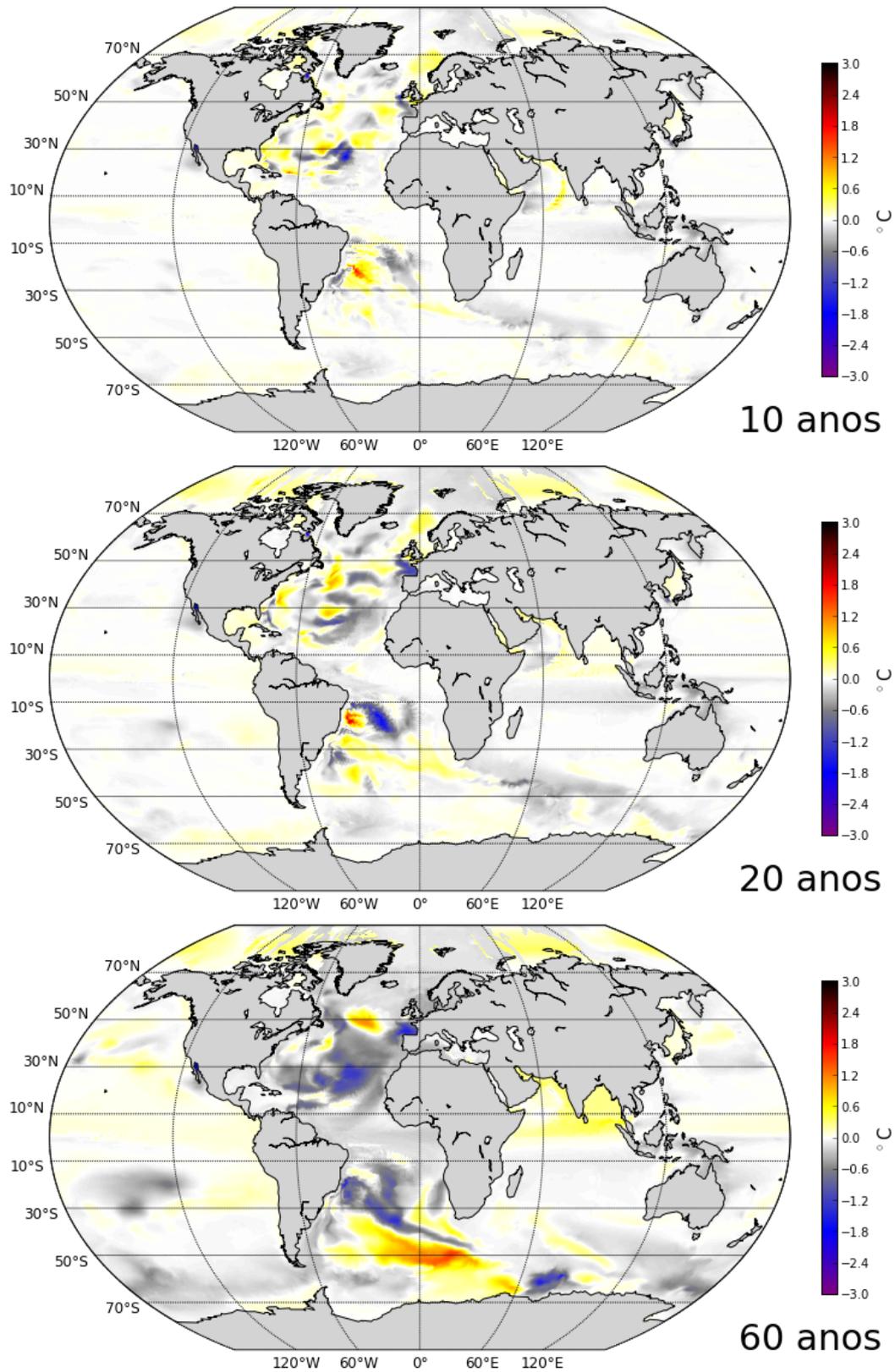
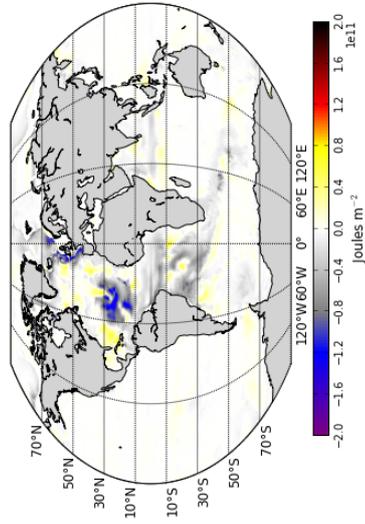
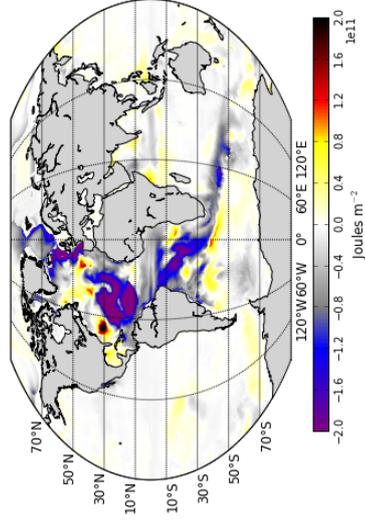
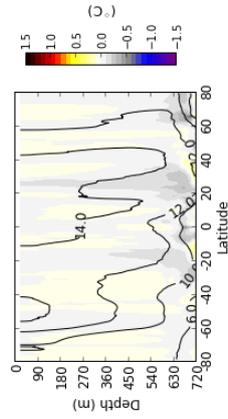


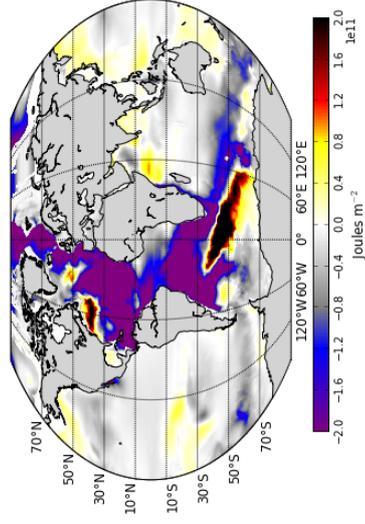
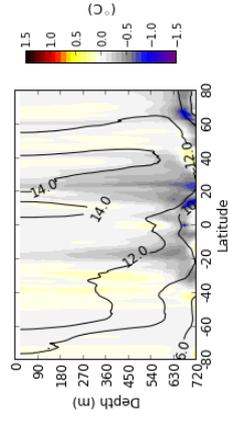
Figura 11.6 - Alteração da temperatura da superfície do mar (em graus Celsius) quando no uso da forçante maré (T8-CNTRL) para DJF no décimo (painel superior), vigésimo (painel central) e sexagésimo (painel inferior) ano de simulação.



10y



20y



60y

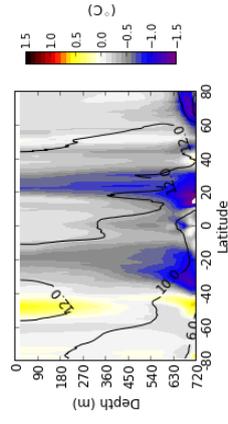


Figura 11.7 - Alteração do conteúdo de calor dos Oceanos quando na presença da forçante maré (T8-CNTRL) para os primeiros 700 metros de profundidade para o décimo (painéis à esquerda), vigésimo (painéis centrais) e sexagésimo (painéis à direita) ano de simulação. Painéis inferiores: temperatura média zonal para o Atlântico do experimento T8 (contornos em linha) sobreposto à alteração da temperatura média zonal para o Atlântico (T8 -CNTRL).

A duração do *spinup* neste estudo é curta demais para que se atinja o equilíbrio termodinâmico em oceano profundo, mas mesmo assim, o OHC e o transporte de massa são analisados com o objetivo de demonstrar que o impacto do módulo barotrópico da maré não está restrito a superfície. Tal como o conteúdo de calor dos oceanos, o transporte meridional de massa também é afetado pela maré tanto em superfície quanto em subsuperfície, como mostra a Figura 11.8.

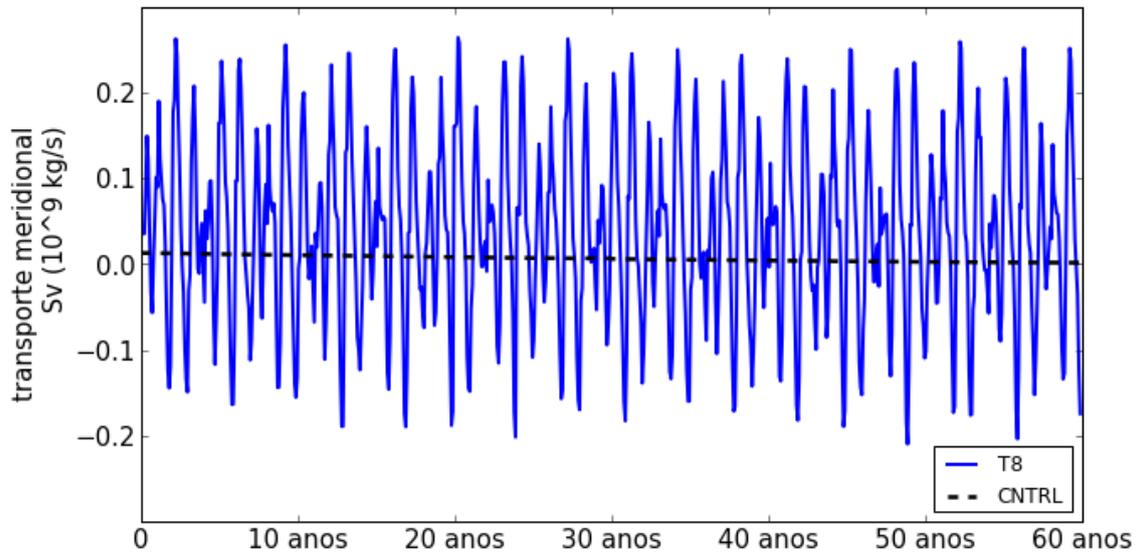


Figura 11.8 - Evolução da média do transporte meridional no Atlântico ao longo de 60 anos de simulação para os experimentos T8 (em linha contínua azul) e CNTRL (em linha descontínua preta).

Fica claro que um modelo sem a forçante maré subestima o transporte meridional em profundidade no Atlântico, o que prejudicaria processos de mistura vertical e formação de massas de água que controlam a circulação oceânica. O experimento de controle (Figura 11.9B) pouco é afetado pela forçante climatológica, com transporte meridional enfraquecido tanto em superfície quanto em subsuperfície, e invertido em relação a observação (fluxo à norte em superfície e a sul em subsuperfície), como mostra a Figura 11.10. Já no experimento forçado pela maré (Figura 11.9A) é possível identificar bolsões de transporte meridional de massa em formação, com pulsos semelhantes aos observados da AMOC (Atlantic Meridional Overturning Circulation), como mostra a Figura 11.8. O impacto da maré se concentra no Atlântico, posicionado sobre a trajetória da AMOC.

Tendo em vista que o equilíbrio termodinâmico não foi atingido nessas simulações consideradas de curta duração para avaliação de formação de massas de água e AMOC, as Figura 11.9 e Figura 11.8 sugerem que os experimentos T8 e CNTRL irão divergir a medida que se estenda a duração das simulações.

As Figura 11.9 e Figura 11.8 indicam que a hipótese de Wunsch (2000) de que do ponto de vista energético, o empuxo não seria capaz de representar por completo o mecanismo convectivo que gera circulação entre águas superficiais e profundas, e que este estaria associado a mais forçantes como ventos em superfície e a maré possa estar correta. A componente barotrópica da maré é capaz de perturbar o balanço de energia global ao interferir na circulação geral dos oceanos, sendo assim, significativa para simulações climáticas.

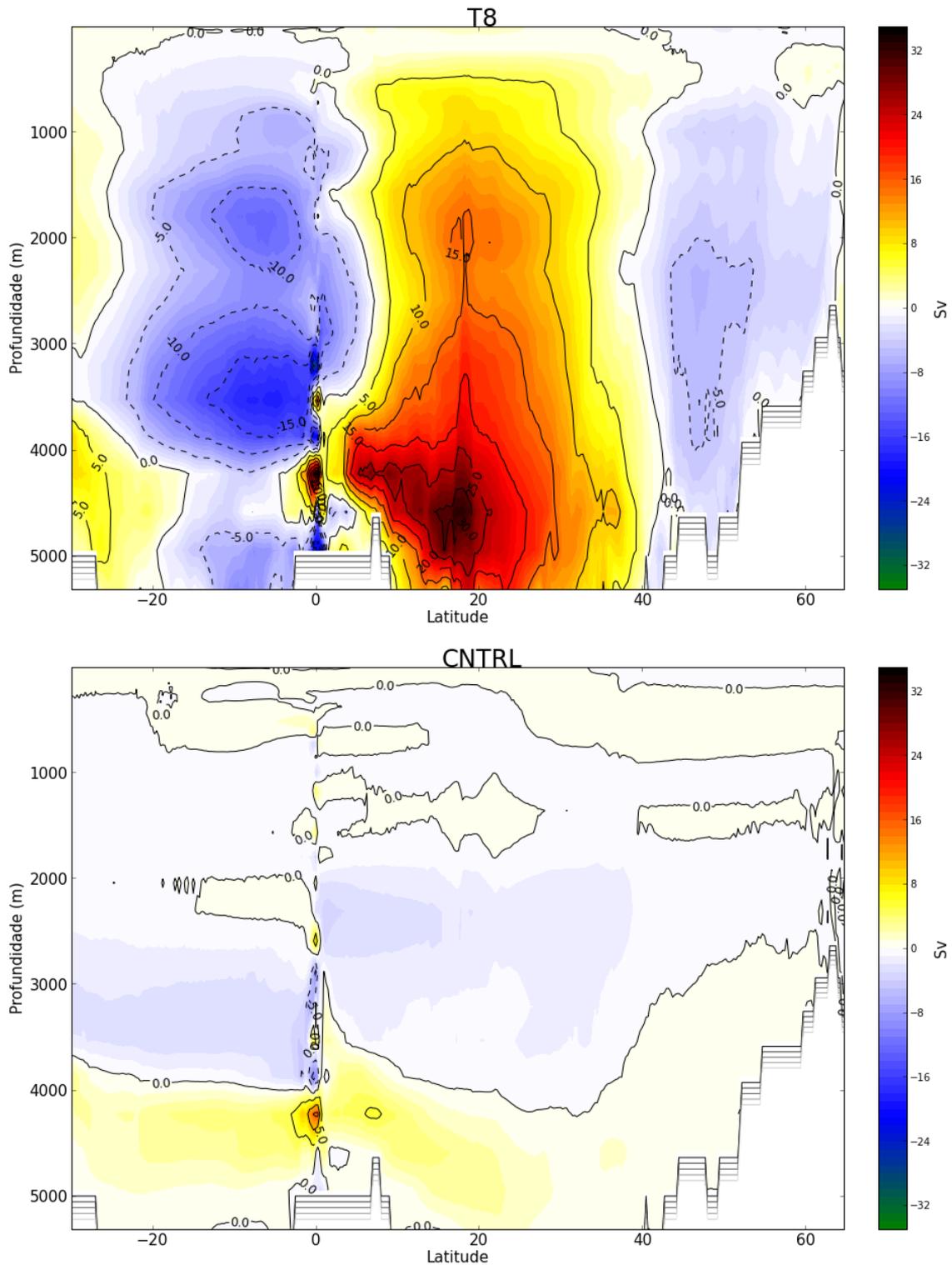


Figura 11.9 - Transporte meridional de massa no Atlântico para os 60 anos de simulação dos experimentos T8 (A) e CNTRL (B). Cores quentes (tons de amarelo ao vermelho) demonstram um transporte positivo em direção norte, e as cores frias (de tons de azul até o verde) indicam transporte negativo em direção sul.

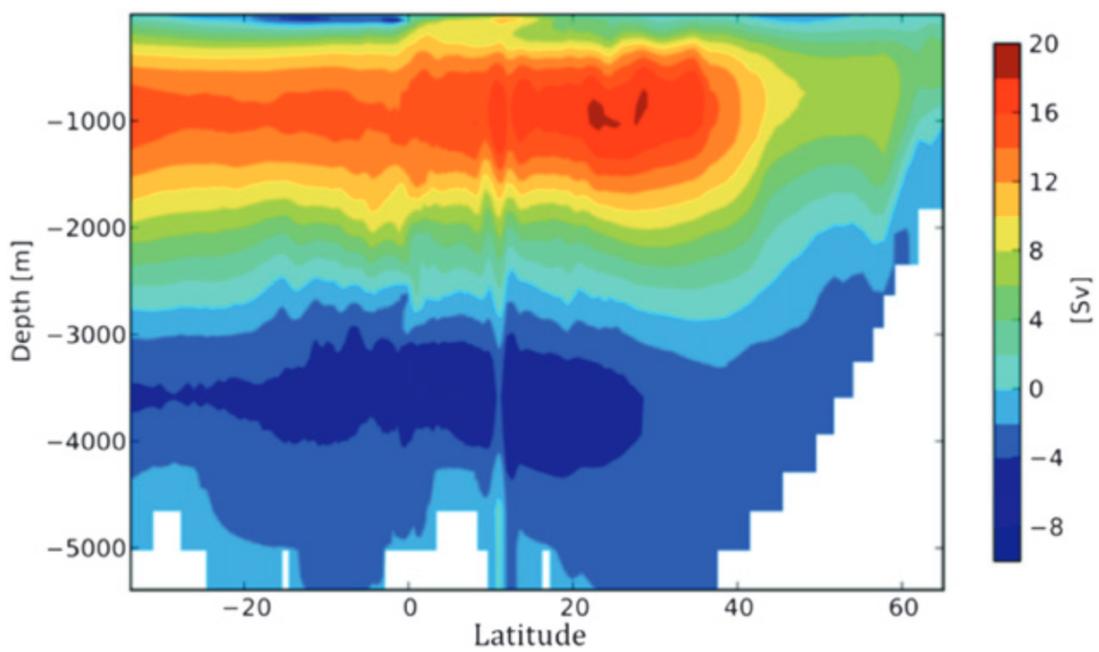


Figura 11.10 - Padrão espacial da AMOC para simulação centenial a partir de médias a cada 25 anos. Soma cumulativa do transporte vertical zonal (NOBRE et al., 2013)

12 IMPACTO DA MARÉ DO MODELO BESM

O modelo acoplado BESM2.6 é integrado por um ano e meio a partir de 60 anos de *spinup*, mesma condição dos experimentos do modelo forçado, e ainda está em fase experimental. Um modelo acoplado de alta resolução oceânica e atmosférica e ainda com a componente barotrópica da maré explicitamente inserida globalmente descreve uma alta complexidade e exige um alto custo computacional em relação ao modelo forçado. Os custos de uma simulação de um ano do modelo forçado (MOM5) e acoplado (BESM2.6), com (T8) e sem marés (CNTRL), podem ser vistos na Figura 12.1.

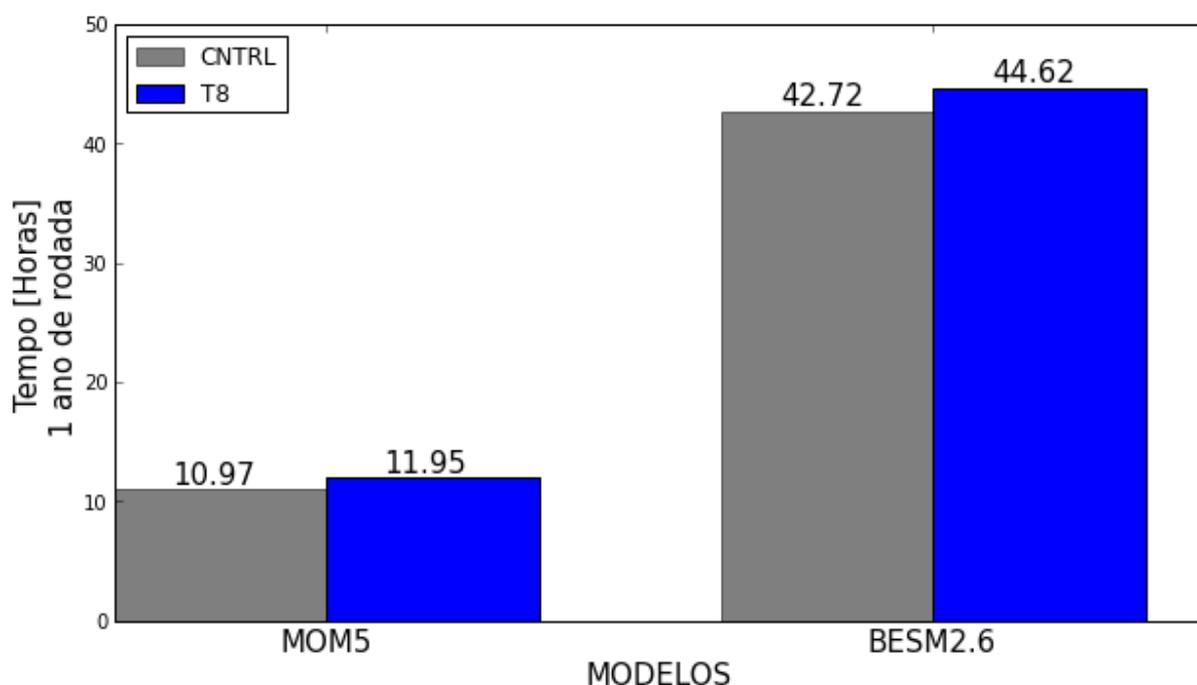


Figura 12.1 - Custo computacional para um ano de simulação do modelo forçado (MOM5) e acoplado (BESM2.6) com (T8 em azul) e sem (CNTRL em cinza) a forçante barotrópica da maré.

O tempo gasto para simular um ano no modelo acoplado é quatro vezes maior do que no modelo forçado, numa simulação utilizando o supercomputador Tupã com 900 processadores. Entretanto, a componente barotrópica da maré pouco interfere nos custos computacionais em ambos modelos, aumentando em uma hora o tempo

de simulação para o modelo forçado e em duas horas para o modelo acoplado. O desafio ainda persiste em ajustar os passos de tempo (*timesteps*) do acoplamento e das componentes oceânica e atmosférica para que sejam feitas integrações de mais longo termo.

Mesmo com uma curta integração, a intensidade dos efeitos da maré em superfície são maiores no modelo acoplado (um ano e meio de integração após o *spinup*) do que no forçado (60 anos de integração após o *spinup*), como pode ser visto nas Figura 12.2 e Figura 12.3.

As correntes são parte importante no transporte e processos de mistura no mar da Indonésia e na plataforma continental do noroeste australiano (SCHILLER; FIEDLER, 2007). O transporte de massa induzido pela maré barotrópica é amplamente alterado nessas regiões e intensificado em regiões costeiras, principalmente no modelo acoplado. As regiões do Mar da China, Mar de Java, Golfo de Carpentária e o Estreito de Bass são extremamente impactados pela forçante maré (Figura 12.2 painéis inferiores) enquanto que o transporte de massa é praticamente nulo no experimento de controle (Figura 12.2 painéis superiores). A direção do transporte de massa é totalmente modificada na presença do módulo barotrópico da maré, e o modelo forçado e acoplado apresentam respostas distintas em termos de direção e intensidade do transporte de massa, tanto em regiões costeiras como abissais. O mesmo pode ser visto para a costa brasileira, como mostra a Figura 12.3.

A intensificação do transporte de massa junto à costa, principalmente na plataforma da Patagônia, se deve à dominância das constituintes semidiurnas da maré, ainda que esta esteja subestimada pelo modelo oceânico. Na região do giro subtropical o transporte de massa também foi amplificado pela adição da maré barotrópica, entretanto a direção está oposta à observação.

A profundidade da camada de mistura já é impactada no primeiro ano de simulação do modelo acoplado, principalmente na região tropical, sendo intensamente modificada no Atlântico. O experimento com marés T8 coloca a camada de mistura mais profunda do que o experimento controle (CNTRL), como mostra a Figura 12.4. Uma representação mais fidedigna dos processos de mistura em modelos de alta resolução podem estar atrelados à forçante maré (ARBIC et al., 2010).

A temperatura da superfície do mar (TSM) já sofre modificações no primeiro ano de simulação com variações da ordem de 1°C (0.5°C) para uma média trimestral dos meses DJF. Tal como no modelo forçado, o acoplado parece indicar discrepância

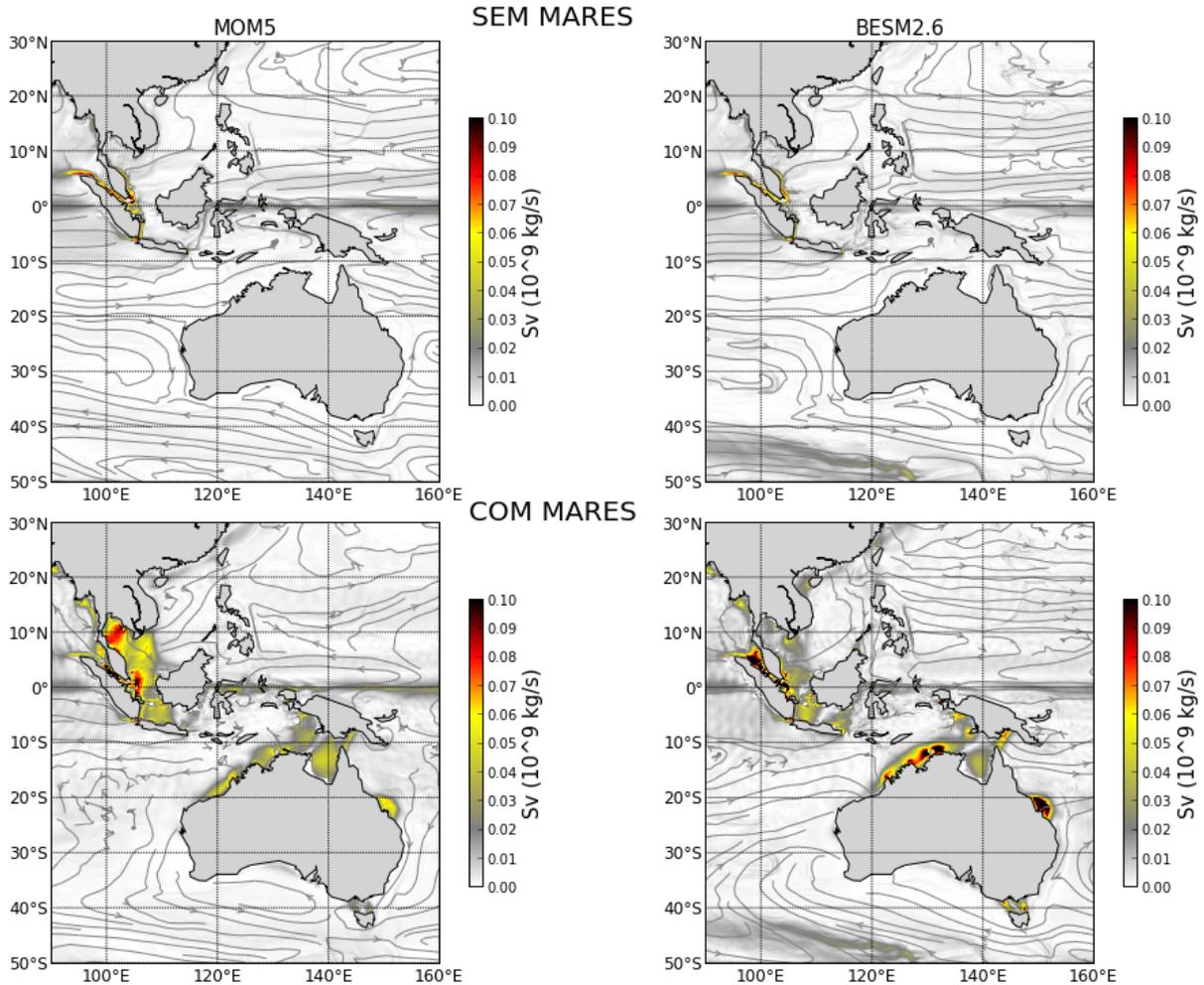


Figura 12.2 - Intensificação do transporte de massa nas regiões da Austrália e da Indonésia quando da inclusão ou não da forçante maré. Os valores mostrados são resultantes da média de 3 meses (DJF) para os experimentos CNTRL (painéis superiores) e T8 (painéis inferiores) utilizando os modelos forçado (painéis a esquerda) e acoplado (painéis a direita). O forçado descreve o campo médio após 60 anos de simulação, enquanto que o acoplado representa apenas 1 ano de simulação.

na TSM nas regiões costeiras principalmente na costa australiana, Indonésia e costa brasileira, com destaque para alterações também no Mar de Bering, como pode ser visto na Figura 12.5.

A variação sazonal da elevação do nível do mar global já pode ser detectada no primeiro ano de simulação do modelo acoplado, com diferenças da ordem de metros entre o modelo forçado com marés e o controle (T8-CNTRL). Tal como no modelo

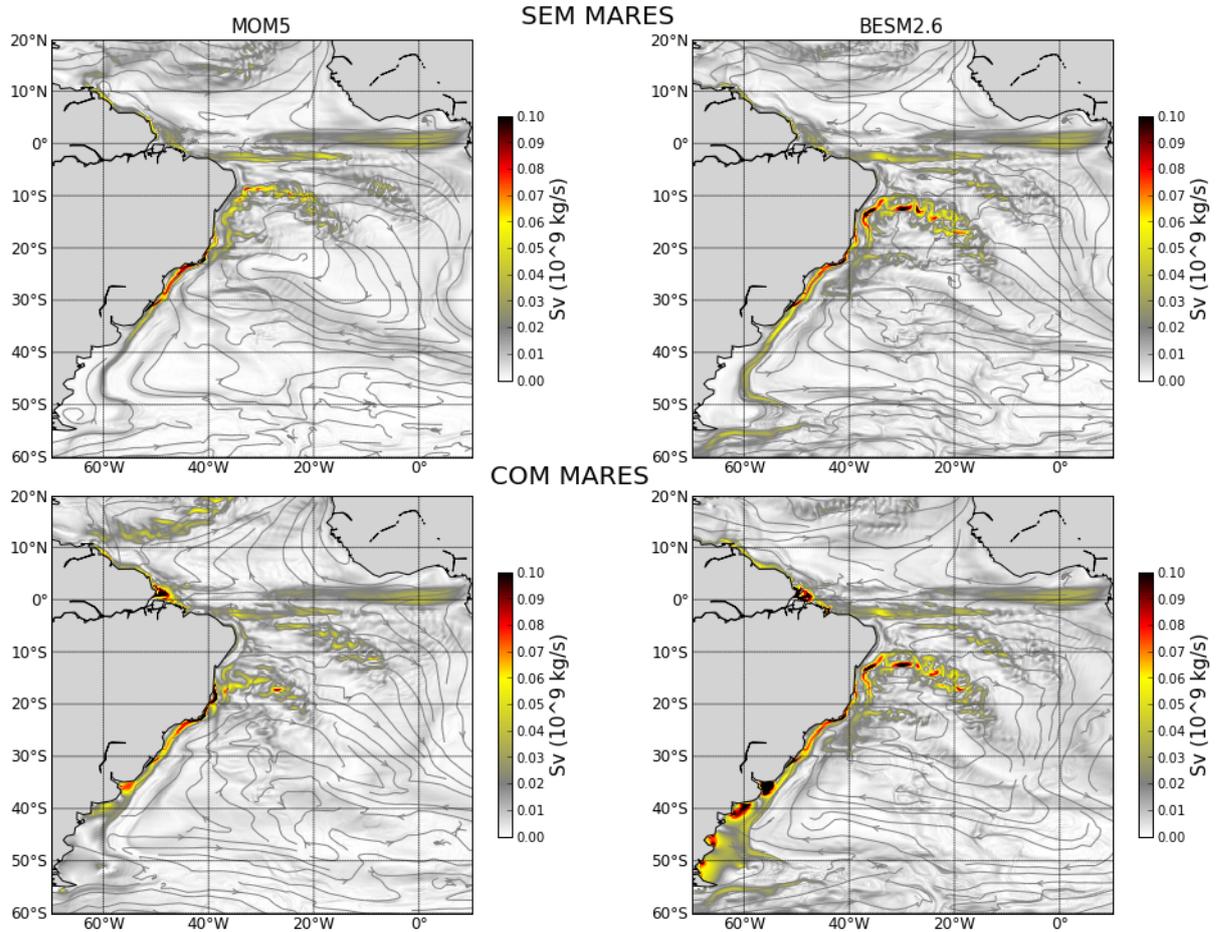


Figura 12.3 - Intensificação do transporte de massa no Atlântico Sul quando da inclusão ou não da forçante maré. Os valores mostrados são resultantes da média de 3 meses (DJF) para os experimentos CNTRL (painéis superiores) e T8 (painéis inferiores) utilizando os modelos forçado (painéis a esquerda) e acoplado (painéis a direita). O forçado descreve o campo médio após 60 anos de simulação, enquanto que o acoplado representa apenas 1 ano de simulação.

forçado (ver Figura 11.5 da seção anterior), as regiões mais impactadas no modelo acoplado são as regiões costeiras e em plataformas continentais, principalmente na Austrália, Indonésia e região norte da América do Sul, e regiões abissais no Mar de Weddell, no Mar Arábico, no Atlântico Norte. O efeito estérico está ausente também na simulação do modelo acoplado, já que a coordenada vertical z_{star} é a mesma usada pelo modelo forçado. O experimento controle (CNTRL) não apresenta nenhuma perturbação no nível do mar, somente conta com o desnível ocasionado pela diferença de densidade entre os oceanos. Já o experimento (T8) é modulado pelas oito principais constituintes da maré com informação de fase. Muito além do

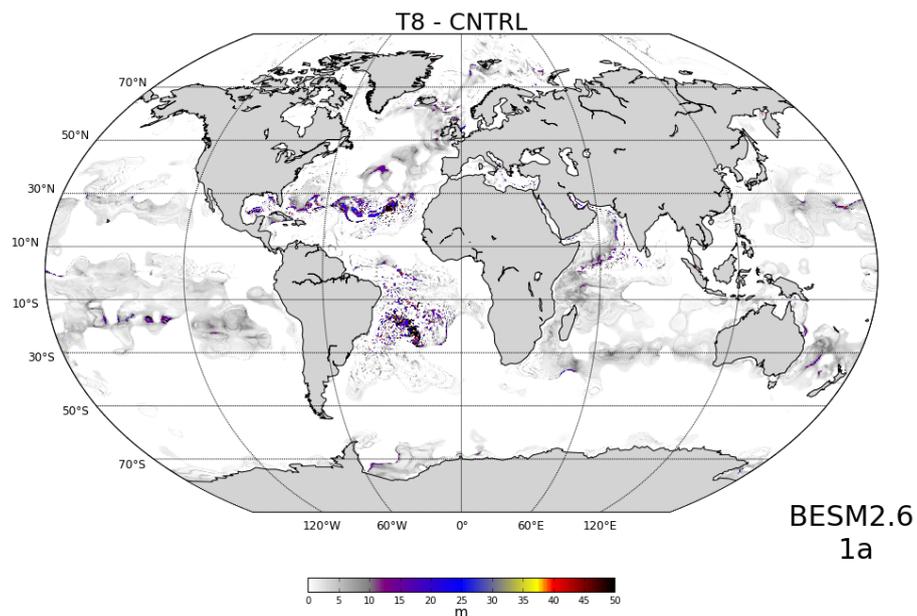


Figura 12.4 - Diferença (T8-CNTRL) da profundidade da camada de mistura (em metros) para um ano de simulação do modelo acoplado com (T8) e sem (CNTRL) a forçante barotrópica da maré.

impacto diário no nível do mar, o impacto da forçante barotrópica da maré não se confina a escalas semidiurnas e diurnas, e sim, a escala sazonal, como confirma a Figura 12.6.

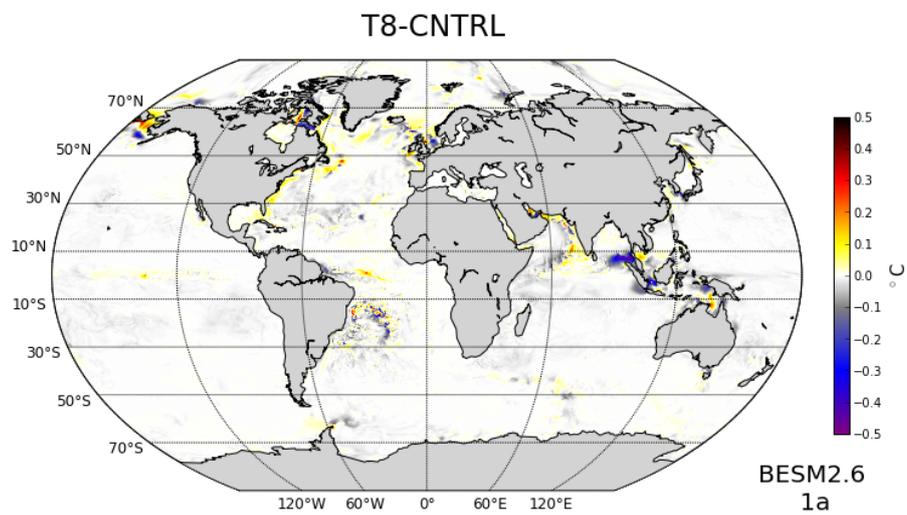


Figura 12.5 - Alteração da temperatura da superfície do mar (em °C) quando no uso da forçante maré (T8-CNTRL) para DJF no primeiro ano de simulação do modelo BESM2.6.

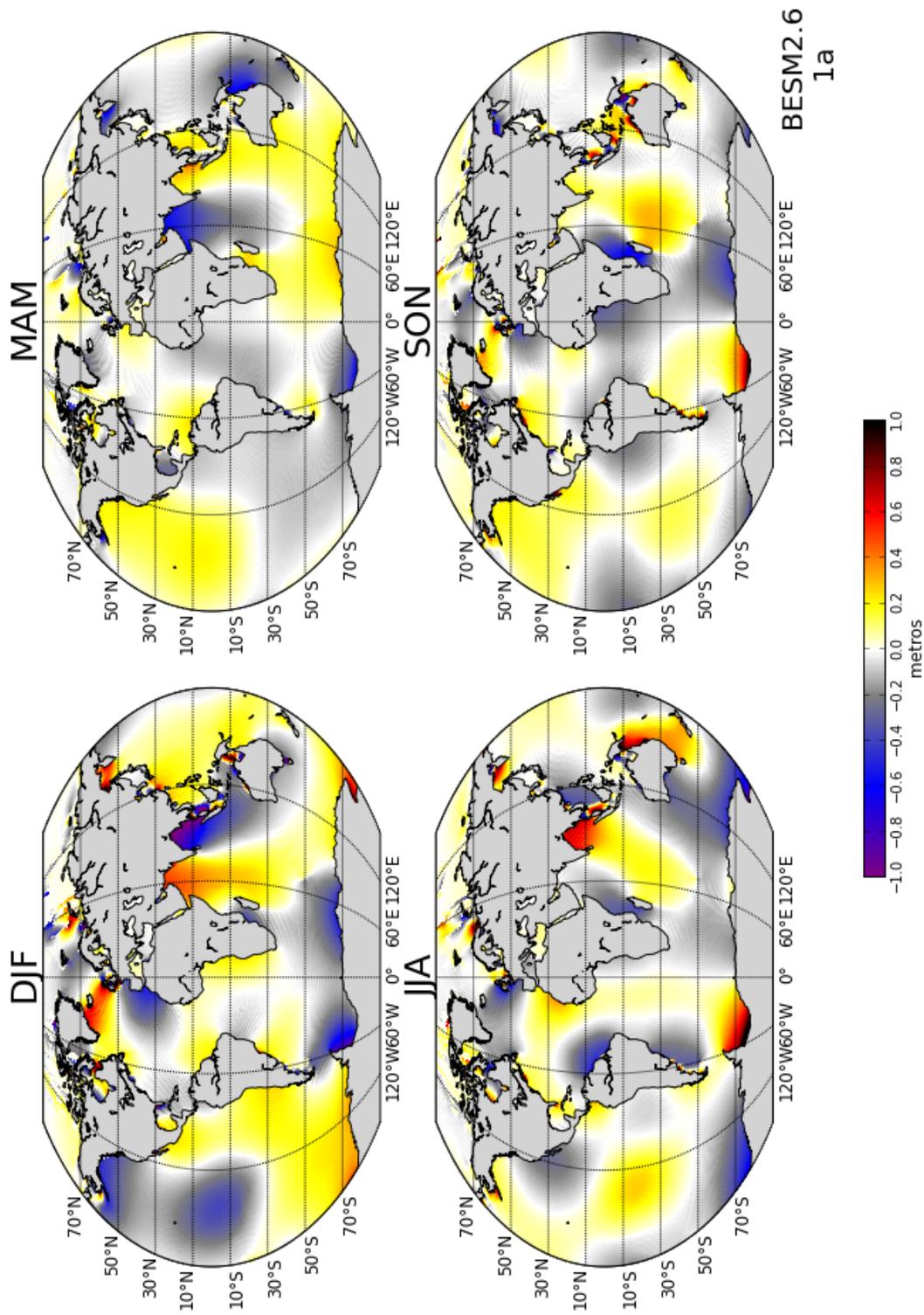


Figura 12.6 - Diferença da variação sazonal do nível do mar (em metros) entre T8 e CNTRL (T8-CNTRL) após 1 ano de simulação do modelo acoplado. A média de 3 meses amostral para cada estação do ano, DJF (Dezembro, Janeiro e Fevereiro), MAM (Março, Abril e Maio), JJA (Junho, Julho e Agosto), SON (Setembro, Outubro e Novembro).

13 CONCLUSÕES

Uma nova ferramenta projetada para avaliar as marés é apresentada. O Diagrama Espectral de Taylor (DET) descreve um grau de correspondência entre os campos simulados e observados para uma dada frequência (ou banda de frequências), sendo capaz de identificar e quantificar módulos co-oscilantes (ou não co-oscilantes). O DET é capaz de detectar alterações provenientes da amplitude ou fase de um sinal, sendo muitas vezes imperceptíveis na análise convencional do espectro de potências. Essa nova ferramenta é de grande valia na detecção de padrões anômalos causados por mudanças de parâmetros em um modelo.

As oito principais constituintes de maré são avaliadas no modelo oceânico, destacando as diferenças entre a configuração padrão sem fases (DFT) e o código desenvolvido no presente trabalho com a informação de fases (T8). O experimento T8 tem melhora progressiva ao longo dos anos de simulação comparado ao modelo de marés com assimilação de dados (TPXO7.2) e a rede maregráfica do programa GLOSS, diferente do que ocorre no experimento DFT. A imprecisão da informação de fase é uma importante fonte de erros barotrópicos na modelagem oceânica, sendo responsável por diferenças da ordem de 1 metro no nível do mar em escala sazonal.

Regiões de macromaré como parte da costa australiana e a região da Indonésia, com a amplitude da M2 próxima de 2 metros, onde o transporte de massa e correntes superficiais estão intrinsecamente ligadas à maré, não podem ser representadas por um modelo que desconsidere tal forçante, desde a escala diurna até a climática.

O desvio médio quadrático global da amplitude da M2 é de 5,59 cm para o experimento T8 o que é muito próximo a estimativa de 5 cm encontrado em [Egbert et al. \(2004\)](#) para um modelo muito mais rebuscado em suas parametrizações, que conta com SAL iterativo e módulo de quebra de ondas internas. Os resultados obtidos neste trabalho indicam, de fato, uma abordagem promissora para futuros estudos da maré utilizando o modelo MOM5 do GFDL.

Os impactos nas correntes e temperatura superficial global quando na presença da forçante barotrópica da maré são descritos para o modelo forçado e acoplado neste trabalho. As mudanças da ordem de 20% ($\pm 10\%$) na TSM e de 3°C nos primeiros 700 metros são intensificadas ao longo de 60 anos de simulação do modelo forçado, principalmente na região do Atlântico.

Um modelo sem a forçante barotrópica da maré tem transporte meridional enfra-

quecido tanto em superfície quanto em subsuperfície, o que prejudicaria processos de mistura vertical e formação de massas de água que controlam a circulação oceânica. Apenas no experimento com a forçante maré (T8) pode-se observar pulsos de transporte meridional no decorrer das simulações semelhantes à observação da AMOC, estando estes ausentes no experimento sem a forçante maré (CNTRL). Mesmo que o equilíbrio termodinâmico não tenha sido atingido nessas simulações, consideradas de curta duração para tal, o estudo sugere que os experimentos T8 e CNTRL irão divergir em suas respostas ao transporte meridional a medida que se estenda a duração das simulações.

Ainda que com curto tempo de simulação, o BESM2.6 indica um forte intensificação dos impactos da maré em superfície, sugerindo que a forçante barotrópica tenha influência ainda mais acentuada no modelo acoplado do que o forçado, caso uma simulação de longo prazo se concretize.

As evidências apresentadas neste trabalho do impacto das marés na circulação global dos oceanos são impactantes, não apenas nas escalas de tempo predominantes da forçante $O(1 \text{ dia})$, mas também se estendendo além do ciclo sazonal para escalas climáticas.

13.1 Sugestões para futuros trabalhos com a maré

- **Inclusão do gelo marinho:** A mudança de geometria causada pelo gelo marinho pode alterar significativamente os padrões espaciais das marés no Atlântico Norte e no Oceano Austral. No entanto, a inclusão do gelo marinho juntamente com o módulo barotrópico da maré explicitamente forçado no modelo é tarefa difícil devido ao comportamento não-trivial do gelo na presença de grandes flutuações do nível do mar em modelos Boussinesq (*zstar*).
- **O SAL iterativo:** O SAL iterativo e o ajuste do coeficiente de arrasto no fundo mostraram bons resultados no modelo HYCOM (NGODOCK et al., 2016), e poderiam ser testados no modelo MOM5.
- **Maior resolução horizontal e vertical:** uma maior resolução do modelo capaz de melhor definição das características costeiras e batimétricas seria capaz de uma simulação mais precisa das marés, mas também aumentaria os custos computacionais devido a necessidade de passos de tempo reduzidos.
- **Aumentar o número de constituintes da maré:** a inclusão das harmônicas

de longo prazo Mf(lunar quinzenal), Mm (lunar mensal) e a Ssa(lunar semianual) pode resultar em impactos ainda mais marcantes em escalas climáticas. Essas harmônicas já foram implementadas no código MOM5 pela autora desta tese.

•**Definição da força geradora de maré segundo a Teoria de Einstein:**

Com a detecção das ondas gravitacionais no ano de 2016 pelo Observatório de Interferometria a Laser de Ondas Gravitacionais (LIGO - EUA) , onde é corroborada a Teoria Geral da Relatividade de Einstein, o conceito de atração gravitacional no estudo de maré terá que ser revisto. As ondas gravitacionais são definidas como ondulações da curvatura espaço-tempo que se propagam como ondas e transportam energia na forma de radiação gravitacional (EINSTEIN, 1916). A ousadia em postular uma nova definição às forças gravitacionais geradoras da marés sobre a ótica da Teoria de Einstein cabe a futuros estudos, nos quais deverão traduzir a resultante do diferencial da curvatura do espaço-tempo produzido pelo sistema Sol-Terra-Lua.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ADCROFT, A.; CAMPIN, J. Rescale height coordinates for accurate representation of free-surface flows in ocean circulation models. **Ocean Modelling**, v. 7, n. 269-284, 2004. 66
- ARBIC, B.; GARNER, S.; HALLBERG, R.; SIMMONS, H. The accuracy of surface elevations in forward global barotropic and baroclinic tide models. **Deep-Sea Research. II**, v. 51, n. II, p. 3069–3101., 2004. 79
- ARBIC, B.; RICHMAN, J.; SHRIVER, J.; TIMKO, P.; METZGER E.J. ANDWALLCRAFT, A. Global modelling of internal tides within an eddying ocean general circulation model. **Oceanography**, v. 25, p. 20–29, 2012. 3, 52
- ARBIC, B.; WALLCRAFT, A.; METZGER, E. Concurrent simulation of the eddying general circulation and tides in a global ocean model. **Ocean Modelling**, v. 32, p. 175–187., 2010. 3, 4, 52, 94
- BLECK, R.; SMITH, L. A wind-driven isopycnic coordinate model of the north and equatorial atlantic ocean. 1. model development and supporting experiments. **Journal Geophysical Research**, v. 95, p. 3273–3285, 1990. 1
- BOON, J. **Secrets of the Tides**. [S.l.]: Horwood Publishing, 2004. xv, xvi, 12, 15, 17, 20
- BROSCHÉ, P.; SEILER, U.; SUNDERMANN, J.; WUNSCH, J. Periodic changes in earth's rotation due to oceanic tides. **Astronomy and Astrophysics**, v. 220, n. 1-2, p. 318–320, 1989. 20
- BRYAN, K. A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. journal of computational physics. **Journal Geophysical Research**, v. 4, p. 347–376, 1969. 1
- CALIM, M. C. **Influência das tensões do vento na variação do Nível Médio do Mar na região costeira de Cananéia: filtragem numérica e análise espectral**. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Itajubá, 2010. xvii, xxv, 7, 9, 39, 56, 57
- CARTWRIGHT, D. Oceanic tides. **Reports on Progress in Physics**, v. 40, n. 6, p. 665, 1977. xvii, xxv, 25, 47, 48, 49, 50, 51

CARTWRIGHT, D. E. **Tides : a scientific history**. 1. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 1999. 292 p. xv, xvi, xxv, 7, 8, 9, 10, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 28

CARTWRIGHT, D. E.; SPENCER, R.; VASSIE, J.; WOODWORTH, P. The tides of the atlantic ocean, 60 degrees n to 30 degrees s. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London.**, v. 324, n. 1581, p. 513–563, 1988. 49

CAZENAVE, A.; LLOVEL, W. Contemporary sea level rise. **Annual Review of Marine Science**, v. 2, 2010. 50

CHURCH, J. How fast are sea levels rising. **Science**, v. 294, n. 5543, p. 802–803, 2001. 50

DOODSON, A. The harmonic development of the tide-generating potential. **Proceedings of the Royal Society of London**, v. 100, n. 704, p. 305–329, 1921. 25

DUKOWICZ, J.; SMITH, R. D. Implicit free-surface method for the bryan-cox-semtner ocean model. **Journal Geophysical Research**, v. 99, p. 7991–8014, 1994. 1

EGBERT, G.; RAY, R. Estimates of m² tidal energy dissipation from topex/poseidon altimeter data. **Journal Geophysical Research**, v. 106, p. 22. 475–22.502, 2001. 2

EGBERT, G.; RAY, R. D.; BILLS, B. Numerical modelling of the global semidiurnal tide in the present day and in the last glacial maximum. **Journal Geophysical Research**, v. 109, p. C03003, 2004. 79, 101

EINSTEIN, A. Näherungsweise integration der fieldgleichungen der gravitation. **Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften Berlin**, p. 688–696, 1916. 103

EMERY, W. J.; THOMSON, R. E. **Data analysis methods in Physical Oceanography**. Amsterdam: Elsevier Science BV, 2001. 636p. ISBN 0-444-50757-4. 39, 40, 41, 42, 43, 55, 56, 57, 62

FOREMAN, M. **Manual for tidal height analysis and prediction**. [S.l.: s.n.], 1977. 77-10 p. 39

_____. _____. [S.l.: s.n.], 1978. 78-6 p. 39

GIAROLLA, E.; NOBRE, P.; MALAGUTTI, M.; PEZZI, L. The atlantic equatorial undercurrent: pirata observations and simulations with gfdl modular ocean model at cptec. **Geophysical Research Letters**, v. 32, p. L10617, 2005. 72

GRIFFIES, S. Developments in ocean climate modelling. **Ocean Modelling**, v. 2, p. 123–192, 2000. xviii, xxv, 1, 2, 66, 67, 68

_____. **Fundamental of Ocean Climate Models**. Princeton: Princeton Univ. Press, 2004. 518p. 1

_____. **Elements of the Modular Ocean Model (MOM) (2012 release)**. Princeton, USA, 2012. 618p. xviii, xxv, 1, 3, 45, 66, 67, 68, 69

HAARSMA, R.; ROBERTS, M.; VIDALE, P.; SENIOR, C.; BELLUCCI, A.; BAO, Q.; CHANG, P.; CORTI, S.; FUCKAR, N.; GUEMAS, V.; HARDENBERG, J.; HAZELEGER, W.; KODAMA, C.; KOENIGK, T.; LEUNG, L.; LU, J.; LUO, J.; MAO, J.; MIZIELINSKI, M.; MIZUTA, R.; NOBRE, P.; SATOH, M.; SCOCCIMARRO, E.; SEMMLER, T.; SMALL, J.; STORCH, J. High resolution model intercomparison project (highresmip v1.0) for cmip6. **Geoscientific. Model Development**, v. 9, p. 4185–4208, 2000. 68

HENDERSHOTT, M. The effects of solid earth deformation on global ocean tides. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 1972. 3

JAYNE, S.; LAURENT, L. S. Parameterizing tidal dissipation over rough topography. **Geophysical Research Letters**, v. 5, p. 811–814, 2001. 2, 52

KANTHA, L.; CLAYSON, C. **Numerical Models of Oceans and Oceanic Processes**. [S.l.]: Elsevier, 2000. xvi, xxv, 34, 45, 46, 62, 64

KILLWORTH, P.; STIANFORTH, D.; WEBB, D.; PAERSON, S. The development of a free-surface bryan-cox-semtner ocean model. **Journal of Physical Oceanography**, v. 21, p. 1333–1348, 1991. 1

KOWALIK, Z.; LUICK, J. **The Oceanography of Tides**. [S.l.: s.n.], 2013. xxv, 26, 27

KUHLBRODT, T.; GRIESEL, A.; MONTOYA, M.; LEVERMANN, A.; HOFMANN, M.; RAHMSTORF, S. On the driving processes of the atlantic meridional overturning circulation. **Reviews of Geophysics**, v. 45, p. RG2001, 2007. 84

- LAPLACE, P. Recherchers sur plusieurs points du système du monde. **Mém. Acad. roy. des Sciences**, n. 88, p. 75–182, 1776. 19
- _____. Traité de mécanique céleste. v. 13, n. 5, 1825. 20, 21, 22
- LAURENT, L. S.; SIMMONS, H. L.; JAYNE, S. Estimating tidally driven mixing in the deep ocean. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 23, p. 2106, 2002. 2, 78
- LEE, H.; ROSATI, A.; SPELMAN, M. Barotropic tidal mixing effects in a coupled climate model: Oceanic conditions in the northern atlantic. **Ocean Modelling**, v. 11, p. 464–477, 2006. 1, 2, 69, 84
- LEVITUS, S.; BOYER, T. **World Ocean Atlas 1994, Vol. 4: Temperature**. Washington, D>C: U.S. Gov. Printing Office, 1994. 117p. p. xviii, 63, 68
- LYARD, F.; LEFEVRE, F.; LETELLIER, T.; FRANCIS, O. Modelling the global ocean tides: modern insights from fes2004. **Ocean Dynamics**, v. 56, p. 394–415, 2006. 2
- MARCHUK, G.; KAGAN, B. **Dynamics of Ocean Tides**. [S.l.]: Kluwer Academic, 1989. 69
- MESQUITA, A. O gigante em movimento. **Scientific American Brasil: Especial Oceanos**, v. 1, p. 17–23, 2009. 7
- MILNE, G.; GEHRELS, W.; HUGHES, C.; TAMISIEA, M. Identifying the causes of the sea-level change. **Nature Geoscience**, v. 2, 2009. 50
- MÜLLER, M.; CHERNIAWSKY, M.; FOREMAN, G.; STORCH, J. von. Global map of m2 internal tide and its seasonal variability from high resolution ocean circulation and tide modeling. **Geophysical Research Letters**, v. 39, p. L19607, 2012. 3
- MÜLLER, M.; HAAK, H.; JUNGCLAUS, J.; SUNDERMANN, J.; THOMAS, M. The effect of ocean tides on a climate model simulation. **Ocean Modelling**, v. 35, p. 304–313, 2010. 3, 84
- MUNK, W.; WUNSCH, C. Abyssal recipes ii: energetics of tidal and wind mixing. **Deep-Sea Research I**, v. 45, p. 1977–2010, 2012. 1, 2
- NEVES, C. O nível do mar: uma realidade física ou um critério de engenharia? **Vetor**, v. 15, n. 2, p. 19–33, 2005. xxv, 7, 50

NEWTON, S. I. **Philosophae Naturalis Principia Mathematica**. [S.l.]: The Royal Society, 1687. 7, 8

NGODOCK, H.; SOUOPGUI, I.; WALLCRAFT, A. J.; RICHMAN, J. G.; SHRIVER, J. F.; ARBIC, B. K. On improving the accuracy of the m2 barotropic tides embedded in a high-resolution global ocean circulation model. **Ocean Modelling**, v. 97, p. 16–26, 2016. 2, 3, 4, 52, 71, 79, 84, 102

NOBRE, P.; SIQUEIRA, L.; ALMEIDA, R. de; MALAGUTTI, M.; GIAROLLA, E.; CASTELÃO, G.; BOTTINO, M.; KUBOTA, P.; FIGUEROA, S.; CALIM, M. C.; BAPTISTA, M.; IRBER, L.; MARCONDES, G. Climate simulation and change in the brazilian climate model. **Journal of Climate**, v. 26, p. 6716–6732, 2013. xx, 72, 92

OKE, P.; GRIFFIN, D.; SCHILLER, A.; MATEAR, R.; FIEDLER, R.; MANSBRIDGE, J.; LENTON, A.; CAHILL, M.; CHAMBERLAIN, M.; RIDGWAY, K. Evaluation of a near-global eddy-resolving ocean model. **Geoscientific Model Development**, v. 6, p. 591–615, 2013. 3

PARKER, B. B. **Tidal Analysis and Prediction**. [S.l.]: NOAA Special Publication NOS CO-OPS 3, 2007. xvi, xxv, 10, 12, 16, 26, 28, 29, 32, 35, 37, 64, 65, 75

PUGH, D. **Tides, Surges and Mean Sea-Level**. [S.l.]: John Wiley and Sons, 1996. xxv, 7

RAY, R. D. Ocean self-attraction and loading in numerical tidal models. **Marine Geodesy**, v. 21, p. 181–192, 1998. 3, 46

RAY, R. D.; STEINBERG, D.; CHAO, B.; CARTWRIGHT, D. E. Diurnal and semidiurnal variations in the earth's rotation rate induced by oceanic tides. **Science**, 1994. 20

RHEIN, M.; RINTOUL, S.; AOKI, S.; CAMPOS, E.; CHAMBERS, D.; FEELY, R.; GULEV, S.; JOHNSON, G.; JOSEY, S.; KOSTIANOY, A.; MAURITZEN, C.; ROEMMICH, D.; TALLEY, L.; WANG, F. Observations: ocean. In: STOCKER, T.; QIN, D.; PLATTNER, G.; TIGNOR, M.; ALLEN, S.; BOSCHUNG, J.; NAUELS, A.; XIA, Y.; BEX, V.; MIDGLEY, P. (Ed.). **Climate Change 2013: The Physical Science Basis**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2013. 86

- SCHILLER, A. Effects of explicit tidal forcing in an ogcm on the water-mass structure and circulation in the indonesian throughflow region. **Ocean Modelling**, v. 6, p. 31–49, 2004. 1, 2, 3, 69, 84
- SCHILLER, A.; FIELDLER, R. Explicit tidal forcing in an ocean general circulation model. **Geophysical Research Letters**, v. 34, p. L03611, 2007. 1, 2, 3, 94
- SCHILLER, A.; MATEAR, R.; FIEDLER, R.; CHAMBERLAIN, M.; MANSBRIDGE, J. Comments on the parameterization of barotropic tide-induced bottom friction mixing in ocean circulation models. **Ocean Modelling**, v. 69, p. 108–122, 2013. 2, 3
- SCHWIDERSKI, E. On charting global ocean tides. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 19, p. 243–268, 1980. xv, 7, 8, 10, 16, 50, 69, 70, 75
- SHRIVER, J.; ARBIC, B.; RICHMAN, J.; RAY, R.; METZGER, E.; WALLCRAFT, A.; TIMKO, P. An evaluation of the barotropic and internal tides in a high resolution global ocean circulation model. **Journal of Geophysical Research**, v. 117, p. C100248, 2012. 78
- SIMMONS, H. L.; JAYNE, S.; ST.LAURENT, L.; WEAVER, A. Tidally driven mixing in a numerical model of ocean general circulation. **Ocean Modelling**, v. 6, p. 245–263, 2004. 1, 2, 69
- STACEY, M.; POND, S.; NOWAK, Z. A numerical model of the circulation in knight inlet. **Journal of Physical Oceanography**, v. 25, p. 1037–1062, 1995. 66
- STAMMER, D.; RAY, R. D.; ANDERSEN, O.; ARBIC, B. K.; BOSCH, W.; CARRÈRE, L.; CHENG, Y.; CHINN, D.; DUSHAW, B.; EGBERT, G.; EROFEEVA, S.; FOK, H.; GREEN, J.; GRIFFITHS, S.; KING, M.; LAPIN, V.; LEMOINE F.G. ADN LUTHCKE, S.; LYARD, F.; MORISON, J.; MÜLLER, M.; PADMAN, L.; RICHMAN, J. G.; SHRIVER, J. F.; SHUM, C.; TAGUCHI, E.; YI, Y. Accuracy assessment of global barotropic ocean tide models. **Reviews of Geophysics**, v. 52, p. 243–282, 2014. 3, 51
- STEACY, D. **Understanding Tides**. [S.l.]: NOAA Special Publication, 2006. xv, 11, 12, 13, 14
- STEPANOV, V.; HUGHES, C. Parameterization of ocean self-attraction and loading in numerical models of the ocean circulation. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, p. C03037, 2004. 3

TAYLOR, K. Summarizing multiple aspects of model performance in a single diagram. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, p. 7183–7192, 2001. xvii, 54

WUNSCH, C. Moon, tides and climate. **Nature**, v. 405, p. 743–744, 2000. 1, 3, 47, 90

ANEXO A -PADRÕES ESPACIAIS PARA TODAS AS ESTAÇÕES DO ANO

A.1 Constituintes diurnas da maré

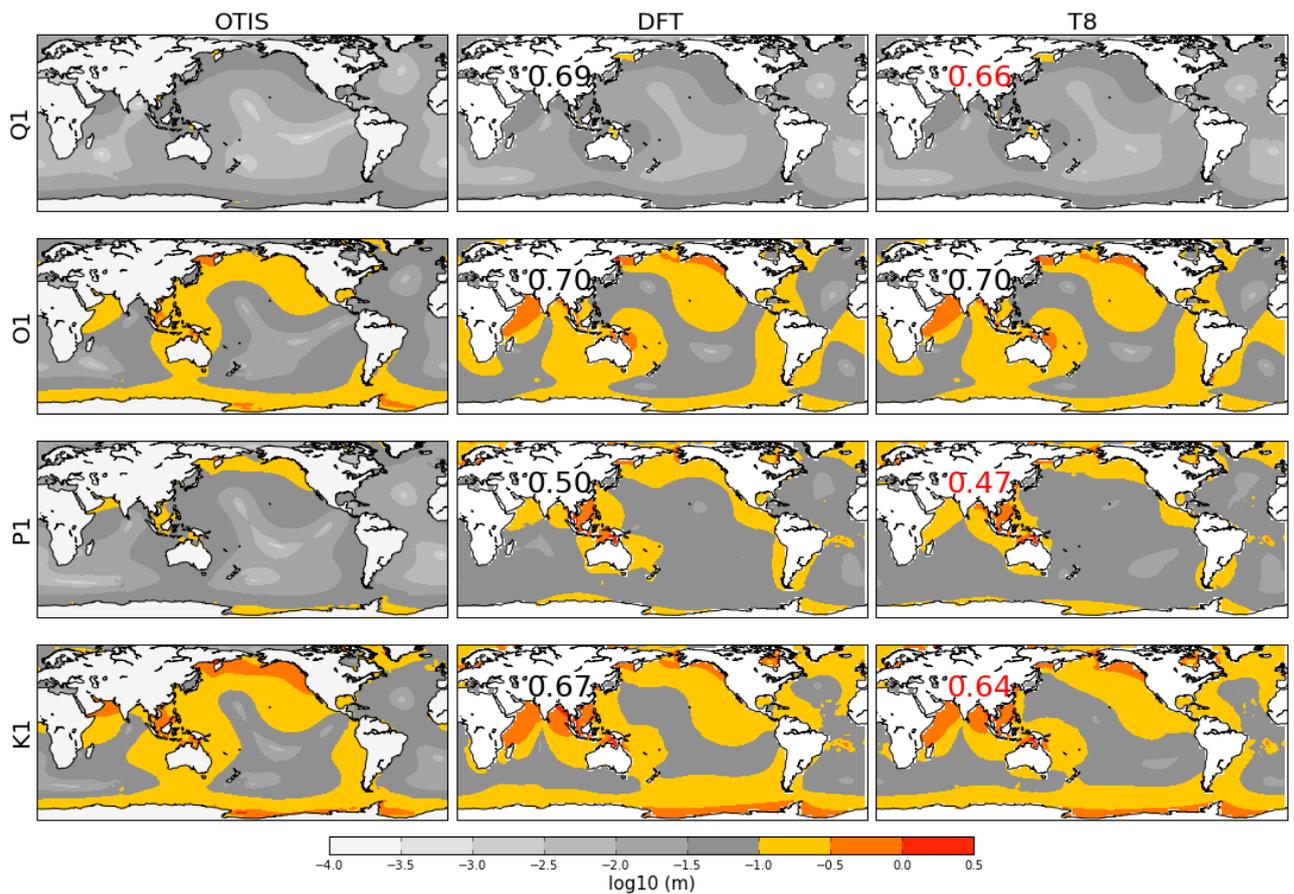


Figura A.1 - Amplitudes (em escala logarítmica) das consituíntes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (DJF) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

Fonte: Elaborado pela autora.

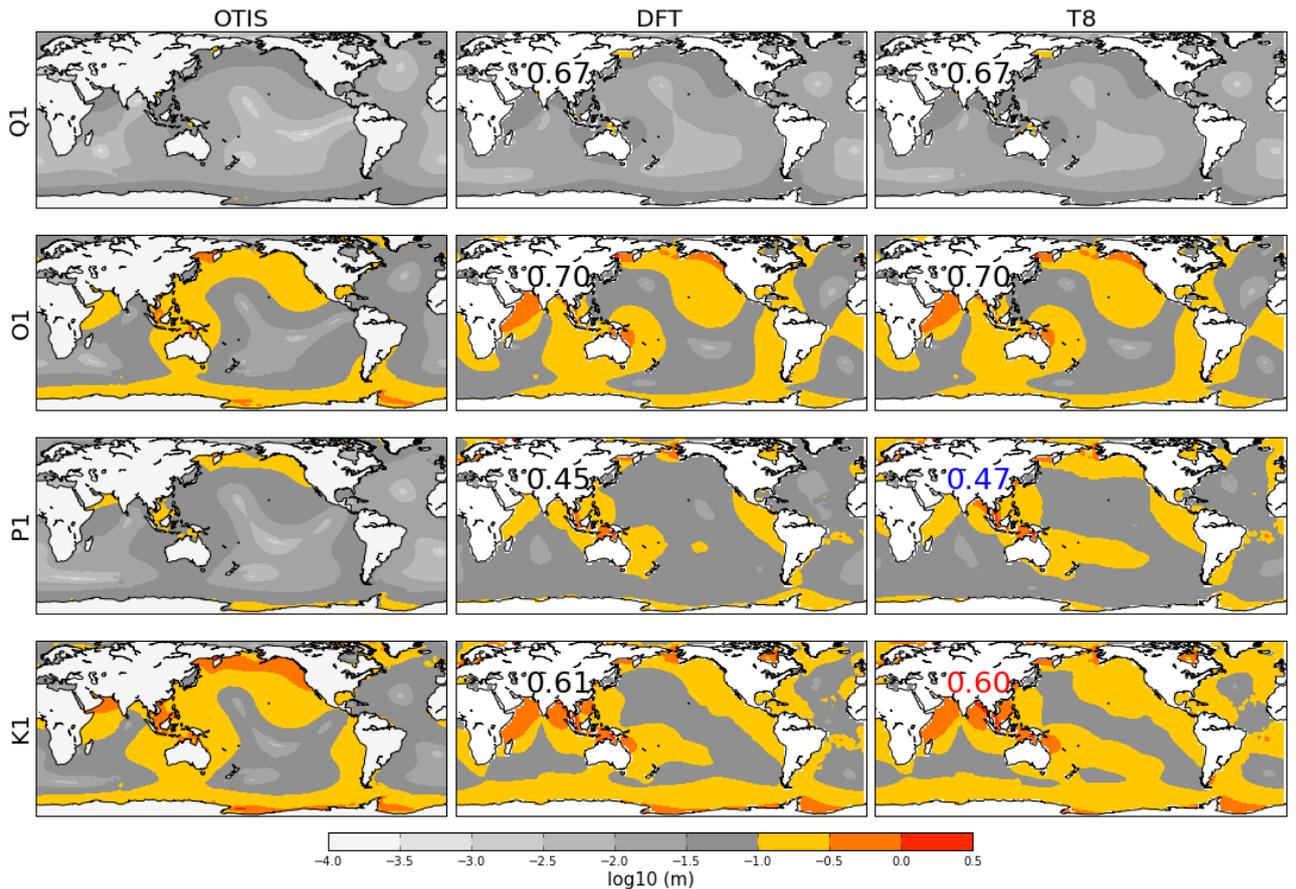


Figura A.2 - Amplitudes (em escala logarítmica) das consituíntes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (MAM) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

Fonte: Elaborado pela autora.

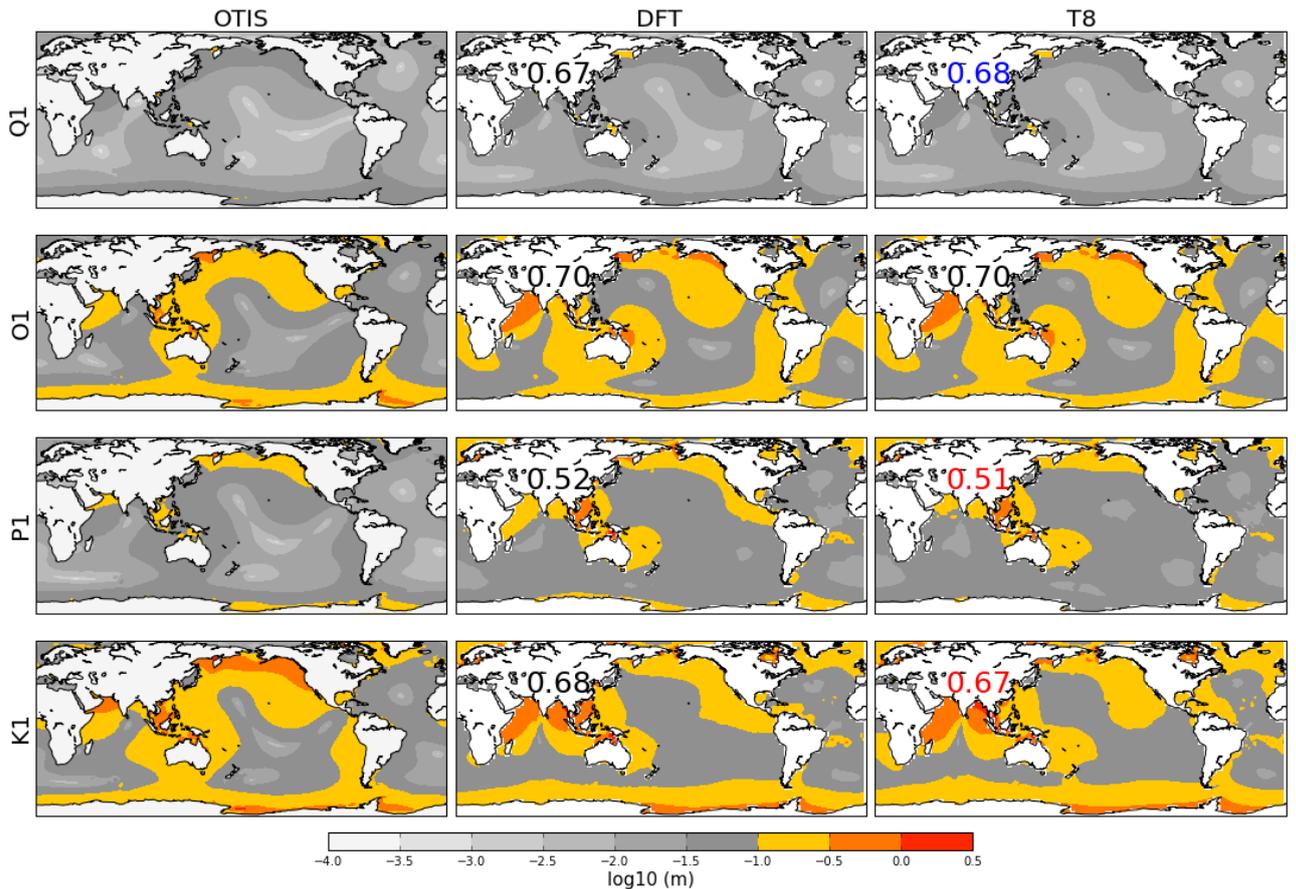


Figura A.3 - Amplitudes (em escala logarítmica) das consituíntes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (JJA) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

Fonte: Elaborado pela autora.

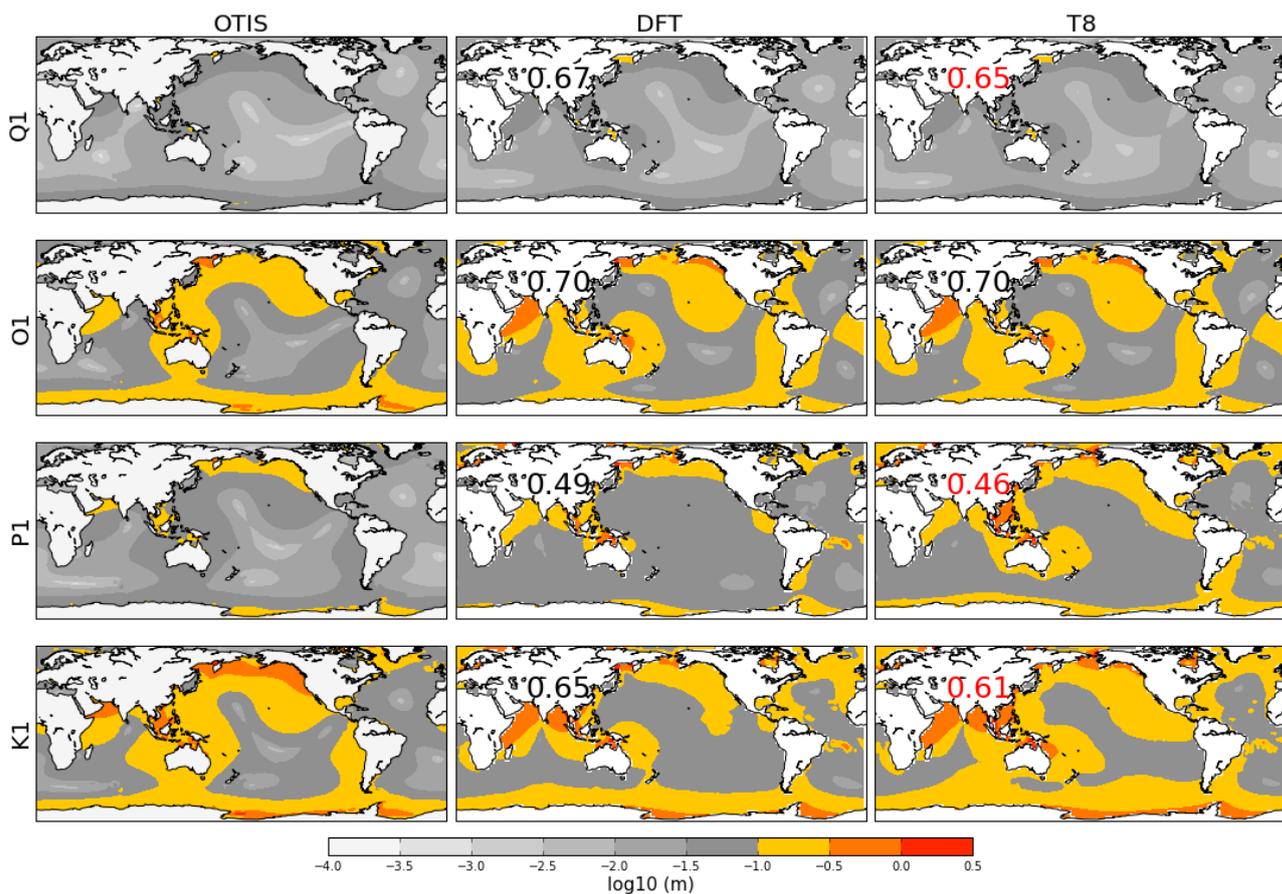


Figura A.4 - Amplitudes (em escala logarítmica) das consituíntes diurnas (Q1,O1,P1,K1). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (SON) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

Fonte: Elaborado pela autora.

A.2 Constituintes semidiurnas da maré

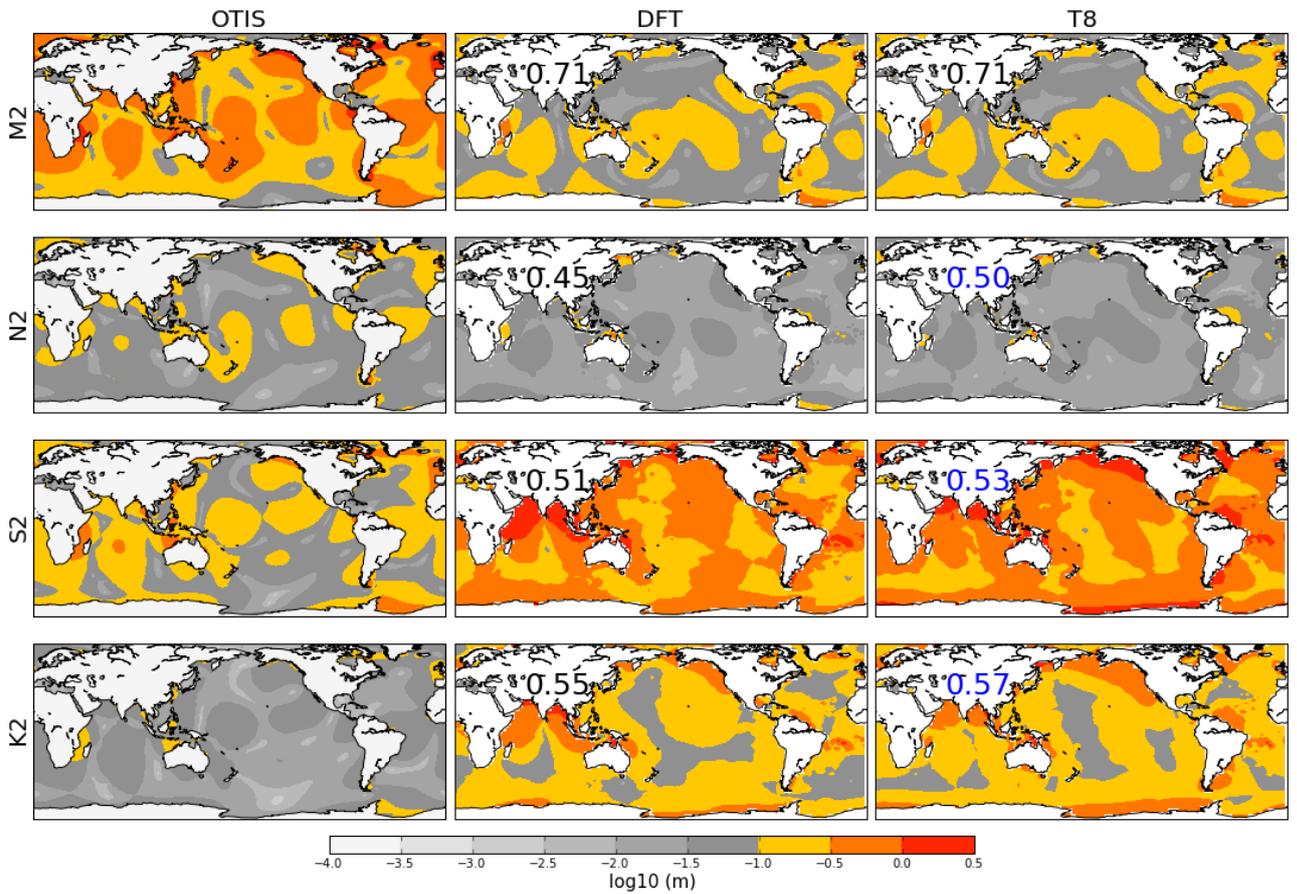


Figura A.5 - Amplitudes (em escala logarítmica) das consituintes semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (DJF) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

Fonte: Elaborado pela autora.

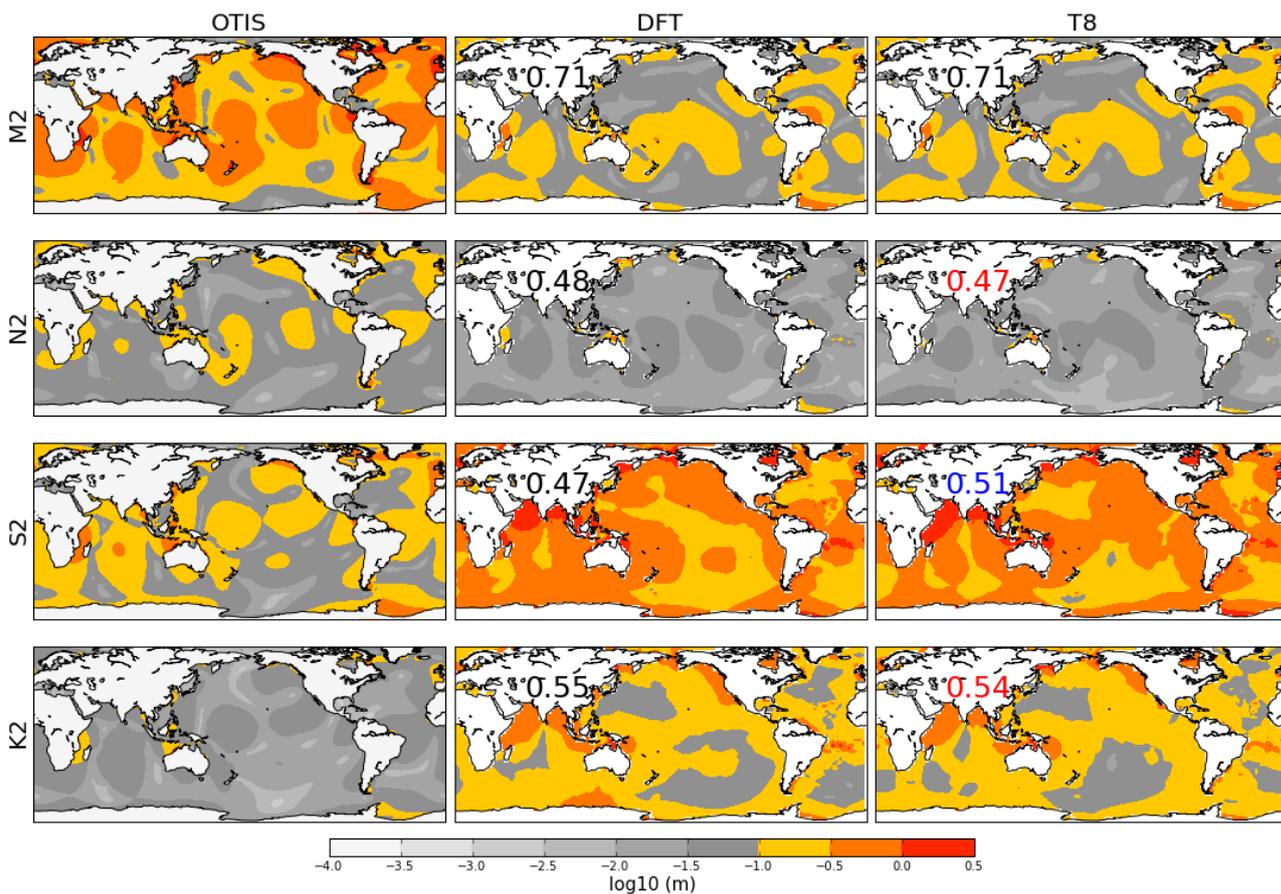


Figura A.6 - Amplitudes (em escala logarítmica) das constituents semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (MAM) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

Fonte: Elaborado pela autora.

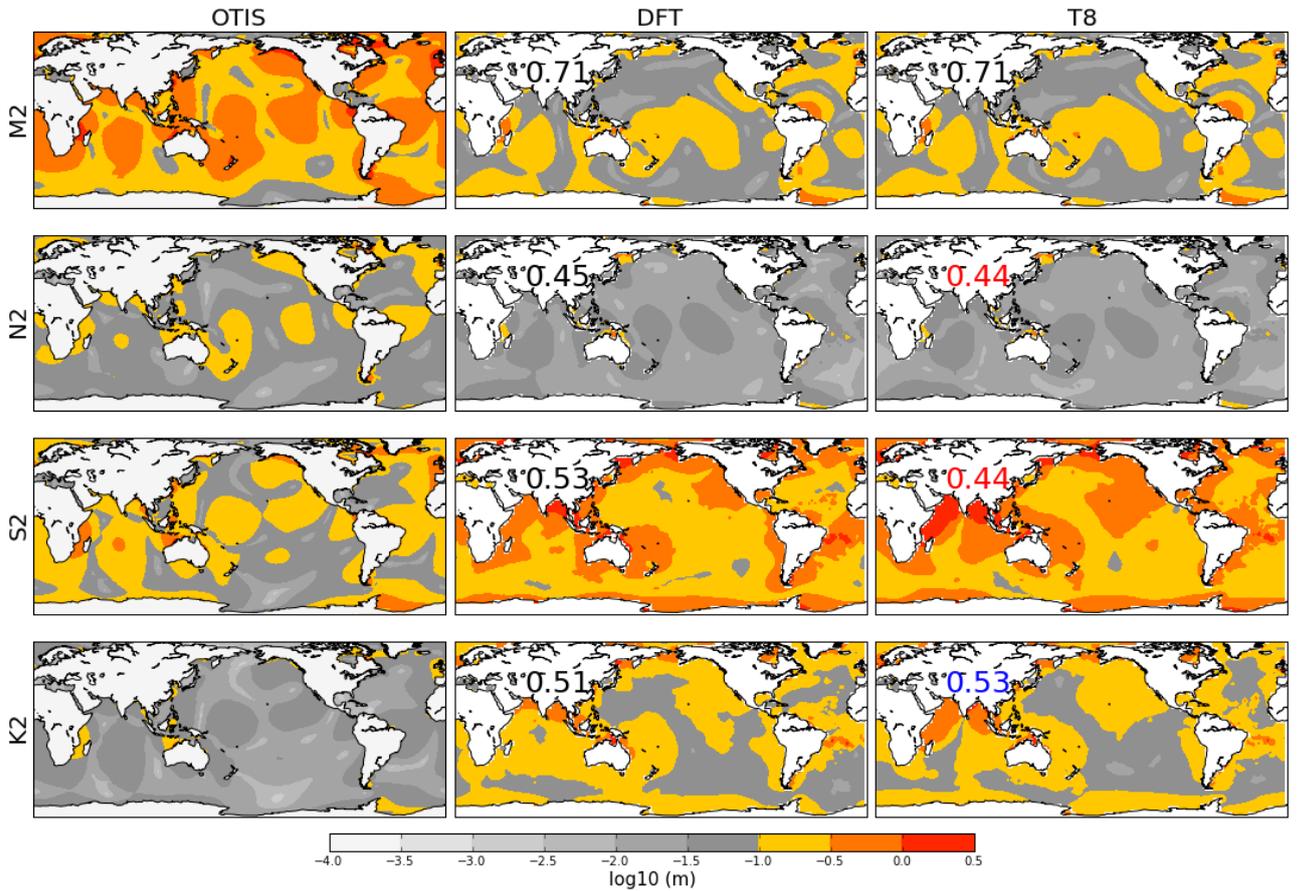


Figura A.7 - Amplitudes (em escala logarítmica) das constituents semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (JJA) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

Fonte: Elaborado pela autora.

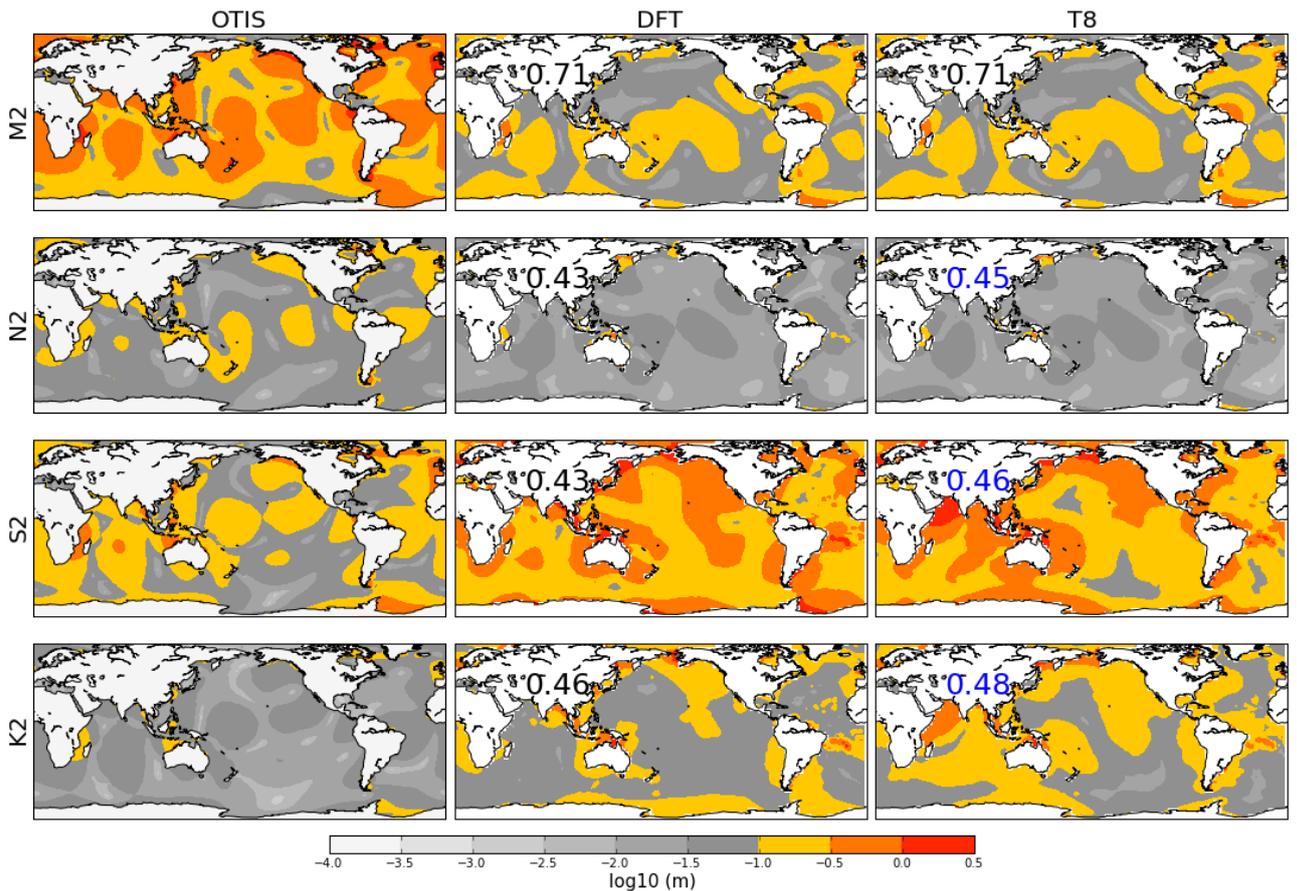


Figura A.8 - Amplitudes (em escala logarítmica) das constituents semidiurnas (M2,N2,S2,K2). O padrão espacial das harmônicas das simulações DFT e T8 são comparadas à TPXO7.2 (referência). A análise harmônica é aplicada a 3 meses de dados (SON) após 20 anos de simulação. O produto interno mostra as diferenças entre DFT e T8 em relação a TPXO7.2, onde o valor em azul denota que T8 é mais semelhante a referência do que DFT e o valor em vermelho o oposto.

Fonte: Elaborado pela autora.

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.