



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
Câmpus de Presidente Prudente

DANIEL ARANA

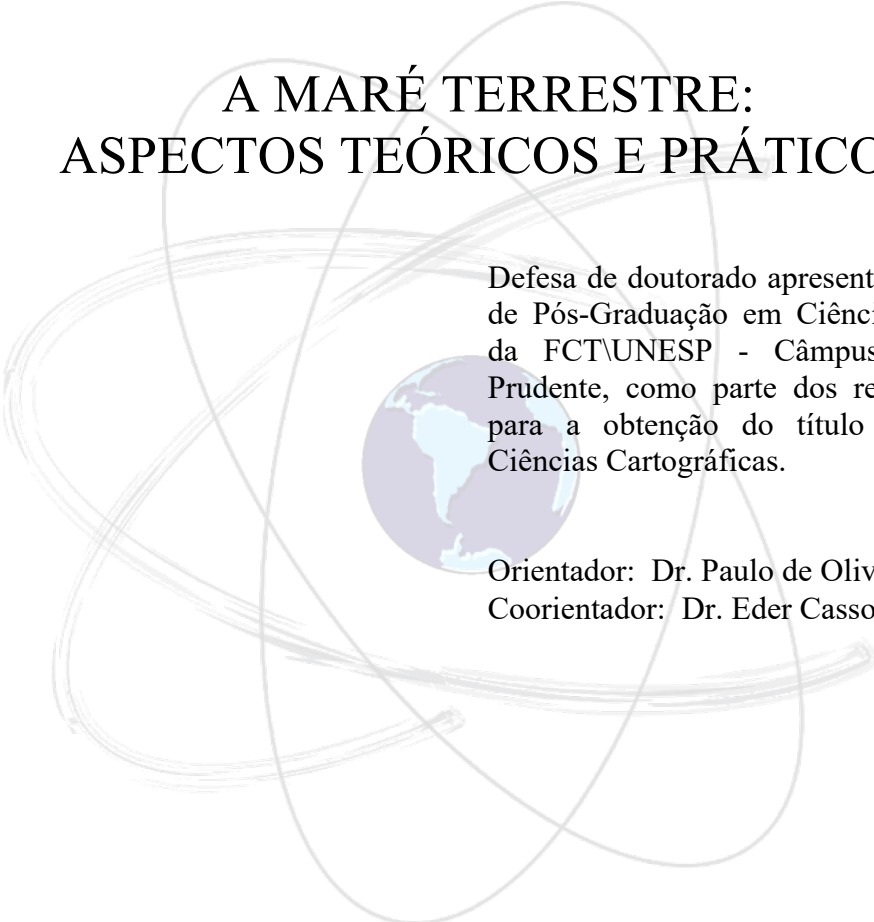
**A MARÉ TERRESTRE:
ASPECTOS TEÓRICOS E PRÁTICOS**



PRESIDENTE PRUDENTE
2020

DANIEL ARANA

A MARÉ TERRESTRE: ASPECTOS TEÓRICOS E PRÁTICOS



Defesa de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências Cartográficas da FCTUNESP - Câmpus de Presidente Prudente, como parte dos requisitos parciais para a obtenção do título de Doutor em Ciências Cartográficas.

Orientador: Dr. Paulo de Oliveira Camargo
Coorientador: Dr. Eder Cassola Molina

PRESIDENTE PRUDENTE
2020

A662m Arana, Daniel
A maré terrestre : Aspectos teóricos e práticos / Daniel Arana. --
Presidente Prudente, 2020
202 p.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista (Unesp),
Faculdade de Ciências e Tecnologia, Presidente Prudente
Orientador: Paulo de Oliveira Camargo
Coorientador: Eder Cassola Molina

1. Transformada em Ondaletas. 2. sobrecarga oceânica. 3.
sobrecarga atmosférica. 4. gravimetria. 5. gPhone. I. Título.

Sistema de geração automática de fichas catalográficas da Unesp. Biblioteca da Faculdade de
Ciências e Tecnologia, Presidente Prudente. Dados fornecidos pelo autor(a).

Essa ficha não pode ser modificada.

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA TESE: A MARÉ TERRESTRE: ASPECTOS TEÓRICOS E PRÁTICOS

AUTOR: DANIEL ARANA

ORIENTADOR: PAULO DE OLIVEIRA CAMARGO

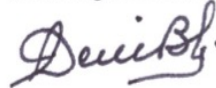
COORIENTADOR: EDER CASSOLA MOLINA

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Doutor em CIÊNCIAS CARTOGRÁFICAS, área: Aquisição, Análise e Representação de Informações Espaciais pela Comissão Examinadora:

Prof. Dr. PAULO DE OLIVEIRA CAMARGO
Departamento de Cartografia / Faculdade de Ciências e Tecnologia de Presidente Prudente



Prof. Dr. DENIZAR BLITZKOW
Escola Politécnica / Universidade de São Paulo



Profa. Dra. ANA CRISTINA OLIVEIRA CANCORO DE MATOS
CENEGEO / Centro de Estudos de Geodésia

VIDEOCONFERÊNCIA

Prof. Dr. GABRIEL DO NASCIMENTO GUIMARAES
Instituto de Geografia / Universidade Federal de Uberlândia



Profa. Dra. REGIANE DALAZOANA
Departamento de Geomática / Universidade Federal do Paraná

VIDEOCONFERÊNCIA

Presidente Prudente, 04 de março de 2020

DEDICATÓRIA

*À minha querida avó Dirce, que sempre viverá em minhas lembranças,
por todas histórias contadas e momentos especiais vividos*

*Aos meus pais José e Alba, sempre colocando os filhos em primeiro lugar,
pelos exemplos de caráter e ensinamentos de vida*

*Ao meu companheiro André, com quem choro e sorrio,
pelo apoio em todos momentos e decisões*

AGRADECIMENTOS

O meu primeiro agradecimento é e sempre será aos meus queridos e amados pais. Meu pai José Milton Arana, com o peso do nome, foi fonte de inspiração na graduação, mestrado e doutorado. Espero trazer orgulho e renome para área, assim como o senhor fez. Minha mãe Alba Regina Azevedo Arana, uma mulher multitarefa e com múltiplas jornadas em casa e em sala de aula, mostrando que tudo é possível e que mesmo o impossível tem um jeitinho. Vocês me mostraram que ser professor é muito mais que ensinar. Um carinhoso obrigado por toda dedicação.

Um agradecimento muito especial ao meu orientador, Paulo de Oliveira Camargo, que viu meu potencial ainda na iniciação científica. Ao longo desses anos aprendi com o senhor a ter um olhar crítico, a pesquisar e a ensinar. Você nunca me deu as respostas erradas, mas sempre me mostrou o caminho para as questões certas. Meu sincero e eterno muito obrigado.

Um carinhoso obrigado ao meu coorientador, Eder Cassola Molina do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências da Universidade de São Paulo (USP), que com muito entusiasmo aceitou fazer parte desse trabalho. Obrigado por toda receptividade, sugestões e críticas extremamente construtivas. Eu agradeço por todos os conselhos, toda a dedicação e por acreditar em mim.

Ao meu mentor e amigo, Denizar Blitzkow da Escola Politécnica da USP, sem você, esta tese não seria possível. Nem em mil folhas de papel eu conseguiria expressar toda minha gratidão pelo senhor. Obrigado por acreditar e por dedicar seu tempo, que vale ouro, com este trabalho. Nunca esquecerei seus ensinamentos. “O posicionamento é preciso e o ponto é do posicionamento, não do preciso.” Eu espero que um dia eu seja capaz de retribuir tudo que o senhor já fez por mim.

Agradeço à Ana Matos que pelas sugestões no desenvolvimento deste trabalho e todo o companheirismo ao longo desses anos. Os objetivos aqui alcançados não seriam possíveis sem a sua colaboração. Meu mais sincero e profundo obrigado.

Ao Programa de Pós-Graduação em Ciências Cartográficas (PPGCC), à Universidade Estadual Paulista Júlio Mesquita Filho (UNESP) e ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências da USP, por proporcionarem a infraestrutura necessária para a realização desse trabalho.

Agradeço imensamente as parcerias com a Escola Politécnica da Universidade de São Paulo e o Centro de Estudos de Geodesia que proporcionaram os dados utilizados nesta pesquisa.

Ao professor Jean Paul Boy, supervisor do estágio PDSE no Institut de Physique du Globe de Strasbourg - França. Agradeço a imensa colaboração, pelas ideias sugeridas nos experimentos, pelos dados cedidos e pelas profundas discussões que sustentam esta tese. A esse francês eu cativo um imenso e eterno agradecimento. Un très bien merci!

Ao Daniel Costa por toda ajuda inicial com o *software*, pelo material proporcionado e pelas ótimas ideias sugeridas.

Ao Juan Navarro, amigo e colega da Universidade Nacional de San Juan, que se engajou em profundas discussões sobre a maré terrestre. Toda troca de ideia que tivemos foi muito interessante. Querido amigo, muchas gracias!

Aos meus irmãos de orientação, Fabricio Prol e Vinícios Stuari, que são exemplos de pesquisadores que eu sempre admirei. Saibam que foi seguindo os seus passos que hoje cheguei até aqui. Um profundo e sincero obrigado a vocês.

Um especial agradecimento aos amigos do PPGCC: Tayná, Crislaine, Mariana Campos, Paulo Sergio, Marcela, Gabriela Takahashi, Gabriel Gerez, Nariane, Alisson, Stela, Mayara e Rodrigo. Juntos sentimos as angústias e os prazeres da vida acadêmica. Vocês me incentivaram nos momentos que eu mais precisei. Um obrigado muito afetuoso a todos vocês.

À toda equipe da Sessão Técnica da Pós-Graduação da FCT/Unesp que esteve nessa caminhada cuidando dos mínimos detalhes desde o cumprimento dos prazos até a entrega do certificado de conclusão. Um especial e carinhoso agradecimento à Ivonete e à Cinthia que fazendo parte dessa equipe tornaram possível muitas conquistas deste trabalho. Vocês têm o meu reconhecimento e sempre poderão contar comigo!

Ao Nemer, a Thais e aos funcionários da FCT/UNESP que de forma direta ou indireta contribuíram para a realização desse trabalho.

Aos meus queridos amigos das antigas, Juliana Ito, Thayane, Gustavo, Gabriel que ainda na escola compartilharam comigo momentos únicos. Eles que mesmo sem fazer a menor ideia do que eu estudo, sempre acreditaram em mim. Eles provaram que contrariamente à gravidade, a amizade não muda nem com a distância nem com o tempo. O meu mais profundo e sincero agradecimento a vocês.

Aos meus amigos que não são de longa data, mas que já ocupam um lugar muito especial em minha vida e em meu coração. À Lara, Chiara, Juliana Felipe, Lucas Lima, Luis Antonio, Valéria, Jorginho, Fabiano, Lucas Jamiro, Suzana e Zé Eduardo, que eu sei que sempre poderei contar.

À tia Cris que com conversas filosóficas sobre a vida sempre incentivou meus estudos e apoiou minhas decisões. Você me mostrou o que realmente importa: não se trata de onde queremos chegar, mas sim o caminho a ser percorrido. À senhora, que mostrou muita garra e determinação nos últimos tempos, eu só tenho agradecer.

Por fim, mas não menos importante, gostaria de agradecer ao meu companheiro André Suckow que sempre esteve ao meu lado me apoiando em todas minhas decisões, que entendeu minhas angústias, que me deu conforto, que soube me escutar e que me aceita com todos meus defeitos. Muito obrigado por tudo!

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

EPÍGRAFE

*“O que sabemos é uma gota;
o que ignoramos é um oceano.”*

Isaac Newton

RESUMO

Existem dados de estações de maré terrestre em todo território nacional que estiveram em operação nos últimos anos. Contudo cada região de coleta apresenta um ou mais efeitos geofísicos predominantes, causando uma heterogeneidade dos dados e abrindo a possibilidade para diversos estudos. A minimização de efeitos geofísicos em observações gravimétricas é um grande desafio na geração de modelos de maré terrestre. Desta forma, esta pesquisa tem como objetivo estudar as metodologias para correções das cargas atmosférica e oceânica nos diferentes cenários. A hipótese adotada nesta pesquisa é que a consideração do parâmetro temporal junto à análise espectral possibilita isolar a maré terrestre e as sobrecargas. A metodologia neste trabalho envolve três etapas: (1) o pré-processamento, (2) o processamento das observações gravimétricas e (3) a aplicação dos modelos de marés. As estações base do estudo são PPTE e NEIA, localizadas respectivamente nos municípios de Presidente Prudente - SP e Cananeia - SP, escolhidas em razão do comportamento distinto das cargas oceânicas nas duas regiões. A pesquisa fundamenta-se na decomposição por harmônicos esféricos e pelo uso de ondaletas na série temporal gravimétrica das duas estações. O pré-processamento dos dados foi minuciosamente realizado, destaca-se a detecção de um deslocamento temporal em parte dos dados gravimétricos de PPTE, que foram corrigidos com sucesso. Na etapa do processamento foram analisados os impactos das correções atmosféricas e oceânicas. Para a manutenção do sentido físico das constituintes de maré na correção da carga atmosférica é recomendada a utilização de um fator de admissibilidade teórico associado a modelos meteorológicos globais. Os modelos de sobrecarga oceânica mostraram dificuldade na total minimização do efeito, principalmente na região costeira. Nestes cenários é vantajoso a utilização de modelos empíricos de marés que englobados em cada constituinte a maré sólida e efeitos de sobrecarga. Em relação à análise espectro-temporal, a modificação da frequência fundamental da ondaleta mãe é essencial para a separação das constituintes de maré. Para a extensão da série temporal dos dados gravimétricos em ~ 10 meses, interpolados para 1 h, a utilização da frequência fundamental em 400 Hz permitiu a separação de 13 constituintes. Na obtenção dos fatores gravimétricos e fases, os experimentos mostraram compatibilidade entre os resultados obtidos com o ETERNA e com a Transformada em Ondaletas. Os resultados obtidos na análise espectro temporal mostraram que é possível obter as sobrecargas extraídas dos dados gravimétricos por meio da consideração de um modelo elástico teórico.

Palavras-chave: Transformada em Ondaletas, sobrecarga oceânica, sobrecarga atmosférica, gravimetria, maré terrestre, gPhone.

ABSTRACT

There are Earth tide data from stations across the country that have been in operation in recent years. However, each collection region has one or more predominant geophysical effects, causing a heterogeneity of data and opening the possibility for several studies. The minimization of geophysical effects in gravimetric observations is a major challenge in the generation of terrestrial tide models. Thus, this research aims to study the methodologies for correcting atmospheric and ocean loading in different scenarios. The hypothesis adopted in this research is that the consideration of the temporal parameter together with the spectral analysis makes it possible to isolate the terrestrial tide and the overloads. The methodology in this work involves three stages: (1) the pre-processing, (2) the processing of the gravimetric observations and (3) the application of the tidal models. The study stations are PPTE and NEIA, located respectively in the cities of Presidente Prudente - SP and Cananea - SP, chosen due to the different behavior of ocean loading in the two regions. The research is based on the decomposition by spherical harmonics and the use of wavelets in the gravimetric time series of the two stations. The pre-processing of the data was meticulously carried out, highlighting the detection of a temporal displacement in part of the PPTE gravimetric data, which were successfully corrected. In the processing stage, the impacts of atmospheric and oceanic corrections were analyzed. To maintain the physical meaning of tidal constituents, for the atmospheric loading correction it is recommended to use a theoretical admissibility factor associated with global meteorological models. Ocean tide loading models showed difficulty in minimizing the effect, especially in the coastal region. In these scenarios, it is advantageous to use empirical tidal models that include in each constituent the solid tide and overload effects. Regarding the spectral-temporal analysis, the modification of the fundamental frequency of the mother wave is essential for the separation of the tidal constituents. For the time series extension of gravimetric data in ~ 10 months, interpolated for 1 h, the use of the fundamental frequency in 400 Hz allowed the separation of 13 constituents. In obtaining the gravimetric factors and phases, the experiments showed compatibility between the results obtained with ETERNA and with the Waveform Transform. The results obtained in the temporal spectrum analysis showed that it is possible to obtain the overloads extracted from the gravity data by considering a theoretical elastic model.

Key words: Wavelets transform, ocean load, atmospheric load, body tide, gPhone.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Maré terrestre.....	30
Figura 2 - Componentes de maré.....	31
Figura 3 - Triângulo esférico para transformação de coordenadas entre sistema terrestre e celeste.....	35
Figura 4 - Variação das amplitudes, em função da latitude, das famílias semi-diurna, diurna e de longo período.....	36
Figura 5 - Representação dos modelos de carga por números complexos, para as famílias diurna e semi-diurna.....	66
Figura 6 - Elipse dos erros.....	68
Figura 7 - Processo de amostragem para as observações contínuas.....	83
Figura 8 - Espectro da função de janela retangular.....	84
Figura 9 - Sistema transportável de Maré Terrestre gPhone.....	91
Figura 10 - Estações Geodésicas PPTE e NEIA.....	92
Figura 11 - Fluxograma da metodologia do projeto de pesquisa.....	93
Figura 12 - Aceleração gravidade gPhone 105 PPTE, com problema de fase.....	94
Figura 13 - Aceleração de gravidade gPhone 105 PPTE, após a correção do atraso na fase.....	95
Figura 14 - Observação gravimétrica das estações PPTE a) e NEIA b), após o pré-processamento.....	101
Figura 15 - Diferenças das observações gravimétricas sem a correção da deriva e corrigindo-a por meio de um polinômio de grau 2 para as estações PPTE a) e NEIA b), após a filtragem N1H60KSP.....	103
Figura 16 - Observações gravimétricas das estações PPTE em a) e NEIA em b), após a filtragem N1H60KSP.....	104
Figura 17 - Resíduos das observações gravimétricas das estações PPTE a) e NEIA b) anterior a filtragem, em cinza, e após a aplicação do filtro, em preto.....	108
Figura 18 - Transformada de Fourier para os dados barométricos.....	109
Figura 19 - Fase a) e amplitude b) dos fatores barométricos estimados em função da frequência para PPTE.....	112
Figura 20 - Fase a) e amplitude b) dos fatores barométricos estimados em função da frequência para NEIA.....	112
Figura 21 - Resíduos do modelo empírico de maré terrestre em PPTE (círculos) e em NEIA (triângulos) obtidos com as diferentes correções atmosféricas.....	115

Figura 22 - Fatores gravimétricos e fases das constituintes diurnas e semi-diurnas, obtidos pelos processamentos Pr1 (azul) e Pr2 (vermelho) em PPTE (círculo) e NEIA (triângulo), juntamente com os fatores e fases do modelo EURE de DDW (tracejado)	119
Figura 23 - Fatores gravimétricos e fases das constituintes ter- e quar- diurnas, obtidos pelos processamentos Pr1 (azul) e Pr2 (vermelho) em PPTE (círculo) e NEIA (triângulo), juntamente com os fatores e fases do modelo EURE de DDW (tracejado)	120
Figura 24 - Fatores gravimétricos e fases das constituintes diurnas e semi-diurnas, corrigidos da carga oceânica (FES2014b) para PPTE (círculo em vermelho) e NEIA (triângulo em azul), juntamente com os fatores e fases do modelo EURE de DDW (tracejado)	124
Figura 25 - Fatores gravimétricos e fases das constituintes ter- e quar-diurna, corrigidos da carga oceânica (FES2014b) para PPTE (círculo em vermelho) e NEIA (triângulo em azul), juntamente com os fatores e fases do modelo EURE de DDW (tracejado)	124
Figura 26 - Amplitude dos resíduos médios [cm] entre a maré oceânica observada e a maré predita para cada modelo em Cananea	129
Figura 27 - Amplitude dos resíduos médios [nm/s ²] entre os modelos de maré terrestre observados corrigidos com os respectivos OTL e os modelo teórico DDW	129
Figura 28 - Resíduos entre os modelos empíricos, corrigidos por diferentes OTL, e o modelo DDW para PPTE (círculos) e NEIA (triângulos),	131
Figura 29 - Desvio padrão 2D das diferenças.....	132
Figura 30 - Resíduos e elipses de erro (3 σ) dos modelos empíricos, corrigido com OTL combinado para PPTE (vermelho) e NEIA (azul).....	135
Figura 31 - RMSE estimado para constituintes anual (azul) e mensal (vermelho).....	138
Figura 32 - Transformada de Fourier para os dados gravimétricos em PPTE a), destaque para o domínio de 1 cpd em b) e 2 cpd em c).....	146
Figura 33 - Transformada de Fourier para os dados gravimétricos em NEIA a), destaque para o domínio de 1 cpd em b) e 2 cpd em c).....	146
Figura 34 - Escalograma da TO ($f_0 = 6$ Hz) para os dados gravimétricos de PPTE a) e NEIA b)	148
Figura 35 - Escalograma da TO para os dados gravimétricos de PPTE com a) $f_0 = 60$ Hz e b) $f_0 = 600$ Hz.....	149
Figura 36 - Perfil para um instante da série temporal da TO de PPTE a), destaque para o domínio de 1 cpd em b) e 2 cpd em c).....	151

Figura 37 - Discrepâncias das frequências teóricas e as frequências obtidas por meio da TO, em $f_0 = 400$ Hz, para as famílias a) diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurna	153
Figura 38 - Discrepâncias das frequências teóricas e as frequências obtidas por meio da TO, em $f_0 = 600$ Hz, para as famílias a) diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurna	155
Figura 39 - Fatores gravimétricos obtidos pelo método I, para as famílias a) diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurna	158
Figura 40 - Fatores gravimétricos obtidos pelo método II, para as famílias a) diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurna	160
Figura 41 - Fases relativas obtidas para a) as constituintes de maré diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurna	163
Figura 42 - Amplitudes das sobrecargas para a) as constituintes de maré diurnas, b) as semi-diurnas e c) a ter-diurna	166
Figura 43 - Fases das sobrecargas para a) as constituintes de maré diurnas, b) as semi-diurnas e c) a ter-diurna	167

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Principais constituintes de maré	40
Tabela 2 - Comparação entre potenciais de maré de referência	46
Tabela 3 - Catálogos do potencial de maré terrestre	48
Tabela 4 - Fatores gravimétricos e fases para o modelo SNREI.....	52
Tabela 5 - Fatores gravimétricos e fases para os modelos terrestres.....	54
Tabela 6 - Ondas de tipo 1 (diurnas) identificadas com 1 mês de observações	56
Tabela 7 - Ondas de tipo 2 (semi-diurnas) identificadas com 1 mês de observações	56
Tabela 8 - Principais características dos modelos de maré oceânica	65
Tabela 9 - Coordenadas das estações no SIRGAS2000 (Época 2000,4).....	92
Tabela 10 - Frequências mínimas e máximas das principais constituintes de maré.....	101
Tabela 11 - Amplitudes teóricas das principais constituintes de maré (HW95)	101
Tabela 12 - Bloco de observações gravimétricas dos processamentos de PPTE	102
Tabela 13 - Bloco de observações gravimétricas dos processamentos de NEIA	102
Tabela 14 - Processamento utilizando os dados gerados na etapa A) do pré- processamento para PPTE	104
Tabela 15 - Processamento utilizando os dados gerados na etapa A) do pré- processamento para NEIA	105
Tabela 16 - Processamento utilizando os dados gerados na etapa B) e C) do pré- processamento para PPTE	107
Tabela 17 - Processamento utilizando os dados gerados na etapa B) e C) do pré- processamento para NEIA	107
Tabela 18 - Desvio padrão dos resíduos e grau de liberdade dos ajustamentos com as quatro metodologias de correção da carga atmosférica.....	114
Tabela 19 - Diferenças entre as metodologias de correção da carga atmosférica em P ₁ para PPTE	116
Tabela 20 - Diferenças entre as metodologias de correção da carga atmosférica em P ₁ para NEIA	116
Tabela 21 - Diferenças entre as metodologias de correção da carga atmosférica em S ₂ para PPTE	117
Tabela 22 - Diferenças entre as metodologias de correção da carga atmosférica em S ₂ para NEIA	117

Tabela 23 - Processamento Pr2 utilizando os dados gerados na etapa D) do pré-processamento para PPTE com a correção atmosférica da metodologia IV	118
Tabela 24 - Processamento Pr2 utilizando os dados gerados na etapa D) do pré-processamento para NEIA com a correção atmosférica da metodologia IV	118
Tabela 25 - Resíduos entre as componentes observadas e o modelo DDW para PPTE.....	121
Tabela 26 - Resíduos entre as componentes observadas e o modelo DDW para NEIA	121
Tabela 27 - Vetor dos resíduos entre as componentes observadas, corrigidas da carga oceânica (FES2014b), e o modelo DDW para PPTE	125
Tabela 28 - Vetor dos resíduos entre as componentes observadas, corrigidas da carga oceânica (FES2014b), e o modelo DDW para NEIA	125
Tabela 29 - Resíduos entre a maré oceânica observada e predita pelo FES2014b em Cananeia	127
Tabela 30 - Amplitude e fase do modelo combinado de carga oceânica para PPTE	133
Tabela 31 - Amplitude e fase do modelo combinado de carga oceânica para NEIA	133
Tabela 32 - Covariância entre amplitude e fase das constituintes de maré	134
Tabela 33 - Predição efeito total para as estações gravimétricas PPTE e NEIA.....	140
Tabela 34 - Desvios padrão dos resíduos dos processamentos	142
Tabela 35 - Médias e desvios padrão das frequências para as constituintes de maré identificadas na TO.....	152
Tabela 36 - Médias e desvios padrão dos fatores gravimétricos, método I.....	157
Tabela 37 - Médias e desvios padrão dos fatores gravimétricos, método II	159
Tabela 38 - Médias e desvios padrão das fases	162
Tabela 39 - Médias, desvios padrão, variação máxima das amplitudes das sobrecargas, TO em $f_0 = 400$ Hz	165

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

BFO	<i>Black Forest Observatory</i>
BIH	<i>Bureau International de l'Heure</i>
CCRS	<i>Conventional Celestial Reference System</i>
CENEGEO	Centro de Estudos de Geodesia
CEP	<i>Celestial Ephemeris Pole</i>
CM	<i>Circular Mean</i>
CNES	<i>Centre National d'Études Spatiales</i>
CO	Coerência de Ondaletas
CSD	<i>Circular Standard Deviation</i>
CTP	<i>Conventional Terrestrial Pole</i>
CTRS	<i>Conventional Terrestrial Reference System</i>
DE	<i>Development Ephemeris</i>
DTU	<i>Danmarks Tekniske Universitet</i>
DDW	Dehant-Defraigne-Wahr
DGFI	<i>Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut</i>
DP	Desvio Padrão
ECMWF	<i>European Centre for Medium-range Weather Forecasts</i>
EOP	<i>Earth Orientation Parameters</i>
EOST	<i>École et Observatoire des Sciences de la Terre</i>
EPUSP	Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
EURE	<i>Elliptical, Uniforming Rotation Elastic</i>
GGOS	<i>Global Geodetic Observation System</i>
GGP	<i>Global Geodynamics Project</i>
GMST	<i>Greenwich Mean Sideral Time</i>
GNSS	<i>Global Navigation Satellite System</i>
GOCE	<i>Gravity Field and Steady-State Ocean Circulation Explorer</i>
GRACE	<i>Gravity Recovery and Climate Experiment</i>
IAA	<i>Institute of Applied Astronomy</i>
IAG	<i>International Association of Geodesy</i>
IAGBN	<i>International Absolute Gravity Basestation Network</i>
IAU	<i>International Astronomical Union</i>
ICRS	<i>International Celestial Reference System</i>

IERS	<i>International Earth Rotation and Reference Systems Service</i>
IGETS	<i>International Geodynamics and Earth Tide Service</i>
IHRS	<i>International Height Reference System</i>
IHRF	<i>International Height Reference Frame</i>
IMCCE	<i>Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides</i>
IRM	<i>IERS Reference Meridian</i>
IRP	<i>IERS Reference Pole</i>
ITRS	<i>International Terrestrial Reference System</i>
JPL	<i>Jet Propulsion Laboratory</i>
LTG	Laboratório de Topografia e Geodésia
LEGOS	<i>Laboratoire d'Études en Géophysique et Océanographie Spatiales</i>
MMQ	Método dos Mínimos Quadrados
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NDFW	<i>Nearly Diurnal Free Wobble</i>
NEIA	Estação de Cananeia
NNR	<i>No-Net-Rotation</i>
OTL	<i>Ocean Tide Loading</i>
PPTE	Estação de Presidente Prudente
<i>Quasars</i>	<i>Quasi-stellar radio source</i>
RBMC	Rede Brasileira de Monitoramento Contínuo dos Sistemas GNSS
RMS	<i>Root Mean Square</i>
RMSE	<i>Root Mean Square Error</i>
SI	<i>Système International d'unités</i>
SIRGAS	Sistema de Referência para as Américas
SLR	<i>Satellite Laser Range</i>
SNREI	<i>Spherical, Non-Rotating, Elastic, Isotropic</i>
SpEnOI	<i>Spectral Ensemble Optimal Interpolation Optimal Interpolation</i>
TASK	<i>Tidal Analysis Software Kit</i>
TDB	Tempo Dinâmico Baricêntrico
TF	Transformada de Fourier
TJF	Transformada Janelada de Fourier
TO	Transformada em Ondaletas
TOC	Transformada em Ondaletas Cruzadas
WDZ	Wahr-Dehant-Zschau

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	Objetivos	25
1.2	Justificativa	25
1.3	Conteúdo da Pesquisa	27
2	MARÉ TERRESTRE.....	29
2.1	Potencial de Maré	29
2.2	Principais Constituintes de Onda de Maré.....	38
2.3	Sistemas de Maré Permanente	41
2.4	Potencial de Maré Teórica	42
2.5	Números de Love.....	49
2.6	Maré Terrestre Observada	55
2.6.1	Carga polar	57
2.6.2	Carga oceânica.....	58
2.6.2.1	Modelos de maré oceânica.....	61
2.6.2.2	Modelo combinado	65
2.6.3	Carga atmosférica	70
2.6.3.1	Coefficiente padrão	71
2.6.3.2	Coefficientes empíricos.....	72
2.6.3.3	Coefficientes teóricos e modelos meteorológicos.....	74
3	ANÁLISE DE SINAIS	77
3.1	Fourier.....	77
3.1.1	Transformada de Fourier	80
3.1.2	Transformada janelada de Fourier	82
3.2	Ondaletas	85
3.2.1	Transformada em ondaletas.....	86
3.2.2	Comparação entre TO.....	87
4	MODELOS EMPÍRICOS DE MARÉ TERRESTRE.....	91
4.1	Materiais e Métodos.....	91
4.1.1	Pré-processamento dos dados gravimétricos.....	94
4.1.2	Processamento dos dados gravimétricos	99
4.2	Resultados e Discussões	102
4.2.1	Correção da deriva e mitigação dos ruídos nos dados gravimétricos.....	103

4.2.2	Impacto da correção atmosférica nos modelos de maré terrestre.....	108
4.2.3	Modelos globais de maré oceânica na correção da sobrecarga	123
4.3	Aplicação na Referência Absoluta.....	138
4.4	Síntese dos Experimentos	141
5	CONSTITUINTES DE MARÉ NO TEMPO E FREQUÊNCIA.....	145
5.1	Domínio Espectral	145
5.2	Domínio Espectro-Temporal	147
5.2.1	Oscilação temporal nas frequências da maré.....	152
5.2.2	Determinação das componentes de onda.....	155
5.2.3	Separação dos efeitos de sobrecarga	164
5.3	Síntese dos experimentos.....	168
6	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	171
6.1	Conclusões	171
6.2	Recomendações para estudos futuros	175
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	179
	GLOSSÁRIO.....	189
	APÊNDICE A - Correção do Deslocamento Temporal em Observações Gravimétricas	193

1 INTRODUÇÃO

A movimentação periódica da crosta terrestre causada pela maré terrestre é vista como um efeito que deve ser corrigido na mensuração de grandezas que são afetadas pela variação temporal do potencial de gravidade. O posicionamento geodésico é um exemplo onde essas correções devem ser consideradas segundo as recomendações do *International Earth Rotation and Reference Systems Service - IERS* (PETIT e LUZUM, 2010). Porém, em certas regiões, a diferença entre modelos teóricos e observados de maré terrestre pode chegar até 30 μGal ou 10 cm (FREITAS e CORDINI, 1998).

Os modelos de maré terrestre podem ser estimados pelo ajustamento por mínimos quadrados no domínio espectral a partir do desenvolvimento, em funções harmônicas, da série temporal de dados gravimétricos (WENZEL, 1996b). As componentes de onda semi-diurna, diurna e de longo período, resultantes do ajustamento, definem os modelos empíricos de maré terrestre. Entretanto, medições contínuas do campo de gravidade contêm informações de maré terrestre, carga oceânica, carga atmosférica, movimentação do núcleo da Terra, movimento dos polos, atividades sísmicas, deriva instrumental e ruídos externos (MELCHIOR, 1983; TORGE, 2001). Alguns desses efeitos, como as atividades sísmicas, podem ser eliminados manualmente por meio da análise da série temporal de dados. Entretanto, as cargas oceânica e atmosférica também variam conforme a frequência do sinal. Com a impossibilidade da separação desses efeitos durante o ajustamento no domínio espectral, a determinação de modelos de maré terrestre por meio de dados gravimétricos é prejudicada. Portanto, para que as componentes de onda representem somente os efeitos da maré sólida, as perturbações nos dados da maré gravimétrica devem ser adequadamente eliminadas durante ou mesmo após o ajustamento das observações.

O efeito da carga oceânica representa a influência que as movimentações das massas de água causam na Terra sólida (AGNEW, 2015). Conforme mostrado por Farrel (1972), esse efeito depende de alguns fatores, como por exemplo, características visco-elásticas do manto, traduzidas por meio dos números de Love; densidade das massas de sobrecarga; maré oceânica, refletindo o comportamento espacial (amplitude) e temporal (fase) das massas oceânicas; e a distância entre as massas de sobrecarga e o ponto de interesse.

O deslocamento e a variação do potencial gravitacional causado pela carga oceânica podem ser calculados por meio da integral de convolução das funções de Green e modelos

globais de maré oceânica. Em termos de deslocamento, na região costeira, a carga oceânica tem maior intensidade chegando a atingir ~100 mm, com o distanciamento do litoral esse efeito diminui para ordem de 1 mm no interior dos continentes (MONICO, ASHKENAZI e MOORE, 1997; LIMA, 2009; PETIT e LUZUM, 2010; RAMOS et al., 2013; ZHAO et al., 2013), enquanto que em observações gravimétricas esse efeito varia de 1% a 10% do sinal mensurado conforme a distância entre o ponto analisado e a região costeira (HINDERER, CROSSLEY e WARBUTON, 2015; BENEDITO, 2016).

A minimização da carga oceânica em dados gravimétricos deve ser suficientemente acurada, conforme a finalidade do estudo. Por exemplo, o trabalho realizado por Dehant e Zschau (1989), por meio da integração de equações de movimento do manto terrestre de modelos esféricos da Terra elástica e da inelástica, mostrou que as principais constituintes de maré apresentam uma diferença de até 0,10% nos fatores gravimétricos e 0,005° para as fases. Portanto, no caso de estudos comparativos entre os modelos elástico e inelástico, as observações gravimétricas devem possuir uma acurácia melhor que essas diferenças tanto em amplitude quanto em fase, e, conseqüentemente, os modelos de carga oceânica também precisam ser suficientemente acurados para manter a acurácia dos dados abaixo desse limite.

Para a correção da carga oceânica no posicionamento GNSS (*Global Navigation Satellite System*) recomenda-se a utilização das fórmulas e os parâmetros da convenção do IERS (PETIT e LUZUM, 2010), ressaltando o uso de modelos globais de maré oceânica mais recentes, os quais são baseados na modelagem hidrodinâmica e observações de satélites altimétricos. No caso de observações gravimétricas, a correção desse efeito é apresentada por Hinderer, Crossley e Warbuton (2015), baseando-se na utilização de modelos globais de maré oceânica.

Em razão das possibilidades para o cálculo dos efeitos da carga oceânica, alguns estudos se voltaram para análises da consistência entre diferentes metodologias (AGNEW, 1997), modelos globais de maré oceânica (BAKER e BOS, 2001; BOY et al., 2003) e *softwares* (BOS e BAKER, 2005). Esses trabalhos se concentram na rede global de gravímetros supercondutores do antigo *Global Geodynamics Project* (GGP) (1997-2015), atualmente mantido pelo *International Geodynamics and Earth Tide Service* (IGETS). Porém, esses estudos ainda não foram reproduzidos em território brasileiro em razão da não existência de estações gravimétricas permanentes.

A Transformada em Ondas (TO) é uma ferramenta matemática utilizada para análise de sinais não estacionários (MEYER, JAFFARD e RIOUL, 1987), podendo ser

utilizada no modo discreto ou contínuo. Durante a década de 1990, a técnica de ondaletas foi extensamente utilizada em estudos atmosféricos. Os trabalhos pioneiros aplicaram essa ferramenta no estudo de turbulência, sendo essa, uma área de dinâmica dos fluidos voltada a mudanças de pressão e temperatura em função da velocidade de fluxos. Dentre os estudos que fizeram uso de ondaletas, destaca-se Meneveau (1991), Farge (1992), Gao e Li (1993) e Katul et al. (1994).

Com a necessidade do desenvolvimento de análises estatísticas para as ondaletas, Torrence e Compo (1998) implementaram uma técnica de Monte Carlo para estabelecer os limites de confiança da variância nas análises por Transformada em Ondaletas Cruzadas (TOC) e Coerência de Ondaletas (CO), aplicando-a em séries temporais de temperatura da superfície do mar no fenômeno El Niño. Adicionalmente, os autores compararam diferentes funções base nos experimentos realizados.

Estudos geofísicos envolvendo parâmetros atmosféricos, também apoiados na teoria de ondaletas, têm mostrado e quantificado estatisticamente a relação entre diferentes processos naturais. Grinsted, Moore e Jevrejeva (2004), por exemplo, analisaram a relação entre a variação de pressão no Ártico e o derretimento glacial no Mar Báltico; nesse estudo a TOC expôs regiões da série temporal onde a energia é significativamente semelhante para as frequências entre 10 e 16 anos e a fase é oposta. Holman et al. (2011), fazendo uso da CO, estudaram a variação entre o nível de água subterrânea na Inglaterra e a pressão atmosférica no Oceano Atlântico. Nesse trabalho foram identificados períodos de sincronização entre os efeitos em escalas de tempo inter e multianual.

As ondaletas passaram a ser aplicadas também no estudo do campo de gravidade no final da década de 1990. Destaca-se o trabalho de Lintao et al. (2000), como um dos precursores dessa ferramenta em dados gravimétricos. O estudo dos autores apontou uma grande eficiência das ondaletas na filtragem da série temporal de dados de gravímetros supercondutores para aplicação da metodologia de Venedikov (1996) na análise das constituintes de maré terrestre. Sun et al. (2006), em contrapartida, aplicaram pela primeira vez a TO para direta identificação das constituintes de onda de maré terrestre. Adicionalmente, seus resultados apontaram a existência de oscilações dos sinais entre 4 e 6 horas que, segundo os autores, podem estar relacionados a variações das águas subterrâneas, maré de águas rasas, pressão regional e erros nos modelos de maré sintética. Apresentando um estudo semelhante, Araszkievicz e Bogusz (2010) mostram a utilização de diferentes configurações nas ondaletas de Morlet para separação das constituintes de maré terrestre e

compararam os resultados com os modelos de maré obtidos utilizando o *software* ETERNA no processamento dos dados gravimétricos. Mais recentemente, Frota, Truccolo e Schettini (2016) analisaram a correlação e coerência entre a velocidade do vento e variação do nível do mar, em Fortaleza, por meio da TOC e CO, respectivamente. Os resultados obtidos mostram que, para o ano de 2009, a única região que apresentou coincidência na coerência espectral foram os meses de março a abril, entre os períodos de 10 a 15 dias, apesar da TO da velocidade dos ventos não mostrar energia significativa nessa região.

Holschneider, Chambodut e Mandeia (2003) mostraram como realizar a modelagem do campo gravitacional por meio de ondaletas em escala global e regional, expressando o potencial gravitacional por uma combinação linear de ondaletas. Posteriormente, Pane, Kurioshi e Holschneider (2009) aplicaram essa modelagem para os dados gravimétricos no Japão.

Devido à TO ser capaz de decompor série de dados em múltiplas frequências, essa ferramenta também tem sido empregada em seu modo discreto na atenuação ou na filtragem de sinais, como por exemplo, na minimização do multicaminho do sinal de sistemas de posicionamento por satélite (XIA e LIU, 2001; ELHABIBY, EL-GHAZOULY e EL-SHEIMY, 2008; SOUZA, 2008); na eliminação da interferência de terremotos (BOGUSZ, KLOS e KOSEK, 2013) ou da influência atmosférica na série temporal de dados gravimétricos (HU et al., 2006); na utilização de série temporal de dados SLR (*Satellite Laser Range*) para obtenção das componentes de onda do fator dinâmico da Terra J_2 (CHENG e TAPLEY, 2004; CHENG, TAPLEY e RIES, 2013); e na análise de efeitos sazonais no posicionamento GNSS (ROSA, 2008; BRASSAROTE, SOUZA e MONICO, 2015).

Existe uma forte relação entre a intensidade da sobrecarga oceânica e a proximidade com a região litorânea. Isto é, as localidades costeiras são caracterizadas por fortes influências da sobrecarga oceânica, ao passo que as regiões mais afastadas são menos influenciadas pelo efeito. A análise espectral de dados gravimétricos mostra a sobreposição entre o sinal de maré e a sobrecarga oceânica impossibilitando a separação direta dos efeitos. Dessa forma, a hipótese adotada neste trabalho é que a consideração do parâmetro temporal junto a análise espectral possibilita segregar/isolar a maré terrestre e as sobrecargas.

1.1 Objetivos

A pesquisa tem como objetivo principal equacionar os aspectos teóricos e práticos da maré terrestre por meio de séries temporais de dados gravimétricos. Entre os objetivos secundários desse projeto, destacam-se:

- a) Propor uma sistemática para o pré-processamento e o processamento das estações do Projeto de Maré Terrestre do LTG/EPUSP e CENEGEO;
- b) Desenvolver e avaliar os modelos de maré terrestre para Presidente Prudente - SP e Cananeia - SP;
- c) Analisar a influência da carga oceânica e atmosférica nos dados gravimétricos para as duas estações;
- d) Avaliar a correção de marés nas estações: PPTE, pertencente ao IHRF, e NEIA; e
- e) Analisar o comportamento espectro-temporal das séries de dados gravimétricos.

1.2 Justificativa

Essa pesquisa tem o apoio do Laboratório de Topografia e Geodésia (LTG) da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (EPUSP) juntamente com o Centro de Estudos de Geodesia (CENEGEO). Até o presente momento, o Projeto de Maré Terrestre do LTG/EPUSP e CENEGEO possibilitou a realização de sete campanhas para a coleta de dados com dois gravímetros gPhone Micro-g LaCoste: gPh-103 e gPh105. No ano de 2012 foram coletados dados na cidade de São Paulo - SP e Valinhos - SP, em seguida, nos anos de 2013 e 2014, a coleta foi realizada nas cidades de Presidente Prudente - SP e Cananeia - SP. Em 2015, os gravímetros foram instalados em Porto Velho - RO e Manaus - AM. Posteriormente um dos gravímetros foi instalado em Brasília - DF enquanto o outro permaneceu em Manaus por mais um ano.

Resultados colaborativos de experimentos voltados ao processamento dos dados do Projeto de Maré Terrestre, foram apresentados por Benedito (2016) e Abreu et al. (2019). Contudo lacunas na modelagem da maré terrestre ainda devem ser estudadas e resolvidas, como: a) a sistematização do pré-processamento e do processamento dos dados das estações envolvidas; b) análise dos resíduos das observações; e c) identificação de componentes associadas a efeitos geofísicos. Dentre as metas dessa pesquisa para a contribuição ao Projeto de Maré Terrestre, destaca-se a proposta de uma metodologia para o pré-processamento e o

processamento das observações gravimétricas e a realização de discussões teóricas sobre os parâmetros estimados de maré terrestre. Ademais, o trabalho oferece esclarecimentos da análise espectro-temporal dos dados gravimétricos enfatizando a separação entre a maré terrestre e as sobrecargas.

Desde 1997, a unificação dos sistemas de altitudes passou a ser estudada pelo o grupo de trabalho III “Datum Vertical” (GT III) do Sistema de Referência para as Américas (SIRGAS). A década de 2000 foi marcada pelo lançamento de missões espaciais voltadas a estudos do potencial, entre elas o *Gravity Recovery and Climate Experiment* (GRACE) e o *Gravity Field and Steady-State Ocean Circulation Explorer* (GOCE). Com a disponibilização destes dados para a comunidade científica, a unificação dos sistemas de altitudes passou a ser discutida em reuniões e eventos técnicos/científicos.

Destaca-se o *Gravity, Geoid and Height Systems 2016* (GGHS2016), realizado em Tessalônia, na Grécia, o qual foi realizado concomitantemente com a primeira reunião da Comissão 2 da *International Association of Geodesy* (IAG). Nesta reunião, as concepções dos modelos geoidais globais e os métodos gravimétricos foram reavaliadas para que o *International Height Reference System* (IHRM) apresente uma consistência global milimétrica conforme as expectativas do *Global Geodetic Observation System* (GGOS) (PLAG e PEARLMAN, 2009) e uma das dificuldades ainda enfrentadas é a não utilização do mesmo sistema de marés para modelos geoidais e sistemas de posicionamento globais.

Segundo Petit e Luzum (2010) e Hinderer, Crossley e Warbuton (2015), a eliminação dos efeitos periódicos da maré tanto em medições gravimétricas quanto no posicionamento deve ser realizada considerando um modelo terrestre teórico, expressado por meio dos números de Love. Entretanto, modelos empíricos de marés podem representar com maior exatidão o conjunto maré terrestre e efeitos da maré oceânica, possibilitando uma correção mais adequada desses efeitos periódicos em dados gravimétricos e conseqüentemente contribuindo para uma melhora na qualidade dos modelos geoidais e a realização do IHRM. Recentes esforços no Brasil se concentram no estabelecimento de seis estações IHRM: CEFT, em Fortaleza (CE); MABA, em Marabá (PA); CUIB, em Cuiabá (MT); BRAZ, em Brasília (DF); PPTE, em Presidente Prudente (SP); e IMBT, em Imbituba (SC). Portanto, esta pesquisa representa uma ajuda valiosa na determinação acurada de valores absolutos de aceleração de gravidade destas futuras estações IHRM; pois fornecem a curto prazo um nível de referência as medições realizadas por gravimetria relativa.

A determinação empírica da maré terrestre permite uma análise de parâmetros reológicos da Terra, uma vez que este é o único fenômeno geofísico no qual as forças geradoras são previamente conhecidas em termos de frequência e amplitude. Entre estes parâmetros destacam-se os fatores gravimétricos, definidos pela razão entre a amplitude da aceleração de gravidade observada e a correspondente amplitude calculada com o modelo newtoniano. Sua interpretação permite descrever as reais deformações que o manto da Terra sofre em função da frequência de cada constituinte de maré observada, possibilitando a identificação de anomalias na densidade, compressibilidade e/ou rigidez desta camada terrestre; e as fases empíricas do modelo terrestre, por sua vez, possibilitam quantificar a viscosidade do manto (MELCHIOR, 1983).

1.3 Conteúdo da Pesquisa

O assunto abordado nesta pesquisa pode se mostrar complexo em alguns aspectos principalmente para aqueles que estão iniciando os estudos na área. Para evitar confusões, o leitor é convidado a consultar o glossário (página 189) desta tese antes de dar início ao texto e a qualquer momento que julgar necessário. Esta sessão foi elaborada com intuito de aproximar o leitor de algumas definições que são importantes para a compreensão do texto.

Esta pesquisa está dividida em seis capítulos, onde o primeiro é destinado a uma introdução sobre o assunto pesquisado e desenvolvido. No segundo capítulo são discutidos aspectos fundamentais da maré terrestre, como o desenvolvimento do potencial em funções harmônicas esféricas e determinação teórica de modelos de maré terrestre. O terceiro capítulo aborda dois métodos de análise de sinais contínuos: a Transformada de Fourier; e a Transformada em Ondaletas. O quarto capítulo se destina à apresentação da metodologia proposta para a obtenção dos modelos empíricos de maré terrestre em Presidente Prudente e Cananeia, juntamente com os resultados e análises dos experimentos. Ademais, os modelos são aplicados em dados de gravimetria absoluta. No quinto capítulo são realizadas análises no domínio espectral e temporal a partir de dados de aceleração de gravidade. Por fim, o sexto capítulo é destinado às conclusões e recomendações para os estudos futuros.

2 MARÉ TERRESTRE

O conhecimento do movimento de astros perturbadores, como Sol e Lua, e a consideração da Terra como um corpo rígido tornaram possível estimar o potencial de maré por meio da utilização da Lei da Gravitação Universal de Isaac Newton¹. Porém, por meio da análise de longas séries de observações de maré oceânica, George Darwin² descobriu que a amplitude da maré oceânica causada pela Lua era, na realidade, dois terços dos valores teóricos. A justificativa desses resultados foi apontada inicialmente por Lord Kelvin³ em 1876, o qual sugeriu que a Terra sólida também apresenta deformações periódicas causadas por maré, portanto, a Terra deve se comportar como um corpo não completamente rígido (MELCHIOR, 1983).

A maré terrestre pode ser vista como uma consequência do comportamento visco-elástico (não-rígido) da Terra frente à interação gravitacional desse planeta principalmente com o Sol e a Lua. Os movimentos induzidos na Terra sólida pela força de maré são chamados de maré terrestre (ou maré sólida). Esta, por sua vez, pode ser expressa na forma de deslocamento, como uma grandeza métrica, e de componentes do campo gravitacional, como a aceleração de gravidade. Nesta tese é dado enfoque para as variações relacionadas às componentes da aceleração de gravidade. Neste início é importante introduzir o conceito de efeito direto como a alteração causada pela ação do corpo perturbador, seja no deslocamento ou no campo de gravidade; e efeito indireto, como a influência gerada pela deformação do corpo.

Neste capítulo são apresentados os conceitos do potencial de maré, entre eles o desenvolvimento em funções harmônicas esféricas; principais constituintes de maré; determinação da maré gerada por astros perturbadores; deformações elásticas no corpo terrestre; e cargas oceânica, atmosférica e polar.

2.1 Potencial de Maré

Os fenômenos conhecidos como marés acontecem devido à atração gravitacional diferencial que corpos externos exercem entre pontos localizados na superfície e no centro da Terra (MELCHIOR, 1983). Portanto, a maré terrestre tem diferentes intensidades de acordo

¹ Isaac Newton (1642-1717)

² George Darwin (1845-1912)

³ William Thomson, conhecido como Lord Kelvin (1824-1907)

com a localização geográfica e com o movimento orbital relativo entre os corpos envolvidos, sofrendo também uma variação temporal.

Considerando o sistema Terra e astro perturbador em que são envolvidos os sistemas de referência celeste e terrestre, onde se tem uma partícula de massa unitária fixa em relação ao sistema terrestre no ponto P , a força de maré (F_M) é definida como o efeito diferencial entre a força de atração exercida pelo astro perturbador (Sol, Lua e planetas) sobre a unidade de massa em P (F_P) de um modelo esférico e o centro O (F_O) do sistema Terra - astro perturbador (GEMAEL, 2012):

$$\vec{F}_M = \vec{F}_P - \vec{F}_O, \quad (2.1)$$

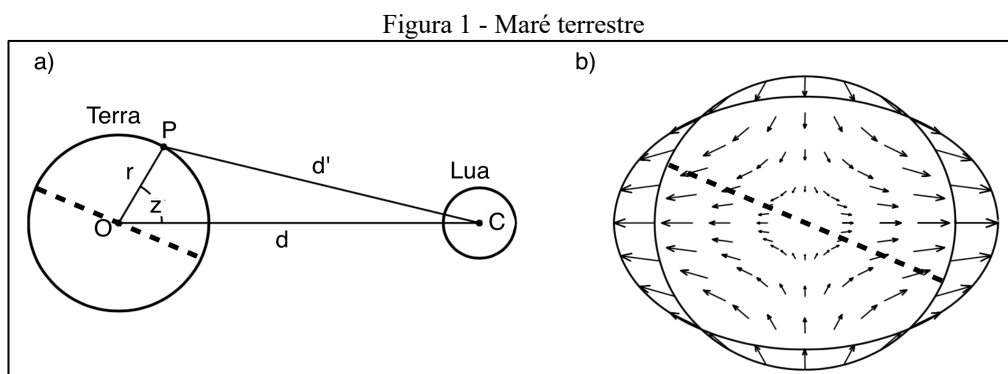
onde as forças de atração, pela Lei da Gravitação de Isaac Newton, são dadas por:

$$\vec{F}_P = \frac{GM}{d'^2} \frac{\vec{d}'}{d'}, \quad (2.2)$$

$$\vec{F}_O = \frac{GM}{d^2} \frac{\vec{d}}{d}, \quad (2.3)$$

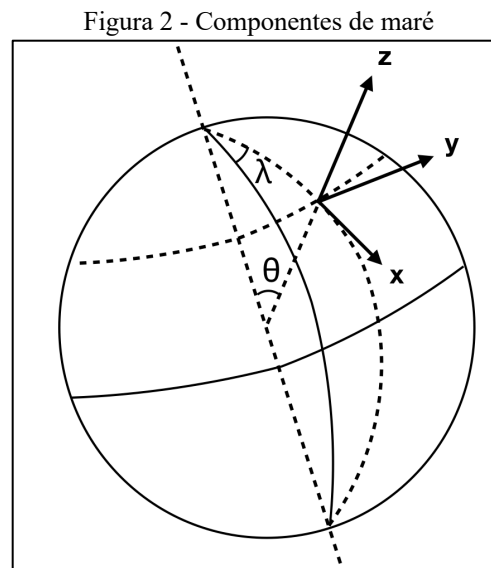
sendo d' a distância do ponto P ao astro perturbador; d a distância entre o centro (O) de massa do sistema e o corpo externo (C); G a constante gravitacional de Newton, correspondente no *Système International d'unités* (SI) a $6,67428 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$; e M a massa do astro perturbador.

Na Figura 1 a) é mostrada a geometria considerada no cálculo da força de maré para um modelo esférico, em um ponto P , sob a influência de um corpo externo, no caso a Lua, sendo o Equador do modelo representado pela linha seccionada; em b) tem-se o campo de força de maré obtido com a geometria do problema.



Fonte: Adaptada de Agnew (2015).

Segundo Agnew (2015), a máxima intensidade da força de maré, quando a Terra está sob influência da Lua e do Sol é de $1,14 \mu\text{m/s}^2$ e $0,51 \mu\text{m/s}^2$, respectivamente. Entretanto, o esquema de representação vetorial na Figura 1 b), mostra que a força de maré apresenta diferentes direções. A decomposição vetorial do campo de força de maré possibilita a obtenção das componentes de maré em uma dada direção. Considerando um sistema de coordenadas local (Figura 2), tem-se a força de maré na direção radial (eixo z), direção Norte-Sul (eixo x) e direção Leste-Oeste (eixo y). A primeira componente, representando a variação periódica do campo de gravidade no eixo vertical, é conhecida como maré gravimétrica, sendo mensurada por meio de gravímetros. As outras duas componentes de maré são conhecidas como maré extensométrica e, juntas, elas traduzem as variações do campo de gravidade no eixo horizontal, sendo observadas com o uso de pêndulos horizontais nas duas direções x e y. Como consequência da força de maré existe outra componente relacionada à inclinação da superfície terrestre, esta é conhecida como a maré clinométrica.



Fonte: Adaptada de Melchior (1983).

Para o desenvolvimento do potencial de maré em funções harmônicas esféricas considera-se a força de maré (\vec{F}_M), em um ponto P sobre a Terra, como a resultante gerada a partir da interação entre dois campos conservativos, a força de atração gerada pelo corpo perturbador (\vec{F}_P) e força centrífuga do sistema Terra - corpo perturbador (\vec{C}_P):

$$\vec{F}_M = \vec{F}_P + \vec{C}_P. \quad (2.4)$$

Ambas forças podem ser expressadas em função de seus respectivos gradientes:

$$\vec{F}_P = \text{grad}(V_P), \quad (2.5)$$

$$\vec{C}_P = \text{grad}(Q_P). \quad (2.6)$$

A adição vetorial de forças corresponde à adição escalar de seus potenciais; portanto, pela expressão (2.4) tem-se o potencial de maré:

$$V_M = V_P + Q_P. \quad (2.7)$$

A atração gravitacional em P , Figura 1 a), deriva de um potencial definido por:

$$V_P = \frac{GM}{d'}. \quad (2.8)$$

Aplicando a lei dos cossenos em (2.8), d' é expresso em função do ângulo zenital (z) e do raio do modelo esférico (r):

$$V_P = \frac{GM}{d \left(1 - 2 \frac{r}{d} \cos(z) + \frac{r^2}{d^2} \right)}. \quad (2.9)$$

Para $r \leq d$, o denominador de (2.9) pode ser expresso por uma expansão polinomial (GEMAEL, 2012):

$$V_P = GM \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^n}{d^{n+1}} P_n(\cos(z)), \quad (2.10)$$

onde P_n representa o polinômio de Legendre⁴ de grau n

$$P_n(x) = \frac{1}{n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n, \quad (2.11)$$

z é o ângulo zenital do corpo perturbador, r é o raio médio da Terra e d é a distância entre os centros de massa dos corpos.

⁴ Adrien Marie Legendre (1752-1833), estudou um caso particular das funções harmônicas esféricas, as funções harmônicas esféricas zonais

No centro de massa do sistema Terra - astro perturbador (ponto O , na Figura 1) a força resultante é nula:

$$\vec{0} = \vec{F}_O + \vec{C}_O, \quad (2.12)$$

$$\vec{C}_O = -\vec{F}_O. \quad (2.13)$$

Portanto, o potencial centrífugo em O é expresso:

$$Q_O = -\frac{GM}{d}. \quad (2.14)$$

Em P , o potencial centrífugo (Q_P) é dado pela soma entre o potencial centrífugo em O (Q_O) e o trabalho realizado pela força para mover seu ponto de aplicação de O para P :

$$Q_P = Q_O + \int_O^P \vec{C}_O \cdot dr, \quad (2.15)$$

$$Q_P = Q_O - \frac{GM}{d^2} r \cos z.$$

Substituindo (2.14) em (2.15):

$$Q_P = -\frac{GM}{d} - \frac{GM}{d^2} r \cos z \quad (2.16)$$

O potencial de maré, expresso em funções harmônicas esféricas, é dado pela substituição de (2.10) e (2.16) em (2.7). Desenvolvendo na expressão (2.10) o potencial de grau 0 e 1, obtém-se:

$$V_0 = \frac{GM}{d}, \quad (2.17)$$

$$V_1 = \frac{GM}{d^2} r \cos z, \quad (2.18)$$

onde V_0 é equivalente ao potencial de atração no centro de massa da Terra e V_1 corresponde a força centrífuga em P . Destaca-se que essa consideração somente é válida para uma Terra perfeitamente esférica. Portanto, no desenvolvimento do potencial do modelo esférico terrestre esses termos são anulados por Q_P e, portanto, a expansão em série de funções harmônicas pode ser expressa por meio de um somatório a partir de $n = 2$:

$$V_M = GM \sum_{n=2}^{\infty} \frac{r^n}{d^{n+1}} P_n(\cos(z)) . \quad (2.19)$$

Para um sistema em que são presentes diversas partículas, o potencial resultante em determinado ponto é dado pela soma individual da contribuição de cada partícula do sistema (GEMAEL, 2012). No caso do Sistema Solar esse conceito também pode ser utilizado considerando o comportamento dos astros muito semelhante ao de partículas devido à imensa distância entre os corpos. Portanto, para a obtenção completa do potencial de maré, a expressão (2.19) deve ser aplicada a todos os astros que causam perturbações no corpo terrestre. Em aplicações Geodésicas são considerados somente a Lua (V_{Lua}) e o Sol (V_{Sol}). O potencial de maré sobre qualquer ponto na superfície da Terra pode ser escrito:

$$V_{Total} = V_{Lua} + V_{Sol} . \quad (2.20)$$

A relação r/d para o sistema Terra-Lua é de aproximadamente 1/60, dessa maneira os termos do somatório na expressão (2.19) decaem rapidamente com o aumento do grau n . No caso do sistema Terra-Sol a razão r/d é cerca de 1/23.000, fazendo com que o somatório apresente um decaimento ainda mais acentuado em relação ao sistema Terra-Lua (AGNEW, 2015).

O desenvolvimento das funções harmônicas esféricas da expressão (2.19) até grau 4 resulta em (DOODSON, 1921):

$$V_2 = GM \frac{r^2}{d^3} \frac{1}{2} (3 \cos^2 z - 1) \quad (2.21)$$

$$V_3 = GM \frac{r^3}{d^4} \frac{1}{2} (5 \cos^3 z - 3 \cos z) \quad (2.22)$$

$$V_4 = GM \frac{r^4}{d^5} \frac{1}{8} (35 \cos^4 z - 30 \cos z + 3) \quad (2.23)$$

As famílias de ondas da maré terrestre podem ser obtidas transformando as coordenadas do ponto onde a força de maré é aplicada de um sistema de referência terrestre para o celeste. Considerando o triângulo esférico mostrado na Figura 3, onde tem-se representado a origem convencional das longitudes (O), o ponto vernal (γ), as coordenadas geodésicas latitude (φ) e longitude (λ) do observador e a posição do astro perturbador em ascensão reta (α) e declinação (δ):

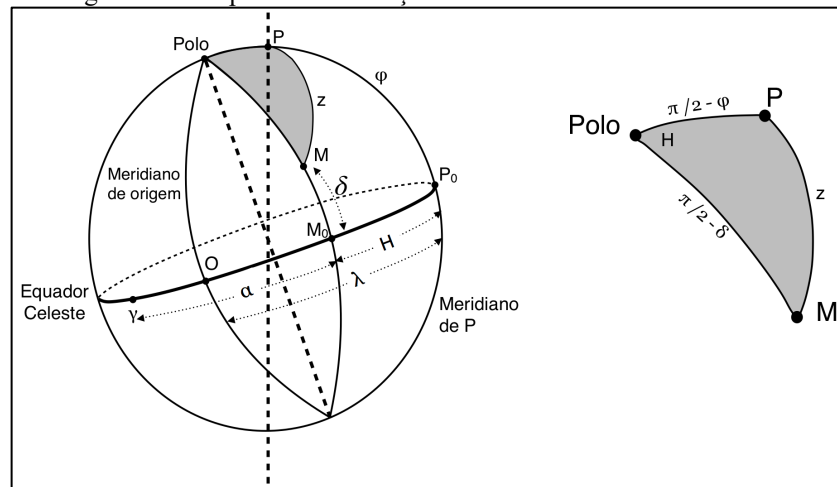
$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos H, \quad (2.24)$$

onde H é o ângulo horário local, obtido por meio da Fórmula Fundamental de Astronomia de Posição (GEMAEL, 1990):

$$H = \theta - \alpha, \quad (2.25)$$

sendo θ a hora sideral local.

Figura 3 - Triângulo esférico para transformação de coordenadas entre sistema terrestre e celeste



Fonte: Adaptada de Costa (2007).

Portanto, com a substituição da equação (2.24) em (2.21) obtém-se três famílias de ondas (MELCHIOR, 1983) para o potencial de maré de grau 2.

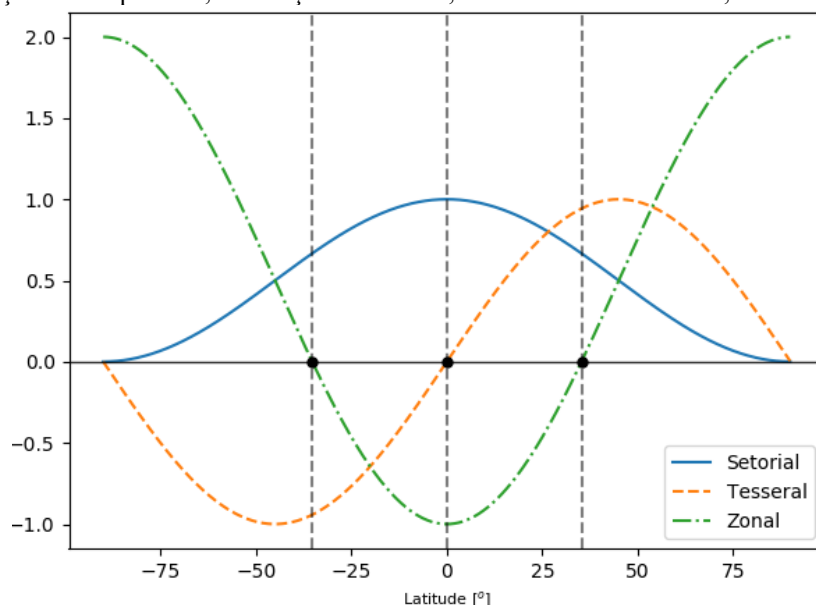
$$V_2 = \frac{3GM}{4} \frac{r^2}{d^3} (\cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cos 2H + \dots \dots + \sin 2\varphi \sin 2\delta \cos H + \dots \dots + 3(\sin^2 \varphi - 1/3)(\sin^2 \delta - 1/3)), \quad (2.26)$$

nota-se que o ângulo horário local (H), a declinação (δ) e distância do corpo perturbador (d) são elementos que variam com o tempo em razão da movimentação orbital do astro perturbador.

O primeiro termo ($\cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cos 2H$) representa as constituintes de maré semi-diurnas, também chamadas de setoriais. A geometria dessa família de ondas se caracteriza pelos pontos nodais localizados nos meridianos 45° de modo que o corpo perturbado é dividido em quatro setores onde a função é alternadamente positiva e negativa em cada setor. Como consequência dessa geometria, as amplitudes de onda são máximas no Equador quando

a declinação do astro perturbador é nula e, ainda, nos polos as amplitudes serão sempre nulas devido a esta região ser o encontro dos meridianos nodais. No segundo termo ($\sin 2\varphi \sin 2\delta \cos H$) são identificadas as constituintes diurnas, ou tesserais. Por sua vez, essa família de ondas é caracterizada geometricamente pela divisão da superfície perturbada em quatro partes; pois, os pontos nodais são localizados sobre o Equador e no meridiano a 90° do corpo perturbador. Em razão dessa geometria tem-se as amplitudes máximas nas latitudes 45° N e 45° S, e nulas no Equador e Polos. Enfim, o terceiro termo ($3(\sin^2 \varphi - 1/3)(\sin^2 \delta - 1/3)$) indica a família de longos períodos, ou zonais. Esta família de ondas possui os pontos nodais localizados sobre os paralelos $35^\circ 16'$ N e $35^\circ 16'$ S, de forma que a função assume valores negativos nos pontos localizados entre esses paralelos e valores positivos para os pontos localizados no exterior deles. A Figura 4 representa geometricamente, em função da latitude, os termos setorial, tesseral e zonal voltados para a variação do potencial na direção radial (maré gravimétrica) da expressão (2.26).

Figura 4 - Variação das amplitudes, em função da latitude, das famílias semi-diurna, diurna e de longo período



Ademais, a geometria espacial das famílias de ondas pode contribuir no planejamento da coleta de observações de maré terrestre. Em função do interesse da pesquisa, essa interpretação permite indicar a localização estratégica de estações gravimétricas. Por exemplo, no estudo da inelasticidade do manto, os longos comprimentos de onda da maré terrestre são mais susceptíveis ao efeito viscoso (HINDERER, CROSSLEY e WARBURTON, 2015); neste caso, estações localizadas próximo ao Equador podem

favorecer as análises uma vez que nesta região a maré zonal tem amplitude máxima. Em contrapartida, a família diurna fornecerá pouca informação de maré.

Por meio da substituição das equações (2.24) em (2.22) e (2.23) pode-se obter além das famílias de ondas de longo período, diurna e semi-diurna, as famílias de ondas ter-diurna e quar-diurna. Hartmann e Wenzel (1994) apresentam a expressão geral, considerada expressão generalizada de (2.19), onde o raio médio equatorial (r) é igual ao semi-eixo maior da elipse de referência (a), podendo-se obter todas as famílias de acordo com o grau (n) e ordem (m):

$$V = \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^n \sum_{m=0}^n \frac{1}{2n+1} \bar{P}_{n,m}(\text{sen } \varphi) \bar{P}_{n,m}(\text{sen } \delta) \cos mH \quad . \quad (2.27)$$

A normalização do polinômio associado de Legendre $\bar{P}_{n,m}$ é obtida por:

$$\bar{P}_{n,m}(x) = P_{nm} N_{nm} , \quad (2.28)$$

onde:

$$P_{nm} = (-1)^m (1-x^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m}{dx^m} \left[\frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2-1)^n \right], \quad (2.29)$$

$$N_{nm} = \sqrt{2n+1 \frac{(n-m)!}{(n+m)!} (2-\delta_{m,0})}, \quad (2.30)$$

e o fator de normalização $\delta_{m,0}$ é dado por:

$$\delta_{m,0} = \begin{cases} 1 & \text{se } m = 0 \\ 0 & \text{se } m \neq 0 \end{cases} . \quad (2.31)$$

Aplicando a Diferença dos Cossenos em (2.25):

$$\cos mH = \cos m\theta \cos m\alpha + \text{sen } m\theta \text{sen } m\alpha . \quad (2.32)$$

Em seguida, adicionando os coeficientes C_{nm} e S_{nm} , de dimensão [m^2/s^2]:

$$C_{nm} = \frac{1}{2n+1} \frac{\text{GM}}{a} \left(\frac{a}{d}\right)^{n+1} \bar{P}_{n,m}(\text{sen } \delta) \cos m\alpha , \quad (2.33)$$

$$S_{nm} = \frac{1}{2n+1} \frac{\text{GM}}{a} \left(\frac{a}{d}\right)^{n+1} \bar{P}_{n,m}(\text{sen } \delta) \text{sen } m\alpha , \quad (2.34)$$

em (2.27), obtém-se:

$$V = \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^n \sum_{m=0}^n \bar{P}_{n,m}(\sin \varphi) [C_{nm} \cos(m\theta) + S_{nm} \sin(m\theta)]. \quad (2.35)$$

O desenvolvimento em funções harmônicas esféricas das famílias de onda na expressão (2.35), considerando as posições dos astros Terra, Lua e Sol ao longo do tempo, dá origem às principais constituintes do potencial de maré, chamadas simplificada por constituintes de maré. A terminologia da palavra "constituente" indica algo como parte integrante do predicado e, portanto, neste sentido o termo "componente" associado à maré pode apresentar o mesmo significado. Contudo, devido à decomposição vetorial da força de maré, o termo "componentes de maré" deve ser remetido às componentes radial (maré gravimétrica), horizontal (maré extensométrica) e inclinada (maré clinométrica). Este raciocínio segue para os termos "componentes de onda de maré" e "constituintes de onda de maré", que podem ser considerados sinônimos. Entretanto, para evitar duplos sentidos, no decorrer do texto, o termo "componentes de onda" refere-se unicamente às características necessárias para definição de uma constituinte de maré específica (dada frequência): amplitude e fase em dado instante; e "constituente de onda de maré", ou simplesmente "constituente de maré", é a terminologia empregada para simbolizar determinado potencial de maré de acordo com sua frequência, por exemplo: Q₁, O₁, NO₁, ... 2N₂, N₂, M₂ ... etc.

Neste sentido, diz-se que o conjunto de componentes de onda de todas as constituintes de maré permitem descrever o efeito de maré em qualquer período. O desenvolvimento da expressão (2.26) permite obter infinitas constituintes de maré de grau 2 e o mesmo processo de substituição por trigonometria esférica, aplicado em (2.21), pode ser realizado para obtenção de constituintes de grau 3, na expressão (2.22), e grau 4, a partir de (2.23). Contudo considera-se que um número finito de constituintes de maré é suficiente para representar adequadamente o efeito de maré, são denominadas as principais constituintes de onda de maré.

2.2 Principais Constituintes de Onda de Maré

George Darwin, em seus estudos pioneiros sobre a maré terrestre, iniciou o método para a nomenclatura das principais constituintes de maré. Nessa nomenclatura as letras escolhidas são dispostas simetricamente ao longo da letra M (do inglês *Moon*) referindo-se a Lua e S (do inglês *Sun*) referindo-se ao Sol, entretanto existe uma limitação de poucos termos para simbologia. Doodson (1921), apresentando uma expansão das funções harmônicas

contendo 378 constituintes de maré, introduziu uma notação para a classificação deduzida teoricamente em ordem crescente de velocidade. O autor realizou a separação das constituintes utilizando seis variáveis, das quais apresentam um comportamento linear para um intervalo secular:

- τ – tempo médio lunar;
- s – longitude tropical média da Lua, corresponde à posição da Lua sobre sua órbita;
- h – longitude tropical média do Sol, indica a posição do Sol sobre sua órbita;
- p – longitude tropical média do perigeu lunar;
- p_s – longitude tropical média do perigeu solar; e
- N – revolução retrógrada do nodo lunar.

O tempo sideral do astro (t') é dado por:

$$t' = \tau + s = t + h, \quad (2.36)$$

sendo t o tempo médio solar, obtém-se a relação:

$$t = \tau + s - h. \quad (2.37)$$

Por meio desses parâmetros, Doodson (1921) definiu o parâmetro denominado argumento, descrito pela soma:

$$k_1 \tau + k_2 s + k_2 h + k_3 p + k_4 N + k_5 p_s. \quad (2.38)$$

O termo k_1 varia de 0 a 9 enquanto os outros termos variam de -4 a 4.

O número-argumento (n_{arg}) é obtido pela combinação dos algarismos:

$$k_1, (k_2 + 5), (k_3 + 5) \cdot (k_4 + 5), (k_5 + 5), (k_6 + 5). \quad (2.39)$$

Nesse sistema os três primeiros algarismos, denominados número-constituente, representam as constituintes de maior velocidade e por essa razão são separados dos outros algarismos por um ponto. As ondas integrantes da maré também são agrupadas de acordo com o número-grupo, que corresponde aos dois primeiros algarismos do número-argumento. Portanto, as constituintes de maré que possuem esses algarismos em comum são pertencentes ao mesmo grupo. O primeiro algarismo, chamado de número-espécie, denota a família a qual a onda pertence: se igual a 0, tem-se as ondas de longo período; se 1, tem-se as ondas diurnas; se igual a 2, tem-se as ondas semi-diurnas; se igual a 3, as ondas ter-diurnas etc. Segue o exemplo:

Número-argumento: 265.555
 Número-constituente: 265
 Número-grupo: 26
 Número-espécie: 2 (semi-diurna)

Na Tabela 1 são mostradas as principais constituintes de maré seguindo a nomenclatura de Doodson (1921).

Tabela 1 - Principais constituintes de maré

Nome	n_{arg}	Argumento	Frequência (°/hora)	Amplitude (μ Gal)	Origem (L: lunar; S: solar)
Constituintes de longo período (família de longo período)					
M_0	055.555	0	0	+50458	L constante de achatamento
S_0	055.555	0	0	+23411	S constante de achatamento
S_a	056.554	$h - p^s$	0,041067	+1176	S onda elíptica
S_{sa}	057.555	$2h$	0,082137	+7287	S onda declinacional
M_m	065.455	$s - p$	0,544375	+8254	L onda elíptica
M_f	075.555	$2s$	1,098033	+15642	L onda declinacional
Constituintes diurnas (família diurna)					
Q_1	135.655	$(\tau - s) - (s - p)$	13,398661	+7216	L onda elíptica de O_1
O_1	145.555	$t - s$	13,943036	+37689	L onda principal
NO_1	155.655	$(\tau + s) - (s - p)$	14,496694	-2964	L onda elíptica de ${}^m K_1$
π_1	162.556	$(t - h) - (h - p_s)$	14,917865	+1029	S onda elíptica de P_1
P_1	163.555	$t - h$	14,958931	+17554	S onda principal
S_1	164.556	$(t + h) - (h - p_s)$	15,000002	-423	S onda elíptica de ${}^s K_1$
${}^m K_1$	165.555	$\tau + s = t'$	15,041069	-36233	L onda declinacional
${}^s K_1$	165.555	$t + h = t'$	15,082135	-16817	S onda declinacional
ψ_1	166.554	$(t + h) + (h - p_s)$	15,123206	-423	S onda elíptica de ${}^s K_1$
Φ_1	167.555	$t + 3h$	15,585443	-756	S onda eclinacional
J_1	175.455	$(\tau + s) + (s - p)$	15,585443	-2964	L onda elíptica de ${}^m K_1$
OO_1	185.555	$\tau + 3s$	16,139102	-1623	L onda declinacional
Constituintes semi-diurnas (família semi-diurna)					
$2N_2$	235.755	$2\tau - 2(s - p)$	27,895355	+2301	L onda elíptica de M_2
μ_2	237.555	$2\tau - 2(s - h)$	27,968208	+2777	L onda de variação
N_2	245.655	$2\tau - (s - p)$	28,439730	+17387	L onda maior elíptica de M_2
ν_2	247.455	$2\tau - (s - 2h + p)$	28,512583	+3303	L onda de eveção
M_2	255.555	2τ	28,984104	+90812	L onda principal
λ_2	263.655	$2\tau + (s - 2h + p)$	29,455625	-670	L onda de eveção
L_2	265.455	$2\tau + (s - p)$	29,528479	-2567	L onda menor elíptica de M_2
T_2	272.556	$2\tau - (h - p_s)$	29,958933	+2479	S onda maior elíptica de S_2
S_2	273.555	$2t$	30,000000	+42286	S onda principal
P_2	274.554	$2\tau + (h - p_s)$	30,041067	-354	S onda menor elíptica de S_2
${}^m K_2$	275.555	$2(\tau + s) = 2t'$	30,082137	+7858	L onda declinacional
${}^s K_2$	275.555	$2(t + s) = 2t'$	30,082137	+3648	S onda declinacional
Constituinte ter-diurna (família ter-diurna)					
M_3	355.555	3τ	43,476156	-1188	L onda principal

Fonte: Adaptado de Melchior (1983)

Juntas, as constituintes de maré representam a variação periódica do potencial gravitacional, nota-se que as mesmas são dependentes dos argumentos dos astros. Contudo, seu desenvolvimento mostra a origem de duas constituintes de onda de maré que não apresentam periodicidade, são chamadas de maré permanente: M_0 e S_0 . Estas representam os efeitos médios de maré não nulos, causados pela Lua (M_0) e Sol (S_0). O tratamento dessas constituintes de maré dá origem a diferentes Sistemas de Maré Permanente. A seguir são tratados brevemente os conceitos envolvendo estes sistemas.

2.3 Sistemas de Maré Permanente

Para lidar com essa deformação permanente, três conceitos podem ser empregados tanto na modelagem das componentes do campo de gravidade quanto nas componentes de deslocamento da crosta.

O primeiro deles é chamado de sistema livre de maré (*Non-Tidal* ou *Tide-Free System*). Por esta definição, a deformação de maré permanente é eliminada na representação da forma da Terra. Em termos de potencial, que implicam em estudos do geoide, tanto o efeito direto, causado pela atração do potencial gerador de marés, quanto o efeito indireto, gerado pela deformação do potencial, são eliminados. Este conceito implica na remoção física do Sol e Lua para o infinito, impossibilitando a obtenção de observações desta natureza (PETIT e LUZUM, 2010).

Entretanto, a concepção do sistema livre de maré pode ser tratada adotando-se modelos teóricos da Terra, dando origem a um “sistema convencional” (PETIT e LUZUM, 2010). Neste caso a eliminação da maré permanente é realizada considerando os Números de Love e Shida (seção 2.5) e, conseqüentemente, os fatores gravimétricos (expressão 2.59) para as constituintes de período secular (M_0 e S_0). Mäkinen e Ihde (2009) afirmam que estes parâmetros seculares não são conhecidos com suficiente acurácia. Destaca-se que as coordenadas das estações das realizações do ITRS são fornecidas no sistema livre de maré convencional.

No segundo conceito, o sistema médio de maré (*Mean Tidal System*), o efeito de maré permanente não é removido na consideração da forma da Terra. Portanto, a forma terrestre é dada em função da força média de maré ao longo do tempo, representada pela variação periódica do potencial gravitacional. Como consequência o campo de gravidade retém o potencial médio da Terra e também o potencial médio de maré (MÄKINEN, 2008).

O sistema de maré médio é inerente às observações gravimétricas. Por exemplo, o geóide definido pela maré média, corresponde à superfície oceânica média eliminando-se perturbações não-gravitacionais, como correntes oceânicas e ventos. As grandezas achatamento terrestre, fator dinâmico da Terra (J_2) e o raio equatorial também são definidas em relação à crosta e geóide referenciados ao sistema médio de maré (PETIT e LUZUM, 2010).

Por fim, o sistema de maré-zero (*Zero-Tidal System*), representa uma alternativa intermediária para as componentes do campo de gravidade, pois este conceito elimina o efeito direto do potencial de maré, porém mantém o efeito indireto, ou seja, a deformação permanente da Terra (PETIT e LUZUM, 2010). É importante notar que, diferentemente do caso do potencial, os sistemas de maré média e maré-zero aplicado a deformações na crosta são igualmente definidos.

Atualmente as últimas recomendações do IERS de 2010 (PETIT e LUZUM, 2010) são para utilização do sistema de maré-zero para as quantidades associadas ao geopotencial, como é o caso das altitudes do ITRS e ao geóide, e do sistema de maré média para as quantidades associadas ao deslocamento, como é o caso dos sistemas de posicionamento por satélite.

A combinação entre grandezas vinculadas ao campo gravitacional (aceleração de gravidade, geopotencial e o geóide) e dados GNSS (altitude geométrica) torna necessária a conversão para um sistema de maré em comum, seja maré-zero ou maré média. Para a conversão entre os sistemas de maré apresentados, recomenda-se os trabalhos de Ekman (1989), Mäkinen e Ihde (2009) e Sánchez e Sideris (2017).

2.4 Potencial de Maré Teórica

A série temporal de maré terrestre pode ser representada pela variação de componentes do campo de gravidade, como a aceleração de gravidade, em uma direção. Devido às características dos instrumentos medidores do campo de gravidade, a série de maré terrestre é comumente expressa nos eixos radial, horizontal ou inclinado. Conforme a escolha do eixo, ter-se-á a materialização de uma das componentes de maré.

Ademais, a maré terrestre também pode ser associada ao deslocamento, o qual é necessário para correções da maré nos sistemas de posicionamento. Analogamente, esse efeito também pode ser decomposto a partir dos eixos principais. Porém, no caso da correção da

maré terrestre no GNSS, comumente as componentes de maré são associadas a um dos eixos X, Y e/ou Z.

Em ambos os casos, seja aceleração de gravidade ou deslocamento, e em qualquer que seja a componente escolhida, o potencial de maré é o precursor desses efeitos. Este, por sua vez, é calculado com uso da Mecânica Newtoniana associada às efemérides dos astros perturbadores.

Portanto, o processo de obtenção do potencial de maré teórica envolve a transformação entre o Sistema de Referência Celeste Convencional (*Conventional Celestial Reference System* - CCRS) e o Sistema de Referência Terrestre Convencional (*Conventional Terrestrial Reference System* - CTRS). O primeiro é definido por sua origem localizada no baricentro do Sistema Solar e as direções dos eixos são fixas no espaço; enquanto o segundo é caracterizado como um sistema geocêntrico, considerando os oceanos e atmosfera, cujas direções são fixas à Terra em uma dada época.

O Sistema de Referência Celeste Internacional (*International Celestial Reference System* - ICRS), baseado nas exigências do CCRS, é materializado por coordenadas equatoriais (α : ascensão reta; e δ : declinação) precisas de objetos extragalácticos, principalmente fontes de rádio quase-estelar (*Quasi-Stellar Radio Source* - *Quasars*) e alguns núcleos galácticos ativos. Estas fornecidas pelo catálogo FK5, cuja época de referência é às 12 horas TDB (Tempo Dinâmico Baricêntrico) do dia primeiro de janeiro de 2000 - J2000 (MONICO, 2008; BLITZKOW et al., 2011). Portanto, o ICRS apresenta as seguintes orientações: o eixo X, origem da ascensão reta, é orientado para o equinócio vernal do equador médio na época de referência J2000; o eixo Z é orientado na direção do polo celeste das efemérides (*Celestial Ephemeris Pole* - CEP) na mesma época; e o eixo Y completa o sistema dextrogiro (PETIT e LUZUM, 2010).

Por sua vez, o Sistema de Referência Terrestre Internacional (*International Terrestrial Reference System* - ITRS), fundamentado no CTRS, é materializado por um conjunto de estações, das quais são disponíveis suas coordenadas cartesianas (X, Y e Z) associadas a uma época de referência, precisões e velocidades. O ITRS apresenta uma escala compatível com o catálogo de coordenadas terrestres e sua orientação segue os parâmetros estabelecidos pelo BIH (*Bureau International de l'Heure*), na época 1984,0: o eixo Z direcionado para o polo de referência do IERS (*IERS Reference Pole* - IRP) definido como posição média do polo terrestre no período de 1900 a 1905; o eixo X é orientado segundo o meridiano de referência do IERS (*IERS Reference Meridian* - IRM), correspondente ao

meridiano de Greenwich; e o eixo Y completa o sistema dextrogiro. Ademais, o sistema terrestre tem injuncionado a condição de "não-rotação residual" (*no-net-rotation* - NNR) na rede para manutenção da evolução temporal (MONICO, 2008; BLITZKOW et al., 2011)

O vínculo entre os sistemas celeste e terrestre é estabelecido pelos parâmetros de orientação da Terra (*Earth Orientation Parameters* - EOP) fornecidos pelo IERS, entre eles (BLITZKOW et al., 2011):

- a) As coordenadas (x, y) do CEP em relação ao IRP;
- b) As diferenças em longitude ($d\psi$) e em obliquidade ($d\epsilon$) do CEP em relação à direção do referencial celeste dos modelos convencionais de precessão e nutação da *International Astronomical Union* (IAU) de 2000;
- c) O tempo universal (UT1), relacionado ao ângulo de rotação terrestre em relação ao referencial celeste.

A expressão permite relacionar os dois sistemas (MONICO, 2008):

$$X_C = Q(t)R(t)W(t) X_T, \quad (2.40)$$

onde X_C e X_T representam as coordenadas no sistema celeste e terrestre, respectivamente; $Q(t)$ é a matriz de rotação do movimento do polo celeste no sistema celeste, representando os movimentos de precessão e nutação; $R(t)$ representa a matriz do movimento de rotação terrestre; e $W(t)$ é a matriz que traduz o deslocamento do eixo de rotação terrestre em relação ao sistema celeste, isto é, o movimento do polo. Este movimento gera uma alteração no potencial gravitacional e, portanto, representa um efeito que deve ser considerado nas observações de maré terrestre (ver seção 2.6.1).

Existem três centros de processamento de efemérides que são reconhecidos pelo IERS e apresentam qualidades compatíveis das órbitas dinâmicas do Sol, Lua e planetas do Sistema Solar: *Jet Propulsion Laboratory* (JPL) dos Estados Unidos da América; *Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides* (IMCCE) da França; e *Institute of Applied Astronomy* (IAA) da Rússia. Para as aplicações que necessitem de alta acurácia, a resolução do IERS de 2010 (PETIT e LUZUM, 2010) recomenda a utilização das últimas realizações da série *Development Ephemeris* (DE) do JPL.

Conhecida a transformação entre os referenciais celeste e terrestre, duas metodologias podem ser utilizadas para a determinação do potencial de maré teórica gerado por astros perturbadores a partir das efemérides precisas de um dos centros de processamento:

a) Potencial de maré de referência

A primeira metodologia pode ser sintetizada pelo cálculo, a partir das coordenadas do astro perturbador, do vetor de posição topocêntrico do referido astro (\vec{d}'), obtendo a distância da estação desejada ao astro (d'), e o vetor de posição geocêntrico do corpo externo (\vec{d}), obtendo também a distância entre o centro do sistema Terra-astro e o corpo externo (d). A variável tempo é considerada uma vez que a longitude do observador (λ) é dada pela diferença entre a hora sideral local (θ) e a hora sideral local do meridiano de referência (*Greenwich Mean Sideral Time* - GMST):

$$\lambda = \theta(t) - \text{GMST}, \quad (2.41)$$

ou seja,

$$\theta(t) = \lambda + \text{GMST}. \quad (2.42)$$

O valor de GMST é obtido por expressões empíricas. Aoki et al. (1982), por exemplo, apresentam:

$$\text{GMST} = 23915,836 + 8640184.542 t_U + 0,0929 t_U^2, \quad (2.43)$$

onde t_U representa o número de séculos Julianos contados a partir de 31 de dezembro de 1899 às 0h.

De acordo com Wenzel (1996a), para uma Terra rígida, sem oceanos e negligenciando os efeitos de achatamento, as componentes do potencial de maré para cada astro de interesse podem ser calculadas com alta acurácia por meio da Mecânica Newtoniana, expressão (2.1), associada ao movimento orbital dos astros. Devido à exatidão do método a), tanto a série temporal do campo de gravidade (domínio temporal) quanto as componentes de onda (domínio espectral) obtidas são consideradas como referência na comparação com o método b) de determinação da maré teórica.

Conforme a escolha das efemérides pode-se realizar a comparação entre as séries dos potenciais de maré para determinada estação. Wenzel (1996a) realizou a comparação entre as séries dos potenciais de maré, obtidas utilizando as efemérides DE200 e DE403, para a estação Black Forest Observatory (BFO) Schiltach ($\varphi = 48,3306^\circ$ N, $\lambda = 8,3300^\circ$ E, $r = 6.366.836,9$ m), Alemanha, em dois intervalos diferentes. A Tabela 2 resume as estatísticas obtidas nessa comparação ($1 \text{ pm/s}^2 = 10^{-12} \text{ m/s}^2 = 0,1 \text{ nGal}$): Raiz da Média Quadrática (*Root Mean Square* - RMS) das discrepâncias e máximas diferenças. Destaca-se que a escala de

tempo utilizada foi TDB, o GMST foi obtido de acordo com Aoki et al. (1982), a precessão foi calculada conforme Simon et al. (1994), a nutação segundo a resolução do IAU de 1980 e as constantes astronômicas foram obtidas da resolução de 1992 do IERS (McCARTHY, 1992).

Tabela 2 - Comparação entre potenciais de maré de referência

Período	Domínio do tempo ($\mu\text{m/s}^2$)		Domínio da frequência ($\mu\text{m/s}^2$)	
	RMS	Máximo	RMS	Máximo
01/01/1987-31/12/1993	0,10	0,32	0,001	0,091
01/01/2017-31/12/2023	0,56	1,66	0,007	0,468

Fonte: Wenzel (1996a).

Nota-se que para o período de 2017 a 2023 as séries temporais apresentaram maiores diferenças em relação ao período de 1987 a 1993. Segundo Wenzel (1996a), esse efeito acontece devido aos parâmetros lunares da série DE200 apresentarem maior degeneração na acurácia a partir da época 2000 em razão da extensão temporal das efemérides.

b) Catálogos do potencial de maré

Na segunda metodologia as componentes de onda de maré teórica são obtidas por catálogos de potenciais de maré. Esses catálogos fornecem o grau (n), ordem (m), número-argumento (k_{ij}) e os coeficientes de variação temporal linear ($C0_{nm}^i$, $S0_{nm}^i$, $C1_{nm}^i$ e $S1_{nm}^i$) para cada corpo perturbador (i). A expressão utilizada para o cálculo do potencial por meio dos catálogos é dada por (KUDRYAVTSEV, 2004):

$$V(t) = \frac{G}{d} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{r}{d}\right)^n \sum_{m=0}^n \bar{P}_{n,m}(\text{sen } \varphi) \sum_i^{imax} [C_{nm}^i(t) \cos(\Phi_i(t)) + S_{nm}^i(t) \text{sen}(\Phi_i(t))], \quad (2.44)$$

onde i indica o i -ésimo corpo perturbador considerado no catálogo; $\Phi_i(t)$ representa o argumento da constituinte de maré,

$$\Phi_i(t) = m\lambda + \sum_j^{jmax} k_{ij} \text{arg}_j(t), \quad (2.45)$$

j representa o j -ésimo inteiro do número-argumento (k_{ij}); e $arg_j(t)$ são os argumentos astronômicos (τ, s, h, p, p_s e N) que são calculados com uso de polinômios em função do tempo.

Os coeficientes C_{nm}^i e S_{nm}^i , para a expressão (2.44), são obtidos a partir dos coeficientes de variação temporal linear por meio de:

$$C_{nm}^i(t) = C0_{nm}^i + t C1_{nm}^i, \quad (2.46)$$

$$S_{nm}^i(t) = S0_{nm}^i + t S1_{nm}^i. \quad (2.47)$$

A geração desses catálogos é feita inicialmente pelo cálculo de C_{nm}^i e S_{nm}^i contendo informações sobre as posições instantâneas ($\alpha(t), \delta(t)$) do corpo perturbador (i), obtidos respectivamente de acordo com as expressões (2.33) e (2.34). Em seguida, pelo Método dos Mínimos Quadrados (MMQ) são ajustados $C0_{nm}^i, C1_{nm}^i, S0_{nm}^i$ e $S1_{nm}^i$ para qualquer instante (t) dentro do intervalo das efemérides utilizadas.

Conforme mostrado na expressão (2.19), o desenvolvimento do potencial de maré para Terra esférica é iniciado a partir do grau 2. Contudo a adoção de um modelo elíptico representativo para a Terra torna necessário a consideração do efeito do achatamento terrestre no potencial de maré de grau 1 (V_1), em razão da variação no centro de massa do sistema Terra – astro perturbador (WILHELM, 1983; DAHLEN 1993). A utilização de catálogos do potencial de maré permite facilmente incorporar esse efeito por meio da expressão (HARTMANN e WENZEL, 1995; ROOSBEEK 1996; KUDRYAVTSEV, 2004):

$$V_{fl}(t) = \frac{r}{a} \{ \bar{P}_{10}(\sin \varphi) C_{10}(t) + \bar{P}_{11}(\sin \varphi) [C_{11}(t) \cos \theta + S_{11}(t) \sin \theta] \}, \quad (2.48)$$

onde

$$C_{10}(t) = \sqrt{\frac{15 \bar{J}_2}{7} \frac{a}{d}} \left(\frac{a}{d}\right)^4 \bar{P}_{30}(\sin \delta), \quad (2.49)$$

$$C_{11}(t) = \sqrt{\frac{10 \bar{J}_2}{7} \frac{a}{d}} \left(\frac{a}{d}\right)^4 \bar{P}_{31}(\sin \delta) \cos \alpha, \quad (2.50)$$

$$S_{11}(t) = \sqrt{\frac{10 \bar{J}_2}{7} \frac{a}{d}} \left(\frac{a}{d}\right)^4 \bar{P}_{31}(\sin \delta) \sin \alpha, \quad (2.51)$$

sendo \bar{J}_2 o valor normalizado, por meio da expressão (2.28), do fator dinâmico da Terra. Logo, tem-se o potencial de maré para o modelo elipsoidal terrestre (V_{elip}), isto é, levando em conta o achatamento terrestre, dado por:

$$V_{elip}(t) = V(t) + V_{fl}(t) . \quad (2.52)$$

Considerando um sistema de tempo em comum, pode-se realizar uma comparação entre as séries do potencial de maré de referência, método a), e os catálogos de potencial de maré, método b). Tradicionalmente, autores têm realizado essa comparação para a estação BFO e órbitas fornecidas pelo JPL. Na Tabela 3 são mostrados alguns catálogos para o potencial de maré teórica, onde são destacadas algumas de suas características: o número de constituintes de maré, o grau (n) e ordem (m) máximos, os RMS das discrepâncias e máximas diferenças na estação BFO e efemérides DE403, no domínio do tempo e frequência. Nota-se na evolução desses catálogos a gradativa diminuição do RMS e aumento da quantidade de coeficientes definidores do potencial de maré.

Tabela 3 - Catálogos do potencial de maré terrestre

Autor	Nº de constituintes de maré	Máx. n/m	Domínio do tempo (pm/s ²)		Domínio da frequência (pm/s ²)	
			RMS	Máximo	RMS	Máximo
Doodson (1921)	378	3	1040,8	4489,6	14,15	1012,04
Cartwright e Edden (1973)	505	3	384,4	2410,0	5,65	132,26
Büllesfeld (1985)	656	4	240,2	1304,3	3,34	67,65
Tamura (1987)	1.200	4	83,4	583,9	1,18	34,59
Xi (1989)	3.070	4	64,2	476,9	0,90	35,25
Tamura (1993)	2.060	4	30,8	248,9	0,46	14,48
Roosbeek (1996)	6.499	5	20,0	93,3	0,26	15,98
Hartmann e Wenzel (1995)	12.935	6	1,4	10,4	0,02	0,34
Kudryavtsev (2004)	28.806	6	0,25	3,9	0,004	0,03

Fonte: Adaptado de Wenzel (1996a), Kudryavtsev (2004) e Hinderer, Crossley e Warburton (2015).

Doodson (1921) se destacou por formalizar a nomenclatura automática das constituintes de maré sendo o pioneiro a realizar o catálogo de expansão harmônica em função das famílias de onda 1, 2 e 3. Nesse catálogo as componentes de onda foram obtidas considerando a órbita do Sol segundo Newcomb (1897) e da Lua de acordo com os polinômios de Brown (1905). Cartwright e Edden (1973), por sua vez, utilizando as mesmas efemérides e também pelo desenvolvimento até grau e ordem 3, extraíram 505 constituintes do potencial de maré, enquanto Büllesfeld (1985) e Xi (1989), utilizando ainda as mesmas órbitas apresentam uma expansão até grau e ordem 4, chegando respectivamente a 656 e

3.070 constituintes. Tamura (1987), entretanto, considerando as órbitas dos planetas Vênus e Júpiter, além do Sol e da Lua, passa a utilizar as efemérides fornecidas pelo JPL (DE118), obtendo 1.200 constituintes de maré. Roosbeek (1996) e Hartmann e Wenzel (1995) fizeram uso das efemérides DE200, levando em conta além dos astros principais, Lua e Sol, os planetas, Vênus, Júpiter, Marte, Mercúrio e Saturno, alcançando respectivamente 6.499 e 12.935 constituintes do potencial de maré. Em contrapartida Kudryavtsev (2004) apresentou uma metodologia não convencional para separação das constituintes de maré de altas frequências do potencial de maré, obtendo 28.806 constituintes.

2.5 Números de Love

O desenvolvimento do potencial de maré até esta seção considerou a Terra como um corpo esférico (1), rígido (2) e sem atmosfera e oceanos (3). Adicionalmente foi visto que a correção (1) é calculada para esse modelo a partir do potencial gerado pelo achatamento terrestre por meio da expressão (2.52). Em consequência de (2), tem-se que o corpo terrestre não apresenta deformações. Neste caso, os efeitos da maré observada seriam apenas a variação da amplitude da direção do vetor gravidade. Entretanto, Kelvin em 1876 analisando a maré oceânica já havia sugerido que corpo planetário deve se comportar como um corpo elástico e, portanto, está sujeito a deformações. Para a descrição das deformações elásticas da Terra são utilizados os números de Love, introduzidos por Love⁵ em 1909 e Shida⁶ em 1912. Em consequência, assume-se que o modelo adotado para a representação da Terra é esférico (I), sem rotação (II), elástico (III), e isotrópico (IV) – *Spherical, Non-Rotating, Elastic, Isotropic* (SNREI).

Segundo Melchior (1983), utilizando os números de Love h_{nm} , l_{nm} e k_{nm} , os deslocamentos produzidos pelos potenciais de maré de cada astro perturbador sobre a superfície do modelo terrestre SNREI podem ser calculados por:

$$u_r = \frac{1}{g} \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n h_{nm} V_{nm}, \quad (2.53)$$

⁵ Augustus Edward Hough Love (1863-1940)

⁶ Toshi Shida (1876-1936)

$$u_{\varphi} = \frac{1}{g} \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n l_{nm} \frac{\partial V_{nm}}{\partial \varphi}, \quad (2.54)$$

$$u_{\lambda} = \frac{1}{g} \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n l_{nm} \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial V_{nm}}{\partial \lambda}, \quad (2.55)$$

onde u_r , u_{φ} e u_{λ} são respectivamente os deslocamentos radial, meridiano e primeiro vertical; g representa o valor da aceleração de gravidade. Ademais, o potencial causado pela deformação da Terra elástica (ΔV) é expresso:

$$\Delta V = \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n k_{nm} V_{nm}. \quad (2.56)$$

De acordo com Gemael (1999), o potencial de maré para a Terra SNREI (V_{SNREI}) é dado pela soma de três parcelas:

$$V_{SNREI} = V + \Delta V + \Delta V', \quad (2.57)$$

sendo V a parcela do potencial da Terra rígida; ΔV é o potencial gerado pela própria deformação do modelo, isto é, a redistribuição das massas; e $\Delta V'$ representa a variação do potencial em razão do deslocamento do ponto. Pode-se obter o potencial pela expressão:

$$V_{SNREI} = \delta_{nm} V, \quad (2.58)$$

onde o termo δ_n , conhecido como fator gravimétrico, representa a relação entre o potencial de maré na direção radial do SNREI e o respectivo potencial calculado para uma Terra rígida e sem oceanos. Utilizando os números de Love, pode-se expressar o fator gravimétrico conforme o grau n :

$$\delta_n = 1 + \frac{2}{n} h_n - \frac{(n+1)}{n} k_n. \quad (2.59)$$

Considerando o desenvolvimento do potencial em funções harmônicas esféricas da expressão (2.44), pode-se obter o potencial de maré para a Terra deformável:

$$\begin{aligned}
V_{SNREI}(t) = & \frac{G}{d} \sum_{n=2}^{\infty} \delta_n \left(\frac{r}{d}\right)^n \sum_{m=0}^n \bar{P}_{nm}(\text{sen } \varphi) \\
& \times \sum_i^{imax} [C_{nm}^i(t) \cos(\Phi_i(t)) + S_{nm}^i(t) \text{sen}(\Phi_i(t))].
\end{aligned}
\tag{2.60}$$

Dois aspectos geofísicos não são considerados no tratamento da Terra como um corpo elástico. O primeiro se refere à perda de energia causada pela compressão e dilatação periódica do corpo terrestre, essa causada pela maré terrestre; e o segundo se relaciona à resposta isostática para os fluxos viscosos do manto, causado, por exemplo, pelo soerguimento ou rebaixamento de geleiras e montanhas (FREITAS, 1993). Uma alternativa para que sejam considerados os comportamentos visco-elásticos da Terra é a utilização de modelos não-elásticos.

Para definir a característica de um corpo, ou um modelo, “não-elástico”, as expressões inelasticidade ou anelasticidade podem ser utilizadas, pois a etimologia destas palavras é semelhante. Entretanto, do ponto de vista da Mecânica de Materiais os termos conceituam diferentes características. Segundo Minster (1980), o termo anelasticidade, comumente usado em Geofísica, é definido por três critérios:

- a) Cada valor de tensão corresponde a um único estado de equilíbrio da deformação e vice-versa;
- b) Após aplicação da tensão, um intervalo de tempo é necessário para que o corpo atinja o estado de equilíbrio; e
- c) A relação entre esforço e deformação é linear, porém é dependente da frequência, isto é, do período da tensão.

Dehant e Zschau (1989) afirmam que o critério a) não satisfaz a teoria da viscoelasticidade; pois, esse implicaria em uma completa recuperação da superfície após o fim da tensão. Portanto, os modelos inelásticos são definidos pelos critérios b) e c). Devido ao atraso entre a tensão e a deformação realizada pelo corpo conforme o critério b), as deformações são consideradas complexas, apresentando uma parcela real e outra parcela imaginária. Dessa maneira pode-se separar a deformação em duas componentes: a componente real associada à deformação elástica, refletindo o quanto o corpo se aproxima de um sólido elástico; e a componente imaginária relacionada com a deformação viscosa, mostrando a proximidade que o material apresenta de um líquido ideal. Segundo o critério c) a deformação do corpo inelástico frente à tensão aplicada pode variar de um comportamento

perfeitamente elástico, se a tensão apresentar um curto intervalo de tempo (alta frequência), e perfeitamente viscoso, no caso de uma tensão de longo intervalo de tempo (baixa frequência).

Para descrição das deformações visco-elásticas da Terra, a resolução do IERS de 2010 (PETIT e LUZUM, 2010) recomenda a utilização dos números de Love na forma complexa em função da frequência das constituintes da maré terrestre. Dessa forma, o fator gravimétrico complexo (δ_{nm}^*) apresenta componentes reais (a_{nm}) e imaginários (b_{nm}),

$$\delta_{nm}^* = a_{nm} + i b_{nm} , \quad (2.61)$$

podendo ser representado por um fator gravimétrico real (δ_{nm}) e uma fase (ϕ_{nm}).

$$\delta_{nm} = \sqrt{a_{nm}^2 + b_{nm}^2} , \quad (2.62)$$

$$\phi_{nm} = \arctg \left(\frac{b_{nm}}{a_{nm}} \right). \quad (2.63)$$

Na Tabela 4 são mostrados os resultados de Dehant e Zschau (1989), considerando o modelo SNREI, para os fatores gravimétricos (δ_{nm}) e as fases (ϕ_{nm}) obtidos solucionando equações vetoriais de movimentos orbitais para duas constituintes de maré de longo período, duas diurnas e três semi-diurnas.

Tabela 4 - Fatores gravimétricos e fases para o modelo SNREI

Nome onda	n	m	Terra elástica	Terra inelástica	
			δ_{nm}	δ_{nm}	$\phi_{nm} [^\circ]$
M_m	2	0	1,1560	1,1570	-0,005
M_f	2	0	1,1560	1,1570	-0,005
Q_1	2	1	1,1561	1,1569	-0,005
O_1	2	1	1,1561	1,1569	-0,005
L_2	2	2	1,1566	1,1574	-0,005
N_2	2	2	1,1566	1,1573	-0,005
M_2	2	2	1,1566	1,1574	-0,005

Fonte: Dehant e Zschau (1989).

Nota-se que para essas constituintes de maré os fatores gravimétricos indicam que, as amplitudes teóricas tanto para o modelo elástico quanto para o modelo inelástico, são 15% maiores em relação ao modelo da Terra rígida. No modelo elástico os números de Love não apresentam componentes imaginárias e, portanto, as fases das constituintes de maré são nulas indicando que o modelo atinge instantaneamente o estado de equilíbrio conforme a ação gravitacional dos corpos externos. Para o modelo inelástico o atraso é de 0,005°. Ademais, uma diferença inferior a 0,1% é observada entre os fatores gravimétricos do modelo elástico e do inelástico.

Para o aprimoramento do modelo SNREI é possível realizar correções das considerações do modelo esférico (I) e sem rotação (II). A adoção dessas correções dá origem um modelo elíptico, de rotação uniforme e elástica (*Elliptical, Uniforming Rotation Elastic - EURE*). Destaca-se que esse modelo pode ser considerado inelástico adotando os critérios b) e c) de Minster (1980) e por consequência os fatores gravimétricos apresentarão uma parcela imaginária.

Segundo Wahr (1981), os efeitos da excentricidade e da força de Coriolis causados pela rotação terrestre são corrigidos por meio do número de Love k_{nm} adotando os parâmetros de correção k_{nm}^0 , k_{nm}^+ e k_{nm}^- conforme:

$$k_{nm} = \left(k_{nm}^0 + k_{nm}^+ \frac{Y_{n+2,m}}{Y_{nm}} + k_{nm}^- \frac{Y_{n-2,m}}{Y_{nm}} \right), \quad (2.64)$$

sendo:

$$Y_{nm}(\varphi, \lambda) = \bar{P}_{n,m}(\text{sen } \varphi) [C_{nm} \cos(m\lambda) + S_{nm} \text{sen}(m\lambda)]. \quad (2.65)$$

A correção aos fatores gravimétricos para um modelo EURE é obtida adotando-se os termos δ_{nm}^0 , δ_{nm}^+ e δ_{nm}^- , conforme a expressão:

$$\delta_{nm} = \left(\delta_{nm}^0 + \delta_{nm}^+ \frac{Y_{n+2,m}}{Y_{nm}} + \delta_{nm}^- \frac{Y_{n-2,m}}{Y_{nm}} \right). \quad (2.66)$$

onde, por definição, $\delta_{nm}^- = 0$, exceto para $m \leq n - 2$. A Tabela 5 mostra a continuação dos resultados empíricos de Dehant e Zschau (1989) do modelo EURE para as correções dos fatores gravimétricos (δ_{nm}^0 , δ_{nm}^+ e δ_{nm}^-), fatores gravimétricos médios ($\bar{\delta}_{nm}$) e fases (ϕ_{nm}) dos fatores complexos para duas constituintes de maré de longo período, duas diurnas e três semi-diurnas.

Novamente é observada uma diferença entre os fatores gravimétricos médios do modelo elástico e do inelástico inferior a 0,1%, concordando com os resultados de Dehant, Defraigne e Wahr (1999). Comparando-se os modelos SNREI (Tabela 4) e EURE (Tabela 5) para a Terra inelástica nota-se um aumento do atraso da fase. Com relação aos fatores gravimétricos entre esses modelos, observa-se uma discrepância de até 0,2% nas constituintes diurnas para a Terra elástica e a inelástica. Segundo Dehant e Zschau (1989) a discrepância é maior nessa frequência devido ao efeito da ressonância do núcleo líquido da Terra do modelo EURE, o qual considera a rotação terrestre.

Tabela 5 - Fatores gravimétricos e fases para os modelos terrestres

Nome onda	n	m	Terra elástica			Terra inelástica			
			δ_{nm}^0	δ_{nm}^+	$\bar{\delta}_{nm}$	δ_{nm}^0	δ_{nm}^+	$\bar{\delta}_{nm}$	$\phi_{nm} [^\circ]$
M_m	2	0	1,1563	-0,0016 +0,0053	1,1545	1,1570	-0,0016 +0,0053	1,1551	-0,010
M_f	2	0	1,1563	-0,0016 +0,0053	1,1545	1,1569	-0,0016 +0,0053	1,1551	-0,010
Q_1	2	1	1,1532	-0,0018	1,1539	1,1536	-0,0017	1,1543	-0,010
O_1	2	1	1,1532	-0,0018	1,1539	1,1536	-0,0018	1,1543	-0,010
L_2	2	2	1,1592	-0,0010	1,1580	1,1595	-0,0010	1,1583	-0,010
N_2	2	2	1,1589	-0,0010	1,1577	1,1592	-0,0010	1,1580	-0,010
M_2	2	2	1,1590	-0,0010	1,1578	1,1593	-0,0010	1,1581	-0,010

Fonte: Dehant e Zschau (1989).

A excentricidade do manto terrestre combinado com o efeito da rotação gera uma oscilação livre no núcleo externo (líquido) causando uma precessão em relação ao Manto sólido (AGNEW, 2015). Essa oscilação tem o período de pouco menos de 1 dia, por essa razão é conhecida como "oscilação livre quase diurna" (*Nearly Diurnal Free Wobble - NDFW*). Devido ao período próximo dessas oscilações com as ondas diurnas, acontece o efeito de ressonância que afeta a obtenção dos números de Love de grau 1. Para a minimização desse efeito são adicionados parâmetros de correção aos números de Love (L) em função da frequência conforme a expressão:

$$L(f) = L_0 + \sum_{i=1}^3 \frac{L_i}{f - f_i} \quad (2.67)$$

onde f representa a frequência de excitação; f_i são as frequências complexas de ressonância associadas à oscilação de Chandler, da precessão do núcleo externo e nutação do núcleo interno, respectivamente para i igual a 1, 2 e 3; L_0 e L_i são os coeficientes complexos de ressonâncias estimados. As frequências f e f_i são consideradas em ciclos por dia solar onde, por convenção, são consideradas positivas no sentido anti-horário. Para a correção das ressonâncias nas constituintes diurnas, a resolução do IERS de 2010 (PETIT e LUZUM, 2010) recomenda a utilização das frequências f_i :

$$\begin{aligned} f_1 &= -0,0026010 - 0,0001361 i \\ f_2 &= +1,0023181 + 0,0000250 i \\ f_3 &= +0,9990260 + 0,0007800 i \end{aligned} \quad (2.68)$$

Nesta seção foi mostrado como a característica de rigidez do modelo terrestre pode ser modificada para um modelo elástico ou visco-elástico por meio dos números de Love complexos e dependentes das frequências. Adicionalmente, foi visto como substituir o modelo esférico por um modelo elíptico; em consequência, os efeitos de rotação e de Coriolis são corrigidos pelos parâmetros adicionais que variam conforme a latitude e a frequência da constituinte de maré. Nas seções seguintes serão tratados alguns aspectos dos modelos empíricos de maré terrestre, baseados em observações de aceleração de gravidade.

2.6 Maré Terrestre Observada

As componentes de onda da maré terrestre podem ser obtidas por meio da análise da série temporal da aceleração de gravidade, inclinação ou deslocamentos. Contudo deve-se considerar um modelo matemático que represente adequadamente os sinais presentes nas observações gravimétricas. Dessa maneira, o efeito de interesse pode ser isolado ou estimado no ajustamento de observações. Hinderer, Crossley e Warburton (2015) apresentam um modelo matemático simplificado das observações das componentes do campo de gravidade:

$$g_{obs} = g_{ruído} + g_{maré} + g_{polo} + g_{oceia} + g_{atm} + g_{hidro} + g_{deriva} + g_{resid}. \quad (2.69)$$

Nessa modelagem são considerados os principais sinais que causam perturbações no campo de gravidade observado (g_{obs}) fornecida pelo instrumento. Inicialmente, representado por $g_{ruído}$, tem-se os distúrbios que são característicos do gravímetro e da estação de origem: como peculiaridade, tal sinal apresenta uma assinatura espectral única, que é variável ao longo da frequência. Em seguida, $g_{maré}$ representa a variação gravitacional causada pela força de maré terrestre, considerado como um sinal conhecido com grande exatidão tanto para o modelo teórico de Terra rígida quanto elástica. O termo g_{polo} designa o efeito originado do movimento polar (seção 2.6.1): sinal presente principalmente no espectro de longos períodos devido às oscilações de Chandler (14 meses). Os termos g_{oceia} e g_{atm} representam respectivamente as sobrecargas oceânica e atmosférica: o primeiro (seção 2.6.3), originado da movimentação das massas de água oceânica, apresenta tantas constituintes quanto a maré terrestre; e o segundo (seção 2.6.3), influenciado pelas movimentações das massas de ar, é denominado maré atmosférica e apresenta constituintes anual, semi-anual, diurna e semi-diurna. O g_{hidro} é gerado pela carga hidrológica de chuvas, umidade do solo e lençóis freáticos; esse efeito apresenta maior interação com as constituintes de maré mensal, semi-

anual e anual. O termo g_{deriva} representa a deriva instrumental e é relacionada à estabilidade do instrumento ao longo do tempo; tal variação influencia principalmente a determinação das constituintes de longos períodos. Por fim, g_{resid} simboliza outros sinais como deformações no manto, movimento tectônico e terremotos.

Nota-se uma grande diversidade de informações presentes nas observações gravimétricas. Para determinação da maré terrestre local, deve-se isolar o termo $g_{maré}$ em (2.69), ou seja:

$$g_{maré} = g_{obs} - g_{ruído} - g_{polo} - g_{oceia} - g_{atm} - g_{hidro} - g_{deriva} - g_{resid} \quad (2.70)$$

Alguns dos efeitos que causam redistribuições de massas e variações no potencial de maré podem ser estimados por meio de modelos teóricos ou empíricos. Nas seções seguintes serão tratadas as correções das marés polar, oceânica e atmosférica, correspondendo respectivamente aos termos: g_{polo} , g_{oceia} e g_{atm} .

Entretanto, na estimação da maré terrestre outros aspectos devem ser levados em consideração, como: a extensão e a resolução temporal das observações. Estes podem limitar a separação das constituintes de maré de interesse. Melchior (1983) afirma que poucos dias de dados são necessários para a separação das famílias diurna e semi-diurna, isto é, a identificação das constituintes de maré tipo 1 e 2, respectivamente.

Conforme a extensão da série temporal dos dados aumenta, as constituintes de maré passam a ser melhor discretizadas. A partir de um mês de observações, com uma resolução temporal de 1 hora, a separação pode ser realizada conforme o grupo ao qual as constituintes de maré pertencem. A Tabela 6 mostra as principais constituintes de maré diurnas que podem ser determinadas com 1 mês de observação e a Tabela 7, analogamente, traz as constituintes principais semi-diurnas.

Tabela 6 - Ondas de tipo 1 (diurnas) identificadas com 1 mês de observações

Grupo	Ondas
13	O_1
14	O_1
15	NO_1
16	$\pi_1, P_1, S_1, K_1, \psi_1, \Phi_1$
17	J_1
18	OO_1

Fonte: Melchior (1983).

Tabela 7 - Ondas de tipo 2 (semi-diurnas) identificadas com 1 mês de observações

Grupo	Ondas
23	$2N_2, \mu_2$
24	N_2, ν_2
25	M_2
26	λ_2, L_2
27	T_2, S_2, P_2, K_2

Fonte: Melchior (1983).

Conforme mostrado, os grupos de onda 16, 23, 24 e 26 são formados por duas ou mais constituintes de maré que não podem ser desmembradas com apenas um mês de observação. Nesses casos a amplitude e a fase obtidas por meio da análise da série temporal representa a resultante da soma vetorial das constituintes de maré do grupo e, por convenção, o grupo determinado no ajustamento recebe o nome da constituinte de maré de maior amplitude. Para a discretização das constituintes intragrupais é necessário uma maior extensão temporal das observações. Segundo Melchior (1983), com seis meses de observações as ondas P_1 e K_1 podem ser separadas.

2.6.1 Carga polar

O movimento do polo é caracterizado por variações na direção do eixo de rotação terrestre, o CEP, em relação ao o polo de referência do IERS, o IRP. Esse movimento possui uma componente dominante aproximadamente circular, que possui um período aproximado de 14 meses (oscilações de Chandler), e outra componente irregular. O vetor da aceleração de gravidade sofre uma influência causada por esse movimento polar e a primeira determinação desse período com uso de dados de aceleração de gravidade foi realizada por Richter (1983a) em Frankfurt, onde a amplitude observada foi de $10 \mu\text{Gal}$.

A maré polar, induzida pelo movimento polar e variações do comprimento do dia, é modelada usando os EOP diários fornecidos pelo IERS. Portanto, a correção desse efeito nas observações gravimétricas (g_{polo}) pode ser realizada, de acordo com o IERS, utilizando a fórmula (WAHR, 1985):

$$g_{polo} = \delta \omega a 2 \sin \varphi \cos \varphi (x \cos \lambda - y \sin \lambda) 10^8 [\mu\text{Gal}], \quad (2.71)$$

onde δ é o fator gravimétrico; ω [rad/s] representa a velocidade de rotação da Terra; a [m] é o semieixo maior do elipsoide de referência; φ [rad] e λ [rad] são as coordenadas geodésicas da estação; e x [rad] e y [rad] são as coordenadas do polo.

Para o contexto global, Ducarme et al (2006) analisando 9 gravímetros supercondutores da rede GGP obtiveram o valor para o fator gravimétrico (δ) igual a $1,1788 \pm 0,004$ e Schueller (2015) afirma que atualmente este seja o melhor valor para o cálculo dos efeitos do movimento polar. Entretanto no contexto brasileiro, Freitas (1993) apresenta um fator gravimétrico igual a $1,1610 \pm 0,017$ calculado com base em 15 estações gravimétricas, entre elas Presidente Prudente onde o valor obtido foi 1,1522. Mais recentemente, Pereira,

Freitas e Mantovani (2009) calcularam esse parâmetro para 13 estações brasileiras obtendo um valor médio de $1,1658 \pm 0,001$, sendo que para Presidente Prudente o fator obtido corresponde a 1,1652.

2.6.2 Carga oceânica

Segundo Agnew (2015), a carga oceânica representa o efeito que a redistribuição de massas de águas oceânicas causa sobre a crosta terrestre. Os efeitos geofísicos responsáveis por essa movimentação são classificados em carga de maré oceânica, esta originada pela própria maré oceânica, e carga não provocada pela maré oceânica (do inglês "*non-tidal ocean loading*"), gerada, portanto, por efeitos oceânicos excludentes à maré como, por exemplo, as correntes marinhas e as correntes atmosféricas.

A maré oceânica também é decomposta em constituintes de ondas de maré e sua geração parte do mesmo princípio da maré terrestre, isto é, o efeito diferencial gravitacional de astros perturbadores. Em contrapartida, a maré oceânica está associada a porções mais externas da crosta terrestre dando origem a sobrecargas localizadas (FREITAS, 1993). Visto que a maré terrestre sofre uma considerável influência da maré oceânica, devem ser tratados os efeitos direto e indireto entre as marés. Segundo Freitas (1993), as diferenças entre a maré teórica e observada deveria fornecer uma boa estimativa do efeito indireto, porém, a sobrecarga superficial é altamente afetada pela estrutura e propriedades físicas do manto superior.

Os carregamentos específicos na superfície externa da Terra podem ser representados por números de Love, também conhecidos como números de sobrecarga ou números de Love de sobrecarga: h' , k' e l' . Farrell (1972) obteve valores desses números até grau 10.000. A variação da aceleração de gravidade causada pela carga oceânica (g_{ocea}), na colatitude θ e longitude λ , pode ser obtida por meio da convolução de um modelo de maré oceânica e a função de Green (FARRELL, 1972).

$$g_{ocea} = \int_{\Omega} \nabla(\psi) H(\theta', \lambda') \text{sen}(\theta') d\theta' d\lambda'. \quad (2.72)$$

A integral é realizada sobre toda área oceânica Ω ; H representa o valor complexo da altura da maré oceânica (amplitude e fase), colatitude θ' e longitude λ' ; e $\nabla(\psi)$ é a função de Green:

$$\nabla(\psi) = G\rho_o \sum_{n=0}^{\infty} n \delta'_n P_n(\cos \psi), \quad (2.73)$$

sendo ρ_o a densidade média dos oceanos; δ'_n é o fator gravimétrico conforme a expressão (2.59) para os números de Love de sobrecarga; e ψ representa a distância esférica entre o ponto no continente (θ, λ) e o ponto no oceano (θ', λ') , definida como:

$$\cos \psi = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\lambda - \lambda'). \quad (2.74)$$

Um aspecto sobre os modelos de maré oceânica deve ser levado em consideração na minimização desse efeito em dados gravimétricos. A fase (ϕ_G) desses modelos é definida espacialmente com origem em Greenwich ($\lambda = 0^\circ$), portanto, a mesma deve ser transformada em fase local (ϕ_L), conforme Boy et al. (2003):

$$\phi_L = -(m \lambda + \phi_G), \quad (2.75)$$

m refere-se à ordem de sua respectiva constituinte de maré, isto é, 0 para a família de longo período, 1 para a família diurna, 2 para a família semi-diurna etc. Bos et al. (2000) mostram que a constante $+180^\circ$ deve ser adicionada na expressão (2.75) para as constituintes de longo período nas estações com latitude superior a $+35,27^\circ$ e inferior a $-35,27^\circ$ e o mesmo fator deve ser aplicado para a família diurna cujas estações são localizadas no hemisfério sul.

Conforme a expressão (2.72), a carga de maré oceânica é influenciada pelas variações espaciais da maré oceânica e também pela distância entre o ponto na crosta e a própria maré oceânica. Esse efeito tem maior intensidade em regiões próximas ao litoral dos continentes chegando a atingir ~ 100 mm e com o distanciamento da costa esse efeito diminui chegando a ~ 1 mm no interior dos continentes (MONICO et al., 1997; LIMA, 2009; PETIT e LUZUM, 2010; RAMOS et al., 2013; ZHAO et al., 2013). Utilizando o modelo FES95.2, Benedito (2016) mostrou que a amplitude da constituinte M_2 , por exemplo, atinge $3,09 \mu\text{Gal}$ em Cananeia, na região litorânea de São Paulo, e chega a uma intensidade de quase $1,89 \mu\text{Gal}$ em Presidente Prudente, a 500 km do litoral de São Paulo. A relação entre variações da aceleração de gravidade e deslocamento vertical é entre 2 a $3 \mu\text{Gal/cm}$.

Diversas fontes de erros influenciam a acurácia dos modelos de carga oceânica, entre eles, os erros presentes nos modelos de maré oceânica e a resolução desses modelos; erros nos

parâmetros da função de Green; e no método do cálculo numérico da integral. Agnew (1997) analisou a consistência entre diferentes métodos para a solução da integral no cálculo da carga oceânica utilizando o *software* NLOADF. Os resultados do autor apontaram diferenças nos valores de aceleração de gravidade, força e deformação inferiores a 5% e na maioria dos casos inferior a 2%; porém, não é destacada a região de estudo. Ainda, o autor aponta as principais causas dessas discrepâncias como a resolução dos modelos de maré oceânica, que interferem na representação das linhas costeiras dos continentes, e a acurácia desses modelos.

Um estudo dos resíduos nas constituintes O_1 e M_2 realizado por Baker e Bos (2001) enfatizou a existência de erros na calibração dos gravímetros supercondutores do GGP dificultando a análise quantitativa da acurácia dos modelos de carga oceânica; contudo, foi constatado na utilização de diferentes modelos de maré oceânica maior sensibilidade em M_2 .

Boy et al. (2003), estimaram os resíduos da maré gravimétrica, devidamente corrigidas da carga atmosférica, utilizando 10 modelos globais de carga oceânica para 12 gravímetros supercondutores do GGP. Os autores, desconsiderando os erros de calibração dos gravímetros, atribuíram os resíduos obtidos aos modelos de carga oceânica. O desvio padrão dos resíduos das observações variou entre 0,02 e 0,38 μGal em função dos modelos de maré e conforme a estação GGP. Ainda, foram utilizados 6 *softwares* diferentes para o cálculo da carga oceânica, onde os resultados mostraram inconsistências na ordem de 2%, concluindo que a metodologia utilizada no cálculo pode influenciar consideravelmente nos resultados. Contudo, o estudo de Bos e Baker (2005) para a estimação dos erros dos modelos de carga oceânica, utilizando o *software* CARGA, mostrou uma redução na discrepância das constituintes O_1 e M_2 de 2% a 5% para 0,1%.

O posicionamento GNSS também é sensível aos efeitos das marés, podendo ser utilizado para estimar os deslocamentos da maré terrestre (ITO et al., 2009) e carga oceânica (KING et al., 2005, KING, 2006; THOMAS et al., 2008, YUAN et al., 2010; PENNA et al. 2015; ZHAO et al., 2017). Para fins práticos a convenção do IERS de 2010 (PETIT e LUZUM, 2010) recomenda a utilização de uma ferramenta online⁷ do Observatório Espacial de Onsala na Suécia, disponibilizada por Scherneck e Bos (2002). Desse modo, o cálculo dos efeitos de cargas oceânicas no posicionamento GNSS é dado por:

⁷ Disponível em: <http://holt.oso.chalmers.se/loading/>

$$\Delta c = \sum_{i=0}^n A_i \cos(\Phi_i(t) - \phi_i) [m], \quad (2.76)$$

onde Δc representa a resultante do deslocamento gerado pela carga oceânica; A_i e ϕ_i são respectivamente as amplitudes e fases das constituintes de onda de maré dos modelos de carga em determinado ponto; e $\Phi_i(t)$ é o argumento astronômico. Ao menos 11 constituintes de maré dos modelos globais oceânicos devem ser utilizadas para o cálculo da carga oceânica no posicionamento GNSS, sendo três constituintes de longo período: M_f , M_m e S_{sa} ; quatro diurnas: K_1 , O_1 , P_1 e Q_1 ; e quatro semi-diurnas: M_2 , S_2 , N_2 e K_2 (PETIT e LUZUM, 2010).

Num contexto global, o estudo da utilização de diferentes *softwares* no posicionamento GNSS para o cálculo da carga oceânica foi realizado por Penna et al. (2008), considerando 387 estações do *International GNSS Service* (IGS) e três *softwares* para a carga entre eles: OLFG/OLMPP (SCHERNECK e BOS, 2002), SPOTL (AGNEW, 1997) e o CARGA (BOS e BAKER, 2005). Segundo os autores, ao utilizar o modelo FES2004 na componente vertical, entre 80% e 90% das estações apresentaram diferenças inferiores a 0,2 mm, 7% a 14% mostraram discrepâncias entre 0,2 e 0,5 mm e aproximadamente 1% acima de 1 mm; e na componente horizontal 91% a 98% das estações obtiveram diferenças abaixo de 0,2 mm e 2% a 9% entre 0,2 mm e 0,5 mm. Ademais, os autores realizaram uma comparação na utilização de diferentes modelos de maré oceânica (CSR4.0, FES99, FES2004, GOT00.2, NAO.99b e TPXO.6.2), mostrando que 25 estações apresentaram discrepâncias médias superiores a 1 mm, chegando até 3,6 mm.

2.6.2.1 Modelos de maré oceânica

O cálculo da carga de maré oceânica é influenciado principalmente pelo modelo terrestre adotado, este traduzido pelos números de Love de sobrecarga, mostrados na Seção 2.5; e pelo modelo de maré oceânica, os quais serão discutidos nesta subseção.

Ao longo da história diferentes métodos já foram empregados na modelagem da maré oceânica. A utilização da expansão de funções harmônicas no estudo foi introduzida por Lord Kelvin em 1869, antes mesmo do conhecimento da movimentação da Terra sólida. A análise matemática proposta se apoiou na decomposição do potencial de maré em uma soma de termos periódicos, tornando possível, a partir de observações locais, prever graficamente a curva de maré oceânica. Em seguida em 1883, George Darwin apresentou um desenvolvimento do potencial de maré "quase-harmônico". Os parâmetros utilizados nesta

expansão não são constantes, apresentando uma lenta variação temporal, e por essa razão esse estudo não é considerado um desenvolvimento rigorosamente harmônico. Somente em 1921, Doodson mostrou a expansão em séries de funções verdadeiramente harmônicas do potencial de maré (CARTWRIGHT, 1999).

Os coeficientes obtidos a partir da expansão em séries de funções harmônicas permitem prever apenas a maré oceânica local, impedindo a representação do movimento de águas oceânicas em escala global. No final do século XIX os avanços realizados por Rollin A. Haris⁸ e Sydney S. Hough⁹ possibilitaram uma modelagem regional da maré considerando a geometria dos oceanos. A partir dessa consideração foi introduzido o fenômeno da ressonância das bacias oceânicas. Uma importante contribuição na modelagem da maré foi realizada por Henri Poincaré¹⁰, propondo soluções analíticas para a descontinuidade da maré separada pelos continentes. Em vista da complexidade matemática destas soluções, os primeiros modelos de maré oceânica foram desenvolvidos com base na análise de dados maregráficos e considerações empíricas, por exemplo de Gunther Dietrich¹¹ ou Charles Villain¹² (CARTWRIGHT, 1999).

Após a Segunda Guerra Mundial, os microcomputadores permitiram a aplicação de métodos digitais no cálculo de modelos globais de maré oceânica. Neste contexto, Schwiderski (1980) se destacou propondo o primeiro modelo hidrodinâmico de maré oceânica. Ademais, o surgimento de missões altimétricas em 1975 representou uma importante contribuição para estudos oceânicos, tornando possível uma cobertura de dados em escala global. Dentre essas missões, destaca-se: Geos-3, Seasat, Geosat, ERS-1, TOPEX/Posseidon, ERS-2 etc. Em seguida, Le Provost et al. (1994) receberam notoriedade pelo estabelecimento do modelo de maré oceânica FES94.1, classificado como puramente hidrodinâmico, pois não foram utilizadas observações das missões altimétricas.

Atualmente, a movimentação superficial da maré oceânica é representada por modelos digitais de amplitude e fase para as principais constituintes de maré. Schwiderski (1980) apresenta três metodologias para obtenção de modelos de maré oceânica:

⁸ Rollin Arthur Haris (1863-1918)

⁹ Sydney Samuel Hough (1870-1923)

¹⁰ Henri Poincaré (1854-1912)

¹¹ Gunther Dietrich (1911-1972)

¹² Charles Villain (1883-1964)

- a) Método empírico: Os modelos gerados por esta metodologia se apoiam na análise e interpolação de componentes de onda obtidas de estações maregráficas localizados na região continental, insular e fundos oceânicos;
- b) Método teórico: Os princípios de conservação de massa e de conservação do movimento dos fluídos viscosos permitem expressar o movimento da maré oceânica. As equações que descrevem matematicamente esse movimento são intituladas equações hidrodinâmicas de maré e, por essa razão, os modelos que fazem uso destas são considerados modelos hidrodinâmicos; e
- c) Método empírico-teórico: Esta metodologia considera a combinação entre a) a interpolação de dados maregráficos e b) equações hidrodinâmicas.

Considerando os métodos a) e c) para a obtenção dos modelos de maré oceânica, diversas fontes de dados podem ser utilizadas além de observações maregráficas, entre elas pressão no fundo oceânico, altimetria por satélite, dados geodésicos em plataformas de gelo da Antártida e perturbações de órbita de satélite. A assimilação de fontes heterogêneas de dados possibilita a utilização de uma maior quantidade de observações e visto que essas informações são complementares, elas contribuem na mensuração do efeito. A terminologia “assimilação de dados” foi introduzida na década de 1960 no campo da meteorologia. No campo da oceanografia essa técnica surgiu juntamente com as missões altimétricas (LEFÈVRE, 2000).

Comumente um modelo de maré oceânica global pode ser aprimorado, seja com novas fontes de dados, modificações teóricas nas equações hidrodinâmicas e/ou utilização de diferentes fatores empíricos (coeficiente de atrito, densidade média da água etc.). A exemplo, têm-se os sucessores do modelo FES94.1: FES95.2 (LE PROVOST et al., 1998), FES98 (LEFÈVRE, LYARD e LE PROVOST, 2000), FES99 (LEFÈVRE et al., 2002), FES2004 (LYARD et al., 2006), FES2012 (CARRÈRE et al, 2012) e, a versão mais recente, FES2014b (CARRÈRE et al., 2016). Estes modelos apresentam modificações na metodologia em relação à primeira versão, esta puramente hidrodinâmica. Uma vez notada a vantagem da técnica de assimilação de dados, todas versões subsequentes agregaram observações das missões altimétricas e marégrafos.

O FES2014b¹³ foi implementado e validado pelo Laboratório de Estudos em Geofísica e Oceanografia Espacial (*Laboratoire d'Études en Géophysique et Océanographie*

¹³ Disponível em: <https://www.aviso.altimetry.fr/en/data/products/auxiliary-products/global-tide-fes.html>

Spatiales - LEGOS), e as empresas NOVELTIS e CLS, graças ao projeto financiado pelo Centro Nacional de Estudos Espaciais (*Centre National d'Études Spatiales* - CNES), localizado na França. As soluções das equações hidrodinâmicas de maré foram obtidas pelo *Toulouse-Unstructured Grid Ocean model* (T-UGOm) e, adicionalmente, a assimilação de dados de altimetria por satélite (TOPEX/Poseidon, Jason-1, Jason-2, TPN-JIN, ERS-1, ERS-2 e ENVISAT) e marégrafos foi realizada por meio do programa *Spectral Ensemble Optimal Interpolation* (SpEnOI). A utilização deste conjunto de dados possibilitou a obtenção de uma solução final do FES2014b com resolução espacial de 3'45" (1°/16).

O modelo TPXO8¹⁴ (EGBERT, EROFEEVA e RAY, 2010) também segue uma metodologia baseada na solução de equações de hidrodinâmica e assimilação de dados, sendo a primeira versão do modelo apresentada por Egbert, Bennett e Foreman (1994). A solução global deste modelo conta com a assimilação de dados de 83 maregráficos na Antártica e 289 no Ártico, juntamente com dados das missões TOPEX/Poseidon, Jason-1, Jason-2, ERS-1, ERS-2 e ENVISAT. Globalmente o modelo é caracterizado por uma resolução de 10' (1°/6) e seu diferencial é notado pela incorporação na solução final de 33 modelos regionais de resolução 2' (1°/30), melhorando a resolução espacial na região costeira e de águas rasas.

Por outro lado, autores têm concentrado esforços na geração e manutenção de modelos puramente empíricos. Ray (2013), por exemplo, desenvolveu o GOT4-10c¹⁵ com o apoio da agência americana de Administração Nacional da Aeronáutica e Espaço (*National Aeronautics and Space Administration* - NASA). Este modelo é resultado de uma combinação de um modelo a priori, obtido pela junção de uma coleção de modelos global, regional e local, e a assimilação de dados das missões Jason-1, Jason-2, Geosat Follow-On, ERS-1, ERS-2 e ICESat. Destaca-se que as versões anteriores ao GOT4-10 desconsideram os dados do Jason-1 e Jason-2 e, por outro lado, utilizam dados da missão TOPEX/Poseidon. Até a versão GOT4-10a, a resolução espacial é de 30' (1°/2), sendo insuficiente para representação da maré oceânica principalmente na região costeira. Contudo a última versão apresentada, o GOT4-10c, mostra uma melhora em relação aos seus antecessores, exibindo uma resolução de 15' (1°/4).

O modelo de maré oceânica DTU10¹⁶ foi desenvolvido na Universidade Técnica da Dinamarca (*Danmarks Tekniske Universitet* - DTU) por Cheng e Andersen (2011). Tal

¹⁴ Disponível em: http://people.oregonstate.edu/~erofeevs/tpxo8_atlas.html

¹⁵ Disponível em: <http://web.cecs.pdx.edu/~zaron/pub/GOT-e.html>

¹⁶ Disponível em: https://space.dtu.dk/english/research/scientific_data_and_models/global_ocean_tide_model

solução foi obtida a partir de uma correção empírica ao modelo FES2004, a qual foi calculada utilizando dados de marégrafos e a assimilação de dados das missões TOPEX/Poseidon, Jason-1, ERS-2, ENVISAT e GEOSAT Follow-On.

Por fim, o modelo EOT11a¹⁷ foi implementado por Savcenko e Bosch (2012) no Instituto Alemão de Pesquisa Geodésica (*Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut - DGFI*), e, analogamente ao DTU10, seguiu a metodologia de correção empírica ao modelo FES2004. Entre as missões altimétricas, foram utilizados os dados de: TOPEX/Poseidon, Jason-1, Jason-2, ERS-2 e ENVISAT. Em razão da dependência do modelo FES2004, tanto o DTU10 quanto o EOT11a apresentam uma resolução espacial de 7'30" (1°/8).

Na Tabela 8 são resumidas as principais características dos modelos de maré oceânica descritos nesta sessão.

Tabela 8 - Principais características dos modelos de maré oceânica

Modelo	Metodologia	Resolução [°]	Autores
FES2014b	H	1/16	Carrère et al. (2016)
TPX08	H	1/6 e 1/30	Egbert, Erofeeva e Ray (2010)
GOT4.10c	E	1/4	Ray (2013)
DTU10	E	1/8	Cheng e Andersen (2011)
EOT11a	E	1/8	Savcenko e Bosch (2012)

*H: modelo hidrodinâmico com assimilação de dados; E: modelo puramente empírico.

2.6.2.2 Modelo combinado

Com a diversidade de modelos de maré oceânica disponíveis, a escolha de um único modelo pode não representar a realidade em determinadas regiões de estudo. Visto que as metodologias apresentadas por Schwiderski (1980) não trazem estimadores de precisão para as componentes de onda, a utilização de um modelo combinado pode ser mais vantajosa. Nesta subseção é tratado a proposta para a obtenção de um modelo combinado de carga oceânica a partir de um conjunto de modelos.

Os modelos de carga oceânica são representados para uma dada localização por suas amplitudes (A_j) e fases (ϕ_j), em cada constituinte de maré (j). Neste contexto a observação ($l_{i,j}$) para a obtenção do modelo combinado é dada em função de cada um dos modelos de carga oceânica (i) e cada constituinte de maré (j). As observações são convertidas para o domínio dos números complexos por meio da expressão:

¹⁷ Disponível em: <https://doi.org/10.1594/PANGAEA.834232>

$$l_{i,j} = a_{i,j} + i b_{i,j}, \quad (2.77)$$

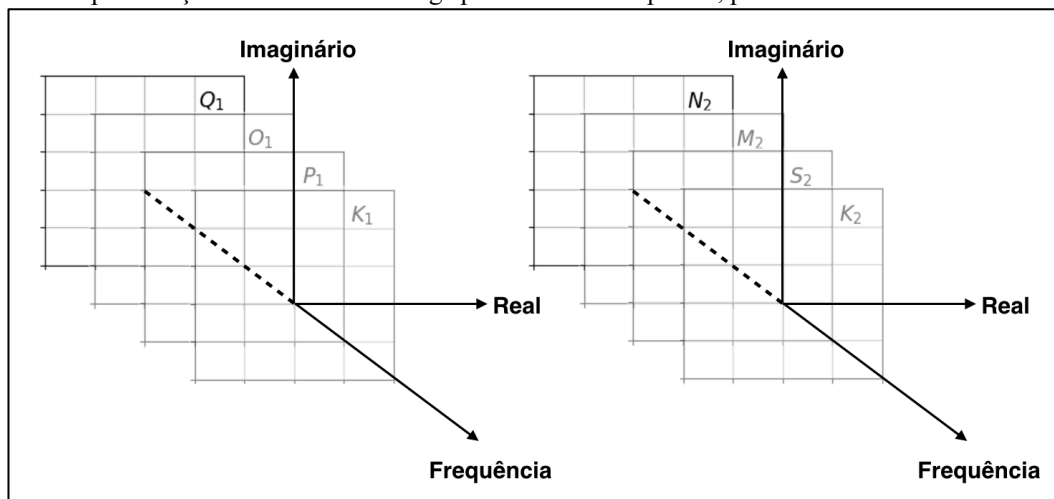
onde a componente do eixo real (x) e a componente do eixo imaginário (y) são, respectivamente, obtidas por:

$$a_{i,j} = A_{i,j} \cos(\phi_{i,j}), \quad (2.78)$$

$$b_{i,j} = A_{i,j} \sin(\phi_{i,j}). \quad (2.79)$$

Para representação das constituintes do modelo combinado são considerados planos ortogonais ao eixo real e imaginário, representando a respectiva frequência de cada constituinte de maré. Na Figura 5 são representados os referidos planos, sendo à esquerda para a família diurna: Q_1 , O_1 , P_1 e K_1 e à direita para a família semi-diurna: N_2 , M_2 , S_2 e K_2 .

Figura 5 - Representação dos modelos de carga por números complexos, para as famílias diurna e semi-diurna



A proposta de um modelo combinado é conceituada pela obtenção de características estocásticas das componentes de onda, considerando a média e dispersão no domínio dos números complexos de (n) modelos de carga oceânica. Essa realização é possível por meio da propagação de covariâncias das funções inversas de (2.78) e (2.79), dadas respectivamente por:

$$A_{i,j} = \sqrt{a_{i,j}^2 + b_{i,j}^2}, \quad (2.80)$$

$$\phi_{i,j} = \arctg \left(\frac{b_{i,j}}{a_{i,j}} \right). \quad (2.81)$$

A média aritmética ($\bar{\mu}$) de uma dada amostra para os n modelos e a variância ($\hat{\sigma}^2$), da média aritmética, são obtidas no domínio dos números complexos, para cada constituinte de maré (j):

$$\bar{\mu}_j = \frac{\sum l_{i,j}}{n} = \bar{\mu}_{aj} + i \bar{\mu}_{bj}, \quad (2.82)$$

$$\hat{\sigma}_j^2 = \frac{\sum (\bar{\mu}_j - l_{i,j})^2}{n(n-1)} = \hat{\sigma}_{aj}^2 + i \hat{\sigma}_{bj}^2. \quad (2.83)$$

Ademais, a covariância entre a componente real e imaginária é dada por:

$$\hat{\sigma}_{abj} = \frac{\sum (\bar{\mu}_{aj} - a_{i,j})(\bar{\mu}_{bj} - b_{i,j})}{n(n-1)}. \quad (2.84)$$

Para cada constituinte de maré (j), as componentes de onda do modelo combinado são obtidas a partir do número complexo $[\bar{\mu}_{aj} + i \bar{\mu}_{bj}]$ da expressão (2.82). As amplitudes (\bar{A}_j) são dadas pela soma quadrática da parcela real e imaginária, analogamente à expressão (2.80); e as fases ($\bar{\phi}_j$) são calculadas pelo arco tangente da razão parcela imaginária sobre a parcela real, similarmente à expressão (2.81):

$$\bar{A}_j = \sqrt{\bar{\mu}_{aj}^2 + \bar{\mu}_{bj}^2}, \quad (2.85)$$

$$\bar{\phi}_j = \arctg \left(\frac{\bar{\mu}_{bj}}{\bar{\mu}_{aj}} \right). \quad (2.86)$$

A matriz covariância das componentes de onda (\bar{A}_j e $\bar{\phi}_j$) para cada constituinte de maré (j) pode ser obtida considerando a lei da propagação de covariância (GEMAEL, MACHADO e WANDRESEN, 2015):

$$\Sigma_{\bar{A}_j \bar{\phi}_j} = D_j \Sigma_{a_j b_j} D_j^T, \quad (2.87)$$

sendo a matriz Jacobiana (D_j) obtida pelas derivadas de (2.85) para a amplitude e de (2.86) para a fase de cada constituinte de maré (j):

$$D_j = \begin{bmatrix} \frac{\partial \bar{A}_j}{\partial \bar{\mu}_{aj}} & \frac{\partial \bar{A}_j}{\partial \bar{\mu}_{bj}} \\ \frac{\partial \bar{\phi}_j}{\partial \bar{\mu}_{aj}} & \frac{\partial \bar{\phi}_j}{\partial \bar{\mu}_{bj}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\bar{\mu}_{aj}}{(\bar{\mu}_{aj}^2 + \bar{\mu}_{bj}^2)^{1/2}} & \frac{\bar{\mu}_{bj}}{(\bar{\mu}_{aj}^2 + \bar{\mu}_{bj}^2)^{1/2}} \\ -\frac{\bar{\mu}_{bj}}{(\bar{\mu}_{aj}^2 + \bar{\mu}_{bj}^2)} & \frac{\bar{\mu}_{aj}}{(\bar{\mu}_{aj}^2 + \bar{\mu}_{bj}^2)} \end{bmatrix} \quad (2.88)$$

e $\Sigma_{a_j b_j}$ a matriz covariância no domínio dos números complexo, dada por:

$$\Sigma_{a_j b_j} = \begin{bmatrix} \hat{\sigma}_{a_j}^2 & \hat{\sigma}_{ab_j} \\ \hat{\sigma}_{ab_j} & \hat{\sigma}_{b_j}^2 \end{bmatrix}, \quad (2.89)$$

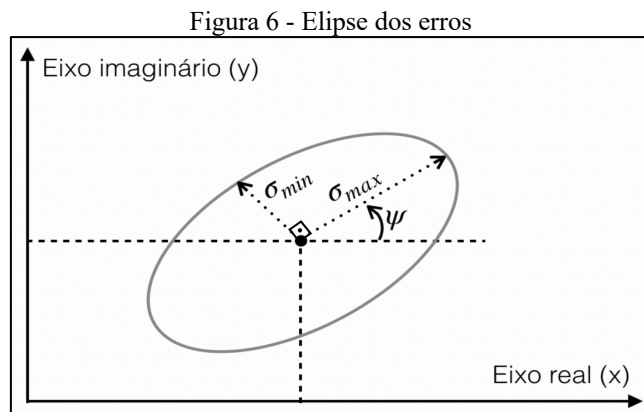
onde $\hat{\sigma}_{a_j}^2$ e $\hat{\sigma}_{b_j}^2$ são as variâncias respectivamente do eixo real e imaginário, obtidos em (2.83); e $\hat{\sigma}_{ab_j}$ representa a covariância entre o eixo real e imaginário, obtida em (2.84)(2.107).

As dispersões do modelo combinado são expressas por:

$$\Sigma_{\bar{A}_j \bar{\phi}_j} = \begin{bmatrix} \hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2 & \hat{\sigma}_{\bar{A}_j \bar{\phi}_j} \\ \hat{\sigma}_{\bar{A}_j \bar{\phi}_j} & \hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2 \end{bmatrix}, \quad (2.90)$$

sendo $\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2$ a variância da amplitude; $\hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2$ a variância da fase; e $\hat{\sigma}_{\bar{A}_j \bar{\phi}_j}$ a covariância entre amplitude e fase.

A partir da matriz variância completa, é possível obter a elipse dos erros, proporcionando uma interpretação visual dos resultados do ajustamento. Segundo Gemael, Machado e Wandresen (2015), para definição destas elipses é necessário a obtenção do ângulo crítico (ψ), semieixo maior (σ_{max}) e semieixo menor (σ_{min}), representados na Figura 6.



Fonte: Adaptado de Gemael, Machado e Wandresen (2015)

Considerando o sistema cartesiano (eixo real e imaginário), os parâmetros definidores da elipse dos erros são obtidos por:

$$\tan 2 \psi = \frac{2 \hat{\sigma}_{abj}}{(\hat{\sigma}_{aj}^2 - \hat{\sigma}_{bj}^2)}, \quad (2.91)$$

$$\sigma_{max} = \frac{1}{2}(\hat{\sigma}_{aj}^2 + \hat{\sigma}_{bj}^2) + \frac{1}{2}M, \quad (2.92)$$

$$\sigma_{min} = \frac{1}{2}(\hat{\sigma}_{aj}^2 + \hat{\sigma}_{bj}^2) - \frac{1}{2}M, \quad (2.93)$$

onde:

$$M = \sqrt{4\hat{\sigma}_{abj}^2 + (\hat{\sigma}_{aj}^2 - \hat{\sigma}_{bj}^2)^2}. \quad (2.94)$$

Ademais, a obtenção das variâncias no domínio dos números complexos a partir das variâncias das componentes de onda pode ser realizada por meio da propagação de variâncias:

$$\Sigma_{a_j b_j} = D_j \Sigma_{\bar{A}_j \bar{\phi}_j} D_j^T, \quad (2.95)$$

cuja matriz Jacobiana (D_j) das expressões (2.78) e (2.79) são dadas por:

$$D_j = \begin{bmatrix} \frac{\partial a_j}{\partial \bar{A}_j} & \frac{\partial a_j}{\partial \bar{\phi}_j} \\ \frac{\partial b_j}{\partial \bar{A}_j} & \frac{\partial b_j}{\partial \bar{\phi}_j} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \bar{\phi}_j & -\bar{A}_j \sin \bar{\phi}_j \\ \sin \bar{\phi}_j & \bar{A}_j \cos \bar{\phi}_j \end{bmatrix}. \quad (2.96)$$

Assumindo o princípio físico de que amplitude e fase são estatisticamente independentes, tem-se que as covariâncias entre amplitudes e fases são nulas:

$$\Sigma_{A_j \phi_j} = \begin{bmatrix} \hat{\sigma}_{A_j}^2 & 0 \\ 0 & \hat{\sigma}_{\phi_j}^2 \end{bmatrix}. \quad (2.97)$$

Portanto, realizando a multiplicação de matrizes, tem-se:

$$\Sigma_{a_j b_j} = \begin{bmatrix} \hat{\sigma}_{A_j}^2 \cos^2 \bar{\phi}_j + \hat{\sigma}_{\phi_j}^2 \bar{A}_j^2 \sin^2 \bar{\phi}_j & \sin \bar{\phi}_j \cos \bar{\phi}_j (\hat{\sigma}_{A_j}^2 - \bar{A}_j^2 \hat{\sigma}_{\phi_j}^2) \\ \sin \bar{\phi}_j \cos \bar{\phi}_j (\hat{\sigma}_{A_j}^2 - \bar{A}_j^2 \hat{\sigma}_{\phi_j}^2) & \hat{\sigma}_{A_j}^2 \sin^2 \bar{\phi}_j + \hat{\sigma}_{\phi_j}^2 \bar{A}_j^2 \cos^2 \bar{\phi}_j \end{bmatrix}. \quad (2.98)$$

A substituição das variâncias e covariâncias de (2.98) em (2.91) resulta em:

$$\begin{aligned}\tan 2 \psi &= \frac{2 \operatorname{sen} \bar{\phi}_j \cos \phi_j (\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2 - \bar{A}_j^2 \hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2)}{\left(\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2 \cos^2 \bar{\phi}_j + \hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2 \bar{A}_j^2 \operatorname{sen}^2 \bar{\phi}_j - (\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2 \operatorname{sen}^2 \bar{\phi}_j + \hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2 \bar{A}_j^2 \cos^2 \bar{\phi}_j) \right)} \\ \tan 2 \psi &= \frac{\operatorname{sen} 2 \bar{\phi}_j (\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2 - \bar{A}_j^2 \hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2)}{\cos^2 \bar{\phi}_j (\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2 - \bar{A}_j^2 \hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2) - \operatorname{sen}^2 \bar{\phi}_j (\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2 - \bar{A}_j^2 \hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2)} \\ \tan 2 \psi &= \frac{\operatorname{sen} 2 \bar{\phi}_j (\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2 - \bar{A}_j^2 \hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2)}{(\cos^2 \bar{\phi}_j - \operatorname{sen}^2 \bar{\phi}_j) (\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}^2 - \bar{A}_j^2 \hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}^2)} \\ \tan 2 \psi &= \frac{\operatorname{sen} 2 \bar{\phi}_j}{\cos 2 \bar{\phi}_j} \\ \tan 2 \psi &= \tan 2 \bar{\phi}_j .\end{aligned}\tag{2.99}$$

Portanto, tem-se que $\psi = \bar{\phi}_j$. Nota-se que geometricamente essa consideração faz com que o ângulo crítico (ψ) da elipse dos erros seja igual à fase de sua respectiva constituinte de maré ($\bar{\phi}_j$). Como consequência do alinhamento do eixo principal a elipse dos erros com a direção da fase ($\bar{\phi}_j$), os semieixos da elipse são equivalentes aos desvios considerados em amplitude ($\hat{\sigma}_{\bar{A}_j}$) e fase ($\hat{\sigma}_{\bar{\phi}_j}$).

2.6.3 Carga atmosférica

A carga atmosférica segue o princípio de sobrecargas superficiais, apresentando um efeito na crosta terrestre que pode causar um deslocamento periódico de poucos milímetros e gerar uma mudança significativa no valor da aceleração de gravidade, chegando em até 10% do sinal da maré terrestre (HINDERER, CROSSLEY e WARBURTON, 2015; CROSSLEY, HINDERER e RICCARDI, 2013).

Uma parcela da carga atmosférica é gerada pela atração gravitacional direta das massas de ar locais e outra parcela da carga é originada principalmente pelo efeito indireto das massas de ar mais afastadas. Como característica geofísica da carga atmosférica, seu efeito direto causa uma diminuição do potencial com o aumento da pressão, uma vez que as massas de ar são localizadas acima da superfície; e o efeito indireto realiza um deslocamento do ponto no sentido oposto às massas de ar causado pela deformação elástica, redistribuição de massa na crosta e consequente aumento do potencial com o aumento da pressão (HINDERER,

CROSSLEY e WARBURTON, 2015). Aproximadamente 90% da carga atmosférica é causada por efeitos locais (num raio de ~ 50 km), que correspondem principalmente ao efeito direto da sobrecarga, e o restante se divide em efeitos regionais (num raio de ~ 500 km) e globais, representando em grande maioria o efeito indireto (BOY, HINDERER e GEGOUT, 1998).

Nesta seção serão apresentados os métodos principais para a correção da carga atmosférica nas observações gravimétricas, inicialmente utilizando o coeficiente padrão, recomendado na resolução n. 9 da IAG (1983); coeficientes empíricos; e, em seguida, por meio de coeficientes teóricos considerando o princípio físico da sobrecarga de massas, para a correção dos efeitos locais, e modelos meteorológicos globais, para a minimização dos efeitos não-locais. Destaca-se que, em todos os métodos, somente as variações das massas atmosféricas que estão correlacionadas com as mudanças de pressão barométrica locais são levadas em consideração.

2.6.3.1 Coeficiente padrão

Visto que os resíduos das observações gravimétricas para o cálculo da maré terrestre apresentam forte correlação com os dados de pressão local, tradicionalmente o efeito atmosférico é corrigido por meio de uma função de transferência, também chamado de fator de admissibilidade barométrico (η), entre a aceleração de gravidade e a pressão atmosférica (CROSSLEY, JENSEN e HINDERER, 1995). Para fins práticos a IAG (Resolution No. 9, 1983) recomenda a utilização de $-0,3 \mu\text{Gal}/\text{mBar}$ como valor para a função de transferência. Neste caso, a correção da pressão atmosférica (g_{atm}) nas observações gravimétricas é calculada usando a fórmula (BOEDECKER, 1988):

$$g_{atm} = \eta (p_o - p_n) [\mu\text{Gal}], \quad (2.100)$$

η é o fator de admissibilidade barométrico [$\mu\text{Gal}/\text{mBar}$]; p_o [mBar] representa a pressão atmosférica observada; e p_n é o valor da pressão de referência [mBar], obtido por (BOEDECKER, 1988):

$$p_n = 1013,25 \left(1 - 0,0065 \frac{h}{288,15} \right)^{5,2559} [\text{mBar}], \quad (2.101)$$

h [m] denota a elevação da estação em relação ao nível do mar.

Os estudos de Spratt (1982) e Boy, Hinderer e Gegout (1998), estimando o fator barométrico teórico pelo princípio da sobrecarga de massas de ar gerada por uma calota atmosférica padrão de raio definido, mostram concordância com o valor da função de admissibilidade da resolução n. 9 da IAG (1983).

Adicionalmente, destaca-se que o sinal negativo para a função de admissibilidade demonstra que uma sobrecarga superficial, representada por um aumento da pressão atmosférica, gera uma diminuição da aceleração de gravidade. Essa influência reflete a atração da estação para cima (zênite) em direção às massas de ar, representando o efeito direto da sobrecarga atmosférica. O efeito indireto, de menor magnitude, causa um aumento da aceleração de gravidade, pois a estação tem um deslocamento para baixo (nadir).

2.6.3.2 Coeficientes empíricos

O fator barométrico pode ser calculado para a estação de interesse com base na metodologia de Crossley, Jensen e Hinderer (1995). Para este cálculo, o sinal gravimétrico deve estar livre de todos os efeitos não atmosféricos, isto é, maré terrestre, carga oceânica, deriva instrumental e carga hidrológica. Os autores apontam três métodos para o cálculo desse fator:

- a) único fator de admissibilidade no domínio do tempo;
- b) único fator de admissibilidade no domínio da frequência; e
- c) fator de admissibilidade dependente da frequência.

No método a), o fator barométrico estimado ($\hat{\eta}$) é representado por um escalar real obtido por meio do MMQ entre os resíduos das observações gravimétricas (v_g) e as observações de pressão barométrica (p_o) ao longo do tempo (t), no qual o modelo funcional é dado por (CROSSLEY, JENSEN e HINDERER, 1995):

$$v(t) = v_g(t) - \hat{\eta} p_o(t). \quad (2.102)$$

Alguns trabalhos nos quais o fator atmosférico foi calculado seguindo esta metodologia (RICHTER, 1983b; KRONER e JENTZSCH, 1999; RICCARDI, ROSAT e HINDERER, 2011; e CROSSLEY, HINDERER e RICCARDI, 2013) mostram concordância com o valor padrão $-3,0 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-2}/\text{mBar}$. Porém, em razão da disponibilidade de estações da rede GGP, esses estudos se concentram em regiões de médias latitudes, principalmente na Europa, e a região tropical do globo não tem sido explorada.

O cálculo do fator barométrico pelo método b) se baseia na transformação das funções $v(t)$, $v_g(t)$ e $p_o(t)$ para o domínio da frequência por meio da transformada de Fourier (TF) (ver subseção 3.1.1), obtendo respectivamente as funções $V(\omega)$, $G(\omega)$ e $P(\omega)$. Logo, o modelo funcional deste método é dado por (CROSSLEY, JENSEN e HINDERER, 1995):

$$V(\omega) = G(\omega) - \hat{\eta} P(\omega). \quad (2.103)$$

Nesse caso, o parâmetro estimado pelo MMQ é complexo e o ajustamento é realizado sobre todo domínio espectral: $0 < \omega < \omega_v$, onde ω_v representa a frequência Nyquist. Solucionando o ajustamento, segundo Crossley, Jensen e Hinderer (1995), o complexo conjugado de $\hat{\eta}$ (denotado pelo asterisco *) é dado por:

$$\hat{\eta}^* = \frac{\sum G^*(\omega)P(\omega)}{\sum |P(\omega)|^2}. \quad (2.104)$$

As parcelas real ($\hat{\eta}_R$) e imaginária ($\hat{\eta}_I$) do fator barométrico estimado podem ser obtidas por:

$$\hat{\eta}_R = \frac{\sum [P_R(\omega)G_R(\omega) + P_I(\omega)G_I(\omega)]}{\sum |P(\omega)|^2}, \quad (2.105)$$

$$\hat{\eta}_I = \frac{\sum [P_R(\omega)G_I(\omega) - P_I(\omega)G_R(\omega)]}{\sum |P(\omega)|^2}, \quad (2.106)$$

o subscrito R indica a parcela real das referidas funções e o subscrito I, a parcela imaginária das mesmas. A amplitude (A_n) e fase (ϕ_n) podem ser obtidas conforme as expressões (3.5) e (3.6).

Para obtenção do fator de admissibilidade dependente da frequência do método c), realiza-se, na equação (2.103), a modificação:

$$V(\omega) = G(\omega) - \hat{\eta}(\omega) P(\omega). \quad (2.107)$$

Conforme Crossley, Jensen e Hinderer (1995), a obtenção de $\hat{\eta}(\omega)$ da expressão (2.107) é dada da mesma forma que o método b); porém, o somatório é realizado sobre as janelas médias centralizadas em cada frequência individual.

Formas alternativas para a correção da sobrecarga atmosférica são encontradas na literatura. Por exemplo, Mentis (2015) propôs a utilização de redes neurais para a minimização do efeito atmosférico nas constituintes de maré terrestre. O autor apresenta uma melhora de até 40% para as constituintes diurnas e até 5% para as semi-diurnas em relação ao fator de admissibilidade barométrico.

2.6.3.3 Coeficientes teóricos e modelos meteorológicos

Um estudo realizado por Boy, Hinderer e Gegout (1998) analisa a coerência espectral entre os dados de pressão e dados do gravímetro supercondutor (corrigidos da maré terrestre, deriva instrumental, carga oceânica e movimento polar) em Estrasburgo, na França. Seus resultados mostraram uma alta correlação (60 a 90%) para as constituintes de onda de maré com períodos inferiores a 10 dias; para os períodos maiores a correlação atingiu aproximadamente 45%, concluindo que a utilização de dados barométricos locais somente não permite a completa modelagem da carga atmosférica especialmente nas constituintes de maré de longos períodos (maiores que 10 dias). Adicionalmente, os autores mostram que o efeito direto da sobrecarga atmosférica é mais sensível às variações locais de pressão (~1.000 km), enquanto o efeito indireto sofre maior influência dos longos comprimentos de onda atmosféricas, isto é, as variações não-locais de pressão. Frente a esse comportamento da sobrecarga atmosférica, Boy, Hinderer e Gegout (1998) propõem um método para a minimização do efeito atmosférico direto e indireto separadamente. Para estas correções parâmetros físicos são utilizados para definição dos coeficientes teóricos. Por exemplo, considera-se a atmosfera como um platô de espessura negligenciável para o cálculo das correções utilizando as funções de Green.

Dessa forma, seguindo o mesmo princípio da sobrecarga oceânica (FARRELL, 1972), o efeito da sobrecarga pode ser obtido pela integral:

$$g_{atm}(\theta, \lambda, t) = \int_{\Omega} [\nabla_D(\psi') + \nabla_I(\psi')] p_o(\theta', \lambda', t) ds', \quad (2.108)$$

na qual p_o simboliza a pressão atmosférica no instante t ; ∇_D e ∇_I são respectivamente as funções de Green para o efeito direto e indireto:

$$\begin{aligned}\nabla_D(\psi') &= -\frac{G}{g_o a^2} \sum_{n=0}^{\infty} n P_n(\cos \psi'), \\ \nabla_D(\psi') &= \frac{G}{g_o a^2} \left(\frac{1}{4 \sin(\psi'/2)} - 2\pi a^2 \delta(\psi') \right),\end{aligned}\tag{2.109}$$

$$\nabla_I(\psi') = -\frac{G}{g_o a^2} \sum_{n=0}^{\infty} [2h'_n - (n+1)k'_n] P_n(\cos \psi'),\tag{2.110}$$

sendo $\delta(\psi')$ a distribuição de Dirac; g_o a aceleração de gravidade média na superfície terrestre; e a o raio médio terrestre.

Nesta modelagem do efeito atmosférico, a contribuição direta da sobrecarga depende basicamente do ângulo sólido (ψ') utilizado, isto é, o tamanho da camada atmosférica considerada (platô esférico centralizado na estação de interesse). Considerando um ângulo sólido ψ' próximo a zero, a expressão (2.108) torna-se $2\pi G/g_o$ ($-4,27 \text{ nm}\cdot\text{s}^2/\text{hPa}$), que corresponde ao valor limite do platô, e conforme ψ' se aproxima de 180° , ∇_D se aproxima de zero. O efeito direto de atração apresenta valores negativos, pois a atração de massas de ar sobre a superfície terrestre causa uma diminuição na aceleração de gravidade na estação. Por outro lado, a contribuição indireta, o efeito não-local, que envolve uma combinação dos Números de Love para refletir a elasticidade da Terra sólida, apresenta um efeito oposto, mostrando um aumento no valor da aceleração de gravidade justificada pela deformação que as massas de ar causam na estação, aproximando esta ao centro de massa terrestre.

Porém, Boy, Gegout e Hinderer (2002) apresentam outra possibilidade de adaptação dessa metodologia ao considerar a atmosfera como uma camada de gases perfeitos de espessura não-negligenciável, isotérmica e em equilíbrio hidrostático. Neste caso, a função de Green do efeito direto da sobrecarga atmosférica considerando uma atmosfera pseudoestratificada é obtida por:

$$\nabla_{DPE}(\psi', z) = \int_{z=0}^{20 \text{ km}} \nabla_{DE}(\psi', z) \frac{1}{R_{ar} T_o} \exp\left(\frac{-g_o z}{R T_o}\right) dz,\tag{2.111}$$

onde R_{ar} , T_o e $\nabla_{DE}(\psi', z)$ representam respectivamente a constante universal para o ar seco, a temperatura do ponto de carregamento e a função de Green para uma atmosfera estratificada, definida por Merriam (1992):

$$\nabla_{DE}(\psi', z) = \frac{G(a - (a + z) \cos \psi')}{[a^2 + (a + z)^2 - 2a(a + z) \cos \psi']^{3/2}}. \quad (2.112)$$

Os estudos de Boy, Gegout e Hinderer (2002), aplicados em seis gravímetros supercondutores da rede GGP, mostram que o modelo ideal de cálculo da carga atmosférica para um modelo atmosférico global inclui uma atmosfera pseudoestratificada para a obtenção da parcela gerada pela atração direta das massas de ar. Ademais, os autores indicam que o raio ideal para o cálculo do efeito local é entre $0,25^\circ$ e $0,5^\circ$.

O cálculo do efeito indireto da sobrecarga atmosférica, por sua vez, é influenciado pela resposta da região oceânica frente à variação da pressão atmosférica (MERIAM, 1992). Existem duas hipóteses que explicam essa interação. A primeira, do barômetro não-invertido, admite que as variações de pressão são integralmente transmitidas ao fundo dos oceanos e, portanto, devam ser consideradas na estimativa do efeito indireto. Neste caso, a integral de convolução da expressão (2.108) para a obtenção do efeito indireto é aplicada em toda superfície terrestre (continente e oceanos). A segunda hipótese, do barômetro invertido, pressupõe que as variações de pressão são integralmente compensadas pelas variações estáticas da altura de água. Assim, as interações dos fundos oceânicos frente às massas de ar são desconsideradas e conseqüentemente, a integral é aplicada somente nas regiões continentais.

Os resultados de Boy, Gegout e Hinderer (2002) revelam que para as estações em estudo, a hipótese do barômetro invertido é mais efetiva na minimização do efeito indireto da sobrecarga atmosférica. Porém, em razão da ausência de mais estações, a região de estudo é restrita às regiões de médias latitudes, as quais apresentam um comportamento atmosférico bastante distinto das regiões tropicais.

3 ANÁLISE DE SINAIS

Este capítulo apresenta dois métodos de análise de sinais contínuos amostrados ao longo do tempo, um no domínio do tempo-frequência: Análise de Fourier; e outro no domínio do tempo-escala: Análise de Ondaletas. Segundo Meyer (1993), a primeira ferramenta é ideal para o estudo de sinais estacionários e a segunda, por sua vez, é indicada para o estudo de sinais não estacionários, pois permite a identificação da variação da frequência do sinal ao longo do tempo. Entende-se por comportamento estacionário os processos que apresentam propriedades inalteráveis ao longo do tempo para intervalos de período constante, como momentos estatísticos (médias e variâncias).

Um objetivo básico na análise de séries temporais é de aproximar uma função que varia com o tempo por uma combinação linear de funções harmônicas. Neste caso, tem-se duas possibilidades: a) a análise de Fourier, a qual é voltada a estimação das componentes de onda, a partir de frequências conhecidas; ou b) a análise de ondaletas, que objetiva estimar as frequências juntamente com as componentes de onda (MORETTIN, 2014). O fenômeno das marés pode ser estudado em ambos os casos. Em a) quando as frequências fundamentais são definidas astronomicamente; em b) quando essas séries temporais consideradas estacionárias sofrem influências de outros processos geodinâmicos não estacionários causando variações nas séries temporais de dados. Portanto, a eliminação ou minimização de fenômenos adjacentes é uma etapa crucial para a aplicação da análise de Fourier nesse tipo de observação, como no caso da maré terrestre em que aplica-se o pré-processamento (seção 4.1.1).

3.1 Fourier

Jean Baptiste Joseph Fourier¹⁸ foi o matemático e físico francês precursor dos estudos sobre decomposição de funções periódicas em séries trigonométricas convergentes, atualmente conhecidas como séries de Fourier. Em sua análise, Fourier postulou que toda função periódica $f(t)$ pode ser escrita por um somatório (BUTKOV, 1988):

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(\omega_0 n t) + b_n \text{sen}(\omega_0 n t)], \quad (3.1)$$

¹⁸Jean Baptiste Joseph Fourier (1768–1830)

onde t representa a variável tempo, ω_0 é a frequência fundamental dada por $2\pi/T$, sendo T o período fundamental. Os coeficientes a_0 , a_n e b_n são obtidos pelas Fórmulas de Euler-Fourier:

$$a_0 = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) dt, \quad (3.2)$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) \cos(\omega_0 nt) dt, \quad n \in \mathbb{N}^* \quad (3.3)$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) \operatorname{sen}(\omega_0 nt) dt, \quad n \in \mathbb{N}^* \quad (3.4)$$

Adicionalmente, pode-se utilizar a notação dessas séries sob uma forma que envolva amplitudes (A_n) e fases (ϕ_n).

$$A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}, \quad (3.5)$$

$$\phi_n = \operatorname{arctg} \left(\frac{b_n}{a_n} \right). \quad (3.6)$$

Dessa maneira, a série de Fourier será dada por:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(\omega_0 nt + \phi_n). \quad (3.7)$$

Por meio da Fórmula de Euler relaciona-se o sistema de senos e cossenos com o sistema de exponenciais complexas:

$$e^{int} = \cos(\omega_0 nt) + i \operatorname{sen}(\omega_0 nt), \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (3.8)$$

$$e^{-int} = \cos(\omega_0 nt) - i \operatorname{sen}(\omega_0 nt), \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (3.9)$$

Fazendo a soma e a subtração de (3.8) e (3.9) obtêm-se:

$$\cos(\omega_0 nt) = \frac{1}{2} (e^{i\omega_0 nt} + e^{-i\omega_0 nt}), \quad (3.10)$$

$$\operatorname{sen}(\omega_0 nt) = -\frac{1}{2} i (e^{i\omega_0 nt} - e^{-i\omega_0 nt}). \quad (3.11)$$

Com a substituição das expressões (3.10) e (3.11) em (3.1) tem-se:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{2} a_n (e^{i\omega_0 n t} + e^{-i\omega_0 n t}) - \frac{1}{2} i b_n (e^{i\omega_0 n t} - e^{-i\omega_0 n t}) \right], \quad (3.12)$$

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{2} (a_n - i b_n) e^{i\omega_0 n t} + \frac{1}{2} (a_n + i b_n) e^{-i\omega_0 n t} \right].$$

Definindo os coeficientes c_n :

$$c_n = \frac{1}{2} (a_n - i b_n), \quad (3.13)$$

escreve-se a série de Fourier na forma complexa (BUTKOV, 1988):

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{i\omega_0 n t}. \quad (3.14)$$

Substituindo as expressões (3.3) e (3.4) em (3.13) obtém-se a fórmula para o cálculo de c_n :

$$c_n = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) \cos(\omega_0 n t) dt - i \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) \sin(\omega_0 n t) dt \right),$$

$$c_n = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) [\cos(\omega_0 n t) - i \sin(\omega_0 n t)] dt, \quad (3.15)$$

$$c_n = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) e^{-i\omega_0 n t} dt, \quad n \in \mathbb{Z}.$$

Do ponto de vista matemático, o conjunto $\{w_n(t) = e^{i\omega_0 n t}, \omega_0 = 2\pi/T, n \in \mathbb{Z}\}$, presente na expressão (3.14), forma uma base ortonormal, de dimensão infinita, para o espaço das funções seccionalmente diferenciáveis e periódicas de período T . Entende-se por funções ortonormais as funções que apresentam normas unitárias e cujo produto interno seja igual a zero (BUTKOV, 1988). Na expressão (3.15) mostra-se que os coeficientes c_n são formados pelos produtos internos de cada função base e $f(t)$.

O conjunto definido no parágrafo anterior é na realidade gerado por dilatações de uma única função $w(t) = e^{i\omega_0 t}$, isto é, $w_n(t) = w(nt)$ para $n \in \mathbb{Z}$. Portanto, pode-se afirmar

que qualquer função seccionalmente diferenciável e periódica de período T pode ser representada pela superposição de dilatações inteiras da função $w(t)$.

3.1.1 Transformada de Fourier

As séries de Fourier tratadas até agora representam o comportamento de funções distribuídas continuamente no domínio do tempo, porém, com frequências discretas. Ao se tratar do tema do projeto, maré terrestre, deve-se considerar que os sinais apresentam frequências contínuas, assim como a distribuição no domínio do tempo. Para tal finalidade considera-se a TF para o tratamento de sinais aperiódicos, pois este tipo de sinal pode ser visto como um sinal periódico com um período infinito (BUTKOV, 1988). Inicialmente considera-se a frequência ω_n dada de maneira contínua em função do período T :

$$\omega_n = \omega_0 n = \frac{2\pi}{T} n. \quad (3.16)$$

Deve-se observar que se o período T for grande, as frequências estão muito próximas, pois

$$\begin{aligned} \omega_n - \omega_{n-1} &= \frac{2\pi}{T} [n - (n - 1)], \\ \Delta\omega &= \frac{2\pi}{T}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Seguindo o desenvolvimento de Butkov (1988) e Morettin (2014), supondo $f(t)$ como uma função aperiódica, não se pode representá-la conforme a expressão (3.14). Assume-se que:

$$f_T(t) = f(t), \text{ para } -\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2}, \quad (3.18)$$

podendo estender f_T periodicamente a toda reta. Admitindo esta função como sendo de quadrado integrável, obtém-se:

$$f_T(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} F_n e^{i\omega_0 n t}, \quad (3.19)$$

com F_n análogo à expressão (3.15):

$$F_n = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f_T(t) e^{-i\omega_0 n t} dt . \quad (3.20)$$

Por meio da expressão (3.17), nota-se que $\Delta\omega(T/2\pi) = 1$; portanto, pode-se multiplicar cada termo em (3.19) por $\Delta\omega(T/2\pi)$:

$$f_T(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{T}{2\pi} \right) F_n e^{i\omega_0 n t} \Delta\omega , \quad (3.21)$$

onde:

$$\left(\frac{T}{2\pi} \right) F_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{+T/2} f_T(t) e^{-i\omega_0 n t} dt . \quad (3.22)$$

Adotando a notação ω_n mostrada em (3.16) e escrevendo $(T/2\pi)F_n = F(\omega)$:

$$f(t) = \sum_{\omega T/2\pi=-\infty}^{+\infty} F(\omega) e^{i\omega_n t} \Delta\omega , \quad (3.23)$$

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) e^{-i\omega_n t} dt . \quad (3.24)$$

Para $T \rightarrow \infty$, tem-se que $\Delta\omega \rightarrow 0$, e, portanto:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_n(\omega) e^{i\omega t} d\omega , \quad (3.25)$$

$$F_n(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt . \quad (3.26)$$

Considerando $f(t)$ como uma função de quadrado integrável, (3.25) e (3.26) serão definidas em $L_2(\mathbb{R})$. A expressão (3.25) representa $f(t)$ como uma integral de Fourier e $F_n(\cdot)$, indicada em (3.26), representa a transformada de Fourier de $f(t)$.

3.1.2 Transformada janelada de Fourier

Apesar da maré terrestre ser considerada contínua no domínio do tempo, as observações gravimétricas passam por um processo de conversão analógico-digital e pelo confinamento de $f(t)$ para um intervalo específico Δt de observação. Esse processo de amostragem pode ser abstraído utilizando a função delta de Dirac (MORETTIN, 2014):

$$\delta(t) = \begin{cases} +\infty, & t = 0 \\ 0, & t \neq 0 \end{cases} \quad (3.27)$$

com:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1 . \quad (3.28)$$

A interpretação física da função definida em (3.27) e (3.28) é a de um impulso de energia num sistema; por esse fato, a função também é conhecida como função resposta de impulso.

A função pente de Dirac é definida matematicamente pela discretização de (3.28), por meio de um somatório (SCHULLER, 2015):

$$\eta(t_n) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(t - i\Delta), \quad n = 0, 1, 2 \dots N, \quad (3.29)$$

sendo t_n a amostragem temporal discreta; e Δ o intervalo de amostragem entre dois valores consecutivos. Nota-se que para $t = i\Delta$, tem-se $\eta(t_n) = 1$, caso contrário $\eta(t_n) = 0$.

Definindo $w(t)$ como uma função retangular contínua que representa o intervalo de tempo τ de gravação de uma observação:

$$w(t) = \begin{cases} 1, & -\tau/2 \leq t \leq \tau/2 \\ 0, & t \leq -\tau/2 \text{ ou } t \geq \tau/2 \end{cases} \quad (3.30)$$

Pode-se obter uma função retangular discreta $w(t_m)$, também conhecida como função de janela, por meio do produto da função retangular contínua (3.30) e a função pente de Dirac (3.29):

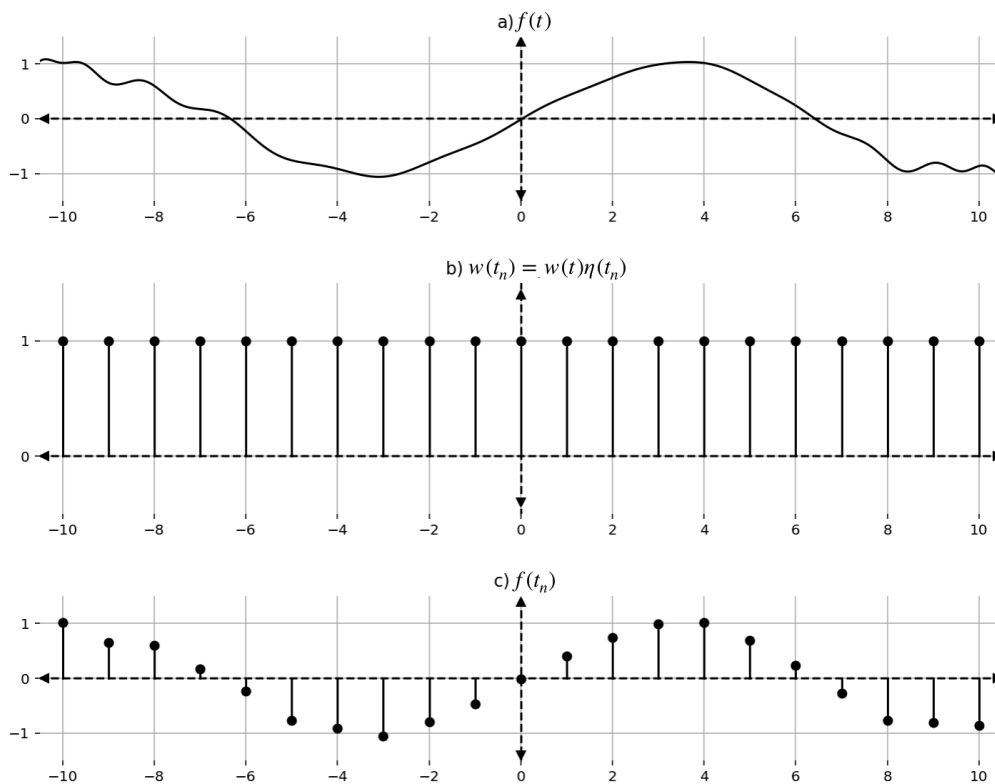
$$w(t_n) = w(t) \eta(t_n). \quad (3.31)$$

A amostragem dos valores discretos da função $f(t_m)$ é então obtida pelo produto da função $f(t)$ para os valores reais e a função janela (3.31):

$$f(t_n) = f(t) w(t_n). \quad (3.32)$$

Na Figura 7 tem-se a representação em a) de uma função $f(t)$ distribuída continuamente ao longo do tempo; b) da função de janela $w(t_n)$; e c) a função $f(t_n)$ distribuída discretamente ao longo do tempo.

Figura 7 - Processo de amostragem para as observações contínuas

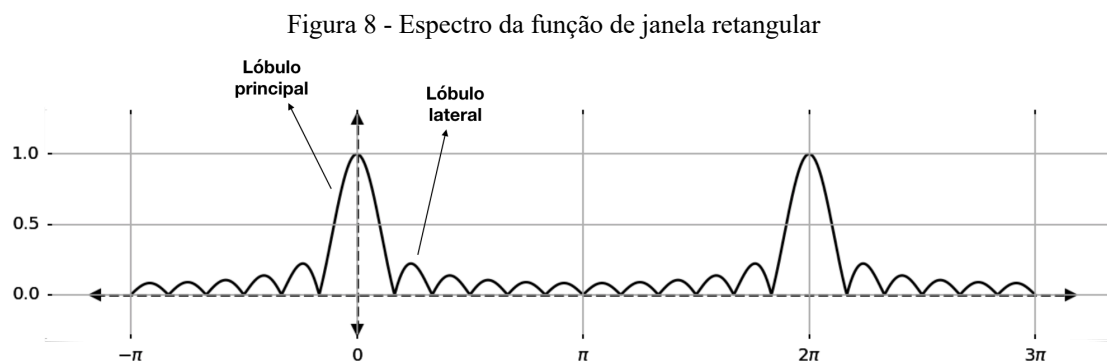


Fonte: Adaptada de Schuller (2015).

Pode-se ainda obter analiticamente a representação espectral da função de janela (SCHULLER, 2015):

$$W(\omega) = \frac{\Delta \operatorname{sen}\left(\frac{\omega N \Delta}{2}\right)}{N \operatorname{sen}\left(\frac{\omega \Delta}{2}\right)}. \quad (3.33)$$

A Figura 8 mostra o módulo da função de janela retangular, onde são vistos dois lóbulos principais e diversos lóbulos laterais. Uma vez que o produto de duas séries temporais é equivalente à convolução no domínio espectral das mesmas, observa-se por meio da representação espectral da função de janela retangular que essa função atua como uma abertura na qual é analisado o espectro das observações discretizadas com determinada incerteza (SCHULLER, 2015).



Fonte: Adaptada de Schuller (2015).

Portanto, a transformada janelada de Fourier (TJF), também conhecida como transformada de Fourier-Gabor, consiste na separação da série temporal de dados em pequenos períodos fixos por meio de uma função de janela e em seguida a aplicação da TF nesses fragmentos. A escolha da função de janela tem impacto direto no resultado da transformada. Entre as propriedades que a função desempenha destaca-se a resolução e a convergência do lóbulo lateral. Por exemplo, a função de janela retangular descrita anteriormente apresenta uma resolução ótima indicando que cada pequeno período está sendo analisado pela maior abertura possível para a representação das frequências naquele intervalo. Por outro lado, a convergência que esta função de janela desempenha pode prejudicar a análise espectral. Outras funções de janela como Hanning apresentam uma convergência mais rápida, todavia não apresenta resolução ótima.

A TJF foi desenvolvida como uma modificação da TF tradicional para o estudo de sinais não estacionários, pois essa representação fornece informações temporais sobre a frequência. Entretanto dois problemas permanecem ao trabalhar-se com a TJF para a análise

de sinais não estacionários: a) janela temporal é fixa, não podendo ser alterada após o início da aplicação; e b) as funções trigonométricas base da TF apresentam energia infinita, portanto são limitadas entre $-\infty$ e $+\infty$.

3.2 Ondaletas

As funções de ondaletas foram desenvolvidas para obter uma melhor localização temporal das frequências. Essas funções são definidas como base de decomposição de funções $f(t) \in L^2$, onde $L^2(\mathbb{R})$ é o espaço das funções de quadrado integráveis, do domínio temporal para o domínio tempo-escala.

Uma ondaleta é caracterizada por uma função base $\psi_o(t)$, também chamada de ondaleta mãe, que satisfaz duas propriedades matemáticas (ADDISON, 2017):

- a) A função deve apresentar energia (E) finita. Essa condição assegura que a função apresente um decaimento rápido, garantindo que a função (ψ_o) apresente localização espacial:

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_o(t)|^2 dt < \infty . \quad (3.34)$$

- b) Sendo a Transformada de Fourier ($\Psi(\omega)$) da função definida:

$$\Psi(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_o(t) e^{-i\omega t} dt , \quad (3.35)$$

tem-se que:

$$C_g = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Psi(\omega)}{\omega} d\omega < \infty . \quad (3.36)$$

Portanto, a função $\psi_o(t)$ apresenta média igual a zero. Essa condição é conhecida como condição de admissibilidade e C_g é chamada de constante de admissibilidade.

A primeira função de ondaleta foi descoberta pelo geofísico Morlet (1983), sendo aplicada originalmente no estudo de sinais sísmicos. Após sua descoberta diversas áreas do

conhecimento aproveitaram-se dessa técnica e outras funções de ondaletas surgiram, por exemplo, Malvar, Meyer, Chapéu Mexicano, Haar, Gabor, Daubechies. Frente à grande diversidade de funções existentes, a escolha da ondaleta mãe deve ser feita com base na representatividade da mesma, frente às características da série temporal de dados (DOMINGUES et al., 2005). Caso o interesse esteja no estudo de mudanças de amplitude e fase, deve-se optar por uma ondaleta complexa, como é o caso da ondaleta de Morlet, mostrada na expressão:

$$\psi(t) = \pi^{-1/4}(e^{i2\pi f_0 t})e^{-t^2/2}, \quad (3.37)$$

onde f_0 representa a frequência fundamental da ondaleta e t refere-se a variável tempo.

Nota-se que a ondaleta mãe tem seu comportamento em função de apenas uma variável, o tempo. Para que a TO seja capaz de se deslocar no tempo e frequência duas variáveis adicionais (a e b) são consideradas. O parâmetro a representa a dilatação (compressão) da ondaleta, isto é, sua escala; enquanto b é o parâmetro de translação, permitindo o deslocamento da ondaleta ao longo do eixo tempo. A consideração dessas variáveis para ondaleta de Morlet é dada por (ADDISON, 2017):

$$\psi\left(\frac{t-b}{a}\right) = \pi^{-1/4}(e^{i2\pi f_0((t-b)/a)})e^{-\frac{1}{2}[(t-b)/a]^2}. \quad (3.38)$$

3.2.1 Transformada em ondaletas

A Transformada em Ondaletas (TO) é uma ferramenta utilizada principalmente para a análise de sinais não estacionários ou que apresentem variações bruscas de frequência, permitindo a identificação de variações da frequência e detecção de estruturas localizadas no tempo e no espaço (MEYER, JAFFARD e RIOUL, 1987).

A TO de uma série temporal com períodos de tempo constantes dt é definida como a convolução de $x(t)$ com o complexo conjugado da ondaleta-mãe (ψ^*) escalada e normalizada (ADDISON, 2017):

$$T(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt. \quad (3.39)$$

O módulo e a fase (ϕ) da TO de Morlet, a qual apresenta as componentes real $Re(T(a, b))$ e imaginária $Im(T(a, b))$, podem ser obtidos respectivamente pelas expressões (3.40) e (3.41):

$$|T(a, b)| = \sqrt{Re(T(a, b))^2 + Im(T(a, b))^2}, \quad (3.40)$$

$$\phi(a, b) = \arctan \left[\frac{Im(T(a, b))}{Re(T(a, b))} \right]. \quad (3.41)$$

As amplitudes dos sinais A_{TO} são dadas por (ARASZKIEWICZ e BOGUSZ, 2010):

$$A_{TO}(a, b) = \frac{|T(a, b)|}{|F_A(a, b)|}, \quad (3.42)$$

onde $|F_A(a, b)|$ representa o fator de amplitude, o qual pode ser obtido pelo módulo da TO, conforme (3.40), de um sinal artificial com amplitude unitária para cada frequência determinada na TO do sinal original.

3.2.2 Comparação entre TO

Uma grande vantagem da análise por ondaletas é a possibilidade de comparação entre duas séries temporais. Sejam $g(t)$ e $h(t)$ dois sinais distintos, a TO dessas séries temporais é dada respectivamente por $T_g(a, b)$ e $T_h(a, b)$. Pode-se obter o módulo da diferença, em (3.43), entre esses sinais, representando o comportamento da diferença em energia dos sinais independente da fase dos mesmos; e o módulo da razão, mostrado em (3.44), medindo o comportamento da razão local em energia entre as duas transformadas (ADDISON, 2017):

$$DiffMOD_{g,h} = |T_h(a, b)| - |T_g(a, b)|, \quad (3.43)$$

$$RazaoMOD_{g,h} = \frac{|T_h(a, b)|}{|T_g(a, b)|}. \quad (3.44)$$

Calcula-se a diferença entre as fases das duas transformadas por meio da expressão:

$$\Delta\phi_{g,h}(a,b) = \phi_h(a,b) - \phi_g(a,b). \quad (3.45)$$

Por fim, a seguir são descritas duas técnicas que podem ser empregadas para análise de séries temporais a partir da TO.

a) Transformada em ondaletas cruzadas

Uma ferramenta comumente utilizada na comparação entre séries temporais é a transformada em ondaletas cruzadas (TOC), definida pela expressão (3.46), pois essa é capaz de enfatizar regiões de mesma energia no domínio das transformadas e também determinar a fase relativa (ADDISON, 2017).

$$TOC_{g,h}(a,b) = T_g^*(a,b) T_h(a,b), \quad (3.46)$$

sendo o ângulo da fase da TOC ($\phi_{TCO}(a,b)$) definido:

$$\phi_{TCO}(a,b) = \phi_h(a,b) - \phi_g(a,b). \quad (3.47)$$

A diferença de fase entre dois sinais, mostrados nas expressões (3.43) e (3.47), permite a quantificação e qualificação da relação entre as duas séries em termos da propagação de seus ciclos de oscilação. Todavia, a média e o intervalo de confiança da diferença de fase também precisam ser estimados, o que significa usar a média circular da fase sobre regiões com significância estatística maiores que um limiar previamente estabelecido, por exemplo 5%. A medida da diferença da fase média global entre dois sinais é dada pela fase média circular (*Circular Mean* – CM):

$$CM(a) = \arctan\left(\frac{\langle \sin \Delta\phi_{g,h}(a,b) \rangle}{\langle \cos \Delta\phi_{g,h}(a,b) \rangle}\right), \quad (3.48)$$

onde $\langle \cdot \rangle$ indica a média temporal em relação ao termo b . Considerando que os dados apresentem uma distribuição normal encapsulada (*wrapped normal distribution*) em torno de um círculo unitário $[0,2\pi]$, a dispersão dos valores angulares é baseada no parâmetro ρ :

$$\rho = \sqrt{\langle \sin \Delta\phi_{g,h}(a,b) \rangle^2 + \langle \cos \Delta\phi_{g,h}(a,b) \rangle^2}, \quad (3.49)$$

sendo que ρ varia entre 0 e 1, onde o valor 0 indica que os valores angulares são completamente dispersos e 1 mostra que os dados angulares se concentram em uma única direção. A variância angular dos dados pode ser obtida por:

$$\text{Var}(a) = 1 - \rho, \quad (3.50)$$

e o desvio padrão circular (*Circular Standard Deviation* – CSD) é calculado segundo:

$$\text{CSD}(a) = \sqrt{-2 \ln(\rho)}. \quad (3.51)$$

b) Coerência de ondaletas

Para obtenção da medida de coerência entre duas ondaletas simples em tempo-frequência, pode-se fazer uso da coerência de ondaletas (CO), expressão (3.52). Esse estimador é capaz de explicar quanto a variabilidade de uma determinada variável de uma série temporal pode ser explicada pela variabilidade da outra série temporal (ADDISON, 2017).

$$CO_{g,h}^2(a,b) = \frac{\left[\left[\left[TCO_{g,h}(a,b) \right] \right]^2 \right]}{\left[\left[|T_g(a,b)|^2 \right] \right] \left[\left[|T_h(a,b)|^2 \right] \right]}, \quad (3.52)$$

onde $\llbracket \cdot \rrbracket$ representa um operador de suavização em tempo e frequência para as componentes das TO.

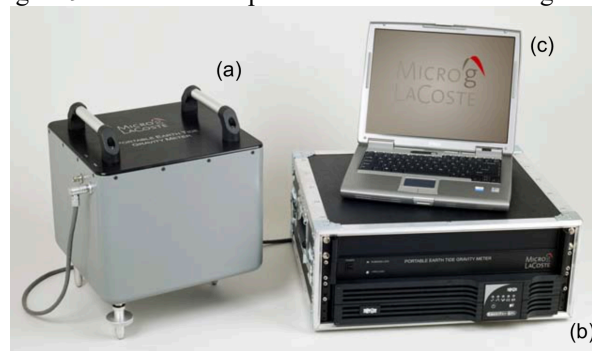
4 MODELOS EMPÍRICOS DE MARÉ TERRESTRE

Nos capítulos anteriores foram abordados os aspectos teóricos da maré terrestre (Capítulo 2) e as análises de sinais no domínio espectral e espectro-temporal (Capítulo 3). Este capítulo é voltado ao tópico dos aspectos práticos da maré terrestre e, portanto, é apresentada a metodologia proposta para a obtenção dos modelos empíricos de maré terrestre, incluindo os detalhes do pré-processamento e processamento dos dados gravimétricos. Adicionalmente, são apresentados os resultados dos experimentos propostos juntamente com a análise dos referidos modelos.

4.1 Materiais e Métodos

As observações de gravimetria relativa utilizadas nessa pesquisa foram fornecidas pelo Projeto de Maré Terrestre do LTG/EPUSP e CENEGEO. Realizada entre 2013 e 2014, a coleta dos dados ocorreu durante aproximadamente 10 meses de observações, utilizando dois gravímetros gPhone, fabricados pela Micro-g LaCoste. Esses gravímetros são formados por três componentes principais, conforme mostrado na Figura 9: (a) sistema de aquisição dos dados; (b) sistema eletrônico contendo o temporizador e fonte de alimentação – *no-break*; e (c) micro computador para controle e verificação das leituras e armazenamento dos dados. Conforme as informações do fabricante, tal instrumento apresenta um desvio padrão (DP) de $\pm 1,0 \mu\text{Gal}$ e uma resolução da leitura de $0,1 \mu\text{Gal}$.

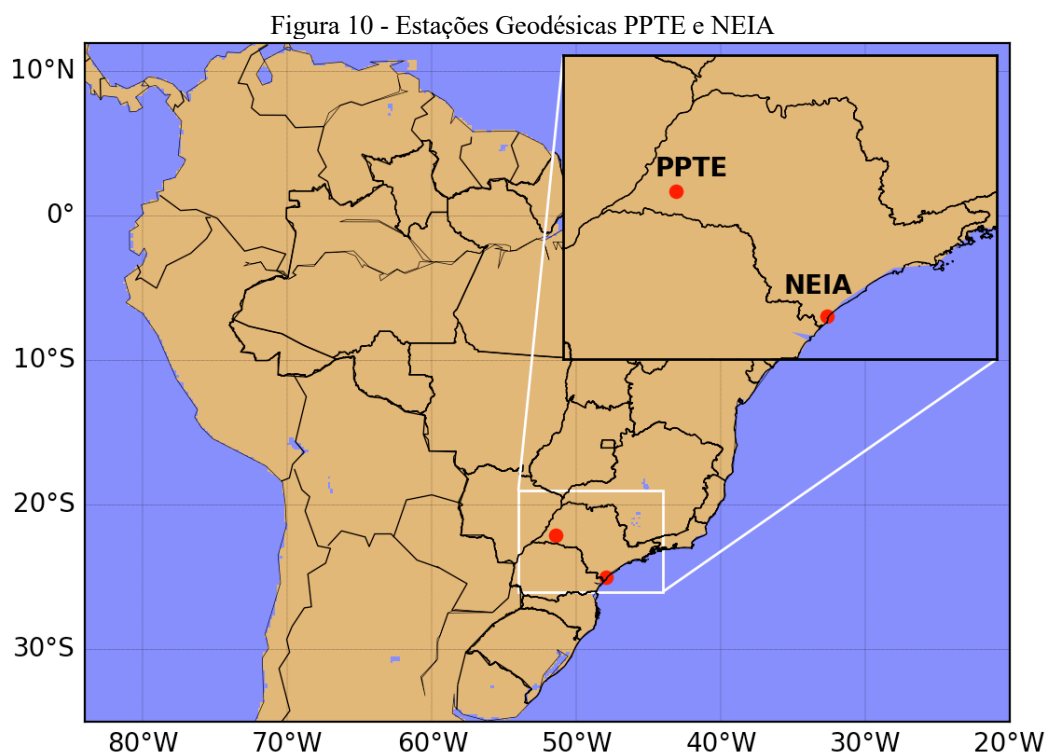
Figura 9 - Sistema transportável de Maré Terrestre gPhone



Fonte: Micro-g LaCoste (2013).

Adicionalmente, os dados de duas campanhas de gravimetria absoluta, coletados com o A-10 - fabricado pela Micro-g LaCoste - foram cedidas pelo CENEGEO. Uma das campanhas foi realizada em fevereiro de 2015, na cidade de Cananeia, e a outra em maio de 2016, em Presidente Prudente.

Na Figura 10 é mostrada a localização das estações gravimétricas PPTE e NEIA, que são base do estudo, localizadas nos municípios de Presidente Prudente e Cananeia, respectivamente.



A escolha estratégica das duas estações permite estudar e aplicar os modelos empíricos em redes gravimétricas absolutas em dois cenários contrastantes: uma das estações é localizada na região litorânea de São Paulo e a outra no interior do Estado de São Paulo, afastada ~ 500 km do litoral. Ambas estações possuem uma base fixa, protegida de ruídos externos, formada por um pilar de concreto isolado lateralmente para não possuir contato com o piso. Na Tabela 9 são mostradas as coordenadas geodésicas das estações em estudo.

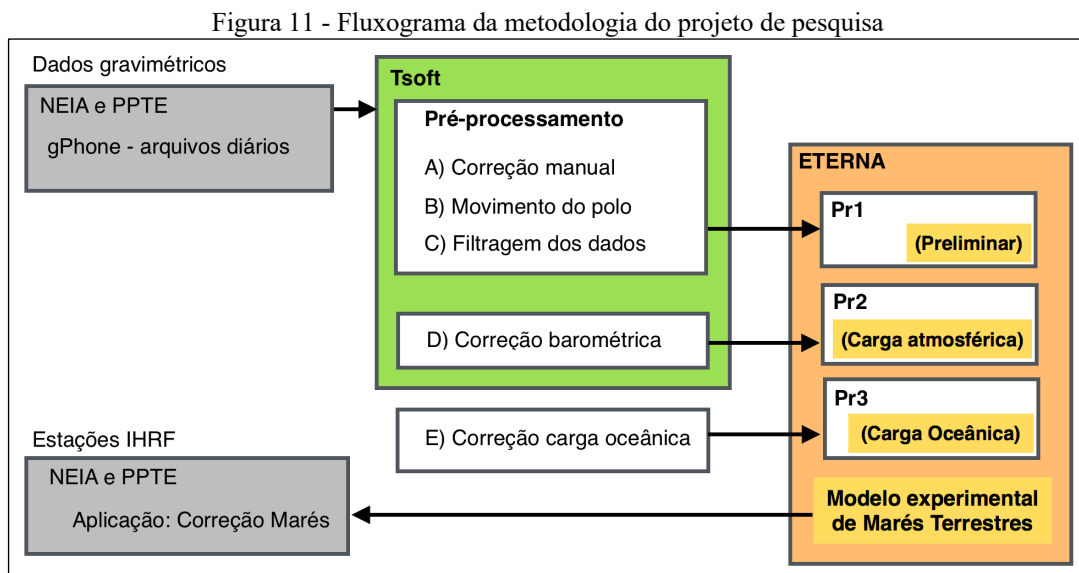
Tabela 9 - Coordenadas das estações no SIRGAS2000 (Época 2000,4)

Estação	Latitude [°]	Longitude [°]	Altitude geodésica [m]
PPTE	-22,119900	-51,408530	431,05
NEIA	-25,020240	-47,924970	6,05

Os dados coletados foram gravados no sistema de aquisição contendo um total de 18 canais a uma taxa de coleta de 1 segundo, produzindo arquivos diários com 86400 leituras em cada canal. Dentre as informações armazenadas pelo gravímetro, destacam-se: aceleração de gravidade bruta, aceleração de gravidade corrigida, pressão atmosférica, pressão do sensor,

temperatura ambiente, temperatura do sensor, movimento do polo e outros parâmetros derivados da observação gravimétrica. Esses dados são afetados por irregularidades causadas por perturbações no ambiente, produzindo interferências de sinais de alta frequência. Existe também a possibilidade da descontinuidade de informações, essas causadas por interrupções na coleta de dados por motivos diversos, como eventualmente pela queda de energia. Uma vez que essas interferências geram mudanças abruptas, os dados gravimétricos passam a não refletir adequadamente o comportamento da variação da aceleração de gravidade (YU et al., 2015), sendo assim necessário uma minuciosa etapa de pré-processamento dos dados.

A metodologia proposta nesta pesquisa se resume à realização de três etapas: o pré-processamento, o processamento e a aplicação dos modelos de maré. O fluxograma do projeto é resumidamente mostrado na Figura 11.



Para a aplicação da metodologia proposta, na etapa de pré-processamento foi utilizado o *software* Tsoft 2.2.15 (VAN CAMP e VAUTERIN, 2005), o qual apresenta a possibilidade da edição dos dados por meio de ferramentas que permitem a interação visual. Esta abordagem tem uma série de vantagens, em particular, no campo da detecção e da correção de erros nas observações. Ademais, o Tsoft oferece a possibilidade de escrever *scripts*, o que permite simplificar e acelerar consideravelmente a realização de algumas tarefas.

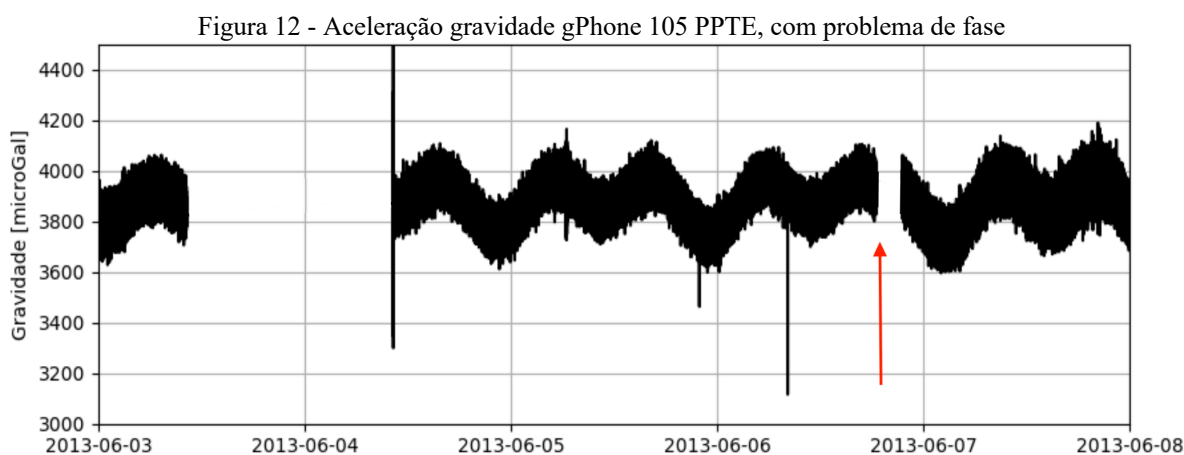
Na etapa de processamento, utilizou-se a versão V60-B do *software* ETERNA (WENZEL, 1996b; SCHUELLER, 2015), o qual permite obter as constituintes de maré com uma precisão melhor que 1 nGal (0,01 nm/s²). Dentre os programas disponíveis no pacote do

software, destaca-se o uso do ANALYZE, o qual faz o ajuste por MMQ das componentes de onda do modelo empírico de maré. Nesta fase foram realizados três processamentos para cada estação: o processamento preliminar (Pr1), processamento da carga atmosférica (Pr2) e processamento da carga oceânica (Pr3).

Os arquivos gerados nas fases A), B), C) e D) foram exportados para o formato do ETERNA. A partir de Pr1, processamentos realizados por meio dos arquivos exportados nas etapas A), B) e C), foi analisada a evolução progressiva na determinação das componentes de onda dos modelos empíricos de maré. Em Pr2, utilizando os arquivos exportados a partir da etapa D), foi realizado um estudo do impacto da correção atmosférica nos modelos empíricos de maré terrestre e, adicionalmente, comparou-se as diferentes metodologias para a correção desse efeito nas estações em estudo. Por fim, em Pr3 foram investigados os diferentes cenários das estações frente ao efeito da carga oceânica calculada por meio dos modelos globais de maré oceânica, obtidos na etapa E).

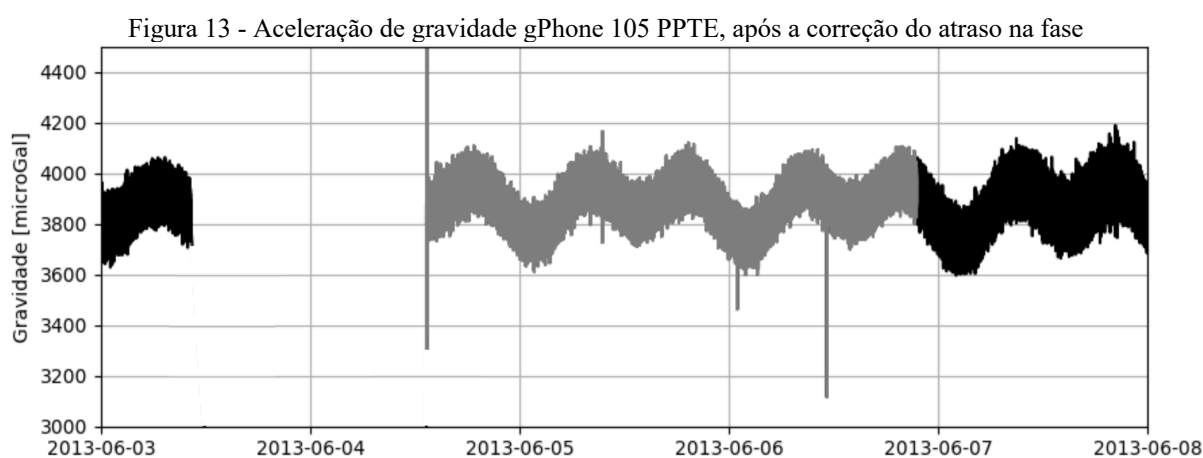
4.1.1 Pré-processamento dos dados gravimétricos

O pré-processamento das observações gravimétricas, realizado com a utilização do Tsoft 2.2.15¹⁹, também levou em consideração a pressão atmosférica registrada pelo gPhone. Ao início do mesmo foi constatado um deslocamento temporal em um bloco de observações do gPhone 105 em PPTE, no dia 06/06/2013 às 18h 30m 19s. Na Figura 12, a seta destaca a mudança abrupta na fase devido ao deslocamento temporal nos dados de exatos 10.894 s, ou seja, 3h 01m 34s.



¹⁹ Disponível em: <http://seismologie.oma.be/en/downloads/tsoft>

O Tsoft mostrou instabilidade nas tentativas de correção desse deslocamento de fase devido à alta taxa de coleta dos dados exigirem elevado desempenho computacional. Portanto, foi elaborado um *script* em Python para a realização do deslocamento temporal do bloco de observações. No Apêndice A é mostrada a metodologia utilizada para a correção dessa falha juntamente com o código desenvolvido. Destaca-se a importância da correção desse tipo de lacuna nos dados para o aumento da quantidade de observações, pois, no caso da não realização da mesma, esse conjunto de dados deveria ser descartado. A Figura 13 mostra o bloco de observações em cinza deslocado após a correção nos dados.



A detecção do deslocamento temporal nos dados não é sempre evidente. Entretanto, a análise dos resíduos das observações pode auxiliar nessa identificação. Caso uma parcela dos dados apresente resíduos consideravelmente maiores que o restante das observações, sugere-se que seja analisada a conexão temporal da parcela suspeita juntamente com o restante das observações, conforme mostrado na Figura 12. Destaca-se que no gPhone 103, em NEIA, não foram identificados deslocamentos temporais.

Após a correção do problema de fase, a unidade dos dados em [μGal] foi transformada para [nm/s^2] e, em seguida, foi realizada alteração da taxa de amostragem das observações gravimétricas para 1 minuto por meio da ferramenta “*change sample rate*”, possibilitando o processamento de toda a série temporal de dados em um único arquivo. Adicionalmente, essa reamostragem permitiu a eliminação dos ruídos gerados por influências externas de efeitos microssísmicos presentes nas frequências de 1 a 10 segundos, que são causados pela propagação das ondas de turbulência dos ventos e oceanos (HINDERER, CROSSLEY e WARBUTON, 2015). Esse processo envolve o uso de algoritmos suavizadores tanto no domínio espectral quanto no domínio temporal. Para a realização da reamostragem das observações é necessária a utilização de um filtro passa-baixa onde a frequência Nyquist

(ω_v) deve ser inserida. Esta frequência representa a maior frequência que pode ser univocamente determinada conforme a taxa de amostragem (Δ) dos dados:

$$\omega_v = \frac{360}{2\Delta} [\text{o/h}]. \quad (4.1)$$

Para a taxa de amostragem desejada, a frequência Nyquist inserida foi 720 cpd (ciclos por dia) equivalente a 10800 °/h. A realização dessa etapa se mostrou mais interessante se realizada anteriormente às correções manuais nas observações, uma vez constatado que após a reamostragem esses efeitos são destacados visualmente. Em seguida, foram realizadas as seguintes etapas do pré-processamento:

a) Técnica remove-restaura

Conforme mostrado na expressão (2.69), o sinal observado é influenciado por diversos sinais conhecidos. A realização de correções nas observações formadas por esse conjunto de sinais não é uma tarefa simples; pois, qualquer manipulação do sinal reflete nos resultados do processamento de análise de maré. A técnica remove-restaura possibilita a correção de degraus (*steps*), saltos (*spikes*) e falhas (*gaps*) diretamente no sinal residual. A aplicação dessa técnica consiste na realização de dois passos (HINDERER, CROSSLEY e WARBUTON, 2015):

- 1) Primeiro a remoção das maiores influências do sinal gravimétrico, como maré terrestre e carga atmosférica por meio de correções padrões, obtendo-se as observações gravimétricas residuais (g_{remove}):

$$g_{remove} = g_{obs} - g_{maré} - g_{atm}. \quad (4.2)$$

Em seguida os problemas de degraus, saltos e falhas no sinal residual são corrigidos (g_{remove}^c).

- 2) Em um segundo momento, $g_{restaura}$ é obtido restaurando-se os sinais anteriormente removidos ($g_{maré}$ e g_{atm}) no sinal corrigido (g_{remove}^c), conforme a expressão:

$$g_{restaura} = g_{remove}^c + g_{maré} + g_{atm}. \quad (4.3)$$

As observações podem então ser utilizadas para o processamento e análise conforme almejado

O sinal residual foi obtido a partir da remoção da maré terrestre, utilizando o modelo teórico de maré Dehant-Defraigne-Wahr (DDW) (DEHANT, 1987; DEHANT e ZCHAU 1989; WAHR, 1981), e da carga atmosférica, por meio do fator de admissibilidade padrão de $-0,3 \mu\text{Gal}/\text{mBar}$. Destaca-se que as escolhas do modelo terrestre (elástico ou inelástico) e da correção atmosférica têm pouca influência na aplicação da técnica remove-restaura, uma vez que posteriormente (no passo 2) esses sinais são novamente adicionados.

Após a realização do passo 1), as funções de autodetecção de degraus, saltos e falhas foram utilizadas com intuito de identificar aqueles respectivos problemas no sinal residual ao longo do tempo. A partir da identificação desses componentes, eles foram corrigidos manualmente de maneira a confirmar a automática identificação.

Os degraus são caracterizados pelo aumento ou pela diminuição do sinal dos dados gravimétricos, sem razão geofísica, e em seguida a estabilização do sinal num novo nível. A correção desse efeito é realizada pelo deslocamento de todo conjunto de dados a partir do degrau identificado. O processo automático de detecção não se mostrou eficiente devido à heterogeneidade de amplitude dos degraus encontrados nos dados, variando de 500 a $1.200.000 \text{ nm}/\text{s}^2$.

Os saltos são descritos por picos de curto período nos dados. A devida correção dos saltos é feita por meio da geração de falhas (lacunas) observacionais. Estas, por sua vez, podem ser corrigidas por meio da interpolação do sinal residual (g_{remove}). Ressalta-se que o uso da técnica remove-restaura torna o preenchimento das falhas facilitado. O sinal residual (g_{remove}) apresenta uma menor variação e maior estabilidade em relação ao sinal observado (g_{obs}), uma vez que a remoção da maré terrestre teórica e carga atmosférica faz com que g_{remove} seja representado principalmente pela deriva instrumental e pela carga oceânica. Entretanto, é aconselhável manter as falhas de grande extensão temporal para que não sejam criadas falsas observações e, portanto, foi adotado um limiar máximo de 3 horas para o preenchimento de falhas.

A presença de descontinuidades observacionais torna mais complexa a determinação das componentes de onda conforme a função de detecção previamente escolhida nas configurações do processamento, podendo prejudicar a solução do modelo de maré. Portanto, conforme recomendações de Schueller (2015), as descontinuidades foram interpoladas sempre que possível considerando o limiar adotado.

Por fim, após os problemas de degraus, saltos e falhas serem corrigidos, foi realizado o passo 2): o sinal foi restaurado utilizando o mesmo modelo elástico e fator de admissibilidade anteriormente citados.

b) Filtragem das observações

Conforme o agrupamento das constituintes de maré de Wenzel (1996b), a extensão temporal dos dados desse projeto permite a determinação de constituintes de maré diurnas, semi-diurnas e ter-diurnas. Para minimização dos resíduos e eliminação dos efeitos com frequência maior que 3 cpd, os quais não serão determinados nos modelos empíricos de maré, é proposto uma filtragem passa-baixa de 6 cpd utilizando a Transformada de Fourier.

c) Correção da maré polar

O método de correção proposto para minimização do efeito do movimento do polo nos dados gravimétricos (g_p) é expresso na fórmula (2.71), apresentada na subseção 2.6.1. Os parâmetros de orientação da Terra utilizados são disponibilizados pelo IERS por meio dos arquivos EOPC04²⁰. Ademais, o fator gravimétrico adotado foi 1,165 para ambas as estações, conforme os resultados de Pereira, Freitas e Mantovani (2009).

d) Correção atmosférica

No caso da correção barométrica, foi realizado um experimento de modo a analisar o impacto das diferentes metodologias, mostradas na subseção 2.6.3, para as duas estações de estudo. A partir dos dados de pressão armazenados pelos gravímetros, quatro métodos de correção das influências atmosféricas foram aplicados.

No primeiro método (I) de correção da sobrecarga atmosférica, considerado o mais tradicional, foi utilizado o fator de admissibilidade padrão de $-0,3 \mu\text{Gal/mBar}$, conforme a recomendação n. 9 de 1983 da IAG (sub-subseção 2.6.3.1). Para a segunda estratégia (II), foi estimado um único fator barométrico no domínio temporal com base nos resíduos das observações ajustados para as observações de pressão conforme a metodologia a) de Crossley, Jensen e Hinderer (1995) (sub-subseção 2.6.3.2). O terceiro método (III) foi realizado conforme a metodologia c) de Crossley, Jensen e Hinderer (1995) para a obtenção de fatores de admissibilidade dependentes da frequência dos dados (sub-subseção 2.6.3.2). Por fim, a quarta metodologia (IV) baseou-se em uma abordagem física na qual os campos de pressão

²⁰ Disponível em: <ftp://hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc04/>

global são envolvidos com as funções de Green apropriadas, descrevendo a deformação elástica gravitacional de toda a Terra (BOY, GEGOUT e HINDERER, 2002) (sub-subseção 2.6.3.3). A mesma foi realizada com o auxílio do Serviço de Carregamento da *École et Observatoire des Sciences de la Terre (EOST)*²¹ para a obtenção do fator barométrico teórico na correção do efeito "local" e um modelo meteorológico global para a correção atmosférica "não-local".

e) Correção da carga oceânica

Inicialmente foi utilizado o modelo FES2014b (CARRÈRE et al., 2016) para análise dos efeitos da carga oceânica em ambas as estações. Neste caso, os efeitos foram calculados e cedidos pelo professor Jean Paul Boy da EOST seguindo a metodologia de Scherneck e Bos (2002) (sub-subseção 2.6.2.1); juntamente com a análise de maré oceânica para uma estação localizada em Cananeia, gerada pelo *Tidal Analysis Software Kit (TASK)*²² com uso de dados maregráficos de 2014 a 2016.

Adicionalmente, a consistência dos efeitos da carga oceânica foi analisada utilizando os modelos de maré oceânica GOT4.10c (RAY, 2013), DTU10 (CHENG e ANDERSEN, 2011), EOT11a (SAVCENKO e BOSCH, 2012), TPX08 (EGBERT, EROFEEVA e RAY, 2010) e FES2014b (CARRÈRE et al., 2016), dos quais oito constituintes principais desses modelos de maré, quarto diurnas e quatro semi-diurnas, foram obtidas por meio da ferramenta do Observatório Espacial de Onsala na Suécia, conforme a metodologia de Scherneck e Bos (2002). A partir dos modelos e sobrecarga foram obtidos os modelos combinados para as estações de estudo, conforme apresentado na sub-subseção 2.6.2.2.

4.1.2 Processamento dos dados gravimétricos

Para cada estação, os dados gravimétricos foram processados usando o pacote de análise de maré ETERNA 3.4 V60-B²³. Os processamentos por MMQ das séries temporais gravimétricas proporcionaram as amplitudes e as fases observadas/estimadas para cada constituinte de maré considerada. Contudo, em relação aos valores absolutos das amplitudes, pouca informação pode ser de fato extraída e, portanto, por conveniência esses valores são frequentemente expressos na forma de fatores gravimétricos. Estes, representando a razão entre a amplitude do potencial observado e a amplitude do potencial de maré teórica para a

²¹ Disponível em: <http://loading.u-strasbg.fr>

²² Disponível em: https://www.psmsl.org/train_and_info/software/task2k.php

²³ Disponível em: <http://ggp.bkg.bund.de/eterna/>

Terra rígida e sem oceanos, por sua vez, permitem uma análise das características elásticas do manto terrestre. Neste contexto, fatores gravimétricos superiores ao valor unitário indicam que as amplitudes observadas são maiores que as amplitudes teóricas, refletindo um comportamento elástico do manto terrestre frente aos corpos perturbadores. Valores equivalentes a 1,0 indicam que a maré observada, no respectivo domínio espectral, se comporta como um corpo rígido, não apresentando deformações elásticas. Os valores inferiores ao valor unitário demonstram que o corpo se deforma inversamente à perturbação realizada, isto é, uma tensão positiva gera uma expansão do corpo e uma tensão negativa causa uma retração. Todavia essa característica não é observada nos materiais presentes na Terra.

As fases observadas, por outro lado, permitem quantificar o atraso, ou avanço, que determinada constituinte de maré apresenta em relação ao modelo teórico elástico, mostrando quão o manto terrestre se comporta como um corpo inelástico. Como já discutido no Capítulo 2, a maré terrestre é gerada pelo efeito diferencial da atração gravitacional causado por astros perturbadores. Portanto, fases nulas indicam que a deformação no manto, no respectivo domínio espectral, acontece no mesmo instante da realização da tensão pelo corpo perturbador. Em termos práticos, para as constituintes diurnas, um atraso de 1° representa um intervalo de 4 minutos entre a aplicação da tensão pelo astro perturbador e a realização da deformação do corpo terrestre; para as semi-diurnas, 1° representa 2 minutos. Quanto maior é esse intervalo de resposta, mais as características do corpo se aproximam de um material viscoso.

Neste estudo, foi utilizado o potencial de maré do catálogo HW95 (HARTMANN e WENZEL, 1995) para o cálculo das amplitudes teóricas da maré terrestre. A Tabela 10 mostra as frequências mínimas e máximas utilizadas para a identificação das respectivas constituintes de maré no processamento das observações gravimétricas cedidas pelo Projeto de Maré Terrestre do LTG/EPUSP e CENEGEO. Na Tabela 11 são mostradas as amplitudes teóricas para a Terra rígida e sem oceanos, em PPTE e NEIA.

Tabela 10 - Frequências mínimas e máximas das principais constituintes de maré

Const. maré	Frequência Mínima [cpd]	Frequência Máxima [cpd]
Q_1	0,501370	0,911390
O_1	0,911391	0,947991
NO_1	0,947992	0,981854
P_1	0,981855	0,998631
K_1	0,998632	1,023622
J_1	1,023623	1,054746
OO_1	1,054747	1,470243
$2N_2$	1,470244	1,880264
N_2	1,880265	1,914128
M_2	1,914129	1,950419
L_2	1,950420	1,984282
S_2	1,984283	2,002739
K_2	2,002740	2,451943
M_3	2,451944	3,381378
M_4	3,381379	4,347615

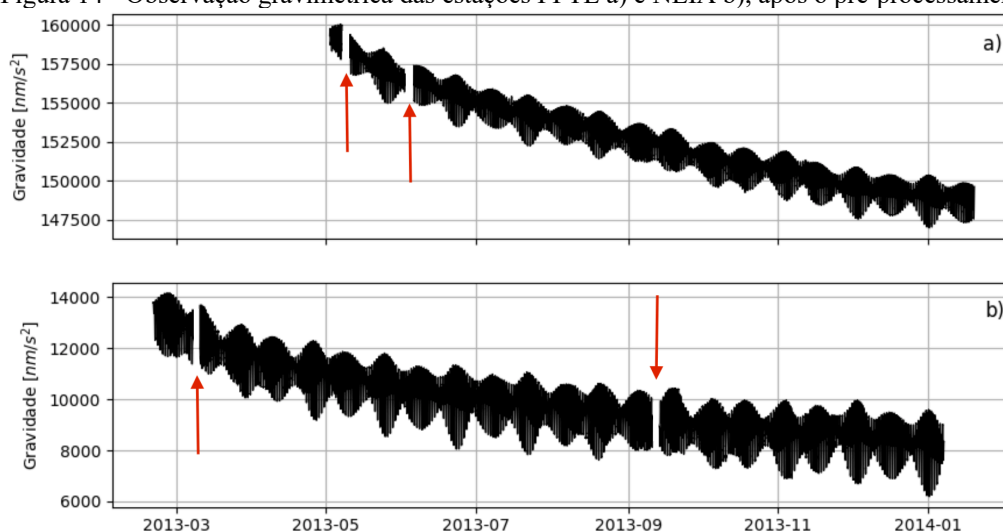
Fonte: Wenzel (1996).

Tabela 11 - Amplitudes teóricas das principais constituintes de maré (HW95)

Const. maré	PPTE - Amp. Teórica [nm/s^2]	NEIA - Amp. Teórica [nm/s^2]
Q_1	41,45260	45,54518
O_1	216,50205	237,87707
NO_1	17,01850	18,69871
P_1	100,72174	110,66589
K_1	304,36589	334,41560
J_1	17,02450	18,70531
OO_1	9,31080	10,23008
$2N_2$	16,32396	15,61938
N_2	123,35749	118,03308
M_2	644,27796	616,46934
L_2	18,21242	17,42632
S_2	299,72517	286,78829
K_2	81,43003	77,91531
M_3	11,72101	10,97072
M_4	0,19802	0,18130

Observa-se um total de 15 constituintes a serem estimadas, totalizando 30 parâmetros ajustados (15 amplitudes e 15 fases). Destaca-se que os fatores gravimétricos e fases a priori utilizados no ajustamento foram 1,0 e $0,0^\circ$, respectivamente. As observações da aceleração de gravidade de PPTE e de NEIA, após a etapa de pré-processamento, são mostradas na Figura 14. Neste gráfico, as setas destacam a presença de duas discontinuidades na série temporal de ambas as estações, dividindo-as em 3 blocos de observações.

Figura 14 - Observação gravimétrica das estações PPTE a) e NEIA b), após o pré-processamento



Na Tabela 12 e 13 são mostrados os períodos iniciais e finais dos blocos de observações utilizados nos processamentos, juntamente com o número de observações presentes em cada bloco para PPTE e NEIA, respectivamente.

Tabela 12 - Bloco de observações gravimétricas dos processamentos de PPTE

Bloco	Início	Fim	Número de observações
1	01/05/2013 12:46:00	08/05/2013 14:41:00	10.196
2	09/05/2013 14:30:00	03/06/2013 10:13:00	35.744
3	04/06/2013 13:21:00	20/01/2014 23:58:00	331.838
Total			377.778

Tabela 13 - Bloco de observações gravimétricas dos processamentos de NEIA

Bloco	Início	Fim	Número de observações
1	18/02/2013 18:02:00	09/03/2013 00:03:00	26.282
2	09/03/2013 14:38:00	11/09/2013 23:58:00	268.401
3	12/09/2013 18:34:00	08/01/2014 13:58:00	169.645
Total			464.328

Como é possível observar na Figura 11, foram previstos três processamentos: Pr1, Pr2 e Pr3. Entre suas configurações destaca-se a utilização: da taxa de amostra de 1 minuto dos dados; do filtro de Pertsev passa-alta (N1H60KSP) com 3.001 coeficientes para a eliminação dos longos comprimentos de onda e oscilações não periódicas; e da função de janela retangular para as análises espectrais do conjunto de dados. Após aplicação do filtro N1H60KSP, o número de observações utilizadas no ajustamento foi de 368.778 e 455.328, respectivamente, para PPTE e NEIA.

4.2 Resultados e Discussões

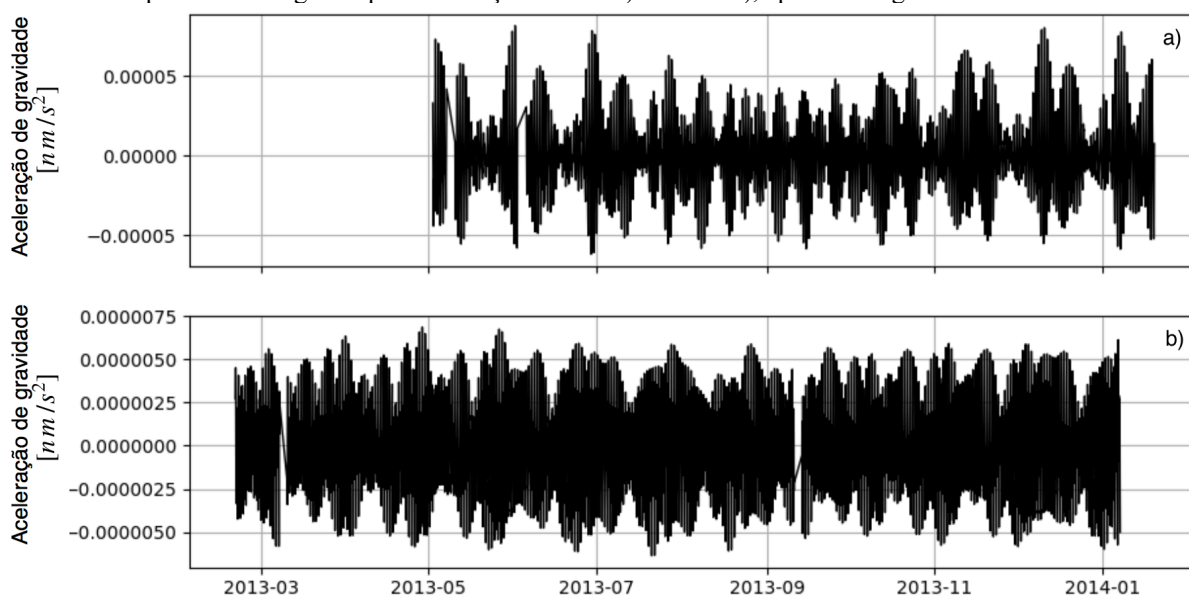
Os processamentos utilizando o ETERNA v60-B foram realizados conforme as metodologias propostas (seção 4.1). No processamento preliminar (Pr1) são analisados os impactos da correção da deriva e, adicionalmente, é proposto um filtro passa-baixa para minimização dos ruídos; em seguida, no processamento da carga atmosférica (Pr2) são exploradas e discutidas as quatro possibilidades para a correção da mesma (I a IV); por fim, durante o processamento da carga oceânica (Pr3) é estudada e debatida a influência das correções oceânicas obtidas por modelos globais de sobrecarga individualmente e por uma combinação entre eles.

4.2.1 Correção da deriva e mitigação dos ruídos nos dados gravimétricos

Após as correções manuais, etapa A) do pré-processamento, foram realizados dois processamentos. Primeiramente, os dados foram processados sem a aplicação de correções de deriva e, no segundo processamento, foi proposto a utilização de um polinômio de grau 2 para a minimização da deriva instrumental. O intuito desta comparação é analisar o impacto da utilização do polinômio nas componentes de onda ajustadas e nas observações gravimétricas.

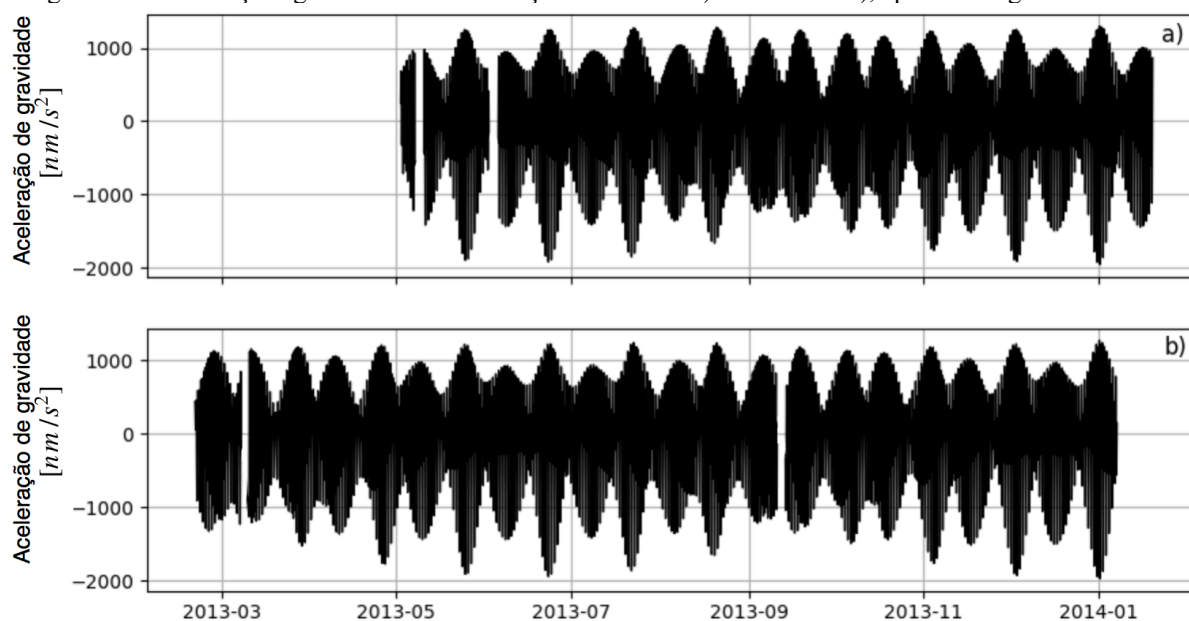
Em relação aos parâmetros estimados (fatores gravimétricos, fases e seus respectivos desvios padrão), os processamentos propostos apresentaram resultados invariáveis. Para avaliar a influência da correção de deriva nas observações gravimétricas, são mostradas na Figura 15 as diferenças entre as acelerações de gravidade utilizada nos processamentos propostos, isto é, as observações sem a correção de deriva e as observações aplicando-se a correção de deriva por um polinômio de grau 2.

Figura 15 - Diferenças das observações gravimétricas sem a correção da deriva e corrigindo-a por meio de um polinômio de grau 2 para as estações PPTE a) e NEIA b), após a filtragem N1H60KSP



A análise mostra que as diferenças máximas são de 10^{-5} nm/s² para as estações em estudo. Portanto, os processamentos evidenciam resultados semelhantes para as componentes de onda e para as observações gravimétricas. A filtragem passa-alta N1H60KSP foi capaz de eliminar os longos comprimentos de onda dos sinais juntamente com a deriva instrumental, mostrando que a utilização do polinômio de grau 2 não interferiu nos resultados. As observações gravimétricas após a aplicação do filtro N1H60KSP são mostradas na Figura 16.

Figura 16 - Observações gravimétricas das estações PPTE em a) e NEIA em b), após a filtragem N1H60KSP



Os fatores gravimétricos, fases e seus respectivos desvios padrão, calculados pelo ajustamento realizado no ETERNA utilizando os arquivos gerados após a realização da etapa A) do pré-processamento, são apresentadas para PPTE e NEIA respectivamente na Tabela 14 e 15.

Tabela 14 - Processamento utilizando os dados gerados na etapa A) do pré-processamento para PPTE

Onda	Fator gravimétrico	DP do fator gravimétrico	Fase [°]	DP da fase [°]
Q_1	1,19706	0,00048	-0,0144	0,0229
O_1	1,17244	0,00010	-0,5404	0,0046
NO_1	1,18110	0,00131	1,5008	0,0635
P_1	1,14927	0,00018	-1,2544	0,0089
K_1	1,14998	0,00007	0,6285	0,0032
J_1	1,14617	0,00114	-0,0965	0,0572
OO_1	1,20388	0,00360	-0,9367	0,1712
$2N_2$	1,17287	0,00061	2,3067	0,0300
N_2	1,18018	0,00013	1,4205	0,0063
M_2	1,17428	0,00003	1,2171	0,0013
L_2	1,17470	0,00095	0,7261	0,0463
S_2	1,17556	0,00006	1,1621	0,0029
K_2	1,17344	0,00028	0,8897	0,0135
M_3	1,08129	0,00136	0,5869	0,0721
M_4	0,53234	0,07759	-5,5943	8,3520

Tabela 15 - Processamento utilizando os dados gerados na etapa A) do pré-processamento para NEIA

Onda	Fator gravimétrico	DP do fator gravimétrico	Fase [°]	DP da fase [°]
Q_1	1,21068	0,00042	-1,5402	0,0198
O_1	1,16986	0,00008	-1,8432	0,0039
NO_1	1,14323	0,00128	-0,2162	0,0644
P_1	1,14792	0,00015	-1,5346	0,0075
K_1	1,13088	0,00005	-0,5548	0,0028
J_1	1,17342	0,00100	-0,5176	0,0487
OO_1	1,18245	0,00283	0,9168	0,1370
$2N_2$	1,20625	0,00066	4,8051	0,0313
N_2	1,18951	0,00013	1,8908	0,0064
M_2	1,16327	0,00003	2,4005	0,0013
L_2	1,16833	0,00101	5,2570	0,0498
S_2	1,16896	0,00006	2,7413	0,0029
K_2	1,15052	0,00026	2,8468	0,0131
M_3	1,28273	0,00136	-3,1365	0,0605
M_4	7,92876	0,07891	24,1938	0,5702

Neste processamento a maioria dos fatores gravimétricos foi determinada com um desvio padrão abaixo de 0,001; enquanto as fases apresentaram valores próximo a 0,01°. Esse experimento mostra que a metodologia empregada na etapa de pré-processamento com uso da técnica remove-restaura para a correção de falhas, saltos e degraus nos dados é adequada para ambas as estações em estudo, permitindo a realização de uma acurada interpretação das componentes de onda dos modelos empíricos. Todavia, em ambas as estações de estudo OO_1 , M_3 e M_4 apresentaram as piores qualidades na determinação tanto dos fatores gravimétricos quanto das fases, representadas pelos maiores desvios padrão. A inferior qualidade dessas três constituintes de maré pode ser justificada pela sensibilidade instrumental coincidir com o valor das amplitudes teóricas de OO_1 , M_3 e M_4 (conforme Tabela 11), mostrando que essa incerteza provém principalmente das medições instrumentais.

A partir do processamento inicial, os fatores gravimétricos calculados para ambas as estações mostraram que as amplitudes observadas são maiores que as amplitudes teóricas do modelo HW95. Essa relação é justificada pelas propriedades elásticas do manto terrestre que permitem que o corpo sofra uma deformação, causada pelo potencial de maré, não esperada para o modelo da Terra rígida. Em termos quantitativos, para PPTe (Tabela 14) esse aumento nas amplitudes observadas foi entre 14,62% e 20,39% nas constituintes diurnas e entre 17,29% e 18,02% nas semi-diurnas. Analogamente, para a estação NEIA (Tabela 15) o aumento em relação ao modelo teórico rígido na família diurna foi entre 13,09% e 21,04% e na semi-diurna de 15,05% a 20,63%. As amplitudes de M_3 , nas duas estações, também apresentaram valores maiores que os valores teóricos. Porém, M_4 apresentou um

comportamento contrastante: em NEIA, M_4 apresentou um aumento de 692,88% em relação ao modelo teórico, indicando uma maré excessivamente elástica; enquanto em PPTE, essa constituinte exibiu um comportamento inversamente elástico uma vez que o fator gravimétrico observado se mostrou 46,77% menor em relação à Terra rígida.

O maior fator gravimétrico observado na constituinte M_4 de NEIA é justificado pelo carregamento da maré oceânica não linear quar-diurna, causado por águas rasas (em inglês, *shallow water*), que é em geral maior que a maré terrestre de grau 4 (BOY et al., 2004). Esses valores serão novamente analisados na seção 4.2.3, após as correções atmosférica e oceânica.

Em relação às fases observadas, em PPTE tem-se uma variação de $-1,25^\circ$ a $1,50^\circ$ para as constituintes diurnas, e $0,72^\circ$ a $2,31^\circ$ para as semi-diurnas. Para a estação NEIA, foi obtido um intervalo de $-1,84^\circ$ a $0,22^\circ$ para a família diurna, e $0,92^\circ$ a $5,25^\circ$ para a semi-diurna. Os valores negativos de fases mostram que existe um atraso entre a aplicação da tensão causada pela movimentação dos corpos perturbadores e a efetiva deformação da Terra sólida. Contudo, os valores positivos na fase observada não apresentam uma interpretação física, pois são desconhecidos quaisquer mecanismos que expliquem como uma deformação pode acontecer antecipadamente à própria tensão/perturbação ser realizada. Neste estudo, portanto, é possível notar que os modelos empíricos das estações de estudo apresentam o comportamento de um corpo quase-elástico, em razão da proximidade que as fases são de valores nulos. Todavia, deve-se destacar que, anteriormente à análise física dos parâmetros estimados, é importante que sejam corrigidos/eliminados os efeitos geofísicos, uma vez que estes podem ser responsáveis pela não-elasticidade dos modelos empíricos estimados.

A comparação de modelos observados com modelos teóricos de maré terrestre é interessante na análise dos resultados. Assumindo-se que os modelos empíricos traduzem o verdadeiro comportamento do manto frente às perturbações da maré terrestre, a princípio uma paridade das observações com um modelo teórico indica que o mesmo representa adequadamente a Terra real. Entretanto, essa comparação deve ser realizada com cautela, pois as observações do campo de gravidade são influenciadas por diversos efeitos externos, como já foi discutido no Capítulo 2. Ainda neste estágio, anteriormente às correções atmosféricas e oceânicas, uma comparação dessa natureza pode levar a interpretações errôneas e, portanto, a mesma será analisada nas subseções 4.2.2 e 4.2.3.

Além da filtragem passa-alta foi proposta a utilização de um filtro passa-baixa por meio da Transformada de Fourier eliminando as frequências nas observações aquém de 6 cpd.

Os resultados na Tabela 16 e 17 mostram o efeito desse filtro nas observações juntamente com a realização da correção do polo.

Tabela 16 - Processamento utilizando os dados gerados na etapa B) e C) do pré-processamento para PPTE

Onda	Fator gravimétrico	DP do fator gravimétrico	Fase [°]	DP da fase [°]
Q_1	1,19706	0,00026	-0,0142	0,0123
O_1	1,17244	0,00005	-0,5403	0,0025
NO_1	1,18112	0,00070	1,5014	0,0342
P_1	1,14927	0,00010	-1,2546	0,0048
K_1	1,14998	0,00004	0,6285	0,0017
J_1	1,14616	0,00062	-0,0972	0,0308
OO_1	1,20389	0,00194	-0,9357	0,0921
$2N_2$	1,17288	0,00033	2,3064	0,0161
N_2	1,18018	0,00007	1,4204	0,0034
M_2	1,17428	0,00001	1,2171	0,0007
L_2	1,17470	0,00051	0,7260	0,0249
S_2	1,17556	0,00003	1,1621	0,0016
K_2	1,17345	0,00015	0,8894	0,0072
M_3	1,08132	0,00073	0,5881	0,0388
M_4	0,53051	0,04174	-5,5551	4,5079

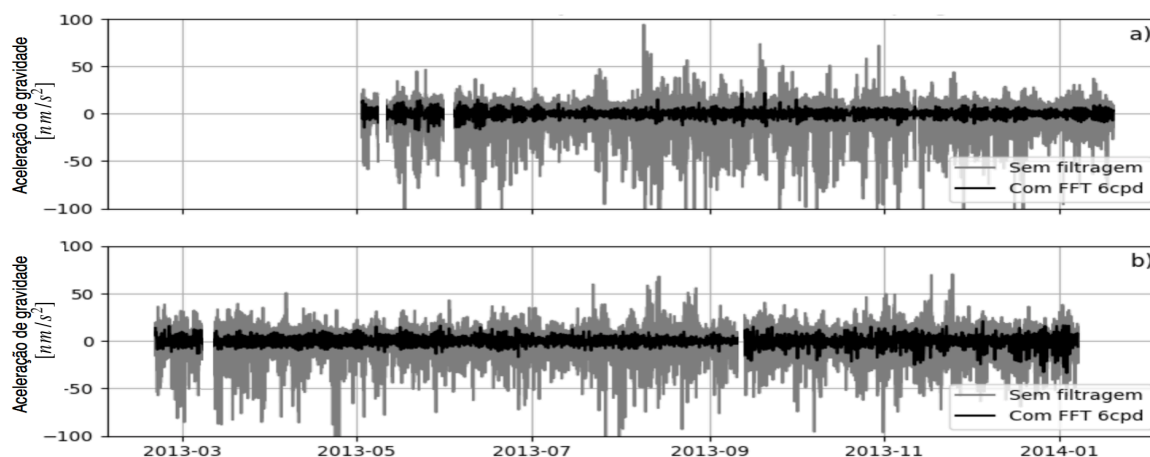
Tabela 17 - Processamento utilizando os dados gerados na etapa B) e C) do pré-processamento para NEIA

Onda	Fator gravimétrico	DP do fator gravimétrico	Fase [°]	DP da fase [°]
Q_1	1,21068	0,00029	-1,5411	0,0136
O_1	1,16987	0,00006	-1,8431	0,0027
NO_1	1,14321	0,00088	-0,2176	0,0443
P_1	1,14791	0,00010	-1,5344	0,0052
K_1	1,13088	0,00004	-0,5547	0,0019
J_1	1,17342	0,00069	-0,5198	0,0335
OO_1	1,18237	0,00194	0,9165	0,0942
$2N_2$	1,20625	0,00045	4,8051	0,0215
N_2	1,18951	0,00009	1,8909	0,0044
M_2	1,16327	0,00002	2,4004	0,0009
L_2	1,16835	0,00070	5,2561	0,0342
S_2	1,16897	0,00004	2,7415	0,0020
K_2	1,15052	0,00018	2,8474	0,0090
M_3	1,28276	0,00093	-3,1372	0,0416
M_4	7,93046	0,05428	24,2129	0,3921

Evidencia-se uma redução no valor do desvio padrão dos fatores gravimétricos e das fases das constituintes. Em M_4 , constituinte cuja melhora é mais evidente, foi constatada uma redução no desvio padrão dos fatores gravimétricos de 0,04 e 0,02 para PPTE e NEIA, respectivamente; mantendo a devida ordem, em termos angulares os desvios padrão das fases reduziram 3,84° e 0,17°.

Além dos melhores desvios padrão obtidos, a viabilidade do processo de filtragem nos dados também pode ser observada ao analisar os resíduos das observações do ajustamento após o processo de filtragem. Na Figura 17 são comparados os resíduos da série temporal das observações gravimétricas anterior à aplicação do filtro passa-baixa (em cinza) e após sua aplicação (em preto) para PPTE a) e NEIA b).

Figura 17 - Resíduos das observações gravimétricas das estações PPTE a) e NEIA b) anterior a filtragem, em cinza, e após a aplicação do filtro, em preto



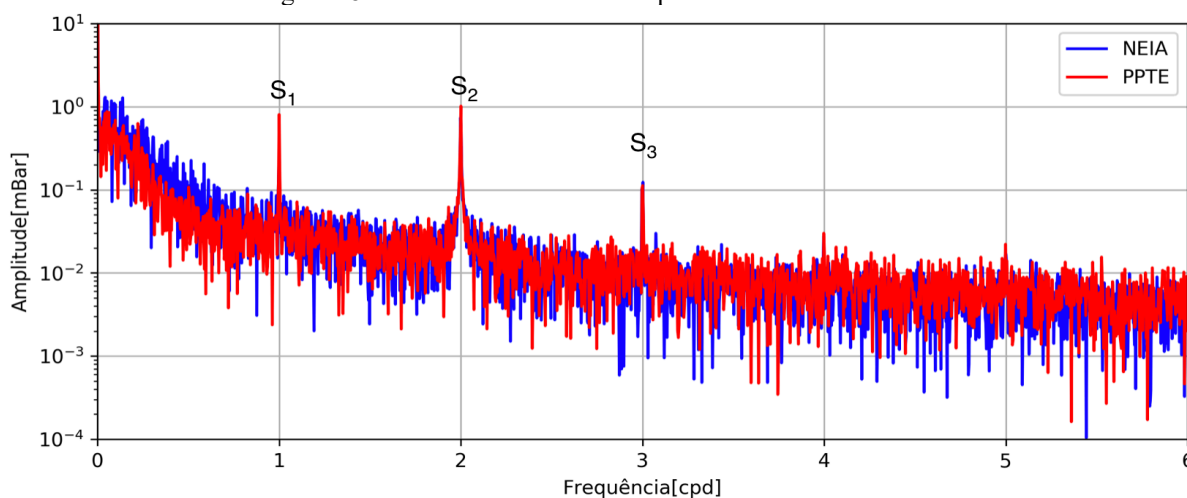
Destacam-se que os resíduos têm médias iguais a zero. Pontualmente, após o processo de filtragem passa-baixa, nota-se uma considerável redução dos resíduos, porém, por meio do DP dos resíduos é possível quantificar a melhora dos resultados. Anterior à filtragem, PPTE e NEIA apresentavam respectivamente o DP dos resíduos de $7,38 \text{ nm/s}^2$ e $7,67 \text{ nm/s}^2$. Após a realização da etapa de filtragem, obteve-se $3,97 \text{ nm/s}^2$ e $5,28 \text{ nm/s}^2$ para PPTE e NEIA, respectivamente, indicando uma redução dos resíduos das observações de 46% e 31% para as mesmas estações.

4.2.2 Impacto da correção atmosférica nos modelos de maré terrestre

Nessa etapa, a utilização de quatro metodologias para a correção dos efeitos atmosféricos nas observações gravimétricas é discutida preliminarmente.

Para analisar o comportamento atmosférico em função da frequência, na Figura 18 é mostrada a análise espectral dos dados de pressão para PPTE (vermelho) e NEIA (azul).

Figura 18 - Transformada de Fourier para os dados barométricos



O domínio espectral das duas estações evidencia o movimento periódico das massas de ar, indicando as constituintes de maré atmosférica. Comparativamente, nota-se que as constituintes de longo período de PPTE (vermelho) apresentam amplitudes inferiores a NEIA (azul). O espectro barométrico das duas estações é definido por três constituintes de maré atmosférica, estas influenciadas pela passagem solar: S_1 (diurna), S_2 (semi-diurna) e S_3 (ter-diurna). As amplitudes de S_1 , S_2 e S_3 em PPTE são respectivamente 0,841, 1,112 e 0,113 mBar; em NEIA estas atingem 0,272, 0,736 e 0,124 mBar. Ademais, S_2 se destaca por apresentar um intervalo de influência no domínio espectral consideravelmente maior em relação às outras constituintes.

Tendo-se esse panorama barométrico de ambas as estações, foram aplicadas as metodologias propostas para a correção do efeito atmosférico.

Na metodologia I (sub-subseção 2.6.3.1), mais clássica, foi utilizado o valor $-3,0 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-2}/\text{mBar}$ como a função de transferência conforme a resolução n. 9 da IAG (1983). Considerando os valores das amplitudes teóricas da maré terrestre para ambas as estações (Tabela 11) e o fator barométrico padrão, estimou-se que para as estações PPTE e NEIA o efeito atmosférico varia entre 1% e 2% para as constituintes diurnas e semi-diurnas e $\sim 10\%$ para a M_3 . Portanto, nos curtos períodos da maré terrestre o efeito da sobrecarga das massas de ar é relativamente maior e, conseqüentemente, a correção atmosférica tem maior impacto. Esse fato é justificado pela menor amplitude da maré terrestre ter-diurnas e quar-diurnas, por exemplo M_3 ($\sim 10 \text{ nm}/\text{s}^2$) e M_4 ($\sim 0,2 \text{ nm}/\text{s}^2$), em relação às constituintes diurnas e semi-diurnas, como P_1 ($\sim 100 \text{ nm}/\text{s}^2$) e S_2 ($\sim 300 \text{ nm}/\text{s}^2$).

Na metodologia II (sub-subseção 2.6.3.2), o valor para essa função de transferência foi estimado no domínio temporal (CROSSLEY, JENSEN e HINDERER, 1995). Neste caso

um único valor foi estimado para toda a série temporal de cada estação. A utilização desse método permite que haja uma diminuição dos resíduos das observações, uma vez que o parâmetro atmosférico é estimado juntamente com as componentes de onda da maré terrestre.

Para a estação de Presidente Prudente foi obtido o valor $-1,7225 \pm 0,0094$ nm.s⁻²/mBar; e em Cananeia o fator barométrico estimado foi de $-2,0117 \pm 0,0118$ nm.s⁻²/mBar. Nota-se que os fatores de admissibilidade determinados são valores reais, mostrando que não é considerado a defasagem entre as observações gravimétricas e os dados de pressão atmosféricos. Os fatores estimados também apresentam seus respectivos desvios padrão, contudo estes não devem ser interpretados como um estimador de erro das funções de transferência. Para tal análise é necessário assumir que os resíduos das observações gravimétricas sejam causados exclusivamente pela carga atmosférica.

O pressuposto para a aplicação desta metodologia exige que os resíduos da maré observada sejam altamente influenciados pela carga atmosférica e conseqüentemente mostrem uma alta correlação. No caso das duas estações somente S₂ apresentou uma correlação de 71%; o restante da série temporal apresenta uma correlação inferior a 30%. Entre as causas de uma baixa correlação, destaca-se uma possível defasagem entre os dados barométricos e as observações gravimétricas e/ou uma fraca influência da carga atmosférica nos dados gravimétricos. Portanto, essa metodologia não garante uma interpretação física para a função de transferência determinada uma vez que o pressuposto da alta correlação não é garantido. O princípio teórico da atração direta de massas superficiais mostra que valores coerentes para os fatores de admissibilidade barométrico variam entre -4,0 e -2,0 nm.s⁻²/mBar conforme o ângulo sólido escolhido (SPRATT, 1982; BOY, HINDERER e GEGOUT, 1998; e BOY, GEGOUT e HINDERER, 2002), expressão (2.108). Portanto, o distanciamento entre os valores teóricos e os valores empíricos dos fatores de admissibilidade evidencia a perda do sentido físico dos parâmetros estimados.

A metodologia III (sub-subseção 2.6.3.2) foi aplicada estimando múltiplas funções de transferência no domínio espectral dos dados (CROSSLEY, JENSEN e HINDERER, 1995). Para a realização desta metodologia, deve ser levada em consideração a quantidade de funções a serem determinadas. Entretanto, esse assunto não foi suficientemente discutido pela comunidade acadêmica e, até o momento, não existe um método teórico para a determinação do número de funções a serem estimadas. Segundo Schueller (2015), a análise espectral das observações barométricas pode auxiliar nesta questão: caso o sinal espectral seja suave ao longo do domínio espectral, um valor pequeno no número de funções de admissibilidade será

suficiente para a minimização da carga atmosférica; por outro lado, se o sinal barométrico apresenta fortes picos de energia, o número de funções de transferência deve ser suficiente para representar esses picos.

Em razão da capacidade computacional do *software* para a realização da regressão linear no domínio espectral, os dados foram reamostrados para 1 hora, havendo uma redução no número de observações utilizadas no ajustamento. Nesta metodologia, o ajustamento contou com um total de 5.801 e 7.246 observações para PPTE e NEIA, respectivamente. Para a escolha da quantidade de fatores barométricos, a resolução no domínio espectral entre os parâmetros foi analisada experimentalmente de maneira que a mesma fosse suficiente para representar adequadamente as constituintes atmosféricas S_1 e S_2 . Considerou-se, portanto, os limites do domínio espectral de 0,4 cpd, devido à aplicação do filtro passa alta N1H60KSP, até 12 cpd, conforme a frequência Nyquist para os dados reamostrados para 1 hora. A quantidade de parâmetros foi escolhida dividindo-se a faixa do domínio espectral, correspondente a 11,6 cpd, pela resolução mínima. Uma vez que 0,1 cpd se mostrou a resolução espectral mínima para a representação de S_1 e S_2 , foram determinadas 116 funções de transferência ao longo do domínio espectral. Na Figura 19 e na Figura 20 são mostradas as fases a) e amplitudes b) dos fatores de barométricos estimados em função da frequência até 6 cpd, respectivamente para PPTE e NEIA.

A determinação de múltiplos fatores barométricos no domínio espectral resulta em valores complexos, sendo representados em valores de amplitudes e fases. A amplitude permite expressar a magnitude da função de transferência no domínio da frequência. Nesse sentido, uma maior magnitude da função indica que, em determinadas frequências, o manto terrestre é mais sensível a uma variação de pressão atmosférica. Por outro lado, a fase representa a direção na qual a influência atmosférica atua. Naturalmente são esperadas fases próximo a $\pm 180^\circ$, indicando que atração superficial de massas de ar causa uma diminuição do potencial gravitacional (efeito direto).

Considerando o intervalo do domínio espectral para as análises até 6 cpd, obtêm-se as médias e desvios padrão das amplitudes e fases. Para PPTE foram aferidos $2,31 \pm 0,98$ $\text{nm}\cdot\text{s}^2/\text{mBar}$ e $-164,68^\circ \pm 24,63^\circ$; enquanto em NEIA foram obtidos $1,92 \pm 1,23$ $\text{nm}\cdot\text{s}^2/\text{mBar}$ e $-151,92^\circ \pm 35,88^\circ$. Os valores médios das amplitudes das estações mostram uma tendência maior em PPTE, contudo uma maior dispersão é observada em NEIA. Com relação às fases, nota-se que em PPTE os valores obtidos são mais próximo a 180° e apresentam uma menor dispersão; em NEIA (Figura 20 - a) é aferido que 15% das fases obtidas estão entre $[-90^\circ$,

+90°]. As funções de admissibilidade dentro desse intervalo indicam que um aumento de pressão causa o aumento da aceleração de gravidade, relação que é causada pelo efeito indireto da sobrecarga.

Figura 19 - Fase a) e amplitude b) dos fatores barométricos estimados em função da frequência para PPTE

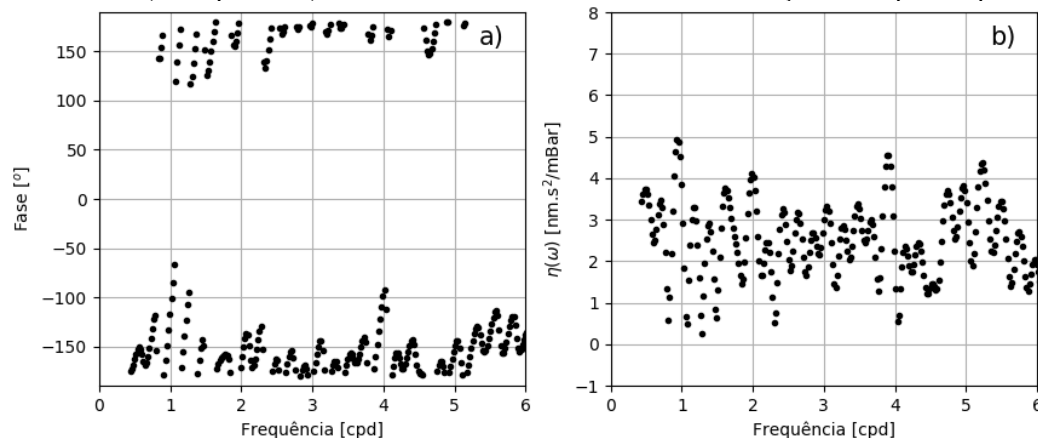
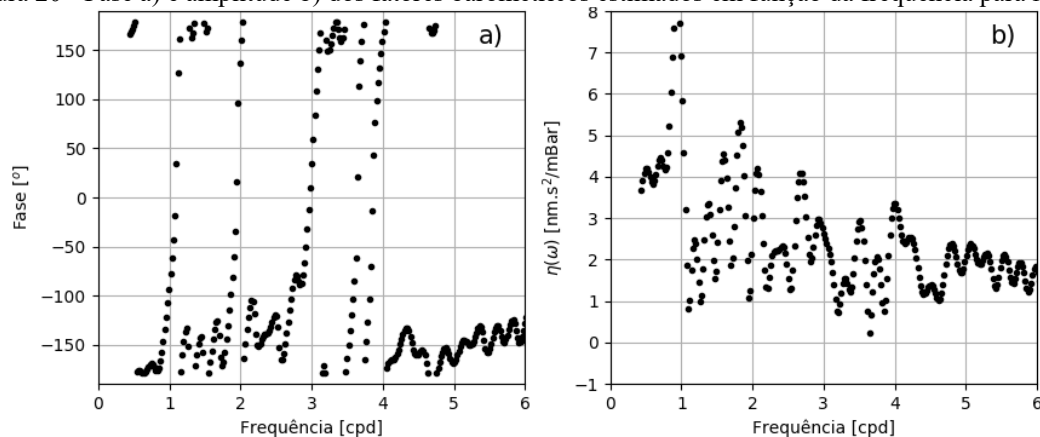


Figura 20 - Fase a) e amplitude b) dos fatores barométricos estimados em função da frequência para NEIA



Em Presidente Prudente (Figura 19 - b), observa-se uma variação regular dos fatores de admissibilidade ao longo do domínio espectral: entre 1,0 e 4,0 $\text{nm.s}^2/\text{mBar}$; enquanto as fases oscilam próximo a 180°. Em relação às constituintes influenciadas pela passagem solar, observa-se que as funções de transferência atingiram 3,5 $\text{nm.s}^2/\text{mBar}$ com -120° em 1 cpd e 4,0 $\text{nm.s}^2/\text{mBar}$ com 170° em 2 cpd.

Na estação de Cananeia (Figura 20), existe uma heterogeneidade tanto dos valores em amplitude quanto em fase. Nota-se que de 0,4 até 3 cpd as amplitudes dos fatores obtidos apresentam uma variação de 1,0 até 8,0 $\text{nm.s}^2/\text{mBar}$, em seguida as amplitudes se estabilizam

e passam a oscilar de $\sim 1,0$ a $3,0 \text{ nm.s}^{-2}/\text{mBar}$. O coeficiente estimado para S_1 é $\sim 6,5 \text{ nm.s}^{-2}/\text{mBar}$ com -90° e em $S_2 \sim 3,0 \text{ nm.s}^{-2}/\text{mBar}$ com $+150^\circ$.

Um modelo obtido por coeficientes empíricos para a representação da sobrecarga atmosférica pode não representar um comportamento físico esperado, contudo a flexibilidade dos coeficientes permite expressar analiticamente o comportamento entre os dados de pressão atmosférica e aceleração de gravidade, proporcionando uma compreensão do fenômeno. Como foi observado em Cananeia, existe um comportamento inexplorado nos dados de pressão e os coeficientes empíricos aqui obtidos mostram que esses dados podem estar relacionados a um efeito indireto da sobrecarga atmosférica. Nenhum estudo na região da costa brasileira foi realizado para a investigação da sobrecarga atmosférica; os resultados obtidos mostram que esse assunto merece um maior aprofundamento.

A metodologia IV (BOY, GEGOUT e HINDERER, 2002) (sub-subseção 2.6.3.3) é interessante, pois permite assimilar o mecanismo físico de forças para uma Terra deformável de modo a corrigir a sobrecarga atmosférica em medições gravimétricas. Enquanto que na correção atmosférica, segundo Crossley, Jensen e Hinderer (1995), os fatores de admissibilidades empíricos obtidos não apresentam necessariamente um sentido físico. Portanto, esse quarto método foi aplicado combinando as medições de pressão local, fornecidas pelo gPhone, com a pressão modelada. A área "local" foi definida por um disco de raio de $0,25^\circ$ ($\sim 30 \text{ km}$) ao redor da estação, onde o fator barométrico teórico utilizado corresponde a $-3,07 \text{ nm.s}^{-2}/\text{mBar}$, com base na função de Green para uma atmosfera pseudoestratificada (isotérmica e hidrostática). Na área "não-local", correspondendo ao exterior do disco definido, foram utilizados os dados do modelo meteorológico ERA5²⁴ do Centro Europeu de Previsões Meteorológicas de Médio Prazo (*European Centre for Medium-range Weather Forecasts* - ECMWF), considerando a hipótese dos barômetros invertidos para resposta do oceano frente à tensão da pressão atmosférica. Tal modelo apresenta resolução temporal de 1 hora; portanto, para a compatibilidade com os dados gravimétricos, as correções não-locais foram interpoladas para 1 minuto utilizando uma função linear.

Com objetivo de analisar o impacto das diferentes metodologias para a correção atmosférica nas observações gravimétricas, na Tabela 18 são mostrados os desvios padrão dos resíduos das observações finais juntamente com o grau de liberdade do ajustamento realizado

²⁴ Disponível em: <https://doi.org/10.24381/cds.bd0915c6>

em função das metodologias empregadas na correção da carga atmosférica, para PPTE e NEIA.

Tabela 18 - Desvio padrão dos resíduos e grau de liberdade dos ajustamentos com as quatro metodologias de correção da carga atmosférica

Metodologias - Pr2	PPTE		NEIA	
	DP [nm/s ²]	Grau de liberdade	DP [nm/s ²]	Grau de liberdade
I - Fator barométrico padrão	3,89	368.748	5,16	455.298
II - Fator barométrico estimado	3,80	368.747	5,12	455.297
III - Múltiplos fatores barométricos	3,34	5.655	4,46	7.097
IV - Fator bar. teórico + ERA5	3,94	368.748	5,18	455.298

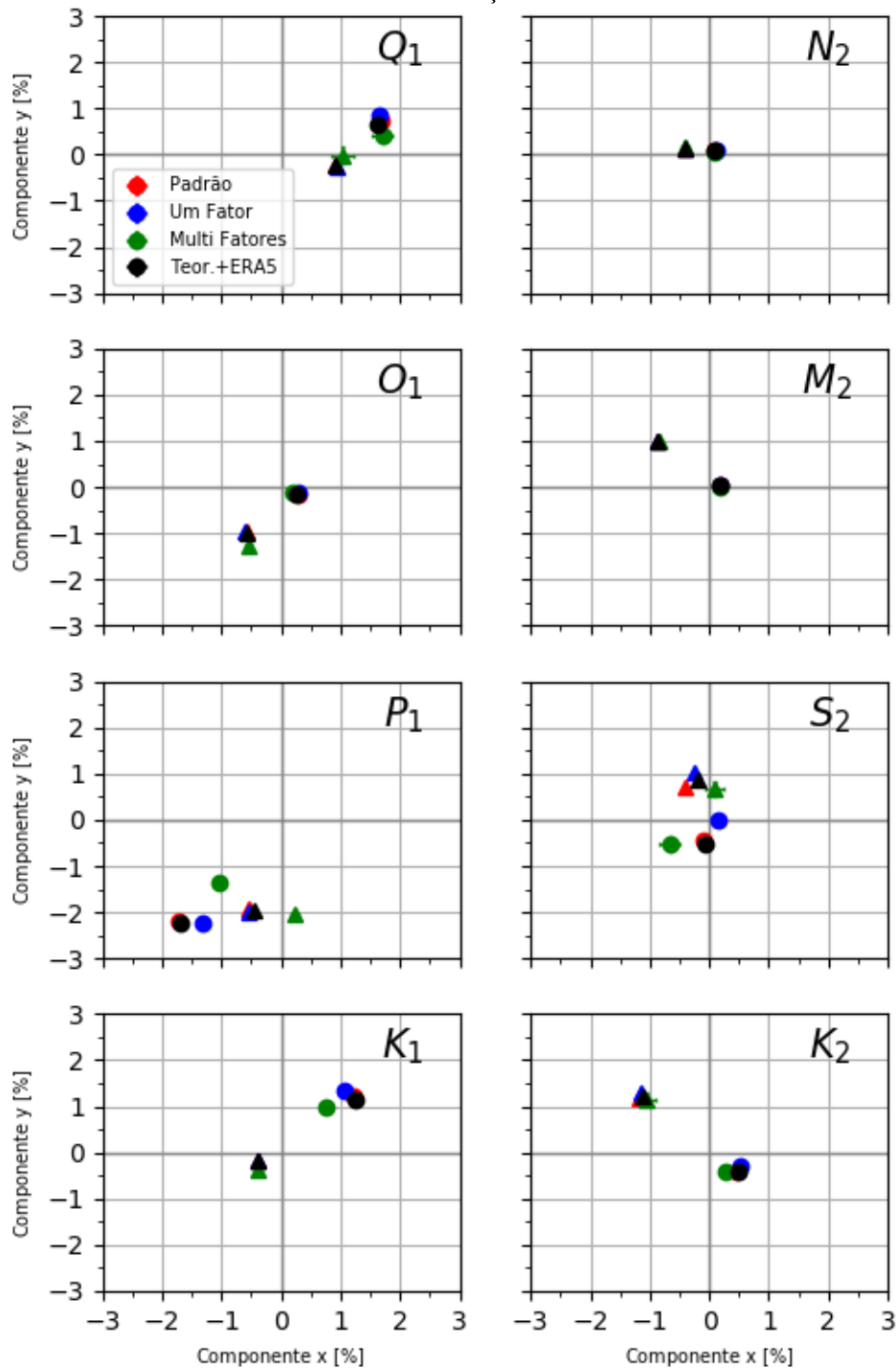
A princípio constata-se que, para ambas estações, o método III foi responsável pelos melhores DP e o ajustamento de múltiplos fatores barométricos permitiu uma redução dos resíduos das observações de $\sim 0,5$ nm/s² em relação aos outros métodos. Todavia, a aplicação dessa metodologia implicou numa redução do grau de liberdade dos ajustamentos realizados para as estações de estudo devido à reamostragem dos dados para 1 hora e à maior quantidade de parâmetros estimados durante o ajustamento. Em Presidente Prudente, o método II apresentou uma redução dos resíduos de $\sim 0,1$ nm/s² em relação ao método I e IV; por outro lado, em Cananeia os métodos I, II e IV apresentaram resíduos semelhantes. Num panorama geral, os resíduos das observações ajustadas mostram que o impacto na aplicação de diferentes metodologias para a minimização da sobrecarga das massas de ar foi inferior 1,5 nm/s².

Esses resultados estão em acordo com o trabalho de Kroner e Jentzsch (1999), onde foi investigado para uma estação da rede GGP na Alemanha, o impacto de diferentes metodologias na correção atmosférica. Os autores expõem que a influência de diferentes correções atmosféricas é mais perceptível nas constituintes de longos períodos.

A seguir são obtidos os resíduos dos modelos observados de maré terrestre, considerando um modelo teórico da Terra elástica DDW (DEHANT, 1987; DEHANT e ZCHAU 1989; WAHR, 1981) e a correção oceânica por meio do FES2014b (CARRÈRE et al., 2016). Entretanto, o intuito dessa comparação será limitado ao impacto das diferentes correções atmosféricas. Portanto, para a complementação das análises entre os métodos de correção atmosférica, são apresentados na Figura 21 os resíduos obtidos para PPTE (círculos) e NEIA (triângulos), juntamente com os desvios padrão de cada constituinte. Enfatiza-se que são mostrados os resíduos cujas constituintes de onda da carga oceânica disponibilizadas pelo

Observatório Espacial de Onsala são comuns às constituintes de maré determinadas nos processamentos.

Figura 21 - Resíduos do modelo empírico de maré terrestre em PPTE (círculos) e em NEIA (triângulos) obtidos com as diferentes correções atmosféricas



Com a correção da carga oceânica esperava-se que os resíduos da maré fossem causados apenas pelas metodologias de correção da carga atmosférica. Todavia, existe uma

influência residual causada pelo modelo de carga oceânica, que será discutida na subseção 4.2.3. O impacto das metodologias I (vermelho), II (azul), III (verde) e IV (preto) é, portanto, tratado na Figura 21 pela divergência dos valores residuais entre os círculos, para PPTE, e entre os triângulos, para NEIA.

Tanto em PPTE quanto em NEIA, é possível observar que O_1 , N_2 , e M_2 foram as constituintes de maré menos influenciadas pelas diferentes correções atmosféricas. As diferenças máximas entre as metodologias das estações de estudo chegam a 0,20%. Essa pequena variação entre os métodos é coerente em razão do pequeno efeito atmosférico frente à grande amplitude teórica da Terra sólida dessas constituintes. Em Q_1 e K_2 , por exemplo, que apresentam uma maré sólida de menor amplitude, nota-se uma maior variação entre as metodologias de correção da sobrecarga. Em PPTE as diferenças máximas atingem 0,46% e 0,39% respectivamente para Q_1 e K_2 ; analogamente para NEIA, as discrepâncias chegam a 0,28% e 0,16%.

Em contrapartida K_1 , que apresenta a maior amplitude teórica entre as constituintes da família diurna e um efeito atmosférico mais relevante devido à proximidade com a componente da passagem solar S_1 , revela diferenças entre as metodologias de 0,42% para estação em Presidente Prudente e 0,26% em Cananeia.

O maior impacto das diferentes metodologias pode ser visto em P_1 , e S_2 , devido à maior dispersão dos círculos para PPTE e triângulos para NEIA. Esse maior impacto é justificado pela maior susceptibilidade deste domínio espectral frente às constituintes de maré atmosférica influenciadas pela passagem solar S_1 e S_2 . Adicionalmente, admite-se que os resíduos finais nestas constituintes são pouco influenciados por erros oriundos dos modelos de carga oceânica. Nas tabelas a seguir são apresentados para ambas estações os valores das discrepâncias entre os vetores dos resíduos com cada uma das metodologias propostas para correção da carga atmosférica, para P_1 (Tabela 19 e 20) e S_2 (Tabela 21 e 22).

Tabela 19 - Diferenças entre as metodologias de correção da carga atmosférica em P_1 para PPTE

	I	II	III	IV
I	-	0,40%	1,06%	0,05%
II		-	0,92%	0,38%
III			-	1,09%
IV				-

Tabela 20 - Diferenças entre as metodologias de correção da carga atmosférica em P_1 para NEIA

	I	II	III	IV
I	-	0,09%	0,78%	0,09%
II		-	0,76%	0,09%
III			-	0,69%
IV				-

Tabela 21 - Diferenças entre as metodologias de correção da carga atmosférica em S₂ para PPTE

	I	II	III	IV
I	-	0,50%	0,56%	0,09%
II		-	0,97%	0,56%
III			-	0,58%
IV				-

Tabela 22 - Diferenças entre as metodologias de correção da carga atmosférica em S₂ para NEIA

	I	II	III	IV
I	-	0,36%	0,50%	0,27%
II		-	0,48%	0,17%
III			-	0,33%
IV				-

Em ambas constituintes de maré, a proximidade dos resultados entre as correções dos métodos I e IV se deve ao fator de admissibilidade padrão ser semelhante ao fator teórico utilizado. As discrepâncias entre essas metodologias são geradas basicamente pela correção não-local obtida com ERA5. Por outro lado, as maiores diferenças são observadas no confronto do método III com as demais correções atmosféricas, indicando que os coeficientes empíricos estimados apresentam menor consistência com os coeficientes teóricos.

A obtenção de múltiplos coeficientes ajustados expressa o comportamento da sobrecarga divergentemente dos outros métodos; pois, esta metodologia obtém, além do fator de amplitude, a fase, a qual pode representar o atraso da sobrecarga. Por exemplo, em P₁ de PPTE (Figura 21) observa-se que a defasagem estimada pela fase do coeficiente estimado foi capaz de reduzir o resíduo final dessa constituinte. Em contrapartida, essa correção em S₂ da mesma estação foi responsável por gerar os maiores resíduos. Portanto, os múltiplos coeficientes estimados, apesar de serem responsáveis pela redução dos resíduos nas observações, nem sempre são capazes de expressar um sentido físico. Entre os fatores que podem levar a essa problemática, destaca-se o limite da precisão instrumental e/ou a variação dos efeitos em função da frequência ser pouco significativos para a região de estudo causando na prática a estimação de coeficientes entre ruídos instrumentais e um fraco sinal atmosférico.

O ajustamento no domínio temporal de apenas um coeficiente se mostrou consistente com os métodos I e IV com diferenças máximas de 0,56% em PPTE e 0,36% em NEIA. Adicionalmente, nota-se que em S₂ de Presidente Prudente o menor resíduo foi obtido pela metodologia II, mostrando que o parâmetro empírico foi capaz de minimizar a sobrecarga atmosférica. O método I é considerado o método mais prático entre as correções analisadas e em relação à metodologia IV, proporcionou diferenças, no pior dos casos, de 0,27% na constituinte S₂ de NEIA.

Como a manutenção do aspecto físico das constituintes de maré analisadas é relevante para o prosseguimento dos experimentos referente à carga oceânica, a metodologia IV foi escolhida para a efetiva correção da carga atmosférica. Tal método apresenta como grande vantagem a consideração dos efeitos diretos utilizando um coeficiente teórico aplicado

aos dados de pressão locais e efeitos indiretos causados pelas massas de ar não-locais, obtidos por meio do modelo global meteorológico ERA5.

Os fatores gravimétricos, as fases e seus desvios padrão, resultados dos ajustamentos utilizando a metodologia IV para a minimização da carga atmosférica por meio das observações barométricas, são apresentados na Tabela 23 para a estação PPTE e Tabela 24 para NEIA. Destaca-se que não foram consideradas as correções da carga oceânica nestes resultados.

Tabela 23 - Processamento Pr2 utilizando os dados gerados na etapa D) do pré-processamento para PPTE com a correção atmosférica da metodologia IV

Onda	Fator gravimétrico	DP do fator gravimétrico	Fase [°]	DP da fase [°]
Q_1	1,19702	0,00026	-0,16560	0,0122
O_1	1,17181	0,00005	-0,56130	0,0025
NO_1	1,18128	0,00070	0,89350	0,0339
P_1	1,14018	0,00010	-1,22270	0,0048
K_1	1,15392	0,00004	0,46480	0,0017
J_1	1,15278	0,00061	0,47880	0,0304
OO_1	1,16583	0,00192	-1,05290	0,0944
$2N_2$	1,17276	0,00033	2,33840	0,0160
N_2	1,17997	0,00007	1,43050	0,0034
M_2	1,17410	0,00001	1,21090	0,0007
L_2	1,17497	0,00051	0,87950	0,0247
S_2	1,16954	0,00003	0,63960	0,0016
K_2	1,17258	0,00015	0,74560	0,0072
M_3	1,08304	0,00073	0,56170	0,0384
M_4	0,49488	0,04143	9,71990	4,7962

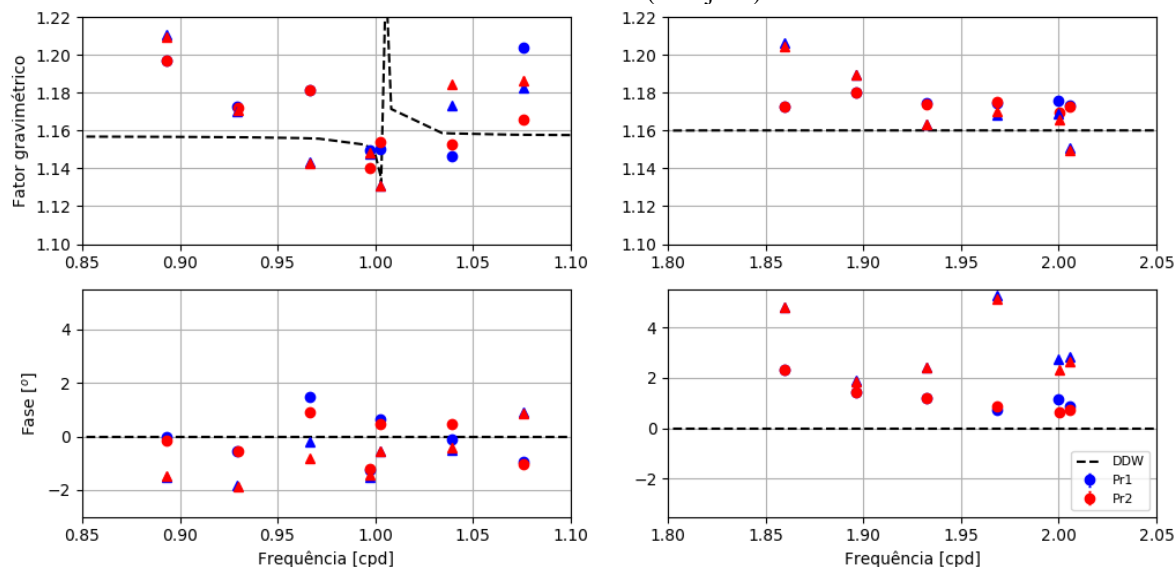
Tabela 24 - Processamento Pr2 utilizando os dados gerados na etapa D) do pré-processamento para NEIA com a correção atmosférica da metodologia IV

Onda	Fator gravimétrico	DP do fator gravimétrico	Fase [°]	DP da fase [°]
Q_1	1,20959	0,00028	-1,4636	0,0134
O_1	1,17090	0,00005	-1,8726	0,0027
NO_1	1,14293	0,00087	-0,8020	0,0435
P_1	1,14849	0,00010	-1,4205	0,0051
K_1	1,13112	0,00004	-0,5352	0,0019
J_1	1,18469	0,00067	-0,4007	0,0326
OO_1	1,18636	0,00191	0,8447	0,0922
$2N_2$	1,20443	0,00045	4,8054	0,0212
N_2	1,18947	0,00009	1,8738	0,0043
M_2	1,16304	0,00002	2,4002	0,0009
L_2	1,16991	0,00069	5,1286	0,0335
S_2	1,16585	0,00004	2,3429	0,0019
K_2	1,14951	0,00018	2,6599	0,0088
M_3	1,28189	0,00092	-3,1406	0,0409
M_4	7,98749	0,05328	24,0190	0,3821

Quando comparados com o processamento Pr1 (Tabela 16 e 17), nota-se que os desvios sofreram uma pequena variação. O DP dos fatores gravimétricos permaneceu invariável até a quinta casa decimal para as constituintes diurnas, semi-diurnas e ter-diurnas, enquanto que em M₄ de NEIA a diferença entre os DP foi de 0,001; em relação às fases, até a terceira casa decimal, não houve variação novamente para as famílias diurna, semi-diurna e ter-diurna, todavia M₄ em PPTE apresentou uma variação de 0,2883°.

Para fins comparativos, na Figura 22 são representados, para as constituintes diurnas e semi-diurnas, os fatores gravimétricos e fases obtidos nos processamentos Pr1 (azul), anteriormente à correção da carga atmosférica, e Pr2 (vermelho), após aplicação da metodologia IV de correção da carga atmosférica, para a estação em Presidente Prudente (círculo) e Cananeia (triângulo). Adicionalmente, na mesma figura, são indicados pela linha tracejada os fatores gravimétricos e fases do modelo EURE de DDW (DEHANT, 1987; DEHANT e ZCHAU 1989; WAHR, 1981).

Figura 22 - Fatores gravimétricos e fases das constituintes diurnas e semi-diurnas, obtidos pelos processamentos Pr1 (azul) e Pr2 (vermelho) em PPTE (círculo) e NEIA (triângulo), juntamente com os fatores e fases do modelo EURE de DDW (tracejado)

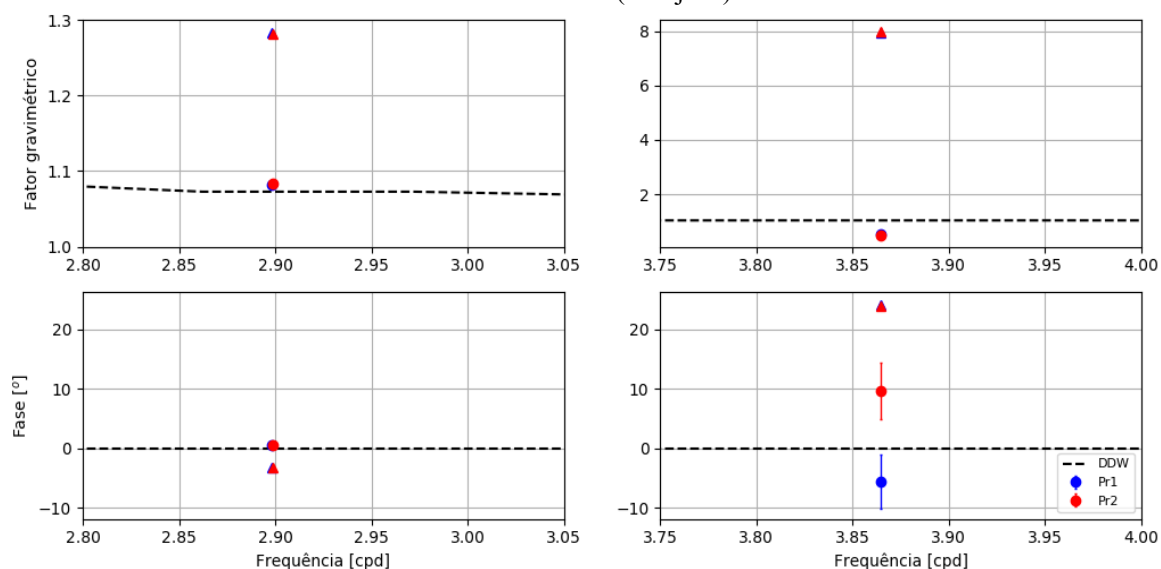


Em relação à família diurna, os maiores impactos da aplicação da correção atmosférica são observados em OO₁ de PPTE e J₁ de NEIA, correspondendo respectivamente a diferença entre Pr1 e Pr2 de 3,80% e 1,13% nos fatores gravimétricos; as maiores discrepâncias nas fases foram encontradas em P₁ de PPTE e O₁ de NEIA, correspondendo a 1,22° e 1,87°. Por outro lado, as maiores influências na família semi-diurna são constatadas em S₂, representando em PPTE discrepâncias de 0,60% nos fatores gravimétricos e 0,52° nas fases e em NEIA, analogamente, 0,31% e 0,40°. Conforme discutido anteriormente, a

influência da correção atmosférica tem relação com o tamanho da amplitude teórica da maré sólida e a intensidade dos efeitos atmosféricos em S_1 e S_2 , referentes à passagem solar.

Na Figura 23 são retratados, analogamente à Figura 22, os fatores gravimétricos e fases para as constituintes ter- e quar- diurnas. Destacam-se que os fatores gravimétricos destas famílias são mostrados em escalas diferentes.

Figura 23 - Fatores gravimétricos e fases das constituintes ter- e quar- diurnas, obtidos pelos processamentos Pr1 (azul) e Pr2 (vermelho) em PPTE (círculo) e NEIA (triângulo), juntamente com os fatores e fases do modelo EURE de DDW (tracejado)



Com referência à M_3 , respectivamente em PPTE e NEIA, após aplicação da correção atmosférica os fatores gravimétricos sofreram uma alteração de 0,17% e 0,09% e as fases de 0,03° e 0,003°. Na constituinte quar-diurna, mantendo a mesma ordem das estações, os fatores gravimétricos variaram 3,56% e 5,70% enquanto as fases, 15,27° e 0,19°. Nota-se que M_4 , devido à maior alteração na fase apostada, se mostrou mais sensível à aplicação da correção atmosférica em Presidente Prudente.

Nesta etapa, com a correção atmosférica realizada, a comparação dos modelos observados de maré terrestre com um modelo teórico elástico é relevante, pois permite estimar os efeitos residuais ainda presentes nas observações. Neste caso, deve-se assumir que a carga atmosférica foi completamente eliminada e o modelo teórico representa adequadamente, ou perfeitamente, a Terra real. Portanto, a partir da expressão (2.69), assume-se o modelo matemático:

$$g_{resid} = g_{obs} - g_{maré} - g_{polo} - g_{atm} - g_{deriva} \quad (4.4)$$

Conforme representado nas Figuras 22 e 23, apenas uma interpretação qualitativa pode ser realizada sobre divergência dos modelos observados e do modelo terrestre elástico DDW. Por exemplo, em NEIA, as constituintes M_3 e M_4 (Figura 23) apresentam um maior distanciamento do modelo DDW em relação a PPTE. Para quantificação das diferenças entre os modelos observados de maré e o modelo DDW, foram considerados os vetores residuais para cada constituinte de maré, isto é, as diferenças entre os valores reais e imaginários dos modelos observados e do modelo teórico. Os resíduos das componentes de onda para as principais constituintes de maré são apresentados para PPTE na Tabela 25 e NEIA na Tabela 26.

Tabela 25 - Resíduos entre as componentes observadas e o modelo DDW para PPTE

Onda	Amplitude [nm/s ²]	Amplitude [%]	Fase [°]
Q_1	1,84	3,85	-4,47
O_1	4,81	1,93	-31,12
NO_1	0,58	2,96	32,64
P_1	2,58	2,23	-108,22
K_1	6,80	1,97	24,76
J_1	0,17	0,86	104,16
OO_1	0,22	2,08	-62,92
$2N_2$	0,80	4,24	76,50
N_2	4,34	3,04	56,76
M_2	18,21	2,44	61,38
L_2	0,42	2,00	51,14
S_2	4,78	1,37	54,92
K_2	1,59	1,68	51,40
M_3	0,18	1,40	44,97
M_4	0,11	53,62	171,37

Tabela 26 - Resíduos entre as componentes observadas e o modelo DDW para NEIA

Onda	Amplitude [nm/s ²]	Amplitude [%]	Fase [°]
Q_1	2,93	5,58	-28,69
O_1	10,01	3,65	-65,39
NO_1	0,35	1,62	-120,86
P_1	3,15	2,48	-89,54
K_1	3,63	0,96	-102,90
J_1	0,57	2,65	-15,70
OO_1	0,37	3,12	29,01
$2N_2$	1,70	9,35	68,43
N_2	5,69	4,16	53,75
M_2	30,05	4,20	87,99
L_2	1,82	9,02	87,31
S_2	13,73	4,13	84,53
K_2	4,26	4,71	102,72
M_3	2,40	20,44	-18,69
M_4	1,28	679,39	27,45

Salienta-se que os valores das fases obtidos nestas tabelas não apresentam o mesmo sentido físico anteriormente discutido. As fases mostradas previamente representavam um atraso entre os modelos empíricos e teórico para a Terra rígida em função dos movimentos dos astros; porém, a partir da diferença entre os modelos empíricos e o modelo elástico DDW, essas novas fases representam a direção que as constituintes de maré se distanciam do modelo elástico. A presença de fases residuais próximo a 0° [-45° , $+45^\circ$] ou 180° [-135° , 135°] mostra que os resíduos se concentram na direção horizontal, isto é, no eixo real, existindo então uma predominante característica elástica da Terra observada. No primeiro caso têm-se amplitudes observadas maiores que as amplitudes do modelo elástico teórico, e no segundo caso as amplitudes observadas são menores em relação ao modelo teórico. Dentre os resultados que

se enquadram nesta característica, destaca-se Q_1 , O_1 , NO_1 , K_1 , M_3 e M_4 em PPTE e Q_1 , J_1 , OO_1 , M_3 e M_4 em NEIA.

Por outro lado, quando as fases residuais mostram valores próximo a 90° [$+45^\circ$, $+135^\circ$] ou -90° [-135° , -45°], existe uma concentração dos resíduos na direção vertical, isto é, no eixo imaginário. Portanto, os valores residuais, nestes casos, retratam o atraso ou avanço em relação ao modelo elástico. Exemplificando, observa-se o predomínio dos resíduos na direção vertical de Presidente Prudente em P_1 , J_1 , OO_1 , $2N_2$, N_2 , M_2 , L_2 , S_2 e K_2 ; e na estação de Cananeia em: O_1 , NO_1 , P_1 , K_1 , $2N_2$, N_2 , M_2 , L_2 , S_2 e K_2 .

Estas diferenças entre o modelo observado e teórico elástico podem ser interpretadas como uma imperfeita elasticidade da Terra sólida observada; todavia os erros nas observações e a influência de efeitos geofísicos são as principais causas desses resíduos.

Os valores absolutos dos resíduos, os quais devem ser analisados em conjunto com as fases residuais, permitem quantificar seja na unidade [nm/s^2] ou em porcentagem [%], o distanciamento do modelo observado em relação ao modelo elástico teórico. No caso de M_4 , nota-se que a diferença em amplitude em PPTE e NEIA é respectivamente de $0,11 \text{ nm}/\text{s}^2$ e $1,28 \text{ nm}/\text{s}^2$. Devido às pequenas amplitudes teóricas, os fatores gravimétricos observados em M_4 apresentam as maiores discrepâncias em relação às outras constituintes de maré determinadas, exibindo os respectivos valores $53,62\%$ e $679,39\%$ em Presidente Prudente e Cananeia. Ademais, a fase de M_4 em PPTE de $171,37^\circ$ mostra que a amplitude observada é menor e, contrariamente, em NEIA com $27,45^\circ$ a amplitude estimada é maior em relação à amplitude do modelo teórico elástico.

Em Presidente Prudente as constituintes diurnas apresentam efeito residual total de $17,00 \text{ nm}/\text{s}^2$ ($15,88\%$), enquanto na família semi-diurna é encontrado um resíduo de $21,01 \text{ nm}/\text{s}^2$ ($20,06\%$). Analogamente, na região de Cananeia a família diurna apresentou um resíduo de $30,14 \text{ nm}/\text{s}^2$ ($14,77\%$) e a família semi-diurna de $57,25 \text{ nm}/\text{s}^2$ ($35,57\%$). Nota-se que em PPTE, as constituintes NO_1 , J_1 , OO_1 , $2N_2$, L_2 , M_3 , M_4 apresentaram amplitudes residuais inferiores a $1 \text{ nm}/\text{s}^2$. Por outro lado, em NEIA, a maioria das constituintes estimadas apresentam valores superiores a $1,0 \text{ nm}/\text{s}^2$, com exceção de NO_1 , J_1 e OO_1 , as quais exibiram amplitudes inferiores a $0,1 \text{ nm}/\text{s}^2$. Esses valores corroboram com a suposição de que esses resíduos são causados pela influência oceânica uma vez que apresentam maior intensidade na estação de Cananeia.

Assumindo-se que M_3 apresenta uma influência mínima de fatores externos, a mesma pode ser utilizada como parâmetro indicativo da calibração instrumental dos

gravímetros. No caso de PPTE, o resíduo obtido exibiu uma amplitude de $0,18 \text{ nm/s}^2$, representando uma diferença de 1,40% do fator gravimétrico do modelo DDW. Em NEIA, nota-se que a diferença obtida na amplitude foi de $2,40 \text{ nm/s}^2$ refletindo uma discrepância do fator gravimétrico de 20,44% em relação ao modelo DDW. A princípio esse valor traz um indício de que o gravímetro em Cananeia apresenta um problema na calibração. Todavia, devido à localização próxima à região litorânea, a possibilidade de a sobrecarga oceânica ser responsável por esse distanciamento do modelo empírico com o modelo DDW não deve ser descartada. Na subseção 4.2.3, essa questão será retomada.

Essa comparação em PPTE e NEIA entre os modelos empíricos e teóricos de maré terrestre mostra que as observações apresentam sinais geofísicos não modelados. Para continuação dos experimentos, assume-se que a perturbação oceânica nas duas estações analisadas é a fonte principal do sinal residual, ou seja, na expressão (4.4) tem-se que: $g_{\text{residuo}} = g_{\text{oceano}}$. Portanto, destaca-se que é possível obter-se um modelo de sobrecarga oceânica local, a partir de observações gravimétricas, um modelo teórico de maré terrestre, correção do movimento do polo, correção atmosférica e eliminação da deriva.

Os resultados mostram que os efeitos da carga oceânica são consideravelmente maiores em Cananeia, conforme esperado. Assumindo a soma das amplitudes residuais das duas estações, estima-se que a sobrecarga seja 23,59% e 89,95% maior em Cananeia para as constituintes diurnas e semi-diurnas, respectivamente.

4.2.3 Modelos globais de maré oceânica na correção da sobrecarga

Essa etapa foi realizada com intuito de analisar a capacidade dos modelos globais de maré oceânica para a correção da sobrecarga nos modelos empíricos de maré terrestre nas estações de estudo, as quais representam dois cenários contrastantes pela intensidade do efeito. Em PPTE, com um distanciamento de aproximadamente 500 km do litoral, os modelos empíricos observados apresentam uma influência menor da sobrecarga oceânica e consequentemente o modelo estimado se aproxima do modelo teórico DDW. Por outro lado, a estação NEIA, localizada a poucos metros da costa, representa um impacto consideravelmente maior dos efeitos oceânicos, e em consequência seu modelo empírico de maré terrestre apresenta uma maior divergência em relação ao modelo DDW.

Inicialmente foi optado pela estimação da sobrecarga oceânica utilizando o modelo FES2014b (CARRÈRE et al., 2016), em razão da maior quantidade de constituintes disponíveis dentre os modelos selecionados neste estudo. Os cálculos dos efeitos para 13

constituintes de maré foram realizados e cedidos pelo professor Jean Paul Boy da EOST seguindo a metodologia de Scherneck e Bos (2002), dentre elas: Q_1 , O_1 , P_1 , K_1 , J_1 , $2N_2$, N_2 , M_2 , L_2 , S_2 , K_2 , M_3 e M_4 . Na Figura 24 são apresentados os fatores gravimétricos e fases corrigidos da sobrecarga oceânica para as constituintes diurnas e semi-diurnas e na Figura 25, analogamente, são mostrados para M_3 e M_4 . Destaca-se que os modelos empíricos de maré foram corrigidos do efeito da sobrecarga oceânica por meio da diferença vetorial das constituintes observadas e do modelo de sobrecarga.

Figura 24 - Fatores gravimétricos e fases das constituintes diurnas e semi-diurnas, corrigidos da carga oceânica (FES2014b) para PPTE (círculo em vermelho) e NEIA (triângulo em azul), juntamente com os fatores e fases do modelo EURE de DDW (tracejado)

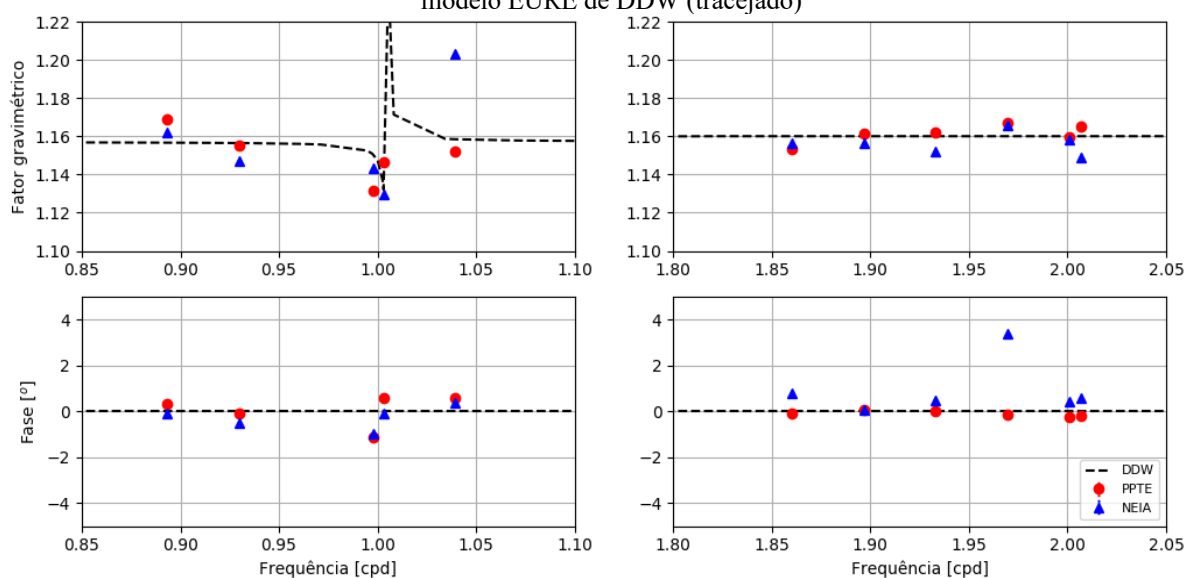
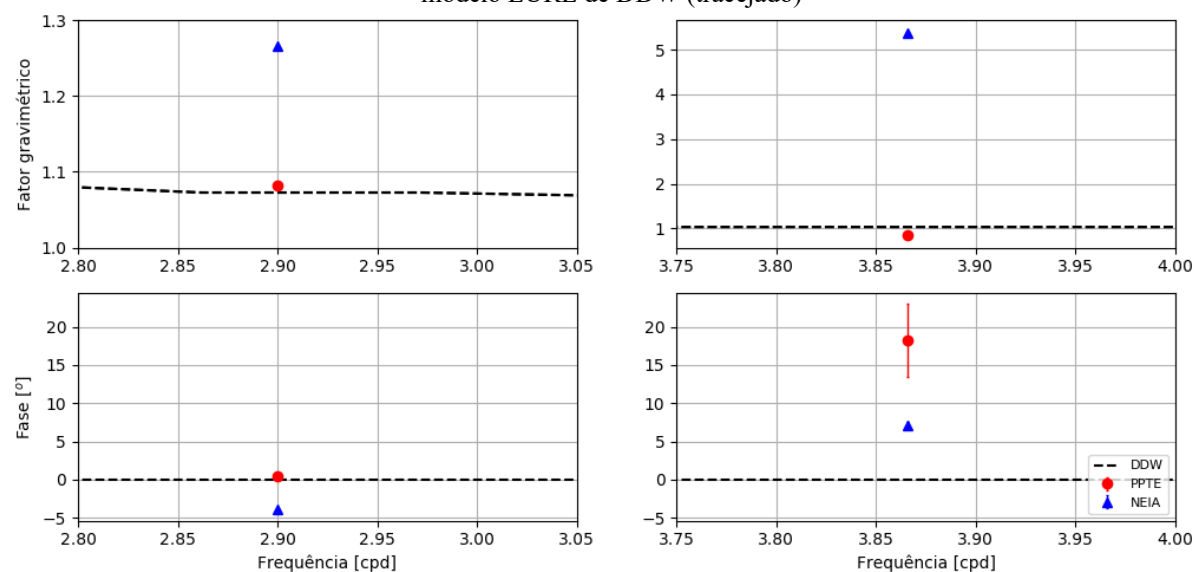


Figura 25 - Fatores gravimétricos e fases das constituintes ter- e quar-diurna, corrigidos da carga oceânica (FES2014b) para PPTE (círculo em vermelho) e NEIA (triângulo em azul), juntamente com os fatores e fases do modelo EURE de DDW (tracejado)



Após a correção da carga oceânica, os fatores gravimétricos e as fases observados mostraram melhor consistência com o modelo DDW, uma vez que as figuras mostram que os círculos (para PPTE) e triângulos (para NEIA) se encontram próximo da linha tracejada (modelo DDW). Naturalmente esta convergência é expressa pelo próprio impacto das correções oceânicas obtidas com o modelo FES2014b. Para quantificação da convergência dos modelos observados são mostrados os resíduos calculados para as componentes de onda dos modelos empíricos de maré terrestre após a correção oceânica na Tabela 27 para PPTE e na Tabela 28 para NEIA.

Tabela 27 - Vetor dos resíduos entre as componentes observadas, corrigidas da carga oceânica (FES2014b), e o modelo DDW para PPTE

Onda	Amplitude [nm/s ²]	Amplitude [%]	Fase [°]
Q_1	0,73	1,76	21,54
O_1	0,65	0,30	-29,59
P_1	2,82	2,80	-127,08
K_1	5,18	1,70	42,66
J_1	0,21	1,25	106,05
$2N_2$	0,12	0,71	-161,54
N_2	0,17	0,14	44,23
M_2	1,25	0,19	10,07
L_2	0,13	0,71	-23,19
S_2	1,57	0,52	-98,23
K_2	0,54	0,66	-39,17
M_3	0,15	1,30	42,45
M_4	0,07	35,29	131,12

Tabela 28 - Vetor dos resíduos entre as componentes observadas, corrigidas da carga oceânica (FES2014b), e o modelo DDW para NEIA

Onda	Amplitude [nm/s ²]	Amplitude [%]	Fase [°]
Q_1	0,43	0,95	-12,77
O_1	2,69	1,13	-120,38
P_1	2,22	2,00	-103,09
K_1	1,43	0,43	-159,02
J_1	0,91	4,86	9,63
$2N_2$	0,26	1,65	104,75
N_2	0,48	0,41	161,08
M_2	8,09	1,31	130,88
L_2	1,20	6,90	86,93
S_2	2,54	0,88	102,57
K_2	1,28	1,64	132,78
M_3	2,30	20,98	-24,50
M_4	0,79	434,83	8,85

Os resultados mostram que dentre as 13 constituintes de maré corrigidas da carga oceânica, em Presidente Prudente, seis apresentaram amplitudes residuais superiores a 1%, entre elas: Q_1 , P_1 , K_1 , J_1 , M_3 e M_4 . Em Cananeia, por outro lado, oito constituintes de maré apresentaram amplitudes superiores a 1% e somente Q_1 , K_1 , N_2 e S_2 mostraram valores inferiores a 1%. Ademais, os valores relativos das amplitudes residuais são maiores em NEIA, as únicas exceções são Q_1 , P_1 e K_1 , onde em PPTE são observados os maiores valores dos resíduos. Os resultados em P_1 e K_1 revelam a existência de resquícios de sobrecargas atmosféricas e indicam que o método de correção utilizado é menos adaptado para a representação da carga atmosférica nestas constituintes diurnas em comparação, por exemplo, à S_2 , onde o resíduo da constituinte de onda de maré é inferior a 1%.

Analisando O_1 e M_2 , representadas pela maré sólida mais influenciadas pela sobrecarga oceânica, observa-se que os resíduos apresentam maiores amplitudes [nm/s²] na

estação de Cananeia, revelando uma característica heterogênea da capacidade do modelo FES2014b na correção da carga oceânica. Com a sobrecarga oceânica mais intensa na região costeira, a modelagem do efeito é insuficientemente representada pelo modelo de maré oceânica, causando maior inexatidão na estimação da sobrecarga e conseqüentemente os maiores resíduos [nm/s^2] em relação às outras constituintes. Essa constatação é justificada pela menor representatividade do efeito em todo litoral uma vez que, em regiões de águas rasas, o sinal de retorno da altimetria por satélite sofre uma degradação causada pela parcela terrestre.

Dentre as constituintes diurnas e semi-diurnas, J_1 e L_2 se destacam por apresentar os maiores valores relativos [%] para as amplitudes residuais em Cananeia. No caso de J_1 , a sobrecarga oceânica calculada não causou um impacto favorável à aproximação entre o modelo observado e o modelo DDW. O resíduo desta constituinte ($4,86\%$ e $9,63^\circ$) mostrou um afastamento em relação ao modelo elástico, levando em consideração o valor residual anterior à correção oceânica ($2,65\%$ e $-15,70^\circ$, mostrado na Tabela 26). A amplitude residual de L_2 ($6,90\%$ e $86,93^\circ$) em NEIA mostra que a maior parte desse resíduo provém da parcela imaginária da constituinte de maré observada, indicando que a correção oceânica neste eixo não é suficiente para a completa minimização do efeito. Nota-se que essas duas constituintes têm em comum o fato de apresentarem amplitudes teóricas de $\sim 17 \text{ nm/s}^2$, mostrando que o modelo de carga tem dificuldade na correção do efeito oceânico em constituintes de maré de pequenas amplitudes.

Outros exemplos dessa dificuldade podem ser vistos em M_3 e M_4 cujas amplitudes teóricas são respectivamente de $\sim 11,0 \text{ nm/s}^2$ e $0,2 \text{ nm/s}^2$. Concentrando-se em Cananeia, observa-se que em M_3 e M_4 as amplitudes residuais [nm/s^2] após a correção oceânica apresentaram reduções, indicando uma melhora do modelo estimado em relação à antes desta correção (Tabela 26). Todavia, os valores relativos das amplitudes residuais destas constituintes de maré revelam que os modelos observados de maré terrestre ainda contêm sinais geofísicos. Em especial, os resíduos de M_3 podem indicar um problema na calibração instrumental. Contudo, em razão da proximidade litorânea de NEIA, acredita-se que a carga oceânica não foi completamente modelada. Conforme já constatado em O_1 e M_2 , os modelos globais de maré oceânica ainda são responsáveis por causar maior incerteza na estimação do efeito de sobrecarga em áreas próximas ao litoral. Adicionalmente, destaca-se que existe uma dificuldade na observação da M_4 ; pois, tal constituinte apresenta uma amplitude que é inferior à capacidade instrumental de observação. Por outro lado, em Presidente Prudente nota-se que

M_3 e M_4 apresentaram resíduos inferiores a $0,1 \text{ nm/s}^2$, mostrando uma grande proximidade com o modelo teórico.

Para análise da capacidade do modelo FES2014b na estimação do efeito de sobrecarga, foi disponibilizado o modelo de maré oceânica obtido pelo processamento com o TASK, considerando dados maregráficos da estação em Cananeia para o período de observação de 2014 a 2016. Os valores residuais entre o modelo observado de maré oceânica e o FES2014b são mostrados na Tabela 29. Os valores em porcentagem foram obtidos pela razão entre a amplitude da diferença e a amplitude da maré oceânica observada.

Tabela 29 - Resíduos entre a maré oceânica observada e predita pelo FES2014b em Cananeia

Onda	Amplitude [cm]	Amplitude [%]	Fase [°]
Q_1	0,53	17,67	-146,17
O_1	2,10	18,67	-163,65
P_1	1,38	52,72	172,93
K_1	1,42	22,30	124,10
J_1	0,99	488,16	41,80
$2N_2$	0,92	45,34	-46,36
N_2	2,14	37,01	-38,44
M_2	11,92	32,15	19,27
L_2	0,69	40,34	103,97
S_2	9,80	40,91	-0,44
K_2	3,28	43,05	17,61
M_3	6,95	102,94	-63,61
M_4	7,97	135,08	-108,83

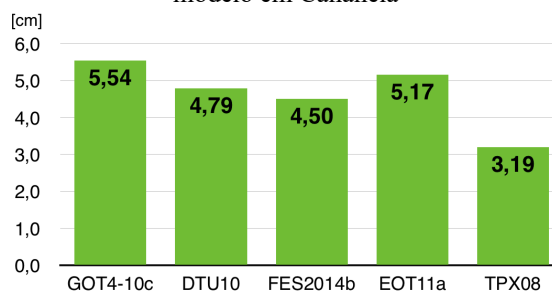
Os valores residuais [cm] mostram que FES2014b apresenta uma convergência de 1 a 10 cm com o marégrafo local de Cananeia. As constituintes M_2 , S_2 , M_3 e M_4 se destacam por apresentar as maiores discrepâncias ~ 10 cm enquanto o restante das constituintes de maré mostra resíduos de ~ 1 cm. Ressalta-se que não existe uma relação direta e explícita entre os resíduos dos dados de aceleração de gravidade [nm/s^2] em NEIA (Tabela 28) e os resíduos obtidos com o marégrafo [cm] para mesma estação (Tabela 29). Para o primeiro resíduo considera-se que a modelagem da sobrecarga oceânica é a principal fonte das discrepâncias, com exceção de P_1 , K_1 e S_2 . Contudo, essa modelagem depende da distribuição de todas as massas de águas marítimas representadas pelo modelo global, seja o FES2014b ou outro modelo. Por outro lado, o segundo resíduo reflete pontualmente a capacidade que o modelo de maré oceânica tem na representação da maré oceânica real, esta mensurada pelo marégrafo de Cananeia.

Portanto, os resíduos relativos entre o marégrafo e o FES2014b possibilitam quantificar a limitação do modelo em relação à amplitude da maré oceânica. Esses valores [%] mostram que J_1 , M_3 e M_4 apresentam diferenças maiores que a própria amplitude calculada utilizando o FES2014b. Evidenciando a ineficiência do modelo de maré oceânica na representação das pequenas amplitudes. Logo, a hipótese de um problema de calibração instrumental é descartada e os resíduos obtidos para o modelo empírico de maré terrestre em NEIA são associados a uma não completa modelagem da carga oceânica. Portanto, o pressuposto que M_3 apresenta uma mínima influência de efeitos externos não é completamente válido.

Apesar do efeito de sobrecarga ser calculado considerando as massas de água em todo oceano, a influência da maré oceânica local apresenta uma grande contribuição ao efeito total dessa sobrecarga. Visto que FES2014b mostra dificuldade para a representação de constituintes de maré oceânica na região costeira, o efeito da sobrecarga expresso utilizando tal modelo também é deteriorado, justificando os resíduos do modelo observado de maré terrestre em NEIA (Tabela 28). Em Presidente Prudente, o modelo FES2014b não pode ser comparado a dados maregráficos, porém à medida que se afasta da região litorânea o efeito local da maré oceânica apresenta menor intensidade. A modelagem da sobrecarga proporcionada com uso de modelos globais de maré oceânica é, portanto, favorecida tornando, neste caso, mais vantajoso o uso do FES2014b para o cálculo da carga oceânica.

Um grande interesse na utilização do FES2014b é a maior quantidade de constituintes de maré disponibilizadas, contudo existem outros modelos que podem representar com maior exatidão as amplitudes e fases da maré oceânica. Logo, uma segunda alternativa para a correção da carga oceânica é a utilização de um modelo mais adaptado na região. Para essa investigação foram então selecionados mais quatro modelos para comparação com os dados maregráficos de Cananeia, entre eles: GOT4.10c (RAY, 2013), DTU10 (CHENG e ANDERSEN, 2011), EOT11a (SAVCENKO e BOSCH, 2012), TPXO8 (EGBERT, EROFEEVA e RAY, 2010). Os resíduos médios [cm] entre as componentes de onda observadas e estimadas pelos modelos globais de maré foram calculados considerando as constituintes de maré em comum a todos os modelos: Q_1 , O_1 , P_1 , K_1 , N_2 , M_2 , S_2 , K_2 e M_4 (Figura 26).

Figura 26 - Amplitude dos resíduos médios [cm] entre a maré oceânica observada e a maré predita para cada modelo em Cananeia

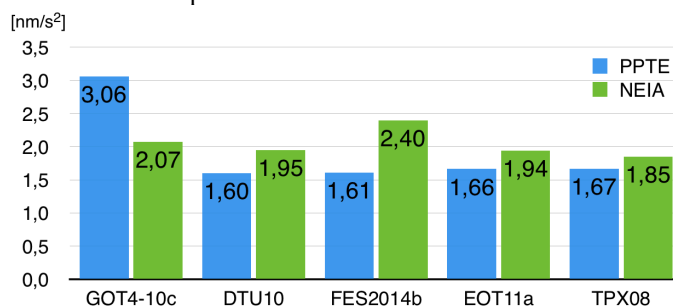


A partir do pressuposto que os resíduos médios reflitam a adaptação dos modelos de maré oceânica aos dados maregráficos, assume-se que o modelo com menor resíduo seja mais adaptado à região (COSTA, 2007). Portanto, o TPX-08, com um resíduo de 3,19 cm, é apontado como o modelo mais apropriado para Cananeia. Em segundo lugar tem-se o modelo FES2014b; em terceiro, DTU10; em quarto lugar, EOT11a; e em último lugar, GOT4-10c.

Novamente essa perspectiva mostra o comportamento pontual dos modelos de maré oceânica, contudo a sobrecarga oceânica para PPTE e NEIA, refletindo um comportamento superficial, não depende unicamente da realidade pontual do marégrafo analisado em Cananeia. Ainda que os resultados sugiram o modelo TPX-08 como sendo o mais adequado para minimização da sobrecarga em NEIA, localizada muito próximo ao marégrafo, a mesma suposição não é válida em PPTE, devido ao maior distanciamento da região costeira.

Portanto, com intuito de observar a influência da correção oceânica com cada um dos modelos selecionados em PPTE e NEIA, são apresentados na Figura 27 os resíduos médios entre os modelos de maré terrestre corrigidos da carga oceânica, com cada um dos modelos de carga oceânica (OTL - *Ocean Tide Loading*) selecionados, e o modelo teórico DDW. Neste caso foram consideradas as constituintes Q_1 , O_1 , P_1 , K_1 , N_2 , M_2 , S_2 e K_2 .

Figura 27 - Amplitude dos resíduos médios [nm/s^2] entre os modelos de maré terrestre observados corrigidos com os respectivos OTL e os modelo teórico DDW



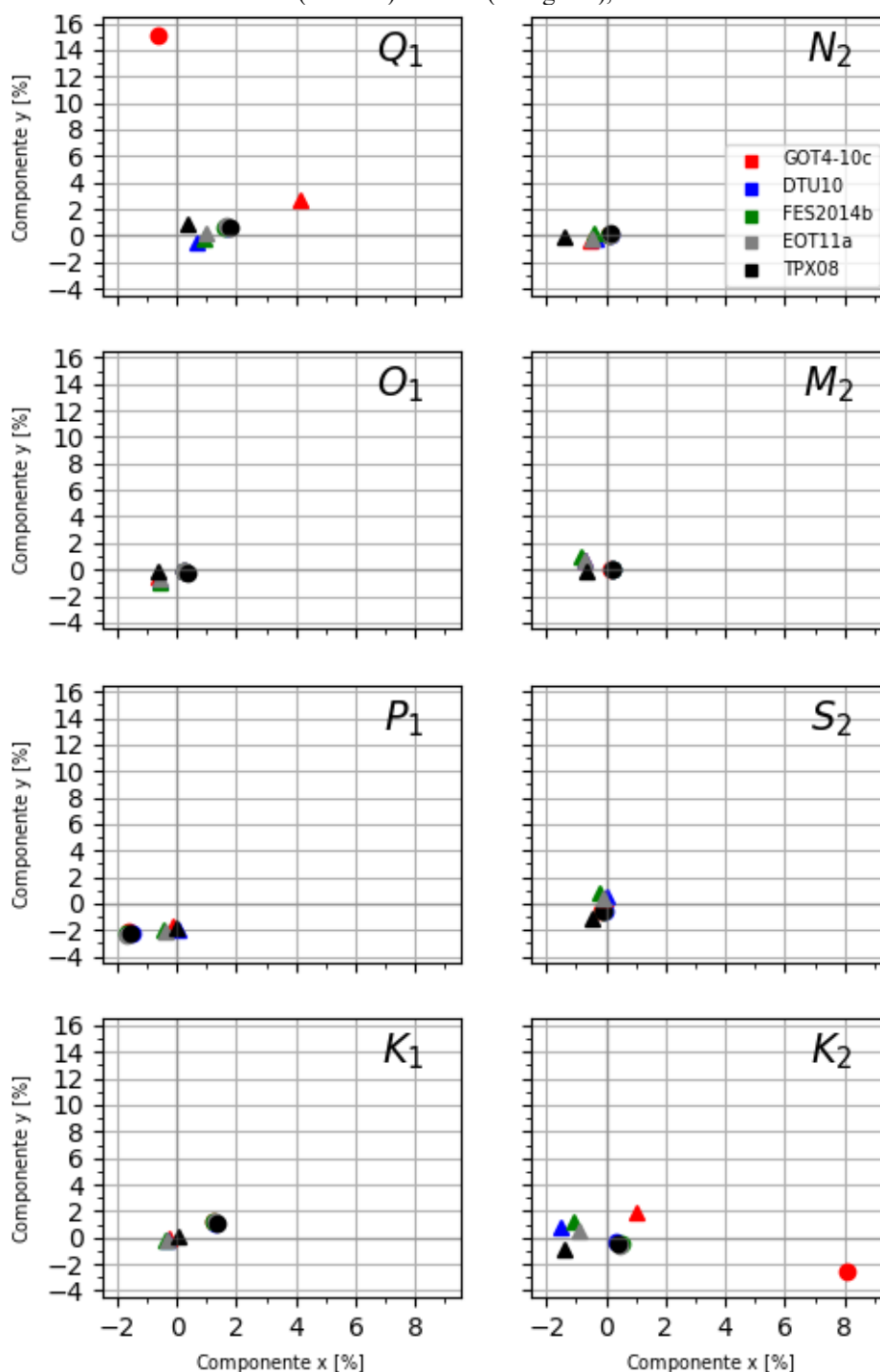
Constata-se que para NEIA, o modelo TPX08, apresentando um resíduo médio de $1,85 \text{ nm/s}^2$, se mostrou mais adaptado para região confirmando a suposição de que o modelo

de carga mais adequado apresenta menores discrepâncias com dados maregráficos. Contudo esse parâmetro utilizado para identificar o modelo mais adaptado apresenta uma variação entre os modelos escolhidos de $0,5 \text{ nm/s}^2$, indicando que os OTL são consistentes. A quantificação desta consistência será tratada a seguir. Por outro lado, em PPTE os modelos apresentam resíduos médios de $\sim 1,6 \text{ nm/s}^2$, com exceção do GOT4-10c cujo resíduo foi de $3,06 \text{ nm/s}^2$. Estes resultados mostram que, com o distanciamento da região costeira, o impacto é consideravelmente menor na utilização de diferentes modelos na correção da carga oceânica.

Estima-se que, nas constituintes analisadas, os OTL foram capazes de reduzir os resíduos médios em 70% para PPTE e 80% para NEIA em relação ao processamento Pr2. Essa verificação comprova a necessidade da eliminação da sobrecarga oceânica para efetiva comparação entre modelos empíricos e teóricos de maré terrestre, contudo a estatística utilizada traz apenas um panorama geral dos resíduos dos modelos. Para análise detalhada dos OTL, são indicados na Figura 28 os resíduos em cada constituinte de maré, onde cada pictograma representa o resíduo obtido com cada OTL.

No caso de Presidente Prudente (círculos), os resultados obtidos após a correção da carga oceânica mostram que os OTL são concordantes entre si. Todavia, GOT4-10c se mostrou divergente em relação aos outros modelos em Q_1 e K_2 , exibindo um aumento nos resíduos. Em termos de amplitude, o resíduo obtido com GOT4-10c em Q_1 foi 15,08% ($6,25 \text{ nm/s}^2$) enquanto os outros modelos obtiveram $\sim 1,80\%$ ($0,75 \text{ nm/s}^2$); em K_2 o valor obtido foi de 8,48% ($6,91 \text{ nm/s}^2$) e, em oposição, os outros OTL atingiram $\sim 0,60\%$ ($0,49 \text{ nm/s}^2$). Os resíduos após a correção oceânica sob as constituintes diurnas foram de 0,31% ($0,68 \text{ nm/s}^2$), 2,80% ($2,834 \text{ nm/s}^2$) e 1,72% ($5,24 \text{ nm/s}^2$) para O_1 , P_1 e K_1 , respectivamente. No caso de P_1 , constata-se que os resíduos sofreram um acréscimo de 1,84%, quando comparado com os valores anteriores à correção oceânica (Tabela 25). Em razão da extensão temporal dos dados gravimétricos e da proximidade espectral entre S_1 e P_1 , estas constituintes não podem ser separadas. Visto que esta constituinte de maré é influenciada pela carga atmosférica, acredita-se que esse efeito não foi completamente eliminado em P_1 . Ademais, K_1 também pode estar sendo afetada pelos carregamentos atmosféricos, devido à proximidade com P_1 . Em contrapartida, na família semi-diurna, N_2 , M_2 e S_2 apresentaram respectivamente amplitudes residuais em torno de 0,15% ($0,19 \text{ nm/s}^2$), 0,19% ($1,23 \text{ nm/s}^2$) e 0,53% ($1,58 \text{ nm/s}^2$). Indicando que os OTL foram capazes de minimizar com sucesso o efeito da carga oceânica presente nestas constituintes.

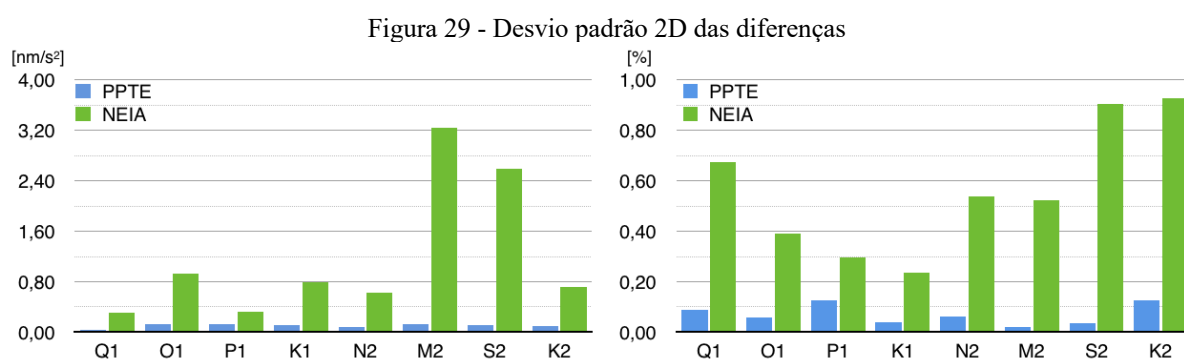
Figura 28 - Resíduos entre os modelos empíricos, corrigidos por diferentes OTL, e o modelo DDW para PPTe (círculos) e NEIA (triângulos),



Os OTL selecionados também se mostraram concordantes para a estação em Cananeia (triângulos), porém nota-se uma consistência inferior nas constituintes de maré em relação aos resultados para a estação de Presidente Prudente. Os valores quantitativos das consistências entre os modelos serão analisados em seguida. As constituintes Q_1 e K_2 novamente apresentam resultados discordantes em NEIA para o modelo GOT4-10c. Enquanto

este modelo gerou resíduos nas amplitudes corrigidas de Q_1 equivalente a 4,94% ($2,25 \text{ nm/s}^2$), os outros OTL (DTU10, FES2014b, EOT11a e TPX8) obtiveram valores de $\sim 0,95\%$ ($0,43 \text{ nm/s}^2$); e, analogamente, em K_2 os valores obtidos foram 2,10% ($1,64 \text{ nm/s}^2$) pelo GOT4-10c e os outros modelos obtiveram $\sim 1,50\%$ ($1,17 \text{ nm/s}^2$). Em K_2 , as amplitudes residuais aparentam não ser discordantes, porém a Figura 28 permite analisar que as fases dos resíduos são contrastantes, causando uma diferença entre os resíduos de $\sim 3,58\%$ ($2,78 \text{ nm/s}^2$).

Dando continuidade às análises, a comparação entre as consistências de PPTE e NEIA merece destaque. Para quantificar a consistência entre os modelos de carga oceânica nas duas estações, foram calculados os desvios padrão 2D, obtidos pela soma quadrática dos desvios das componentes reais e imaginárias. Esses valores são mostrados para cada constituinte de onda de maré na Figura 29 em $[\text{nm/s}^2]$ à esquerda e $[\%]$ à direita. Destaca-se que em razão dos valores divergentes encontrados em Q_1 e K_2 , o modelo GOT4-10c foi desconsiderado das análises seguintes.



Em Presidente Prudente todas as constituintes de maré apresentaram desvios padrão 2D melhores que $0,13 \text{ nm/s}^2$ e, em termos relativos, foram obtidos valores de 0,15% para P_1 e K_2 , enquanto as outras constituintes de maré mostraram consistências melhores que 0,10%. Por outro lado, em Cananeia, M_2 e S_2 apresentaram desvios padrão 2D de $3,20$ e $2,60 \text{ nm/s}^2$, respectivamente, e as outras constituintes de onda de maré mostraram consistências entre $0,30$ e $0,70 \text{ nm/s}^2$. Ainda, os valores em porcentagem indicam que em nenhum dos casos as constituintes de NEIA atingiram consistências melhor que 0,20%.

Comparativamente entre as duas estações, os resultados mostram que as consistências das constituintes de maré são entre 60% e 95% melhores em PPTE. Devido à proximidade com a região litorânea, a estação de Cananeia apresenta uma maior intensidade da carga oceânica. Todavia a região de influência manifesta maior incerteza da maré oceânica uma vez que os dados de altimetria por satélite são prejudicados, pelas perturbações nas águas

rasas, e mesmo ausentes. Portanto, a região litorânea enfrenta maior dificuldade na modelagem da sobrecarga oceânica.

Apesar dos modelos de carga oceânica individuais não apresentarem estimadores formais de acurácia, eles foram determinados em instituições e metodologias independentes. Portanto, uma terceira alternativa na correção oceânica é a utilização de um modelo de carga oceânica combinado, mostrado na Seção 2.6.2.2. A consistência entre os modelos pode ser utilizada como um estimador de precisão para o modelo combinado de carga oceânica. Por meio da propagação de variâncias, foram obtidas as consistências entre as componentes de onda dos OTL, conforme a Tabela 30, para Presidente Prudente, e Tabela 31, para Cananeia.

Tabela 30 - Amplitude e fase do modelo combinado de carga oceânica para PPTE

Ondas	Amplitude \pm DP [nm/s ²]	Amplitude \pm DP [%]	Fase \pm DP [°]
Q_1	1,21 \pm 0,03	2,91 \pm 0,06	-20,06 \pm 1,20
O_1	4,10 \pm 0,12	1,89 \pm 0,05	-31,08 \pm 0,44
P_1	0,84 \pm 0,09	0,83 \pm 0,09	-10,19 \pm 6,47
K_1	2,34 \pm 0,11	0,77 \pm 0,04	-15,36 \pm 0,96
N_2	4,17 \pm 0,05	3,38 \pm 0,04	57,97 \pm 0,86
M_2	17,50 \pm 0,09	2,72 \pm 0,01	64,70 \pm 0,29
S_2	6,25 \pm 0,07	2,09 \pm 0,02	61,19 \pm 0,79
K_2	1,71 \pm 0,05	2,10 \pm 0,06	67,89 \pm 3,02

Tabela 31 - Amplitude e fase do modelo combinado de carga oceânica para NEIA

Ondas	Amplitude \pm DP [nm/s ²]	Amplitude \pm DP [%]	Fase \pm DP [°]
Q_1	2,66 \pm 0,23	5,85 \pm 0,50	-33,07 \pm 4,40
O_1	9,36 \pm 0,79	3,94 \pm 0,33	-53,76 \pm 3,04
P_1	1,03 \pm 0,13	0,93 \pm 0,11	-75,59 \pm 16,73
K_1	3,23 \pm 0,37	0,97 \pm 0,11	-90,74 \pm 12,37
N_2	6,27 \pm 0,41	5,32 \pm 0,35	48,76 \pm 4,40
M_2	27,04 \pm 3,01	4,39 \pm 0,49	77,92 \pm 2,51
S_2	13,29 \pm 2,55	4,63 \pm 0,89	82,03 \pm 1,88
K_2	3,83 \pm 0,69	4,92 \pm 0,88	89,74 \pm 3,26

Em Presidente Prudente as amplitudes apresentam DP ente 0,03 e 0,12 nm/s² e em Cananeia, entre 0,13 e 3,01 nm/s². Em termos relativos, esses DP são melhores que 0,10% em PPTE com destaque na constituinte de maré M_2 que obteve DP da amplitude de 0,01%. Em NEIA os DP percentuais variam de 0,11% a 0,89%. Em relação às fases, para PPTE, os piores desvios foram obtidos para P_1 e K_2 , as outras constituintes apresentaram desvios entre 0,29° e 1,20°; para NEIA, os piores desvios são observados em P_1 e K_1 , o restante das constituintes de maré apresentaram desvios padrão entre 1,88° e 4,40°. Esses valores mostram que as

constituintes de maré da sobrecarga oceânica apresentam melhor consistência na região de Presidente Prudente.

De acordo com Dehant, Defraigne e Wahr (1999), a diferença entre fatores gravimétricos para a Terra elástica e a inelástica é de 0,08% e em fases a discrepância é de 0,005° para as famílias diurnas e semi-diurnas, portanto para esses estudos a acurácia dos modelos precisa ser melhor que esse valor em termos de amplitude e fase. Uma vez que o sinal gravimétrico observado também contém carga oceânica, a remoção desse carregamento precisa ser suficientemente acurada para manter o modelo estimado abaixo desse limite. Considerando os estimadores obtidos por meio do modelo combinado de carga oceânica, mesmo em Presidente Prudente, onde o OTL apresenta as melhores consistências, o modelo empírico, após a correção oceânica, não traz a confiança necessária para a identificação do modelo teórico, elástico ou inelástico, mais adequado para a região.

Destaca-se que resultados dos SD 2D (Figura 29) são semelhantes aos DP das amplitudes (Tabela 30 e 31), obtidos por meio da propagação de variâncias. A diferença entre esses resultados se deve à consideração da covariância no cálculo do modelo combinado entre os eixos real e imaginário, conforme adotado na matriz em (2.89) - Seção 2.6.2.2. Ademais, a realização da propagação de variâncias proporciona as covariâncias entre amplitude e fase, essas mostradas para cada constituinte de onda de maré na Tabela 32.

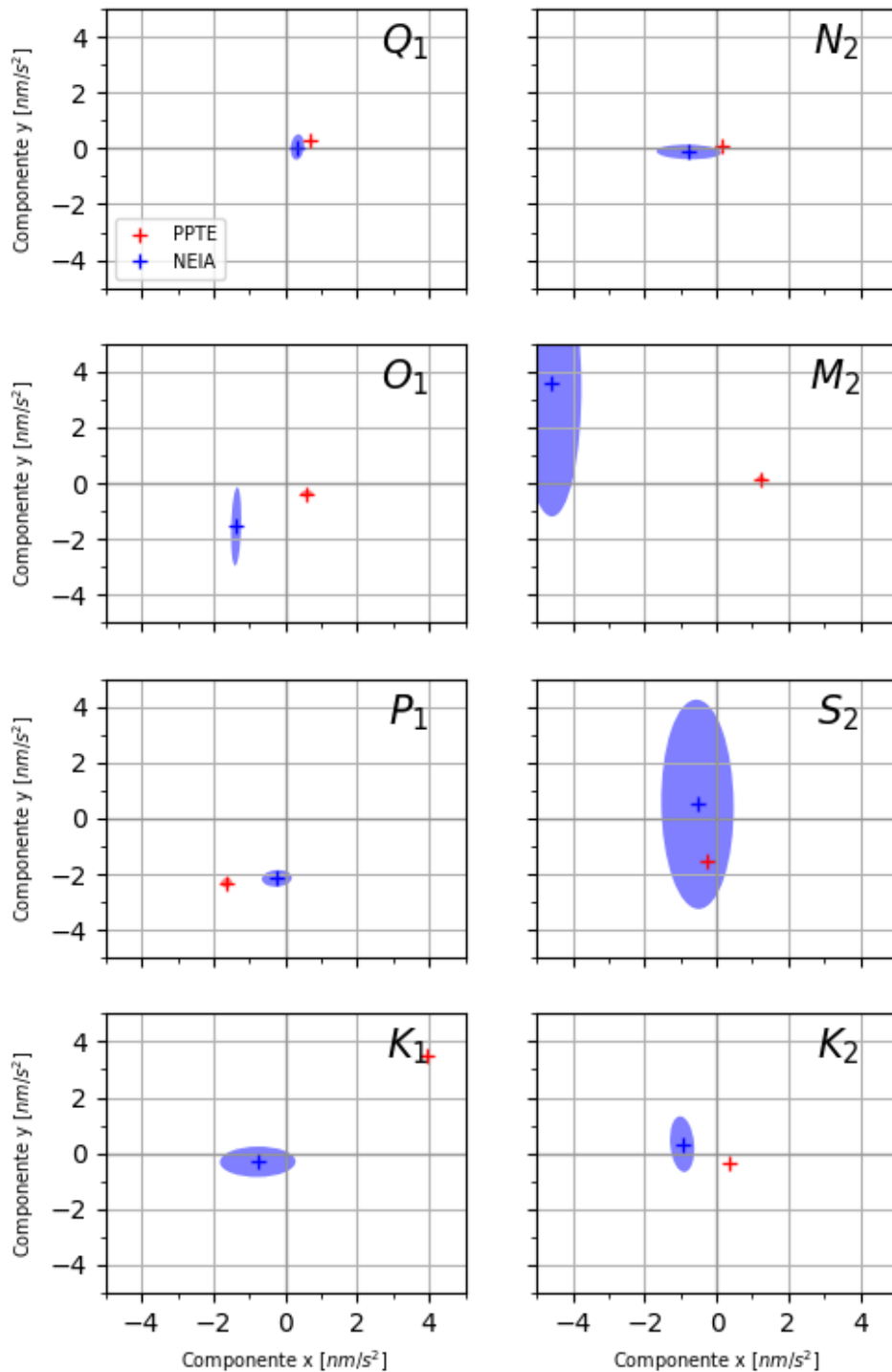
Tabela 32 - Covariância entre amplitude e fase das constituintes de maré

Ondas	PPTE [nm/s ²][°]	NEIA [nm/s ²][°]
Q_1	0,005	-0,814
O_1	0,039	-2,370
P_1	0,328	0,931
K_1	-0,070	-4,446
N_2	0,024	-1,411
M_2	0,007	7,344
S_2	-0,018	-2,191
K_2	0,102	-0,537

Fisicamente entende-se que amplitude e fase são estatisticamente independentes, isto é, as covariâncias entre as componentes de onda devem ser nulas. Contudo a obtenção das estatísticas do OTL combinado, seguindo os princípios matemáticos entre o sistema cartesiano para os números complexos e o sistema polar para a amplitude e a fase, não é limitada por essa consideração e, portanto, são geradas covariâncias não nulas. Esses valores indicam que existe correlação entre as componentes de onda e visualmente a mesma pode ser expressa pela inclinação das elipses dos erros em cada constituinte de maré.

A aplicação da correção oceânica obtida a partir do modelo de carga combinado possibilita a obtenção de um estimador de precisão para as componentes de onda em cada constituinte de maré. A Figura 30 traz os resíduos, juntamente com suas respectivas elipses de erro (3σ), entre os modelos empíricos (PPTE e NEIA), corrigidos da carga oceânica com o OTL combinado, e o modelo teórico DDW para cada constituinte de maré.

Figura 30 - Resíduos e elipses de erro (3σ) dos modelos empíricos, corrigido com OTL combinado para PPTE (vermelho) e NEIA (azul)



Como esperado, as constituintes de maré em NEIA (azul) são consideravelmente mais afetadas pela incerteza do OTL combinado em comparação à PPTE (vermelho). Entre as constituintes com maiores desvio padrão destaca-se M_2 e S_2 de Cananeia. Ademais, suas respectivas elipses de erro mostram que existe maior incerteza na componente y (eixo imaginário), ocorrência também observada em Q_1 , O_1 e K_2 .

Para interpretação dos resultados, duas abordagens podem ser levadas em consideração. A primeira se restringe em atribuir os resíduos obtidos ao OTL utilizado, uma vez que ele é capaz de expressar a acurácia dos parâmetros somente em função da dispersão dos valores, e a componente de tendência não é exteriorizada. Neste caso, tal elemento sistemático é representado pelos resíduos inferidos. Por este ponto de vista é esperado que as tendências sejam semelhantes entre as constituintes da mesma família. Contudo, existe uma aleatoriedade dos resíduos constatados em P_1 , K_1 e S_2 que possivelmente é causada pela carga atmosférica. Conforme já discutido estas constituintes são fortemente influenciadas pela correção atmosférica e, portanto, as tendências obtidas não devem ser atribuídas unicamente ao OTL.

Seguindo esta ideia, pode-se afirmar que em Presidente Prudente a representação da maré terrestre por meio do DDW em conjunto com o OTL representa adequadamente a maré terrestre observada. No caso de Cananeia, o modelo de correção oceânica apresentou dificuldade na representação da sobrecarga mesmo em M_2 , onde o resíduo atinge $5,80 \text{ nm/s}^2$. Ademais, salienta-se que a utilização do OTL combinado limita a quantidade de constituintes de onda de maré corrigidas.

Em uma segunda compreensão supõe-se que os resíduos estimados são causados pelo modelo observado de maré terrestre, isto é, as irregularidades nas componentes de onda são atribuídas ao comportamento inesperado no manto terrestre. Por exemplo, o manto apresenta um comportamento mais (ou menos) elástico que o esperado ou que ele exige maior (ou menor) tempo de resposta a tensões em determinada frequência. Por este raciocínio as constituintes O_1 , Q_1 e M_2 do modelo observado em Presidente Prudente indicam que o manto é mais elástico que o modelo teórico DDW; e O_1 , de ambas estações, indica um retardo de resposta à tensão de maré em relação à Terra elástica.

Contudo, para que anomalias nas constituintes de maré sejam de fato atribuídas a características reológicas num contexto continental, é imprescindível que o comportamento seja sistematicamente observado em uma rede de estações gravimétricas e que estas apresentem uma extensão temporal suficiente para identificar as devidas constituintes de

maré. Destaca-se que geralmente inconsistências sistemáticas observadas em amplitudes e fases de modelos empíricos de maré são atribuídas a problemas de calibração (HINDERER, CROSSLEY e WARBUTON, 2015). Portanto, é necessário que os instrumentos utilizados em estudos para a comparação de modelos de maré estejam devidamente calibrados.

No caso de constituintes de curtos períodos (diurnas, semi-diurnas, ter-diurnas etc.) o estudo realizado mostrou divergências entre o modelo empírico e teórico de maré terrestre. Outro modelo teórico, por exemplo inelástico, pode apresentar menores resíduos; neste contexto podem ser realizados estudos para a identificação do modelo teórico que mais se adapta à região. Entretanto, conforme mostrado na Tabela 30, mesmo em PPTE as discrepâncias entre os modelos teóricos é inferior à precisão das componentes de onda corrigidas da carga oceânica.

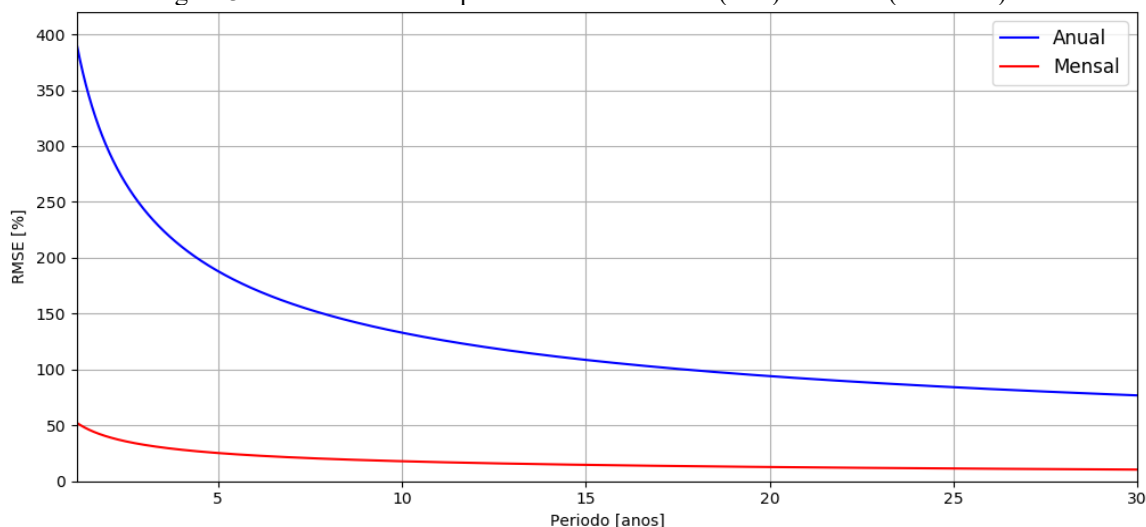
A divergência entre modelos teóricos de maré e a Terra sólida real é esperada nos longos comprimentos de onda (anual, semi-anual e mensal). Contudo esse tipo de estudo exige uma extensa série temporal para obtenção de componentes de onda suficientemente acuradas, tornando possível a detecção de anomalias em relação ao modelo elástico. A Raiz da Média Quadrática do Erro (*Root Mean Square Error* - RMSE) estimado para as componentes de onda pode ser obtida por meio de (SCHUELLER, 2019):

$$RMSE = f_c \frac{100 m_0 \sqrt{2}}{A_w \sqrt{N}}, \quad (4.5)$$

onde A_w representa a amplitude do sinal; f_c é a correlação do sinal; m_0 e N indicam a precisão das observações e a extensão da série temporal (em horas), respectivamente. Adotando $f_c = 1$ e $A_w = 1$, a Figura 31 mostra os RMSE estimados com base na expressão (4.5), sendo m_0 igual a 300 e 40 nm/s^2 para constituintes anual e mensal, respectivamente.

Nota-se que mesmo com um período de observação de 30 anos, o RMSE para a constituinte mensal é estimado em 10,23%, enquanto para a constituinte anual tem-se 76,70%. O período máximo de observações contínuas de aceleração de gravidade atinge aproximadamente 25 anos e, portanto, com as técnicas atuais de processamento as comparações entre modelos teóricos e empíricos de maré terrestre para constituintes anual e mensal não são capazes de corroborar ou refutar os modelos reológicos para o manto terrestre.

Figura 31 - RMSE estimado para constituintes anual (azul) e mensal (vermelho)



4.3 Aplicação na Referência Absoluta

Tradicionalmente, os gravímetros absolutos têm sido utilizados para o estabelecimento de redes de estações base para gravimetria relativa e, recentemente, eles têm possibilitado a implantação do IHRS (SÁNCHEZ et al., 2017). Ademais, devido à alta estabilidade e ausência da deriva instrumental, esses equipamentos são particularmente úteis para monitorar alterações no campo de gravidade de longo período (NIEBAUER, 2015). Todavia, esses dados precisam ser corrigidos da maré terrestre e sobrecargas.

A partir do modelo de maré, definido por um conjunto de amplitudes e fases delimitadas ao longo do domínio espectral, o efeito de maré pode ser estimado para qualquer instante no domínio temporal e, no caso das observações de aceleração de gravidade, o mesmo pode ser minimizado.

O ETERNA 3.4 V60-B, o mesmo *software* utilizado no processamento dos dados gravimétricos, possui um módulo para a predição de séries temporais da maré, seja ela teórica ou empírica. Em ambos os casos o funcionamento do módulo exige: a) a inclusão da localização geográfica da estação; b) a definição do período para predição; c) a escolha do catálogo do potencial de maré; e d) a definição dos intervalos espectrais das constituintes de maré. Estes parâmetros possibilitam a obtenção das amplitudes teóricas do modelo de Terra rígida específicas para a estação inserida. Em seguida, é imprescindível: e) a seleção de um modelo para Terra deformável. Este atributo pode ser inserido no módulo de predição conforme o interesse pela maré teórica ou empírica. No primeiro caso, o modelo de Terra deformável é escolhido conforme as possibilidades do próprio *software*, entre eles, os

modelos: elástico “padrão” (WDZ – Wahr-Dehant-Zschau), elástico hidrostático (DDW/H), inelástico hidrostático (DDW/NHi) ou inelástico não-hidrostático (WDZ/Hi). No segundo caso, faz-se o uso do arquivo “*.par”, resultante do processamento das observações gravimétricas. Neste arquivo encontram-se os intervalos espectrais, fatores gravimétricos, fases e seus respectivos desvios padrão.

Ressalta-se que, de modo a evitar inconsistências, o catálogo do potencial para predição da maré empírica deve ser o mesmo catálogo utilizado no processamento do modelo empírico. Por essa razão é de vital importância a menção do catálogo de potencial utilizado no processamento de modelos empíricos.

Ademais, a escolha das constituintes de maré a serem utilizadas na predição também merece atenção. O modelo teórico ou empírico deve ser capaz de representar as principais constituintes de maré de período anual e semi-anual, mensal, quinzenal, diurno e semi-diurno. Tratando-se especificamente da eliminação da maré terrestre em observações gravimétricas, uma maior quantidade de constituintes de maré torna a mitigação mais eficiente. Contudo, a precisão das observações fornece um indicativo das constituintes que devem ser consideradas. Durante a predição da maré é importante que as constituintes de maré escolhidas tenham amplitudes teóricas superiores à precisão instrumental, caso contrário, no pior dos casos o sinal dessas constituintes, que não são perceptíveis nas observações, poderá gerar um ruído adicional nas observações.

Conforme mostrado na Equação (2.69), as observações do campo de gravidade apresentam diversas fontes de influência. Portanto, juntamente com a eliminação da maré, vem a necessidade da minimização dos efeitos geofísicos. Com este propósito os usuários podem fazer uso unicamente de modelos teóricos. Os experimentos realizados neste trabalho mostram que a eliminação de efeitos geofísicos por meio de modelos teóricos (maré terrestre, carga polar, oceânica, atmosférica etc.) evidencia componentes residuais que atingem até 15 nm/s² em PPTE e 30 nm/s² em NEIA.

A utilização de modelos empíricos é capaz de reduzir o resíduo das observações uma vez que os parâmetros ajustados (amplitudes e fases) se adaptam melhor ao conjunto: observações e resíduos. A metodologia de obtenção de modelos empíricos de maré terrestre pode ser aplicada para geração de modelos que englobam os efeitos de maré terrestre e sobrecargas (atmosférica, oceânica etc.) apresentando uma vantagem em relação aos modelos teóricos.

As constituintes da maré terrestre, oceânica e atmosférica apresentam a mesma nomenclatura não por mera casualidade. Apesar da interação se passar em diferentes meios – no manto, no caso da maré terrestre; nas águas dos oceanos, na maré oceânica; e nas massas de ar, para a maré atmosférica – o mecanismo causador das marés é o mesmo: o efeito diferencial gravitacional causado por astros perturbadores. Portanto, cada constituinte interage em uma frequência específica do domínio espectral e o efeito mensurado por meio de observações gravimétricas representa a soma vetorial de cada uma das marés. Baseado neste princípio, um modelo de marés, compreendendo a maré terrestre, oceânica e atmosférica, pode ser obtido e aplicado para reduções destes efeitos nas observações de aceleração de gravidade.

Exemplificando a aplicação dos modelos de marés em dados de gravimetria absoluta, foram sintetizadas as curvas de marés com uso dos modelos empíricos das estações PPTE e NEIA, que são objetos de estudo deste trabalho e também fazem parte da Referência Absoluta do Estado de São Paulo e do *International Height Reference Frame* (IHRF). Estes modelos foram obtidos a partir das observações de aceleração de gravidade sem aplicação de nenhuma das correções de sobrecarga de modo que ambos representem o conjunto dos efeitos influenciadores no campo de gravidade em função de cada constituinte de maré. Destaca-se que foi utilizado o catálogo HW95, o mesmo aplicado no processamento das observações gravimétricas. Comparativamente, mostra-se o efeito total das marés teóricas calculadas utilizando o DDW, para a Terra elástica; FES2014b, para a sobrecarga oceânica; e o fator de admissibilidade barométrico de $-3,0 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-2}/\text{mBar}$, para a sobrecarga atmosférica. Na Tabela 33 é apresentado o efeito total das marés empíricas e teóricas para as duas campanhas, uma para cada estação, realizadas com o A-10, fabricado pela Micro-g LaCoste.

Tabela 33 - Predição efeito total para as estações gravimétricas PPTE e NEIA

Estação	Tempo [UT1]	Efeito total das marés [nm/s^2]	
		Empírico	Teórico
PPTE	05/05/2016 às 18:49:03	722,309	703,318
NEIA	02/14/2015 às 15:14:14	-491,073	-503,912

Entre as predições dos modelos empírico e teórico, nota-se uma diferença de 18,991 nm/s^2 (1,899 μGal) e 12,839 nm/s^2 (1,284 μGal) para PPTE e NEIA, respectivamente. Esses resultados, condizentes com as componentes residuais já analisadas, representam a consistência para um único instante entre as séries temporais de dados gravimétricos e

modelos teóricos de marés. Ressalta-se que essa consistência momentânea possui pouco significado devido à insuficiente representatividade.

No estudo de Van Camp (2003), objetivando testar a eficiência da correção da maré terrestre em dados de aceleração de gravidade absoluta, foram realizadas 22 campanhas com o FG5 da Micro-g LaCoste para a coleta de valores de aceleração gravidade absoluta numa única estação na Bélgica, entre os anos de 2000 e 2001. A partir desses dados o autor apresenta os desvios padrão do conjunto de observações corrigidas da maré por diferentes modelos. Neste estudo utilizando somente modelos teóricos de maré terrestre, calculado por diferentes *softwares* científicos, foram obtidos desvios padrão mínimos de 0,92 e máximos de 1,19 μGal .

Nota-se que devido à ausência de deriva nos gravímetros absolutos, uma série temporal coletada por estes instrumentos é fundamental para a análise da qualidade das correções de modelos teóricos. A partir desse princípio de estabilidade instrumental, estes dados também podem ser aplicados na análise de modelos empíricos. Neste trabalho, devido à insuficiência de campanhas em ambas estações de estudo, não foi possível realizar tal análise. Porém, seguindo a metodologia de Van Camp (2003), para a avaliação dos modelos empíricos sugere-se que sejam realizadas uma vintena de campanhas, cujas observações sejam de no mínimo três horas de coleta (~ 12 conjuntos de 100 quedas com duração de 10 segundos). Ademais, é importante que a série temporal dos dados seja capaz de representar as constituintes dos modelos empíricos. Os modelos obtidos neste estudo não contêm constituintes de maré de longo período e, portanto, recomenda-se que a primeira e a última campanha apresente um intervalo de no máximo um mês. Caso o modelo empírico avaliado apresente constituintes mensais e anuais, a extensão da série temporal deve ser de pelo menos um ano.

4.4 Síntese dos Experimentos

Nesta sessão são recapitulados os resultados apresentados sobre a modelagem da maré empírica. Resumidamente são apresentadas as metodologias de processamento dos dados e os resultados sintetizados dos experimentos voltados a correção atmosférica e correção oceânica.

A área de estudo se concentra em duas estações localizadas no Estado de São Paulo, uma em Presidente Prudente, localizada a ~ 500 km da região costeira, e a outra em Cananea,

situada sobre o litoral. Ambas estações contam com séries temporais de aproximadamente 10 meses, coletados com um par de gravímetros gPhone Micro-g LaCoste.

A partir dos dados cedidos pelo Projeto de Maré Terrestre do LTG/EPUSP e CENEGEO, foram tratados diversos aspectos do processamento de maré terrestre. O pré-processamento das observações gravimétricas foi realizado no Tsoft 2.2.15, destacando-se a utilização da técnica remove-restaura para identificação e correção dos degraus, saltos e falhas observacionais. Ademais, foi identificado e corrigido um problema de fase nos dados do gPhone 105, referente à estação PPTE. Em vista da instabilidade do *software* frente ao volume de dados, foi necessário a implementação um *script* em Python para a realização do deslocamento temporal do bloco de observações (Apêndice - A).

As constituintes diurnas, semi-diurnas, ter-diurna e quar-diurna foram determinadas permitindo a geração de um modelo de maré para cada estação. Foram realizados três processamentos (Figura 11): Pr1, Pr2 e Pr3. O processamento Pr1 se resumiu na geração dos modelos de maré a partir das correções de degraus, saltos e falhas observacionais, movimento do polo e filtragem passa-baixa em 6 cpd; no Pr2 foi analisado a aplicação de diferentes metodologias de correção barométrica; e em Pr3 foi dada ênfase à correção da carga oceânica com uso de um modelo global e de um modelo combinado. A Tabela 34 traz, a partir da metodologia proposta, os desvios dos resíduos das observações em cada etapa do processamento realizada.

Tabela 34 - Desvios padrão dos resíduos dos processamentos

Processamento	Etapas Pré-processamento	PPTE DP resíduos [nm/s ²]	NEIA DP resíduos [nm/s ²]
Pr1	A) e B)	7,38	7,67
	C)	3,97	5,28
Pr2	D)	3,94	5,18
Pr3	E)	3,91	5,18

Nota-se uma redução dos desvios padrão dos resíduos conforme a realização de cada etapa, indicando uma melhora gradativa dos modelos empíricos de maré terrestre. Entre os procedimentos adotados destaca-se na etapa A) as correções manuais dos dados com uso da técnica remove-restaura; na etapa B) a correção do movimento do polo; na etapa C) a utilização do filtro passa-alta N1H60KSP para a eliminação da deriva e passa-baixa de 6 cpd para mitigação do ruído; na etapa D) a correção atmosférica utilizando um fator de

admissibilidade teórico juntamente com um modelo meteorológico global; e, por fim, na etapa E) correção oceânica com uso de um modelo de carga oceânica combinado.

Com a análise espectral dos dados de pressão do gravímetro, na etapa D), foi possível identificar as constituintes da maré atmosférica de maior amplitude: S_1 , S_2 e S_3 . Foram analisadas quatro metodologias para a correção barométrica: I) A utilização de um fator de admissibilidade barométrico padrão, conforme a resolução nº 9 da IAG (1983); em II) foi calculado uma função de transferência no domínio do tempo para cada estação; em seguida, em III) foram estimadas para PPTE e NEIA múltiplos fatores de admissibilidade no domínio espectral; e por fim, em IV) foi calculado a contribuição local, considerando um fator de admissibilidade teórico e os dados barométricos do gravímetro, e a não-local, com o uso do ERA5 e das funções de Green. Ademais, foi constatada maior sensibilidade nas constituintes da maré terrestre P_1 e S_2 frente à utilização de diferentes metodologias para a correção atmosférica

A comparação entre o modelo observado e teórico de maré permitiu quantificar os efeitos geofísicos presentes nas observações, relacionados principalmente à sobrecarga oceânica, possibilitando o estabelecimento do modelo de carga oceânica local para cada uma das estações de estudo.

A capacidade dos modelos globais para a estimação da carga oceânica foi analisada na etapa E). Dentre os modelos de maré oceânica disponíveis, foram utilizados: GOT4-10c, DTU10, FES2014b, EOT11a e TPXO8. Portanto, foram tratadas três propostas para correção da carga oceânica: I) a utilização do modelo FES2014b, por apresentar o maior número de constituintes de maré; II) a investigação e aplicação do modelo mais adaptado para região; e III) a obtenção de um modelo combinado, de modo a estimar resíduos finais mais realísticos para as constituintes do modelo de maré terrestre. Foi observado maior influência da carga oceânica em O_1 e M_2 , constituintes de maior amplitude. Utilizando o modelo FES2014b foi constatado que as constituintes de menores amplitudes (J_1 , L_2 , M_3 e M_4) apresentam uma modelagem da sobrecarga ineficiente e/ou incorreta. Dentre os modelos analisados, o TPXO8 se mostrou mais adaptado para a região de NEIA, tanto para as observações maregráficas quanto para os dados gravimétricos. Por outro lado, em PPTE os modelos mostraram consistências semelhantes. Ademais, foi observado um problema na modelagem da sobrecarga oceânica com o modelo GOT4-10c especificamente nas constituintes Q_1 e K_2 . Por fim, a propagação de variância e covariância, considerando os modelos globais de maré

oceânica, mostrou a limitação para a comparação entre os modelos empíricos obtidos e modelos teóricos de maré terrestre.

Os experimentos realizados para correção dos efeitos de sobrecarga são baseados no princípio de alta sobreposição espectral entre as constituintes de maré terrestre, atmosférica e oceânica. Os resultados apresentados comprovam essa relação uma vez que as devidas correções permitiram reduzir os resíduos nas constituintes dos modelos empíricos.

Dando continuidade as análises apresentadas, no capítulo seguinte é abordado o comportamento dos dados gravimétricos no domínio espectro-temporal voltando-se a identificação dos efeitos de sobrecarga apresentados neste capítulo.

5 CONSTITUINTES DE MARÉ NO TEMPO E FREQUÊNCIA

Nos capítulos anteriores foram apresentados diversos aspectos da maré terrestre, entre eles: a maré teórica para o modelo da Terra rígida e da Terra elástica (Capítulo 2); e o processamento de dados gravimétricos para a obtenção da maré empírica (Capítulo 4). Foi esclarecido o princípio de que cada constituinte de maré dos modelos empíricos contém a soma vetorial da maré terrestre e das sobrecargas oceânica e atmosférica. O Capítulo 5 é voltado a aplicação das análises espectral e temporal, por meio da Transformada de Fourier (TF) e da Transformada em Ondas (TO). O objetivo principal dos experimentos realizados neste capítulo é elucidar o comportamento espectro-temporal das constituintes de onda da maré terrestre e das sobrecargas. Destaca-se que as estações de estudo permanecem as mesmas: Presidente Prudente (PPTE) e Cananeia (NEIA).

O sinal de maré terrestre tem como característica ser distribuído continuamente no domínio do tempo. Entretanto, devido ao processo de aquisição e amostragem, esses sinais sofrem um processo de discretização. Tal processo pode causar uma perda parcial da informação espectral. As séries temporais de aceleração da gravidade analisadas neste experimento foram amostradas para o intervalo de 1 hora utilizando um filtro passa-baixa e a frequência Nyquist de 12 cpd. Portanto, somente o sinal gravimétrico que apresenta frequências entre 1/24 cpd e 12 cpd pôde ser analisado. Esse processo de filtragem não prejudica as análises uma vez que as constituintes de onda de maiores amplitudes das marés se concentram em 1 e 2 cpd, correspondendo respectivamente às frequências das ondas diurnas e semi-diurnas. As discontinuidades das séries temporais nas estações foram preenchidas utilizando o modelo de maré terrestre teórico DDW (DEHANT, 1987; DEHANT e ZCHAU 1989; WAHR, 1981), juntamente com o catálogo HW95 (HARTMANN e WENZEL, 1995).

5.1 Domínio Espectral

Para iniciar a análise do comportamento espectral das observações gravimétricas foram obtidas as TF de ambas séries temporais. A Figura 32 representa a TF obtida para a série temporal de aceleração de gravidade utilizada neste experimento em PPTE a), onde são destacados os resultados da transformada em b) 1 cpd e c) 2 cpd. De forma análoga, foi obtida a Figura 33 para as observações gravimétricas de NEIA. Os intervalos espectrais teóricos das

constituintes, utilizados no processamento dos modelos empíricos de maré terrestre, são mostrados nas figuras.

Figura 32 - Transformada de Fourier para os dados gravimétricos em PPTE a), destaque para o domínio de 1 cpd em b) e 2 cpd em c)

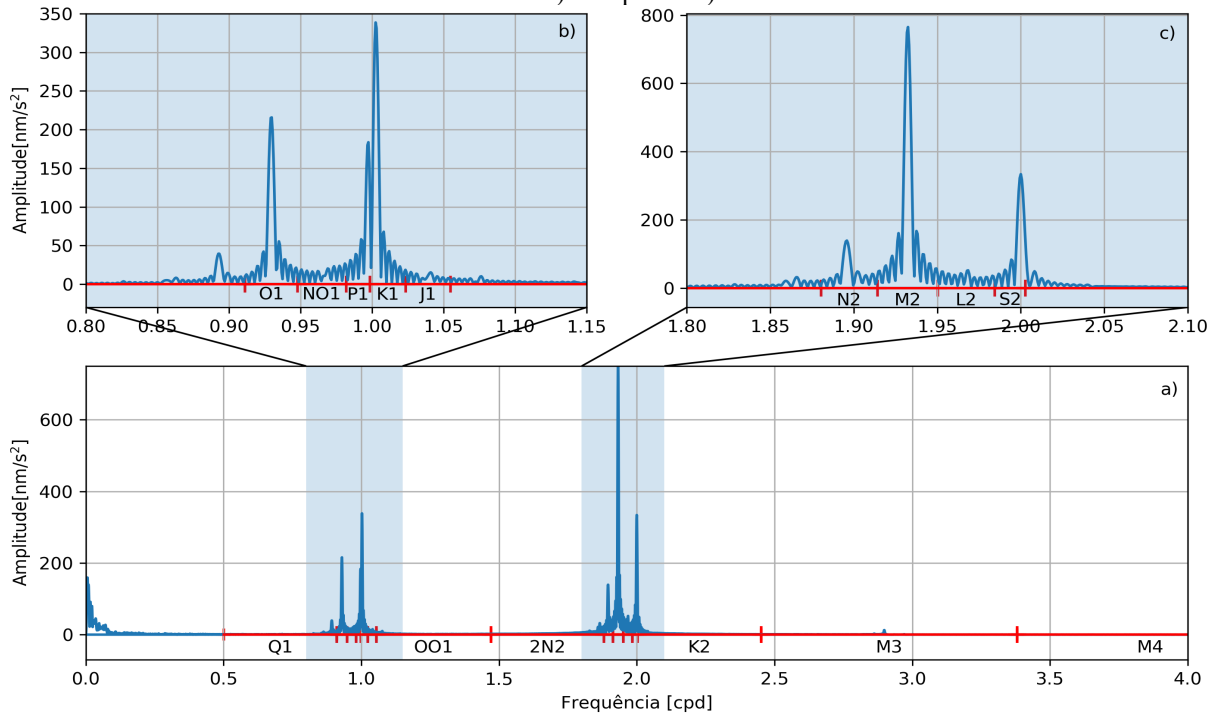
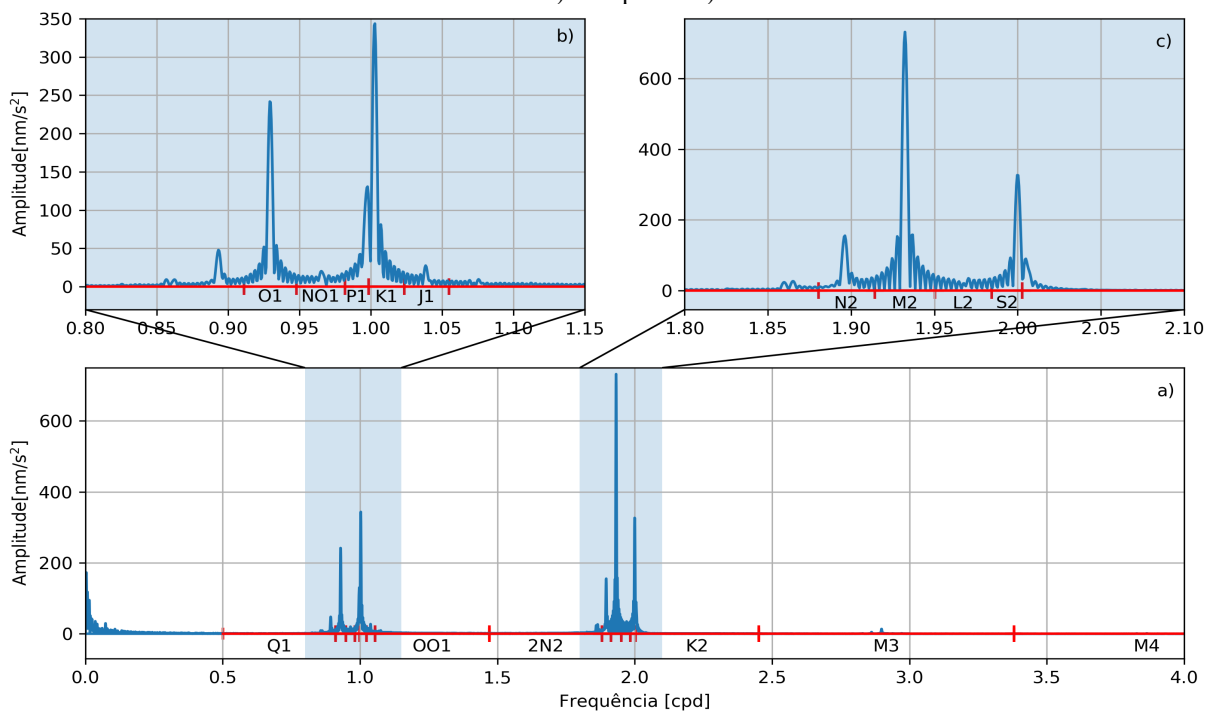


Figura 33 - Transformada de Fourier para os dados gravimétricos em NEIA a), destaque para o domínio de 1 cpd em b) e 2 cpd em c)



A realização da TF em séries temporais permite identificar as constituintes de maré, representadas pelos picos em azul ao longo do espectro. Estes picos são chamados de lóbulos principais, e junto a eles também são observados os lóbulos laterais. Nesta representação, nota-se que algumas constituintes apresentam maior proximidade espectral, é o caso de P_1 e K_1 (Figura 32 e 33). Conforme apresentado por Melchior (1983), apenas com 1 mês de dados, tais constituintes não podem ser separadas. À medida que o tempo observacional aumenta, essas constituintes são melhor identificadas no domínio espectral. As observações das estações se aproximam de 10 meses e por essa razão tais constituintes podem ser separadas. Contudo, deve-se destacar que a proximidade espectral dificulta a estimação das amplitudes e fases das constituintes de maré, uma vez que o efeito dos lóbulos laterais é maior à medida que essas vizinhas são mais próximas.

Nota-se uma dificuldade na identificação de algumas constituintes em razão de suas pequenas amplitudes, como é o caso de NO_1 , J_1 , $2N_2$ L_2 (Figura 32 e 33), cujas amplitudes são de $\sim 15 \text{ nm/s}^2$. Esse inconveniente é causado pelo efeito dos lóbulos laterais. Ainda que as constituintes de maré estejam mais isoladas no domínio espectral, a estimação da constituinte de menor amplitude será prejudicada, pois os lóbulos laterais de constituintes com amplitudes maiores tendem a conturbar um maior intervalo do espectro.

A utilização da TF possibilita a identificação das constituintes de maré em função da frequência, isto é, a velocidade de propagação. Portanto, ainda que as constituintes de onda da maré ou das sobrecargas apresentem diferentes amplitudes e/ou fases, essa representação espectral não permite a identificação ou separação destes efeitos. Por outro lado, os resultados revelam que a representação espectral das observações gravimétricas engloba para cada constituinte o efeito da maré terrestre e das sobrecargas. Portanto, os modelos empíricos de marés podem ser aplicados para a representação deste conjunto de efeitos, uma vez que o ajustamento dos parâmetros (amplitude e fase) destes modelos é baseado na TF sobre as medições gravimétricas.

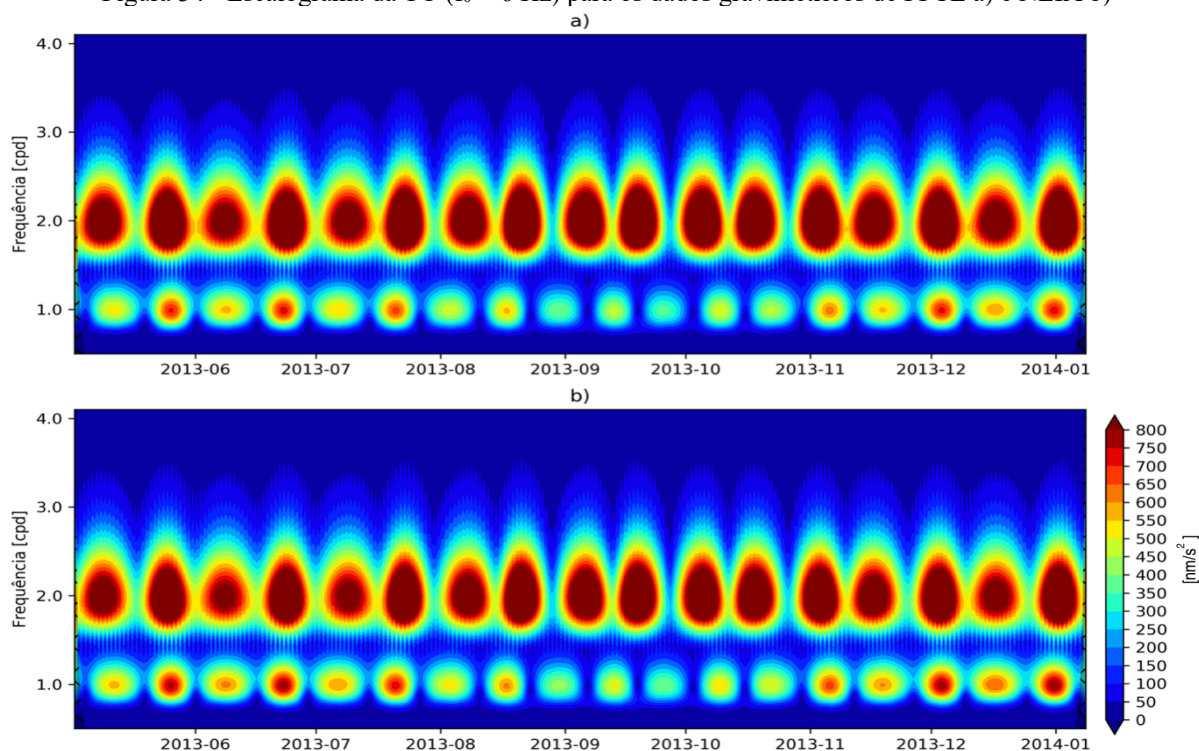
5.2 Domínio Espectro-Temporal

A maré terrestre é considerada como um fenômeno estacionário. A partir dessa hipótese são estimadas amplitudes e fases para cada constituinte de maré. Contudo, existem efeitos perturbatórios não estacionários que podem causar variações nos parâmetros estimados (DITTFELD, 1989). Dentre as perturbações em medições da maré terrestre Meurers et al. (2016) destacam: (1) problemas na calibração devido à instabilidade eletrônica dos

gravímetros; (2) durante o pré-processamento, a incompleta eliminação de picos e saltos ou incorreta interpolação de discontinuidades nos dados gravimétricos; (3) insuficiente extensão temporal para adequada estimação das componentes de onda; e (4) variação temporal da carga oceânica. A TF, na qual é baseada a estimação dos modelos de marés, não permite que sejam identificados perturbações não estacionárias nas constituintes. O estudo de Meurers et al. (2016) enfatiza a utilização de diferentes períodos da série temporal gravimétrica como uma alternativa para identificação de variações dos parâmetros dos modelos de maré. Neste estudo, os autores mostram variações temporais nas amplitudes e nas fases por meio do processamento consecutivo de séries de três meses e de séries anuais.

Diferentemente da TF, a TO possibilita a análise do sinal em função do tempo e frequência simultaneamente, e por essa razão tem-se uma visualização bidimensional. Para melhor compreender o comportamento espectro-temporal da maré terrestre foi realizado a TO das séries temporais de PPTE e NEIA. Neste experimento a função Morlet foi utilizada como ondaleta mãe para a transformada, uma vez que ela possibilita a obtenção dos coeficientes complexos que podem ser associados à amplitude e fase dos sinais (DOMINGUES et al., 2016; ADDISON, 2017). Inicialmente, foi utilizada a frequência fundamental (f_0) da ondaleta mãe de 6 Hz e o espaçamento entre as escalas da TO foi de 20 segundos. Na Figura 34 são mostradas as amplitudes obtidas por meio das TO para PPTE a) e NEIA b).

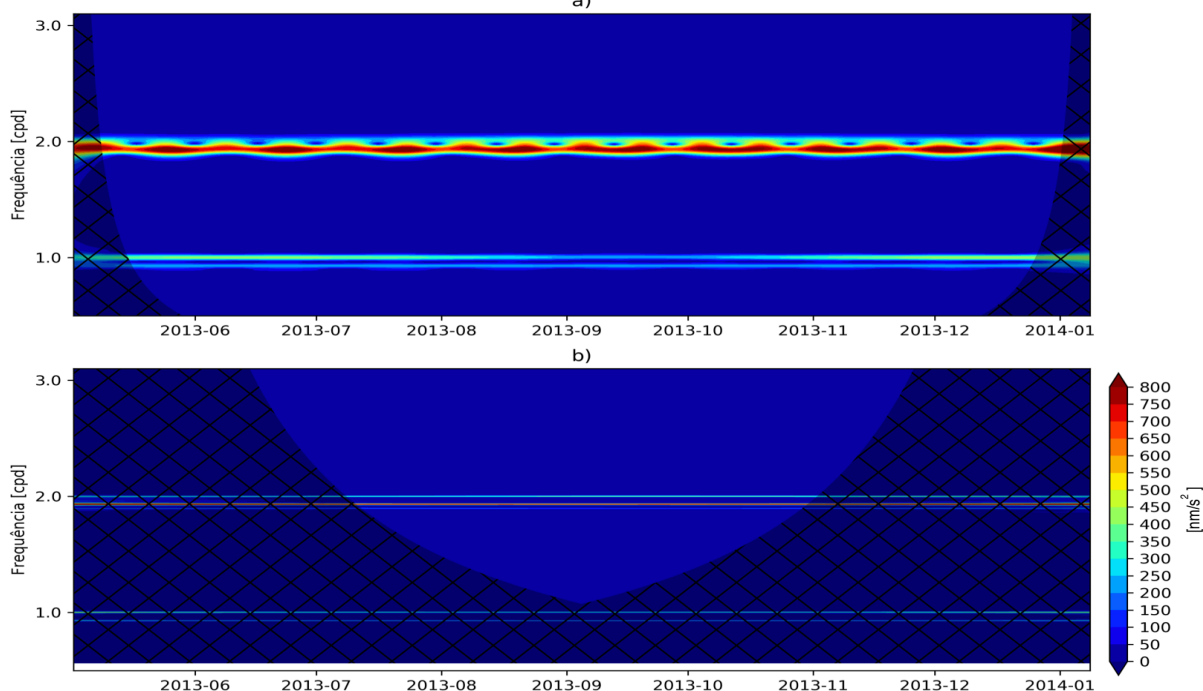
Figura 34 - Escalograma da TO ($f_0 = 6$ Hz) para os dados gravimétricos de PPTE a) e NEIA b)



As TO obtidas para as estações são caracterizadas por feições circulares nas frequências de 1,0 e 2,0 cpd. A escala de cor representa as amplitudes das constituintes de maré, cujas cores mais quentes indicam as maiores amplitudes e cores mais frias mostram as menores amplitudes. Os resultados mostram uma variação de 50 a 700 nm/s^2 na família diurna e 300 a 800 nm/s^2 na família semi-diurna.

Uma vez que as feições encontradas representam a soma vetorial das constituintes dentro do intervalo espectral, a assinatura espectral mostrando as oscilações regulares ao longo da série temporal indica que as componentes intragrupoais (Q_1 , O_1 ... M_2 , S_2 e M_3) não foram separadas. Segundo Grinsted, Moore e Jevrejeva (2004) e Domingues et al. (2016), a utilização de f_0 próximo a 5 Hz proporciona equilíbrio entre os planos do tempo e frequência. Contudo, uma vez que o sinal de maré apresenta constituintes de onda em frequências próximas, a separação das constituintes intragrupoais exige uma melhor resolução no domínio das frequências. Os estudos de Araszkievicz e Bogusz (2010) mostram que alterações na função de Morlet possibilitam a separação das constituintes de maré terrestre e a determinação das amplitudes. Os autores apontam dificuldade na obtenção das fases. Portanto, foram testadas configurações semelhantes nos dados gravimétricos de PPTE. A Figura 35 mostra as amplitudes obtidas como resultado da TO onde a frequência fundamental da ondaleta mãe foi modificada para a) 60 Hz e b) 600 Hz. Os cones de influência, representando a região de fronteira da TO, são mostrados em hachurado.

Figura 35 - Escalograma da TO para os dados gravimétricos de PPTE com a) $f_0 = 60$ Hz e b) $f_0 = 600$ Hz



No escalograma da Figura 35 observa-se que as feições circulares anteriormente obtidas (Figura 34) resultaram em listras. Nesta representação as linhas bem definidas indicam que as constituintes são suficientemente individualizadas, permitindo sua identificação espectral e temporal. A utilização de f_o igual a 60 Hz possibilitou, na família diurna, a separação de duas constituintes; entretanto, nota-se variações nas amplitudes ao longo da série temporal entre 200 a 450 nm/s². Próximo a 2 cpd, os coeficientes da TO ainda se mostram como feições arredondadas, indicando que as constituintes semi-diurnas não são completamente discriminadas. Em 600 Hz, observa-se uma maior quantidade de listras, mostrando que essa configuração possibilitou a identificação de um maior número de constituintes de maré.

Juntamente com o aumento da frequência fundamental, nota-se a expansão da região do espectro afetada pelo efeito de borda da TO. Com f_o em 600 Hz, as constituintes diurnas são totalmente absorvidas pelo cone de influência. A TO possibilita a análise de duas variáveis concomitantes: o tempo e a frequência. Pelo Princípio de Incerteza de Heisenberg, o produto da incerteza de duas observáveis mensuradas simultaneamente é uma constante. No caso da TO, o aumento da frequência fundamental da ondaleta mãe torna possível a separação de um número maior de constituintes de maré e, por outro lado, causa o aumento do cone de influência prejudicando a análise temporal.

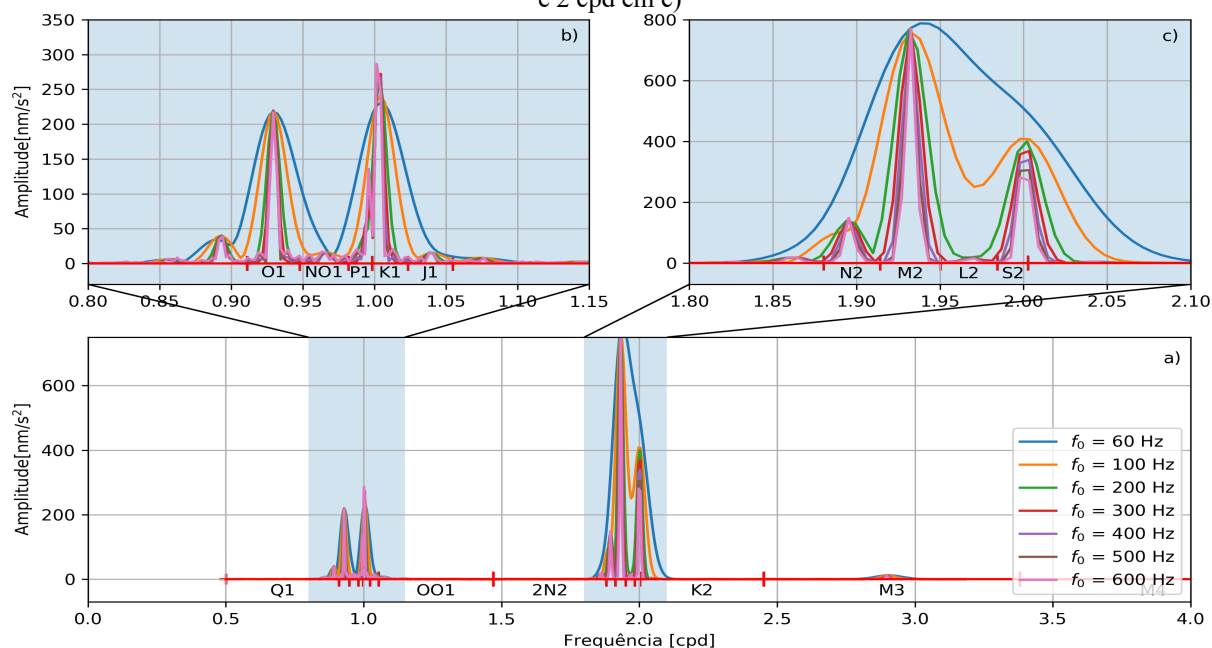
O perfil espectral é traduzido por um corte transversal na TO, sendo, portanto, obtido pelo conjunto de coeficientes em um único instante da série temporal. Essa representação evidencia a quantidade de constituintes que a TO permite identificar. A seguir é testada a capacidade de separação das constituintes de maré em função da frequência fundamental. Para a comparação entre as TO, mostra-se na Figura 36 o perfil das amplitudes obtido analisando o instante central da série temporal, definido às 17h do dia 04/09/2013.

Devido ao distanciamento espectral das outras constituintes, M_3 pôde ser notado em todas as configurações de f_o . Com o aumento da frequência fundamental, nota-se que as constituintes na TO são representadas por menores regiões do espectro, indicando a melhora na capacidade de identificação de constituintes de maré. A partir de 100 Hz é possível distinguir Q_1 , O_1 , NO_1 , K_1 , J_1 , OO_1 , M_2 e S_2 . Em 200 Hz, além das mesmas constituintes, N_2 também é observada; em 300 Hz, L_2 e $2N_2$ passam a ser delineadas; e K_1 passa a ser distinguida a partir de 400 Hz.

Constata-se que as amplitudes determinadas apresentam uma variação em função de f_o . Essa instabilidade é justificada pela interferência de constituintes espectralmente

próximas, como é o caso de P_1 e K_1 ou S_2 e K_2 . Por outro lado, as constituintes com intervalo espectral melhor definido, como O_1 e M_2 , mostraram alta estabilidade mesmo com a alteração de f_0 .

Figura 36 - Perfil para um instante da série temporal da TO de PPTE a), destaque para o domínio de 1 cpd em b) e 2 cpd em c)



Estes resultados mostraram a capacidade máxima da TO na tarefa de separação das constituintes de maré, uma vez que foi mostrado o instante central da série temporal. Destaca-se que a escolha de 400 Hz para f_0 se mostrou adequada para separação de 13 constituintes. Entre 400 e 600 Hz não foi possível identificar novas constituintes. Neste experimento, K_2 não pode ser discretizada. A princípio a escolha da frequência fundamental pode ultrapassar 600 Hz, entretanto, conforme verificado, a região afetada pelo efeito de borda tende a crescer juntamente com o aumento de f_0 .

Contudo, apenas um único instante não garante que as constituintes indagadas possam ser analisadas ao longo de toda a série temporal. Conforme já previsto pelo cone de influência, as regiões de fronteira apresentam uma deterioração dos coeficientes estimados, tornando as análises, nestas regiões, insuficientemente acuradas. Para explorar a eficiência da TO para a análise temporal da maré terrestre foram escolhidas as frequências fundamentais da ondaleta mãe em 400 e 600 Hz.

5.2.1 Oscilação temporal nas frequências da maré

Este experimento tem o objetivo de identificar temporalmente as constituintes principais. A detecção das constituintes foi realizada por meio da identificação da amplitude máxima dentro do intervalo espectral teórico associado a cada constituinte de maré.

Os resultados mostram uma variação temporal das frequências associadas às constituintes analisadas. As frequências médias e seus respectivos desvios padrão calculados para PPTE são mostradas na Tabela 35 para f_o igual a 400 Hz e 600 Hz. Nessas estatísticas foram desconsideradas as regiões do cone de influência.

Tabela 35 - Médias e desvios padrão das frequências para as constituintes de maré identificadas na TO

Const. de maré	f_o - 400 Hz Frequências [cpd]	f_o - 600 Hz Frequências [cpd]
Q ₁	0,89326 ±0,00030	0,89346 ±0,00014
O ₁	0,92926 ±0,00040	0,92889 ±0,00020
NO ₁	0,96419 ±0,00103	0,96404 ±0,00042
P ₁	0,99652 ±0,00039	0,99624 ±0,00024
K ₁	1,00243 ±0,00057	1,00220 ±0,00031
J ₁	1,03991 ±0,00077	1,03994 ±0,00036
OO ₁	1,07579 ±0,00065	1,07545 ±0,00043
2N ₂	1,86532 ±0,00187	1,86589 ±0,00082
N ₂	1,89559 ±0,00081	1,89565 ±0,00029
M ₂	1,93232 ±0,00020	1,93247 ±0,00044
L ₂	1,97033 ±0,00448	1,97021 ±0,00389
S ₂	1,99949 ±0,00100	1,99962 ±0,00076
M ₃	2,89793 ±0,00090	2,89809 ±0,00043

Entre essas configurações, nota-se uma variação das médias das frequências de 0,00050 a 0,00214 cpd. Os menores desvios padrão são observados nas frequências estimadas com f_o de 600 Hz. Nessa configuração, nota-se uma redução dos desvios de até 0,0033 cpd em relação aos desvios de f_o em 400 Hz.

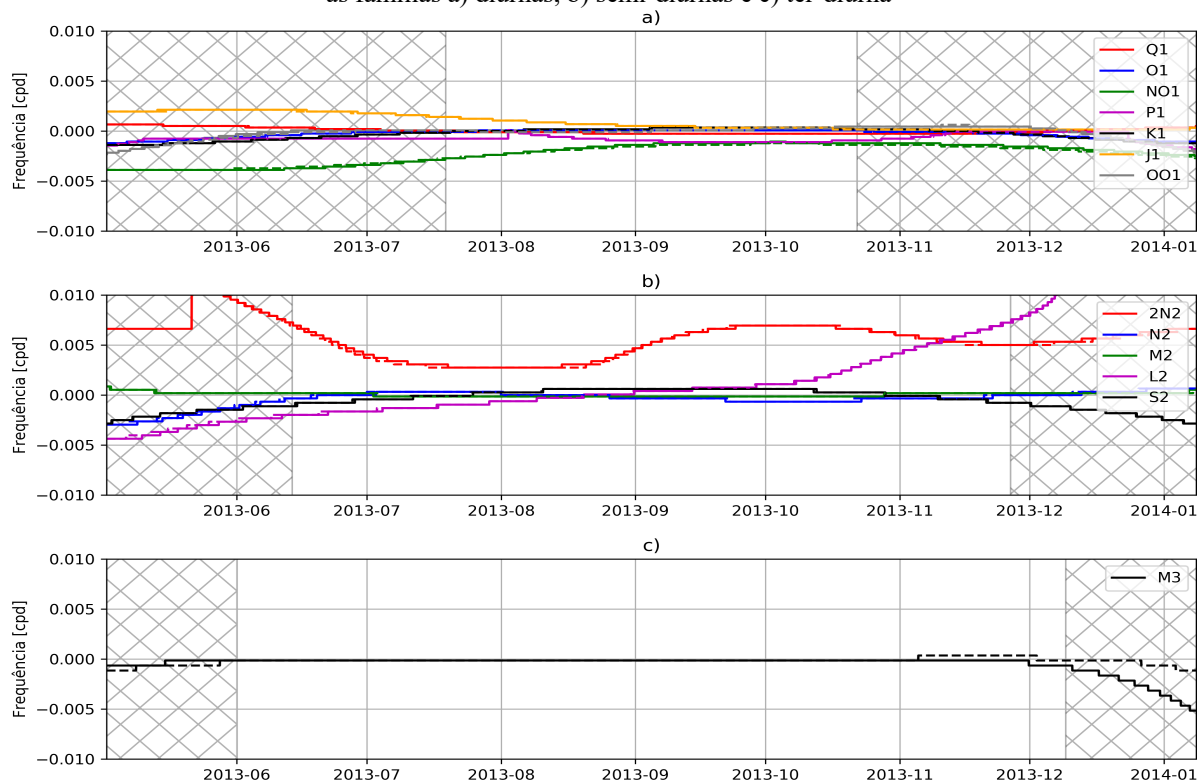
As constituintes Q₁, O₁, M₂ e M₃ apresentaram os menores desvios padrão. Por outro lado, em NO₁, 2N₂ e L₂ observa-se os piores desvios padrão, indicando maior oscilação da frequência no domínio temporal. A princípio essas variações podem estar relacionadas a efeitos de sobrecarga. Contudo, a constatação de que existe uma dependência da frequência fundamental da ondaleta mãe contrapõe essa possibilidade.

Dentre as possíveis configurações da TO, o espaçamento entre as escalas, visto como o parâmetro de translação da ondaleta mãe, tem relação com a resolução entre as transformadas. Quanto menor é o espaçamento (ou translação) definido, menor será o

intervalo entre as frequências calculadas. Ademais, em razão da dilatação e contração da TO para detecção de feições, a resolução da transformada se modifica em função das frequências estipuladas. Evidencia-se uma degradação da resolução espectral da TO com o aumento da frequência. A partir dos parâmetros escolhidos neste experimento, foram obtidas resoluções de 0,00017, 0,00035 e 0,00052 cpd respectivamente para as famílias diurnas, semi-diurnas e ter-diurnas. Considerando um f_0 de 400 Hz, os desvios padrão das frequências são superiores às resoluções nos devidos intervalos espectrais. Assim, pode-se afirmar que as variações das frequências não são relacionadas à escolha dos parâmetros de resolução da TO. Por outro lado, com a frequência fundamental em 600 Hz, o espaçamento entre as transformadas se mostrou maior que os desvios padrão obtidos, indicando a necessidade de uma melhora na resolução da TO.

Visando a elucidação da causa das oscilações, são analisadas as variações temporais das frequências obtidas para as duas estações: PPTE e NEIA. Na Figura 37 têm-se as discrepâncias entre as frequências teóricas e frequências das constituintes obtidas por meio da TO em f_0 igual a 400 Hz. Neste gráfico as discrepâncias associadas a PPTE estão representadas por linhas contínuas e de NEIA, por linhas tracejadas. Ademais, a região de fronteira da TO é representada em hachurado.

Figura 37 - Discrepâncias das frequências teóricas e as frequências obtidas por meio da TO, em $f_0 = 400$ Hz, para as famílias a) diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurna



Na Figura 37, onde cada cor representa as discrepâncias associadas a uma constituinte de maré, notam-se características marcantes nas constituintes analisadas e por essa razão é proposta a divisão em três grupos:

- I) Alta estabilidade espectro-temporal: consideradas nessa classificação as constituintes cujas frequências mostraram maior estabilidade ao longo da série temporal, entre elas Q_1 , O_1 e K_1 vistas em a), M_2 em b) e M_3 em c);
- II) Média estabilidade espectro-temporal: as constituintes pertencentes a esse grupo apresentam graduais variações temporais das frequências estimadas, por exemplo: em a) NO_1 , P_1 , J_1 e OO_1 , em b) N_2 e S_2 ; e
- III) Baixa estabilidade espectro-temporal: as constituintes com essa classificação mostram sinuosas oscilações/variações para as frequências estimadas ao longo do tempo, é o caso de L_2 e $2N_2$ em b).

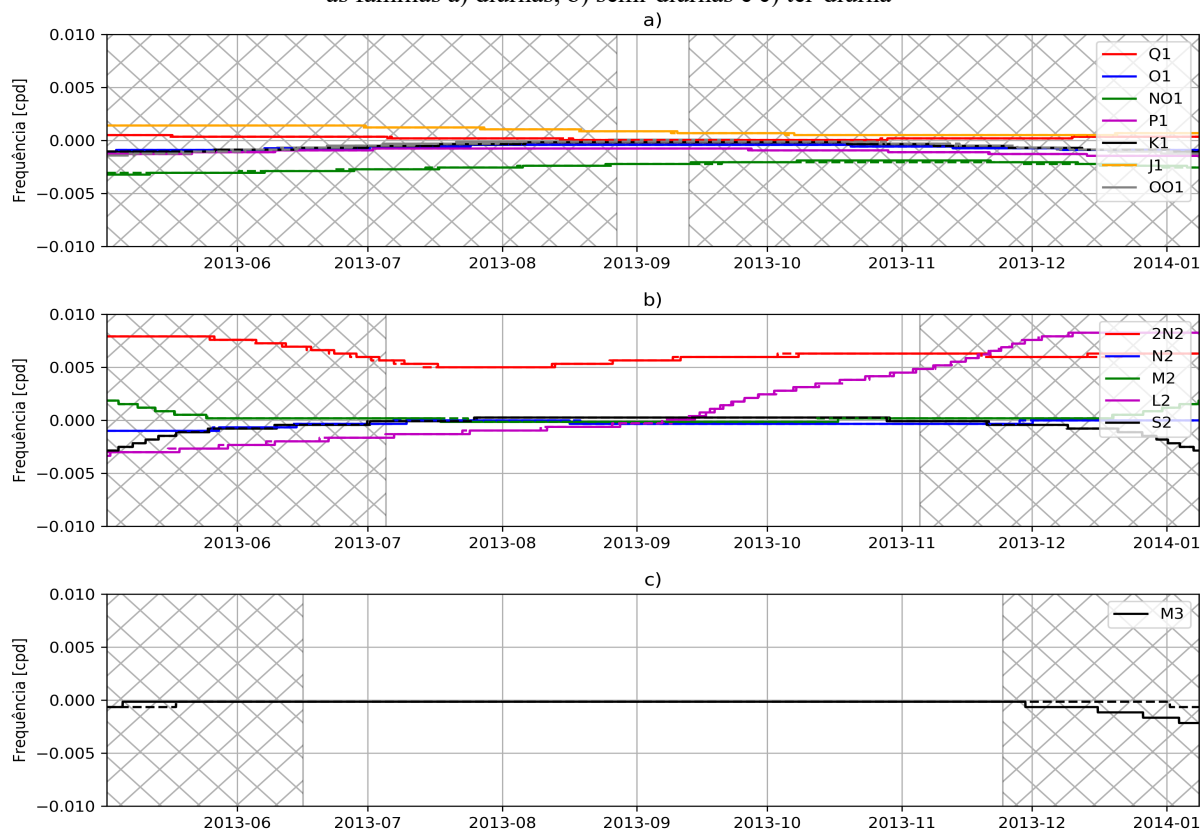
Conforme mostrado no Capítulo 4, as duas regiões são caracterizadas por influências contrastantes da carga oceânica. Portanto, se esse efeito fosse responsável pelas variações de frequência, as oscilações deveriam ser divergentes. Os resultados apontam uma semelhança entre as oscilações, constatada pela total sobreposição entre as linhas contínuas (PTE) e tracejadas (NEIA); portanto, há indícios de que os efeitos geofísicos de sobrecarga não são responsáveis pelas variações nas frequências das constituintes de maré obtidas pela TO.

Ademais, na região de fronteira são observadas variações abruptas das discrepâncias calculadas, indicando saltos nas frequências identificadas. Esses casos representam a não identificação da constituinte durante determinado intervalo da série temporal. No caso de $2N_2$, por exemplo, a representação dos coeficientes obtidos anteriormente ao dia 20/05/2013 não permitem a separação dessa constituinte. Somente após esse período a constituinte é identificada.

Analogamente à Figura 37, é apresentada na Figura 38 as oscilações temporais das frequências das constituintes de onda obtidas a partir da TO utilizando a frequência fundamental da ondaleta mãe em 600 Hz.

As frequências das constituintes identificadas mostram estabilidade uma vez que os valores das discrepâncias obtidas se mostram como linhas retas. Contudo, nota-se que apesar da maior convergência, as constituintes $2N_2$ (vermelho – em Figura 38, b) e L_2 (magenta – Figura 38 em b) conservam seus respectivos comportamentos das discrepâncias obtidas com f_o em 400 Hz (Figura 37 - b).

Figura 38 - Discrepâncias das frequências teóricas e as frequências obtidas por meio da TO, em $f_0 = 600$ Hz, para as famílias a) diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurna



Apesar do aumento da região de fronteira da TO, nota-se a redução das variações abruptas nas frequências, indicando uma maior facilidade na identificação das constituintes de maré no domínio temporal. Adicionalmente, a maior estabilidade das frequências obtidas com a TO de f_0 em 600 Hz, também é associada a uma melhora da localização temporal das constituintes de maré em relação aos resultados de f_0 em 400 Hz.

Novamente é evidenciada uma semelhança entre as discrepâncias das frequências das duas estações. Portanto, conclui-se que a variabilidade das frequências das constituintes de maré não é associada a efeitos geofísicos; mas causada pela resposta da TO em função da frequência da ondaleta mãe selecionada. As frequências fundamentais das ondaletas mãe mais altas melhoram a capacidade da TO de identificação das constituintes tanto no domínio espectral e quanto no domínio temporal. Por outro lado, o aumento da frequência fundamental causa a extensão da região de fronteira, diminuindo a capacidade de análise temporal.

5.2.2 Determinação das componentes de onda

Nesse experimento foram consideradas as constituintes de maré e suas frequências ao longo da série temporal, determinadas a partir da TO com a frequência fundamental de 400

Hz. A escolha dessa configuração foi feita devido à maior extensão temporal sem influência dos efeitos de borda da TO. Nesta seção são abordadas 1) a determinação dos fatores gravimétricos e 2) a obtenção das fases.

1) Fatores gravimétricos

O fator gravimétrico de uma constituinte de maré é definido pela razão entre a amplitude observada ou empírica e a amplitude teórica a partir de um modelo de Terra rígida. Na análise espectro-temporal são estimadas amplitudes para cada constituinte de maré ao longo de toda série temporal; portanto, dois métodos são analisados para obtenção dos fatores gravimétricos:

- I) O primeiro se resume na realização da divisão para cada constituinte de maré entre as amplitudes observadas (A_{obs}) estimadas para cada época (t) e uma única amplitude teórica (A_{teo}):

$$\delta(t)_{obs} = \frac{A_{obs}(t)}{A_{teo}} . \quad (5.1)$$

- II) No segundo método é proposto substituir o valor da amplitude teórica por amplitudes teóricas estimadas segundo a TO. Conforme a expressão (3.44), faz-se a divisão entre o módulo das TO para dados observados ($|T(a, b)_{obs}|$) e o módulo da TO para a maré teórica sintetizada ($|T(a, b)_{teo}|$):

$$\delta(t)_{obs} = \frac{|T(a, b)_{obs}|}{|T(a, b)_{teo}|} . \quad (5.2)$$

A partir das amplitudes das constituintes selecionadas e as amplitudes teóricas do modelo rígido considerando o catálogo HW95, foram calculados os respectivos fatores gravimétricos considerando o método I. Na Tabela 36 são apresentados para as estações as médias dos fatores gravimétricos obtidos juntamente com seus desvios padrão. Destaca-se que os coeficientes absorvidos pelo cone de influência foram desconsiderados das análises.

Novamente é constatada a variabilidade dos parâmetros obtidos por meio da TO. Destaca-se que os desvios padrão apresentados não se referem à acurácia dos fatores gravimétricos estimados, mas à variabilidade dos fatores gravimétricos estimados ao longo da série temporal. As constituintes com menores desvios padrão indicam maior convergência dos valores estimados e os piores desvios padrão mostram maior variabilidade em função do

tempo. Portanto, as constituintes com maior estabilidade são: Q_1 , O_1 , K_1 , M_2 e M_3 ; e, por outro lado, com menor estabilidade temporal: $2N_2$ e L_2 . Ademais, constata-se alta afinidade das constituintes análogas entre as duas estações uma vez que elas mostram desvios padrão semelhantes.

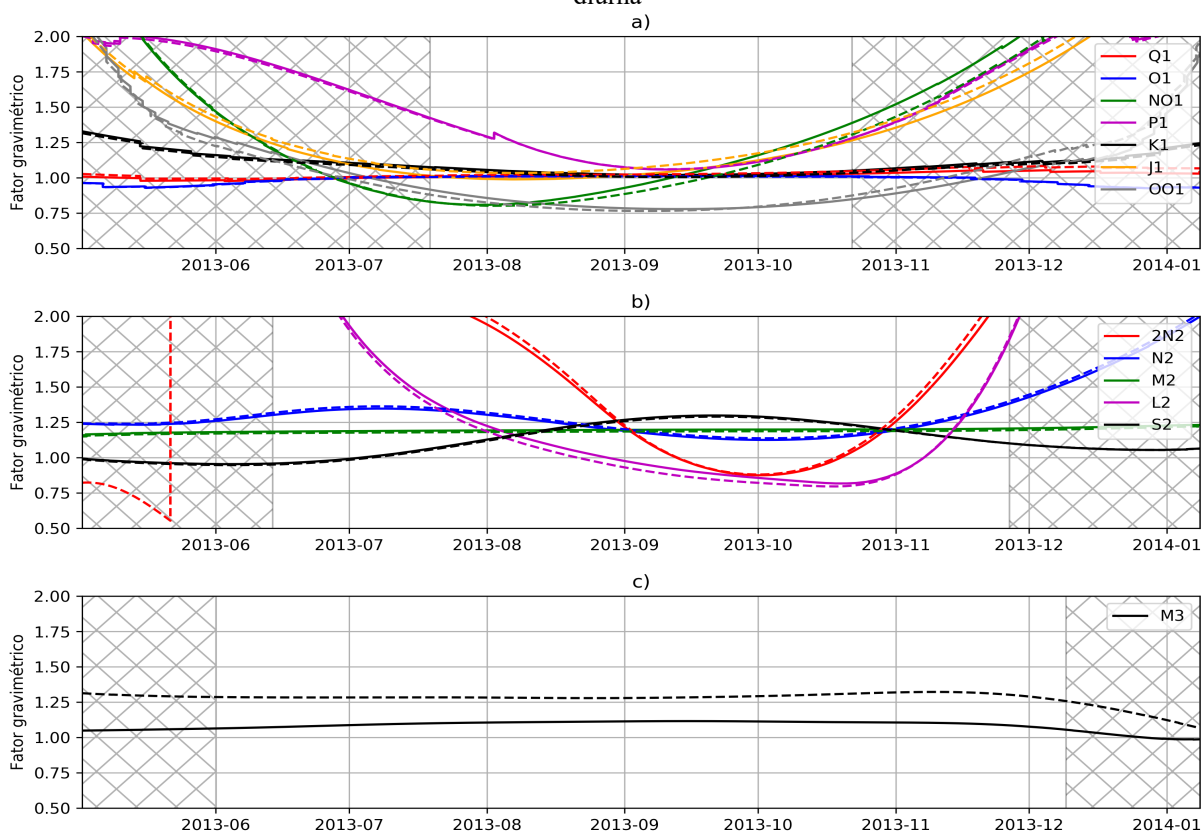
Tabela 36 - Médias e desvios padrão dos fatores gravimétricos, método I

Const. de maré	PPTE	NEIA
	Fator gravimétrico	Fator gravimétrico
Q_1	1,01474 ±0,00539	1,02781 ±0,00831
O_1	1,01270 ±0,00117	1,00865 ±0,00106
NO_1	1,03661 ±0,17793	0,98595 ±0,15682
P_1	1,14163 ±0,07496	1,14235 ±0,07395
K_1	1,03153 ±0,01014	1,01586 ±0,01019
J_1	1,07444 ±0,08461	1,12279 ±0,08745
OO_1	0,80286 ±0,02253	0,79506 ±0,03047
$2N_2$	1,01177 ±0,14982	1,02824 ±0,16002
N_2	1,14894 ±0,02687	1,16136 ±0,02759
M_2	1,19900 ±0,00058	1,18670 ±0,00053
L_2	0,84879 ±0,03095	0,82637 ±0,03650
S_2	1,24822 ±0,03702	1,24289 ±0,03544
M_3	1,09708 ±0,01857	1,28864 ±0,01763

O processamento realizado unicamente no domínio espectral mostrou que as amplitudes observadas são na maioria dos casos ~16% maior que as amplitudes do modelo rígido. Contudo, os valores apresentados no experimento realizado simultaneamente no domínio temporal e espectral mostram que os fatores gravimétricos são em média ~5% maiores que as amplitudes teóricas do modelo rígido (HW95). Os valores extremos, mínimos e máximos, das médias são observados na estação de Cananeia, em OO_1 e M_3 . Comparativamente, nota-se que os coeficientes da TO subestimaram os valores das amplitudes observadas.

Os fatores gravimétricos das constituintes de maré obtidos ao longo da série temporal são mostrados na Figura 39 em a) para a família diurna, em b) para a família semi-diurna e em c) para a família ter-diurna. Nesta figura os fatores gravimétricos de PPTE estão representados por linhas contínuas e de NEIA, por linhas tracejadas. Ademais, a região de fronteira da TO é representada em hachurado.

Figura 39 - Fatores gravimétricos obtidos pelo método I, para as famílias a) diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurna



Analogamente à representação em forma de escalograma, a Figura 39 também mostra a variação dos fatores gravimétricos obtidos por meio da TO, contudo são selecionadas as frequências específicas de cada constituinte de maré identificada no experimento antecedente (sessão 5.2.1). As curvas em diferentes cores materializam os fatores gravimétricos calculados ao longo da série temporal para cada constituinte de maré. A partir da classificação espectro-temporal estabelecida para as constituintes de maré, observa-se que as constituintes pertencentes ao grupo I (Q_1 , K_1 , O_1 , M_2 e M_3), melhor discretizadas ao longo do tempo, apresentam fatores gravimétricos representados por feições lineares. Opostamente, as constituintes classificadas nos grupos II (NO_1 , P_1 , J_1 , OO_1 , N_2 e S_2) e III ($2N_2$ e L_2), apresentam um comportamento hiperbólico onde os fatores gravimétricos na região central da série oscilam próximo ao valor unitário e nas regiões de fronteira tendem a valores mais elevados.

A variação dos fatores gravimétricos para as constituintes de média e baixa estabilidade espectro-temporal mostra que os coeficientes estimados são influenciados, principalmente próximo à região de fronteira, por constituintes localizadas espectralmente próximas, causando incongruentes valores estimados.

Adicionalmente, a alta afinidade expressada pelos desvios padrão das constituintes análogas das duas estações também é exteriorizada pelas linhas contínuas (PPTE) e tracejadas (NEIA) que percorrem paralelamente ou concorrentemente a mesma trajetória ao longo de toda a série temporal. O primeiro caso é observado nas constituintes caracterizadas por fatores gravimétricos lineares: Q_1 , O_1 , K_1 , M_2 e M_3 . Enquanto o segundo caso, é constatado fatores gravimétricos com maior variabilidade nas constituintes: NO_1 , P_1 , J_1 , OO_1 , $2N_2$, N_2 , L_2 e S_2 .

Classicamente na análise espectral, as amplitudes estimadas por modelos empíricos de marés são comparadas as amplitudes teóricas para um modelo de Terra rígida. Essa abordagem, utilizada nos resultados apresentados, é justificada, pois os parâmetros estimados são considerados invariáveis temporalmente. Contudo, foi visto no experimento anterior, que a frequência de atuação das constituintes de maré se modifica em função da TO utilizada. Portanto, na análise espectro-temporal é interessante conhecer o comportamento esperado do parâmetro estimado ao longo da série temporal.

Para a realização de um estudo comparativo das amplitudes empíricas e teóricas, os fatores gravimétricos foram obtidos por meio do método II, considerando a TO dos dados gravimétricos e a TO de dados preditos para o modelo terrestre rígido (HW95). Dessa maneira, na Tabela 37 são apresentados os novos fatores gravimétricos calculados.

Tabela 37 - Médias e desvios padrão dos fatores gravimétricos, método II

Const. de maré	PPTE	NEIA
	Fator gravimétrico	Fator gravimétrico
Q_1	1,20213 \pm 0,00351	1,20767 \pm 0,00194
O_1	1,16921 \pm 0,00031	1,16627 \pm 0,00010
NO_1	1,15715 \pm 0,00659	1,17606 \pm 0,00573
P_1	1,14627 \pm 0,00895	1,14734 \pm 0,00960
K_1	1,14633 \pm 0,00397	1,12899 \pm 0,00373
J_1	1,14034 \pm 0,00668	1,17095 \pm 0,00475
OO_1	1,17950 \pm 0,00991	1,16850 \pm 0,00888
$2N_2$	1,15526 \pm 0,00141	1,17111 \pm 0,00586
N_2	1,16279 \pm 0,00017	1,16929 \pm 0,00037
M_2	1,16143 \pm 0,00001	1,14945 \pm 0,00006
L_2	1,18182 \pm 0,00520	1,19772 \pm 0,00795
S_2	1,16192 \pm 0,00012	1,15723 \pm 0,00155
M_3	1,05638 \pm 0,00983	1,24198 \pm 0,01817

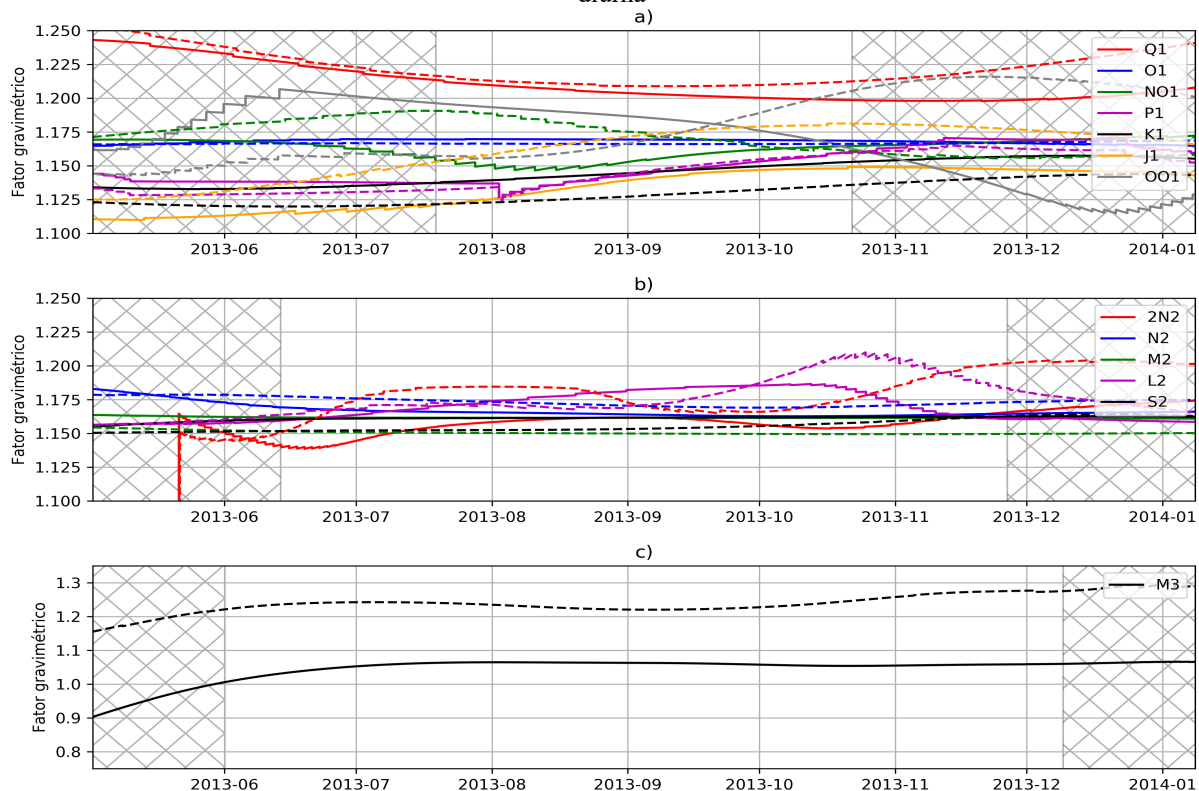
A partir do método II, nota-se uma melhora nos desvios padrão em relação ao método I, indicando maior estabilidade nos fatores gravimétricos. A constituinte M_2 se

destaca por apresentar a maior estabilidade, tanto em PPTE quanto em NEIA. Por outro lado, P_1 , OO_1 e M_3 apresentaram os piores desvios padrão, indicando maior variabilidade dentre as constituintes analisadas. Paralelamente à classificação quanto à estabilidade das frequências das constituintes de maré, nota-se que as constituintes pertencentes ao grupo I apresentaram os melhores desvios padrão dos fatores gravimétricos.

Nas famílias diurna e semi-diurna os fatores gravimétricos médios são $\sim 1,16$ em ambas estações. Nota-se que as estatísticas apresentadas são semelhantes aos fatores gravimétricos preditos para uma Terra elástica, mostrando que a obtenção dos fatores gravimétricos converge com o método de processamento realizado unicamente no domínio espectral, por exemplo, Pr2 – seção 4.2 (página 107). O distanciamento entre os fatores gravimétricos e o valor predito para um modelo elástico indica a presença de efeitos geofísicos na série temporal. A constituinte M_3 , de PPTE apresentou fator $\sim 1,0$ próximo ao valor teórico, entretanto em NEIA, com $\sim 1,2$ é constatado um valor superior ao modelo elástico. Essa questão já abordada na seção 4.2 (página 128) é conclusivamente relacionada à sobrecarga oceânica.

Analogamente à Figura 39, na Figura 40 são apresentados os fatores gravimétricos temporalmente distribuídos, obtidos com base no método II.

Figura 40 - Fatores gravimétricos obtidos pelo método II, para as famílias a) diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurna



Os resultados mostram que algumas constituintes de maré apresentam poucas oscilações temporais dos fatores gravimétricos, entre elas: O_1 , N_2 , M_2 e S_2 . Ademais, observa-se que certas constituintes preservaram uma variabilidade temporal. Por exemplo, Q_1 onde os fatores gravimétricos têm um comportamento descendente; e K_1 e J_1 exibindo uma característica ascendente. Também é observado o comportamento divergente entre algumas constituintes homólogas, é o caso de NO_1 e OO_1 . Por fim, na família semi-diurna os fatores gravimétricos se concentram próximo a 1,16 enquanto na família diurna os valores são mais dispersos.

Os resultados apresentados mostram que a utilização do método II minimiza as oscilações temporais dos coeficientes da TO, permitindo a adequada determinação dos fatores gravimétricos. Os fenômenos oscilatórios dos fatores gravimétricos obtidos com o método I expressam uma característica temporal inerente aos coeficientes da TO e não devem ser associadas a efeitos geofísicos nas observações gravimétricas.

2) Fases relativas

A fase relativa ou, simplesmente, fase é definida como a diferença, expressa angular ou temporalmente, entre duas constituintes de maré homólogas, onde uma delas é tomada como referência. Por convenção, na obtenção de um modelo empírico, as fases são referenciadas ao modelo terrestre elástico.

A partir das fases empíricas e fases teóricas do modelo elástico, obtidas por (3.41), as fases relativas são obtidas com base na expressão (3.45). Portanto, as fases relativas ($\Delta\phi_{Emp}$) são obtidas com a fase da TO para os dados gravimétricos (ϕ_{obs}) e a fase da TO da maré teórica com o modelo DDW (ϕ_{teo}):

$$\Delta\phi_{obs}(t) = \phi_{obs}(t) - \phi_{teo}(t). \quad (5.3)$$

Na Tabela 38 são apresentados as médias e os desvios padrão das fases para as constituintes de maré de PPTE e NEIA. Enfatiza-se que os coeficientes na região de borda da TO foram desconsiderados para obtenção das estatísticas.

Os resultados mostram que as fases apresentam oscilações temporais, analogamente aos fatores gravimétricos e às frequências. Novamente M_2 se destacou por apresentar estabilidade, visto que tal constituinte apresentou o melhor desvio padrão. Por outro lado, o pior desvio padrão foi observado em L_2 de NEIA, indicando a constituinte de menor

estabilidade temporal. Associando a estabilidade espectro-temporal, novamente observa-se que as constituintes pertencentes ao grupo I mostraram os melhores desvios padrão.

Tabela 38 - Médias e desvios padrão das fases

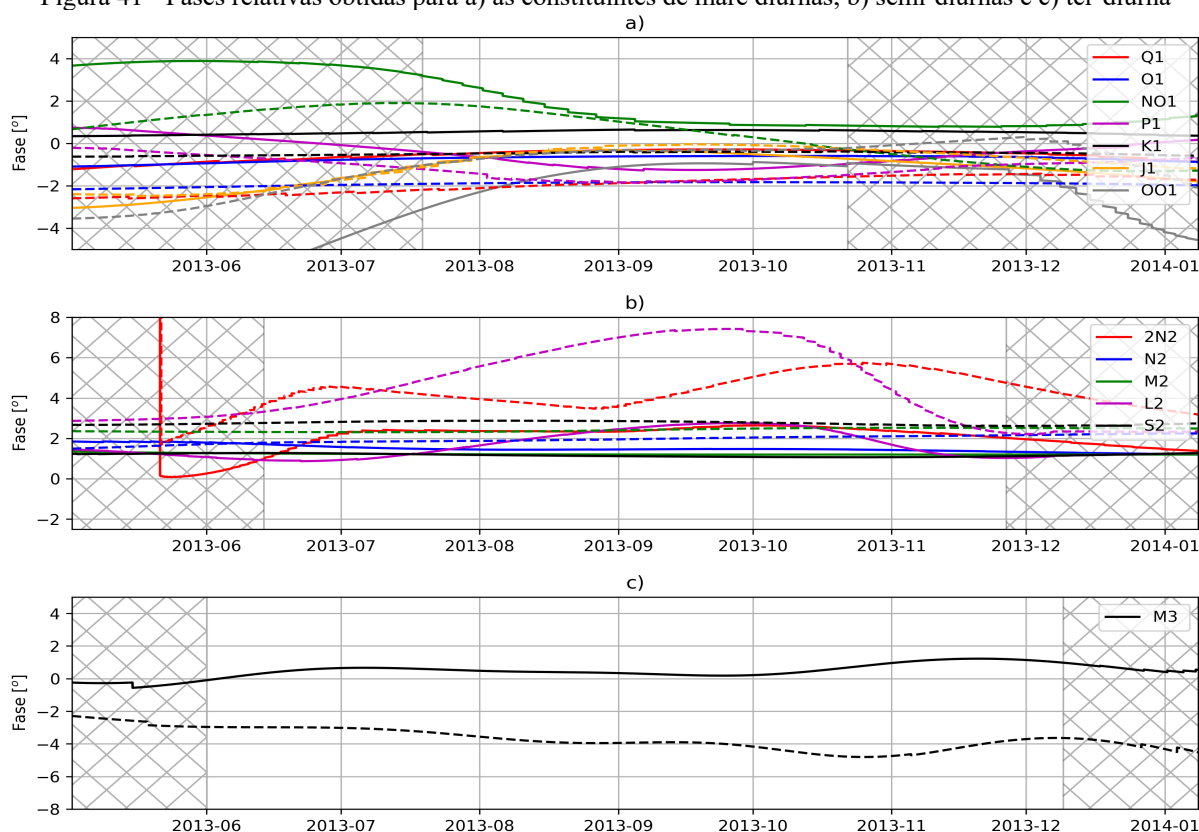
Const. de maré	PPTE	NEIA
	Fases [°]	Fases [°]
Q ₁	-0,2885 ±0,0396	-1,7917 ±0,1524
O ₁	-0,6030 ±0,0208	-1,8327 ±0,0144
NO ₁	0,9592 ±0,4158	0,6700 ±0,5861
P ₁	-1,1277 ±0,2152	-1,7473 ±0,1064
K ₁	0,6495 ±0,0224	-0,3807 ±0,0162
J ₁	-0,5584 ±0,1123	-0,2590 ±0,2090
OO ₁	-1,0728 ±0,3825	-0,2571 ±0,1425
2N ₂	2,5974 ±0,0720	5,5063 ±0,3394
N ₂	1,3918 ±0,0144	2,0028 ±0,0291
M ₂	1,2005 ±0,0003	2,5100 ±0,0149
L ₂	1,9876 ±0,2116	5,7858 ±0,8930
S ₂	1,0708 ±0,0065	2,7347 ±0,0441
M ₃	0,5994 ±0,3435	-3,8096 ±0,5501

Os valores médios das fases estão entre -2° e 5°, demonstrando semelhança com as fases obtidas no processamento por meio do ETERNA. A existência de fases não nulas indica a detecção de efeitos geofísicos. Ademais, nota-se que em Cananea as médias das fases são predominantemente maiores em relação à Presidente Prudente, corroborando com a concepção de que a sobrecarga oceânica tem maior influência nessa região.

Por meio da Figura 41 são mostradas as fases relativas obtidas para toda série temporal, onde é destacado em a) a família diurna, em b) a família semi-diurna e em c) a família ter-diurna. As fases referentes à PPTE são representadas por linhas contínuas e para a NEIA as fases são indicadas por linhas tracejadas. A região do cone de influência é representada em hachurado.

O experimento permite destacar a variação das fases ao longo do tempo. Nota-se que algumas constituintes mostram maiores ondulações, como por exemplo 2N₂ e L₂ referentes à NEIA. Em contrapartida, certas constituintes se mostram como linhas retas, indicando estabilidade ao longo do tempo, é o caso de Q₁, O₁, K₁, N₂ M₂ e S₂. Constata-se que as linhas tracejadas, referentes à NEIA, mostram maiores oscilações nas fases, enfatizando que a influência oceânica seja causadora das instabilidades.

Figura 41 - Fases relativas obtidas para a) as constituintes de maré diurnas, b) semi-diurnas e c) ter-diurnas



Conclui-se que a extração espectro-temporal das fases nos dados gravimétricos foi corretamente executada em razão da semelhança com os resultados dos processamentos Pr1 no *software* científico (Tabelas 16 e 17, página 107). O método II, partindo da comparação entre a TO com dados reais e a TO com dados sintéticos, é interessante, pois minimiza as oscilações nos parâmetros inerentes às ondaletas.

A utilização de duas estações nas análises com a influência de efeitos geofísicos contrastantes permite avaliar e comparar os métodos utilizados (I e II). A princípio as oscilações dos parâmetros obtidos com o método I poderiam ser associadas a causas geofísicas. Contudo, a semelhança obtida entre os resultados das duas estações não permite fazer essa associação. Se as sobrecargas fossem responsáveis pelas oscilações, naturalmente elas teriam características distintas. Os resultados obtidos com o método II mostram que há diferenças entre as estações e, portanto, essas podem ser relacionadas a efeitos geofísicos. A utilização de dados sintetizados a partir de um modelo teórico rígido viabilizou a realização desse método.

5.2.3 Separação dos efeitos de sobrecarga

Os conceitos abordados na seção 2.6 (página 55), mostram que as observações gravimétricas contêm o sinal de maré terrestre e os efeitos de sobrecargas conectados espectralmente. Fazendo, portanto, com que o princípio utilizado nas análises comparativas entre modelos empíricos e teóricos de maré (seção 4.2.2 e 4.2.3), restrito unicamente ao domínio espectral, permita associar os valores residuais aos efeitos de sobrecargas no sinal gravimétrico.

Seguindo o mesmo fundamento, porém estendendo a analogia para o domínio temporal, assume-se que as discrepâncias entre os fatores gravimétricos obtidos com a TO sejam associadas a efeitos de sobrecarga. A partir dessa ideia, esse experimento tem o objetivo de extrair espectro-temporalmente os efeitos de sobrecarga presentes nas observações gravimétricas. Desse modo, as sobrecargas (g_{cargas}), compreendendo principalmente a carga oceânica e atmosférica, são obtidas por:

$$g_{cargas}(t) = g_{obs}(t) - g_{maré}(t) . \quad (5.4)$$

onde as constituintes de maré observadas e teóricas para Terra elástica são representadas respectivamente por $g_{obs}(t)$ e $g_{maré}(t)$. Ressalta-se que essa relação é representada vetorialmente por números complexos considerando as componentes de onda (amplitude e fase) determinadas. Ademais, para evitar as oscilações inerentes à TO, são considerados os fatores gravimétricos para a Terra elástica conforme o método II, dados por:

$$\delta(t)_{teo} = \frac{|T(a, b)_{elástico}|}{|T(a, b)_{rígido}|} . \quad (5.5)$$

onde $|T(a, b)|_{elástico}$ e $|T(a, b)|_{rígido}$ representam os módulos das TO para os dados sintetizados respectivamente com o modelo DDW e o catálogo HW95.

A partir da subtração vetorial dos fatores gravimétricos, para cada constituinte de maré, ao longo da série temporal, os fatores gravimétricos das sobrecargas são obtidos pela expressão (3.40) e as fases desses efeitos por (3.41). Em seguida, os fatores gravimétricos são convertidos em amplitudes [nm/s^2] por meio da multiplicação desses fatores com as respectivas amplitudes teóricas das constituintes de maré para o modelo rígido (HW95).

Os resultados desse experimento são mostrados pelas médias e desvios padrão das amplitudes e das fases na Tabela 39. Ressalta-se que no cálculo dos parâmetros mostrados foi desconsiderada a região de borda da TO.

Tabela 39 - Médias, desvios padrão, variação máxima das amplitudes das sobrecargas, TO em $f_0 = 400$ Hz

Const. de maré	PPTE		NEIA	
	Amplitude [nm/s^2]	Fase [$^\circ$]	Amplitude [nm/s^2]	Fase [$^\circ$]
Q ₁	2,0057 \pm 0,1428	-7,1710 \pm 0,6473	2,9846 \pm 0,1457	-35,1355 \pm 1,6209
O ₁	4,4625 \pm 0,0913	-36,6481 \pm 0,6802	9,3911 \pm 0,0614	-70,8672 \pm 0,2870
NO ₁	0,4386 \pm 0,0884	50,8987 \pm 18,9636	0,6215 \pm 0,1884	20,8452 \pm 17,5366
P ₁	2,4679 \pm 0,2667	-95,6941 \pm 23,6591	4,0142 \pm 0,1337	-91,0915 \pm 15,4599
K ₁	5,6578 \pm 0,7788	46,2946 \pm 9,1256	3,0670 \pm 0,5732	-116,0250 \pm 20,3327
J ₁	0,3136 \pm 0,1057	-136,6542 \pm 17,6808	0,3703 \pm 0,0705	-19,2770 \pm 19,3911
OO ₁	0,3457 \pm 0,1011	-36,8078 \pm 6,4187	0,2029 \pm 0,0912	-22,9859 \pm 18,7795
2N ₂	0,8620 \pm 0,0257	97,2854 \pm 1,6789	1,7597 \pm 0,1179	87,6686 \pm 3,0228
N ₂	3,5548 \pm 0,0322	78,5499 \pm 0,3389	5,0357 \pm 0,0770	73,3065 \pm 0,1983
M ₂	15,6892 \pm 0,0041	87,7875 \pm 0,0117	31,8865 \pm 0,1867	103,2962 \pm 0,0125
L ₂	0,7650 \pm 0,0726	102,3002 \pm 3,9422	2,1135 \pm 0,3135	90,6490 \pm 6,0100
S ₂	6,5217 \pm 0,0370	86,3270 \pm 0,3456	15,8910 \pm 0,2688	94,5623 \pm 1,5858
M ₃	0,2401 \pm 0,1129	139,8613 \pm 33,1025	2,0501 \pm 0,2048	-26,3572 \pm 3,7762

Na região de Presidente Prudente M₂ se destaca por apresentar os melhores desvios tanto em amplitude quanto em fase, indicando alta estabilidade das componentes de onda no domínio temporal. Por outro lado, M₃ apresenta em sua fase o maior desvio padrão. Em Cananeia M₂ e O₁ exibiram os melhores desvios padrão em amplitude e fase. Nas estações observa-se desvios padrão das fases de $\sim 20^\circ$ em NO₁, P₁, K₁, J₁ e OO₁, indicando as maiores variabilidades dos parâmetros.

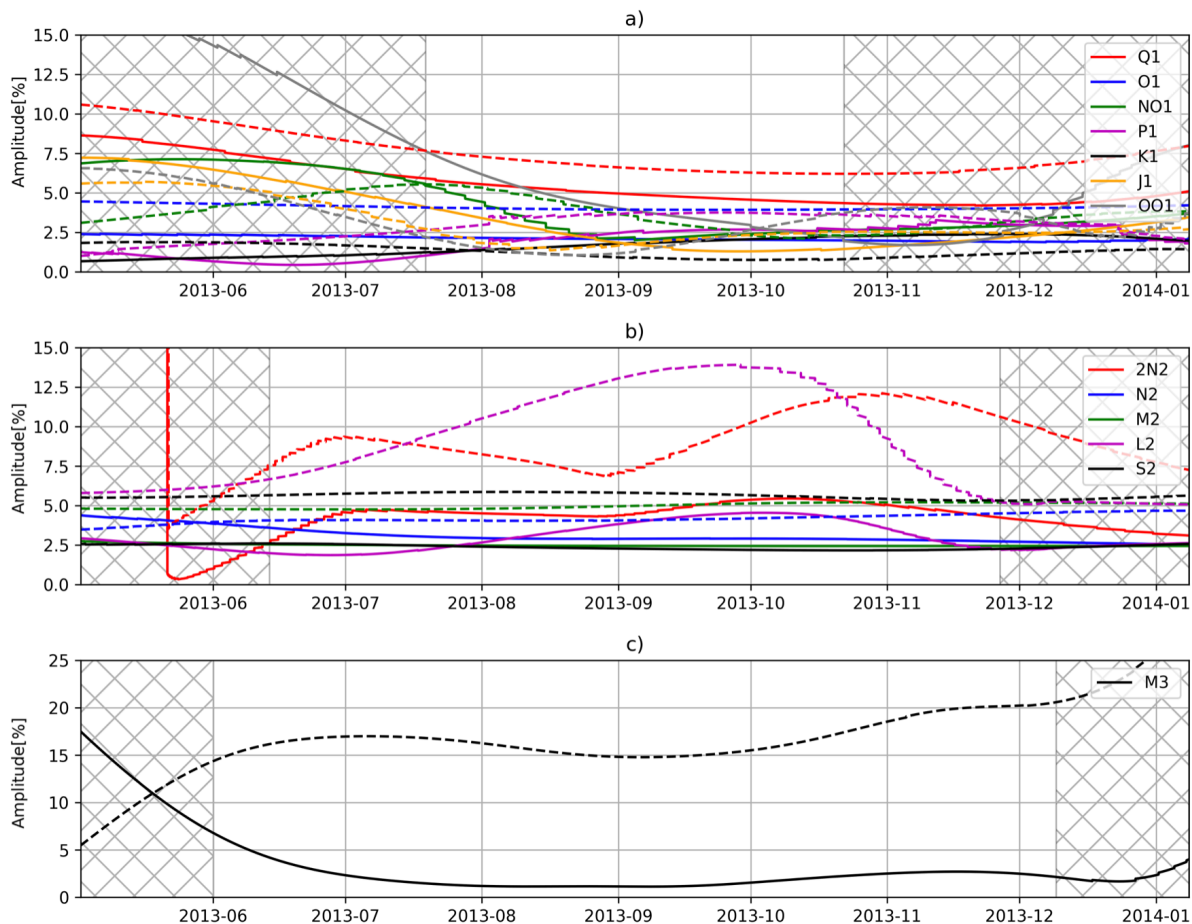
As amplitudes obtidas mostram que os efeitos geofísicos têm maior intensidade na região de Cananeia, mostrando que os resultados condizem com o preceito de maior sobrecarga na região costeira. As médias das amplitudes e fases apresentadas são concordantes com os resíduos dos modelos empíricos de maré discutidos na subseção 4.2.2 (Tabelas 25 e 26, página 121).

A seguir são apresentados na Figura 42 as amplitudes [%] das sobrecargas no domínio temporal, onde em a) são destacadas as constituintes diurnas, em b) semi-diurnas e em c) ter-diurna.

A região do cone de influência da TO é representada em hachurado. Os resultados apontam maior estabilidade nas amplitudes obtidas para PPTE. Nesta estação, O₁ e M₂ são representadas por traços lineares e constantes, mostrando pouca variabilidade ao longo da

série temporal. As amplitudes das constituintes Q_1 e K_1 também são lineares, porém o primeiro indica uma ascendência e o segundo uma descendência temporal. Em NEIA as amplitudes de $2N_2$ e L_2 apresentam tênues variações, indicando que os efeitos de sobrecargas identificados têm variabilidade temporal. Em ambas as estações, M_3 apresenta temporalmente irregularidade nas ondulações das amplitudes.

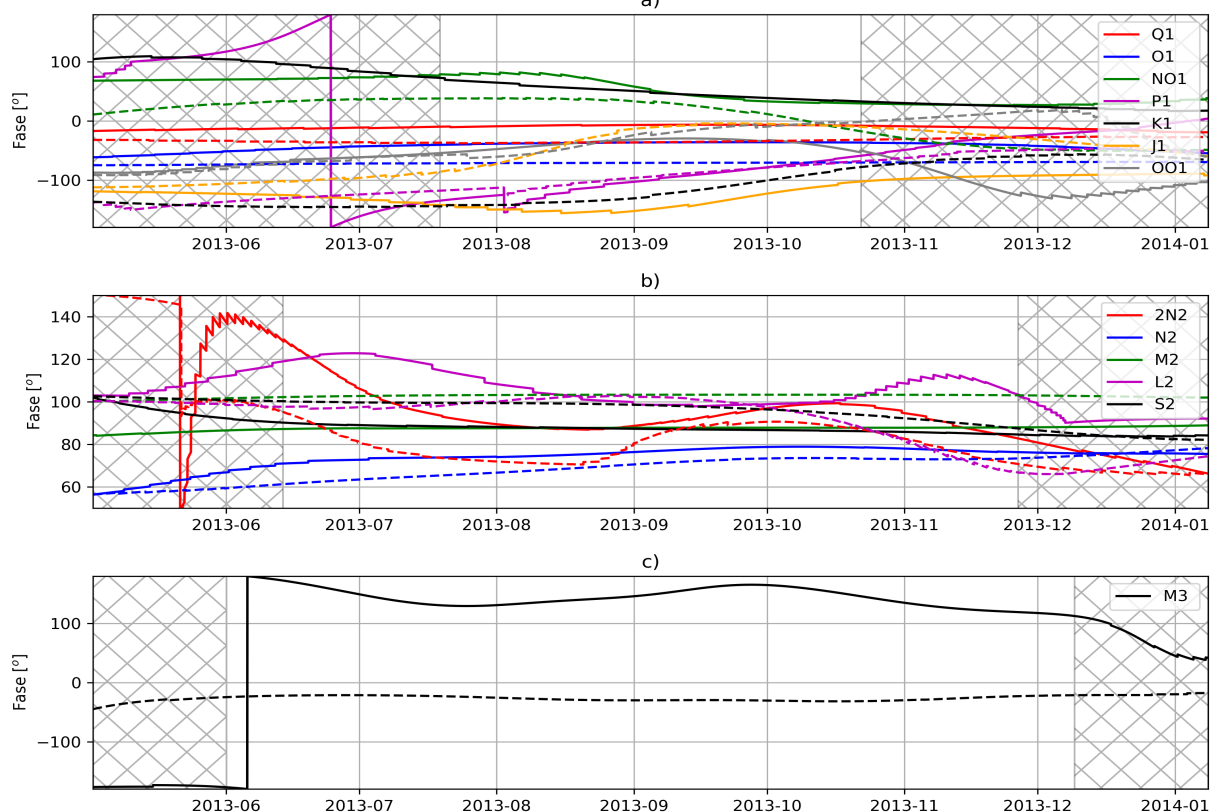
Figura 42 - Amplitudes das sobrecargas para a) as constituintes de maré diurnas, b) as semi-diurnas e c) a ter-diurna



Observa-se temporalmente que existe um distanciamento variável entre as amplitudes das sobrecargas das constituintes homólogas de PPTE (linhas contínuas) e NEIA (linhas tracejadas). Constata-se oscilações sazonais em J_1 , OO_1 , $2N_2$ e L_2 . Porém, sistematicamente as maiores amplitudes são vistas em Cananeia, indicando maior intensidade da sobrecarga nessa região.

Na Figura 43 são mostradas as fases das sobrecargas no domínio temporal, onde em a) são destacadas as constituintes diurnas, em b) semi-diurnas e em c) ter-diurna. O cone de influência é representado pela região em hachurado. Destaca-se que no gráfico a), b) e c) têm diferentes escalas de representação.

Figura 43 - Fases das sobrecargas para a) as constituintes de maré diurnas, b) as semi-diurnas e c) a ter-diurna



Observa-se que as constituintes de maré com desvio padrão da fase inferior a 2° se comportam predominantemente como linhas ascendentes ou descendentes. É o caso de: Q_1 , O_1 , N_2 , M_2 e S_2 . O restante das constituintes apresenta maiores oscilações nas fases, causando principalmente o aumento nos desvios padrão mostrados (Tabela 39).

Novamente existe um distanciamento temporalmente variável entre as constituintes homólogas das estações e, adicionalmente, J_1 , OO_1 , $2N_2$ e L_2 são caracterizadas por sazonalidade nas fases estimadas. Na maioria dos casos as fases em Presidente Prudente são maiores em relação à Cananeia. Entretanto, esta comparação não tem relação explícita com o atraso das sobrecargas. Conforme já discutido na página 121, os valores de fase mostram a predominância ou não dos efeitos no eixo real e imaginário. A presença de fases próximo a $+90^\circ$ ou -90° indica a predominância de um efeito de atraso ou avanço. Valores de 0° ou 180° mostram que o efeito causado influencia principalmente a elasticidade.

A partir dos resultados apresentados neste experimento, conclui-se que a comparação a partir das TO com os dados gravimétricos e a TO de dados sintetizados do modelo teórico DDW possibilitou a identificação dos efeitos associados às sobrecargas. Foram apresentadas as análises de variabilidade temporal dos parâmetros frequência, amplitude e fase. As

divergências entre as componentes de onda observadas e as componentes do modelo elástico evidenciam a presença de sobrecarga na série temporal.

Os resultados estimados para as sobrecargas nas duas estações condizem com a realidade esperada para as regiões de estudo e corroboram com os resultados apresentados nos processamentos dos modelos empíricos.

Nas componentes de onda (amplitudes e fases) foram constatadas oscilações temporais com característica sazonal em J_1 , OO_1 , $2N_2$, L_2 e M_3 . Essas constituintes possuem amplitude teórica de $\sim 15 \text{ nm/s}^2$. A concordância entre os valores das duas estações de estudo representa um indício de que a sazonalidade seja associada a variações nos efeitos de sobrecarga.

5.3 Síntese dos experimentos

Na primeira etapa, o comportamento espectral dos dados gravimétricos foi analisado por meio da Transformada de Fourier. Entre as características dessas análises, destaca-se a identificação das constituintes de maré por meio dos lóbulos principais. Foi constatada a influência dos lóbulos secundários sobre as constituintes adjacentes causando uma dificuldade de separação das constituintes de menor amplitude. Essa dificuldade prejudicou principalmente a separação de NO_1 , J_1 , $2N_2$ e L_2 .

Na segunda etapa dos experimentos foi evidenciado o desempenho da Transformada em Ondas para a análise espectro-temporal dos dados gravimétricos. Foi abordada a modificação da frequência fundamental da ondaleta mãe como procedimento para a melhora da capacidade de identificação das constituintes de maré. Esse processo se mostrou necessário devido à proximidade espectral que as constituintes de mesma família apresentam. Entretanto, é constatado um limite para o aumento da frequência fundamental dado em função do tamanho da série temporal, uma vez que com o aumento da frequência, se expande a região do cone de influência nos espectrogramas.

A partir da escolha da frequência fundamental em 400 Hz e 600 Hz, foi realizado o experimento para a determinação das frequências das constituintes de maré. Os resultados mostraram variabilidades espectro-temporais das constituintes, uma vez que as frequências estimadas oscilam ao longo da série temporal. Baseado nas variabilidades encontradas, as constituintes de maré foram classificadas em três grupos: I) alta estabilidade; II) média estabilidade; e III) baixa estabilidade.

A classificação proposta permite observar que as constituintes com maior estabilidade espectro-temporal também mostraram maior estabilidade na determinação das amplitudes e fases, indicada pelos melhores desvios padrão. Conforme o Princípio de Incerteza de Heisenberg, a flexibilidade das ondaletas na determinação de frequências, amplitudes e fases simultaneamente pode deteriorar a acurácia dos parâmetros determinados. Portanto, as maiores instabilidades espectro-temporais observadas no grupo II e III podem ser responsáveis pela maior variabilidade tanto em amplitude quanto em fases estimadas para essas constituintes de maré.

A partir da abordagem clássica para obtenção dos fatores gravimétricos, foram encontradas características oscilatórias nesses parâmetros estimados por meio da TO, indicando que efeitos geofísicos poderiam ser responsáveis por essas variações. Entretanto, o método aplicado, considerando a variabilidade esperada do parâmetro estimado em função da TO, foi substancial para obtenção de fatores gravimétricos congruentes com o processamento de marés do *software* científico. Portanto, o método II proposto comprova que os fenômenos oscilatórios encontrados no método I são intrínsecos à TO e não são relacionados a efeitos geofísicos.

Em seguida, foi realizada a determinação da sobrecarga das constituintes de maré selecionadas. Os resultados apontaram concordância com os efeitos residuais dos modelos empíricos obtidos no Pr2 (seção 4.2). A utilização da metodologia mostrou êxito na identificação e quantificação, espectro e temporalmente, dos efeitos de sobrecargas nas constituintes de maré. Contudo, ainda foram observadas oscilações temporais em amplitude e fase.

Destaca-se que a proposta apresentada da comparação entre a TO com os dados observados e a TO com os dados sintetizados soluciona o problema na identificação das fases das constituintes de onda, apresentado por Araszkievicz e Bogusz (2010).

A presença das oscilações, mesmo com a minimização dos efeitos da TO, pode ser relacionada com a variabilidade das sobrecargas, ruídos nas observações, incerteza dos coeficientes da TO ou os três fatores conjuntamente. Contudo, os resultados mostram que as oscilações são predominantemente maiores na região de Cananeia. Portanto, a comparação utilizando as duas estações em coleta simultânea traz indícios que as oscilações, ou a maior parte delas, são causadas por efeitos geofísicos.

6 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Neste capítulo são apresentadas as conclusões e as recomendações para trabalhos futuros indagadas por meio da pesquisa realizada. É importante destacar que duas estações fizeram parte deste trabalho: a estação de Cananeia (NEIA) caracterizada pela forte influência da carga oceânica, devido à proximidade com o litoral; e a estação de Presidente Prudente (PPTE), com menor intensidade do mesmo efeito. As séries temporais de gravimetria relativa e os dados de duas campanhas de gravimetria absoluta que tornaram possível o desenvolvimento desta pesquisa foram cedidos pelo Projeto de Maré Terrestre do LTG/EPUSP e CENEGEO.

6.1 Conclusões

Os objetivos da pesquisa foram atingidos, pois os resultados evidenciaram que a teoria e o método de correção das sobrecargas em observações gravimétricas consideram a completa sobreposição espectral entre as constituintes de maré terrestre, oceânica e atmosférica. Os experimentos realizados, por meio da consideração do parâmetro temporal junto à análise identificou o conjunto desses efeitos.

Desta forma, o trabalho comprovou que a análise espectral dos modelos empíricos de marés associados ao modelo teórico elástico permite isolar e quantificar componentes residuais. A partir da consideração das metodologias de correção atmosférica e oceânica foi possível associar as componentes residuais aos respectivos efeitos de sobrecargas. Na análise espectro-temporal, a utilização de um modelo da Terra elástica também permitiu a separação das mesmas componentes residuais. A convergência entre os resultados valida a utilização da Transformada em Ondas associada ao modelo teórico terrestre para a separação dos efeitos de sobrecargas em observações gravimétricas.

O sinal de maré presente nas observações gravimétricas dificulta a identificação e eliminação dos degraus, saltos e falhas observacionais, uma vez que essas atividades são realizadas manualmente e dependem da habilidade do operador. Contudo, a utilização da técnica remove-restaura na etapa de pré-processamento com o Tsoft 2.2.15 se mostrou altamente eficaz para a realização dessas correções. O êxito das correções de degraus, de saltos e de falhas nas observações foi evidenciado pela qualidade das componentes de onda dos modelos empíricos de maré terrestre e dos desvios padrão dos resíduos das observações de cada estação. Adicionalmente, o filtro passa-baixa de 6 cpd foi necessário para a

eliminação de parte do ruído prejudicial à determinação das amplitudes e das fases das constituintes de maré. Foi constatado que a utilização do filtro, ainda no pré-processamento, promove a melhora da qualidade dos parâmetros ajustados.

Os modelos empíricos de maré terrestre, definidos pelas componentes de onda (amplitude e fase) para cada constituinte de maré, foram gerados por meio do programa ETERNA 3.4 V60-B. No processamento preliminar, a aplicação do filtro passa-alta N1H60KSP se mostrou eficaz na minimização da deriva instrumental. Contudo, essa prática causou a eliminação adicional dos longos comprimentos de onda no sinal de maré. Esse tipo de filtragem não é indicado quando o objetivo é a determinação de constituintes mensais, semi-anuais e anuais.

Na etapa de correção atmosférica foram comparadas as quatro metodologias: fator barométrico padrão; fator barométrico estimado; múltiplos fatores barométricos estimados; e fator barométrico teórico associado ao modelo meteorológico (ERA5). Neste experimento, foi avaliado o impacto de diferentes propostas de correção barométrica nos dados gravimétricos. Os resíduos das observações ajustadas mostram que o impacto na aplicação de diferentes metodologias para a minimização da sobrecarga das massas de ar foi inferior $1,5 \text{ nm/s}^2$. A análise individual, em cada constituinte de maré, mostrou maior divergência nos resíduos obtidos em P_1 e S_2 . Tal resultado indica maior influência das constituintes vinculadas à passagem solar S_1 e S_2 .

Os resíduos das observações obtidos com as correções atmosféricas mostraram concordância entre as metodologias empregadas. Entretanto, a técnica mais efetiva na correção atmosférica se resume à metodologia baseada na correção da sobrecarga atmosférica local, com o uso de uma função de transferência teórica associada a dados de pressão local, e sobrecarga não-local, por meio de funções de Green e modelos meteorológicos globais.

Na estimação das constituintes de maré utilizando uma ou múltiplas funções de admissibilidade, além das observações gravimétricas, inclui-se a pressão atmosférica local. Porém, os parâmetros estimados, a partir desse ajustamento, perdem o sentido físico. Por outro lado, esses coeficientes apresentam maior flexibilidade para expressar analiticamente a variabilidade entre pressão e dados gravimétricos.

A perda de significado físico entre os fatores barométricos empíricos foi constatada quando comparado com os fatores teóricos. Dentre os possíveis causadores dessa perda, destaca-se a) o limite da precisão instrumental e b) a variação dos efeitos em função da

frequência ser pouco significativa para a região de estudo causando na prática a estimação de coeficientes entre ruídos instrumentais e um fraco sinal atmosférico.

A partir das metodologias de correção atmosférica e oceânica, as análises dos resíduos das constituintes de onda, em função dos modelos teóricos de maré terrestre, evidenciaram o refinamento dos modelos empíricos de maré. A associação dos resíduos nas constituintes de maré à sobrecarga oceânica, permitiu uma análise da capacidade de correção dos modelos globais de sobrecarga. O estudo apontou a existência sistemática de maiores resíduos na região de Cananeia.

Com relação à correção oceânica, um total de cinco modelos de maré oceânica (GOT4-10c, DTU10, FES2014b, EOT11a e TPXO8) foram avaliados para a análise da correção da sobrecarga. A consistência entre os modelos de maré oceânica selecionados foi utilizada como estimador de precisão dos modelos combinados de sobrecarga oceânica. A partir dos resultados obtidos foi evidenciada a maior limitação da correção oceânica em estações localizadas próximo à região costeira. Paralelamente, as precisões encontradas mostraram que mesmo na região de Presidente Prudente a correção oceânica em dados gravimétricos degrada as componentes de onda a ponto de impossibilitar a comparação entre modelos empíricos e teóricos de maré terrestre.

A utilização do modelo FES2014b para correção da carga oceânica indicou um resíduo inesperado em M_3 de Cananeia, que foi inicialmente associado a um problema de calibração instrumental. Contudo, a comparação a partir de dados maregráficos mostrou que o modelo de maré oceânica selecionado é incapaz de representar as constituintes de pequenas amplitudes. Portanto, a hipótese de que o resíduo obtido em M_3 do modelo empírico de Cananeia é relacionado a um problema de calibração instrumental foi descartada. Adicionalmente, os resultados mostraram que o pressuposto de que a constituinte M_3 apresenta mínima influência de efeitos externos não é completamente válido.

A região costeira foi caracterizada por apresentar maiores influências da carga oceânica. Contudo, os modelos globais de maré oceânica apresentaram menor consistência na estimação da sobrecarga desta região. Essa dificuldade é causada devido à inferior qualidade e, muitas vezes, ausência de dados batimétricos em toda faixa litorânea. Os modelos empíricos de marés, por representarem parâmetros ajustados a partir de observações gravimétricas, podem corrigir melhor principalmente a sobrecarga oceânica em relação aos modelos globais de sobrecarga. Portanto, em razão da sobreposição espectral entre as constituintes de maré terrestre, oceânica e atmosférica, a utilização de modelos empíricos de

marés mostra-se mais vantajosa principalmente em regiões onde os modelos globais de sobrecarga não são capazes de representar adequadamente um ou mais efeitos. A aplicação dos modelos empíricos contendo o conjunto das sobrecargas é recomendada principalmente em regiões litorâneas. Conclui-se que a aplicação de modelos empíricos de marés torna desnecessária a separação da maré terrestre e efeitos geofísicos.

Experimentos foram realizados para análise da capacidade espectral de detecção das constituintes de maré por meio da Transformada de Fourier (TF) e da Transformada em Ondas (TO). A primeira técnica, também utilizada como base para análise espectral no *software* de processamento das observações gravimétricas, não apresentou dificuldade na identificação das constituintes de maré. A segunda técnica baseada na decomposição do sinal no tempo e frequência exigiu o ajuste de um parâmetro da ondaleta mãe para adequada separação das constituintes. A modificação na frequência fundamental da ondaleta mãe se mostrou eficaz na realização desta tarefa.

Conforme a realização dos experimentos, conclui-se que para uma série temporal de ~ 8 meses de dados gravimétricos, a utilização da frequência equivalente a 400 Hz permite identificar na região central do espectrograma as constituintes: Q_1 , O_1 , NO_1 , P_1 , K_1 , J_1 , OO_1 , $2N_2$, M_2 , S_2 e M_3 . Contudo, a proximidade espectral das constituintes dificulta a separação ao longo da série temporal.

Os resultados obtidos com a TO mostraram que é possível estimar os fatores gravimétricos/amplitudes e fases das constituintes de marés para a série temporal. A concordância entre os parâmetros estatísticos obtidos e as componentes de onda dos processamentos dos modelos empíricos por meio do ETERNA evidencia a eficiência dos métodos propostos.

Do ponto de vista unicamente espectral, as frequências das constituintes da maré terrestre são consideradas fixas. A partir desse conceito, o fator gravimétrico de uma constituinte de maré é definido pela razão entre a amplitude empírica e amplitude teórica do modelo rígido da Terra. Com essa ideia aplicada ao domínio espectro-temporal foram estimados os fatores gravimétricos ao longo da série temporal. Entretanto, a partir da sintetização da maré terrestre teórica, foi constatado que os coeficientes estimados possuem oscilações inerentes à TO. Portanto, a obtenção de fatores gravimétricos a partir de uma única amplitude teórica (método I, subseção 5.2.2) para cada constituinte de maré não é interessante. Todavia, a segunda metodologia, baseada na TO obtida a partir de dados sintetizados/preditos de um modelo teórico rígido (método II na subseção 5.2.2), se mostrou

eficaz na minimização das oscilações dos coeficientes da TO. Os resultados mostraram que esta metodologia é concordante com o ETERNA e, portanto, ela é indicada para a determinação de fatores gravimétricos no domínio espectro-temporal.

Em relação à determinação das fases, a aplicação da diferença entre a fase da TO para os dados gravimétricos e a fase da TO da maré teórica para os dados sintetizados com o modelo elástico solucionou o problema apresentado por Araszkievicz e Bogusz (2010) e trouxe valores consistentes com o *software* científico. Conclui-se que o método proposto é eficaz, sendo, portanto, indicado para determinação das fases das constituintes de maré no domínio espectro-temporal.

A utilização de duas estações com efeitos contrastantes de sobrecarga permitiu validar o método com base na concordância entre os valores esperados para as estações com os resultados de fato obtidos. Portanto, a Transformada em Ondaleta se mostrou uma ferramenta eficiente para a análise de séries temporais de dados gravimétricos.

6.2 Recomendações para estudos futuros

Os aspectos teóricos abordados são fundamentais tanto para a compreensão da maré terrestre quanto para a modelagem e a avaliação de modelos empíricos. Entretanto alguns aspectos não abordados nesta tese podem ser objetos de estudo para trabalhos futuros, entre eles: o agrupamento das constituintes de maré, as constituintes não-lineares e a sobrecarga hidrológica.

O agrupamento das constituintes de maré, pouco explorado no contexto brasileiro, pode ser estudado e aplicado por meio do ETERNA, onde são implementadas algumas possibilidades de agrupamentos das constituintes de maré. Destaca-se que Schueller (2019) propõe uma metodologia de agrupamento otimizada e que ainda não foi testada em estações brasileiras. A elucidação desse assunto permitirá compreender as possibilidades de agrupamento e a implicação na obtenção dos modelos de maré terrestre.

Os modelos teóricos de maré terrestre não são capazes de prever as constituintes não-lineares. Esse tema é insuficientemente discutido do ponto de vista teórico. A estimação dessas constituintes é interessante; pois, torna o modelo empírico mais eficiente na representação da maré terrestre.

Apesar da impossibilidade de avaliação dos modelos empíricos em relação aos dados absolutos de gravidade, os resultados desta tese trazem indícios que os modelos empíricos podem representar melhor os efeitos de sobrecargas nas observações gravimétricas. Uma vez

que as estações IHRF necessitam de valores absolutos de gravidade devidamente corrigidos de efeitos geofísicos, é de grande interesse a obtenção de modelos empíricos nestas regiões. No Brasil são previstas seis estações IHRF, entre elas: CEFT, MARA, CUIB, BRAZ, PPTE e IMBT. Atualmente duas estações são comuns ao Projeto de Maré do LTG/EPUSP e CENEGEO: PPTE e BRAZ. A estação PPTE fez parte dos estudos nesta tese e a correção de marés para a campanha de gravimetria absoluto foi apresentada na seção 4.3. Portanto, sugere-se que seja calculado o modelo empírico de marés, seguindo a metodologia proposta nesta tese, para BRAZ. Adicionalmente, sugere-se que para as outras estações IHRF da região brasileira, sejam coletados dados de maré gravimétrica (~12 meses) e posteriormente sejam obtidos modelos empíricos para estas regiões.

A região brasileira é abundantemente favorecida pela presença de grandes bacias hidrográficas, como por exemplo a bacia do Amazonas e do Paraná. Os dados gravimétricos das estações do Projeto de Maré do LTG/EPUSP e CENEGEO são interessantes para a análise da sobrecarga hidrológica. Entretanto, a hidrografia é uma perturbação no campo de gravidade complexa em escala temporal intermediária (hora-ano) e exige o monitoramento de diversas fontes de dados: dimensão espacial da bacia, volume de chuva, umidade do solo, evapotranspiração e escoamento. Portanto, a associação entre dados gravimétricos à sobrecarga hidrológica e o cálculo teórico do efeito exige um aprofundamento teórico. A aplicação prática desses estudos em regiões brasileiras é importante para a avaliação de modelos hidrológicos e identificação de fenômenos locais.

A qualidade de modelos empíricos de marés deve ser avaliada a partir de uma série temporal, suficientemente extensa, obtida com gravimetria absoluta. Uma vez que esta pesquisa foi restrita a duas campanhas de gravimetria absoluta, uma para cada estação; a realização de análises como a capacidade de correção dos efeitos de marés e a comparação dessas correções nos diferentes cenários foi impossibilitada. A partir da metodologia proposta por Van Camp (2003), sugere-se que trabalhos futuros sejam realizados para avaliação dos modelos obtidos nesta pesquisa, sendo necessário no mínimo 1 mês de observação, com aproximadamente 20 campanhas, as quais devem ser realizadas com no mínimo com 3 horas de dados, considerando 12 conjuntos de 100 quedas com duração de 10 segundos.

As análises da correção atmosférica foram limitadas às constituintes diurnas e semi-diurnas devido à extensão temporal das observações gravimétricas. Kroner e Jentzsch (1999) indicam que as constituintes de longo período são mais susceptíveis à maré atmosférica. Recomenda-se a realização deste experimento considerando as constituintes de longos

períodos: mensais, semi-anuais e anuais. Neste caso, a deriva instrumental não pode ser minimizada com o uso de filtros passa-alta e recomenda-se a utilização de uma extensão temporal superior a dois anos.

Neste trabalho foram tratadas brevemente as componentes do deslocamento da maré terrestre. Considerando que a estação de Presidente Prudente faz parte da Rede Brasileira de Monitoramento Contínuo dos Sistemas GNSS (RBMC), recomenda-se a análise e o estabelecimento de um modelo empírico de maré terrestre a partir das séries temporais de coordenadas. Para esta modelagem, recomenda-se a metodologia de Ito, Okubo e Sagiya (2009). A partir do modelo empírico de deslocamento, o estudo sobre correções atmosféricas e oceânicas, análogos aos experimentos realizados nesta tese, podem ser aplicados.

As componentes do deslocamento têm relação com as componentes do campo de gravidade, por exemplo, o deslocamento vertical para cima causa a diminuição da aceleração de gravidade na componente radial. Entretanto a proporcionalidade efetiva para região pode ser obtida considerando o modelo de deslocamento, obtido por GNSS, e o modelo de aceleração de gravidade apresentado nesta tese.

A análise com a TF dos dados gravimétricos mostra que as constituintes das sobrecargas apresentam alta sobreposição espectral com o sinal de maré terrestre. Essa peculiaridade dificulta a obtenção da maré terrestre real. Entretanto a elucidação inferida pela TO mostra que o sinal gravimétrico contém efeitos de sobrecarga que variam ao longo do tempo. Para verificação da sazonalidade dos efeitos de sobrecarga recomenda-se a aplicação da TO em séries temporais de gravímetros supercondutores, onde os efeitos de sobrecarga podem ser estimados e comparados com o uso de modelos globais.

As análises espectro-temporais abordadas no quinto capítulo não englobaram as constituintes de longo período. Portanto, sugere-se a utilização de dados preditos/sintéticos ou empíricos com suficiente extensão temporal para análise da capacidade da TO na identificação dessas constituintes.

As frequências fundamentais da ondaleta mãe mais altas mostram maior capacidade para a identificação das constituintes tanto no domínio espectral e quanto no domínio temporal. Por outro lado, o aumento da frequência fundamental causa a extensão da região de fronteira, diminuindo a capacidade de análise temporal. Sugere-se que sejam realizados estudos com séries temporais mais longas para análise da melhora na identificação de constituintes de maré.

Recomenda-se a aplicação da análise espectral-temporal nas demais estações do Projeto de Maré do LTG/EPUSP e CENEGEO. Os resultados podem fornecer informações sobre as variações sazonais das constituintes de maré. A comparação dos efeitos para as estações, permitirá a investigação e associação da sazonalidade à maré terrestre, aos efeitos de sobrecarga ou mesmo uma característica da TO.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABREU, M. A.; MAROTTA, G. S.; FERREIRA, L.; BLITZKOW, D.; MATOS, A. C. O. C.; MONICO, J. F. G. Analysis of the principal constituents of solid earth tides estimated with gravimetric and GNSS data in Manaus and Brasília. **Revista Brasileira de Geofísica**, vol. 37, n. 1, p. 1-18, 2019.
- ADDISON, P. S. **The illustrated wavelet transform handbook: Introductory theory and application in science, engineering, medicine and finance**. 2 ed. CRC Press, 2017. 368 p.
- AGNEW, D. C. Earth Tides. In: HERRING, T.A. (eds), **Treatise on Geophysics and Geodesy**. p. 151-178. 2015. New York: Elsevier
- AGNEW, D. C. NLOADF: A program for computing ocean-tide loading. **Journal of Geophysical Research**, vol. 102, n. B3, p. 5109–5110, 1997.
- AGNEW, D. C. SPOTL: Some Programs for Ocean-Tide Loading, **SIO Technical Report**, Scripps Institution of Oceanography, 28 p., 2012.
- AOKI, S.; GUINOT, B.; KAPLAN, G. H.; KINOSHITA, H.; MCCARTHY, D. D. SEIDELMANN, P. K. The new definition of Universal Time. **Astronomy Astrophysics**, vol. 105, p. 359–361, 1982.
- ARASZKIEWICZ, A.; BOGUSZ, J. Application of wavelet technique to the Earth tides observations analyses. **Bulletin d'Informations Marees Terrestres**, vol. 146, p. 11789-11798, 2010.
- BAKER, T. F.; BOS, M. S. Tidal gravity observations and ocean tide models, **Journal of Geodetic Society of Japan**, vol. 47, p. 76–81, 2001.
- BRASSAROTE, G. O. N.; SOUZA, E. M.; MONICO, J. F. G. Multiscale Analysis of GPS Time Series from Non-decimated Wavelet to Investigate the Effects of Ionospheric Scintillation. **Tendências em Matemática Aplicada e Computacional**, vol. 16, n. 2, p. 119-130, 2015.
- BENEDITO, P.M.P. **A influência da carga oceânica nos modelos de maré terrestre - estudo de caso em Cananéia, Valinhos e Presidente Prudente**. Orientador: Jorge Luiz Alves Trabanco. 2016. 97 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil) - Unicamp, Campinas, São Paulo.
- BLITZKOW, D.; MATOS, A. C. O. C.; GUIMARÃES, G. N.; COSTA, S. M. A. O conceito atual dos referenciais usados em Geodesia. **Revista Brasileira de Cartografia**, v. 63, p. 633-648, 2011.
- BOEDECKER, G. International Absolute Gravity Basestation Network (IAGBN), Absolute Gravity Observations Data Processing Standards & Station Documentation, **Bureau Gravimetric International Bullim d'Information**, vol. 63, p. 51-68, 1988.
- BOGUSZ, J.; KLOS, A.; KOSEK, W. Wavelet decomposition in the earth's gravity field investigation. **Acta Geodynamica et Geomaterialia**, vol. 10, No. 1 (169), p. 47–59, 2013.

- BOS, M. S.; BAKER, T. F.; RØTHING, K. PLAG, H.-P.; Testing ocean tide models in the Nordic seas with tidal gravity observations, **Geophysical Journal International**, vol. 150, n. 3, p. 687–694, 2002.
- BOS, M. S.; BAKER, T. F. An estimate of the errors in gravity ocean tide loading computations. **Journal of Geodesy**, vol. 79, n. 1-3, p. 50-63, 2005.
- BOY J.-P.; GEGOUT, P.; HINDERER, J. Reduction of surface gravity data from global atmospheric pressure loading. **Geophysical Journal International**, vol. 149, n. 2, p. 534-545, 2002.
- BOY J.-P.; LLUBES, M.; HINDERER, J.; FLORSCH, N. A comparison of tidal ocean loading models using superconducting gravimeter data. **Journal of Geophysical Research**, vol. 108, n. B4, p. 2193, 2003.
- BOY, J.-P.; LLUBES, M.; RAY, R.; HINDERER, J.; FLORSCH, N.; ROSAT, S.; LYARD, F.; LETELLIER, T. Non-linear oceanic tides observed by superconducting gravimeters in Europe, **Journal of Geodynamics**, 38, p 391-405, 2004.
- BOY, J.-P.; LONGUEVERGNE, L.; BOUDIN, F.; JACOB, T.; LYARD, F.; LLUBES, M.; FLORSCH N.; ESNOUT, M.-F. Modelling atmospheric and induced non-tidal oceanic loading contributions to surface gravity and tilt measurements, **Journal of Geodynamics**, vol. 48, p. 182-188, 2009.
- BOY, J.-P.; LYARD, F. High-frequency non-tidal ocean loading effects on surface gravity measurements, **Geophysical Journal International**, vol. 175, p. 35-45, 2008.
- BOY, J.-P.; HINDERER, J.; GEGOUT, P. Global atmospheric loading and gravity. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, vol. 109, p. 161-177, 1998.
- BROWN, W. E. Theory of the motion of the Moon. **Memoires of the Royal Astronomical Society**, vol. 57, n. 2, p. 136-141. London, 1905.
- BÜLLESFELD, F. J. Ein Beitrag zur harmonischen Darstellung des gezeitenerzeugenden Potentials. **Deutsche Geodätische Kommission**. C 314, p. 1–103, 1985.
- BUTKOV, E. **Física-Matemática**. LTC editora, Rio de Janeiro, 1988, vol. 1, p. 156.
- CARRÈRE, L., LYARD, F.; CANCE, M.; GUILLOT, A.; ROBLOUM L. FES 2012: A new global tidal model taking advantage of nearly 20 years of altimetry, In: **Symposium 20 Years of Progress in Radar Altimetry**, Veneza, Itália.
- CARRÈRE, L.; LYARD, F.; CANCE, M.; GUILLOT, A.; PICOT N. FES2014, a new tidal model - Validation results and perspectives for improvements, In: **ESA Living Planet Conference**, República Checa - Praga, 2016.
- CARTWRIGHT, D. E.; EDDEN, C. A. Corrected Tables of Tidal Harmonics. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, vol. 33, p. 253–264, 1973.
- CARTWRIGHT, D.E. **Tides: A scientific history**. Cambridge University Press, Cambridge, 306 p., 1999.

CHENG, M.; TAPLEY, B. D. Variations in the Earth's oblateness during the past 28 years. **Journal of Geophysical Research**, vol. 109, B09402, 2004.

CHENG, M.; TAPLEY, B.D.; RIES, J.C. Deceleration in the Earth's oblateness. **Journal of Geophysical Research**, vol. 118, p. 740–747, 2013.

CHENG, Y.; ANDERSEN, O. B. Multimission empirical ocean tide modeling for shallow waters and polar seas, **Journal of Geophysical Research: Oceans**, vol. 116, n. C11001, 2011.

COSTA, S. C. **Variação do nível médio do mar – técnicas para avaliação**. Orientador: Denizar Blitzkow. 2007. 101 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia de Transportes) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo.

CROSSLEY, D. J.; HINDERER, J.; RICCARDI, U. The measurement of surface gravity. **Reports on Progress in Physics**, IOP Publishing Ltd, vol. 73, n. 4, 47 p., 2013.

CROSSLEY, D. J.; JENSEN, O. G.; HINDERER, J. Effective barometric admittance and gravity residuals. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, vol. 90, p. 221-241, 1995.

DAHLEN, F. A. Effect of Earth's ellipticity on the lunar tidal potential. **Geophysical Journal International**, vol. 113, p. 250-251, 1993.

DEHANT, V. Integration of the deformation for an elliptical uniformly rotating Earth with an inelastic mantle. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, vol. 49, p. 242-258, 1987.

DEHANT V, DEFRAIGNE, P.; WAHR, J. M. Tides for a convective Earth. **Journal of Geophysical Research**, vol. 104, n. B1, p. 1035-1058, 1999.

DEHANT, V.; ZSCHAU, J. The effect of mantle inelasticity on tidal gravity: a comparison between the spherical and the elliptical Earth model. **Geophysical Journal International**, vol. 97, p. 549-555, 1989.

DITTFELD, H. J. Temporal trends in the variations of tidal parameters. **Bulletin d'Informations Marées Terrestres**, vol. 105, p. 7438-7455, 1989.

DOMINGUES, M. O; MENDES, O.; COSTA, A. M. On wavelet techniques in atmospheric sciences, **Advances in Space Research**, vol. 35, n. 5, p. 831-842, 2005. ISSN 0273-1177, <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2005.02.097>.

DOMINGUES, M. O; MENDES, O.; KAIBARA, M. K.; MENCONI, V. E.; BERNARDES, E. Explorando a transformada wavelet contínua. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, vol. 38, n. 3, 2016.

DOODSON, A. T. The Harmonic Development of the Tide Generating Potential. In **Proceedings of the Royal Society**, Series A 100, p. 305-329, London 1921.

DUCARME B.; VENEDIKOV, A.; ARNOSO, J.; CHEN, X.D.; SUN H.P.; VIEIRA, R. Global analysis of the GGP superconducting gravimeters network for the estimation of the pole tide gravimetric amplitude factor. **Journal of Geodynamics** vol. 41, p. 334–344, 2006.

EGBERT, G. D.; BENNETT, A. F.; FOREMAN M. G. G. Topex/Poseidon tides estimated using a global inverse model, **Journal of Geophysics Research**, vol. 99, p. 24821–24852, 1994.

EGBERT, G.D.; EROFEEVA, S.Y.; RAY, R.D. Assimilation of altimetry data for nonlinear shallow-water tides: Quarter-diurnal tides of the Northwest European Shelf, **Continental Shelf Research**, vol. 30, n. 6, p. 668-679, 2010

EKMAN, M. Impacts of geodynamic phenomena on systems for height and gravity. **Bulletin Géodésique**, vol. 63, n. 3, p. 281-296, 1989.

ELHABIBY, M.; EL-GHAZOULY, A.; EL-SHEIMY, N. A new wavelet-based multipath mitigation technique. In: **Proceedings of the 21st International Technical Meeting of the Satellite Division of the Institute of Navigation (ION GNSS '08)**, p. 625–631, Savannah, Ga, Estados Unidos, 2008.

FARGE, M. Wavelet transforms and their applications to turbulence. **Journal of the Atmospheric Sciences**, Palo Alto, vol. 24, p. 395-457, 1992.

FARRELL, W. E. Deformation of the Earth by surface loads. **Review of Geophysics**. Space Physics, vol. 10, n. 3, p. 751–797, 1972.

FLINCHEM, E.P.; JAY, D.A. An introduction to wavelet transform tidal analysis methods, **Estuarine, Coastal and Shelf Science**, n. 51, p. 177–200, 2000.

FREITAS, S. R. C. **Marés gravimétricas: Implicações para a Placa Sul-Americana**. Orientador: Marta Sílvia Maria Mantovani. 1993. 264 p. Tese (Doutorado em Geofísica) - Universidade de São Paulo-USP, São Paulo.

FREITAS, S. R. C.; CORDINI, J. Implicações Geodinâmicas no Posicionamento Geodésico. **Boletim de Ciências Geodésicas**, vol. 3, n. 1, p. 82-84, 1998.

FROTA, F. F.; TRUCCOLO, E. C.; SCHETTINI, C. A. F. Tidal and sub-tidal sea level variability at the northern shelf of the Brazilian Northeast Region. **Anais da Academia Brasileira de Ciências**, vol. 88, n. 3, p. 1371-1386, 2016.

GAO, W.; LI, B.L. Wavelet analysis of coherent structures at the atmosphere–forest interface. **Journal of Applied Meteorology**, vol. 32, p. 1717–1725, 1993.

GEMAEL, C. **Introdução à astronomia esférica**. Curso de Pós-Graduação em Ciências Geodésicas, Universidade Federal do Paraná, Curitiba, 1990. 100 p.

GEMAEL, C. **Introdução à Geodésia Física**. Edição atualizada, Curitiba: Editora UFPR, 304p. 2012.

GEMAEL, C.; MACHADO, A. M. L.; WANDRESEN. R. **Introdução ao Ajustamento de Observações: Aplicações Geodésicas**. 2ª ed. Universidade Federal do Paraná, Curitiba, 2015. 430 p.

GRINSTED, A.; MOORE, J. C.; JEVREJEVA, S. Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series. **Nonlinear Processes in Geophysics**, European Geosciences Union (EGU), 2004, vol. 11, n. 5/6, p. 561-566.

HARTMANN, T.; WENZEL, H. G. Catalogue HW95 of the Tide Generating Potential. **Bulletin d'Informations Mares Terrestres**, vol. 123, Bruxelles, 1995.

HARTMANN, T.; WENZEL, H. G. Catalogue of the earth tide generating potential due to the planets. **Bulletin d'Informations Mares Terrestres**, vol. 119, Bruxelles, 1994.

HINDERER, J. CROSSLEY, D.; WARBURTON, R. J. 3.04 - Superconducting Gravimetry, In: SCHUBERT, G. (ed) **Treatise on Geophysics**, 2^a edição. Elsevier, Oxford, 2015, p. 59-115.

HOFMANN-WELLENHOF, B.; MORITZ, H. **Physical geodesy**. Springer Science & Business Media, 2006. ISBN: 3-211-33544-7.

HOLMAN, I. P.; RIVAS-CASADO, M.; BLOOMFIELD, J. P.; GURDAK, J. J. Identifying non-stationary groundwater level response to North Atlantic ocean-atmosphere teleconnection patterns using wavelet coherence. **Hydrogeology Journal**, vol. 19, 2011, 1269 p.

HOLSCHNEIDER, M.; CHAMBODUT A.; MANDEA, M. From global to regional analysis of the magnetic field on the sphere using wavelet frames. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, vol. 135, n. 2, 2003, p. 107-124, ISSN 0031-9201.

HU, X.-G.; LIU, L.-T.; HINDERER, J.; HSU, H.T.; SUN H.-P. Wavelet filter analysis of atmospheric pressure effects in the long-period seismic mode band. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, vol. 154, 2006, p. 70–84.

ITO, T.; OKUBO, M.; SAGIYA, T. High resolution mapping of Earth tide response based on GPS data in Japan. **Journal of Geodynamics**, vol. 48, n. 3–5, p. 253–259, 2009.

KATUL, G.G.; ALBERTSON, J.D.; CHU, C.R.; PARLANGE, M.B. Wavelets in Geophysics. In: **Ch. Intermittency in Atmospheric Surface Layer Turbulence: the Orthonormal Wavelet Representation Wavelet Analysis and Its Applications**, vol. 4. Academic Press, San Diego, CA, p. 81-105, 1994.

KING, M. A.; PENNA, N. T.; CLARKE, P. J.; KING, E. C. Validation of ocean tide models around Antarctica using onshore GPS and gravity data. **Journal of Geophysical Research**, vol. 110, n. B08401, 2005.

KING, M. Kinematic and static GPS techniques for estimating tidal displacements with application to Antarctica, **Journal of Geodynamics**, vol. 41, n. 1–3, p. 77–86, 2006.

KRONER, C.; JENTZSCH, G. Comparison of different barometric pressure reductions for gravity data and resulting consequences. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, vol. 115, p. 205–218, 1999.

KUDRYAVTSEV, S. Improved harmonic development of the Earth tide-generating potential. **Journal of Geodesy**, vol. 77, p. 829–838, 2004.

LEFÈVRE, F. **Modélisation des marées océaniques à l'échelle globale**. Orientador: Christian Le Provost. 2000, 280 p. Tese (Doutorado em Hidráulica e Mecânica) - Université Toulouse III, Grenoble, França.

LEFÈVRE, F.; LYARD, F. H.; LE PROVOST, C. FES98: A new global tide finite element solution independent of altimetry. **Geophysical Research Letters**, vol. 27, n. 17, p. 2712-2620, 2000.

LEFÈVRE, F.; LYARD, F.; LE PROVOST, C.; ERNEST, J.; SCHRAMA, O. FES99: A Global Tide Finite Element Solution assimilating Tide Gauge and Altimetric Information. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, American Meteorological Society, vol. 19, p. 1345-1356, 2002.

LE PROVOST, C.; GENCO, M. L.; LYARD, F.; VINCENT, P.; CANCEIL, P. Spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrodynamic model, **Journal Geophysical Research**, vol. 99, n. C12, p. 24777-24797, 1994.

LE PROVOST, C., LYARD, F.; MOLINES, J. M.; GENCO, M. L.; RABILLOUD, F. A hydrodynamic ocean tide model improved by assimilating a satellite altimeter-derived data set, **Journal Geophysical Research**, vol. 103, p. 5513-5529, 1998.

LIMA, J. N. O Efeito da Carga Oceânica nas Séries Temporais GNSS. In: **2º Encontro Nacional de Geodésia Aplicada**, Lisboa, 2009, 6 p.

LINTAO, L.; HOUZE, X.; HEPING, S.; XINGHUA, H. Wavelet approach to the determination of gravity tide parameters. **Science in China Series D: Earth Sciences**, vol. 43, n. 2, p. 158-165, 2000.

LYARD, F.; LEFÈVRE, F.; LETELLIER, T. FRANCIS, O. Modelling the global ocean tides: modern insights from FES2004. **Ocean Dynamics**, vol. 56, p. 394-415, 2006.

MARQUES, H. A. **PPP em tempo real com estimativa das correções dos relógios dos satélites no contexto de rede GNSS**. Orientador: João Francisco Galera Monico. 2012, 245 p. Tese (Doutorado em Ciências Cartográficas) - Universidade Estadual Paulista, Presidente Prudente, São Paulo.

MÄKINEN J., IHDE J. (2009) The Permanent Tide In Height Systems. In: Sideris M.G. (eds) **Observing our Changing Earth**. International Association of Geodesy Symposia., vol 133., p.81-87, 2009, Springer, Berlin, Heidelberg.

MÄKINEN, J. The treatment of permanent tide in EUREF products. In: **Symposium of the IAG Sub-commission for Europe (EUREF)**, June 17–21, 2008, Brussels, Belgium.

McCARTHY, D. IERS Standards 1992. **IERS Technical Note**, 13. Central Bureau of International Earth Rotation Service, Observatoire de Paris,

MELCHIOR, P. **The tides of the planet Earth**. 2 ed. Pergamon Press, 1983. 637 p.

MENEVEAU, C. Analysis of turbulence in the orthonormal wavelet representation. **Journal of Fluid Mechanics** vol. 232, p. 469–520, 1991.

MENTES, G. Artificial neural network model as a potential alternative for barometric correction of extensometric data. **Bulletin d'Informations Marees Terrestres**, vol. 149, p. 12001-12011, 2015.

MERRIAM, J. B. Atmospheric pressure and gravity, **Geophysical Journal International**, 1992, vol. 109, p. 488-500.

MEURERS, B. ; VAN CAMP, M.; FRANCIS, O. ; PÁLINKÁS V. Temporal variation of tidal parameters in superconducting gravimeter time-series. **Geophysical Journal International**, vol. 205, p. 284-300, 2016.

MEYER, Y. **Wavelets: algorithms and applications**. Philadelphia, SIAM, 1993.

MEYER, Y.; JAFFARD, S.; RIOUL, O. L'Analyse par Ondelettes. **Pour la Science**. 1987.

MINSTER, J. B. Anelasticity and attenuation. In: DZIEWONSKI, A. M.; BOSCHI, E. (eds) **Physics of the Earth Interior**, International School of Physics Enrico Fermi. Academic Press, New York, 1980, p. 152-212.

MONICO, J. F. G.; ASHKENAZI, V.; MOORE, T. High precision GPS network with precise ephemerides and earth body tide model. **Revista Brasileira Geofísica**, São Paulo, vol. 15, n. 2, p. 155-160, 1997 .

MORETTIN, P.A. **Ondas e Ondaletas: da análise de Fourier à análise de ondaletas**. São Paulo: EDUSP, 2º ed. 2014. 320p.

MORLET, J. Sampling theory and wave propagation. In: CHEN, C. H. (ed) **Issues in Acoustic Signal – Image Processing and Recognition**. Berlin, Heidelberg. Springer Berlin Heidelberg, 1983. p. 233-261.

NIEBAUER, T. Gravimetric Methods – Absolute and Relative Gravity Meter: Instruments Concepts and Implementation. **Treatise on Geophysics**, 2ª edição. Elsevier, Oxford, 2015, p. 37-57.

NEWCOMB, S. A new determination of precessional constant with the resulting precessional motions. In: **Astronomical Papers of the American Ephemerides**, vol. 8, p.1-76, 1897.

PANET, I.; KURIOSHI, Y.; HOLSCHNEIDER, M. Wavelet modeling of the gravity field over Japan. **Bulletin of the Geographical Survey Institute**, vol. 57, p. 19-33, 2009.

PENNA, N. T.; BOS, M. S.; BAKER, T. F.; SCHERNECK, H.-G. Assessing the accuracy of predicted ocean tide loading displacement values. **Journal of Geodesy**, vol. 82, n.12, p. 893–907, 2008.

PENNA, N. T.; CLARKE, P.J.; BOS, M. S.; BAKER, T. F. Ocean tide loading displacements in western Europe: 1. Validation of kinematic GPS estimates, **Journal of Geophysical Research: Solid Earth**, vol. 120, n. 9, p. 6523-6539, 2015.

PEREIRA, R. A. D.; FREITAS, S. R. C.; MANTOVANI, M. S M. Fatores gravimétricos no Brasil para um modelo anelático da Terra. **Boletim de Ciências Geodésicas**, vol. 15, n. 2, p. 245-258, 2009.

PETIT, G.; LUZUM, B. (eds.) IERS Conventions (2010). **IERS Technical Note**, 36. Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, 2010. 179 p., ISBN 3-89888-989-6.

PLAG, H. P.; PEARLMAN, M. Global Geodetic Observing System: Meeting the Requirements of a Global Society on a Changing Planet in 2020. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. 332 p. ISBN 978-3-642-02687-4.

RAMOS, M.P.; CARMO, E.J.; DAL POZ, W.R.; CAMARGO, P.O. Análise do efeito de carga oceânica no posicionamento por ponto preciso. **VIII Colóquio Brasileiro de Ciências Geodésicas**. Curitiba, PR, 2013.

RAY, R. Precise comparisons of bottom-pressure and altimetric ocean tides, **Journal of Geophysical Research: Oceans**, vol. 118, n. 9, p. 4570-4584, 2013.

RICCARDI, U.; ROSAT, S.; HINDERER, J. Comparison of the Micro-g LaCoste gPhone-054 spring gravimeter and the GWR-C026 superconducting gravimeter in Strasbourg (France) using a 300-day time series. **Metrologia**, vol. 48, p. 28–39, 2011.

RICHTER, B. The long-period tides in the earth tide spectrum. In: Proceedings of XVIII Gen. Ass. IAG, Hamburg, 1, p. 204-216. Columbus, Ohio: Ohio State University Press, 1983a.

RICHTER, B. Three years of registration with the superconducting gravimeter. **Bulletin d'Informations Mareés Terrestres**, vol. 93, p. 1–9, 1983b.

ROOSBEEK, F. RATGP95: A harmonic development of the tide generating potential using an analytical method. **Geophysical Journal International**, 126: 197–204, 1996.

ROSA, G. P. S. **Análise de séries temporais de coordenadas estimadas com GPS: uma proposta metodológica para eliminação dos efeitos sazonais**. Orientador: João Francisco Galera Monico. 2008. 106 p. Dissertação (Mestrado em Ciências Cartográficas) - Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade Estadual Paulista, Presidente Prudente.

SÁNCHEZ, L.; IHDE, J.; PAIL, R.; GRUBER, T.; BARZAGHI, R.; MARTI, U.; AGREN, J.; SIDERIS, M.; NOVÁK, P. **Towards a first realization of the International Height Reference System (IHR)**. European Geosciences Union General Assembly. Viena, Austria. April, 2017.

SÁNCHEZ, L.; SIDERIS, M. Vertical datum unification for the International Height Reference System (IHR) **Geophysical Journal International**, v. 209, p. 570-586, 2017.

SAVCENKO, R.; BOSCH, W. EOT11a – Empirical ocean tide model from multi-mission satellite altimetry, DGFI Report No. 89, Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut, München, 2012.

SCHERNECK, H. G.; BOS, M. S. Ocean tide and atmospheric loading, **IVS 2002 General Meeting Proceedings**, Tsukuba, Japan, February 4–7, 2002, p. 205-214.

SCHUELLER, K. Theoretical basis for earth tide analysis with the new ETERNA analysis program ETERNA34-ANA-V40, **Bulletin d'Informations Mareés Terrestres**, vol. 149, p. 1204-12061, 2015.

SCHUELLER, K., 2019: Theoretical basis for Earth tide analysis and prediction. Manual-01-ET34-X-V72, Surin 2019.

SCHWIDERSKI, E.W. On charting global ocean tides. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, vol. 18, p. 243-268, 1980.

SEEBER, G. **Satellite Geodesy: foundations, methods and applications**. Berlin: Walter de Gruyter, 2003. 612p.

SIMON, J. L.; BRETAGNON, P.; CHAPRONT, J. CHAPRONT -POUZE, M.; FRANCOU, G.; LASKAR, J. Numerical expression for precession formulae and mean elements for the Moon and the Planets. **Astronomy Astrophysics**, vol. 282, p. 663–683, 1994.

SOUZA, E. M. **Análise de wavelets para detecção e correção do multicaminho no posicionamento relativo GNSS estático e cinemático**. Orientador: João Francisco Galera Monico. 2008. 166 p. Tese (Doutorado em Ciências Cartográficas) - Universidade Estadual Paulista, Presidente Prudente, São Paulo.

SPRATT, R.S. Modelling the effect of atmospheric pressure variations on gravity. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, vol. 71, p. 173-186. 1982.

SUN, H. P. ; ZHENG, W. D.; DING, X. L.; CHEN, W.; CHEN X. D. Detection of the special gravity signals in sub-tidal band by using wavelet technique. **Chinese Science Bulletin**, vol. 51, n. 6, p. 713-722, 2006.

TAKASU, T.; YASUDA, A. Development of the low-cost RTK-GPS receiver with an open source program package RTKLIB. In: **International Symposium on GPS/GNSS**, p. 4-6. Jeju, Korea: International Convention Centre, 2009.

TAMURA, Y. A harmonic development of the tide-generating potential. **Bulletin d'Informations Mareés Terrestres**, vol. 99, p. 6813–6855, 1987.

TAMURA, Y. Additional terms to the tidal harmonic tables. In: Proceedings of the 12th International Symposium Earth Tides, Beijing 1993, p. 345–350. Beijing, New York: Science Press.

THOMAS, I. D.; KING, M. A.; CLARKE, P. J. A Validation of Ocean Tide Models Around Antarctica Using GPS Measurements. In: CAPRA, A.; DIETRICH, R. (eds) **Geodetic and geophysical observations in polar regions: overview in perspective of the International Polar Year**. Springer, Berlin, p. 211–235, 2008.

TORGE, W. **Geodesy**. 3rd completely ver. and extended ed. Berlin; New York: Walter de Gruyter, 2001, 416 p.

TORRENCE, C.; COMPO, G. P. A practical guide to wavelet analysis. **Bulletin of the American Meteorological Society**, vol. 79, n. 1, 61–78, 1998.

VAN CAMP, M. **Efficiency of tidal corrections on absolute gravity measurements at the Membach station**. In Proceedings of the Workshop: IMG-2002: Instrumentation and Metrology in Gravimetry, Cahiers du Centre Européen de Géodynamique et de Séismologie, Luxembourg, vol. 22, p. 99-103, 2003.

VAN CAMP, M.; VAUTERIN, P. Tsoft: graphical and interactive software for the analysis of time séries and Earth tides, **Computers & Geosciences**, vol. 31, n. 5 p. 631-640, 2005.

VENEDIKOV, A. P. Use method pour l'analyse des marees terrestres a partir d'enrgistremets de longuer arbitraire. Observatoire Royal de Belgique Série Geophysique, **Série Geophysique**, n. 71 p. 437-459, 1966.

WAHR, J. M. Body tides on an elliptical, rotating, elastic and oceanless Earth. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, vol. 64, p. 677-703, 1981.

WAHR, J. Deformation induced by polar motion, **Journal of Geophysical Research**, 90, 9363- 9368, 1985.

WENZEL, H. G. Accuracy assessment for Tidal Potencial Catalogues. **Bulletin d'Informations Mareés Terrestres**, vol. 124, p. 9394-9416, 1996a.

WENZEL, H. G. The nanogal software: Earth tide data processing package ETERNA 3.30. **Bulletin d'Informations Mareés Terrestres**, vol. 124, p. 9425-9439, 1996b.

WILHELM, H. Earth's flattening effect on the trial forcing field. **Journal of Geophysics**, vol. 52, p. 131-135, 1983.

XI, Q. The precision of the development of the tidal generating and some explanatory notes. **Bulletin d'Informations Mareés Terrestres**, 105: p. 7396–7404, 1989.

XIA, L.; LIU, J. Approach for Multipath Reduction Using Wavelet al.gorithm. Proceedings of the 14th International Technical Meeting of the Satellite Division of The Institute of Navigation (ION GPS 2001), Salt Lake City, UT, 2001, p. 2134-2143.

YU, H.; GUO, J.; LI, J.; MU, D.; KONG, Q. **Zero drift and solid Earth tide extracted from relative gravimetric data with principal component analysis**. Geodesy and Geodynamics, vol. 6, n. 2, p. 143-150, 2015.

YUAN, L.; DING, X.; SUN, H.; ZHONG, P.; CHEN, W. Determination of ocean tide loading displacements in Hong Kong using GPS technique. **Science China Earth Sciences**, vol. 53, n. 7, p. 993-1007, 2010.

ZHAO D., XU X., LI J., DUAN J., YU L. Ocean Tidal Loading Effects to Displacements at GNSS Sites. In: Sun J., Jiao W., Wu H., Shi C. (eds) **China Satellite Navigation Conference (CSNC) 2013 Proceedings**. Lecture Notes in Electrical Engineering, vol 245. Springer, Berlin, Heidelberg, 2013.

ZHAO, H.; ZHANG, Q.; TU, R.; LIU, Z. Analysis of ocean tide loading displacements by GPS kinematic precise point positioning: a case study at the China coastal site SHAO. **Survey Review**, p. 1-11, 2017.

GLOSSÁRIO

Carga ou sobrecarga: É considerado como um movimento superficial de massas, causado por um efeito geofísico, que gera uma perturbação (carregamento) tanto em deslocamento quanto uma variação da aceleração/força de gravidade. Conforme as marés temos as cargas: atmosférica, oceânica e hidrológica. Notadamente o termo no plural remete-se a dois ou mais efeitos geofísicos.

Coefficiente empírico: Parâmetro determinado por meio de observações ou experimentos com dados experimentais, isto é, dados reais.

Coefficiente teórico: Parâmetro determinado por meio de considerações teóricas da realidade física do meio.

Componentes de maré: Refere-se à classificação da maré conforme o eixo de ação da força de maré, podendo ser classificada em maré gravimétrica (eixo radial), maré extensométrica (eixo horizontal) e maré clinométrica (eixo inclinado).

Componentes de onda: Parâmetros necessários para definição de uma onda em dada frequência, isto é, sua amplitude máxima e fase em um dado instante inicial. Para esclarecimento do conceito, exemplifica-se "as componentes de onda diurnas, semi-diurnas e de longo período permitem sintetizar os modelos de maré terrestre empíricos". Segundo essa consideração, entende-se que os parâmetros de amplitude e fase do conjunto de constituintes de maré concretizam e materializam matematicamente o modelo de maré. Para as componentes de onda observadas, comumente o fator gravimétrico substitui a amplitude observada, uma vez que o mesmo expressa a razão entre a amplitude observada e a amplitude teórica para Terra rígida.

Consistência: Proximidade entre parâmetros de dois ou mais modelos ou um conjunto de valores, mensurado por meio da discrepância ou dispersão. Comparativamente dizemos que a consistência do modelo X é melhor em relação ao modelo Y se a dispersão de X é menor que Y. Neste caso, afirma-se que X é mais consistente que Y. Ademais, é dito que os modelos X_1 e X_2 são mais consistentes em relação a Y_1 e Y_2 se a discrepância entre X_1 e X_2 é menor em relação a Y_1 e Y_2 .

Constituinte de onda de maré: Ou simplesmente constituinte de maré. Definida como o termo que simboliza a onda em determinada frequência de maré, seja terrestre, oceânica ou atmosférica. O termo empregado no plural, remete-se às famílias de onda: por constituintes diurnas, entende-se Q_1, O_1, NO_1, \dots ; constituintes semi-diurnas: $2N_2, N_2, M_2 \dots$ etc.

Discrepância: Diferença entre dois valores ou modelos. Diz-se que os modelos X_1 e X_2 são mais discrepantes em relação a Y_1 e Y_2 se a diferença entre X_1 e X_2 é maior comparando-se a Y_1 e Y_2 .

Efeitos geofísicos: Entende-se por fenômenos naturais causados pela dinâmica da Terra, que afetam as componentes de gravidade, magnetismo, sismicidade etc. No caso dos principais efeitos perturbadores em dados gravimétricos, temos: sismos, carga atmosférica, carga oceânica, carga hidrológica, movimento dos polos e precessão do núcleo terrestre.

Família de ondas: Conjunto de constituintes de ondas pertencentes ao mesmo grupo,

conforme a nomenclatura de Doodson, sendo originadas da mesma função harmônica esférica: setorial, tesserar ou zonal. Na mesma ordem, tem-se a família semi-diurna, diurna e de longo período. Em relação ao domínio espectral, as constituintes de onda de mesma família apresentam como característica frequências próximas.

Função de admissibilidade: Sinônimos de fator de admissibilidade e função de transferência. Definido como um parâmetro capaz de representar matematicamente a relação entre duas variáveis no domínio temporal ou espectral dos dados.

Hipótese dos barômetros: Duas hipóteses são utilizadas para explicar o efeito que a variação da pressão atmosférica causa nas massas de água oceânicas. A primeira, chamada de hipótese do **barômetro não-invertido**, considera que as variações de pressão são integralmente transmitidas ao fundo dos oceanos. Como implicação, as extensões terrestre e oceânica são utilizadas no cálculo do efeito indireto da sobrecarga oceânica. A segunda hipótese, do **barômetro invertido**, pressupõe que as variações de pressão são integralmente compensadas pelas variações estáticas da altura de água. Em consequência, na estimativa do efeito indireto as regiões oceânicas são desconsideradas, utiliza-se no cálculo somente as regiões continentais.

Modelo hidrodinâmico: Modelo obtido a partir de equações teóricas que seguem os princípios da hidrodinâmica (a conservação de massa e de conservação do movimento dos fluidos viscosos). As equações que descrevem matematicamente o comportamento dos oceanos são intituladas equações hidrodinâmicas de maré e por essa razão os modelos que fazem uso destas são considerados modelos hidrodinâmicos

Maré atmosférica: É definida como as movimentações periódicas das massas de ar.

Maré oceânica: É conceituado como as movimentações periódicas das massas de águas marítimas.

Maré terrestre: Sinônimo de maré sólida. É definida como variações periódicas da crosta terrestre (ou manto sólido), que podem ser expressas pelo deslocamento ou campo de gravidade. Quando o termo é referido no plural, entende-se que ambos movimentos estão sendo referidos: deslocamento e componentes do campo de gravidade. Estas variações podem ser classificadas em maré gravimétrica, extensométrica e clinométrica.

Maré: É definida como as movimentações periódicas geradas pela força diferencial, entre o centro de massa da Terra e a superfície terrestre, causada por astros perturbadores. Podem ser divididas em maré terrestre (ou sólida), maré oceânica e maré atmosférica. A utilização do termo no plural, remete-se a todas ou mais de uma maré.

Maré clinométrica: componente de maré associada à inclinação da superfície terrestre.

Maré extensométrica: componente de maré associada à direção horizontal Norte-Sul (eixo x) e Leste-Oeste (eixo y).

Maré gravimétrica: componente de maré associada à direção radial (eixo z).

Parâmetros reológicos: Compreende-se como parâmetros reológicos, os indicadores geofísicos capazes de expressar as propriedades de deformação da Terra sólida. As observações de maré terrestre permitem que sejam extraídas as características visco-elásticas

do manto terrestre, entre elas o fator gravimétrico e a fase. Ambos apresentam variabilidade em função da frequência/período, permitindo a análise do comportamento da Terra sólida no domínio espectral. Contudo, eles representam diferentes características da deformação do manto. O fator gravimétrico permite descrever a elasticidade do corpo sólido, ou seja, a deformação relacionada à expansão (ou contração) do manto terrestre. Enquanto que a fase, associada a viscosidade do manto, permite mensurar o atraso entre a tensão e a deformação realizada pelo corpo.

**APÊNDICE A - Correção do Deslocamento Temporal em Observações
Gravimétricas**

A.1 Introdução

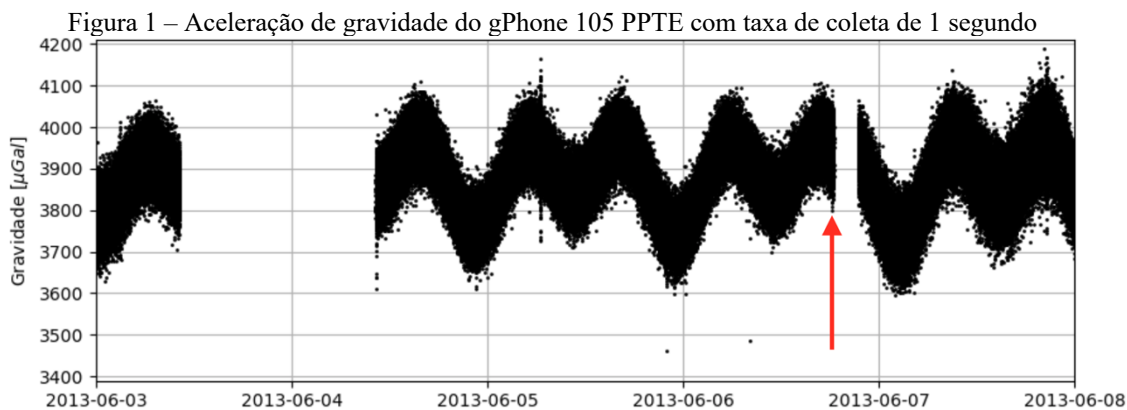
O processamento de dados gravimétricos para obtenção de modelos de marés terrestre empíricos exige a realização do pré-processamento das observações para minimização de falhas observacionais e outros ruídos. A adoção de uma elevada taxa de coleta (~1 segundo) tem sido adotada pelo *International Geodynamics and Earth Tide Service* (IGET) e organizações privadas. Apesar do processamento gravimétrico por meio do ETERNA não apresentar ganho considerável com uso de observações em intervalo inferior a 1 hora (SCHUELLER, 2015), algumas vantagens são alcançadas durante o pré-processamento das observações. Uma delas é a detecção do deslocamento temporal (*time shift*) causado por falhas instrumentais.

O IGET recomenda a utilização do Tsoft para o pré-processamento de observações gravimétricas, entretanto uma alta taxa de coleta de dados exige uma grande memória computacional que pode causar uma instabilidade no Tsoft impossibilitando a correção do deslocamento temporal. A correção desse efeito permite a consideração de um volume maior de dados no processamento dos modelos de marés empíricos e conseqüentemente favorece a determinação das componentes de onda, fase e amplitude. Em razão da necessidade da correção do deslocamento temporal nas observações gravimétricas desta tese, foi desenvolvido um *script* em Python 2.7 onde a ideia pode ser implementada também em outras linguagens de programação.

A.2 Identificação da falha temporal

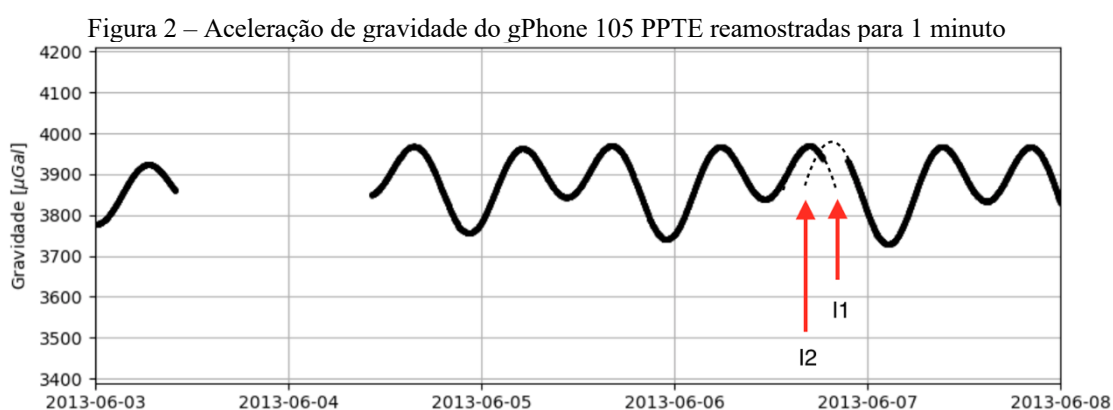
Em termos práticos o deslocamento temporal causa falhas observacionais em curtos períodos de dados, porém pode inviabilizar a conjunto todo de dados que apresenta essa falha. A detecção desse efeito pode então ser realizada pela identificação das falhas observacionais. O método utilizado para correção das falhas observacionais é a realização de interpolações lineares ou cúbicas conforme a extensão temporal da falha, entretanto no caso do deslocamento temporal dos dados a interpolação manual dos dados não deve ser aplicada, pois causa um problema na determinação da fase das marés empíricas. A Figura 1 mostra o deslocamento temporal do conjunto de dados com uma taxa de coleta de 1s encontrado no gphone 105, em Presidente Prudente. A seta indica o início da falha observacional no dia

06/06/2013 às 18h 30m 19s, na qual se estendeu até às 21h 31m 53s, totalizando um intervalo de 3h 01m 34s de falha, ou seja 10.894 s.



A realização dessa correção não apresenta grandes dificuldades, entretanto a maior complexidade da tarefa é a identificação do problema e avaliação do valor adequado para o deslocamento temporal.

Em caso de dúvida, a reamostragem das observações pode auxiliar na identificação da falha observacional causada pelo deslocamento temporal. Na Figura 2 tem-se a mesma faixa temporal dos dados da PPTE da Figura 1, porém com a realização da reamostragem para 1 minuto. As seta I1 e I2 enfatizam as tentativas de interpolação I1 e I2 mostradas em linhas tracejadas, das quais claramente não são adequadas para correção do efeito.



Entretanto para a correção desse efeito com a ferramenta proposta é aconselhável manter a taxa de reamostragem original dos dados.

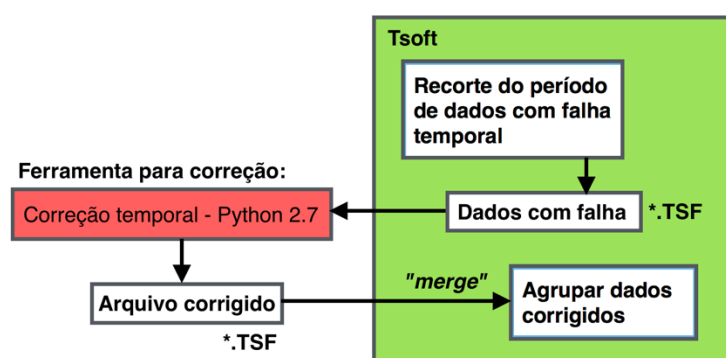
O valor do deslocamento pode ser obtido analisando o intervalo entre os dois conjuntos de dados onde a falha foi identificada. Entretanto, bastante cautela deve ser utilizada nessa etapa, pois a incorreta mensuração pode prejudicar o ajustamento das observações, mostrando um aumento dos resíduos para o período em questão.

A.3 Ferramenta em Python 2.7

Nesta seção será apresentada o método utilizado para correção do deslocamento temporal. Após a identificação da falha temporal e mensuração do efeito por meio do Tsoft, na primeira etapa são eliminados os dados que não apresentam a falha temporal, mantendo no arquivo somente o recorte de dados que serão corrigidos. A eliminação dos dados indesejados pode ser realizada por meio da ferramenta "create gap" do Tsoft. O arquivo deve ser salvo no formato TSF, modificando o nome para posterior identificação.

Em seguida o arquivo é lido e processado por meio da ferramenta em Python 2.7 gerando um arquivo corrigido no formato de leitura do Tsoft: *.TSF. Por fim, utilizando o Tsoft o arquivo gerado deve ser aberto juntamente com o arquivo original onde estão presentes as falhas temporais. Elimina-se nos respectivos canais o período de dados com deslocamento temporal por meio da ferramenta "create gap" e por fim utiliza-se a ferramenta "merge" para agrupar os respectivos canais de informação corrigidos aos respectivos canais com as falhas eliminadas. A Figura 3 mostra as etapas e os processos utilizados para correção da falha temporal.

Figura 3 – Correção do deslocamento temporal



Cuidados durante a execução da rotina:

- **Bibliotecas:** A utilização do *script* proposto depende da instalação prévia das bibliotecas Numpy e Datetime;

- **Comentários:** Os cabeçalhos no início do arquivo devem ser mantidos, porém ao final do arquivo devem ser excluídas as *tags* [GAP], [LININTERPOL] etc;
- **Caminho:** Para execução do mesmo deve-se atentar ao caminho adequado do arquivo a ser lido na extensão TSF;
- **Colunas:** A variável NC representa a quantidade de colunas do arquivo. As seis primeiras colunas correspondem ao instante de cada observação, sendo: #1 ano, #2 mês, #3 dia, #4 hora, #5 minuto e #6 segundo. O restante das colunas corresponde às observações, no caso do exemplo, a rotina faz uso da #7 temperatura, #8 pressão e #9 gravidade, portanto NC igual a 9;
- **Valor do deslocamento:** A variável DT representa o valor do deslocamento temporal a ser realizado nos dados;
- **Cabeçalho:** A variável CABEC se refere ao cabeçalho que será adicionado no novo arquivo corrigido. A leitura da mesma é realizada com base no arquivo de origem, portanto, não há necessidade da modificação dessa variável.

Após a execução do código um novo arquivo com a correção temporal será gerado.

A.4 Código

A seguir é apresentado o código utilizado para correção da falha temporal nas observações do gPhone 105 em PPTE.

```
#!/usr/bin/env python
# -*- coding: latin-1 -*-

"""
    autor: DANIEL ARANA
    email: arana990@gmail.com

"""

# Bibliotecas para execução da rotina de correção
import datetime
from numpy          import *

# Função para manipulação do cabeçalho
def mask_cabecalho(dados):
    mask = zeros(size(dados), dtype=bool)
    for i in xrange(size(dados)):
        if dados[i] == '[DATA]':
            mask[i] = True
        elif dados[i] == '[DATA]\r':
            mask[i] = True
    indx = array(range(size(dados)))
    mask = indx<=indx[mask]
    return (mask)

# Função para obtenção do número de colunas
def num_coluna(dados):
```

```

a=0
b=0
for i in xrange(size(dados)):
    if dados[i] == '[CHANNELS]' or dados[i] == '[CHANNELS]\r':
        a=i
    elif dados[i] == '[UNITS]' or dados[i] == '[UNITS]\r':
        b=i
cont = 0
for i in dados[a+1:b]:
    if i == '\r' or i == '\n' or i == ':':
        cont+=1
return (size(dados[a+1:b]) - cont)

#####
#                                     #
#           Passo 1:                   #
#                                     #
#           - Leitura e correção temporal   #
#           do arquivo                   #
#                                     #
#####

# Inserir o valor do deslocamento temporal a ser realizado nos dados em segundos
DT = 10894.

# Deve-se alterar o caminho dos dados
text_file = open('/Users/danielarana/Desktop/TESTE - Python/2013_06_gPhone105-
phasecorrection.dat', 'r')
dados = text_file.read()
text_file.close()

# Leitura do Cabeçalho
cabec = dados.split('\n')
mask = mask_cabecalho(cabec)
CABEC = reshape(cabec,-1,1)[mask]

# NC é a quantidade de colunas do arquivo exportado do Tsoft
NC = 6 + num_coluna(CABEC)

# Leitura dos dados
dados = dados.split( )
mask = mask_cabecalho(dados)
dados = reshape(dados,-1,1)[~mask]
dados = reshape(dados, (-1, NC))

# Realização do Time-Shift
date = []
for i in xrange(dados.shape[0]):
    date.append(datetime.datetime.strptime(dados[i,0]+'-'+dados[i,1]+'-'
'+dados[i,2]+' '+dados[i,3]+':'+dados[i,4]+':'+dados[i,5], '%Y-%m-%d %H:%M:%S'))
    date[i] = date[i] + datetime.timedelta(0,DT) #correção do time shift (s)

#####
#                                     #
#           Passo 2:                   #
#                                     #
#           - Salvando arquivo corrigido   #
#                                     #
#####

aaaamdd = []
hhmss = []
for i in xrange(size(date)):

```

```

aaaamdd.append(date[i].strftime('%Y %m %d'))
hhmss.append(date[i].strftime('%H %M %S'))

dados_shifted = concatenate((reshape(aaaamdd, (-1, 1)), reshape(hhmss, (-1,
1)), reshape(dados[:,6:NC], (-1, NC-6))), axis=1)

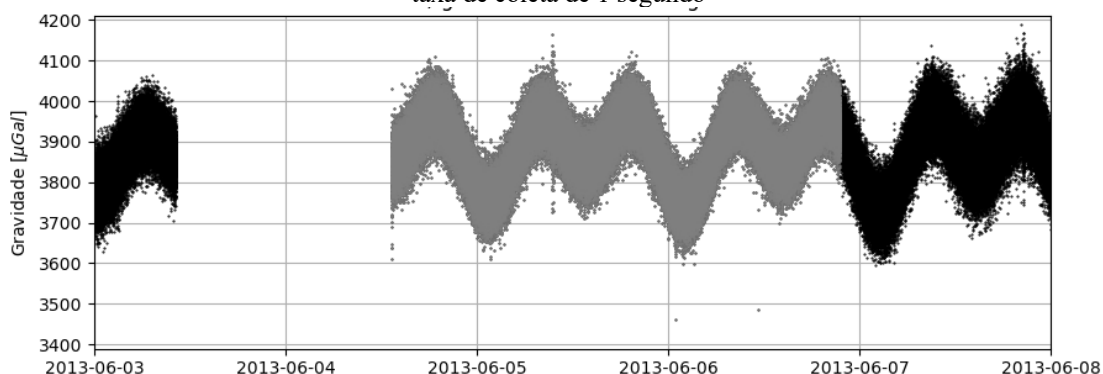
novo = raw_input('Insira o nome do novo arquivo:')
savetxt('/Users/danielarana/Desktop/TESTE - Python/%s.TSF' %novo,
        dados_shifted, fmt='%s %s '+'(NC-6)*' %s ',
        header='\n'.join(CABEC),
        comments='')

```

A.5 Resultado

Após a finalização do *script* proposto, um novo arquivo com as observações corrigidas do é gerado. Por fim, a integração das observações corrigidas deve ser realizada no arquivo original. A Figura 4 traz o conjunto de observações já agrupadas, onde na cor cinza são enfatizadas as observações corrigidas da falha temporal.

Figura 4 – Aceleração de gravidade do gPhone 105 PPTe, corrigidas do deslocamento temporal, com taxa de coleta de 1 segundo



Nota-se que o processo proposto para correção do deslocamento temporal permitiu uma correta combinação dos dados, viabilizando a utilização das observações no ajustamento do modelo de maré terrestre.

Destaca-se que a verificação da adequada modelagem da falha temporal deve ser realizada por meio dos resíduos finais das observações, uma vez que a adequada correção destas falhas traz a redução dos resíduos.