

Universidade do Vale do Paraíba
Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento
Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia

Pedro Alves Fontes Neto

**Caracterização e Modelagem das Camadas E-Esporádicas (*Es*) em Estações de Baixa
Latitude no Setor Brasileiro**

**Characterization and Modeling of Sporadic-E (*Es*) Layers at Low Latitude Stations in
the Brazilian Sector**

São José dos Campos
2023

Pedro Alves Fontes Neto

**Caracterização e Modelagem das Camadas E-Esporádicas (*Es*) em Estações de Baixa
Latitude no Setor Brasileiro**

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia da Universidade do Vale do Paraíba, como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Doutor em Física e Astronomia na área de atuação de Física Espacial e linha de pesquisa de Física da Ionosfera.

Orientador: Prof. Dr. Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella

Coorientadora: Profa. Dra. Láysa Cristina Araujo Resende Chagas

São José dos Campos, SP
2023

TERMO DE AUTORIZAÇÃO DE DIVULGAÇÃO DA OBRA

Ficha catalográfica

Fontes Neto, Pedro Alves

Caracterização e Modelagem das Camadas E-Esporádicas (Es) em Estações de Baixa Latitude no Setor Brasileiro / Pedro Alves Fontes Neto; orientador, Prof. Dr. Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella; co-orientadora Profa. Dra. Lâysa Cristina Araujo Resende Chagas. - São José dos Campos, SP, 2023.

1 CD-ROM, 200 p.

Tese (Doutorado) - Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos, Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia.

Inclui referências

1. Física e Astronomia. 2. Camada E-esporádica (Ionosfera), 3. Atividade solar. 4. Marés atmosféricas. I. Muella, Prof. Dr. Marcio Tadeu de Assis Honorato, orient. II. Chagas, Profa. Dra. Lâysa Cristina Araujo Resende, co-orient. III. Universidade do Vale do Paraíba. Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia. IV. Título.

Eu, Pedro Alves Fontes Neto, autor(a) da obra acima referenciada:

Autorizo a divulgação total ou parcial da obra impressa, digital ou fixada em outro tipo de mídia, bem como, a sua reprodução total ou parcial, devendo o usuário da reprodução atribuir os créditos ao autor da obra, citando a fonte.

Declaro, para todos os fins e efeitos de direito, que o Trabalho foi elaborado respeitando os princípios da moral e da ética e não violou qualquer direito de propriedade intelectual sob pena de responder civil, criminal, ética e profissionalmente por meus atos.

São José dos Campos, 14 de Agosto de 2023.

Pedro Alves Fontes Neto

Autor(a) da Obra

PEDRO ALVES FONTES NETO

**“CARACTERIZAÇÃO E MODELAGEM DAS CAMADAS E-ESPORÁDICAS (Es) EM
ESTAÇÕES DE BAIXA-LATITUDE NO SETOR BRASILEIRO.”**

Tese aprovada como requisito parcial à obtenção do grau de Doutor, do Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia, do Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento da Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos, SP, pela seguinte banca examinadora:

Prof. Dr. Arian Ojeda González	<i>Arian Ojeda González</i>
Prof. Dr. Marcio Tadeu de Assis H. Muella	<i>Marcio Tadeu de Assis Honorata Muella</i>
Prof. ^a Dr. ^a Láysa Cristina Araújo Resende Chagas	<i>Láysa Cristina Araújo Resende Chagas</i>
Prof. Dr. Valdir Gil Pillat	<i>Valdir Gil Pillat</i>
Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima	<i>Lourivaldo Mota Lima</i>
Prof. Dr. Juliano Moro	<i>Juliano Moro</i>

Prof.^a Dr.^a Lúcia Vieira

Diretora do IP&D – Univap

São José dos Campos, 02 de junho de 2023.

À minha mãe, Dalva Fontes, por sua luta diária durante toda minha vida estudantil.

À minha esposa, Thamires Fontes, que muito me ajudou nos momentos difíceis durante este doutorado.

Às minhas filhas, Nicolle e Sophia Fontes, que nos momentos de tristeza e incertezas me trouxeram alegria com suas palavras inocentes e puras, que mesmo sem saber, confortavam meu coração e me mostravam que a simplicidade da vida é a beleza de se viver.

AGRADECIMENTOS

À Deus, por ter me concedido saúde e uma mente aberta para realizar este trabalho.

À minha mãe, Dalva Fontes, por ter me incentivado em meus estudos.

À minha esposa, Thamires Fontes, por seu amor e seu apoio nos momentos de dificuldades.

Às minhas filhas, Nicolle e Sophia Fontes, pelas alegrias nessa jornada.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Marcio Muella, pela paciência e por acreditar que eu poderia desenvolver esta pesquisa em tempo hábil.

À minha coorientadora, Prof. Dra. Láysa Resende, pela dedicação nas orientações que muito me ajudaram na compreensão e desenvolvimento de minha pesquisa.

Ao Prof. Dr. Paulo Fagundes pela coautoria e contribuições nos três artigos frutos deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Valdir Pillat pela permissão de uso do software UDIDA, e pela coautoria e contribuições em dois artigos frutos desta pesquisa.

Ao Prof. Dr. Paulo Batista pela coautoria e contribuições em dois artigos frutos desta pesquisa.

À Profa. Dra. Vânia Andrioli pela coautoria e contribuições em meu primeiro artigo, e ao Prof. Dr. Alexandre Carrasco pela coautoria em meu primeiro artigo e permissão de uso do modelo MIRE.

Aos professores: Dr. Arian González, Dr. Alan Prestes, Dr. Alexandre Tardelli, Dr. Sérgio Pillig e Dra. Virginia Oliveira por me proporcionarem uma nova aprendizagem durante as aulas no doutorado.

Ao Prof. Dr. Lourivaldo Lima pelas contribuições em minhas bancas de qualificação e defesa da tese de doutorado.

Ao meu amigo, Prof. Dr. Fredson Santos, pelo apoio no início do doutorado, período em que enfrentei grandes dificuldades.

Ao Prof. Dr. Leandro Raniero pela oportunidade de continuidade no doutorado à distância durante alguns meses quando fui chamado a retornar ao meu campus por força de decreto, sem esta decisão, como diretor de pesquisa, eu não estaria escrevendo hoje estes agradecimentos.

Ao Prof. Dr. Edson Carvalho, meu orientador de mestrado, pelo incentivo para eu prosseguir meus estudos e cursar este doutorado.

Às secretárias do IP&D, Miriam Nunes e Nanci Vilela, pelo apoio administrativo durante este doutorado.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela concessão de bolsa mensalidade, sob número de processo 88887.372542/2019-00.

À Fundação de Amparo à Pesquisa e ao Desenvolvimento Científico e Tecnológico do Maranhão (FAPEMA) pela bolsa de pesquisa, sob número de processo BD-02689/20.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo suporte financeiro dado ao projeto de pesquisa, sob número de processo 314261/2020-6.

A todos aqueles que não menciono, mas que de alguma forma me ajudaram a realizar este trabalho, a todos, meu muito obrigado!

“Você sabe que não pode se divertir em um jogo a menos que conheça suas regras, seja ele um jogo de bola, um jogo de computador ou simplesmente um passatempo. Da mesma forma, você não pode apreciar plenamente o que o cerca até que tenha compreendido as leis da natureza. A física é o estudo dessas leis, que lhe mostrará como tudo na natureza está maravilhosamente conectado. Assim, a principal razão para estudá-la é aperfeiçoar a maneira como você enxerga o mundo”.

Paul Hewitt

Caracterização e Modelagem das Camadas E-Esporádicas (*Es*) em Estações de Baixa Latitude no Setor Brasileiro

Resumo

As camadas E-esporádicas (*Es*) são finas e densas camadas com alta ionização observadas entre cerca de 100 e 140 km de altitude na região E. A formação das camadas *Es* em baixas latitudes estão associadas, principalmente, ao fenômeno de cisalhamento dos ventos neutros. Com esse mecanismo, os íons moleculares e metálicos são impulsionados a convergirem para um ponto onde as velocidades das componentes dos ventos são nulas. As componentes diurna, semidiurna e terdiurna das marés atmosféricas são forçantes importantes para potencializar o mecanismo de cisalhamento de vento nas regiões de baixa latitudes. Além disso, as perturbações nas ondas planetárias (PWs) causadas por eventos de aquecimento súbito da estratosfera (SSW) podem provocar interação não linear entre as marés e essas PWs, alterando a dinâmica da mesosfera e termosfera inferior (MLT), causando modificações nas camadas *Es*. Neste trabalho de pesquisa foram realizados três estudos. O primeiro estudo analisou a relação entre a ocorrência das camadas *Es* com o ciclo de atividade solar. Para isso, empregou-se dados das ionossondas de Palmas (PAL, 10,17° S; 48,33° W; dip lat. -7,31°) e São José dos Campos (SJC, 23,18° S; 45,89° W; dip lat. -19,35°). No segundo estudo, investigou-se o efeito da maré terdiurna na ocorrência/formação das camadas *Es* observadas sobre PAL. Nestes dois primeiros estudos foram empregados dados coletados entre dezembro/2008 e novembro/2009, e entre dezembro/2013 e novembro/2014. Além disso, dados de radar meteórico e simulações obtidas do Modelo Ionosférico da Região E (MIRE) foram utilizados para se investigar o efeito da maré terdiurna sobre o perfil de densidade eletrônica da camada *Es*. Finalmente, em um terceiro estudo, pesquisou-se o efeito de três eventos de SSW ocorridos no hemisfério Norte sobre a influência na dinâmica das camadas *Es* no hemisfério Sul, especificamente nas latitudes de Araguatins (ARA, 5,65° S; 48,12° W; dip lat. -5,44°) e SJC. Foram analisados os eventos de SSW ocorridos no hemisfério Norte durante o inverno de 2018, de 2018/2019 e de 2020/2021. Os resultados dos estudos mostraram, primeiramente, uma anticorrelação entre a ocorrência das camadas *Es* com a atividade solar sobre PAL e SJC. Porém, a anticorrelação não foi evidente no período noturno do inverno em ambas as localidades. Os demais períodos sazonais apresentaram uma anticorrelação tanto no período diurno quanto noturno, mais expressivamente em SJC que em PAL. Os resultados mostraram também que a modulação em amplitude da maré terdiurna estão presentes nas taxas de ocorrência das camadas *Es* durante todos os períodos sazonais. Além disso, os resultados de simulações da densidade eletrônica das camadas *Es* concordaram melhor com as medidas quando a componente da maré terdiurna foi inserida no modelo. Por fim, foi observado que ocorreu um aumento expressivo das frequências de topo (*ftEs*) e das densidades das camadas *Es* durante os eventos de SSW analisados, com resultados mais significativos para a estação de ARA que está mais próxima do equador, do que para a estação de baixa latitude de SJC.

Palavras-chave: Camadas *Es*; atividade solar; maré terdiurna; aquecimento súbito da estratosfera; ionosfera de baixa latitude.

Characterization and Modeling of Sporadic-E (*Es*) Layers at Low Latitude Stations in the Brazilian Sector

Abstract

The sporadic-E layers (*Es*) are thin, dense layers of high ionization observed between about 100 and 140 km altitude in the E region. The formation of *Es* layers at low latitudes is mainly associated with the phenomenon of neutral wind shear. This mechanism drives the molecular and metal ions to converge to a point where the wind component velocities are zero. Diurnal, semidiurnal, and terdiurnal tidal components are important forces that enhance the wind shear mechanism in low latitude regions. In addition, Planetary waves (PWs) perturbations caused by sudden stratospheric warming (SSW) events can cause nonlinear interactions between tides and such PWs, altering the dynamics of the mesosphere and lower thermosphere (MLT), causing changes in the *Es* layer. In this research, three studies were conducted. The first study analyzed the relationship between the occurrence of *Es* layers and the solar activity cycle. We used ionosonde data at the stations of Palmas (PAL, 10.17° S; 48.33° W; dip lat. -7.31°) and São José dos Campos (SJC, 23.18° S; 45.89° W; dip lat. -19.35°). The second study investigated the effect of terdiurnal tides on the occurrence/formation of the observed *Es* layers over PAL. These first two studies used data collected between December 2008 and November 2009, and between December 2013 and November 2014. In addition, meteoric radar data and simulations obtained from the Ionospheric E Region Model (MIRE) were used to investigate the effect of the terdiurnal tide on the electronic density profile of the *Es* layer. Finally, in a third study, we investigated the effect of three SSW events occurring in the Northern Hemisphere on the *Es* layer influence in the Southern Hemisphere, specifically at the latitudes of the Araguatins (ARA, 5.65° S; 48.12° W; dip lat. -5.44°) and the SJC. SSW events occurring in the Northern Hemisphere during the winters of 2018, 2018/2019, and 2020/2021 were analyzed. The results of the studies firstly showed an anticorrelation between the occurrence of *Es* layers and the solar activity over PAL and SJC. However, the anticorrelation was not evident in the nocturnal winter period in both locations. The other seasonal periods showed an anticorrelation in both the daytime and the nighttime periods, which was more pronounced in SJC than in PAL. The results also showed that terdiurnal tidal amplitude modulations are present in the occurrence rates of *Es* layers during all seasonal periods. In addition, the simulation results of the electronic density of the *Es* layers were in better agreement with the measurements when the terdiurnal tidal component was included in the model. Finally, it was observed that an expressive increase in the top frequencies (*ftEs*) and densities of the *Es* layers occurred during the SSW events analyzed, with more significant results for the near equatorial site of ARA than for the low-latitude station of SJC.

Keywords: *Es* layers; solar activity; terdiurnal tide; sudden stratosphere warming; low-latitude ionosphere.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Estratificação da ionosfera e os principais constituintes acima de 100 km de altitude.	28
Figura 2 – Representação do movimento das correntes no eletrojato equatorial.	40
Figura 3 – Principais tipos de camadas <i>Es</i> encontradas em baixa latitude do setor brasileiro.	42
Figura 4 – Distribuição global das médias de <i>foEs</i> (em MHz) na região de baixa e média latitude durante as quatro estações do ano com rádio ocultação.	43
Figura 5 – Representação do mecanismo de cisalhamento de vento mostrando a formação das camadas <i>Es</i>	46
Figura 6 – Componentes de marés diurna e semidiurna simétricas e antissimétricas.	56
Figura 7 – Comparação das marés terdiurnas nos hemisférios Norte e Sul com média de amplitudes em 90 km.	58
Figura 8 – Esquema de uma onda planetária no hemisfério Norte e a convergência de plasma e acúmulo de íons metálicos em grandes áreas ciclônicas de cisalhamento de ventos horizontais.	60
Figura 9 – Perfis de ablação de elementos individuais de meteoros com 5 μg , 20 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ e 37° de ângulo zênite.	61
Figura 10 – Observação de um meteoro com os parâmetros de entrada na termosfera inferior de velocidade inicial 36 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, ângulo de entrada 1° do zênite; massa 10^{-8} kg; densidade 3500 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	63
Figura 11 – Comparação entre o fluxo solar F10.7 e a taxa de meteoros nos períodos dos ciclos solares 23 e 24.	64
Figura 12 – Exemplo de camada <i>Es</i> reduzida no software UDIDA com dados de uma ionossonda do tipo CADI.	68
Figura 13 – Agrupamento dos parâmetros das camadas <i>Es</i> no software Excel.	71
Figura 14 – Contagem dos tipos de camadas <i>Es</i> e soma total a cada 30 min.	72
Figura 15 – Normalização da soma dos tipos e taxa do número absoluto das camadas <i>Es</i>	73
Figura 16 – Exemplo de obtenção dos dados absolutos da taxa de camadas <i>Es</i>	74
Figura 17 – Exemplo de uma grade de frequências escolhidas para periodogramas.	76
Figura 18 – Ciclos Solar 23 e 24 com suas progressões de atividades e manchas solares.	86

Figura 19 – <i>TOEs</i> por dia para os períodos de baixa e alta atividade solar sobre PAL e SJC.	88
Figura 20 – Comparação dos <i>TOEs</i> entre a baixa e alta atividade solar das estações e meses sobre PAL e SJC.....	90
Figura 21 – Comparação das <i>ftEs</i> entre a baixa e alta atividade solar que ocorreram sobre PAL.	93
Figura 22 – Comparação das <i>ftEs</i> entre a baixa e alta atividade solar que ocorreram sobre SJC.	94
Figura 23 – Comparação da variabilidade temporal das taxas de ocorrência com a soma dos tipos de camadas <i>Es</i> entre os períodos de baixa e alta atividade solar sobre PAL e SJC.....	99
Figura 24 – Comparação da variabilidade temporal diária da soma dos tipos de camadas <i>Es</i> entre PAL e SJC durante a alta atividade solar.....	101
Figura 25 – Taxas das variações temporais dos tipos de camadas <i>Es</i> durante o ano de 2008/2009 sobre PAL.	107
Figura 26 – Distribuições das alturas virtuais dos tipos de camadas <i>Es</i> em função do tempo sobre PAL.	109
Figura 27 – Comparação entre a soma dos tipos de camadas <i>Es</i> entre as estações do ano de 2008/2009 sobre PAL.....	111
Figura 28 – Variação temporal da soma dos tipos de camadas <i>Es</i> em meses individuais sobre PAL.....	112
Figura 29 – Ajuste polinomial das taxas temporais das camadas <i>Es</i> obtidas em intervalos de 20 min sobre PAL.....	114
Figura 30 – Frequências máximas das camadas <i>Es</i> (<i>ftEs</i>) durante o ano de 2008/2009 da taxa total das camadas <i>Es</i> sobre PAL.....	115
Figura 31 – Periodogramas das <i>fbEs</i> com o espectro de potência para o ano de 2008/2009 em PAL.....	117
Figura 32 – Perfis de densidade das camadas <i>Es</i> simuladas no MIRE durante o ano de 2008/2009.	119
Figura 33 – Dados do evento de SSW que ocorreu em alta latitude do hemisfério Norte em fevereiro de 2018.	125
Figura 34 – Picos de <i>ftEs</i> observados em baixa latitude do setor brasileiro no hemisfério Sul em ARA e SJC no período do SSW de 2018.	126
Figura 35 – Análise do espectro de potência com a transformada wavelet para as <i>ftEs</i> e <i>fbEs</i> em Ara e SJC durante o SSW de 2018.	127
Figura 36 – Dados do evento de SSW ocorrido em alta latitude do hemisfério Norte em 2018/2019.	130
Figura 37 – Dados do evento de SSW ocorrido alta latitude do hemisfério Norte em 2020/2021.	131
Figura 38 – Picos de <i>ftEs</i> observados em baixa latitude do setor brasileiro no hemisfério Sul em ARA e SJC no período do SSW de 2018/2019 e 2020/2021.	133

Figura 39 – Análise do espectro de potência com a transformada wavelet para as <i>ftEs</i> e <i>fbEs</i> em ARA e SJC no período do SSW em 2018/2019.	135
Figura 40 – Análise do espectro de potência com a transformada wavelet para as <i>ftEs</i> e <i>fbEs</i> em ARA e SJC no período do SSW em 2020/2021.	136
Figura 41 – Variação temporal das taxas dos tipos de camadas <i>Es</i> ocorridos durante os eventos de SSW em 2018, 2018/2019 e 2020/2021 no hemisfério Norte.	141
Figura 42 – Variação temporal das alturas dos tipos de camadas <i>Es</i> ocorridos durante os eventos de SSW em 2018, 2018/2019 e 2020/2021 no hemisfério Norte.	142

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Reações fotoquímicas e energias de ionização mais importantes da região E.	38
Tabela 2 – Reações químicas para os constituintes moleculares e metálicos utilizados no MIRE.	82
Tabela 3 – Comparação entre os <i>TOEs</i> de PAL e SJC durante os períodos de alta e baixa atividade solar.	89
Tabela 4 – Comparação dos picos máximos mensais de <i>ftEs</i> e o pico de densidade eletrônica entre a baixa e alta atividade solar em PAL e SJC.	95
Tabela 5 – Coeficiente de correlação das variações mensais dos parâmetros <i>ftEs</i> e <i>TOEs</i> com a variação mensal do índice F10.7 entre os períodos de mínimo solar (2008/2009) e máximo solar (2013/2014).	97
Tabela 6 – Comparação das densidades simuladas da camada <i>Es</i> no MIRE com as componentes D+S, D+S+T e a densidade máxima média diária a partir de dados observados de ionossonda.	121
Tabela 7 – Apresentação dos maiores picos de <i>ftEs</i> , <i>fbEs</i> e densidades eletrônicas das camadas <i>Es</i> nas latitudes de ARA e SJC durante os eventos de SSW 2018, 2018/19 e 2020/21 ocorridos no hemisfério Norte.	140

LISTA DE SIGLAS

ARA	Araguatins
Ca	Cálcio
CABMOD	Chemical Ablation Model
CADI	Canadian Advanced Digital Ionosonde
CO ₂	Dióxido de Carbono
DW	Diurnal to the West
DE	Diurnal to the East
EEJ	Equatorial Electrojet
Es	E-esporádica
EUV	Extremo ultravioleta
fbEs	Frequência de bloqueio da camada Es
Fe	Ferro
foEs	Frequência ordinária da camada Es
f _p	Frequência de plasma
ftEs	Frequência de topo da camada Es
GPS	Global Positioning System
H	Hidrogênio
H ₂ O	Molécula de água
He	Hélio
h'Es	Altura virtual da camada Es
HF	High Frequency
hPa	hectopascal
HSS	High-Speed Stream
IMF	Interplanetary Magnetic Field
LT	Local Time
K	Kelvin
keV	quilo elétron-volt
M	Massa molecular média
Mg	Magnésio
MHz	Mega Hertz

MIRE	Modelo Ionosférico da Região E
MLT	Mesosphere-Lower Thermosphere
N ₂	Nitrogênio molecular
Na	Sódio
N _e	Densidade de elétrons
NO	Óxido nítrico
nT	Nanotesla
O ₂	Oxigênio molecular
O ₃	Ozônio
PAL	Palmas
Pa	Pascal
PW	Planetary Wave
Q2DW	Quasi-2 Days West
Q3DW	Quasi-3 Days West
Q6DW	Quasi-6 Days West
RO	Rádio Ocultação
SE	Semidiurnal to the East
Si	Silício
SJC	São José dos Campos
Sq	Solar quiet
SSW	Sudden Stratospheric Warmings
SW	Semidiurnal to the West
T	Temperatura
TE	Terdiurnal to the East
TOEs	Tempo de Observação de Camada Es
TW	Terdiurnal to the West
UDIDA	Univap Digital Ionosonde Data Analysis
URSI	International Union of Radio Science
UT	Universal Time

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	19
2	A IONOSFERA TERRESTRE E A FORMAÇÃO DAS CAMADAS E-ESPORÁDICAS	27
2.1	PROCESSO DE IONIZAÇÃO DA IONOSFERA	29
2.2	O ELETROJATO EQUATORIAL	39
2.3	AS CAMADAS E-ESPORÁDICAS (<i>ES</i>)	41
2.4	DINÂMICA DAS CAMADAS <i>ES</i>	43
2.5	CONTRIBUIÇÃO DO VENTO NEUTRO NA FORMAÇÃO DAS CAMADAS <i>ES</i> ..	45
2.6	CONTRIBUIÇÃO DAS MARÉS NA FORMAÇÃO DAS CAMADAS <i>ES</i>	47
2.7	INFLUÊNCIA DAS ONDAS PLANETÁRIAS NAS CAMADAS <i>ES</i>	59
2.8	CONTRIBUIÇÃO DAS CHUVAS DE METEOROS NA FORMAÇÃO DAS CAMADAS <i>ES</i>	61
3	METODOLOGIA E INSTRUMENTAÇÃO DA PESQUISA	66
3.1	REFLEXÃO DE PULSO DE SINAIS NA IONOSFERA	66
3.2	IONOSSONDA CADI E REDUÇÃO DE DADOS COM O <i>SOFTWARE</i> UDIDA	67
3.3	MÉTODO PARA A ANÁLISE DOS DADOS DA IONOSSONDA CADI	69
3.4	MÉTODO DE NORMALIZAÇÃO DOS DADOS REDUZIDOS NO UDIDA	70
3.5	DADOS DE TEMPERATURA, VENTO ZONAL, ONDAS PLANETÁRIAS, ÍNDICES DST E KP	74
3.6	MÉTODO DOS PERIODOGRAMAS LOMB-SCARGLE	76
3.7	MÉTODO DO ESPECTRO DE <i>WAVELET</i>	77
3.8	VENTOS DE MARÉS DO RADAR METEÓRICO DE SÃO JOÃO DO CARIRI	79
3.9	MODELO IONOSFÉRICO DA REGIÃO E (MIRE)	80
4	ANTICORRELAÇÃO DAS CAMADAS <i>Es</i> COM A ATIVIDADE SOLAR	85
4.1	CICLO DE ATIVIDADE SOLAR	85
4.2	ANTICORRELAÇÃO DOS <i>TOES</i> ENTRE 2008/2009 E 2013/2014 EM PAL E SJC ..	87
4.3	ANÁLISE DOS PARÂMETROS DE FREQUÊNCIAS DA CAMADA <i>ES</i>	91
4.4	COMPARAÇÃO ENTRE AS TAXAS DE OCORRÊNCIAS DAS CAMADAS <i>ES</i> EM PAL E SJC	98
5	MODULAÇÃO DA MARÉ TERDIURNA NAS CAMADAS <i>Es</i> SOBRE PAL ...	106
5.1	PERIODICIDADE TERDIURNA NAS OBSERVAÇÕES DAS CAMADAS <i>ES</i>	106
5.2	PERFIL DE DENSIDADE ELETRÔNICA DAS CAMADAS <i>ES</i> SIMULADO NO MODELO MIRE	118
6	EFEITOS DO AQUECIMENTO ESTRATOSFÉRICO SÚBITO (SSW) SOBRE AS CAMADAS <i>Es</i>	123

6.1	EFEITO DO SSW OCORRIDO EM FEVEREIRO DE 2018 SOBRE AS CAMADAS <i>ES</i> DE ARA E SJC	123
6.2	EFEITO DOS EVENTOS DE SSW DE 2018/2019 E 2020/2021 SOBRE AS CAMADAS <i>ES</i> DE ARA E SJC.....	129
6.3	EFEITO DOS EVENTOS DE SSW SOBRE OS TIPOS <i>Esf/l</i> E SUAS ALTURAS EM ARA E SJC	139
7	CONCLUSÕES	144
	REFERÊNCIAS	150
	APÊNDICE A: MANUAL INSTRUCIONAL DE REDUÇÃO E NORMALIZAÇÃO DA CAMADA <i>Es</i>	167
	ANEXO A: submissão do artigo na <i>Advances in Space Research</i> sobre a anticorrelação das camadas <i>Es</i> com a atividade solar	198
	ANEXO B: Publicação de artigo na <i>Annales Geophysicae</i> sobre a modulação da maré terdiurna nas camadas <i>Es</i> em PAL	199
	ANEXO C: Submissão do terceiro artigo no <i>Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics</i> sobre o efeito de eventos de SSW ocorridos no hemisfério Norte sobre as camadas <i>Es</i> formadas no setor brasileiro	200

1 INTRODUÇÃO

O estudo da atmosfera superior sobre o Brasil atrai a atenção de órgãos e agências espaciais do mundo todo devido aos fenômenos existentes nesse setor, entre eles, peculiaridades na região ionosférica. Alguns desses fenômenos são: o eletrojato equatorial, a anomalia ionosférica equatorial, a anomalia no campo geomagnético, as bolhas ionosféricas e a formação das camadas E-esporádicas (*Es*) (ABDU, 2005; CARRASCO; BATISTA; ABDU, 2007; KELLEY, 2009; ABDU *et al.*, 2014; RESENDE *et al.*, 2017a; 2017b).

A ionosfera terrestre é composta por elétrons livres e íons positivos produzidos quando a radiação solar incide sobre os constituintes neutros presentes na atmosfera. Portanto, a radiação solar e a química da atmosfera caracterizam a ionosfera, parcela ionizada da atmosfera superior da Terra que se estende entre 60 e 2000 km de altitude. A ionosfera é dividida em regiões com altitudes e características diferentes, representadas pelas letras D, E e F. A região D, se encontra entre 60 e 85 km de altitude, possui baixa densidade, íons negativos, positivos e íons complexos como o vapor de água (H_2O) e dióxido de carbono (CO_2). A região E possui altitude entre 90 e 150 km e apresenta uma maior densidade que a região D. Ela é constituída por íons moleculares e metálicos. Nessa região se encontram as camadas E-esporádicas (*Es*) que são adensamentos de íons moleculares e metálicos. A região F se encontra em maiores altitudes e se subdivide em camadas F1 (150-200 km) e F2 (acima de 200 km). Na camada F2, localiza-se o pico de densidade eletrônica da ionosfera, em que dependendo da latitude e do horário local pode ser detectada em ~250 km de altitude. Eventualmente, em regiões equatoriais de baixa latitude, em uma altitude presumida entre 500 e 700 km pode surgir ainda uma camada adicional, designada como camada F3 (BALAN *et al.*, 1997; 1999).

Conforme mencionado anteriormente, na região E se encontram as camadas *Es*, que são regiões finas e densas encontradas em altitudes que variam entre 100 e 140 km. Elas ocorrem em grande parte das latitudes e longitudes do globo terrestre e possuem diferentes mecanismos de formações que depende principalmente da latitude (KIRKWOOD; NILSSON, 2000). Essas camadas *Es*, são geralmente divididas em classes distintas: camadas equatoriais, camadas de baixa e média latitude e camadas aurorais ou de alta latitude. As camadas *Es* são classificadas em tipos e, conforme manual de redução e interpretação de ionogramas da *International Union of Radio Science* (PIGGOTT; RAWER, 1972), são representadas por letras minúsculas do alfabeto, como *c* (*cuspid*), *f* (*flat*), *h* (*high*), *l* (*low*), *q* (*equatorial*), *a* (*auroral*) e *s* (*slant*). Os tipos

de camadas *Es* mais comuns encontradas nas regiões do setor brasileiro normalmente são as *c*, *h*, *l* e *q*, formadas no período diurno, e o tipo *f*, noturna. A teoria mais aceita sobre a formação das camadas *Es* é o mecanismo de cisalhamento de vento, devido a presença das componentes de marés (WHITEHEAD, 1961; 1989; MATHEWS, 1998; HALDOUPIS, 2012; OIKONOMOU *et al.*, 2014). Apesar da nomenclatura “esporádica”, essas camadas são formadas constantemente na termosfera inferior e dependem dos constituintes da região E que podem apresentar um tempo de vida-média de minutos, horas ou dias (PLANE, 2003; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). Este fato ocorre porque sua composição é basicamente de íons metálicos, como: magnésio (Mg^+), ferro (Fe^+), cálcio (Ca^+), sódio (Na^+) e silício (Si^+), que são precipitados na atmosfera terrestre devido a ablação de meteoros (PLANE, 2003; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015; RESENDE *et al.*, 2017a; 2017b). A densidade das camadas *Es* está associada aos íons moleculares e metálicos da região E. Os íons metálicos possuem tempo de vida-média maior que os moleculares, e por esse motivo, as camadas *Es* formadas majoritariamente por íons metálicos são mais duradouras (WHITEHEAD, 1989; PLANE, 2003). Os íons Mg^+ e Fe^+ apresentam os maiores tempos de vida-média, respectivamente, de ~24 e ~28 horas em ~100 km de altura, por esse motivo estes íons são muito utilizados em modelos que estudam as camadas *Es* observadas na termosfera inferior (CARRASCO; BATISTA; ABDU, 2007; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015; RESENDE *et al.*, 2017a; 2017b).

Na comunidade científica existe consenso que durante os solstícios de verão, nos hemisférios Norte e Sul, a formação da camada *Es* ocorre em maior quantidade e de forma mais intensa (ARRAS *et al.*, 2008; CHU *et al.*, 2014; NIU *et al.*, 2019). Todavia, existem divergências quanto a relação das ocorrências de camadas *Es* com a atividade solar (MAKSYUTIN; SHERSTYUKOV; FAHRUTDINOVA, 2001; ZUO; WAN, 2002; PIETRELLA; BIANCHI, 2009; ZHANG *et al.*, 2015; NIU *et al.*, 2019; WU, 2020; ANDRIOLI *et al.*, 2022). A relação entre as ocorrências de camadas *Es* e a atividade solar é um tema ainda pouco estudado. Alguns estudos mencionam uma relação positiva (correlação) com a atividade solar para camadas *Es* fracas (frequências críticas entre 3 e 5 MHz) e uma relação negativa (anticorrelação) para camadas *Es* fortes (frequências críticas entre 6 e 7 MHz) (MAKSYUTIN; SHERSTYUKOV; FAHRUTDINOVA, 2001; MAKSYUTIN; SHERSTYUKOV, 2005). Outros autores apontam uma correlação durante o dia e uma anticorrelação durante a noite (ZHANG *et al.*, 2015). Além disso, em outra análise, não foi observada nenhuma relação entre a formação da camada *Es* e a atividade solar (PIETRELLA; BIANCHI, 2009). Entretanto, em

baixas latitudes de ambos os hemisférios, estudos recentes mostraram uma anticorrelação durante o dia e uma correlação durante a noite (WU, 2020; NIU, 2021; BERGSSON; SYNDERGAARD, 2022). Recentemente, foi observada no setor brasileiro uma anticorrelação da camada *Es* entre a baixa e alta atividade solar (ANDRIOLI *et al.*, 2022). Como exposto, este assunto dispõe de uma questão em aberto e não há consenso em relação à anticorrelação ou correlação da ocorrência de camadas *Es* com a atividade solar.

Maksyutin, Sherstyukov e Fahrutdinova (2001) analisaram a relação entre as frequências das camadas *Es* (*foEs*) e os ventos neutros em latitude média com a atividade solar em Moscou (56° N, 37° E). Os autores atribuíram a relação das camadas *Es* com a atividade solar à composição iônica da camada *Es*, onde apontam que a correlação negativa com a atividade solar foi observada em camadas intensas compostas de íons metálicos, enquanto a correlação positiva foi apontada para camadas fracas compostas por íons moleculares. Observaram também uma correlação negativa da componente de vento zonal e positiva com a componente meridional com a atividade solar, indicando este motivo como uma das possíveis razões para a correlação negativa das camadas *Es* de alta intensidade com a alta atividade solar. Posteriormente, Maksyutin e Sherstyukov (2005) estenderam esta análise a outras latitudes, como Moscou (56° N, 37° E), Alma-Ata (43,2° N, 76,9° E) e Irkutsk (52,5° N, 104° E), encontrando um coeficiente de correlação positivo durante o dia e negativo durante a noite para as camadas *Es* com *foEs* inferiores a 6 MHz.

Zhang *et al.* (2015) analisaram a relação das camadas *Es* durante quatro ciclos solares (1970–2010) em Hainan (20° N, 110,34° E), Lanzhou (36,06° N, 103,87° E) e Syowa (69° S, 39,6° E). Eles mostraram uma correlação positiva durante o dia e uma correlação negativa à noite entre as estações de baixa (Hainan) e média latitude (Lanzhou) e uma correlação positiva para a estação de alta latitude (Syowa). Estes autores argumentaram que os íons moleculares e metálicos têm um papel fundamental neste comportamento. De fato, durante o dia, as camadas *Es* são formadas por íons metálicos e moleculares em baixas e médias latitudes, enquanto as camadas *Es* noturnas são sustentadas por íons metálicos. Portanto, a correlação positiva tem sido atribuída à influência da atividade solar nos íons da região E. Recentemente, Bergsson e Syndergaard (2022) mostraram uma anticorrelação entre a ocorrência das camadas *Es* e a atividade solar em ambos os hemisférios. Eles também mostraram que a variação sazonal na altura de ocorrência da camada *Es* mostrou uma dependência considerável com a atividade solar, com variações sazonais menores no período de alta atividade solar.

No setor brasileiro, uma anticorrelação das camadas *Es* em relação à atividade solar foi observada por Andrioli *et al.* (2022) analisando a variação da maré sobre a estação de baixa latitude de Cachoeira Paulista (22,7° S; 45° W). Os autores observaram que no período de mínimo solar a amplitude da maré é mais forte do que no período de alta atividade solar. Eles evidenciaram que as amplitudes diurnas (semidiurnas) mostraram um aumento médio da componente meridional com ~30% (~28%) e a componente zonal com ~14% (~20%) no período de mínimo solar. Para os autores, esta variação nas amplitudes das marés se reflete na anticorrelação observada nas ocorrências de camadas *Es* com a atividade solar no setor brasileiro. No entanto, esta análise foi realizada apenas em uma latitude e não mostrou a distinção entre os períodos diurno e noturno no comportamento da ocorrência das camadas *Es*.

A fim de tentar esclarecer esta relação no setor brasileiro, neste trabalho foi realizado um estudo detalhado da formação das camadas *Es* em regiões de baixas latitudes no setor brasileiro durante as estações do ano nos períodos de baixa e alta atividade solar, representados respectivamente pelos anos de 2008/2009 e 2013/2014 no ciclo solar 24. Para esse objetivo, especificamente foram analisadas o comportamento das camadas *Es* nas regiões de Palmas (PAL, 10,17° S; 48,33° W; dip lat. – 7,31°) e São José dos Campos (SJC, 23,18° S; 45,89° W; dip lat. – 19,35°). Assim, analisou-se os tipos, a taxa de ocorrência, a intensidade da frequência, o comportamento diário, latitudinal e sazonal das camadas *Es* sobre estas regiões brasileiras.

As marés atmosféricas são uma das possíveis fontes de cisalhamento do vento, significando que as marés solares podem controlar fortemente a intensificação das camadas *Es* (FORBES; WU, 2006; FORBES *et al.*, 2008; MOUDDEN; FORBES, 2013). As marés solares são oscilações na atmosfera que ocorrem devido à absorção de radiação infravermelha e EUV pela água (H_2O), ozônio (O_3) e oxigênio molecular (O_2), respectivamente, na troposfera, estratosfera e termosfera inferior. Essa absorção de radiação provoca aquecimento periódico e expansão das amplitudes das marés que aumentam exponencialmente em altura à medida que são excitadas até a região da termosfera inferior entre as altitudes de 90 e 120 km (FORBES; WU, 2006; FORBES *et al.*, 2008; SMITH, 2012; PANCHEVA; MUKHTAROV; SMITH, 2013).

Dentre as marés que podem contribuir para o cisalhamento de vento e formação das camadas *Es* estão as marés terdiurnas, que apresentam duas discussões principais sobre sua geração atualmente na literatura, sendo uma a interação não linear entre as marés diurnas e semidiurnas (TEITELBAUM; VIAL, 1991; HUANG; ZHANG; YI, 2007; FORBES; WU, 2006; FORBES *et al.*, 2008; TRUSKOWSKI *et al.*, 2014; FORBES; ZHANG; BRUINSMA,

2014), e a outra é o aquecimento solar direto (AKMAEV, 2001; SMITH; ORTLAND, 2001; DU; WARD, 2010; LILIENTHAL; JACOBI, 2019). Para Truskowski *et al.* (2014), a maré terdiurna é gerada pela interação não linear entre as marés diurnas e semidiurnas em média e baixa latitude, porém, eles não descartam a contribuição do aquecimento direto. Lilienthal e Jacobi (2019) mostraram que o aquecimento direto é a principal fonte de geração da maré terdiurna em média e baixa latitude nos hemisférios Norte e Sul, sendo a interação não linear uma fonte secundária. A sazonalidade da amplitude da maré terdiurna tem sido estudada no interesse de compreender sua fonte de geração e sua variabilidade na termosfera inferior, que pode ter máximas em diferentes meses e latitudes dos hemisférios (ZHAO *et al.*, 2005; JIANG; XU; FRANKE, 2009; VENKATESWARA RAO *et al.*, 2011; MOUDDEN; FORBES, 2013; FYTTERER *et al.*, 2014; JACOBI; ARRAS, 2019).

A fase e o comprimento de onda vertical da maré terdiurna variam em função da estação e da latitude, diferindo-se entre as componentes zonais e meridionais (ZHAO *et al.*, 2005; VENKATESWARA RAO *et al.*, 2011; JACOBI; ARRAS, 2019). Jacobi e Arras (2019) compararam os resultados dos dados entre os radares meteorológicos Collm (51° N) e Obninsk (55° N), mostrando a variabilidade da amplitude da maré entre as estações, porém os ciclos sazonais anuais foram aproximadamente os mesmos para a componente zonal e meridional nessas latitudes. Moudden e Forbes (2013) também encontraram sazonalidade periódica da maré terdiurna em latitudes médias e baixas quando concentraram suas análises nas marés TW3, TE1, TW4 e TW5 (marés terdiurna para leste (TE) e oeste (TW) com números zonais 1, 3, 4 e 5) para tentar responder por que essas marés têm comportamentos sazonais bem definidos e repetíveis anualmente nos hemisférios Norte e Sul. Os autores apontaram que a maré TW3 tem a maior amplitude perto do equador em ambos os hemisférios e tem dois picos distintos que ocorrem regularmente a cada ano acima de 110 km nos equinócios de outono e primavera e no mês de fevereiro. Segundo os autores, esta maré apresentou características semelhantes à maré diurna (DW1) e semidurna (SW2) com relação à periodicidade anual e à variabilidade sazonal de amplitude nas latitudes dos dois hemisférios. Fytterer *et al.* (2014) analisaram o efeito da maré terdiurna nas frequências (*foEs*) das camadas *Es* usando dados de Rádio Ocultação (RO) sobre uma distribuição global entre $\pm 60^\circ$. Eles mostraram números quase uniformes de ocorrências de camadas *Es* e a amplitude de maré terdiurna durante os anos nestas latitudes em ambos os hemisférios. Os ventos de maré mantêm uma certa periodicidade anual através das latitudes (MOUDDEN; FORBES, 2013; FYTTERER *et al.*, 2014; JACOBI; KRUG; MERZLYAKOV, 2017; JACOBI; ARRAS, 2019), de maneira que uma análise de um mês

pode representar a maré em uma estação e uma análise de um ano pode representar um ciclo de maré em uma determinada latitude nos hemisférios.

Embora nosso conhecimento dos efeitos da maré sobre as camadas *Es* tenha avançado nos últimos 20 anos, ainda há dúvidas sobre o possível papel da maré terdiurna na formação das camadas *Es* em baixas latitudes. Portanto, o presente estudo também analisou os parâmetros das camadas *Es* obtidos a partir de dados da ionossonda instalada na estação de baixa latitude de PAL para investigar a modulação na ocorrência e formação das camadas *Es* associadas à maré terdiurna. Assim, os parâmetros de altura virtual (*h'Es*), frequência de topo (*fEs*), densidade da camada *Es* de quatro tipos distintos de camadas *Es* foram obtidos dos ionogramas registrados pela ionossonda de PAL nesta análise. Adicionalmente, o Modelo Ionosférico da Região E (MIRE) foi utilizado para simular o efeito da componente terdiurna (8 h) sobre os perfis de densidades das camadas *Es*.

Alguns estudos também têm mostrado que o Aquecimento Estratosférico Súbito (SSW, do inglês *Sudden Stratospheric Warming*) que ocorrem no hemisfério Norte podem influenciar as amplitudes das marés e das ondas planetárias (PW, do inglês *Planetary Wave*) (LIN *et al.*, 2012; JIN *et al.*, 2012; STRAY *et al.*, 2015; GONG *et al.*, 2018; CHOI; KIM; CHOI, 2019; LI *et al.*, 2020; MA *et al.*, 2020; ZHANG *et al.*, 2021; ROY; KUTTIPPURATH, 2022). O SSW geralmente ocorre no inverno em altas latitudes no hemisfério Norte com a desaceleração ou inversão do vento zonal que não acompanham o aquecimento causado pela descida da estratosfera, provocando um aquecimento repentino da estratosfera e um resfriamento da mesosfera (MATSUNO, 1971; WANG *et al.*, 2011; CHAU *et al.*, 2012; CHOI; KIM; CHOI, 2019; LI *et al.*, 2020; MA *et al.*, 2020; ZHANG *et al.*, 2021; ROY; KUTTIPPURATH, 2022). Goncharenko *et al.* (2010) e Chau *et al.* (2012) analisaram a resposta ionosférica para os SSWs de janeiro de 2008 e 2009 em baixas latitudes e regiões equatoriais. Os autores encontraram mudanças substanciais na densidade máxima do plasma com as ocorrências desses eventos. O efeito dos SSWs sobre as PWs possivelmente pode contribuir para a intensificação de camadas *Es* quando suas amplitudes alcançam a termosfera inferior após uma interação não linear com as marés. Entretanto, há poucos trabalhos abordando este tema, provavelmente porque o SSW no hemisfério Norte geralmente ocorre na estação do inverno, quando são observadas as menores taxas de ocorrências das camadas *Es* (CHU *et al.*, 2014; TSAI *et al.*, 2018; TANG *et al.*, 2021). Chau *et al.* (2012) observaram uma perturbação na densidade do plasma na termosfera inferior, antes e depois de um evento de SSW. Esta perturbação ocorreu na direção da região equatorial para a baixa latitude no hemisfério Sul. Li *et al.* (2020) observaram o efeito

do SSW na termosfera inferior na direção da média para a baixa latitude no hemisfério Norte. Os autores observaram que durante o SSW o comprimento de onda da maré semidiurna aumentou significativamente, incluindo em alguns casos também a maré terdiurna. Pancheva *et al.* (2008) analisaram as medidas das PWs na região da mesosfera e termosfera inferior (MLT, do inglês *Mesosphere-Lower Thermosphere*) em oito estações localizadas no hemisfério Norte, quatro em altas latitudes (63-69° N) e quatro em médias latitudes (52-55° N). Os resultados mostraram que antes do SSW o sistema MLT era dominado por uma onda de ~16 dias nos ventos zonais e meridionais. Após o SSW foram observadas oscilações mais longas (~22-24 dias) nos ventos zonais e meridionais na MLT, que provavelmente incluíram propagações ascendentes de PWs. Fagundes *et al.* (2015) investigaram a resposta da camada F2 em latitudes equatoriais e baixas no hemisfério Sul durante o evento de SSW de 2009 que ocorreu no hemisfério Norte. Após o pico de temperatura do SSW de 2009, os autores observaram uma grande perturbação em 16 locais desde o equador até as baixas latitudes do hemisfério Sul, com duração de 5 a 6 dias. Um dos poucos trabalhos que abordou a variabilidade das camadas *Es* durante um evento de SSW relatou valores de *foEs* com um máximo de 8 MHz durante o inverno na estação de Kaliningrado (54° N, 20° E), onde foi observada uma periodicidade similar entre as frequências das camadas *Es* e as PWs (KORENKOVA *et al.*, 2015). Recentemente, Tang *et al.* (2020) analisaram o efeito da maré lunar sobre as *foEs* em média e baixa latitude no hemisfério Norte durante eventos de SSWs que ocorreram entre 2011-2013. Os autores observaram a intensificação das quantidades de frequências críticas das camadas *Es* ao redor dos dias de lua nova e cheia durante os SSWs. Para contribuir com este tema, este trabalho também investigou pela primeira vez a possível influência de eventos de SSW que ocorreram durante o inverno no hemisfério Norte na variação das camadas *Es* formadas em baixas latitudes sobre o setor brasileiro (hemisfério Sul).

Assim, este estudo tem como objetivo geral a caracterização e modelagem das camadas *Es* formadas em baixas latitudes do setor brasileiro nos períodos de baixa e alta atividade solar, investigando-se a relação entre a formação da camada *Es* e o aumento da atividade solar. Para alcançar este objetivo geral, traçou-se metas com objetivos específicos, tais como: reduzir os parâmetros de frequência e altura das camadas *Es* a partir dos ionogramas gravados pelas ionossondas digitais instaladas nas estações ionosféricas de PAL, SJC e Araguatins (ARA, 5,65° S; 48,12° W; dip lat. -5,44°), a fim de obter as variações diárias e sazonais das camadas *Es* nestas regiões brasileiras; analisar os valores da frequência de bloqueio (*fbEs*), frequência de topo (*ftEs*) e a altura virtual (*h'Es*), utilizando-se o software UDIDA (*Univap Digital*

Ionosonde Data Analysis), que é um *software* desenvolvido por pesquisadores da Universidade do Vale do Paraíba (Univap); caracterizar os tipos de camadas *Es* conforme os critérios estabelecidos pela URSI (*International Union of Radio Science*); comparar a densidade eletrônica obtida dos dados observacionais com os resultados das simulações geradas pelo MIRE visando entender os mecanismos envolvidos nos processos de formação das camadas *Es* e analisar o possível efeito de eventos de SSW ocorridos no hemisfério Norte sobre as camadas *Es* formadas no hemisfério Sul.

Na seção seguinte deste trabalho, são apresentadas as fundamentações teóricas relacionadas a ionosfera e seus processos de ionização juntamente com os principais tópicos da fotoquímica e eletrodinâmica da região E. Adicionalmente, aborda-se especificamente a formação das camadas *Es* com os diferentes mecanismos e seus processos dinâmicos em baixa latitude, bem como a teoria do cisalhamento de vento sobre a influência dos ventos de marés e as chuvas de meteoros como principais contribuintes dos íons metálicos para formação das camadas *Es*. A seção 3 mostra a metodologia e instrumentação da pesquisa, onde se detalha a utilização da ionossonda do tipo CADI (*Canadian Advanced Digital Ionosonde*), que possui uma varredura em frequência na faixa de alta frequência (HF, do inglês *High Frequency*) entre 1 a 20 MHz (GAO; MACDOUGALL, 1991; HUANG; MACDOUGALL, 2005). Nesta seção também se descreve a metodologia empregada para visualização dos ionogramas e redução dos parâmetros e caracterização do tipo de camada *Es* através do software computacional UDIDA (PILLAT et al., 2013). Também é detalhado a aplicação do modelo MIRE, que utiliza a equação de continuidade e os principais íons moleculares, NO^+ , O_2^+ , N_2^+ e O^+ , e os íons metálicos, Fe^+ e Mg^+ , da região E, bem como as componentes de vento, U_x e U_y , e campo elétrico, $E_{x,y,z}$, como condições iniciais de entrada para obter os perfis de densidade e comportamento das camadas *Es* (CARRASCO; BATISTA; ABDU, 2007; RESENDE *et al.*, 2016; RESENDE et al., 2017a). Os resultados desta pesquisa são apresentados na seção 4, onde se mostra pela primeira vez no setor brasileiro a anticorrelação das ocorrências das camadas *Es* com a baixa e alta atividade solar encontradas simultaneamente em duas estações de ionossondas, SJC e PAL. Na seção 5 é apresentado também pela primeira vez a evidência do efeito da ação da maré terdiurna no desenvolvimento das camadas *Es* na região de baixa latitude do setor brasileiro com inclusão da componente da maré terdiurna inserida no modelo MIRE. Na seção 6 é mostrado pela primeira vez o efeito de eventos de SSW sobre as camadas *Es* no setor brasileiro simultaneamente em duas latitudes, SJC e ARA. Por fim, na seção 7 são apresentadas as conclusões.

2 A IONOSFERA TERRESTRE E A FORMAÇÃO DAS CAMADAS E-ESPORÁDICAS

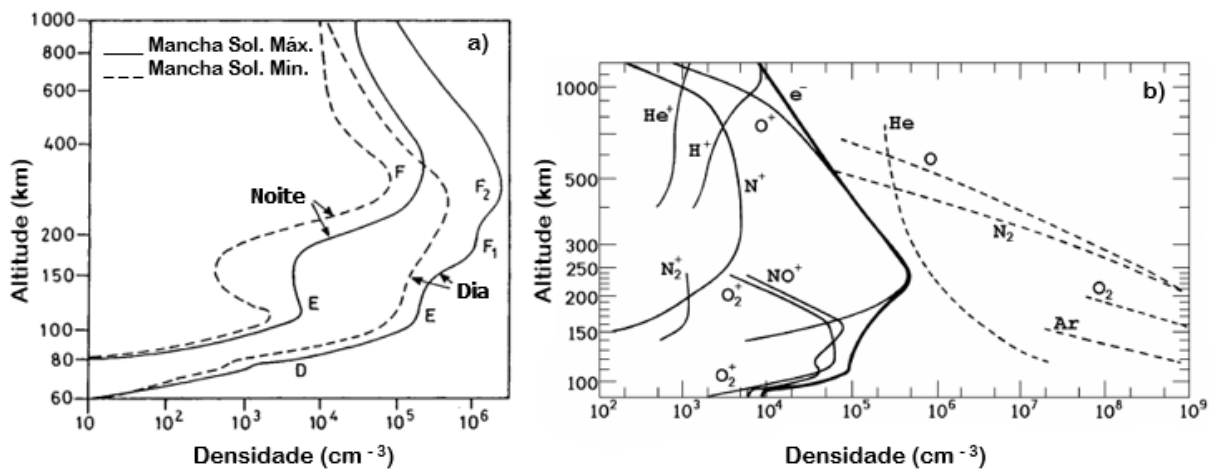
A ionosfera é uma região composta por camadas de elétrons e íons que se apresenta de forma estratificada horizontalmente e organizadas por perfis de densidade e temperatura do plasma (KELLEY, 2009). Esses perfis apresentam uma variabilidade com a hora local, a latitude, a estação do ano e um comportamento ionosférico com perfis calmos e turbulentos, além de variações periódicas com a escala de tempo em segundos até a ordem de um ciclo solar (HARGREAVES, 2003; KELLEY, 2009; SCHUNK; NAGY, 2009).

As camadas ionosféricas são mostradas na Figura 1 e se apresentam estratificadas em: região D, entre 50 e 85 km de altitude, região E, com altitude entre 90 e 150 km, e região F, que durante o dia se subdivide em F1 e F2, com altitude entre 200 até o máximo de ~2000 km. Nos perfis de densidade de plasma diurno e noturno, mostrados na Figura 1a, é possível observar que a incidência do espectro solar na atmosfera neutra durante o dia provoca um aumento exponencial da densidade em função da altitude até o limite da região F na ionosfera, onde ocorre o pico de densidade com $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; HARGREAVES, 2003). No período noturno, a densidade do plasma é reduzida e a região F aumenta sua altura, por outro lado, a região D se torna muito fraca a ponto de não ser observada por equipamentos e a região E pode ser reduzida. Em regiões onde predominam os íons moleculares NO^+ e O_2^+ , como na região E, a densidade é reduzida durante a noite e onde predomina o íon O^+ , como na região F, a densidade do plasma é mantida durante a noite (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; HARGREAVES, 2003). O limite do pico de densidade é atribuído à taxa de recombinação, na qual os íons e elétrons se recombinam para formar um átomo ou uma molécula neutra (KIVELSON; RUSSELL, 1995; KELLEY, 2009). Conforme os feixes de fótons penetram na atmosfera neutra, eles são absorvidos no processo de fotoionização causando um aumento de densidade na região E. Acima de 100 km de altitude os constituintes da ionosfera começam uma separação difusa de acordo com suas variações de massas por causa da diminuição de turbulência (Figura 1b).

A composição iônica e neutra acima de 100 km de altura é mostrada na Figura 1b. Entre 100 e 150 km os íons NO^+ e O_2^+ são dominantes, porém em cerca de 200 km a quantidade de oxigênio atômico (O) se aproxima da quantidade de oxigênio molecular (O_2) e acima de 250 km a densidade desse constituinte excede a do nitrogênio molecular (N_2). Essa

variabilidade do oxigênio se deve à fotodissociação do O_2 pela radiação ultravioleta (UV) com a difusão molecular, que promove a predominância do oxigênio atômico na composição do plasma (KIVELSON; RUSSELL, 1995; KELLEY, 2009). A Figura 1b mostra também que em altitudes mais elevadas os íons de hidrogênios (H^+) são dominantes e excedem os íons de hélio (He^+), acima de 500 km, mas os íons de He^+ variam bastante abaixo nessa região e podem atingir quantidades próximo da metade do total de íons nessa altura.

Figura 1 – Estratificação da ionosfera e os principais constituintes acima de 100 km de altitude.



Fonte: a) Modificado de Hargreaves (2003); b) Modificado de Kivelson e Russell (1995). a) Representação da estratificação da ionosfera no período diurno e noturno durante o máximo (linhas sólidas) e mínimo (linhas tracejadas) de um ciclo solar. b) Perfis dos principais constituintes da atmosfera neutra terrestre (linhas tracejadas) e da ionosfera (linhas sólidas), baseado em medidas de espectrômetro de massa. A linha sólida grossa define o perfil de densidade eletrônica que equivale ao somatório dos constituintes ionizados.

Assim, observa-se que em regiões de baixa altitude os íons moleculares predominam e a densidade é reduzida fortemente durante a noite enquanto a densidade do plasma é mantida devido ao oxigênio molecular (O_2^+). Os fótons da radiação no extremo ultravioleta (EUV) possuem energia capaz de ionizar a atmosfera neutra, cujos processos produzem números quase iguais de íons (com cargas positivas) e elétrons (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; KELLEY, 2009). Essa produção com números de íons e elétrons aproximados é um requisito para a formação do plasma neutro, ou seja, para a neutralidade de carga a densidade de íons e elétrons devem ser aproximadamente iguais (PRÖLSS, 2004; KELLEY, 2009). A neutralidade do plasma da ionosfera é importante para o processo de ionização, como aborda a subseção seguinte.

2.1 PROCESSO DE IONIZAÇÃO DA IONOSFERA

No processo de ionização da ionosfera, principalmente da termosfera inferior, são essenciais para a produção de pares de íon-elétron e absorção das radiações EUV e raios-X. Além disso, esse processo se faz necessário para o fornecimento de energia (calor) para manter as altas temperaturas da termosfera (HARGREAVES, 2003; SCHUNK; NAGY, 2009). A energia cinética do par íon-elétron é proveniente do excesso de energia dos fótons durante o processo de absorção, todavia, uma parte dessa energia de ionização é dissipada em forma de calor após a recombinação e colisões entre os constituintes da ionosfera (SCHUNK; NAGY, 2009). A recombinação de íons moleculares e elétrons ou ligações de elétrons a moléculas neutras constituem dois importantes processos, de perda e produção, calculados pela equação de continuidade ou equilíbrio. Os resultados desses processos mostram os efeitos da concentração de elétrons ou densidade eletrônica e servem também para mostrar a densidade iônica. Simplificações podem ser feitas à equação de continuidade para a produção e perda na ionosfera abaixo de 150 km, onde os processos de transporte podem ser negligenciados por não serem muito importantes e por causa do aumento do atrito dos constituintes com o gás neutro nessa região. Assim, a derivada da equação de continuidade pode ser dada pela Equação (2.1),

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - l(N) - \nabla \cdot (N\mathbf{V}), \quad (2.1)$$

em que, N é a concentração de elétrons, q é a produção, $l(N)$ é a perda, \mathbf{V} é a velocidade líquida e $\nabla \cdot (N\mathbf{V})$ é a divergência do fluxo de velocidade da concentração de elétrons. A negligência do processo de transporte pode resultar da derivada, $\partial N/\partial t$, porque a constante de tempo associada ao termo de perda, $l(N)$, é muito pequena, e induz o termo $\partial N/\partial t$ a se tornar muito menor que os demais termos da equação de continuidade. Na realidade, na altura da termosfera inferior terrestre se encontra uma grande concentração de densidade e o atrito dos portadores de cargas com o plasma é muito forte, o que impede ou diminui drasticamente o movimento ou transporte dos constituintes nessa região da ionosfera. Assim, o transporte nessa região pode ser negligenciado para fins de cálculos, ocasionando uma taxa de variação de densidade pequena quando comparada aos termos de produção e perda, tendendo a zero quando a ionização tende ao máximo (PRÖLSS, 2004; SCHUNK; NAGY, 2009). De forma que, a equação de equilíbrio fotoquímico escrita como $q = l(N)$, torna-se adequada. Vale lembrar que, os termos fotoquímicos, q e $l(N)$, acima de cerca de 200 km não dominam mais a equação de

continuidade, porque nessa altitude o processo de transporte é dominante (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; HARGREAVES, 2003; PRÖLSS, 2004).

A fotoionização ionosférica é bastante próxima da teoria desenvolvida por Chapman (1931), que considera a diminuição da radiação solar enquanto atravessa a atmosfera no sentido das camadas inferiores. Essa teoria formula uma taxa de produção de ionização, q , em função da altura, h , e do ângulo zenital solar, χ . Supondo-se que:

- i) a atmosfera é composta por uma única espécie, distribuída exponencialmente com altura constante na altura de escala H ;
- ii) a atmosfera é plana e horizontalmente estratificada;
- iii) a radiação solar é absorvida em proporção à concentração de partículas de gás;
- iv) o coeficiente de absorção é constante, isto é, equivalente a assumir que a radiação é monocromática.

A radiação que entra na atmosfera diminui gradualmente de intensidade pela absorção atômica e molecular (BANKS; KOCKARTS, 1973b). Se o fluxo de radiação no intervalo de comprimento de onda $\lambda, \lambda + d\lambda$ é representado como $\phi(\lambda)$, a mudança no fluxo $d\phi$ devido à absorção por um gás neutro ao percorrer uma distância ds , pode ser dado por:

$$d\phi = -n\sigma_a\phi ds, \quad (2.2)$$

onde n é a concentração de gás neutro dependente da altitude, σ_a é a seção transversal de absorção dependente do comprimento de onda e ds é um incremento do comprimento do caminho na direção do raio óptico. Esta relação só é válida se não houver fontes locais de radiação e se não ocorrer dispersão de ressonância da radiação (BANKS; KOCKARTS, 1973b). Estas condições são geralmente atendidas na atmosfera diurna terrestre para as radiações solares ultravioletas.

A dependência de altitude do fluxo de radiação incidente decorre de Equação (2.2) como e tem relação entre os incrementos de comprimentos ds e dz , em uma atmosfera estratificada plana dada por:

$$\phi(\lambda) = \phi_\infty(\lambda) \exp\left(-\int_z^\infty n\sigma_a ds\right), \quad (2.3)$$

de onde $\phi_{\infty}(\lambda)$ é o fluxo de radiação no topo da atmosfera e a integração é feita a partir da altitude de observação z ao longo do percurso dos raios ópticos. O argumento do exponencial da Equação (2.3) é chamado de profundidade óptica e representado pelo símbolo τ , dado por:

$$\tau = \int_z^{\infty} n \sigma_a ds. \quad (2.4)$$

A radiação que entra na atmosfera terrestre é normalmente absorvida por vários gases neutros, cada um com sua própria seção transversal de absorção. A generalização da Equação (2.4) para uma atmosfera com múltiplos constituintes pode ser realizado e leva à expressão:

$$\tau = \sum_i \sigma_a^i \int_z^{\infty} n_i ds, \quad (2.5)$$

para que cada constituinte contribua para a diminuição da radiação proporção à sua seção transversal e densidade de coluna. Assim, usando as Equações (2.3) e (2.5) a diminuição de $\phi(\lambda)$ devido à absorção atmosférica pode ser escrita como:

$$\phi(\lambda) = \phi_{\infty}(\lambda)e^{-\tau}, \quad (2.6)$$

em que a dependência da altura é implicitamente contida na profundidade óptica. Esta equação pode ser usada para estimar as regiões atmosféricas onde ocorrerá a absorção de um determinado comprimento de onda de uma radiação. Como a maioria dos gases atmosféricos varia exponencialmente com a altitude, segue-se um comportamento semelhante para τ . Assim, a condição $\tau = 1$ (unidade de profundidade óptica) define uma altitude abaixo da qual o fluxo incidente de radiação vai rapidamente a zero. Se $N_T = \int_z^{\infty} n ds$, a altitude onde a unidade de profundidade óptica ocorre pode ser encontrada através da busca da altitude onde a relação

$$N_T = \frac{1}{\sigma_a}, \quad (2.7)$$

é satisfeita. A precisão da profundidade óptica requer que a trajetória dos raios geométricos seja especificada em relação à distribuição vertical dos gases absorventes (RISHBETH;

GARRIOTT, 1969). Assim, considerando um modelo simples onde os gases neutros são distribuídos de acordo com a lei barométrica

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dz}{H}, \quad (2.8)$$

onde H é a altura de escala de espécie absorvente. Ao integrar a Equação (2.8), temos que

$$p = p_0 \exp \left[-\int_{z_0}^z \frac{dz'}{H} \right], \quad (2.9)$$

ou com a equação dos gases perfeito, $p = n\kappa T$, temos que

$$n = n_0 \left(\frac{T_0}{T} \right) \exp \left[-\int_{z_0}^z \frac{dz'}{H} \right]. \quad (2.10)$$

Existem algumas possibilidades para a variação da altura de escala e temperatura. Logo, assumindo-se que T e H são constantes, a densidade pode dada por:

$$n = n_0 \exp \left[-\frac{(z - z_0)}{H_0} \right], \quad (2.11)$$

de onde os subscritos indicam os termos na altitude de referência z_0 . Além disso, é possível tomar g como sendo constante e permitir que a altura de escala varie conforme:

$$H = H_0 + \beta(z - z_0), \quad (2.12)$$

de onde uma variação linear da altitude em um gradiente de altura de escala é β . Neste caso, a densidade pode ser expressa como

$$n = n_0 \left(\frac{H}{H_0} \right)^{-(1+\beta)/\beta}, \quad (2.13)$$

se β for uma constante.

Para a derivação da profundidade óptica, é necessário encontrar uma expressão relativa à distância do caminho óptico ds ao incremento de altitude dz . Como primeira aproximação, suponhamos que a atmosfera seja plana estratificada com o Sol em um ângulo χ em relação ao zênite. Da geometria, a relação entre ds e dz é dada por $ds = -\sec\chi dz$. Assim, usando a Equação (2.4) a profundidade óptica para as distribuições de densidade definidas pelas Equações (2.11) e (2.13) pode ser obtida como:

$$\tau = nH\sigma_a \sec\chi, \quad (2.14)$$

para uma atmosfera com um constituinte, onde as quantidades são avaliadas na altitude para a qual a profundidade óptica é necessária. Com a Equação (2.5), a profundidade óptica para uma atmosfera com vários constituintes, cada um obedecendo a sua própria distribuição difusiva, é dada por:

$$\tau = \sec\chi \sum_i n_i H_i \sigma_a^i. \quad (2.15)$$

Com as Equações (2.11) e (2.13) é possível mostrar que τ aumenta exponencialmente com a altitude. Como o próprio τ é o argumento de uma exponencial, a absorção da radiação ocorre rapidamente após o ponto $\tau = 1$ ter sido alcançado. Além disso, com ambas as Equações (2.14) e (2.15) mostram que a profundidade óptica a cada altitude aumenta à medida que o ângulo zênite solar aumenta; ou seja, à medida que o Sol se move em direção ao horizonte, o conteúdo da coluna atmosférica se torna progressivamente maior. Em grandes ângulos de zênite, entretanto, o fator $\sec\chi$ que aparece nas Equações (2.14) e (2.15) é incorreto, pois a curvatura da Terra torna o conteúdo da coluna atmosférica uma função complicada do ângulo de zênite solar. Assim, a correção da expressão de profundidade óptica é realizada para ângulos de zênite solar com $\chi \gtrsim 70^\circ$ (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; BANKS; KOCKARTS, 1973b).

A distribuição vertical da ionização na atmosfera superior depende tanto da taxa de produção de íons quanto dos diferentes processos de perda de íons. Assim, usando Equação (2.6), a ionização resultante de um fluxo $\phi(\lambda)$ de radiação dada por:

$$q_j = n_j \sigma_1^j \phi_\infty(\lambda) e^{-\tau}, \quad (2.16)$$

de onde n_j é a concentração do gás iônico j e σ_I^j é a seção transversal de ionização dependente do comprimento de onda. O produto da seção transversal de ionização e do fluxo solar pode ser combinado para se obter o coeficiente de taxa de fotoionização $I_j(\lambda) = \sigma_I^j \phi_\infty(\lambda)$. Assim, para a produção a Equação (2.16) pode ser reescrita como:

$$q_j = I_j(\lambda)e^{-\tau}, \quad (2.17)$$

com a taxa total de ionização da espécie j , Q_j , dada por uma soma sobre as diferentes faixas de comprimento de onda, conforme dado por:

$$Q_j = \sum_{\lambda} q_j = n_j \sum_{\lambda} I_j(\lambda)e^{-\tau(\lambda)}. \quad (2.18)$$

Dependendo da distribuição de altitude dos gases neutros, a Equação (2.17) pode ser manipulada para encontrar a altitude do pico de ionização e a forma da camada de produção de ionização (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; BANKS; KOCKARTS, 1973b).

Para um modelo com um gás neutro representado pela Equação (2.11), uma camada é formada com a taxa máxima de produção de íons (q_m) e pode ser escrita como:

$$q_m = \frac{\sigma_I \phi_\infty e^{-1} \cos \chi}{\sigma_a H}, \quad (2.19)$$

que ocorre em uma altitude onde a Equação (2.20),

$$n = (\sigma_a H \sec \chi)^{-1}, \quad (2.20)$$

é satisfeita. Assim, a dependência da altitude em relação à taxa de produção de íons segue das Equações (2.16), (2.19) e (2.20) conforme a expressão dada por:

$$q = q_m \exp[1 - z/H - e^{-z/H} \sec \chi], \quad (2.21)$$

de onde a altitude z é medida em relação à unidade de profundidade óptica para $\chi = 0$, que ocorre quando a Equação (2.22), dada por:

$$n = (\sigma_a H)^{-1}, \quad (2.22)$$

é satisfeita. A equação (2.21) é a fórmula clássica de Chapman que prevê a produção de ionização devido à absorção da radiação solar em uma atmosfera isotérmica. Em grandes altitudes, a absorção da radiação é pequena; ou seja, $\exp(-z/H)$ pode ser negligenciada e a taxa de produção de íons aumenta proporcionalmente à densidade do gás neutro. Para o aumento do ângulo de zênite solar, χ , a magnitude do pico de produção diminui de acordo com a Equação (2.19), enquanto a altitude do pico de densidade se move para cima como previsto pela Equação (2.20) (BANKS; KOCKARTS, 1973b).

Usando a expressão de Chapman para a produção de íons (CHAPMAN, 1931), é possível supor que os elétrons e íons se perdem em um processo de recombinação dissociativo de forma típica, dada por:



com um coeficiente de recombinação α . Assim, é possível obter a equação de equilíbrio de ionização com as Equações (2.21) e (2.23), conforme segue em:

$$\alpha n_e^2 = q, \quad (2.24)$$

ou

$$n_e = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{1/2}, \quad (2.25)$$

de onde é possível obter a densidade de elétrons dada pela expressão:

$$n_e = \left(\frac{q_m}{\alpha}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{1}{2}\left[1 - z/H - e^{-z/H} \sec \chi\right]\right]. \quad (2.26)$$

Assim, a distribuição vertical de densidade de elétrons pode ser simplificada para a função conhecida como distribuição α -Chapman, dada pela Equação (2.27). Logo, a solução da Equação (2.1) pode ser obtida, com o termo $\partial N/\partial t = 0$, com a função de produção vertical

$q(z) = \alpha N^2$ e assumindo que os elétrons são perdidos a uma taxa αN^2 , onde α é o coeficiente de recombinação, conforme a expressão:

$$N(z) = \left(\frac{q_0}{\alpha}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{1}{2}\left(1 - z/H - e^{-z/H} - \sec\chi\right)\right]. \quad (2.27)$$

Para relacionar o pico de concentração de elétrons N_m (em cm^{-3}) e a frequência crítica (em Hz), uma camada Chapman pode ser idealizada para a região E, dada por:

$$f_o E = 9 \cdot 10^3 N_m = 9 \cdot 10^3 \left(\frac{q_0}{\alpha} \cos\chi\right)^{1/4}. \quad (2.28)$$

Se α variar com a altura, o expoente de $\cos\chi$ será diferente, porque a altura da camada varia com χ , e, mesmo com α constante, a existência de um gradiente de altura induz a uma dependência de um ângulo zenital diferente. Como visto antes, a densidade eletrônica da região E diminui no período noturno, da ordem de 10^5 elétrons. cm^{-3} para 10^3 elétrons. cm^{-3} , devido aos processos fotoquímicos que dominam essa região ionosférica (HARGREAVES, 2003; PRÖLSS, 2004; SCHUNK; NAGY, 2009). Além disso, a alteração do ângulo χ com o anoitecer pode proporcionar uma diminuição da densidade ionosférica, conseqüentemente, um forte enfraquecimento da região D e a redução da região E no período noturno.

Todavia, a atmosfera terrestre é composta por vários gases neutros com suas próprias secções transversais de absorção (σ_a) da radiação à medida que ela penetra na ionosfera com um fluxo que depende da altitude e de um argumento exponencial de profundidade óptica (τ) (BANKS; KOCKARTS, 1973b). Para uma atmosfera com múltiplos constituintes, essa profundidade óptica pode ser generalizada, segundo a Equação (2.29),

$$\tau = \sum_i \sigma_a^i \int_z^\infty n_i ds, \quad (2.29)$$

onde n é a concentração de gás neutro que depende da altura, σ_a é a seção transversal de absorção que depende do comprimento de onda da radiação incidente, e ds é o incremento do comprimento do caminho na direção de incidência da radiação. Para relacionar a profundidade

óptica τ , supondo uma atmosfera plana e estratificada, pode-se escrever que $ds = -\sec\chi dz$. De forma que, a profundidade óptica pode ser dada por:

$$\tau = nH\sigma_a \sec\chi. \quad (2.30)$$

Para Banks e Kockarts (1973b), uma atmosfera com vários gases obedece a suas próprias distribuições, logo, a profundidade óptica para múltiplos constituintes ionosféricos pode ser escrita na forma generalizada como a Equação (2.31),

$$\tau = \sec\chi \sum_i n_i H_i \sigma_a^i. \quad (2.31)$$

A expressão é uma aproximação aceitável para ângulos zenitais em que $\chi < 70^\circ$. Contudo, estudos apontam um aprimoramento dessa expressão em que incluíram ângulos zenitais maiores que 70° (SWIDER; GARDNER, 1969; HUESTIS, 2001). A profundidade óptica aumenta com a altitude à medida que o ângulo do zênite solar aumenta, ou seja, conforme a incidência da radiação solar muda do amanhecer para o anoitecer a coluna atmosférica se altera e o ângulo zenital também se altera. Nesse ambiente, a ionosfera se divide de acordo com os íons dominantes na região E, dominada por O_2^+ e NO^+ , região F, dominada por O_2^+ e O^+ , e a plasmasfera, dominada por H^+ . Além disso, considerando a relação entre a densidade de elétron, a densidade do gás neutro e a altitude, pode-se dizer que a região E ionosférica é limitada pela densidade eletrônica encontrada entre 100 e 150 km de altura. Para Prölss (2004), considerando-se os perfis de temperaturas típicas dos íons, elétrons e do gás neutro ionosférico, o componente eletrônico está em equilíbrio térmico com o gás neutro somente na ionosfera inferior, pois a partir de 150 km de altitude ocorre um desacoplamento dos dois componentes com um aumento maior da temperatura dos elétrons em direção a altitudes maiores da ionosfera, indicando uma fonte de calor da plasmasfera para as camadas inferiores ionosféricas.

A região E possui como principais íons primários N_2^+ , O_2^+ e O^+ . Todavia, os majoritários são os íons NO^+ e O_2^+ . As radiações que podem ionizar os constituintes encontrados nessa região ionosférica são as linhas solares Lyman- β ($\lambda = 1025\text{\AA}$) e C(III) ($\lambda = 977\text{\AA}$), que contribuem para a ionização do O_2 , e a linha Lyman contínuo ($\lambda = 910\text{\AA}$) para a ionização do oxigênio (BANKS; KOCKARTS, 1973). Além dessas contribuições, a radiação EUV ($\lambda = 800 - 1027\text{\AA}$) quando absorvida pelo oxigênio molecular e pelo nitrogênio molecular,

podem formar um dos principais íons da região E, o NO^+ . A Tabela 1 apresenta os principais constituintes da região E com suas reações fotoquímicas e as faixas de energias do espectro eletromagnético que fazem parte desses processos de ionização.

Tabela 1 – Reações fotoquímicas e energias de ionização mais importantes da região E.

Reação fotoquímica	Taxa de ionização ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)
$O_2 + hv (< 1026\text{\AA}) \rightarrow O_2^+ + e$	$q_{O_2^+}$
$N_2 + hv (< 796\text{\AA}) \rightarrow N_2^+ + e$	$q_{N_2^+}$
$NO + hv (< 1340\text{\AA}) \rightarrow NO^+ + e$	q_{NO^+}
$O + hv (< 911\text{\AA}) \rightarrow O^+(^4S) + e$ $\rightarrow O^+(^2D) + e$ $\rightarrow O^+(^2P) + e$	q_{O^+}

Fonte: Adaptado de Lin e Chu (2017).

Os perfis de produção para as espécies de íons N_2^+ , O_2^+ e O^+ possuem um máximo de absorção da radiação EUV em cerca de 170 km de altitude, onde se encontra a termosfera inferior (REES, 1989). Essa taxa de produção na ionosfera inferior pode ser explicada como resultado da absorção da faixa de comprimento de onda da radiação EUV, cuja penetração de radiação surge a partir da absorção relativa nestas faixas de comprimento de onda (REES, 1989; PRÖLSS, 2004). O processo secundário de produção é caracterizado como resultado da liberação de fotoelétrons durante o processo primário de ionização, na qual a energia pode ser suficiente para ionizar as próprias partículas do gás neutro. A taxa de ionização devido ao processo de ionização secundária pode ser tão grande quanto aos processos de fotoionização primária na região E, quando se considera todas as faixas de comprimentos de onda e constituintes nessa região. Outro processo de produção importante para a região E são as reações simples de trocas de cargas dos íons de uma espécie (PRÖLSS, 2004; RICHARDS; BILITZA; VOGLOZIN, 2010; LIN; CHU, 2017).

Além da produção, as perdas também são importantes para a termosfera inferior, pois se ocorresse apenas produção a densidade de ionização real seria excessivamente grande em pouco tempo (PRÖLSS, 2004; LIN; CHU, 2017). Os principais processos de perdas da ionosfera são a recombinação dissociativa de íons moleculares, a recombinação radiativa de íons atômicos e a troca de carga.

A recombinação dissociativa é um processo de perda muito importante para os íons moleculares, no qual os íons se dividem para formarem os constituintes da região. Já na recombinação radiativa, a perda para os íons atômicos ocorre de forma direta e o excesso de energia, total ou parcial, é dissipada como radiação. Esse tipo de recombinação é um processo muito mais lento que a recombinação dissociativa, esse processo ocorre na recombinação dos íons metálicos encontrados na região E ionosférica (REES, 1989; PRÖLSS, 2004; RICHARDS; VOGLOZIN, 2011; CHU *et al.*, 2014). Ao contrário, a recombinação por troca de carga é um processo em que um determinado constituinte perde íon, mas não a densidade de ionização total. Esse tipo de recombinação é importante para a região E quando são criados os íons moleculares NO^+ e O^+ pelo oxigênio atômico, que realiza uma reação de troca de carga com N_2 e O_2 (HARGREAVES, 2003; SCHUNK; NAGY, 2009). A recombinação dissociativa é um processo muito rápido e é responsável pela perda dos íons moleculares dominantes da região E, NO^+ e O^+ (RICHARDS; BILITZA; VOGLOZIN, 2010; LIN; CHU, 2017). A taxa de perda da região E varia com a altitude e, também, cresce com o aumento da densidade de ionização da região.

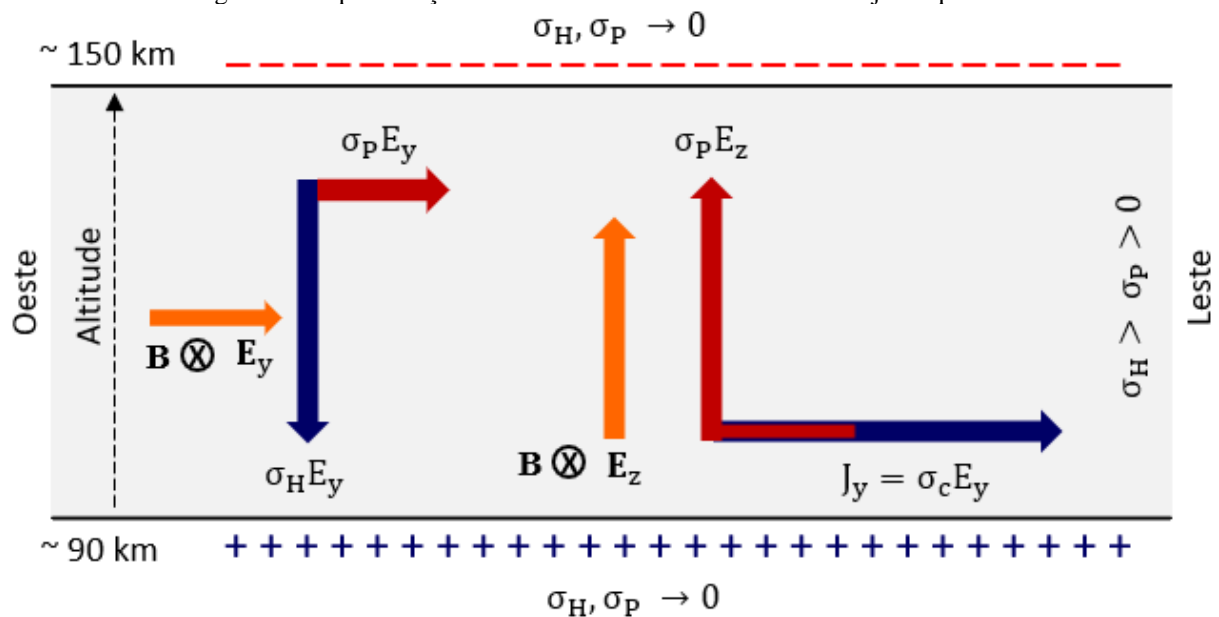
2.2 O ELETROJATO EQUATORIAL

Uma faixa de corrente forte sobre o equador magnético na região E ionosférica que flui horizontalmente na direção leste durante o dia é conhecida como eletrojato equatorial (CHAPMAN, 1951; PRÖLSS, 2004; ABDU, 2005). Esse, por sua vez, produz grandes variações nas componentes do campo magnético terrestre provocando um aumento significativo desse campo, que podem ser encontradas entre $\pm 5^\circ$ de latitude em ambos os hemisférios (FORBES, 1981; TAKEDA, 1991). Por exemplo, a medida da amplitude de Sq em uma estação próximo ao equador magnético, entre $\pm 3^\circ$ de latitude, foi de aproximadamente três vezes maior do que em uma estação entre $\pm 9^\circ$ de latitude do equador magnético (YAMAZAKI; MAUTE, 2017). Na Figura 2 pode ser visualizado uma esquematização da formação da corrente do eletrojato equatorial que facilita o entendimento de sua explicação.

A princípio a região E, onde se encontra um pico de condutividade, é considerada uma camada fina com condutividade muito mais alta em relação aos limites inferiores e superiores. O dínamo global na região E equatorial gera um campo elétrico primário ou zonal (E_y) direcionado para leste ($+\hat{y}$), durante o dia e perpendicular ao campo geomagnético (B_x), que é direcionado para o norte ($+\hat{x}$). Assim, flui uma corrente primária Pedersen ($\sigma_P E_y$) para leste

($+\hat{y}$), e uma corrente primária Hall ($\sigma_H E_y$) verticalmente para baixo ($-\hat{z}$). Devido a diferença de condutividade, essa corrente primária Hall proporciona acúmulos de cargas nos limites da região E, negativas na parte do limite superior (~ 150 km) e positivas na parte do limite inferior (~ 90 km). Isso resulta na geração de um campo elétrico de polarização secundário (E_z), direcionado verticalmente para cima ($+\hat{z}$), mais intenso que o campo elétrico primário (E_y). A força do campo elétrico de polarização aumenta até o limite imposto pela corrente secundária Pedersen ($\sigma_P E_z$), direcionada para cima ($+\hat{z}$), gerada com o campo de polarização E_z , de forma que essa corrente compensa a corrente primária Hall para manter um certo equilíbrio no sistema ($\sigma_P E_z = \sigma_H E_y$). Ao mesmo tempo que gera uma corrente secundária Pedersen, que compensa a corrente primária Hall, o campo elétrico secundário E_z gera uma corrente secundária Hall ($\sigma_H E_z$), que flui na mesma direção ($+\hat{y}$) da corrente primária Pedersen. Nesse ambiente, a corrente total resultante desse sistema de correntes equatoriais é o somatório da corrente primária Pedersen com a corrente secundária Hall, cujo valor em termos das condutividades resulta na condutividade Cowling, $\sigma_C = \sigma_P + \sigma_H^2/\sigma_P$.

Figura 2 – Representação do movimento das correntes no eletrojato equatorial.



Fonte: Elaborado pelo autor com base em Yamazaki e Maute (2017).

Essa intensa corrente mostrada na Figura 2 é o Eletrojato Equatorial (EEJ, do inglês *Equatorial Electrojet*), direcionado para leste durante o dia e oeste durante os períodos noturnos, quando se reclassifica como Contra-Eletrojato Equatorial (CEJ). Matematicamente, pode-se dizer que $\sigma_H E_y = \sigma_P E_z$, logo,

$$E_z = \left(\frac{\sigma_H}{\sigma_P} \right) E_y. \quad (2.32)$$

Para $\sigma_H > \sigma_P$, a componente do campo elétrico vertical excederá a componente do campo elétrico zonal, de forma que a corrente zonal pode ser calculada com

$$J_y = \sigma_H E_z + \sigma_P E_y = \left(\frac{\sigma_H}{\sigma_P} \right) E_y + \sigma_P E_y = \left(\frac{\sigma_H^2}{\sigma_P} + \sigma_P \right) E_y = \sigma_c E_y, \quad (2.33)$$

em que σ_c é denominada condutividade Cowling. O efeito Cowling afeta tanto o sistema global de corrente Sq quanto o eletrojato equatorial, pois as correntes Pedersen e Hall tendem a fluírem na mesma direção das correntes Sq (YAMAZAKI; MAUTE, 2017).

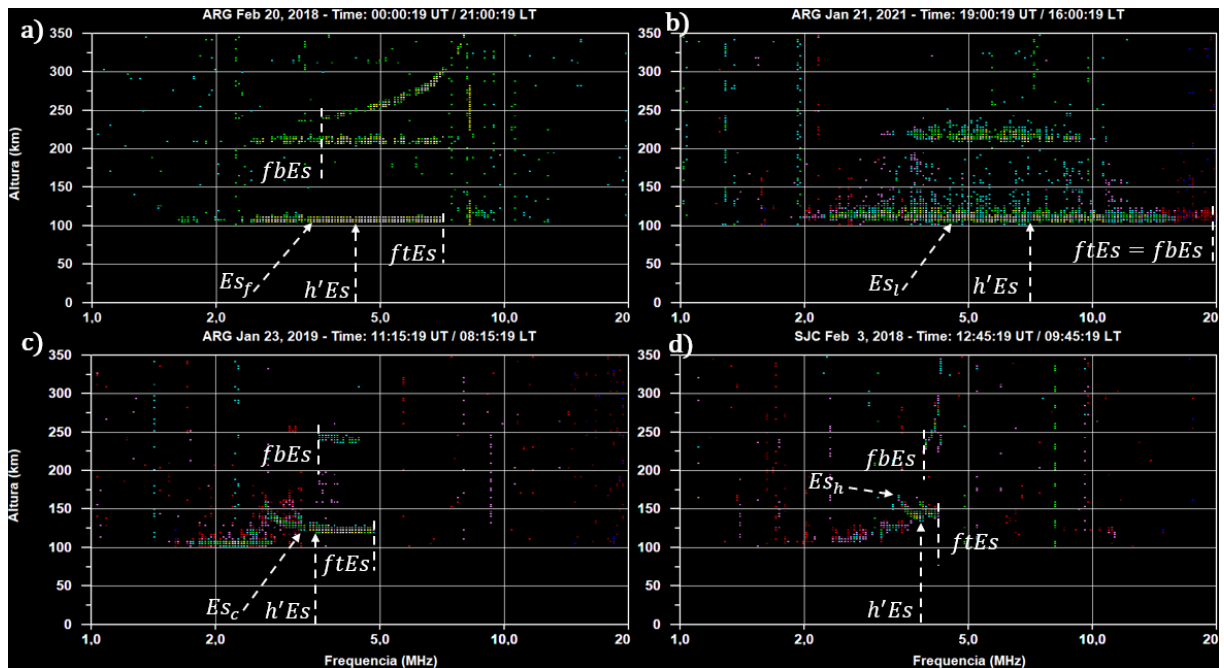
2.3 AS CAMADAS E-ESPORÁDICAS (*ES*)

As camadas *Es* são regiões finas e densas encontradas na região E ionosférica em altitudes que variam entre 100 e 140 km. Elas ocorrem em grande parte das latitudes e longitudes do globo terrestre e possuem diferentes mecanismos de formação que depende principalmente da latitude onde se encontram (KIRKWOOD; NILSSON, 2000; ARRAS *et al.*, 2008). Portanto, as camadas *Es* são classificadas em tipos designados por letras minúsculas do alfabeto, como *c* (*cusp*, ou cúspide), *f* (*flat*, ou plana), *h* (*high*, ou alta), *l* (*low*, ou baixa), *q* (*equatorial*), *a* (*auroral*) e *s* (*slant*, ou inclinada). Os tipos *c*, *h*, *l* e *q* são formadas no período diurno e o tipo *f* no período noturno. O tipo *h* ocorre em maiores altitudes, geralmente, varia entre 120 e 140 km, e é composta por dois traços descendentes em forma de “aspas” que pode aparecer e desaparecer subitamente, bem como pode evoluir para o tipo *c* em altitudes menores, entre 120 e 110 km. A camada *Es* do tipo *q* ocorre nas proximidades do equador magnético em altitude mais baixa na região E ionosférica. A Figura 3 mostra alguns tipos de camadas *Es* com suas alturas de formação, frequências de topo (*ftEs*) e frequências de bloqueio (*fbEs*).

A densidade da camada *Es* está associada aos íons moleculares e principalmente aos íons metálicos da região E. Como os íons metálicos possuem tempo de vida-média maior que os moleculares, as camadas *Es* são duradouras (WHITEHEAD, 1989; PLANE, 2003). Uma análise global das camadas *Es* foi realizado por Arras *et al.* (2008) e Chu *et al.* (2014), na qual os autores utilizaram a técnica de Rádio Ocultação (RO) com dados de satélites de baixa órbita

FORMOSAT-3 (*FORMosa SATellite Mission - 3*) e COSMIC (*Constellation Observing System for Meteorology, Ionosphere, and Climate*) e os receptores de GPS (*Global Positioning System*). Os resultados mostraram a existência de uma variabilidade sazonal com um aumento de densidade no verão em médias e baixas latitudes nos dois hemisférios.

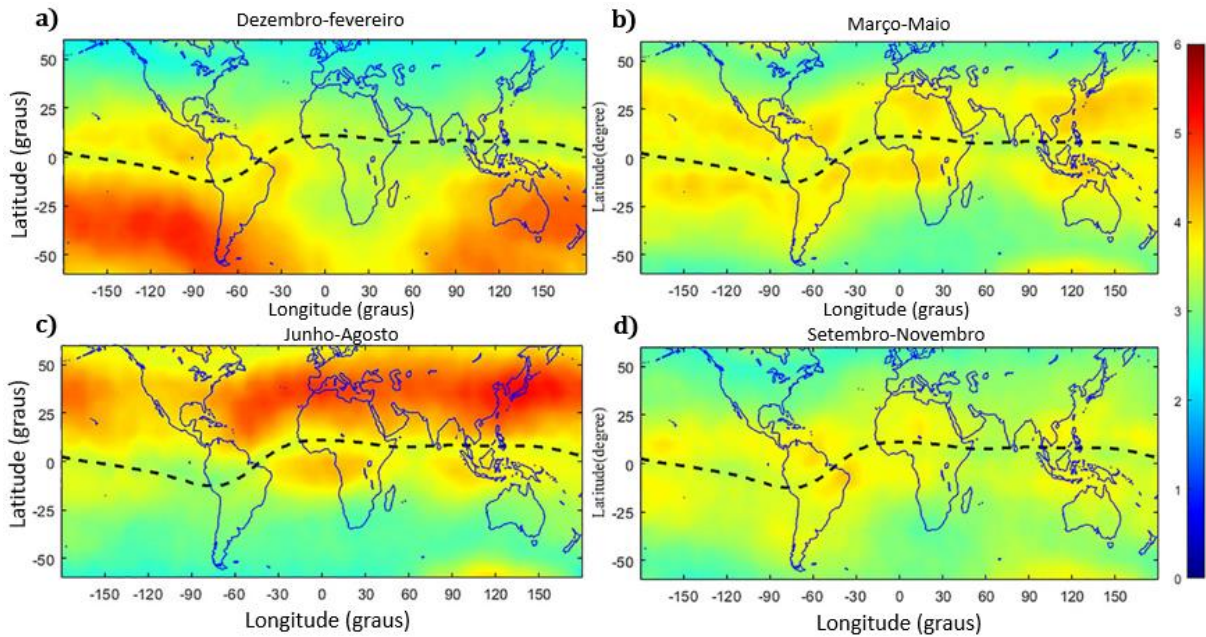
Figura 3 – Principais tipos de camadas *Es* encontradas em baixa latitude do setor brasileiro.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 4 mostra um exemplo da distribuição global da média de frequência ($foEs$) da camada *Es* nas diferentes estações do ano com a utilização de RO. A Figura 4a mostra que a taxa de ocorrência das $foEs$ no verão do hemisfério Sul (inverno do hemisfério Norte) é bem maior que nas demais estações do ano. O outono (primavera) apresenta uma taxa de ocorrência de camada *Es* equilibrada entre os dois hemisférios (Figura 4b), bem como a primavera (outono) (Figura 4d). Em contrapartida, a Figura 4c mostra que a estação do inverno (verão) no hemisfério Sul (Norte) é a estação que apresenta a menor (maior) taxa de ocorrência de camada *Es* em relação as demais estações do ano.

Figura 4 – Distribuição global das médias de f_oEs (em MHz) na região de baixa e média latitude durante as quatro estações do ano com rádio ocultação.



Fonte: Niu e Fang (2023). A resolução da RO é de $5^\circ \times 5^\circ$ e a linha preta tracejada se refere ao equador magnético.

Nota-se que além da maior taxa de camada Es ocorrer durante o verão nos dois hemisférios, principalmente em relação ao inverno, ao longo da linha do equador magnético (linhas pretas tracejadas) é observado um enfraquecimento da taxa de ocorrência da camada Es . Isso ocorre porque os elétrons nas alturas da região E seguem as linhas de campo da componente vertical do campo magnético até o ponto de adensamento dos constituintes que formam a camada Es . Este fato permite que haja a neutralidade do plasma, mantendo uma camada. Na região do equador magnético, o ângulo de inclinação da componente vertical magnética tende a zero, impossibilitando assim a neutralidade de carga e a formação de uma camada Es .

2.4 DINÂMICA DAS CAMADAS ES

Considerando que na região E ionosférica o movimento dos íons estão sujeitos aos campos elétricos e ventos neutros, que o gradiente de densidade está na direção vertical e que a difusão ambipolar contribui para a deriva vertical dos íons, a formação da camada Es será governada pela componente de deriva vertical (V_{iz}) (KIRKWOOD; VON ZAHN, 1993; KIRKWOOD; NILSSON, 2000; PRÖLSS, 2004). Assim, a equação que define essa componente de deriva vertical pode ser dada pela equação de momentum, adequada para a Equação (2.34):

$$[N_i]m_i \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = [N_i]e(\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - [N_i]m_i v_{in}(\mathbf{V}_i - \mathbf{U}) - \nabla P_i + [N_i]m_i \mathbf{g}, \quad (2.34)$$

em que $d\mathbf{V}_i/dt$ é a aceleração dada pela derivada total da velocidade dos íons, e é a carga elétrica do íon, v_{in} é a frequência de colisão do íon com o gás neutro, m_i é a massa iônica, N_i é a densidade iônica, \mathbf{U} é a velocidade do vento neutro, P_i é a pressão parcial, \mathbf{B} é o campo magnético terrestre, \mathbf{E} é o campo elétrico perpendicular a \mathbf{B} , e g é a aceleração da gravidade no eixo \hat{z} . Como na região E o transporte pode ser negligenciado, porque o termo da aceleração é muito menor que os termos de colisões, adota-se $d\mathbf{V}_i/dt = 0$. Assim, multiplicando-se a expressão por $1/N_i m_i$, pode-se simplificar a Equação (2.34), obtendo-se

$$\frac{e}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - v_{in}(\mathbf{V}_i - \mathbf{U}) - \frac{1}{[N_i]m_i} \nabla P_i + \mathbf{g} \approx 0. \quad (2.35)$$

Dadas as coordenadas cartesianas x , y e z , cujas componentes x (positiva para o norte), y (positiva para oeste) e z (positiva para cima) e considerando que $\mathbf{V}_i = (V_{ix}, V_{iy}, V_{iz})$, $\mathbf{U} = (U_x, U_y, U_z)$, $\mathbf{B} = (-B \cos I, 0, -B \sin I)$ e $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$, a Equação (2.35) pode ser reescrita para se obter a componente vertical da velocidade iônica. Assim,

$$\begin{aligned} V_{iz} \frac{(v_{in}^2 + \omega_i^2)}{\omega_i^2} &= \cos(I) \sin(I) U_x + \frac{v_{in}}{\omega_i} \cos(I) U_y + \left(\frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \sin^2(I) \right) U_z \\ &+ \frac{1}{v_{in}} \frac{e}{m_i} \cos(I) \sin(I) E_x + \frac{e}{\omega_i m_i} \cos(I) E_y \\ &+ \frac{e}{v_{in} m_i} \left(\frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \sin^2(I) \right) E_z + \left(\frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \sin^2(I) \right) V_d, \end{aligned} \quad (2.36)$$

onde o termo I corresponde a inclinação magnética. O termo V_d , que é a velocidade de difusão, pode ser expressa como:

$$V_d = -\frac{1}{[N_i]m_i v_{in}} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} [N_i] k T_i + [N_i] m_i g \right\}, \quad (2.37)$$

onde o κ refere-se a constante de Boltzmann e g é a gravidade no eixo z . Todavia, a velocidade de difusão pode ser desprezada no processo de formação das camadas Es porque sua contribuição na velocidade vertical do íon é muito pequena em comparação com a taxa de colisão entre íon e o gás neutro. Além disso, devido a ocorrência do equilíbrio hidrostático na região E, U_z tende a ser aproximadamente igual a zero. Dessa forma, pode-se reescrever a Equação (2.36) como:

$$V_{iz} = \frac{\omega_i^2}{(v_{in}^2 + \omega_i^2)} \left[\cos(I) \sin(I) U_x + \frac{v_{in}}{\omega_i} \cos(I) U_y + \frac{1}{v_{in} m_i} e \cos(I) \sin(I) E_x \right. \\ \left. + \frac{e}{\omega_i m_i} \cos(I) E_y + \frac{e}{v_{in} m_i} \left(\frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \sin^2(I) \right) E_z \right]. \quad (2.38)$$

A camada Es de adensamento ocorre onde as componentes do vento, meridional ou zonal, possui uma deriva de ionização vertical igual a zero. Na região E ionosférica as partículas (íons) estão sujeitas a uma força $q(\mathbf{U} \times \mathbf{B})$ para cima e para baixo (WHITEHEAD, 1961; 1989; KIRKWOOD; VON ZAHN, 1993; KIRKWOOD; NILSSON, 2000; CARRASCO; BATISTA; ABDU, 2007; HALDOUPIS, 2012). Acima de 120 km de altitude, a girofrequência dos íons é muito maior que a frequência de colisão ($\omega_i \gg \nu_i$), e o primeiro termo da Equação (2.38) dominará o movimento iônico. Neste caso, o movimento vertical ocorre ao longo da linha do campo magnético terrestre na direção da componente do vento meridional e da deriva \mathbf{ExB}/B^2 no sentido norte-sul (sul-norte). Por outro lado, se a frequência de colisão for muito maior que a girofrequência dos íons ($\nu_i \gg \omega_i$), o segundo termo da Equação (2.38) domina o movimento iônico. Este comportamento ocorre entre 100 e 120 km de altura, onde o movimento vertical ocorre na direção do vento zonal e da deriva \mathbf{ExB}/B^2 na direção leste-oeste (oeste-leste).

Finalmente, a Equação (2.38) pode ser utilizada tanto para os íons moleculares, NO^+ e O_2^+ , que são majoritários na região E ionosférica, quanto para os íons metálicos, Fe^+ e Mg^+ , principais constituintes metálicos na formação das camadas Es (WHITEHEAD, 1989; KOPP, 1997; PLANE, 2003; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015).

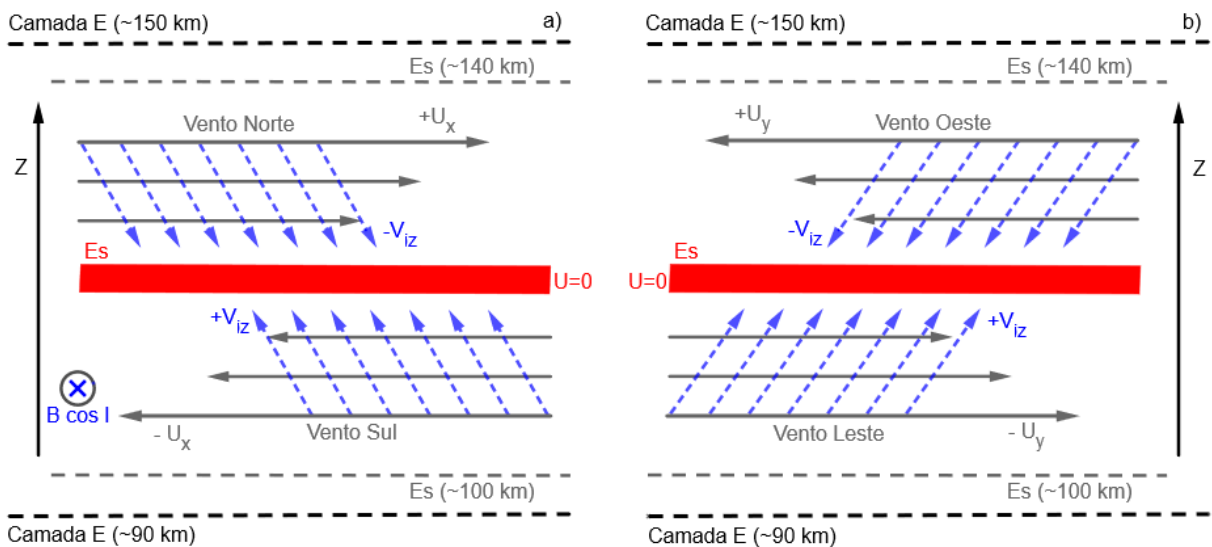
2.5 CONTRIBUIÇÃO DO VENTO NEUTRO NA FORMAÇÃO DAS CAMADAS ES

O impulso aos ventos termosféricos é dado pelo efeito dominante das variações diurnas quando ocorre a absorção da radiação solar ultravioleta (UV) pela atmosfera, que ao aquecer se

expande em um gradiente de pressão horizontal no sentido dia-noite. Além dos ventos horizontais, existem também os ventos verticais, que são da ordem de 1% da magnitude do vento horizontal (VOLLAND, 1995). Outro impulso que contribui para a formação dos ventos é a Força de Lorentz, que é um forçante importante, principalmente na região E da ionosfera.

A teoria do cisalhamento de vento é a mais aceita para explicar a formação das camadas Es. A Figura 5 mostra um esquema da atuação dos ventos meridionais e zonais no adensamento de uma nova camada causada pela convergência de íons devido à ação da força de Lorentz, $q(\mathbf{U}_n \times \mathbf{B})$, em que \mathbf{U}_n e \mathbf{B} correspondem, respectivamente, ao vento neutro e campo magnético.

Figura 5 – Representação do mecanismo de cisalhamento de vento mostrando a formação das camadas Es.



Fonte: Elaborado pelo autor com base em Shinagawa *et al.* (2017). Visão esquematizada do cisalhamento de vento a partir do hemisfério Sul com a) vento meridional e b) vento zonal. A linha tracejada na cor azul representa a ação da força de Lorentz na convergência dos íons até o ponto onde $U = 0$.

Acima de 125 km os íons se tornam mais magnetizados e são conduzidos pela componente meridional do vento horizontal. A partir dessa altura, o cisalhamento dos constituintes é realizado pela ação dos ventos meridionais (U_x), como mostrado na Figura 5a. Portanto, quando o movimento do vento está direcionado para o norte ocorre a convergência vertical do plasma para baixo e com o vento para o sul à deriva dos constituintes é para cima, provocando um cisalhamento em um ponto de convergência cuja velocidade seja nula ($U = 0$). Nesse caso, os íons são induzidos pela força de Lorentz a girarem perpendicularmente às linhas do campo magnético.

Por outro lado, o vento zonal (U_y), representado pela Figura 5b, é caracterizado pelo vento oeste (leste), que devido a presença do campo magnético gera uma força de Lorentz

carregando os íons para baixo. Quando o vento é para leste, os íons são carregados para cima. Assim, em um ponto de convergência, onde a velocidade é nula ($U = 0$), há o acúmulo de cargas, permitindo a formação de uma fina e densa camada.

O processo de cisalhamento de ventos é eficiente porque elétrons se movimentam ao longo das linhas de campo magnético seguindo os íons para manter a neutralidade de carga. Os íons se deslocam seguindo a componente vertical dos ventos na presença de um campo magnético (\mathbf{B}) forçados pela indução da força de Lorentz, até o ponto de convergência onde a velocidade do cisalhamento do vento é nula. Ou seja, os elétrons são fortemente ligados às linhas de campo magnético e acompanham o movimento dos íons através das linhas de campo para manter o plasma neutro. Esse efeito ocorre porque a girofrequência dos elétrons é muito menor que a frequência de colisão dos íons em alturas entre 100 e 125 km. Assim, os elétrons não são afetados diretamente pelos ventos neutros (WU, 2005; HALDOUPIS, 2012; YEH *et al.*, 2014). Portanto, o mecanismo de cisalhamento de ventos não é eficiente para a formação das camadas *Es* próximo do equador magnético e nas regiões aurorais. Na região do equador magnético, as linhas do campo magnético terrestre tendem a se tornarem paralelas e o movimento dos elétrons não conseguem contribuir para a neutralidade do plasma, que é uma condição necessária para o adensamento da camada *Es* (MACDOUGALL; JAYACHANDRAN; PLANE, 2000; HALDOUPIS *et al.*, 2007).

Em geral, o vento zonal caracteriza o cisalhamento dos íons em camadas *Es* em alturas menores que o vento meridional (HALDOUPIS, 2012). Essas componentes também contribuem para o movimento de descida das camadas *Es*, que será abordado na próxima subseção. Finalmente, nessas altitudes, os íons metálicos, que possuem tempo de vida-média maior que os moleculares porque possuem recombinação radiativa lenta, estão mais presentes, ocasionando a formação de camada *Es* mais duradoura e mais intensa que as formadas pelos ventos meridionais.

2.6 CONTRIBUIÇÃO DAS MARÉS NA FORMAÇÃO DAS CAMADAS *ES*

As marés solares são oscilações na atmosfera que ocorrem devido a absorção da radiação infravermelha e EUV, pela água (H_2O) na troposfera, pelo ozônio (O_3) na estratosfera e pelo oxigênio molecular (O_2) na mesosfera. Elas causam um aquecimento periódico entre 80 e 120 km de altitude e se expandem com amplitudes que crescem exponencialmente (FORBES; WU, 2006; FORBES *et al.*, 2008).

Pela teoria clássica das marés atmosféricas é possível inicialmente negligenciar os forçantes e a dissipação. Considerando um movimento da onda atmosférica com perturbação linear em um estado zonal médio estável, estratificado horizontalmente e isotérmico, onde os principais resultados são:

- i) as marés são automodos da atmosfera descrito pela função Hough;
- ii) as amplitudes crescem exponencialmente com a altura.

Um sistema dinâmico apresenta um modo normal quando as partes do sistema se movem de forma senoidal com a mesma frequência e uma fase fixa. Ou seja, os modos normais se movem de forma independentes e a excitação de um modo não causa o movimento de um modo diferente e são matematicamente ortogonais entre si (CHAPMAN; LINDZEN, 1970; FORBES, 1995). Assim, as equações primitivas são lineares para perturbações em uma atmosfera isotérmica, com equações de momento horizontal dada por:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega \sin\theta v + \frac{1}{a \cos\theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = 0, \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega \sin\theta u + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0. \quad (2.40)$$

E com a equação de energia dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi_z + N^2 w = \frac{\kappa J}{H}. \quad (2.41)$$

Logo, a equação de continuidade pode ser escrita como:

$$\frac{1}{a \cos\theta} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \theta} (v \cos\theta) \right] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0, \quad (2.42)$$

com as definições das variáveis são dadas por: u é o vento zonal para leste; v é o vento meridional para o norte; w é o vento vertical ascendente; Φ é a perturbação geopotencial; N^2 é o quadrado da frequência de empuxo, igual a $\kappa g/H$; Ω é a velocidade angular da Terra; ρ_0 é a densidade $\propto \exp(-z/H)$; z é a altitude; λ é a longitude geográfica; θ é a latitude geográfica; J

é a taxa de aquecimento por unidade de massa; a é o raio da Terra; g é a aceleração da gravidade; H é a altura de escala e t é a hora.

Com uma separação de variáveis, o conjunto de equações podem ser resolvidas para as marés atmosféricas, onde aparecem as ondas de propagação longitudinal de número zonal s e frequência σ . Se s for inteiro positivo e σ positivo a propagação da maré é para leste, se os valores de s e σ forem negativos as marés se propagam para oeste. Assim, a separação de variáveis é dada pela forma:

$$\Phi(\theta, \lambda, z, t) = \hat{\Phi}(\theta, z)e^{i(s\lambda - \sigma t)}, \quad (2.43)$$

A substituição da Equação (2.43) nas Equações (2.39) a (2.42) elimina as derivadas em relação a t e λ , permitindo a consolidação em uma única equação diferencial parcial de segunda ordem para Φ em z e θ . Existem soluções separáveis da seguinte forma:

$$\hat{\Phi}(\theta, z) = \sum_n \theta_n(\theta)G_n(z), \quad (2.44)$$

onde é possível realizar algumas manipulações para obter a expressão latitudinal e vertical para as marés, em que $\{\theta_n\}$ é um conjunto ortogonal completo e G_n é definido a seguir. Com isso, a excitação térmica pode ser expandida para a seguinte forma:

$$\hat{J} = \sum_n \hat{\theta}_n(\theta)J_n(z), \quad (2.45)$$

Das Equações (2.39), (2.40) e (2.44) podem ser derivadas expressões para as componentes da velocidade horizontal em termos de θ_n e G_n , dadas por:

$$\hat{u} = \frac{\sigma}{4\Omega^2 a} \sum_n U_n(\theta)G_n(z), \quad (2.46)$$

$$\hat{v} = \frac{-i\sigma}{4\Omega^2 a} \sum_n V_n(\theta)G_n(z). \quad (2.47)$$

De onde,

$$U_n = \frac{1}{(f^2 - \text{sen}^2\theta)} \left[\frac{s}{\cos\theta} + \frac{\text{sen}\theta}{f} \frac{d}{d\theta} \right] \Theta_n, \quad (2.48)$$

$$V_n = \frac{1}{(f^2 - \text{sen}^2\theta)} \left[\frac{s \tan\theta}{f} + \frac{d}{d\theta} \right] \Theta_n. \quad (2.49)$$

A expressão a seguir é uma consequência da separação de variáveis:

$$i\sigma H \left[\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \frac{\partial}{\partial z} G_n \right] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \kappa J_n) = \frac{i\sigma \kappa}{h_n} G_n, \quad (2.50)$$

de onde h_n surge como a constante de separação. Definindo $G'_n = G_n \rho_0^{1/2} N^{-1}$, $N^2 = \kappa g/H$ para uma atmosfera isotérmica em que $H = \text{constante} = 7,5 \text{ km}$ (correspondente a $T_0 = 256 \text{ K}$) e deixando $x = z/H$, resulta na forma canônica da equação da estrutura vertical (para uma atmosfera isotérmica) dada por:

$$\frac{d^2 G'_n}{dx^2} + \left[\frac{\kappa H}{h_n} - \frac{1}{4} \right] G'_n = - \frac{\rho_0^{-1/2}}{i\sigma N} \frac{d}{dx} (\rho_0 J_n). \quad (2.51)$$

A parte dependente de θ da solução está incorporada na equação de Laplace para a maré, dada por:

$$\frac{d}{d\mu} \left[\frac{(1 - \mu^2)}{(f^2 - \mu^2)} \frac{d\Theta_n}{d\mu} \right] - \frac{1}{f^2 - \mu^2} \left[- \frac{s(f^2 + \mu^2)}{f(f^2 - \mu^2)} + \frac{s^2}{1 - \mu^2} \right] \Theta_n + \epsilon \Theta_n = 0, \quad (2.52)$$

onde $\mu = \text{sen } \theta$ e $\epsilon_n = (2\Omega a)^2 / gh_n$. Assim, as equações que regem as perturbações atmosféricas são agora formuladas em termos de um problema de autofunção e autovalor. As soluções para as Equações (2.51) e (2.52) devem ser encontradas de acordo com determinadas condições de contorno. Observa-se que essas equações estão ligadas por h_n e ao conjunto de autovalores, que é chamado de "profundidade equivalente" (FORBES, 1995). Com as soluções da equação vertical é possível obter as condições de contorno para a equação (2.51), que pode ser reescrita como:

$$\frac{d^2 G'_n}{dx^2} + \alpha^2 G'_n = F(x), \quad (2.53)$$

onde $\alpha^2 = \kappa H/h_n - 1/4$. Assim, a forma da solução é dada por:

$$G'_n \sim Ae^{i\alpha x} + Be^{-i\alpha x}. \quad (2.54)$$

Logo, tem-se o caso em que $F(x) \neq 0$ (solução forçada) e em que $F(x) = 0$ (solução não forçada). Quando $F(x) \neq 0$, há duas possibilidades, se $h_n < 0$ ou $h_n > 4\kappa H$, então, com $\alpha^2 < 0$, temos que:

$$G'_n \sim e^{-|\alpha|x}, \quad (2.55)$$

acima da região de origem para uma solução limitada. Nesse caso, as soluções são chamadas de "evanescentes" ou "confinadas", pois as oscilações da onda estão mais ou menos confinadas à região de excitação (FORBES, 1995; ANGELATS I COLL; FORBES, 2002). Se $0 < h_n < 4\kappa H$, então $\alpha^2 > 0$ e uma "condição de radiação" em $x = \infty$, implica que:

$$G'_n \sim e^{i\alpha x}, \quad (2.56)$$

onde o sinal de mais (menos) na expressão de $\alpha = \pm(\kappa H/h_n - 1/4)^{1/2}$ é escolhido para ondas que se propagam para oeste (leste). Essa é a chamada solução de propagação, em que a onda se propaga para longe da região de origem (FORBES, 1995).

Quando $F(x) = 0$, a única solução não trivial que satisfaz os limites e $\omega = 0$ em $z = 0$ é dado por:

$$G'_n \sim e^{(\kappa - \frac{1}{2})x} \quad (2.57)$$

e

$$h_n = \frac{H}{1 - \kappa'} \quad (2.58)$$

de onde temos que $h_n = 10,5$ km para $H = 7,5$ km. Essa solução espontânea (não forçada) corresponde a uma resposta ressonante da atmosfera. Observa-se que a solução acima implica em:

$$u \sim e^{kx}, \quad (2.59)$$

correspondente à energia ($\rho_0 u^2$) que diminui, enquanto a velocidade horizontal e outros campos de onda aumentam exponencialmente. Essas ondas são às vezes chamadas de ondas de "borda" (FORBES, 1995). Além disso, para $h_n = 10,5$ km, α^2 é negativo, indicando que não há fluxo vertical de energia para fora da atmosfera ($w = 0$) e nem uma mudança de fase com a altura. Por isso a importância da dissipação da maré, pois sem ela, essas oscilações livres continuariam indefinidamente (LINDZEN; BLAKE, 1972).

A equação de Laplace para as marés é escrita para enfatizar a dependência explícita de s , σ e ϵ_n , conforme a equação (2.60) dada por:

$$F_{s,\sigma}(\Theta_n^{s,\sigma}) = \epsilon_n^{s,\sigma} \Theta_n^{s,\sigma}, \quad (2.60)$$

de onde o operador laplaciano é dado pela expressão,

$$L = \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\frac{(1 - \mu^2)}{(\eta^2 - \mu^2)} \frac{\partial}{\partial \mu} \right] - \frac{1}{\eta^2 - \mu^2} \left[-\frac{s(\eta^2 - \mu^2)}{\eta(\eta^2 - \mu^2)} + \frac{s^2}{1 - \mu^2} \right], \quad (2.61)$$

usando $\mu = \text{sen } \varphi$, $\eta = \sigma/(2\Omega)$ e autovalor

$$\epsilon_n = \frac{(2\Omega a)^2}{gh_n}. \quad (2.62)$$

Para cada escolha de s e σ , existem conjuntos de ϵ_n e Θ_n que satisfazem a Equação (2.60) e a condição de limite nos polos, com os parâmetros ϵ_n^s e σ relacionados para um determinado s . Duas classes de curvas são evidentes para as soluções de propagação para o leste ($\sigma > 0$) e para o oeste ($\sigma < 0$).

A partir da expressão para α^2 na Equação (2.53), para ϵ_n negativo ou suficientemente pequeno (ou h_n grande), as estruturas verticais são "fixas" ou "evanescentes", enquanto para ϵ_n

maior que cerca de 100, as soluções estão se propagando com comprimentos de onda verticais menores que 100 km. O conjunto de todos os Θ_n são as autofunções da equação de Laplace para marés e são chamadas de funções de Hough. Tanto o ϵ_n quanto o h_n (onde $\epsilon_n = 4\Omega^2 a^2 / gh_n \approx 88 \text{ km}/h_n$) são chamados de autovalores do sistema. Cada par de autofunção/autovalor constitui um "modo". Uma nomenclatura comum na identificação de modos é expressar explicitamente s , o número de onda zonal, e n , o índice meridional (assim chamado porque fornece informações sobre o número de nós latitudinais e a simetria que caracteriza Θ_n). Portanto, é comum referir-se a um modo específico como o modo Θ_n^s ou apenas o modo (s, n) .

Portanto, cada par de número de onda-frequência (componentes de maré) é uma superposição de funções Hough associadas ao índice n . Um valor negativo de n refere-se a modos evanescentes (sem propagação vertical) e um valor positivo a modos de propagação. A profundidade equivalente h_n está vinculada ao comprimento de onda vertical $\lambda_{z,n}$, sendo α_n/H é o número de onda vertical:

$$\lambda_{z,n} = \frac{2\pi H}{\alpha_n} = \frac{2\pi H}{\sqrt{\frac{\kappa H}{\alpha_n} - \frac{1}{4}}}. \quad (2.63)$$

Para a solução de "propagação" da equação de estrutura vertical, quando se tem $0 < h_n < 4\kappa H$, então $\alpha^2 > 0$ e a forma da solução da Equação (2.54) consiste em uma onda ascendente e uma descendente. A imposição de uma "condição de radiação" na parte superior do domínio determina qual termo da Equação (2.54) deve ser mantido. A condição de radiação exige que, em altitudes suficientemente grandes, a energia seja ascendente, ou seja, a velocidade vertical do conjunto seja positiva, ou $C_{gx} > 0$. Para que ocorra a derivação nessas condições, observe-se que, como

$$\alpha_n^2 = \frac{\kappa H}{h_n} - \frac{1}{4} = \frac{\kappa H g \epsilon_n}{(2\Omega a)^2} - \frac{1}{4}, \quad (2.64)$$

então,

$$C_{gx} \equiv \frac{\partial \sigma}{\partial \alpha} = 2\alpha \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} / \frac{\partial \alpha^2}{\partial \epsilon} = \alpha \frac{8\Omega^2 a^2}{\kappa g H} \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon}. \quad (2.65)$$

A escolha do sinal de $\alpha = \pm(\kappa H/h_n - 1/4)^{1/2}$ deve ser consistente com o da Equação (2.56). Assim, se $\partial\sigma/\partial\epsilon > 0$ a propagação da onda é para o oeste e se $\partial\sigma/\partial\epsilon < 0$ a onda se propaga para leste. Portanto, para manter $C_{gx} > 0$, na Equação (2.63) deve ser escolhido $\alpha > 0$ para ondas que se propagam para oeste e $\alpha < 0$ para ondas que se propagam para o leste.

As marés contêm componentes na direção vertical ($+\hat{z}$), cujas propagações para cima crescem em amplitudes exponenciais com a altura de escala H , $\sim \exp(z/2H)$, com $H = \kappa_B T/Mg$, em que κ_B é a constante de Boltzmann, T é a temperatura, M a massa molecular média e g é a aceleração da gravidade da terrestre. Os efeitos das propagações dessas componentes de marés são a conservação de energia em uma atmosfera cuja densidade diminui com a altitude. O aumento considerável da amplitude da maré do local onde é excitada em relação a termosfera inferior produz variações atmosféricas com o tempo local, podendo se dissipar e transferir energia e momentum (OBERHEIDE *et al.*, 2015; YU *et al.*, 2019).

As oscilações globais forçadas por uma fonte periódica regular que ocorrem em um tempo de 24 horas, são chamadas de marés diurnas, de 12 horas, marés semidiurnas e as de 8 e 6 horas, respectivamente, chamadas de terdiurnas e quarterdiurnas (CHAPMAN; LINDZEN, 1970; OBERHEIDE *et al.*, 2006; FORBES; WU, 2006; FORBES *et al.*, 2008; TRUSKOWSKI *et al.*, 2014; FORBES; ZHANG; BRUINSMA, 2014). O gradiente de energia térmica absorvido pelos constituintes da termosfera é o principal forçante da maré solar, enquanto para a maré lunar é a gravidade. As marés solares estão associadas às variações de temperatura global atmosférica, densidades e aos ventos induzidos pela absorção cíclica diária de energia solar. Supondo a continuidade no espaço e no tempo em torno das latitudes, para Forbes e Wu (2006) os campos da maré solar podem ser representados pela expressão na forma:

$$A(\lambda) = A_{n,s} \cos(n\Omega t + s\lambda - \phi_{n,s}), \quad (2.66)$$

com t correspondendo ao tempo (em dia), Ω representando a frequência de rotação da Terra $(2\pi/24)h^{-1}$, λ é a longitude, n (1, 2, 3, ...) é o índice do harmônico de um dia solar, s (... , -3, -2, ..., 0, 1, 2, ...) é o número de onda zonal, $A_{n,s}$ e $\phi_{n,s}$ são, respectivamente, a amplitude e a fase da onda em função da altura e latitude. A Expressão (2.66) aponta que suas componentes originam uma velocidade de fase zonal, C_{ph} , como resultado da derivação $C_{ph} = d\lambda/dt = -n\Omega/s$. Para $s = n$, a maré que se propaga para oeste, onde a velocidade de fase é igual a frequência de migração aparente do Sol para um observador na Terra, é denominada “maré

migratória” (MOUDDEN; FORBES, 2013). As oscilações com $n = 1, 2$ e 3 , correspondem aos respectivos períodos de 24, 12 e 8 horas. As marés podem se propagar para leste ($s < 0$), para oeste ($s > 0$) ou podem permanecer estacionárias ($s = 0$), chamadas de marés não migratórias.

As notações para as marés podem ser representadas como por exemplo DWs ou DEs, correspondente a uma maré diurna com propagação para oeste ou leste, com número de onda zonal s . Para representar as marés semidiurnas e terdiurnas, substitui-se a letra “D” por “S” e “T”, respectivamente, da mesma forma para as marés estacionárias (não migratórias) se adota D0, S0 e T0, correspondente, respectivamente, às marés diurna, semidiurna e terdiurna. Para Forbes e Wu (2006), com a soma sobre os valores de n e s , obtém-se a resposta da maré em qualquer altura e latitude. Assim, pode-se reescrever a Expressão (2.66) para um tempo local, $t_{LT} = t + \lambda/\Omega$, como

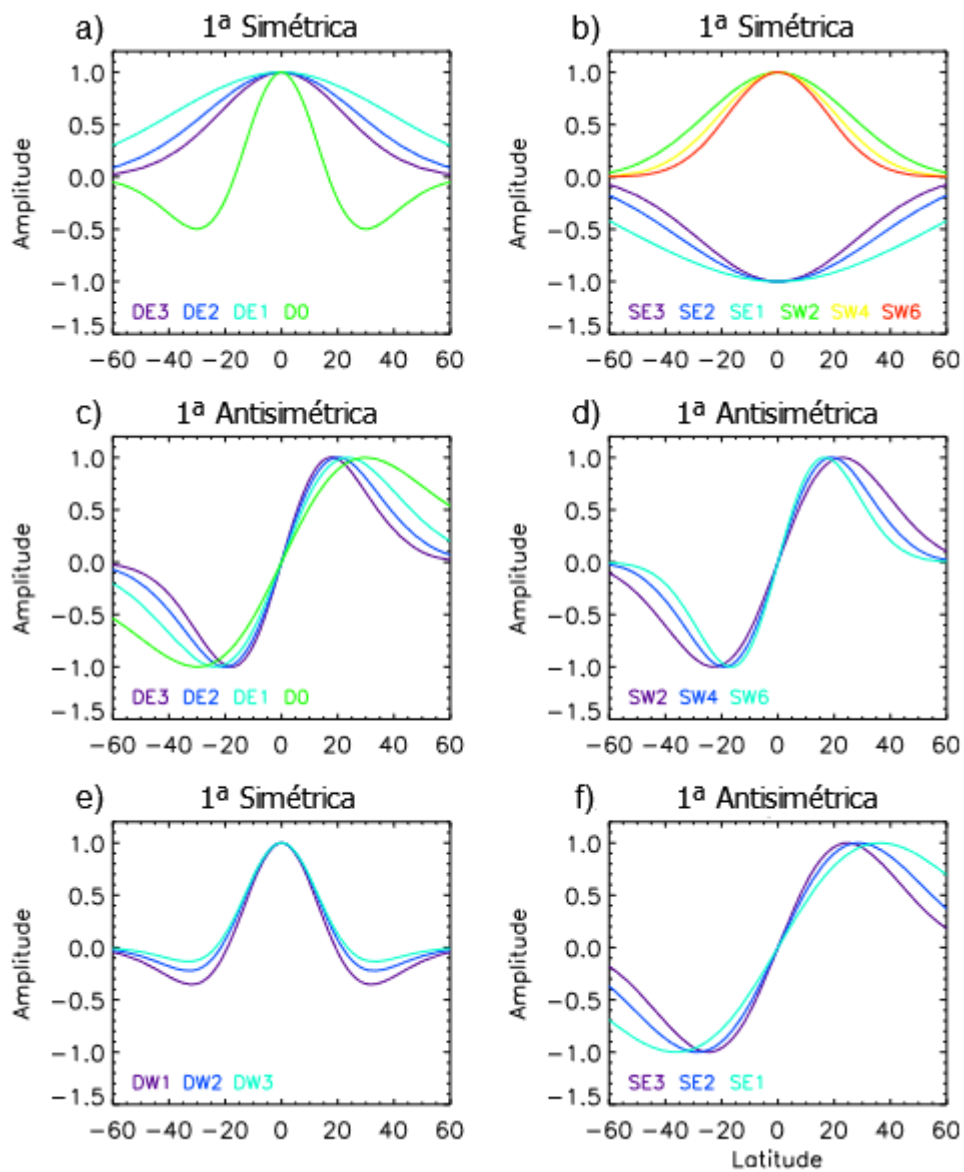
$$A(\lambda) = A_{n,s} \cos(n\Omega t_{LT} + (s - n)\lambda - \phi_{n,s}). \quad (2.67)$$

A maré diurna consiste em ondas de propagação ou migratórias e ondas não migratórias que podem ser analisadas pela Expressão (2.67), cuja resultante é uma equação separável e dependente da latitude e altitude. A latitude é analisada pela equação de maré de Laplace, cujas soluções são um conjunto de autofunções ortogonais, denominadas de modos Hough, e autovalores ou constantes de separação nomeadas de profundidades equivalentes (CHAPMAN; LINDZEN, 1970; FORBES, 1982a, 1982b). Os modos Hough são polinômios de Legendre associados que permitem a observação da excitação de maré e fornece uma ótica das estruturas verticais das marés devido à associação entre as autofunções, os autovalores e os comprimentos de ondas verticais (CHAPMAN; LINDZEN, 1970; FORBES, 1982a, 1982b; FORBES; WU, 2006; OBERHEIDE *et al.*, 2015). Tendo como referência para a simetria o equador, os modos Hough simétricos ocorrem quando a soma ($n + s$) é par, para valores positivos de n , ou quando essa soma é ímpar, para valores negativos de n . Já os modos antissimétricos mudam de sinal no equador e são caracterizados quando a soma ($n + s$) é ímpar, para valores de n positivos, e par para valores de n negativos (HAGAN; FORBES, 2003; FORBES; WU, 2006).

A Figura 6, mostra algumas funções Hough para os modos de propagação simétrico e antissimétrico das marés diurnas e semidiurnas, cujos números de ondas zonais correspondem as primeiras estruturas dos modos verticais. A Figura 6a corresponde a função Hough para a maré diurna com os números de ondas zonais da maré simétrica estacionária $s = 0$ (D0), e simétricas com propagação para leste $s = 1$ (DE1), $s = 2$ (DE2), e $s = 3$ (DE3). A Figura 6b

representa as marés semidiurnas simétricas para leste (SE1, SE2 e SE3) e para oeste (SW2, SW4 e SW6). As marés diurnas antisimétricas estão representadas na Figura 6c, com $s = 0$ (D0) correspondendo a maré estacionária, com $s = 1$ (DE1), $s = 2$ (DE2) e $s = 3$ (DE3) se propagando para leste. A Figura 6d mostra as marés semidiurnas antisimétricas para oeste (SW2, SW4 e SW6), e a Figura 6f representa as marés semidiurnas antisimétricas para leste (SE1, SE2 e SE3). Finalmente, a Figura 6e corresponde às marés diurnas antisimétricas para oeste (DW1, DW2 e DW3).

Figura 6 – Componentes de marés diurna e semidiurna simétricas e antissimétricas.



Fonte: Truskowski *et al.* (2014).

Na Figura 6 é possível observar que conforme aumentam as magnitudes dos números de ondas zonais os comprimentos de ondas verticais diminuem. Além disso, observa-se que algumas oscilações têm comprimentos de ondas maiores que suas correspondentes cuja propagação é para oeste. Outro ponto destacado na Figura 6, é que o primeiro modo simétrico ou antisimétrico tem comprimento de onda vertical maior que o segundo modo simétrico ou antisimétrico. Para Truskowski *et al.* (2014), as ondas diurnas simétricas possuem amplitudes que alcançam altitudes de 110 km, enquanto as componentes antisimétricas DW1, DW2 e DW3 possuem comprimentos de ondas que não são observados nessa altitude. Adicionalmente, as primeiras componentes das marés semidiurnas simétricas para leste têm comprimentos de ondas verticais muito longos.

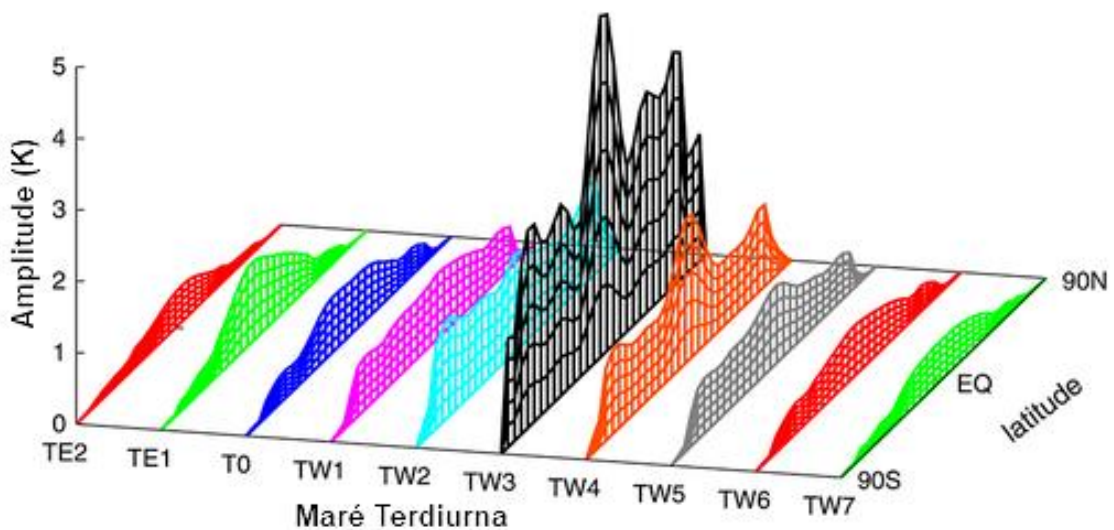
As componentes dos modos de propagação das marés migratórias se maximizam em baixas latitudes enquanto os modos das estacionárias se maximizam em média e altas latitudes, conforme as características das funções Hough (CHAPMAN; LINDZEN, 1970; HAGAN; FORBES, 2003; FORBES; WU, 2006; FORBES *et al.*, 2008). Uma característica que difere a maré migratória da não migratória é o fato da primeira ser sincronizada com o movimento aparente do Sol e ser periódica, ou seja, possui a mesma variação de tempo local em todas as longitudes (OBERHEIDE *et al.*, 2015). Por exemplo, a maré diurna migratória para oeste de número de onda zonal 1 (DW1) possui como característica uma amplitude primária com máxima de temperatura sobre o equador e duas secundárias próximas a $\pm 30^\circ$. As amplitudes horizontais de vento exibem mínimos no equador e picos de amplitudes quase simétricos em latitudes entre ± 20 e 30° (OBERHEIDE *et al.*, 2006; OBERHEIDE *et al.*, 2015). Por outro lado, as marés não migratórias são ondas que se propagam para oeste ou leste de forma mais rápida ou mais lenta que o movimento aparente do Sol, e, também, podem ser estacionárias (OBERHEIDE; GUSEV, 2002; OBERHEIDE *et al.*, 2006; OBERHEIDE *et al.*, 2015). A estrutura da maré pode ser prevista porque suas componentes e a variação de longitude devido à soma de duas ondas com uma frequência comum, σ , pode ser dada por:

$$A(\lambda)\cos(\sigma t - \phi(\lambda)) = A_1\cos(\sigma t + s_1\lambda - \phi_1) + A_2\cos(\sigma t + s_2\lambda - \phi_2), \quad (2.68)$$

de onde $A(\lambda) = \{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos[(s_1 - s_2)\lambda - (\phi_1 - \phi_2)]\}^{1/2}$ para amplitudes de componentes, A_1 e A_2 , fases, ϕ_1 e ϕ_2 , e números de ondas zonais, s_1 e s_2 (COLL; FORBES, 2002; HAGAN; FORBES, 2003). As interações entre maré-maré e maré-ondas planetárias podem dar origem às ondas secundárias ou terciárias que caracterizam as marés semidiurnas e

terdiurnas na termosfera inferior (HAGAN; MAUTE; ROBLE, 2009; MOUDDEN; FORBES, 2013; TRUSKOWSKI *et al.*, 2014; FORBES; ZHANG; BRUINSMA, 2014). As marés não migratórias, por exemplo, observadas na termosfera inferior podem surgir com o forçante térmico zonal assimétrico e as interações não lineares entre maré-maré e maré-onda planetária. As interações não lineares são embasadas na teoria de Teitelbaum e Vial (1991), que propuseram que duas oscilações com seus respectivos pares de ondas zonais primárias (s_1 e s_2) e suas respectivas frequências ($n_1\Omega$ e $n_2\Omega$), com $\Omega = (2\pi/24)h^{-1}$, podem gerar ondas secundárias com a soma ou diferença de suas frequências ($n_1\Omega + n_2\Omega$; $n_1\Omega - n_2\Omega$) e seus números de ondas zonais ($s_1 + s_2$; $s_1 - s_2$). Assim, uma interação não linear entre a maré diurna migratória ($n = 1, s = 1$) e a maré semidiurna migratória ($n = 2, s = 2$) pode originar a maré terdiurna migratória TW3 ($n = 3, s = 3$) (MOUDDEN; FORBES, 2013), que se destaca entre as terdiurnas (Figura 7).

Figura 7 – Comparação das marés terdiurnas nos hemisférios Norte e Sul com média de amplitudes em 90 km.



Fonte: Moulden e Forbes (2013).

Moulden e Forbes (2013) concentraram seus estudos nas marés terdiurnas TW3, TE1, TW4 e TW5, que são mostradas na Figura 7. Os autores mostram as médias das amplitudes das marés terdiurnas obtidas para cada latitude em uma altura de ~90 km. Nota-se que os modos da maré terdiurna possuem comportamento sazonal bem definidos. As marés terdiurnas migratórias para oeste são mais intensas que as não migratórias para leste, dentre as quais se destaca a TW3, cuja amplitude é a mais intensa. Essa maré possui variabilidade com as estações do ano, altura e amplitude com pico no equador em aproximadamente 90 km de altitude (DU; WARD, 2010; PANCHEVA; MUKHTAROV; SMITH, 2013; MOUDDEN; FORBES, 2013).

Outro ponto a ser destacado, é que a TW3 possui uma natureza repetitiva entre os anos e as suas amplitudes não refletem variabilidades significativas com a atividade solar durante um ciclo (MOUDDEN; FORBES, 2013). Portanto, dependendo da estação do ano, da altitude e da latitude, a maré TW3 pode ter amplitude com magnitude muito significativa, e, também, desempenhar um papel importante na variabilidade dos fenômenos que ocorrem na termosfera inferior, como a modulação de camadas *Es*.

2.7 INFLUÊNCIA DAS ONDAS PLANETÁRIAS NAS CAMADAS *ES*

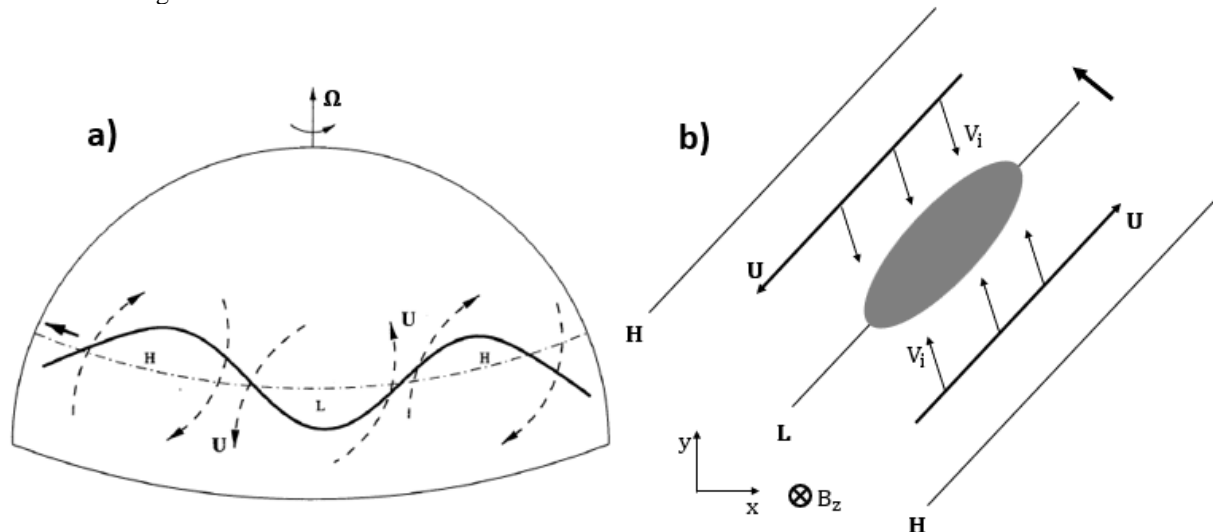
As ondas planetárias (PW) também podem influenciar no desenvolvimento das camadas *Es* como um mecanismo secundário devido as perturbações que causam no acoplamento mesosfera-termosfera inferior (MLT) (HALDOUPIS; PANCHEVA, 2002; PANCHEVA *et al.*, 2003; HALDOUPIS; PANCHEVA; MITCHELL, 2004; PANCHEVA *et al.*, 2008a; PANCHEVA *et al.*, 2008b; ZUO; WAN; ZHAO, 2009). A teoria mais aceita sobre esse mecanismo é que módulos de ondas planetárias se propagam com ventos horizontais e conseguem confinar íons metálicos em vórtices ciclônicos quando alcançam a termosfera inferior, intensificando as camadas *Es* já existentes (SHALIMOV *et al.*, 1999; VOICULESCU *et al.*, 2000; SHALIMOV; HALDOUPIS, 2002; HALDOUPIS; PANCHEVA, 2002; PANCHEVA *et al.*, 2003; HALDOUPIS; PANCHEVA; MITCHELL, 2004).

A Figura 8a mostra um esquema de visualização de uma onda planetária (PW) no hemisfério Norte composta de sucessivas regiões de alta e baixa pressão, sob condições de equilíbrio de ventos geostróficos (vento horizontal que resulta de um equilíbrio entre a força de gradiente de pressão e a força de Coriolis), acompanhada por vórtices ciclônicos e anticiclônicos em ventos neutros.

A Figura 8b mostra o esquema do mecanismo de convergência de plasma e acúmulo de íons metálicos em uma grande área de vórtice ciclônico ocupada durante o cisalhamento de vento horizontal produzida por ventos ciclônicos em uma onda planetária de propagação para oeste. Esse mecanismo se aplica às altitudes mais baixas da região onde o movimento dos íons é controlado pelas colisões com neutros e pela força geomagnética de Lorentz. Assim, os íons são desviados para dentro de áreas de vórtices e tendem a se acumularem, uma vez que têm longos tempos de vida. É possível que dentro dessas áreas seja mais fácil formar camadas *Es* fortes e com frequência bem intensas devido a potencialização das ondas PW no cisalhamento

de vento (SHALIMOV *et al.*, 1999; VOICULESCU *et al.*, 2000; PANCHEVA *et al.*, 2003; HALDOUPIS; PANCHEVA; MITCHELL, 2004).

Figura 8 – Esquema de uma onda planetária no hemisfério Norte e a convergência de plasma e acúmulo de íons metálicos em grandes áreas ciclônicas de cisalhamento de ventos horizontais.



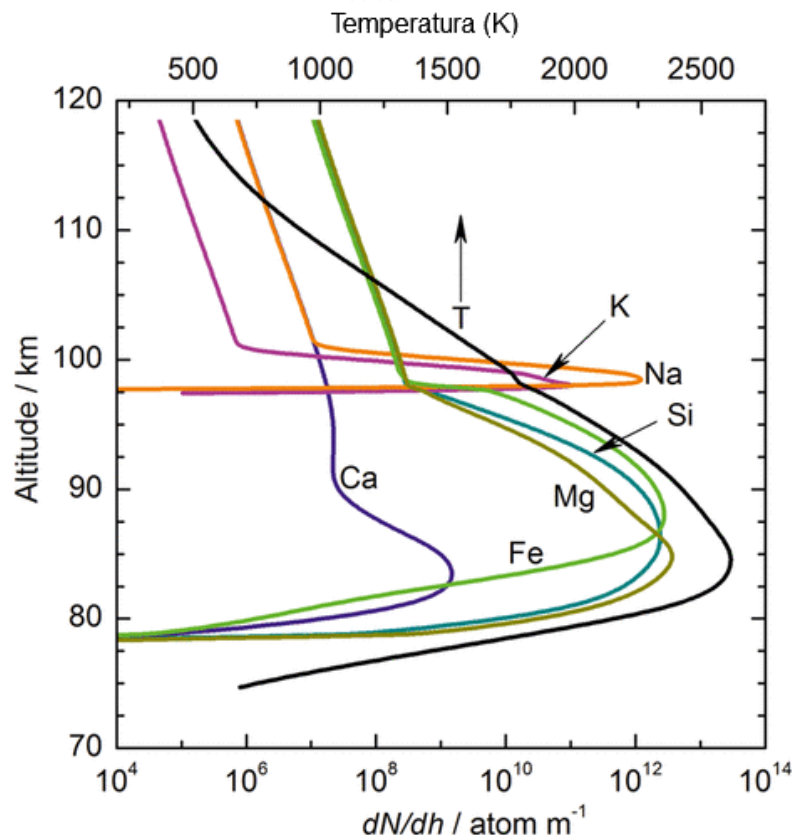
Fonte: Shalimov *et al.* (1999). a) A linha contínua representa a onda PW composta por regiões sucessivas de alta (*H*) e baixa (*L*) pressão em condições de equilíbrio de vento geostrófico. As linhas tracejadas com setas correspondem ao vento neutro e Ω corresponde a frequência da Terra. b) A área cinza corresponde ao vórtice ciclônico com aglomerado de íons metálicos e V_i é a velocidade de convergência dos íons.

Portanto, o movimento das PWs pode potencializar a convergência de íons para as alturas onde ocorrem o cisalhamento de vento durante a formação das camadas *Es*. Adicionalmente, é possível que ocorra uma interação não linear entre as marés (diurnas e semidiurnas) e as PWs que também são sugeridas como causa de intensificação da formação das camadas *Es* na termosfera inferior (HALDOUPIS; PANCHEVA, 2002; PANCHEVA *et al.*, 2003; PANCHEVA *et al.*, 2008a; ZUO; WAN; ZHAO, 2009; PIGNALBERI; PEZZOPANE; ZUCCHERETTI, 2015). Haldoupis e Pancheva (2002) analisaram a influência da PW sobre a formação das camadas *Es* em oito estações de ionossondas em média e baixa latitude no setor europeu e americano. Eles concluíram que as PWs estão confinadas na altitude da MLT, tem escalas horizontais muito grandes e tem movimentos de ventos horizontais duradouros. Essas características são importantes para a formação de camadas *Es* com frequências intensas, indicando a existência de uma força motriz na convergência de íons metálicos nesse mecanismo. Pancheva *et al.* (2003) complementaram esse estudo mostrando que a formação das camadas *Es* são influenciadas indiretamente pelas PWs através da ação das marés diurnas e semidiurnas que são fortemente moduladas pelas mesmas PWs em um processo de interação não linear.

2.8 CONTRIBUIÇÃO DAS CHUVAS DE METEOROS NA FORMAÇÃO DAS CAMADAS ES

Os cometas e asteroides realizam órbitas em torno do Sol de forma parecida com os planetas (PLANE, 2003; PLANE, 2012). Porém, quando eles se afastam do Sol suas superfícies congelam e ao se aproximarem desprendem fragmentos ou resíduos de rocha de suas superfícies que contém componentes metálicos (VONDRAK *et al.*, 2008; FENG *et al.*, 2013; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). A Terra ao realizar sua órbita em torno do Sol colide com essa nuvem de resíduos metálicos (fragmentos de rochas), e eles adentram na atmosfera terrestre formando as chuvas de meteoros. Os meteoros são evaporados ao entrarem na termosfera inferior devido as altas temperaturas e ao atrito com os gases atmosféricos. Assim, a ablação de meteoros ocorre nas alturas da região E, contribuindo diretamente para a formação das camadas Es, com a interação dos componentes metálicos e o gás neutro com processos de perda e produção de íons metálicos. A Figura 9 mostra os perfis de meteoros ao atingirem a termosfera inferior, cuja ablação individual dos metais é caracterizada pela altitude, temperatura e densidade.

Figura 9 – Perfis de ablação de elementos individuais de meteoros com $5 \mu\text{g}$, $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ e 37° de ângulo zênite.



Fonte: Plane, Feng e Dawkins (2015). A temperatura da partícula é mostrada com a linha preta sólida referente à abcissa superior.

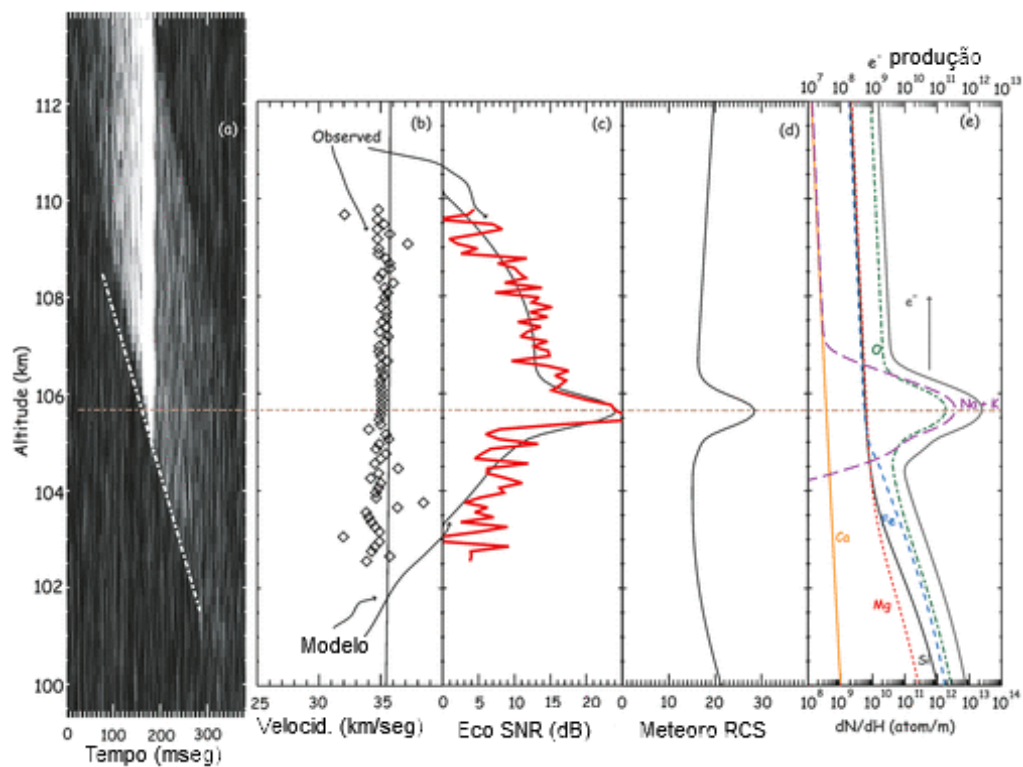
Observa-se na Figura 9 que os metais *Fe* e *Mg*, juntamente como o semimetal *Si*, tem ablação em altitudes correspondentes a termosfera inferior (entre 100 e 120 km), com temperatura acima de 1000 K. Assim, o ferro (*Fe*) é o metal mais abundante observado na termosfera inferior cuja maior ablação ocorre entre 90 e 120 km de altitude, mas pode ser observado em menor magnitude de densidade em altitudes de ~150 km (PLANE, 2003; MA; YI, 2010; CHU *et al.*, 2011; FENG *et al.*, 2013). O Magnésio (*Mg*) também é outro metal observado na termosfera inferior em altitudes próxima do *Fe* (PLANE, 2003; PLANE; WHALLEY, 2012; LANGOWSKI *et al.*, 2015).

A ablação desses metais tende a dominar a ionização acima de 100 km quando colidem com o gás neutro atmosférico da região cujas temperaturas são hipertérmicas (VONDRAK *et al.*, 2008; FENG *et al.*, 2013; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). Para Vondrak *et al.* (2008), a ionização que ocorre entre os constituintes metálicos e os moleculares na termosfera inferior é realizada conforme a velocidade de entrada dos meteoros nessa região. Os autores relatam que um meteoro viajando a 15 km.s^{-1} pode ter ~35% de ablação de seu material, mas se a velocidade for de $\sim 70 \text{ km.s}^{-1}$ sua ablação pode alcançar ~90% e ocorre em uma altitude de ~120 km, dependendo da espécie metálica e de sua massa. Ou seja, quanto maior a velocidade mais rápido ocorre a ablação do meteoro. Assim, nas altitudes aonde os íons metálicos estão presentes, como Fe^+ , Mg^+ , Na^+ , Si^+ , Ca^+ e K^+ , há a formação das camadas *Es* (VONDRAK *et al.*, 2008; PLANE, 2012; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015; CARRILLO-SÁNCHEZ *et al.*, 2016). Devido à presença desses íons, a duração das camadas *Es* pode ser de ~24 horas ou mais tempo de vida-média (PLANE; FENG; DAWKINS, 2015).

Em geral, os meteoros são identificados e localizados por radares, com os quais é possível observar os tipos de metais do meteoro, o tempo e temperatura de ablação, a velocidade de penetração na atmosfera inferior e a densidade proporcionada pelos íons metálicos individualmente em função da altitude. A Figura 10 mostra um exemplo do perfil de ablação de meteoro observado por um radar de Arecibo com 430 MHz de frequência e simulações em um modelo de ablação química (CABMOD, do inglês *Chemical Ablation Model*) (VONDRAK *et al.*, 2008). O tempo de ablação do meteoro é cerca de 2 a 2,5 segundos, como observado na Figura 14a (FENTZKE; JANCHES, 2008). A velocidade de penetração é mostrada na Figura 10b, cuja intensidade de entrada na atmosfera determina a altitude em que ocorre a ablação do meteoro, considerando também a massa do meteoro (FENTZKE; JANCHES, 2008; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). O eco da cabeça do meteoro, traçado na Figura 10c, mostra uma

súbita e intensa explosão em torno de 106 km. Nas Figuras 10b e 10c, pode ser observado a modelagem realizada com o modelo CABMOD que consegue prever os perfis dos diferentes elementos. A Figura 10d mostra a seção transversal do meteoro modelada no CABMOD realizada com dados do radar que serve de parâmetro de comparação para os resultados dos perfis de ablação dos constituintes. Finalmente, na Figura 10e, é mostrado a produção de elétrons a partir dos elementos químicos individuais que surgem com a ablação dos meteoros ao adentrarem na termosfera inferior com altas velocidades e temperaturas.

Figura 10 – Observação de um meteoro com os parâmetros de entrada na termosfera inferior de velocidade inicial 36 km s^{-1} , ângulo de entrada 1° do zênite; massa 10^{-8} kg ; densidade 3500 kg m^{-3} .

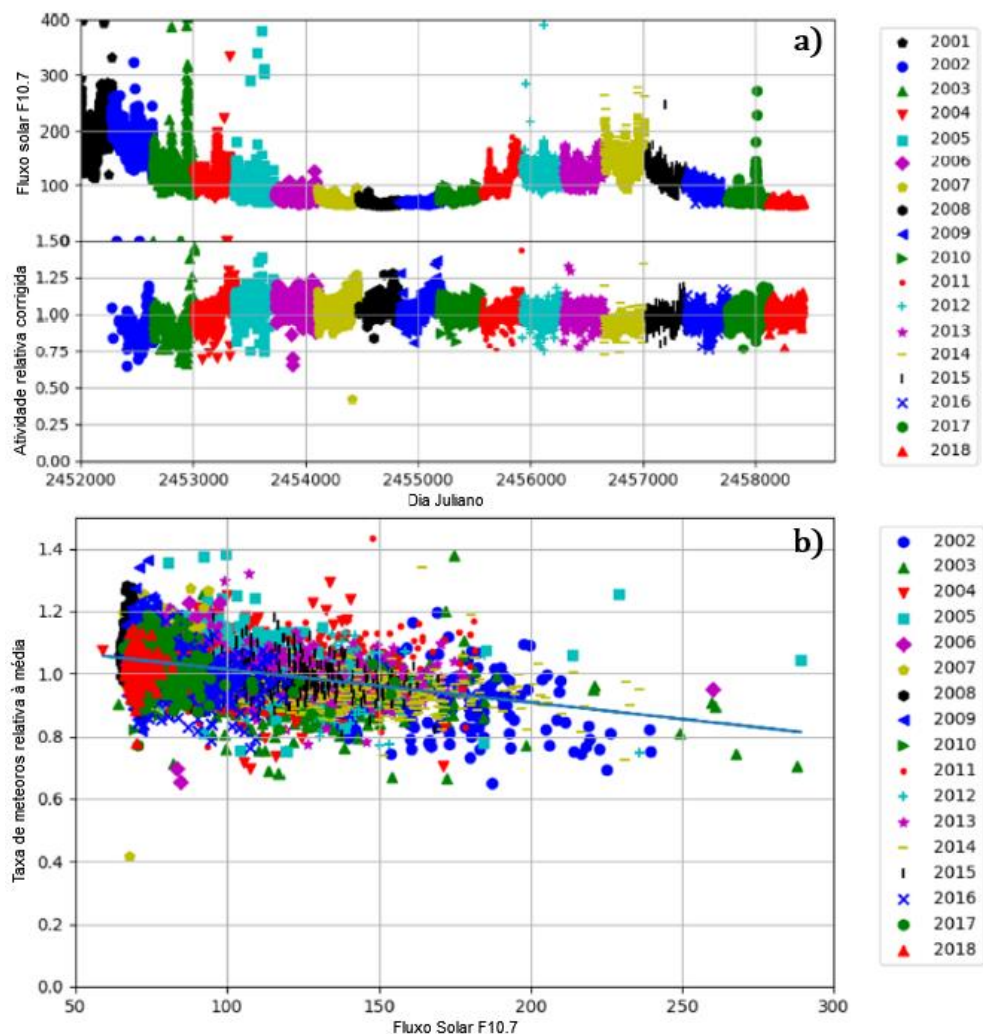


Fonte: Plane, Feng e Dawkins (2015). a) Tempo de alcance do meteoro, medido com o radar Arecibo com 430 MHz. b) Modelagem (linha) e observação (losangos) do perfil de altitude-velocidade dos meteoros. c) Modelagem (preto) e observação (vermelho) da relação sinal/ruído do meteoro. d) Modelagem da seção transversal do radar de meteoro. e) Perfis de ablação dos elementos principais (eixo inferior) e quantidade total de elétrons produzidos (eixo superior) previsto pelo CABMOD. A linha horizontal através das figuras mostra que o aumento observado no SNR (relação sinal-ruído) é devido à rápida ablação dos metais alcalinos Na e K.

Os ventos de marés e a densidade das camadas metálicas podem ser medidos com os ecos das trilhas de meteoros na mesosfera e termosfera inferior (BURITI *et al.*, 2008; ANDRIOLI *et al.*, 2009; FENG *et al.*, 2013; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015; ANDRIOLI *et al.*, 2020). A ablação de meteoros na termosfera inferior é essencial para a deposição de íons metálicos que são adensados pelos ventos neutros e marés na formação das camadas *Es* (TANG

et al., 2021). A comparação da variação média anual de meteoros e a frequência da camada *Es* (*foEs*) foi realizada por Haldoupis *et al.* (2007), que descobriram uma relação entre as taxas de meteoros e a intensidade da camada *Es*. Tang *et al.* (2021) mostraram que a taxa diária das *foEs* e o fluxo de meteoros se ajustam bem, e concluíram que a entrada de meteoros na atmosfera é uma possível razão para a variação anual da taxa de ocorrência das camadas *Es*. De forma geral, é consenso que a formação das camadas *Es* está associada aos íons metálicos, ao cisalhamento de vento, as marés atmosféricas e, por vezes, às ondas planetárias em média e baixa latitude. Porém, se existe uma correlação ou anticorrelação das camadas *Es* com a atividade solar é uma questão em aberto. A mesma questão também está em aberto com relação às chuvas de meteoros, apesar de existir trabalhos que mostram uma anticorrelação das chuvas de meteoros com o ciclo solar, como mostra a Figura 11.

Figura 11 – Comparação entre o fluxo solar F10.7 e a taxa de meteoros nos períodos dos ciclos solares 23 e 24.



Fonte: Campbell-Brown (2019). a) Fluxo solar F10.7 em unidades de $10^{-22} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ e taxa relativa de eco de meteoros em um sistema de 38 MHz em função de dias Julianos em média latitude do Canadá ($43,26^\circ \text{ N}$; $80,77^\circ$

W); b) Taxa relativa de eco de meteoros em função do fluxo solar F10.7 cm no sistema de 38 MHz na latitude do Canadá (43,26° N; 80,77° W).

Dentre os poucos trabalhos na literatura que mostra uma correlação negativa das chuvas de meteoros com o ciclo solar, destacam-se o de Batubara *et al.* (2018) na região equatorial e o de Campbell-Brown (2019) em média latitude. A Figura 11 mostra os resultados do trabalho de Campbell-Brown (2019), que analisou dados de três radares meteorológicos de média latitude no Canadá (43,26° N; 80,77° W), operando simultaneamente em 17,45 MHz, 29,85 MHz e 38,15 MHz durante o período de janeiro de 2002 a outubro de 2018. Os autores encontraram uma variação anual em função do fluxo F10.7 cm que atingiu picos no verão. Eles também encontraram as maiores taxas de meteoros em 2007, 2008 e 2009 (baixa atividade solar) e as menores taxas em 2002, 2013 e 2014 (alta atividade solar), como mostram as Figuras 11a e 11b. Batubara *et al.* (2018) também apresentaram em seus resultados uma anticorrelação das taxas diárias dos meteoros com o ciclo solar para a região equatorial de Kototabang (0,2° S; 100,32° E) entre os anos de 2003-2016. Os autores observaram que as maiores taxas de meteoros foram encontradas entre 2006-2009 (baixa atividade solar) e as menores taxas entre 2013-2015 (alta atividade solar), resultados muito parecidos aos encontrados em Campbell-Brown (2019).

Apesar dos resultados descritos acima apontarem uma anticorrelação dos meteoros com a atividade solar, não é possível afirmar que existe uma anticorrelação das chuvas de meteoros com o ciclo solar, ou por falta de dados de meteoros, principalmente no setor brasileiro, ou devido a poucos resultados mostrando a correlação negativa dos meteoros com o ciclo solar na literatura, ou mesmo por resultados contrários aos dos autores citados acima. De maneira que, esta questão se encontra em aberto na literatura.

3 METODOLOGIA E INSTRUMENTAÇÃO DA PESQUISA

Nesta seção é apresentada de forma especificada a metodologia utilizada neste trabalho e a instrumentação para obtenção dos dados. Foram utilizados dados de ionossonda do tipo CADI (*Canadian Advanced Digital Ionosonde*), dos quais foi realizada a redução dos parâmetros da camada *Es* com o software UDIDA (*Univap Digital Ionosonde Data Analysis*). Adicionalmente, foi utilizado os dados de ventos para ser incluídos no modelo MIRE (Modelo Ionosférico da Região E). Nas subseções seguintes se encontram as descrições sobre a ionossonda do tipo CADI, o software UDIDA, o modelo MIRE, o método de sobreposição de parâmetros da camada *Es*, o método de Periodogramas Lomb-Scargle, os ventos de marés do radar meteórico de São João do Cariri, os dados de SSWs (temperatura, vento zonal e ondas planetária) e a normalização dos parâmetros da camada *Es*, com mais detalhes.

3.1 REFLEXÃO DE PULSO DE SINAIS NA IONOSFERA

Quando o equilíbrio do plasma ionosférico terrestre é perturbado, inicia-se um movimento coletivo de partículas que tendem a restaurar a neutralidade de carga do plasma (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; HARGREAVES, 2003). A oscilação desse plasma possui uma alta frequência natural conhecida como frequência de plasma (f_p). Uma forma de medir essa frequência do plasma ionosférico é a utilização de emissões de ondas eletromagnéticas de alta frequência (HF) entre 1 e 20 MHz (BATISTA *et al.*, 2004; BURITI *et al.*, 2008). Os sinais de pulsos de HF são emitidos e são refletidos ao incidirem na ionosfera quando a densidade eletrônica da região possui um valor proporcional à raiz quadrada da frequência do sinal do pulso emitido, conforme a Equação (3.1),

$$f_p = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}, \quad (3.1)$$

onde e é a carga do elétron, n_e é a densidade eletrônica, m_e é a massa do elétron, ϵ_0 é a permissividade elétrica no vácuo, f_p é a frequência de plasma.

O sinal de pulso com HF se subdivide em dois, ordinário e extraordinário, com propagações independentes ao refratarem na ionosfera até suas reflexões nas camadas densas da ionosfera, como é o caso da camada *Es*. O pulso ordinário é refletido quando alcança a altura onde a frequência da onda é igual à f_p , caracterizado por $X = 1$, em que

$$X = \frac{f_p^2}{f^2}, \quad (3.2)$$

onde f é a frequência da onda transmitida. A onda ordinária provoca uma aceleração do elétron com o campo elétrico paralelamente ao campo magnético quando refratam na ionosfera, de forma que a reflexão desta onda não sofre alteração em seu comportamento (HARGREAVES, 2003). Por outro lado, o pulso extraordinário sofre reflexão conforme a Equação (3.3),

$$X = 1 \pm Y, \quad \therefore Y = \frac{\omega_e}{f}, \quad (3.3)$$

onde ω_e é a girofrequência do elétron. Essa onda extraordinária provoca uma aceleração do elétron com o campo elétrico perpendicular ao campo magnético quando refrata na ionosfera, influenciando o movimento dos elétrons livres.

Os parâmetros utilizados para estudos da ionosfera são obtidos pela ionossonda que possui uma antena transmissora, que emite um sinal de radiofrequência, e uma antena receptora que recebe o sinal refletido da camada ionosférica. Os registros desses sinais recepcionados são gravados em ionogramas dos quais é possível extrair os parâmetros que interessam para pesquisas, como: a altura virtual das regiões E, F e das camadas *Es* e as frequências que são relacionadas com a densidade eletrônica. A altura virtual é encontrada pela equação de deslocamento clássico do movimento uniforme, onde $h' = ct/2$. A distância de propagação do sinal emitido pela ionossonda é dada pelo produto da velocidade da luz (c) e o tempo de ida e volta do pulso emitido, a divisão por 2 garante os tempos iguais ou de ida ou da volta do sinal.

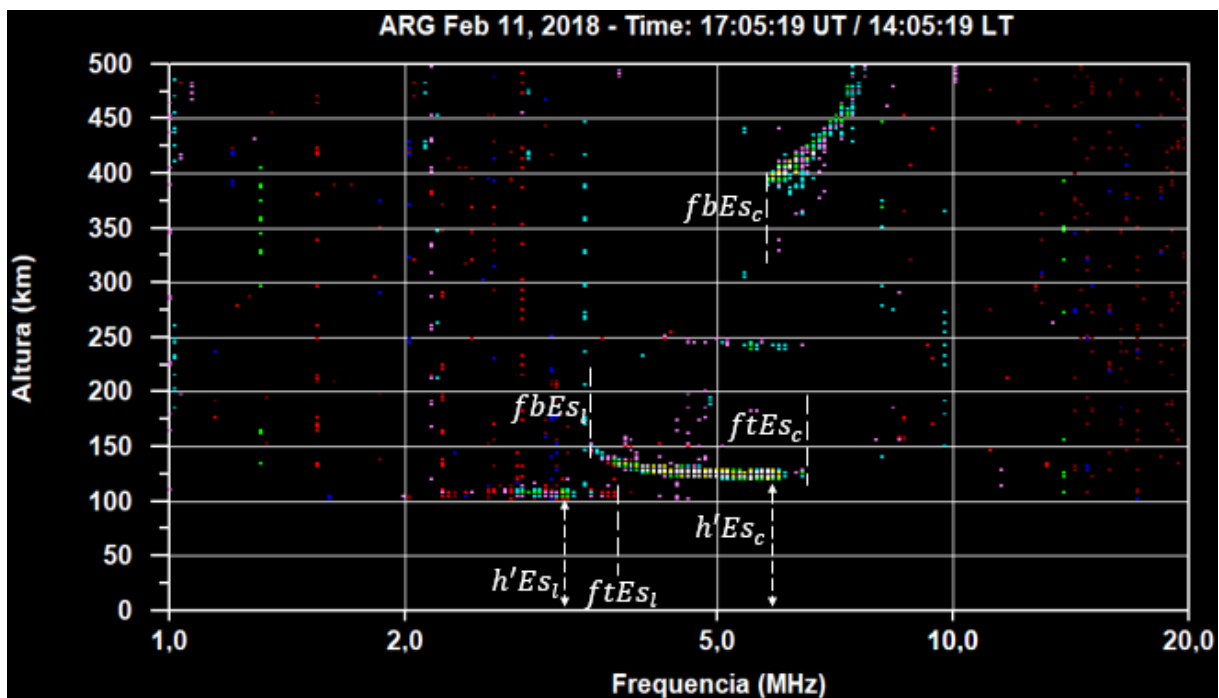
3.2 IONOSSONDA CADI E REDUÇÃO DE DADOS COM O *SOFTWARE* UDIDA

Neste trabalho foi utilizado uma ionossonda do tipo CADI que opera utilizando uma antena de duplo delta que serve tanto para transmitir como para receber o sinal que formará os ionogramas das camadas *Es*. O transmissor utilizado pelo sistema CADI executa uma varredura

em frequência na faixa HF de 1 a 20 MHz com uma potência de 600 W, e largura de pulso de 40 μ s, o que dá uma resolução de ± 3 km de altura e isofrequência em alta resolução temporal (100s) (GAO; MACDOUGALL, 1991; HUANG; MACDOUGALL, 2005). Com a potência de transmissão de sinal da CADI é possível alcançar uma faixa de altura entre 90 e 1024 km. Assim, este é um bom equipamento para obtenção de dados das camadas *Es* que se encontram entre 100 e 140 km.

Os dados obtidos das camadas *Es* pela CADI sobre as estações de Palmas (PAL, 10,17° S; 48,33° W; dip lat. -7,31°), Araguatins (ARA, 5,65° S; 48,12° W; dip lat. -5,44°) e São José dos Campos (SJC, 23,18° S; 45,89° W; dip lat. -19,35°) foram processados através do software computacional UDIDA empregado para visualização dos ionogramas e redução dos parâmetros das camadas *Es* (PILLAT et al., 2013), conforme especificado no Apêndice 1. O software UDIDA é capaz de reduzir até três tipos de camadas *Es* no mesmo ionograma, como mostra a redução da Figura 12 com dois tipos de camadas *Es* no mesmo ionograma.

Figura 12 – Exemplo de camada *Es* reduzida no software UDIDA com dados de uma ionossonda do tipo CADI.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A partir dos ionogramas foram obtidos os parâmetros de altura virtual ($h'Es$), frequência de bloqueio da camada *Es* ($fbEs$), frequência de topo da camada *Es* ($ftEs$) e os tipos de camadas *Es*, extraídos dos registros a cada 5 minutos. Vale mencionar que o parâmetro $ftEs$ refere-se a máxima frequência que a camada *Es* alcança. Adicionalmente, a classificação dos diferentes

tipos de camadas *Es* seguiu os critérios disponíveis na U.R.S.I. (*International Union of Radio Science*) de acordo com o manual *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* (PIGGOTT; RAWER, 1972).

A f_oEs é a frequência da onda ordinária que corresponde a maior frequência de um traço contínuo, também conhecida como frequência de topo da camada *Es* ($ftEs$). Contudo, o traço ordinário e extraordinário da onda nas camadas *Es* não são distinguíveis e a obtenção da frequência f_oEs é realizada pela Equação (3.4), dada por:

$$f_oEs = ftEs - \frac{\omega_e}{2}, \quad (3.4)$$

onde ω_e é a girofrequência do elétron.

O outro parâmetro da camada *Es* observado na Figura 12, é a f_a a frequência de bloqueio (*blanketing*) ou $fbEs$, que corresponde à menor frequência da onda ordinária. A partir da qual a camada *Es* começa a se tornar transparente às ondas de rádio da ionossonda. Essa frequência é sempre menor ou igual a $ftEs$ e sua intensidade é detectada pela observação da camada logo acima da camada *Es*, que pode ser a camada F, a intermediária, ou mesmo uma outra camada *Es*, como mostrado na Figura 12. Nesta figura também é mostrado a altura virtual da camada *Es* ($h'Es$), que corresponde à menor altura encontrada no traço da camada *Es*.

3.3 MÉTODO PARA A ANÁLISE DOS DADOS DA IONOSSONDA CADI

A sobreposição de períodos é um método em que é possível colocar as medidas de um determinado parâmetro da camada *Es* ($h'Es$, $fbEs$, $ftEs$) sobrepostos em 24 horas. Esse método permite observar o comportamento dessa camada no tempo (dias, meses, anos), ou observar uma assinatura de maré durante o desenvolvimento das camadas *Es* em um determinado período. Assim, os dados utilizados podem ser distribuídos em um tempo específico para estudar a modulação da maré na formação das camadas *Es* (HALDOUPIS; PANCHEVA; MITCHELL, 2004; HALDOUPIS; PANCHEVA, 2006). Esse método tem a vantagem de suprimir, com uma normalização, os dias não utilizados por causa de problemas no equipamento, e enfatizar as periodicidades coerentes dos dados analisados (HALDOUPIS; PANCHEVA, 2006). Como cada ionograma do UDIDA corresponde a 5 minutos de observação, em 1 hora são obtidos 12 ionogramas, sequencialmente, 288 ionogramas em 24 horas. Considerando-se uma situação ideal de três meses (~90 dias) para uma estação do ano,

pode-se observar uma sobreposição de períodos com um total de 1080 (12x90) ionogramas em 1 hora. Além disso, foi realizada a contagem diária do tempo de observação das camadas Es ($TOEs$) com os ionogramas disponíveis em intervalos de observação de 5 minutos.

3.4 MÉTODO DE NORMALIZAÇÃO DOS DADOS REDUZIDOS NO UDIDA

Após as reduções das camadas Es com o software UDIDA, os dados foram modelados no tempo (hora ou minutos) durante as estações do ano (verão, outono, inverno e primavera), ou mesmo separadamente para cada mês das quatro estações do ano. Como dito antes, cada ionograma do software corresponde a 5 minutos de observação da camada Es . Assim, a Figura 13 mostra um exemplo dos parâmetros da camada Es organizado no Excel a cada 5 minutos. Para fazer a contagem dos tipos $Es_{f/l}$ a cada 5 minutos, considerando a contagem desses tipos como sendo uma, aplica-se a fórmula “=CONT.SE(K7:LZ7;"f/l")” na célula do Excel onde se deseja colocar o resultado da contagem. Essa fórmula indica que será realizada a contagem somente dos tipos “ f/l ” a partir da célula “K7” até a “LZ7”. Neste caso, a contagem correspondeu a todos as camadas do tipo $Es_{f/l}$ durante o mês de fevereiro de 2018, ou seja, um total de 28 dias para um tempo de 5 minutos. Depois desse procedimento, é possível obter a contagem dos 28 dias para um tempo de 24 hora. Para isso, basta selecionar a célula e arrastá-la a partir do canto inferior direito até o final dos dados na planilha. Assim, é realizada a contagem do tipo $Es_{f/l}$ dos 28 dias a cada 5 minutos sobrepostas em 24 horas.

Esse mesmo procedimento pode ser realizado para os tipos Es_c e Es_h , apenas deve ser mudado o termo “ f/l ” na fórmula “=CONT.SE(K7:LZ7;"f/l")” para os termos “ c ” (=CONT.SE(K7:LZ7;"c")) e “ h ” (=CONT.SE(K7:LZ7;"h")), mantendo-se a seleção das mesmas células “K7:LZ7”. Depois, seleciona-se a célula com a contagem final e arrasta-se até o final dos dados na planilha, como realizado para a contagem do termo “ f/l ”.

A Figura 14 mostra um exemplo de contagem realizado para os quatro tipos de camada Es ($Es_{f/l}$, Es_c e Es_h) mais comuns no setor brasileiro. Observa-se que a parte em vermelho da Figura 14 mostra a contagem do tipo $Es_{f/l}$ (a descrição “soma f/l” na figura foi utilizada apenas para distinção dos tipos, mas o termo correto é “contagem f/l”), Es_c (soma c) e Es_h (soma h), com os tipos “ c ” e “ h ” aparecendo apenas a partir das 09 UT (06 LT).

Figura 13 – Agrupamento dos parâmetros das camadas *Es* no software Excel.

Redutor: PEDRO FONTES							
Data: 01/02/2018							
UT	LT	h'E	foE	h'Es	fbEs	foEs	Es
0,00	20,92	0	0	103	2	2,3	f/l
0,08	21,08	0	0	103	2,5	3,2	f/l
0,17	21,17	0	0	103	2,4	3,4	f/l
0,25	21,25	0	0	101	2,5	3,3	f/l
0,33	21,33	0	0	103	3,2	4	f/l
0,42	21,42	0	0	101	3	5,2	f/l
0,50	21,50	0	0	101	2,9	4,7	f/l
0,58	21,58	0	0	101	2,4	4,7	f/l
0,67	21,67	0	0	101	2,5	5,2	f/l
0,75	21,75	0	0	101	2,6	5,7	f/l
0,83	21,83	0	0	101	2,7	5,5	f/l
0,92	21,92	0	0	101	2,9	6,8	f/l
1,00	21,92	0	0	101	2	6,8	f/l
1,08	22,08	0	0	101	2,2	6,3	f/l
1,17	22,17	0	0	101	2,8	5,5	f/l
1,25	22,25	0	0	101	3,2	5,5	f/l
1,33	22,33	0	0	101	3,1	5,2	f/l
1,42	22,42	0	0	103	2,9	4,7	f/l
1,50	22,50	0	0	101	2,3	4,3	f/l
⋮							
22,50	19,50	0	0	101	3,5	5,6	f/l
22,58	19,58	0	0	101	3,5	7,1	f/l
22,67	19,67	0	0	101	3,1	5,6	f/l
22,75	19,75	0	0	101	2,9	5,5	f/l
22,83	19,83	0	0	101	3,5	5,4	f/l
22,92	19,92	0	0	101	2,9	5,5	f/l
23,00	19,92	0	0	101	3,7	5,6	f/l
23,08	20,08	0	0	101	3,7	5,3	f/l
23,17	20,17	0	0	101	3,1	5,4	f/l
23,25	20,25	0	0	101	2,9	5,6	f/l
23,33	20,33	0	0	101	2,6	4,3	f/l
23,42	20,42	0	0	101	2,3	3,2	f/l
23,50	20,50	0	0	101	2	3,6	f/l
23,58	20,58	0	0	0	0	0	0
23,67	20,67	0	0	0	0	0	0
23,75	20,75	0	0	0	0	0	0
23,83	20,83	0	0	0	0	0	0
23,92	20,92	0	0	0	0	0	0

...

Redutor: PEDRO FONTES							
Data: 28/02/2018							
UT	LT	h'E	foE	h'Es	fbEs	foEs	Es
0,00	20,92	0	0	105	2,7	3	f/l
0,08	21,08	0	0	103	2,4	2,7	f/l
0,17	21,17	0	0	105	2,5	2,7	f/l
0,25	21,25	0	0	0	0	0	0
0,33	21,33	0	0	105	2,3	2,3	f/l
0,42	21,42	0	0	101	2	2,5	f/l
0,50	21,50	0	0	105	2,3	2,4	f/l
0,58	21,58	0	0	103	2,3	2,5	f/l
0,67	21,67	0	0	101	2,3	2,6	f/l
0,75	21,75	0	0	105	2	2,5	f/l
0,83	21,83	0	0	103	2,3	2,7	f/l
0,92	21,92	0	0	0	0	0	0
1,00	21,92	0	0	103	2	2,4	f/l
1,08	22,08	0	0	0	0	0	0
1,17	22,17	0	0	0	0	0	0
1,25	22,25	0	0	0	0	0	0
1,33	22,33	0	0	0	0	0	0
1,42	22,42	0	0	0	0	0	0
1,50	22,50	0	0	0	0	0	0
⋮							
22,50	19,50	0	0	0	0	0	0
22,58	19,58	0	0	0	0	0	0
22,67	19,67	0	0	0	0	0	0
22,75	19,75	0	0	0	0	0	0
22,83	19,83	0	0	0	0	0	0
22,92	19,92	0	0	0	0	0	0
23,00	20,00	0	0	0	0	0	0
23,08	20,08	0	0	0	0	0	0
23,17	20,17	0	0	0	0	0	0
23,25	20,25	0	0	0	0	0	0
23,33	20,33	0	0	0	0	0	0
23,42	20,42	0	0	0	0	0	0
23,50	20,50	0	0	0	0	0	0
23,58	20,58	0	0	0	0	0	0
23,67	20,67	0	0	0	0	0	0
23,75	20,75	0	0	0	0	0	0
23,83	20,83	0	0	0	0	0	0
23,92	20,92	0	0	0	0	0	0

Fonte: Elaborado pelo autor.

Observa-se também na Figura 14 o termo “soma” em vermelho (aqui sim, corresponde a soma dos tipos “*f/l*”, “*c*” e “*h*”), onde foi aplicada a fórmula “=SOMA(ME7:MG7)” para somar os valores encontrados dos tipos de camadas *Es* em 5 minutos. Depois, a célula foi selecionada e arrastada até o final dos dados da planilha. Em seguida, aplica-se nestes valores somados a fórmula “=SOMA(MH7:MH12)” em intervalos de 6 ionogramas. Nota-se que este intervalo corresponde a soma dos valores encontrados em 6 células e como cada célula corresponde a 5 minutos, isso dá um total (5x6) de 30 minutos. Por fim, agrupa-se os valores para serem utilizados na normalização, como o termo “Total (30 min)” na Figura 14.

Figura 14 – Contagem dos tipos de camadas *Es* e soma total a cada 30 min.

Redutor: PEDRO FONTES																	
Data: 28/02/2018																	
UT	LT	h'E	foE	h'Es	fbEs	foEs	Es	h'Es	fbEs	foEs	Es	Soma f/l	Soma c	Soma h	Soma	30 min	Total (30 min)
0,00	20,92	0	0	105	2,7	3 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		56
0,08	21,08	0	0	103	2,4	2,7 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		63
0,17	21,17	0	0	105	2,5	2,7 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		59
0,25	21,25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	8	0	0	8		60
0,33	21,33	0	0	105	2,3	2,3 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		47
0,42	21,42	0	0	101	2	2,5 f/l	0	0	0	0	0	12	0	0	12	56	48
0,50	21,50	0	0	105	2,3	2,4 f/l	0	0	0	0	0	12	0	0	12		53
0,58	21,58	0	0	103	2,3	2,5 f/l	0	0	0	0	0	11	0	0	11		64
0,67	21,67	0	0	101	2,3	2,6 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		58
0,75	21,75	0	0	105	2	2,5 f/l	0	0	0	0	0	11	0	0	11		64
0,83	21,83	0	0	103	2,3	2,7 f/l	0	0	0	0	0	11	0	0	11		88
0,92	21,92	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	0	0	9	63	83
1,00	21,92	0	0	103	2	2,4 f/l	0	0	0	0	0	11	0	0	11		73
1,08	22,08	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		67
1,17	22,17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	0	0	9		78
1,25	22,25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		90
1,33	22,33	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		64
1,42	22,42	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	0	0	9	59	59
1,50	22,50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	11	0	0	11		71
1,58	22,58	0	0	101	2	2,5 f/l	0	0	0	0	0	12	0	0	12		113
1,67	22,67	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		161
1,75	22,75	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	0	0	9		184
1,83	22,83	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		167
1,92	22,92	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	8	0	0	8	60	165
⋮	⋮											⋮				⋮	
9,00	6,00	0	0	0	0	0	0					11	0	0	11		
9,08	6,08	0	0	0	0	0	0					11	0	0	11		
9,17	6,17	0	0	0	0	0	0					10	1	0	11		
9,25	6,25	0	0	0	0	0	0					10	1	1	12		
9,33	6,33	0	0	0	0	0	0					8	2	2	12		
9,42	6,42	0	0	0	0	0	0					10	1	3	14	71	
9,50	6,50	0	0	0	0	0	0					9	1	4	14		
9,58	6,58	0	0	140	2,3	2,6 h	0	0	0	0	0	11	1	5	17		
9,67	6,67	0	0	142	2,4	2,8 h	0	0	0	0	0	13	1	5	19		
9,75	6,75	0	0	142	2,4	2,9 h	0	0	0	0	0	15	1	4	20		
9,83	6,83	0	0	142	2,5	2,9 h	0	0	0	0	0	17	1	4	22		
9,92	6,92	0	0	138	2,7	3,1 h	0	0	0	0	0	15	3	3	21	113	
10,00	6,92	0	0	134	2,7	3,1 h	0	0	0	0	0	17	3	3	23		
10,08	7,08	0	0	140	2,7	3,1 h	0	0	0	0	0	17	2	2	21		
10,17	7,17	0	0	136	2,8	3,1 h	0	0	0	0	0	20	1	5	26		
10,25	7,25	0	0	136	2,8	3,2 h	0	0	0	0	0	21	2	7	30		
10,33	7,33	0	0	136	2,9	3,2 h	0	0	0	0	0	21	3	7	31		
10,42	7,42	0	0	138	2,8	3,2 h	0	0	0	0	0	20	3	7	30	161	
10,50	7,50	0	0	140	2,9	3,2 h	0	0	0	0	0	19	3	7	29		
10,58	7,58	0	0	136	3	3,2 h	0	0	0	0	0	21	2	8	31		
10,67	7,67	0	0	136	3	3,2 h	0	0	0	0	0	23	1	6	30		
10,75	7,75	0	0	136	3,1	3,2 h	0	0	0	0	0	24	0	6	30		
10,83	7,83	0	0	107	2,6	2,6 f/l	0	0	0	0	0	25	1	6	32		
10,92	7,92	0	0	103	2,6	2,7 f/l	138	3,1	3,1 h			23	0	9	32	184	

Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 15 mostra a normalização dos termos agrupados a cada 30 minutos. Observa-se que os valores das células E (valores em vermelho) são os mesmos agrupados no termo “Total (30 min)” mostrado na Figura 14. Mostra-se também na Figura 15 as células K, L e M, onde a célula K corresponde a quantidade possível de ionogramas. Neste caso, é dado pela fórmula “=(28*6)”, significando que foi realizado uma multiplicação dos 28 dias pela soma total de 6 ionogramas (que corresponde a 30 min), totalizando 168 ionogramas. A célula L

corresponde a quantidade de ionogramas ausentes. Caso haja, a multiplicação é dada pela fórmula “ $=(0*6)$ ”, neste caso, o valor zero significa que não houve ausência de ionogramas. A célula M corresponde ao total de ionogramas disponíveis, dado pela fórmula “ $=(K7-L7)$ ”. Neste caso, o valor desta célula é igual ao valor de K porque não teve ausência de ionogramas. Por fim, a célula H corresponde a porcentagem dos valores absolutos do total de ionogramas disponíveis e dos valores da célula E, dado pela fórmula “ $=(E7/M7)*100$ ”.

Figura 15 – Normalização da soma dos tipos e taxa do número absoluto das camadas Es.

D	E	F	G	H	I	J	K	L	M
SJC-SSW-Tipos-2018	30min		Porcentagem-Normalizada			Ver	QUANTIDADE DE IONOGRAMAS DISPONÍVEIS - SIC		
Intervalo	Verão		Intervalo	Verão		Ver	QTD. POSSÍVEL DE IONOGRAMAS	QUANTIDADE DE IONOGRAMAS AUSENTES	TOTAL DE IONOGRAMAS DISPONÍVEIS
0,5	56		0,5	33,33333333		0,5	168	0	168
1	63		1	37,5		1	168	0	168
1,5	59		1,5	35,11904762		1,5	168	0	168
2	60		2	35,71428571		2	168	0	168
2,5	47		2,5	27,97619048		2,5	168	0	168
3	48		3	28,57142857		3	168	0	168
3,5	53		3,5	31,54761905		3,5	168	0	168
4	64		4	38,0952381		4	168	0	168
4,5	58		4,5	34,52380952		4,5	168	0	168
5	64		5	38,0952381		5	168	0	168
5,5	88		5,5	52,38095238		5,5	168	0	168
6	83		6	49,4047619		6	168	0	168
6,5	73		6,5	43,45238095		6,5	168	0	168
7	67		7	39,88095238		7	168	0	168
7,5	78		7,5	46,42857143		7,5	168	0	168
8	90		8	53,57142857		8	168	0	168
8,5	64		8,5	38,0952381		8,5	168	0	168
9	59		9	35,11904762		9	168	0	168
9,5	71		9,5	42,26190476		9,5	168	0	168
10	113		10	67,26190476		10	168	0	168
10,5	161		10,5	95,83333333		10,5	168	0	168
11	184		11	109,5238095		11	168	0	168
11,5	167		11,5	99,4047619		11,5	168	0	168
12	165		12	98,21428571		12	168	0	168
12,5	188		12,5	111,9047619		12,5	168	0	168
13	187		13	111,3095238		13	168	0	168

Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 16 mostra exemplos de alguns casos com ausência de ionogramas. Os dados são os mesmos da Figura 15, a diferença está na aplicação da fórmula da célula M, que foi acrescentado os valores 5, 10 e 15 nos três primeiros valores da célula L. Assim, quando se acrescenta os dias ausentes (por problemas no equipamento de ionossonda, por exemplo) na fórmula “ $=(5*6)$, $=(10*6)$ e $=(15*6)$ ” na célula L, os resultados da célula M também são alterados para 138, 108 e 78. Consequentemente, as porcentagens se alteraram para ~40,58%, ~58,33% e ~75,64%, porque os valores da célula E se mantiveram inalterados. Assim, apresenta-se os procedimentos para normalização de um mês de dados reduzidos no software UDIDA, mas o mesmo procedimento pode ser aplicado para uma estação do ano ou quantos meses ou dias for do interesse da pesquisa.

Figura 16 – Exemplo de obtenção dos dados absolutos da taxa de camadas *Es*.

SJC-SSW-Tipos-2011:30min		Porcentagem-Normalizada		QUANTIDADE DE IONOGRAMAS DISPONÍVEIS - Palmas			
Intervalo	Verão	Intervalo	Verão	Ver	QTD. POSSÍVEL DE IONOGRAMAS	QUANTIDADE DE IONOGRAMAS AUSENTES	TOTAL DE IONOGRAMAS DISPONÍVEIS
0,5	56	0,5	40,5797101	0,5	168	30	138
1	63	1	58,3333333	1	168	60	108
1,5	59	1,5	75,6410256	1,5	168	90	78
2	60	2	35,7142857	2	168	0	168
2,5	47	2,5	27,9761905	2,5	168	0	168
3	48	3	28,5714286	3	168	0	168
3,5	53	3,5	31,547619	3,5	168	0	168
4	64	4	38,0952381	4	168	0	168
4,5	58	4,5	34,5238095	4,5	168	0	168
5	64	5	38,0952381	5	168	0	168
5,5	88	5,5	52,3809524	5,5	168	0	168
6	83	6	49,4047619	6	168	0	168
6,5	73	6,5	43,452381	6,5	168	0	168
7	67	7	39,8809524	7	168	0	168
7,5	78	7,5	46,4285714	7,5	168	0	168
8	90	8	53,5714286	8	168	0	168
8,5	64	8,5	38,0952381	8,5	168	0	168
9	59	9	35,1190476	9	168	0	168
9,5	71	9,5	42,2619048	9,5	168	0	168
10	113	10	67,2619048	10	168	0	168
10,5	161	10,5	95,8333333	11	168	0	168
11	184	11	109,52381	11	168	0	168
11,5	167	11,5	99,4047619	12	168	0	168
12	165	12	98,2142857	12	168	0	168
12,5	188	12,5	111,904762	13	168	0	168
13	187	13	111,309524	13	168	0	168

Fonte: Elaborado pelo autor.

A normalização do tempo de observação das camadas *Es* (*TOEs*) é relativamente mais simples. Primeiro é realizada a contagem dos ionogramas que apresentaram algum dado, subtraindo o valores zero (que não houve dados), com a fórmula “=CONT.NÚM(H7:H294)-CONT.SE(H7:H294;"0")”. O resultado deve ser multiplicado por 5, visto que cada ionograma corresponde a 5 minutos, e dividido por 60 com a fórmula “=(F4*5)/60”. Assim, é obtido o resultado do *TOEs* por dia em horas. Por fim, esse resultado pode ser obtido em porcentagem, considerando que 24 horas corresponde a 100%. Já os dados das alturas e frequências não precisam ser normalizados.

3.5 DADOS DE TEMPERATURA, VENTO ZONAL, ONDAS PLANETÁRIAS, ÍNDICES DST E KP

Nas análises do efeito de SSWs sobre as camadas *Es* deste trabalho, foram também utilizadas temperaturas estratosféricas a 10 hPa (~30 km) em alta latitude (entre 60° e 90° N) no hemisfério Norte, dados de vento zonal a 10 hPa em 60° N, e ondas planetárias de número zonal 1 (PW1) e 2 (PW2) em 10 hPa em 60° N. Estes dados foram obtidos do serviço de dados online da NASA através do *Atmospheric Chemistry and Dynamics Laboratory*¹. As médias diárias dos valores dos índices geomagnéticos Dst (*Disturbance Storm Time*) e Kp também foram utilizados e foram obtidas do serviço online do Sistema Mundial de Dados de Kyoto

¹ Disponível em: https://acd-ext.gsfc.nasa.gov/Data_services/met/ann_data.html. Acesso em: 23 de mar. 2023.

(WDS, *World Data System*)². Estes parâmetros de índice geomagnético foram usados para mostrar que não houve tempestades geomagnéticas nos períodos de ocorrência dos eventos de SSWs (GONZALEZ *et al.*, 1994; KURIHARA *et al.*, 2010; LIU *et al.*, 2011; KORENKOV *et al.*, 2012; GIDAY; KATAMZI; MCKINNELL, 2016; MATZKA *et al.*, 2021). Assim, os dados de temperatura, vento zonal, ondas planetárias e dos índices geomagnéticos foram especificados para cada evento de SSW.

A variação do índice geomagnético Dst é utilizado para classificar a intensidade da tempestade geomagnética, sendo obtido a partir de magnetogramas de baixas latitudes com resolução temporal de uma hora durante a ocorrência de uma tempestade geomagnética. Essas tempestades são identificadas na fase inicial, fase principal e fase de recuperação. Antes da fase principal da tempestade o índice Dst pode se mostrar positivo (fase inicial). Essa fase ocorre devido a uma compressão da magnetosfera terrestre pelo campo IMF do vento solar que intensifica o sistema de correntes que fluem na magnetosfera e pode aumentar o campo magnético da Terra (BIRN; HESSE, 2014; KEPKO *et al.*, 2015; GANUSHKINA *et al.*, 2015; GANUSHKINA; LIEMOHN; DUBYAGIN, 2018). Porém, é possível que ocorra a tempestade sem identificação da fase inicial (BIRN; HESSE, 2014). Na fase principal ocorre uma queda brusca do índice Dst. Essa fase pode ser explicada por meio da energização da corrente de anel através do processo de reconexão que gera um campo magnético com sentido oposto ao campo magnético terrestre (GANUSHKINA; LIEMOHN; DUBYAGIN, 2018). É durante a fase principal que o índice Dst alcança o mínimo valor que classifica a tempestade em fraca ($Dst < 30$ nT), moderada ($30 \geq Dst < 50$ nT) e intensa ou superintensa ($Dst \leq 50$ nT) (GONZALEZ *et al.*, 1994). Após a fase principal, ocorre a fase de recuperação, onde o índice Dst começa a aumentar até atingir valores semelhantes ao período sem tempestades geomagnéticas (período calmo ou silencioso) (MATZKA *et al.*, 2021).

O índice Kp é outro parâmetro importante para medir a entrada de radiação do vento solar na Terra a cada três horas. Esse parâmetro é importante para investigar as alterações no clima espacial na atmosfera superior, baseado nos dados de 13 observatórios geomagnéticos em todo o mundo. A variação do índice é dada por K, que representa as perturbações irregulares do campo geomagnético causado pela radiação solar, enquanto o índice Kp é a média aritmética dos valores obtidos dos observatórios a cada 3 horas que inicia à zero hora (MATZKA *et al.*, 2021).

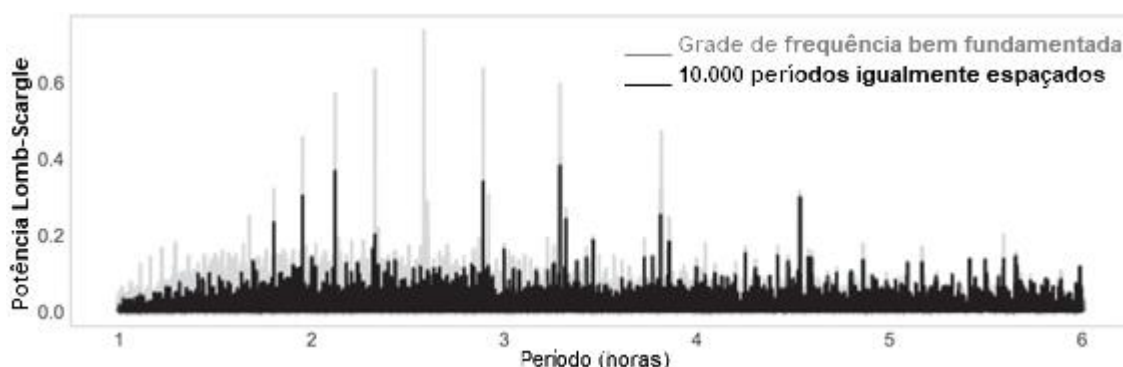
² Disponível em: <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>. Acesso em: 23 de mar. 2023.

3.6 MÉTODO DOS PERIODOGRAMAS LOMB-SCARGLE

Uma das análises realizadas foi o método do periodograma Lomb-Scargle (LOMB, 1976; SCARGLE, 1982) a fim de averiguar o comportamento dos parâmetros e frequência das camadas *Es*. Este método é adequado para detectar e caracterizar sinais periódicos em dados de amostragem não uniformes, como apresentado em Vanderplas (2018) e Tacza, Nicoll e Macotela (2022). Estas análises foram realizadas com um ajuste da frequência mínima para zero, como explicado a partir da Figura 17, pois este mínimo não adiciona carga computacional e é improvável que acrescente algum pico significativo ou artificial aos periodogramas (VANDERPLAS, 2018). A fim de não perder informações relevantes dos dados, os periodogramas foram calculados até uma frequência máxima bem fundamentada nos dados dos ionogramas das *fbEs*.

A grade de frequência usada para uma análise Lomb-Scargle é importante porque limita a frequência inferior ou máxima (limite inferior ou limite máximo), como mostra a Figura 17. Para dados não uniformes é preciso duas considerações importantes, que são os limites de frequência e o espaçamento da grade, pois o uso de uma grade muito grosseira pode levar a um periodograma que falha completamente com os picos de frequências relevantes.

Figura 17 – Exemplo de uma grade de frequências escolhidas para periodogramas.



Fonte: VanderPlas (2018). Os picos escuros mostram um periodograma de frequência em uma grade de períodos igualmente espaçados (~10.000), avaliado como uma escolha de grade errada; a curva clara mostra um periodograma de frequência em uma grade de períodos bem fundamentada (~200.000), avaliada como correta.

O limite de frequência na extremidade inferior (f_0) para um conjunto de observações que abrange um período T , pode ser dada por um sinal com frequência $1/T$ que completará exatamente um ciclo de oscilação, que é uma frequência mínima adequada. Em alguns casos, é mais conveniente apenas ajustar esta frequência mínima para zero, pois, como dito antes, não acrescenta muita carga computacional e é pouco provável que acrescente qualquer pico falso

significativo ao periodograma. Essa situação é adequada para o limite inferior das frequências das camadas *Es* porque as lacunas podem ser substituídas por zero. O limite da frequência superior deve ser fundamentado para não perder informações relevantes quando computado no periodograma. A frequência de limite superior máximo (f_{max}) pode ser baseada no tempo de integração de observações individuais, ou pode ser um limite baseado no conhecimento prévio dos tipos de sinais que se espera detectar. No caso das frequências das camadas *Es* observadas nos ionogramas do UDIDA, o máximo de frequência observável é de 20 MHz. A Figura 17 mostra uma comparação de limites de frequências e faixa de grade escolhida de forma correta e equivocada, onde fica claro que uma escolha correta de grade com limites bem fundamentados faz toda a diferença para a observação dos resultados das camadas *Es*.

Com a faixa de frequência delineada, foi determinado em seguida a precisão da amostragem das frequências entre os limites. Esta escolha também se mostrou muito importante. Pois, uma grade muito fina pode levar a perda de dados na amostragem, enquanto uma grade muito espessa corre o risco de perder completamente os picos estreitos entre os pontos da grade. Assim, é preciso uma delimitação coerente dos dados que melhor representa os limites de mínimo e máximo na grade de espaçamento dos dados. A Figura 17 mostra um exemplo de periodograma com escolha de valores bem definidos (linha cinza), onde os dados importantes podem ser observados claramente. Adicionalmente, um periodograma computado com períodos igualmente espaçados cobrindo o mesmo intervalo (linha preta), mostra que dados importantes foram suprimidos e não puderam ser observados. Isto ocorreu porque o espaçamento da grade é muito maior do que a largura dos picos do periodograma e a análise perde completamente picos importantes dos dados.

3.7 MÉTODO DO ESPECTRO DE WAVELET

A análise do Espectro de Potência *Wavelet* (WPS, do inglês *Wavelet Power Spectrum*) tem sido utilizada em estudos que envolve as marés atmosféricas e as camadas *Es* (HALDOUPIS; PANCHEVA, 2002; PANCHEVA *et al.*, 2003; HALDOUPIS; PANCHEVA; MITCHELL, 2004; PANCHEVA *et al.*, 2006; LIMA *et al.*, 2012; GUHARAY *et al.*, 2013; GUHARAY; BATISTA; CLEMESHA, 2015). A análise WPS pode ser utilizada para observação de perturbações nas amplitudes de sinais durante uma série temporal-espacial em determinados estudos. A transformada wavelet permite o reconhecimento das principais periodicidades em uma série temporal e são utilizadas para investigar o desenvolvimento de

frequências (TORRENCE; COMPO, 1998). A análise *wavelet* pode ser vantajosa em relação à análise clássica de Fourier no estudo de camadas *Es*, pois ela desenvolve uma série temporal não apenas em frequência, mas também no tempo, o que é especificamente útil quando o sinal não é estável ou contínuo, ou seja, apresenta lacunas como no caso das camadas *Es* (LIU; LIANG; WEISBERG, 2007; GE, 2007; FALAYI *et al.*, 2020).

Assim, o principal benefício da técnica de investigação WPS é fornecer dados sobre a ocorrência de frequências em relação à sua localidade na série temporal (FALAYI *et al.*, 2020). O WPS é produzido pela ampliação, $\psi(t) \rightarrow \psi(t/s)$, e translações, $\psi(t) \rightarrow \psi(t + 1)$, com relação ao tempo t . A *wavelet* original (onda mãe ou primária) é expressa na Equação (3.5) como:

$$\psi_{s,k}(t) = s^{\frac{1}{2}} \psi\left(\frac{t-k}{s}\right), \quad (3.5)$$

onde s corresponde à escala relacionada ao aumento e à redução da *wavelet* e k simboliza a localização temporal. Chama-se de *wavelet* (que pode ser interpretado com “pequena onda”) a função de onda $\psi(t)$ que pode se apresentar com ondas específicas, tal como a *wavelet* Morlet, dada por:

$$\psi(t) = \frac{e^{i\omega_0 t}}{\sqrt[4]{\pi e^{\frac{t^2}{2}}}}, \quad (3.6)$$

onde ω_0 é a frequência adimensional. Essas ondas estão contidas dentro do que é chamada de transformada *wavelet*. Assim, uma função definida como $\psi(t)$ apresenta dois parâmetros, k e s , que representam, respectivamente, o deslocamento e a escala. De forma que, a escala de tempo $\psi(t/s)$, a escala de frequência $F = C/s\delta_t$ e a translação $\psi(t - k)$ podem compor uma integral de uma função com um núcleo dado por:

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \psi\left(\frac{t-k}{s}\right) = \psi_{k,s}(t). \quad (3.7)$$

Essa função apresenta uma variável t menos k que representa o deslocamento horizontal em uma escala que faz a onda *wavelet* diminuir ou aumentar. Logo, a transformada *wavelet* pode ser dada na forma da integral:

$$W(k, s) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\psi_{k,s}(t) dt, \quad (3.8)$$

de onde a transformada *wavelet*, $W(k, s)$, é dada em função da translação e da escala, a frequência do sinal é dada por $f(t)$ e $\psi_{k,s}(t)$ é a função *wavelet* dada na Equação (3.7). Nesta transformada ocorre uma relação inversa entre a escala e a frequência de tal forma que quando a escala diminui a frequência aumenta. Com o exposto, a transformada *wavelet* é indicada para analisar as frequências das camadas *Es* porque apresentam lacunas nos dados dos ionogramas. Essa transformada foi utilizada para analisar as periodicidades das *ftEs* e *fbEs* durante as análises dos eventos de SSW em 2018, 2018/2019 e 2020/2021. Através dessas análises foi possível observar se ocorreu alguma periodicidade nas camadas *Es* compatíveis com períodos de ondas planetárias devido a uma interação não linear entre as ondas planetárias e as marés.

3.8 VENTOS DE MARÉS DO RADAR METEÓRICO DE SÃO JOÃO DO CARIRI

Neste trabalho foram utilizados dados observacionais de ventos coletados pelo Radar Meteorológico Interferômetro *All-Sky* (SkiYMET) instalado na estação de baixa latitude de São João do Cariri (7,23° S; 36,32° W; dip lat. -22,22). Este radar opera com frequência operacional de 35,24 MHz, potência de pico de pulso de 12 kW, frequência de repetição de pulso de 2144 Hz e largura de pulso de 13 (GUHARAY *et al.*, 2013). Ele tem um sistema de antenas cruzadas com três transmissores e cinco antenas cruzadas com duas linhas de base ortogonal e uma antena perpendicular a ambas as linhas de base. Este radar pode detectar aproximadamente cerca de 5000 ecos por dia de acordo com sua posição angular, alcance e velocidade radial (GUHARAY *et al.*, 2013). Os dados obtidos possuem uma resolução temporal de 1 hora e de altura vertical de 3 km na região da termosfera inferior entre 80 e 100 km de altitude.

As emissões das ondas eletromagnéticas (ecos de meteoros) são captadas pelas antenas do radar de ventos meteorológicos. Os ventos neutros arrastam as trilhas meteorológicas e a velocidade desse movimento é chamada de velocidade radial (\mathbf{V}_r). Essa velocidade pode ser determinada para o eco reemitido pelas trilhas de meteoros, de maneira que a altura e o azimute são

calculados pela relação entre o tempo de detecção do sinal na antena receptora e o atraso da onda (BATISTA et al., 2004). A relação entre as velocidades radial e do vento são dadas pela Equação (3.9),

$$\mathbf{V}_r = \frac{dr}{dt} = \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{U})}{r}, \quad (3.9)$$

onde $\hat{r} = \frac{\mathbf{r}}{r}$ é um o versor e \mathbf{U} é a velocidade do vento, de onde é possível obter as componentes meridionais (U_x), zonais (U_y) e vertical (U_z). Assim, é possível obter as componentes de vento de maré diurna, semidiurna e terdiurna que foram utilizadas nas simulações detalhadas na próxima subsecção.

3.9 MODELO IONOSFÉRICO DA REGIÃO E (MIRE)

O modelo ionosférico da região E (MIRE) foi desenvolvido por Carrasco, Batista e Abdu (2007) e modificado por Resende *et al.* (2016) e Resende *et al.* (2017a; 2017b) para calcular os perfis verticais de densidade de plasma da região E e o comportamento da camada *Es* entre 86 e 140 km de altitude. O MIRE utiliza a variação temporal da concentração de cada espécie de íons determinadas pelos processos químicos e transporte da região E, que seguem a equação de continuidade, dada por:

$$\frac{\partial[N_i]}{\partial t} = q[N_i] - l[N_i] - \nabla \cdot (\mathbf{V}_i[N_i]), \quad (3.10)$$

onde $[N_i]$ é a densidade numérica de um íon, \mathbf{V}_i é a velocidade dos íons, $\mathbf{V}_i[N_i]$ é o fluxo dos íons, $q[N_i]$ e $l[N_i]$ são a taxa de produção e de perda do íon por unidade de volume, e $\nabla \cdot (\mathbf{V}_i[N_i])$ é o termo de transporte representado pela divergência do fluxo de plasma. Como as variações horizontais contribuem muito pouco para o transporte em relação as verticais (RISHBETH; GARRIOTT, 1969), o termo de divergência pode ser escrito com a Equação (3.11),

$$\nabla \cdot (\mathbf{V}_i[N_i]) = \frac{\partial(V_{iz}[N_i])}{\partial z}. \quad (3.11)$$

Assim, tem-se:

$$\frac{\partial[N_i]}{\partial t} = q[N_i] - l[N_i] - \frac{\partial(V_{iz}[N_i])}{\partial z}, \quad (3.12)$$

onde V_{iz} é a velocidade vertical dos íons.

Portanto, o modelo MIRE resolve numericamente um conjunto de equações de continuidade dos íons moleculares mais importantes da região E, O^+ , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , e dos íons metálicos Fe^+ e Mg^+ . Estes íons metálicos são considerados os mais abundantes na região E e os mais importantes para a formação das camadas *Es* (CARTER; FORBES, 1999; PLANE, 2003; CARRASCO; BATISTA; ABDU, 2007). As equações de continuidade são aplicadas para cada espécie iônica usada no MIRE que são dadas conforme as Equações 3.13 a 3.18:

$$[O^+] = \frac{q_{O^+}}{\kappa_1[O_2] + \kappa_2[N_2]}, \quad (3.13)$$

$$[N_2^+] = \frac{q_{N_2^+}}{\kappa_3[O] + \kappa_4[O_2]}, \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial[O_2^+]}{\partial t} = & q_{O_2^+} + \kappa_1[O^+][O_2] + \kappa_4[N_2^+][O_2] - \kappa_5[O_2^+][NO] - \alpha_{O_2^+}[O_2^+]n_e \\ & - \frac{\partial(V_{O_2^+})[O_2^+]}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial[NO^+]}{\partial t} = & q_{NO^+} + \kappa_2[O^+][N_2] + \kappa_3[N_2^+][O] - \kappa_5[O_2^+][NO] \\ & - \alpha_{NO^+}[NO^+]n_e - \frac{\partial(V_{NO^+})[NO^+]}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial[Fe^+]}{\partial t} = & [Fe] \cdot (j_1 + [NO^+]\gamma_{12} + [O_2^+]\gamma_{14} + [O^+]\gamma_{15}) - [Fe^+]n_e\gamma_2 \\ & - [Fe^+] \cdot \{[N_2] \cdot ([O_2]\gamma_{10} + [N_2]\gamma_{11} + [O]\gamma_{11})\} \\ & - \frac{\partial(V_{Fe^+})[Fe^+]}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial[Mg^+]}{\partial t} = & [Mg] \cdot (j'_1 + [NO^+]\gamma'_{12} + [O_2^+]\gamma'_{14} + [O^+]\gamma'_{15}) - [Mg^+]n_e\gamma'_2 \\ & - [Mg^+] \cdot \{[N_2] \cdot ([O_2]\gamma'_{10} + [N_2]\gamma'_{11} + [O]\gamma'_{11})\} \\ & - \frac{\partial(V_{Mg^+})[Mg^+]}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

As reações químicas e os respectivos coeficientes das taxas de produções e perdas utilizadas no MIRE são mostradas na Tabela 2. Estes coeficientes foram obtidos em Chen e Harris (1971) para os íons moleculares, e em Carter e Forbes (1999) para os íons metálicos. Os coeficientes para os íons de Mg^+ são a metade dos íons de Fe^+ .

Tabela 2 – Reações químicas para os constituintes moleculares e metálicos utilizados no MIRE.

Taxa de Produção Molecular ($cm^{-3} s^{-1}$)	
$O_2 + hv \rightarrow O_2^+ + e$	$q_{O_2^+}$
$N_2 + hv \rightarrow N_2^+ + e$	$q_{N_2^+}$
$NO + hv \rightarrow NO^+ + e$	q_{NO^+}
$O + hv \rightarrow O^+ + e$	q_{O^+}
Coeficiente da Taxa ($cm^{-3} s^{-1}$)	
$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	$\kappa_1 = 4.0 \times 10^{-11}$
$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$	$\kappa_2 = 1.3 \times 10^{-12}$
$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$	$\kappa_3 = 2.5 \times 10^{-10}$
$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	$\kappa_4 = 1.0 \times 10^{-10}$
$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$	$\kappa_5 = 8.0 \times 10^{-10}$
$NO^+ + e \rightarrow N + O$	$\alpha_{NO^+} = 4.7 \times 10^{-7} (300/Te)$
$O_2^+ + e \rightarrow O + O$	$\alpha_{O_2^+} = 2.2 \times 10^{-7} (300/Te)^{0.7}$
Taxa de Produção Metálica	
$Fe + hv \rightarrow Fe^+ + e$	$j_1 = 5.0 \times 10^{-7} s^{-1}$
$Fe^+ + e \rightarrow Fe + 7.9ev$	$\gamma_2 = 1.0 \times 10^{-12} cm^3 s^{-1}$
$Fe^+ + O_2 + N_2 \rightarrow FeO_2^+ + N_2$	$\gamma_{10} = 2.5 \times 10^{-30} cm^6 s^{-1}$
$Fe^+ + N_2 + N_2 \rightarrow FeN_2^+ + N_2$	$\gamma_{11} = 2.5 \times 10^{-30} cm^6 s^{-1}$
$Fe^+ + O + N_2 \rightarrow FeO^+ + N_2$	$\gamma_{12} = 2.5 \times 10^{-30} cm^6 s^{-1}$
$Fe + NO^+ \rightarrow Fe^+ + NO$	$\gamma_{13} = 7.0 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$
$Fe + O_2^+ \rightarrow Fe^+ + O_2$	$\gamma_{14} = 9.4 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$
$Fe + O^+ \rightarrow Fe^+ + O$	$\gamma_{15} = 2.0 \times 10^{-9} cm^3 s^{-1}$

Fonte: Adaptado de Chen e Harris (1971).

O perfil de densidade eletrônica é dado pela soma dos íons moleculares e metálicos, como mostra a Equação (3.19):

$$n_e = [O_2^+] + [NO^+] + [O^+] + [N_2^+] + [Fe^+] + [Mg^+]. \quad (3.19)$$

As simulações são obtidas em um espaço-tempo de aproximadamente 0,2 km de altura a cada 2 minutos entre 00 e 24 UT para altitudes entre 86 e 140 km. Assume-se o equilíbrio fotoquímico da espécie como condições iniciais para que as equações numéricas sejam resolvidas até que a convergência iônica seja alcançada (CARRASCO; BATISTA; ABDU, 2007; RESENDE *et al.*, 2016; 2017a; 2017b; CONCEIÇÃO-SANTOS *et al.*, 2019; 2020).

Para o termo de transporte na equação da continuidade, o MIRE usa a equação de movimento que depende das componentes de vento meridional (U_x) e zonal (U_y), e das componentes do campo elétrico ($E_{x,y,z}$), segundo a Equação (3.20),

$$V_{iz} = \frac{\omega_i^2}{(v_{in}^2 + \omega_i^2)} \left[\cos I. \sin I. U_x + \frac{v_{in}}{\omega_i} \cdot \cos I. U_y + \frac{1}{v_{in} m_i} \cdot \cos I. \sin I. E_x \right. \\ \left. + \frac{e}{\omega_i m_i} \cdot \cos I. E_y + \frac{e}{v_{in} m_i} \cdot \left(\frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \sin^2 I \right) \cdot E_z \right], \quad (3.20)$$

onde ω_i é a girofrequência do íon; v_{in} é a frequência de colisão íon-neutro; I é o ângulo de inclinação magnética; e é a carga elétrica do íon; m_i é a massa do íon. O sistema de coordenadas é composto pelo eixo x que aponta para o sul, o eixo y que aponta para o leste, e o eixo z que aponta para cima.

Para o estudo das camadas E_s de baixas latitudes, o principal mecanismo é o cisalhamento de ventos. Assim, o MIRE utiliza as Equações (3.21) e (3.22) das componentes de vento meridional e zonal obtidas em Mathews e Bekeny (1979),

$$U_x(z) = U_{x0}(z) \cdot \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_x} (z - z_0) + \frac{2\pi}{T} (t - t_{x0}(z)) \right), \quad (3.21)$$

$$U_y(z) = -U_{y0}(z) \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_y} (z - z_0) + \frac{2\pi}{T} (t - t_{y0}(z)) \right), \quad (3.22)$$

onde $U_{x0}(z)$ e $U_{y0}(z)$ são as amplitudes do vento na altura z ; λ_x e λ_y são os comprimentos de onda para as respectivas componentes meridionais e zonais das marés diurna, semidiurna e terdiurna; z_0 é a altura de referência (100 km); $t_{x0}(z)$ e $t_{y0}(z)$ são as fases de onda; T é o período da maré, que pode ser diurna (24 h), semidiurna (12 h), ou terdiurna (8 h).

Como foi mencionado anteriormente, os parâmetros das Equações (3.21) e (3.22) são obtidos pelo radar *SkiYMET*. Entretanto, a faixa de altura de interesse neste estudo no MIRE

está entre 86 e 140 km (RESENDE *et al.*, 20116; 2017a; 2017b). Assim, entre 100 e 120 km, o modelo realiza um ajuste dos parâmetros de vento baseado na teoria de cisalhamento do vento para analisar a dinâmica da camada *Es*. Portanto, as equações de vento foram expandidas até 120 km de acordo com uma curva de Lorentz adequada para marés diurnas, semidiurnas e terdiurnas. Os comprimentos de onda verticais $\lambda_{x,y}$ são considerados constantes até ~100 km. Acima dessa altitude, os ventos de maré tendem a ter um comprimento de onda não constante (LIEBERMAN; OBERHEIDE; TALAAT, 2013). Assim, o comprimento de onda incluído no MIRE tende ao infinito acima de 120 km (CONCEIÇÃO-SANTOS *et al.*, 2020).

4 ANTICORRELAÇÃO DAS CAMADAS *Es* COM A ATIVIDADE SOLAR

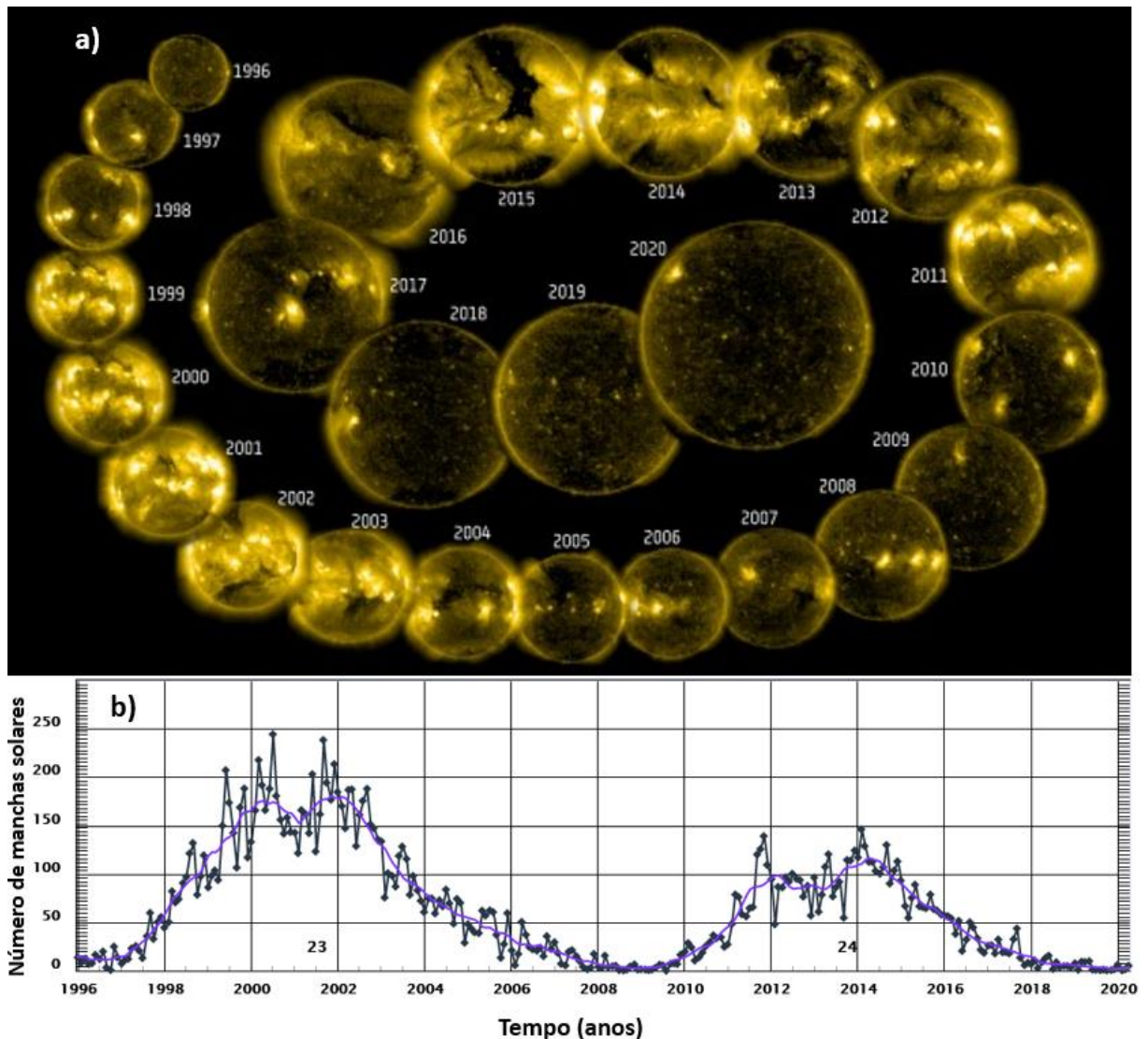
Nas subseções seguintes apresentam-se os resultados do primeiro estudo conduzido ao longo da pesquisa de doutorado. Foram analisadas as camadas *Es* registradas pelos ionogramas de Palmas (PAL) e São José dos Campos (SJC) com foco em suas ocorrências ao longo dos períodos de baixa e alta atividade solar.

4.1 CICLO DE ATIVIDADE SOLAR

Manchas solares são áreas escuras localizadas na parte mais fria do Sol (fotosfera), com temperaturas de $\sim 3 \times 10^3$ K e campos magnéticos de aproximadamente 0,4 T. Elas podem aparecer em latitudes menores na fase decrescente do ciclo, próximo do mínimo solar de forma individual ou em grupo. Na fase crescente do ciclo, podem surgir até próximo da latitude de 40° nos dois hemisférios do Sol com um tempo de vida individual de dias ou semanas. O surgimento das manchas solares indica o início do ciclo solar que segue um período médio de 11 (onze) anos. A Figura 18 mostra as observações que incluem o tamanho e posições das manchas solares (Figura 18a) e o número de manchas solares (Figura 18b) durante os ciclos solares 23 e 24. Um diagrama borboleta (não mostrado aqui) aponta que as posições das manchas solares para cada rotação do Sol aparecem primeiro em latitudes médias solar e depois se movem em direção ao equador, à medida que o ciclo solar se desenvolve, até um limite de aproximadamente 5° (KOSKINEN, 2011; CANDER, 2019; GIZON *et al.*, 2020).

A Figura 18a mostra que o início da atividade do ciclo solar 23 começa entre 1996 e 1997 com seu ápice entre 2001 e 2002. Essa figura também apresenta o início do ciclo 24 em 2008, caracterizando a alta atividade solar em 2014. Esse fato é comprovado pelo surgimento e aumento do número de manchas solares mensais mostrado na Figura 18b. O máximo de manchas solares do ciclo 23 ocorre até o máximo de ~ 250 manchas por mês durante a alta atividade enquanto o ciclo 24 tem seu apogeu com ~ 150 manchas por mês em 2014. Isso mostra que o ciclo solar 23 foi maior em números de manchas solares por mês na alta atividade solar que o ciclo 24. Além disso, o ciclo 23 apresenta dois picos um em 2000 e outro em 2002. Esse comportamento também ocorreu no ciclo 24 com picos em 2012 e 2014.

Figura 18 – Ciclos Solar 23 e 24 com suas progressões de atividades e manchas solares.



Fonte: a) ESA/NASA/SOHO³ (2023); b) NASA⁴ (2023). a) A parte mais incandescente que se encontra no meio do ciclo de 11 anos corresponde ao máximo de atividade solar e ao máximo de números de manchas solares. b) Os pontos ligados um ao outro em azul correspondem ao número de manchas solares por mês; a linha em roxo corresponde a uma média suavizada do número de manchas solares.

Um fenômeno existente, principalmente durante a alta atividade solar, é a emissão de massa coronal desenvolvida pela diferença de pressão entre a parte mais externa do Sol (a coroa) e o meio interplanetário. Como consequência desse fenômeno, uma pequena parte do campo magnético solar se rompe momentaneamente dando origem a tempestades solares com a ejeção de partículas que podem ser direcionadas para a Terra (YAMADA; KULSRUD; JI, 2010). Quando isso ocorre, partículas, energia e radiação eletromagnética são arrastadas com o vento solar e alcançam a atmosfera terrestre. Esse fluxo de partículas denominado de plasma é

³ Disponível em: <https://sci.esa.int/web/soho/-/soho-s-pioneering-25-years-in-orbit>. Acesso em: 15 de mar. 2023.

⁴ Disponível em: <https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>. Acesso em: 15 de mar. 2023.

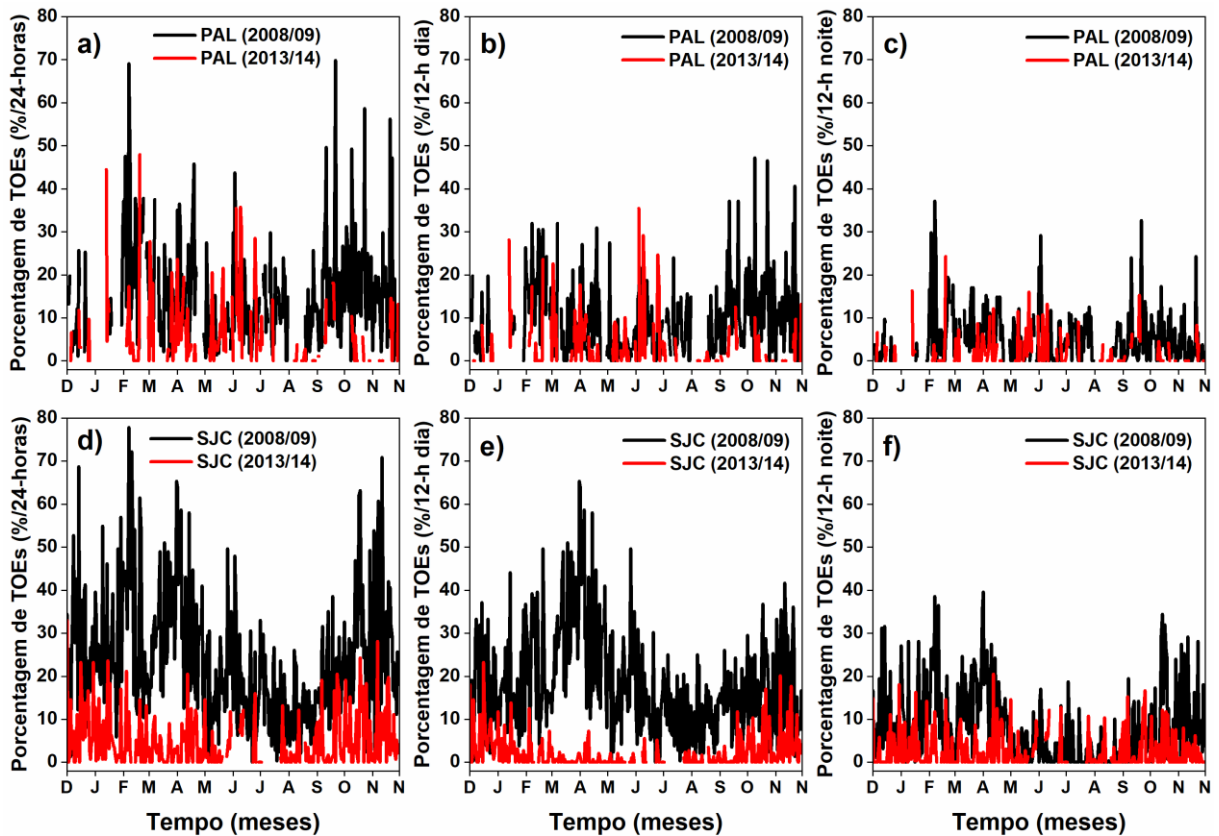
constituído principalmente por hidrogênio e elétrons altamente ionizados e macroscopicamente neutro com comportamento coletivo devido a influência da força de Coulomb (LHOTKA; BOURDIN; PILAT-LOHINGER, 2019).

4.2 ANTICORRELAÇÃO DOS *TOES* ENTRE 2008/2009 E 2013/2014 EM PAL E SJC

Como mencionado anteriormente, foram analisados o tempo de observação da camada *Es* (*TOEs*) diários durante a baixa e alta atividade solar divididas nas estações de verão, outono, inverno e primavera em PAL e SJC (Figura 19). Os *TOEs* foram computados de acordo com os ionogramas disponíveis. Assim, todas as observações diárias foram contadas para cada estação, transformando-se de minutos para horas por dia. Os resultados em horas por dia foram normalizados e transformados em porcentagens, considerando 100% de observação por dia, o que corresponde a 24 horas. Os dados dos *TOEs* são mostrados em relação ao dia, a estação e ao mês para comparar os resultados de baixa e alta atividade solar. Além da comparação considerando o dia inteiro (24 h/dia), foi também realizada uma comparação entre os períodos diurnos (12 h/dia) e noturnos (12 h/noite).

As Figuras 19a e 19d referem-se as porcentagens diárias em relação aos meses do ano para PAL e SJC, respectivamente. Os resultados mostram valores mais altos de *TOEs* durante o ano de 2008/2009 em baixa atividade solar (linha preta) comparado ao ano de 2013/2014 em alta atividade solar (linha vermelha). Ademais, nota-se claramente que a diferença dos valores de *TOEs* entre os anos de baixa e alta atividade solar é muito maior em SJC do que em PAL. Os valores diários (24 h) dos *TOEs* em PAL foram ~75,3% mais altos no período de baixa atividade solar do que no período de alta atividade solar. Já em SJC, este valor foi de ~81,9% em 2008/2009 em relação a 2013/2014. A mesma análise foi realizada durante o período diurno (09 UT - 21 UT) e noturno (21 UT - 08 UT) mostrados nas Figuras 19b e 19c para PAL e nas Figuras 19e e 19f para SJC. A diferença nos valores dos *TOEs* entre os anos 2008/2009 e 2013/2014 é perceptível tanto nos períodos diurnos e noturnos. Nos períodos diurnos (12 h/dia) e noturnos (12 h/noite) em PAL, foi observada uma maior anticorrelação dos *TOEs* em relação a atividade solar nos meses de setembro a novembro. Em SJC, uma diferença significativa dos *TOEs* diurnos e noturnos são observadas entre os dois períodos.

Figura 19 – *TOEs* por dia para os períodos de baixa e alta atividade solar sobre PAL e SJC.



Fonte: Elaborado pelo autor. Valores diários (24 h) de *TOEs* para os períodos de baixa (linhas pretas) e alta (linhas vermelhas) atividade solar em PAL (painel a) e SJC (painel d); Ocorrências da camada Es durante o período diurno (12 h/dia) em PAL (painel b) e SJC (painel e); Ocorrências da camada Es durante o período noturno (12 h/noite) em PAL (painel c) e SJC (painel f).

As descontinuidades em algumas linhas na Figura 19 referem-se à falta de dados causados por problemas nos instrumentos. Adicionalmente, a Figura 19 mostra que as ocorrências de camadas *Es* durante a noite são menores do que durante o dia, o que pode ser atribuído aos efeitos dos processos de ionização dos íons moleculares (TAN *et al.*, 2005; CHU *et al.*, 2014; BERGSSON; SYNDERGAARD, 2022). Vale salientar que essas camadas *Es* são presentes durante o período noturno porque as camadas *Es* tem forte influência dos íons metálicos em sua formação. Estes íons metálicos têm um tempo de vida-médio mais longo que os íons moleculares (PLANE; FENG; DAWKINS, 2015; PLANE *et al.*, 2018). Assim, a taxa de recombinação dos íons metálicos é mais lenta, o que pode indicar que as camadas *Es* geradas durante o dia podem permanecer até a noite (TAN *et al.*, 2005; MAKSYUTIN; SHERSTYUKOV, 2005; ZHANG *et al.*, 2015).

A Tabela 3 sumariza as diferenças entre os *TOEs* observados em 2008/2009 e 2013/2014 em PAL e SJC nos períodos diários (24 h), diurno (12 h/dia) e noturno (12 h/noite). Estes valores mostram claramente uma anticorrelação dos *TOEs* em relação a atividade solar em

ambas as estações analisadas. Estes resultados concordam bem com as observações de Zhang *et al.* (2015) e Niu *et al.* (2019), que mostraram uma correlação negativa das camadas *Es* com a atividade solar no hemisfério Sul. Entretanto, diferentemente dos resultados observados nesta análise, os autores relataram em alguns momentos uma correlação positiva para as camadas *Es* no período diurno. Recentemente, Bergsson e Syndergaard (2022) relataram uma anticorrelação das camadas *Es* com a atividade solar considerando os dados diários (24 h/dia), o que também está de acordo com os resultados mostrados neste trabalho.

Adicionalmente, a Tabela 3 também mostra que no ano representativo da alta atividade solar os valores dos *TOEs* na latitude de SJC durante o período noturno são maiores que durante o período diurno, principalmente entre março e setembro (Figuras 19e e 19f). Por outro lado, em PAL, local próximo ao equador, observa-se o que, geralmente, é esperado para a formação das camadas *Es*, ou seja, que os valores dos *TOEs* sejam maiores no período diurno que durante a noite (Figura 19b e 19c).

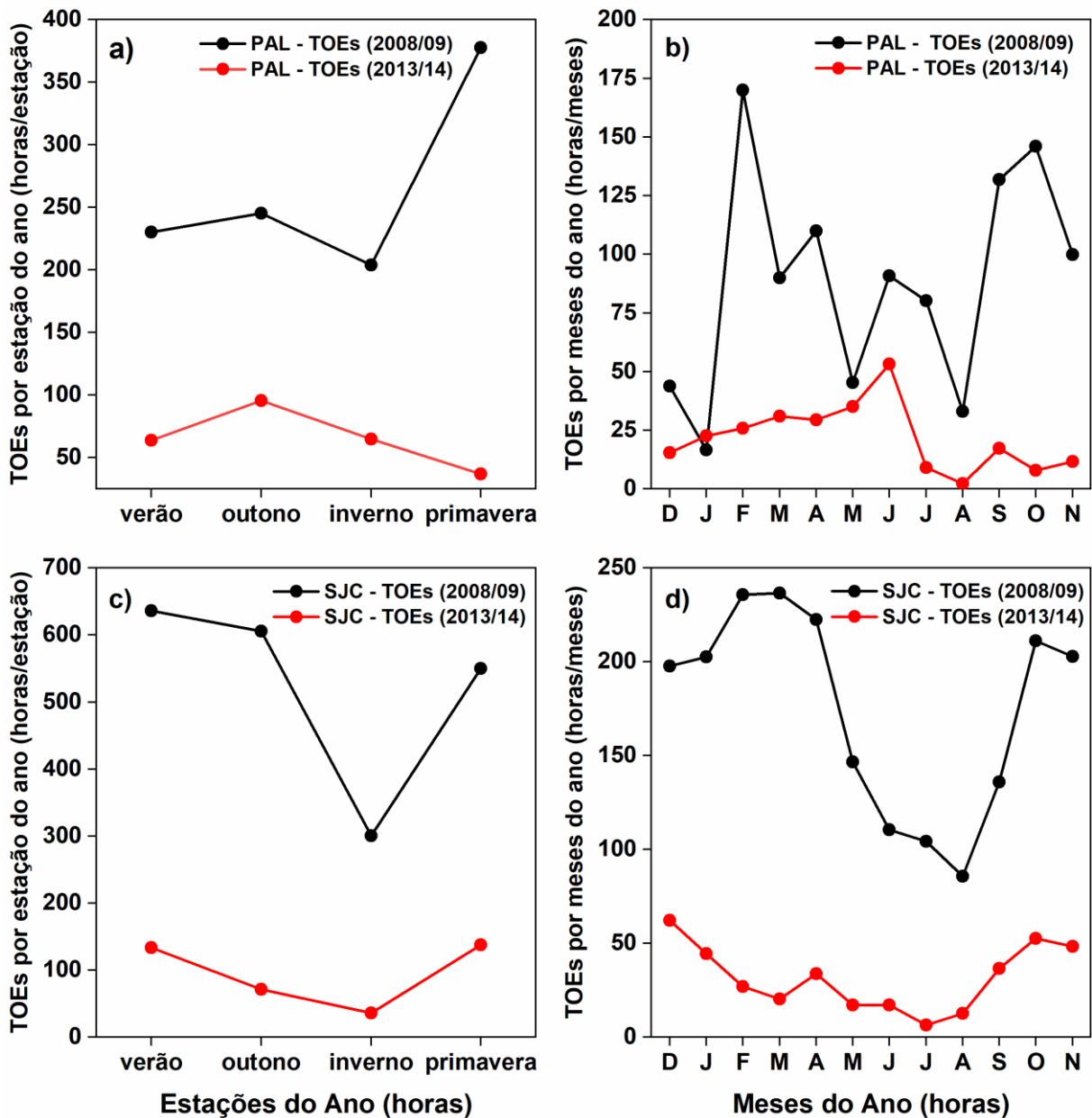
Tabela 3 – Comparação entre os *TOEs* de PAL e SJC durante os períodos de alta e baixa atividade solar.

Anos	<i>TOEs</i> em PAL (10,17° S; 48,33° W)		
	Diário (24 h)	Diurno (12 h)	Noturno (12 h)
2008/2009	1057,25 h	684,16 h	373,08 h
2013/2014	261,25 h	167,09 h	94,16 h
Anos	<i>TOEs</i> em SJC (23,18° S; 45,89° W)		
	Diário (24 h)	Diurno (12 h)	Noturno (12 h)
2008/2009	2092,32 h	1370,99 h	721,33 h
2013/2014	378,84 h	172,68 h	206,42 h

Fonte: Elaborado pelo autor.

Na Figura 20 é mostrada a variação sazonal (painéis da esquerda) e mensal (painéis da direita) dos *TOEs* durante os anos de mínimo 2008/2009 (linha preta) e máximo 2013/2014 (linha vermelha) solar para as estações de PAL (painéis superiores, a e b) e SJC (painéis inferiores, c e d). Em geral, também é possível observar que os *TOEs* são menores no período de alta atividade solar do que no período de baixa atividade solar. As Figuras 20a e 20b mostram que os valores dos *TOEs* são maiores em 2008/2009 do que em 2013/2014 para todas as estações em PAL. Esta diferença também pode ser observada entre os *TOEs* nos outonos de 2009 (245,67 h) e 2014 (95,67 h), nos invernos de 2009 (203,92 h) e 2014 (64,75 h), e entre as primaveras de 2009 (377,75 h) e 2014 (36,83 h).

Figura 20 – Comparação dos *TOEs* entre a baixa e alta atividade solar das estações e meses sobre PAL e SJC.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Com relação a SJC, As Figuras 20c e 20d revelam que no inverno os valores de *TOEs* são os menores observados nos dois períodos atividade solar analisados. De fato, os *TOEs* são de ~636 h, enquanto para o verão de 2013/2014 são de ~134 h. Nos meses do outono de 2009 são ~606 h, enquanto em 2014 são ~71 h. Para a estação de inverno de 2009, observa-se ~300 h, enquanto em 2014 são observadas apenas ~36 h. Finalmente, na primavera de 2009 e 2014, os *TOEs* são respectivamente de ~550 h e ~138 h. Observa-se que os *TOEs* no verão são os mais altos para ambos os períodos de atividade solar analisados enquanto o inverno apresentou os valores mais baixos de *TOEs*. Estes resultados concordam com os resultados de estudos

anteriores encontrados na literatura (ARRAS *et al.*, 2008; ARRAS; WICKERT, 2018; NIU *et al.*, 2019; NIU, 2021).

Analisando os resultados em termos comparativos dos valores sazonais e mensais dos *TOEs* sobre PAL e SJC no ano de alta atividade solar de 2013/2014, observa-se que os *TOEs* em PAL tem maiores valores que em SJC durante as estações de outono e inverno e nos meses de março, maio e julho (Figura 20). Os resultados observados neste período de alta atividade solar também mostraram que os *TOEs* em SJC foram superiores aos de PAL no verão (note a escala diferente). Neste caso, os valores mensais decrescentes nesta estação que apresentou em dezembro 62 horas, janeiro teve 44 horas e fevereiro em 27 horas. Por outro lado, durante os meses de verão em PAL observam-se valores crescentes de *TOEs* foram de ~15 h/mês, ~23 h/mês e ~26 h/mês de dezembro a fevereiro, respectivamente. Esta tendência de aumento nos valores dos *TOEs* em PAL continua até junho (53 h). Após este comportamento, houve uma forte diminuição na ocorrência da camada *Es* no mês de julho (9 h) até o valor mais baixo de *TOEs* em agosto (2,3 h). A estação de SJC mostrou uma recuperação de março (20 h) a abril (34 h) e depois mostrou uma forte diminuição na ocorrência da camada *Es* até o valor mais baixo de *TOEs* que ocorreu em julho (6,5 h). A partir deste mínimo, um grande aumento de *TOEs* foi observado em outubro (52 h) em SJC.

4.3 ANÁLISE DOS PARÂMETROS DE FREQUÊNCIAS DA CAMADA *ES*

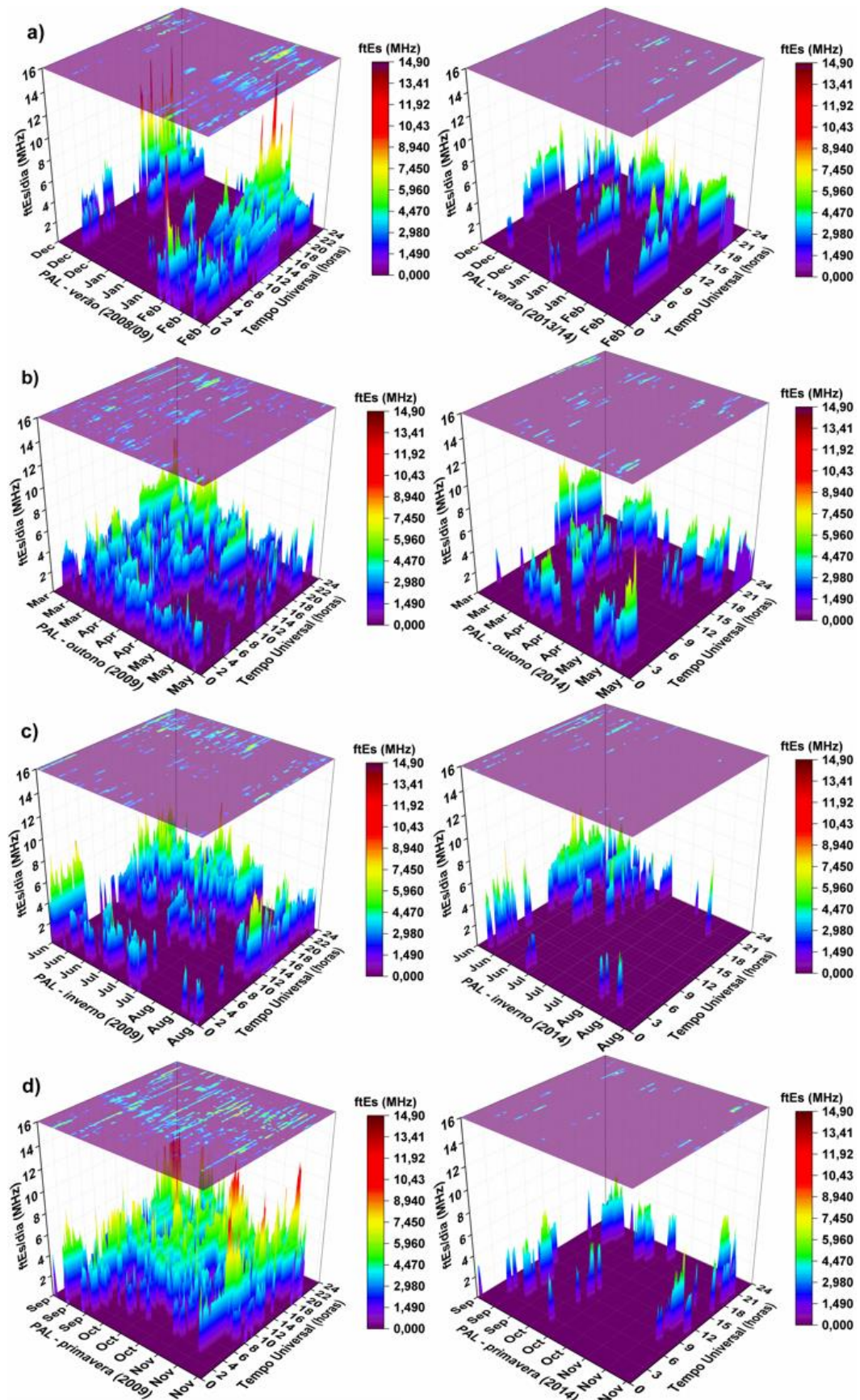
As Figuras 21 e 22 apresentam a variação mensal das frequências de topo das camadas *Es* (*ftEs*) durante os quatro períodos sazonais sobre PAL e SJC, respectivamente. As superfícies do mapa de cores 3D nos painéis da esquerda mostram os resultados dos mínimos solares (2008/2009) e os painéis da direita se referem ao máximo solar (2013/2014). É facilmente observado a partir dos gráficos que durante todos os períodos sazonais, o parâmetro *ftEs* no ano de baixa atividade solar apresentou valores maiores do que no ano de máximo solar. A Figura 21 mostra que os valores mais altos de *ftEs* sobre PAL ocorreram nas estações de verão e primavera. De fato, um pico máximo de 14,90 MHz é observado em fevereiro em ~20 UT. Este aumento no valor de *ftEs* pode estar relacionado a um evento de Aquecimento Estratosférico Súbito (SSW) que ocorreu entre o final de janeiro e o início de fevereiro de 2009. Este comportamento do SSW será abordado com mais detalhes adiante.

Adicionalmente, o evento SSW teve efeitos globais em ondas de maré e planetárias, o que pode ter contribuído para a intensificação das camadas *Es*, sendo uma possível explicação

para os picos de *ftEs* observados (WANG et al., 2011). A Figura 21a mostra que no verão de 2008/2009 sobre PAL, o *ftEs* alcançou valores acima de 10 MHz, enquanto no verão de 2013/2014 os valores deste parâmetro estiveram sempre abaixo de 10 MHz. Na Figura 21b, é possível observar que o *ftEs* durante o outono está abaixo de 10 MHz em ambos os períodos analisados e raramente ultrapassa 8 MHz durante o mínimo solar. O mesmo comportamento do outono é observado no inverno sobre PAL. Enquanto na primavera, o *ftEs* atingiu valores acima de ~14 MHz no ano de mínimo solar.

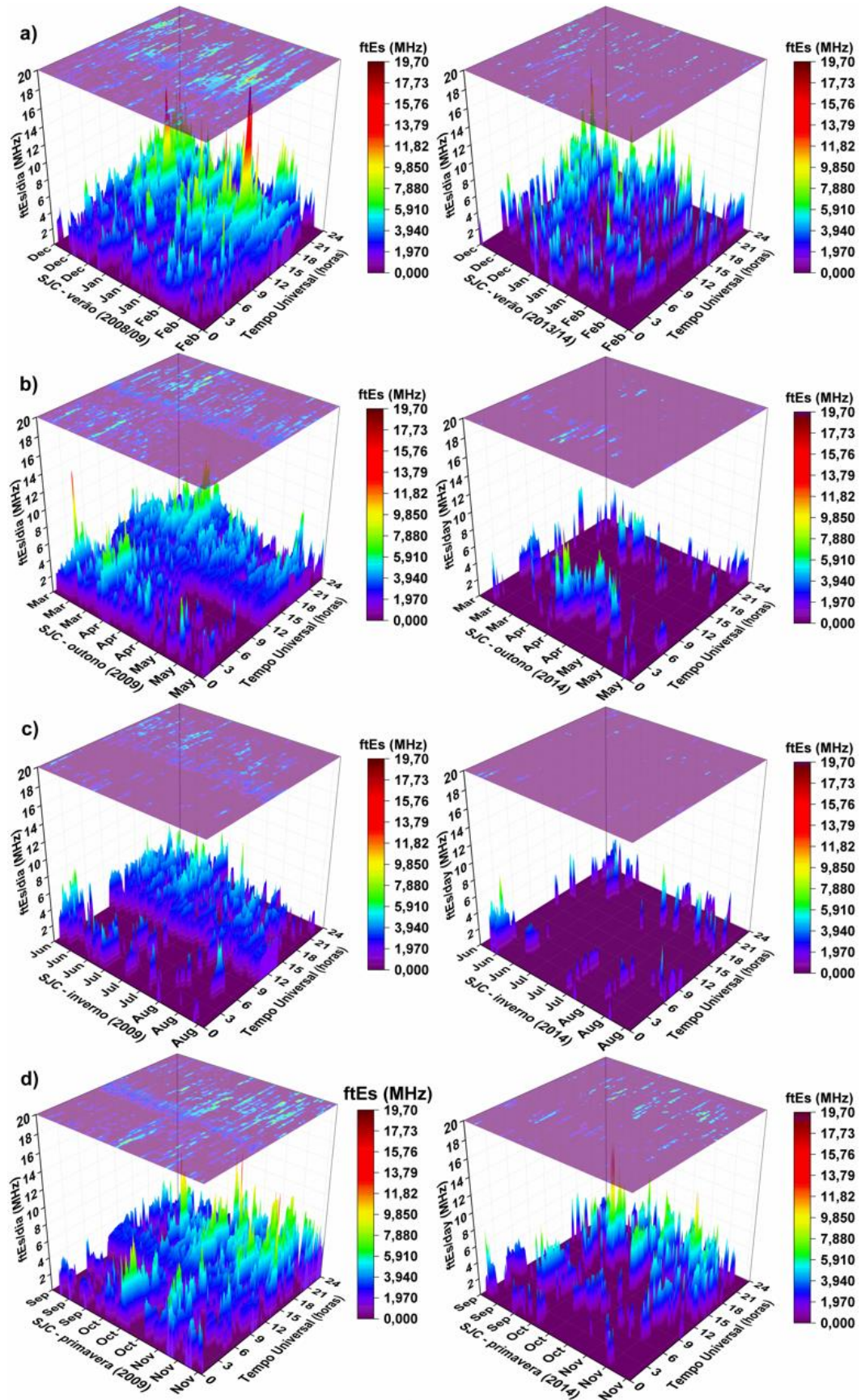
Na estação de SJC (Figura 22), nota-se que a maioria dos valores do *ftEs* se encontram abaixo de 7 MHz durante todos os períodos sazonais ao longo dos anos de mínimo e máximo solar. Entretanto, os gráficos da Figura 22 mostram que os valores do *ftEs* excederam 10 MHz em alguns casos durante o verão e primavera. Por exemplo, nota-se aumentos repentinos durante o mínimo e máximo solar em alguns casos. No ano de alta atividade solar, foram observados alguns pontos de aumento repentino de *ftEs* em dezembro com 14,1 MHz (~21 UT), fevereiro com ~10,3 MHz (~18 UT), abril com 11,5 MHz (~03 UT), outubro com ~15,2 MHz (~15 UT) e novembro com 12,4 MHz (~16 UT). Enquanto no ano de baixa atividade solar, alguns picos mais intensos de *ftEs* no verão foram observados em dezembro com ~15,8 MHz (~14UT), janeiro com ~13,2 MHz (~15 UT) e em fevereiro com ~19,7 MHz (~13 UT). Também foi observado um aumento acentuado de *ftEs* em março (outono) com valor de ~13,5 MHz (~03 UT), durante os meses da primavera em outubro com ~14,9 MHz (~16 UT) e novembro com valor de ~12 MHz (~13 UT). Ademais, é também perceptível pela Figura 22b que as intensidades do *ftEs* de outono (2009) são muito inferiores aos valores observados no verão. O outono de 2014 apresentou apenas dois picos acima de 6 MHz em março e abril durante as primeiras horas da manhã. O inverno de 2009 e 2014 mostram um padrão de *ftEs* com poucos picos acima de 6 MHz (Figura 22c).

Figura 21 – Comparação das *fEs* entre a baixa e alta atividade solar que ocorreram sobre PAL.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 22 – Comparação das *ftEs* entre a baixa e alta atividade solar que ocorreram sobre SJ. C.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Tabela 4 sumariza os valores mais altos de $ftEs$ nos anos de baixa e alta atividade solar nas latitudes de PAL e SJC. Nesta tabela também é mostrado o pico da densidade eletrônica (N_e). Os valores da densidade eletrônica foram calculados a partir do parâmetro $fbEs$ (não mostrado na Tabela 4). O parâmetro $fbEs$ denota a frequência na qual os traços da camada superior (por exemplo, a camada F) começam a ser observados nos ionogramas. Aplicou-se a expressão baseada na relação $N_e = 1,24 \times 10^4 (fbEs)^2$, onde $fbEs$ é dado em MHz. Como pode ser observado na Tabela 4, no período de baixa atividade solar em PAL, quatro picos máximos podem ser observados, dois no verão (dezembro e fevereiro) e dois na primavera (setembro e outubro). Durante esses meses, os maiores valores de densidades eletrônicas são observados em fevereiro (verão) em baixa atividade solar na latitude de PAL ($\sim 3 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³) e SJC ($\sim 5 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³).

Tabela 4 – Comparação dos picos máximos mensais de $ftEs$ e o pico de densidade eletrônica entre a baixa e alta atividade solar em PAL e SJC.

$ftEs$ (MHz) e pico de densidade (elétrons.cm⁻³) em PAL (2008/2009)												
	Dez	Jan	Fev	Mar	Abr	Mai	Jun	Jul	Ago	Set	Out	Nov
$ftEs$	13,2	6,9	14,9	9,5	8,9	8,4	9,0	9,6	8,8	12,4	13,4	12,2
N_e	2.10^6	4.10^5	3.10^6	7.10^5	7.10^5	6.10^5	7.10^5	9.10^5	6.10^5	2.10^6	2.10^6	2.10^6
$ftEs$ (MHz) e pico de densidade (elétrons.cm⁻³) em PAL (2013/2014)												
$ftEs$	7,7	9,5	9,4	8,4	7,7	9,4	9,3	6,5	7,9	7,4	6,4	7,3
N_e	6.10^5	8.10^5	6.10^5	9.10^5	4.10^5	5.10^5	8.10^5	5.10^5	5.10^5	5.10^5	5.10^5	5.10^5
$ftEs$ (MHz) e pico de densidade (elétrons.cm⁻³) em SJC (2008/2009)												
	Dez	Jan	Fev	Mar	Abr	Mai	Jun	Jul	Ago	Set	Out	Nov
$ftEs$	15,8	13,2	19,7	14,0	11,0	8,0	9,5	9,0	7,2	8,0	14,9	14,0
N_e	3.10^6	2.10^6	5.10^6	1.10^6	6.10^5	8.10^5	6.10^5	5.10^5	4.10^5	5.10^5	2.10^6	2.10^6
$ftEs$ (MHz) e pico de densidade (elétrons.cm⁻³) em SJC (2013/2014)												
$ftEs$	14,1	10,3	9,5	6,3	11,5	7,6	9,0	8,7	6,8	9,1	15,2	12,4
N_e	3.10^6	1.10^6	9.10^5	4.10^5	6.10^5	3.10^5	5.10^5	9.10^5	5.10^5	6.10^5	1.10^6	8.10^5

Fonte: Elaborado pelo autor.

Durante o período de baixa atividade solar, PAL mostrou outro grande valor de $ftEs$ com 13,2 MHz ($\sim 2 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³) em dezembro (verão). No outono e inverno, PAL teve os valores de $ftEs$ mais baixos com 9,5 MHz ($\sim 7.10^5$ elétrons.cm⁻³) em março e 9,6 MHz ($\sim 9.10^5$ elétrons.cm⁻³) em julho de 2009. A primavera também mostrou um grande valor de $ftEs$ com a maior densidade de pico de $\sim 2.10^6$ elétrons.cm⁻³ em outubro. Os maiores valores de $ftEs$ em PAL durante o período de alta atividade solar para cada estação foram encontrados com 9,5

MHz no verão (janeiro), 9,4 MHz no outono (maio), 9,3 MHz no inverno (junho) e 7,4 MHz na primavera (outubro).

Os resultados da Tabela 4 para o ano de baixa atividade solar em SJC mostram quatro picos, três no verão (dezembro, janeiro e fevereiro) e um na primavera (novembro). Como mencionado anteriormente, dois grandes valores de *ftEs* também foram observados neste período, em março (14 MHz) e em outubro (14,9 MHz). Para alta atividade solar em SJC, a Tabela 4 mostra três picos, em abril (11,5 MHz), outubro (15,2 MHz) e novembro (12,4 MHz), mas com baixos valores de densidades eletrônicas.

Para Maksyutin e Sherstyukov (2005) e Zhang *et al.* (2015), as frequências mais intensas das camadas *Es* significam que elas são formadas principalmente por íons metálicos. Plane; Feng e Dawkins (2015) mostraram que o *Fe*, o *Mg* e o *Si* são os principais elementos precipitados na termosfera inferior devido à ablação de meteoros que contribui para uma maior densidade das camadas metálicas formadas na região E ionosférica. Huba, Krall e Drob (2019) realizaram simulações globais de densidade da região E com dados dos íons metálicos Fe^+ e Mg^+ , descobrindo que o pico de densidade eletrônica mais alto é encontrado em médias e baixas latitudes a ~105 km de altitude. Assim, os picos de densidades eletrônicas mostrados na Tabela 4 e nas Figuras 21 e 22, concordam com as observações relatadas por esses autores, visto que as camadas foram observadas entre alturas de ~100 e 110 km.

Ademais, Bergsson e Syndergaard (2022) observaram que os meses de verão (inverno) e inverno (verão) do hemisfério Norte (Sul) mostraram alturas mais baixas da camada *Es* no período de baixa atividade solar do que no período de alta atividade solar. Esta análise concorda com os nossos resultados uma que vez que a maioria dos grandes picos de frequência e densidade eletrônica mostrados na Tabela 4 são encontrados nas estações de verão e primavera durante o período de baixa atividade solar.

Vários estudos investigaram a relação das frequências das camadas *Es* com atividade solar tanto em média latitudes (MAKSYUTIN; SHERSTYUKOV; FAHRUTDINOVA, 2001; ZUO; WAN, 2002; MAKSYUTIN; SHERSTYUKOV, 2005; PIETRELLA; BIANCHI, 2009; ZHANG *et al.*, 2015; ZHOU *et al.*, 2017) quanto em baixa latitudes (ZHANG *et al.*, 2015; ZHOU *et al.*, 2017). Zhang *et al.* (2015) estudaram os dados sobre Hainan (20° N, 110,34° E), mostrando uma correlação negativa com a atividade solar. Os resultados do *ftEs* sobre PAL e SJC das Figuras 21 e 22 concordam com a análise anterior apresentada por esses autores. Outras análises realizadas por Zuo e Wan (2002) mostraram uma anticorrelação para frequências acima de 6 MHz. De acordo com Maksyutin e Sherstyukov (2005), o comportamento da camada *Es*

com o nível de atividade solar é controlada por sua composição iônica, na qual a correlação negativa com a atividade solar ocorre principalmente em camadas intensas compostas de íons metálicos, enquanto a correlação positiva é observada para camadas fracas compostas de íons moleculares.

Para analisar as relações entre as camadas *Es* com o nível de atividade solar, o coeficiente de correlação das variações mensais dos parâmetros *ftEs* e *TOEs* em relação ao índice de fluxo solar F10.7 entre os anos de baixa/alta atividade solar foi calculado usando o método de correlação linear de Pearson (Tabela 2).

Tabela 5 – Coeficiente de correlação das variações mensais dos parâmetros *ftEs* e *TOEs* com a variação mensal do índice F10.7 entre os períodos de mínimo solar (2008/2009) e máximo solar (2013/2014).

Estação	Coeficiente de Correlação Diário ($\Delta ftEs/mês$)	Coeficiente de Correlação Dia ($\Delta ftEs/mês$)	Coeficiente de Correlação Noite ($\Delta ftEs/mês$)
PAL	-0,52613	-0,46815	-0,45812
SJC	-0,76745	-0,74876	-0,68819
Estação	Coeficiente de Correlação Diário ($\Delta TOEs/mês$)	Coeficiente de Correlação Dia ($\Delta TOEs/mês$)	Coeficiente de Correlação Noite ($\Delta TOEs/mês$)
PAL	-0,50341	-0,47512	-0,48326
SJC	-0,73189	-0,71707	-0,6575

Fonte: Elaborado pelo autor.

A Tabela 2 resume os valores do coeficiente de correlação (R) obtidos para as observações diárias, diurnas e noturnas dos parâmetros *ftEs* e *TOEs* em PAL e SJC. Em geral, os resultados mostram uma anticorrelação (coeficiente negativo) entre *TOEs* e *ftEs* com o nível de atividade solar. Uma forte anticorrelação, ($-0,767 < R < -0,657$), foi obtida em SJC para os três períodos analisados aqui, enquanto para a estação de PAL observa-se claramente uma anticorrelação moderada, ($-0,526 < R < -0,458$), conforme também aponta os resultados observacionais mostrados nas Figuras 19 a 23.

Os resultados de *TOEs* e *ftEs* em SJC no período de baixa atividade solar (2008/2009) sugerem que o mecanismo de cisalhamento do vento (convergência de íons) e os ventos de maré são mais eficientes no controle da formação e da dinâmica das camadas *Es* nas regiões mais distantes do equador magnético (ARRAS *et al.*, 2008; ARRAS; JACOBI; WICKERT, 2009; HALDOUPIS, 2012; JACOBI; ARRAS, 2019; NIU *et al.*, 2019; WU, 2020; ANDRIOLI *et al.*,

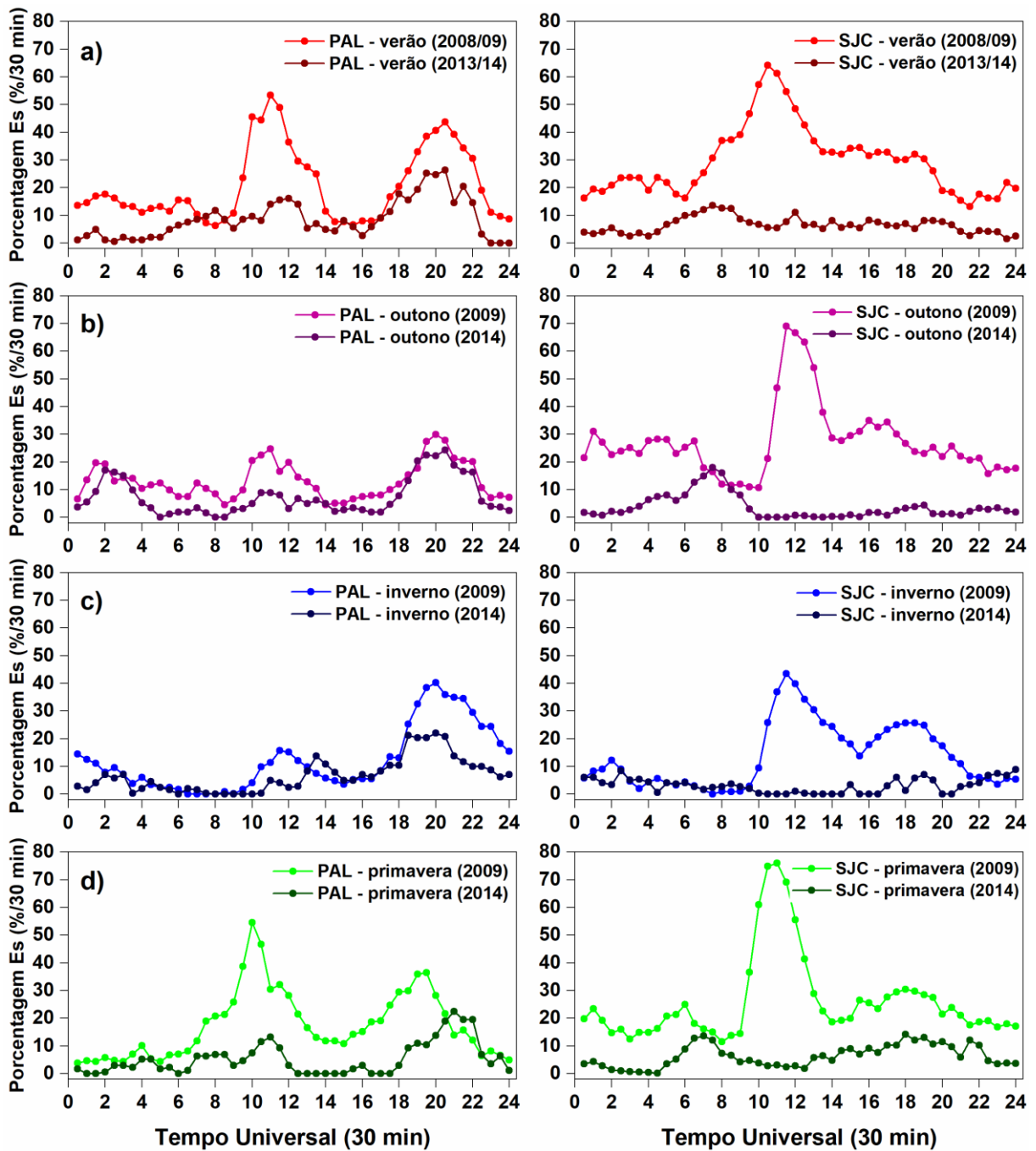
2022). Conforme discutido por Niu (2021), a formação das camadas *Es* é impulsionada pelo vento neutro e controlada pelo campo magnético, de modo que, em diferentes coordenadas de baixa latitude, a ação do cisalhamento vertical do vento pode se apresentar de diferentes maneiras. Em latitudes mais distantes do equador magnético, o cisalhamento do vento é mais eficiente para a formação da camada *Es*, porque depende da inclinação das linhas do campo magnético da Terra (WU *et al.*, 2005; NIU *et al.*, 2019; WU, 2020), e quanto mais próximo do equador magnético, menor a inclinação dessas linhas de campo, conseqüentemente, a quantidade de camadas *Es* deve ser menor em latitudes próximas ao equador (HALDOUPIS, 2012; CHU *et al.*, 2014; NIU *et al.*, 2019; WU, 2020).

4.4 COMPARAÇÃO ENTRE AS TAXAS DE OCORRÊNCIAS DAS CAMADAS *ES* EM PAL E SJC

A Figura 23 apresenta a variabilidade temporal das taxas de ocorrência da camada *Es* durante os quatro períodos sazonais entre 2008/2009 e 2013/2014 sobre PAL (painéis da esquerda) e SJC (painéis da direita). A taxa de ocorrência de camada *Es* é calculada considerando a soma de todos os tipos de camada *Es* observados nos ionogramas normalizados a cada 30 minutos. A principal característica observada na Figura 23 é que as porcentagens de ocorrências das camadas *Es* são maiores durante o ano de baixa atividade solar em comparação com o período de alta atividade solar, corroborando com os resultados mostrados anteriormente. Assim, observa-se uma anticorrelação entre as porcentagens de ocorrências das camadas *Es* com a atividade solar. No inverno, durante as primeiras horas da manhã, não foi possível observar uma anticorrelação tanto em PAL quanto em SJC. Nesta estação, uma anticorrelação com a atividade solar é observada com mais clareza entre 09:30 e 22 UT em SJC.

No período de baixa atividade solar o pico de porcentagem do amanhecer em PAL é maior na estação do verão e primavera, enquanto o pico do entardecer é maior nas estações do outono e inverno. Por outro lado, durante a alta atividade solar PAL apresentou as maiores taxas de camadas *Es* ao entardecer durante as quatro estações do ano de 2013/2014. Enquanto na latitude de SJC durante o ano de 2008/2009, os picos de porcentagens das camadas *Es* do amanhecer das quatro estações são bem superiores às taxas de camadas *Es* dos outros horários. Já as taxas de 2013/2014 em SJC apresentam valores de no máximo 10%, exceto em dois pequenos picos em ~08 UT no outono e primavera.

Figura 23 – Comparação da variabilidade temporal das taxas de ocorrência com a soma dos tipos de camadas *Es* entre os períodos de baixa e alta atividade solar sobre PAL e SJC.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Neste trabalho, foram escolhidas duas latitudes para investigar simultaneamente a relação entre a ocorrência da camada *Es* e a atividade solar. Observa-se que a anticorrelação é menor na latitude mais próxima do equador magnético (PAL) do que na latitude mais distante (SJC). Assim, é possível que esse comportamento esteja relacionado ao fato do cisalhamento de vento ser mais efetivo sobre as estações com a componente vertical do campo magnético ter

uma inclinação maior, e os ventos serem afetados pela atividade solar, conforme mencionado nas atividades de Andrioli *et al.* (2022) e Sun *et al.* (2022).

É sabido que os eventos de alta velocidade da corrente de vento solar (HSS) são mais frequentes durante a fase descendente dos ciclos solares e nos períodos de mínimo solar. Com base nisso, Andrioli *et al.* (2022) argumentaram que a ação dos eventos HSS pode afetar as amplitudes do vento de maré durante a baixa atividade solar. Os autores analisaram os efeitos do HSS três dias antes e três dias depois da perturbação da magnetosfera. Eles observaram sobre a estação de baixa latitude de Cachoeira Paulista (22,67 S; 45 W) um aumento na média das amplitudes de maré diurnas e semidiurnas no dia em que o HSS atingiu a magnetosfera da Terra e nos dias subsequentes. Assim, eles mostraram uma anticorrelação das camadas *Es* com a atividade solar sobre o setor brasileiro. Esse fenômeno pode ser uma possível explicação para uma maior contribuição da maré ao cisalhamento de vento na formação de camadas *Es* durante o período de baixa atividade solar em SJC.

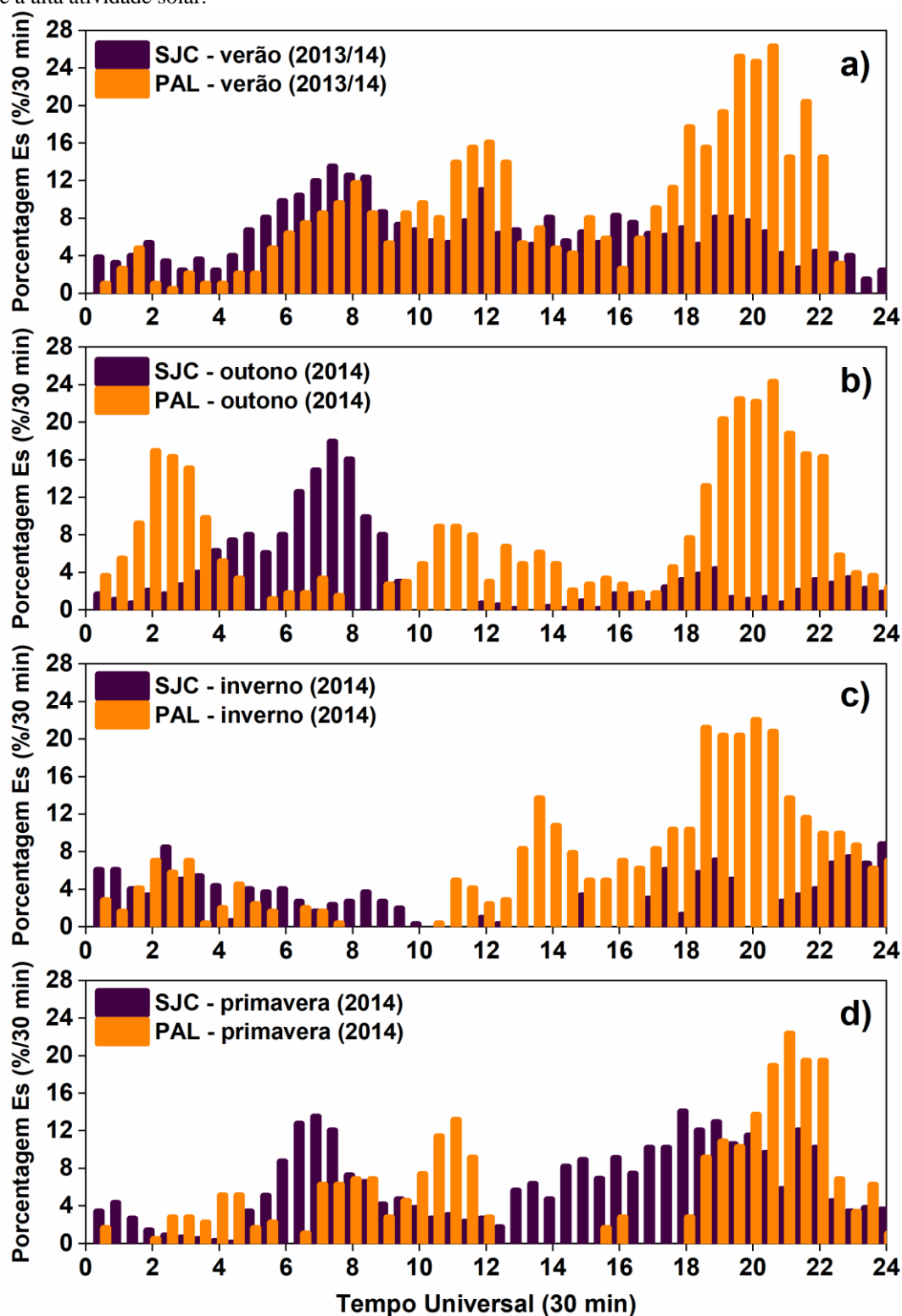
Finalmente, a Figura 24 mostra que as taxas de camadas *Es* em PAL durante a alta atividade solar é maior que as taxas da estação de SJC durante o verão, outono e inverno, que pode ser observado na Figura 24. Em geral, os resultados da Figura 24 mostram que PAL tem valores maiores de porcentagens de camadas *Es* maiores que em SJC, apesar de PAL está mais próxima ao equador magnético.

Na Figura 24a, nota-se que o verão apresenta os percentuais mais altos para a variabilidade temporal dos tipos de camadas *Es* em PAL em relação a SJC no período de alta atividade solar. Além do verão, as estações de outono (Figura 24b) e inverno (Figura 24c) também mostraram resultados com maiores porcentagens de ocorrências de camadas de *Es* em PAL do que na estação de SJC. Este resultado também pode estar associado ao fato que na latitude de PAL (10° S) a maré terdiurna se encontra presente e tem um coeficiente de correlação positivo com a alta atividade solar entre 14°S e o equador (SUN *et al.*, 2022; FONTES *et al.*, 2023), enquanto na latitude de SJC as marés tem um coeficiente de correlação negativo com a alta atividade solar (ANDRIOLI *et al.*, 2022; SUN *et al.*, 2022). Por outro lado, na primavera as taxas de ocorrência foram maiores em SJC que PAL (Figura 24d).

Outro ponto a se destacar na Figura 24 é os aumentos nas porcentagens de ocorrência após o pôr-do-Sol são maiores em PAL do que em SJC em todas as estações do ano de máximo solar (2013/2014). A taxa de ocorrência em SJC foi significativamente maior que em PAL entre 05 e 09 UT durante os meses de outono e entre ~06 e 07 UT e 13 e 18 UT durante a primavera.

Os valores das taxas de variabilidade temporal das camadas *Es* no ano de alta atividade solar mostraram intervalos de tempo com ocorrências maiores sobre a estação de PAL.

Figura 24 – Comparação da variabilidade temporal diária da soma dos tipos de camadas *Es* entre PAL e SJC durante a alta atividade solar.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Como as marés termosféricas são geradas pelo aquecimento solar da atmosfera superior, apresenta-se como possíveis razões para as observações de anticorrelações mostradas nas figuras deste trabalho as mudanças na dinâmica atmosférica e seu acoplamento com a ionosfera da região E. Sun *et al.* (2022) analisaram a relação entre as marés migratórias e não migratórias e a atividade solar em baixas latitudes e no equador magnético no período de 2003-2019. Eles mostraram uma forte correlação negativa da maré de propagação diurna para oeste (DW1) a ~120 km entre 40°-10° em ambos os hemisférios, com uma correlação negativa máxima entre 20° S e 20° N. Acima de 130 km entre 60° S e 60° N, a maré semidiurna (SW2) também mostrou uma forte correlação negativa com o ciclo solar.

Sun *et al.* (2022) também mostraram que a maré terdiurna (TW3) apresenta correlação negativa com o ciclo solar abaixo de ~120 km entre 60°-15° S, com amplitudes maiores no hemisfério Sul. Adicionalmente, eles também mostraram que a maré diurna de propagação para o leste (DE3) tem uma forte correlação negativa com o ciclo solar acima de 100 km entre 30° S-20° N. As marés semidiurnas para o leste (SE2 e SE3) também apresentaram um coeficiente de correlação negativa com a atividade solar acima de 100 km entre 50°-15° S. Os autores atribuíram a correlação negativa das marés ao ajuste do modo Hough que faz com que as marés se dissipem mais rápido com o aumento do fluxo F10,7 cm. Para os autores, o coeficiente de dissipação molecular mostrou uma relação direta com o quadrado do comprimento de onda vertical, como descrito em Oberheide *et al.* (2011). Eles também apontaram a relação entre as marés e a atividade solar, que influencia o vento ocidental e causa maior dissipação da maré durante os períodos de alta atividade solar (YI *et al.*, 2021; LIU *et al.*, 2021; SUN *et al.*, 2022).

Uma possível explicação para a anticorrelação das camadas *Es* foi observada para o setor brasileiro em Andrioli *et al.* (2022). De fato, já é conhecido na literatura que os eventos do fluxo de vento solar de alta velocidade (HSS, do inglês *High-Speed Stream*) são mais frequentes durante a fase descendente dos ciclos solares e nos períodos de mínimos solares. Com base nisso, Andrioli *et al.* (2022) argumentaram que devido quantidade de HSS nesses períodos, há uma maior ocorrência de precipitação de partícula nas regiões polares em todo o globo. Os autores analisaram os efeitos do HSS três dias antes e três dias depois da perturbação da magnetosfera. Observaram sobre a estação de baixa latitude de Cachoeira Paulista (22,67 S; 45 W) um aumento na média das amplitudes das marés diurnas e semidiurnas no dia em que o HSS atingiu a magnetosfera terrestre e nos dias subsequentes. Eles também mostraram uma anticorrelação das camadas *Es* com atividade solar para esta região. Adicionalmente, Cachoeira Paulista está localizada na borda da Anomalia Magnética da América do Sul (SAMA, do inglês

South American Magnetic Anomaly), intensificando essa precipitação de partículas que podem causar essas modificações nas amplitudes dos ventos de marés. Como PAL está muito mais distante da SAMA, ainda há questões abertas sobre essa anticorrelação.

Outro fator é que a produção de CO_2 , que causa forte dissipação da maré na mesosfera, é aumentada durante a alta atividade solar (MLYNCZAK *et al.*, 2010; ZHANG *et al.*, 2016; LIU *et al.*, 2021; KOGURE; LIU; TAO, 2022). Essa dissipação de maré diminuiu/aumenta em função da diminuição/aumento da condução de calor e da viscosidade molecular na termosfera inferior (NISCHAL *et al.*, 2019; YI *et al.*, 2021). Assim, conforme a atividade solar diminui, a dissipação da maré também diminui e suas estruturas (como amplitudes) podem se desenvolver mais facilmente e alcançar a termosfera inferior onde as camadas *Es* são formadas pelo cisalhamento do vento. Liu *et al.* (2020; 2021) indicaram em suas simulações que uma duplicação de CO_2 pode causar uma redução de ~40-60% nas marés semidiurnas (SW2) na termosfera inferior, levando a perturbações significativas na dinâmica atmosférica.

Mlynczak *et al.* (2014) mostraram que o aquecimento da termosfera de 2008 a 2014 causou um aumento na concentração de CO_2 e NO . De acordo com Li *et al.* (2018), as fontes mais importantes de formação de NO em baixas latitudes são os efeitos da radiação solar na ionização fotoelétrica e a dissociação molecular de N_2 para formar $N(^2D)$, que interage com O_2 para formar NO ($N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O$). Este processo pode evitar que a molécula O_3 absorva a radiação ultravioleta e seja diminuída por catálise, gerando assim o óxido nítrico (NO). Eles também analisaram a relação do NO com o ciclo solar (2005-2016), observando que em baixas latitudes, o pico na taxa de NO ocorreu durante o máximo solar (2014), apresentando um fator de ~4 vezes maior em comparação com o mínimo solar (2009). Eles também apresentam que as taxas máximas de NO em baixas latitudes são significativamente influenciadas pela variabilidade do ciclo solar. O aumento do oxigênio atômico pode indicar que a dissociação da molécula O_2 ocorreu pela absorção da radiação ultravioleta, produzindo dois átomos de oxigênio livres, um dos quais pode dissociar a molécula O_3 ($O_3 + O \rightarrow O_2 + O_2$), destruindo uma das fontes geradoras da maré (HAGAN; FORBES, 2003; ZHANG; FORBES; HAGAN, 2010; TRUSKOWSKI *et al.*, 2014; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). A molécula de H_2O também é rapidamente dissociada pela fotólise com a radiação Lyman- α (121,6 nm) na mesosfera inferior, especialmente durante a alta atividade solar, quando esta radiação aumenta consideravelmente (NEDOLUHA *et al.*, 2009; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015; REMSBERG *et al.*, 2018).

Assim, é possível que durante os períodos de alta atividade solar, uma fração das moléculas de O_3 e H_2O , que são duas das principais fontes de geração de marés (HAGAN; FORBES, 2003; ZHANG; FORBES; HAGAN, 2010; TRUSKOWSKI *et al.*, 2014; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015), tenham sido diminuídas. A absorção da radiação ultravioleta pela molécula N_2 para produzir NO e a fotodissociação (fotólise) da molécula H_2O com o aumento do fluxo da radiação Lyman- α , podem ter influenciado fortemente a diminuição de geração das marés, conseqüentemente, das amplitudes, durante o período de alta atividade solar. Portanto, um aumento nas densidades de NO e CO_2 durante a alta atividade solar pode ter aumentado a dissipação das amplitudes da maré na mesosfera e na termosfera inferior. Uma diminuição na geração de marés e uma maior dissipação de suas amplitudes pode ter contribuído para as menores taxas de formação da camada Es em função do mecanismo de cisalhamento do vento sobre os locais de PAL e SJC no período 2013/2014 (máximo solar). Por outro lado, com uma diminuição na densidade de NO e CO_2 , um aumento na absorção radiação ultravioleta pela molécula de O_3 , e um aumento no vapor de água (H_2O), as marés podem ter maiores amplitudes e menores dissipações, o que possivelmente contribuiu para o aumento na potencialização do cisalhamento de vento e aumento das taxas de formação de camadas Es durante o período de baixa atividade solar, como mostram os resultados das Figuras 19-23. Este fato contribui para uma possível explicação tanto para a latitude de SJC, mais afastada do equador, quanto para PAL, latitude mais próxima do equador magnético.

Essa questão ainda está em aberto na literatura, e há poucos artigos publicados que abordam esse tópico. Desses poucos trabalhos, alguns apenas mostram que existe uma correlação ou uma anticorrelação, mas não fornecem uma possível resposta para a correlação ou anticorrelação, com algumas exceções. No entanto, em termos de resolução temporal, e com base em estudos anteriores, entende-se que a metodologia usada neste trabalho pode ser considerada aceitável porque a principal força de cisalhamento do vento são as marés, que geralmente seguem um ciclo sazonal e anual. Além disso, os ventos de maré não apresentam uma variabilidade diária significativa. Assim, um mês de observações de marés pode ser usado para representar uma estação do ano, e um ano de observações de marés pode representar um determinado período do ciclo solar, conforme foi mostrado no estudo de marés de Moudden e Forbes (2013), e para marés e camadas Es nos trabalhos de Fytterer *et al.* (2014) e Andrioli *et al.* (2022). Adicionalmente, vale mencionar que nossa intenção não era descrever o comportamento das camadas Es durante um ciclo solar completo, mas uma comparação entre os períodos de baixa (representado pelo ano 2008/2009) e alta (representado pelo ano

2013/2014) atividade solar. Assim, acredita-se que a observação de um ano das camadas *Es* durante a baixa e a alta atividade solar fornece as melhores amostras anuais para analisar o comportamento dessas camadas e para concluir que houve uma anticorrelação entre elas. Outro fato que apoia nossas amostras anuais para essa análise é que os principais autores que apoiaram nossa resposta em termos da dinâmica dos constituintes moleculares e das marés mostram que os anos de baixa e alta atividade solar são os mais adequados para o estudo com as camadas *Es* (NEDOLUHA *et al.*, 2009; MLYNCZAK *et al.*, 2014; LI *et al.*, 2018; NATH; SRIDHARAN; NAIDU, 2018; REMSBERG *et al.*, 2018; NISCHAL *et al.*, 2019).

5 MODULAÇÃO DA MARÉ TERDIURNA NAS CAMADAS E_s SOBRE PAL

Nesta seção, apresenta-se os resultados sobre o efeito da maré terdiurna no desenvolvimento das camadas E_s sobre PAL, região localizada próxima ao equador magnético no setor brasileiro. Essa análise é mostrada considerando os tipos de camadas E_s , a taxa total de ocorrência de camadas E_s , o parâmetro $f_i E_s$ com o método de periodograma Lomb-Scargle e modelagem.

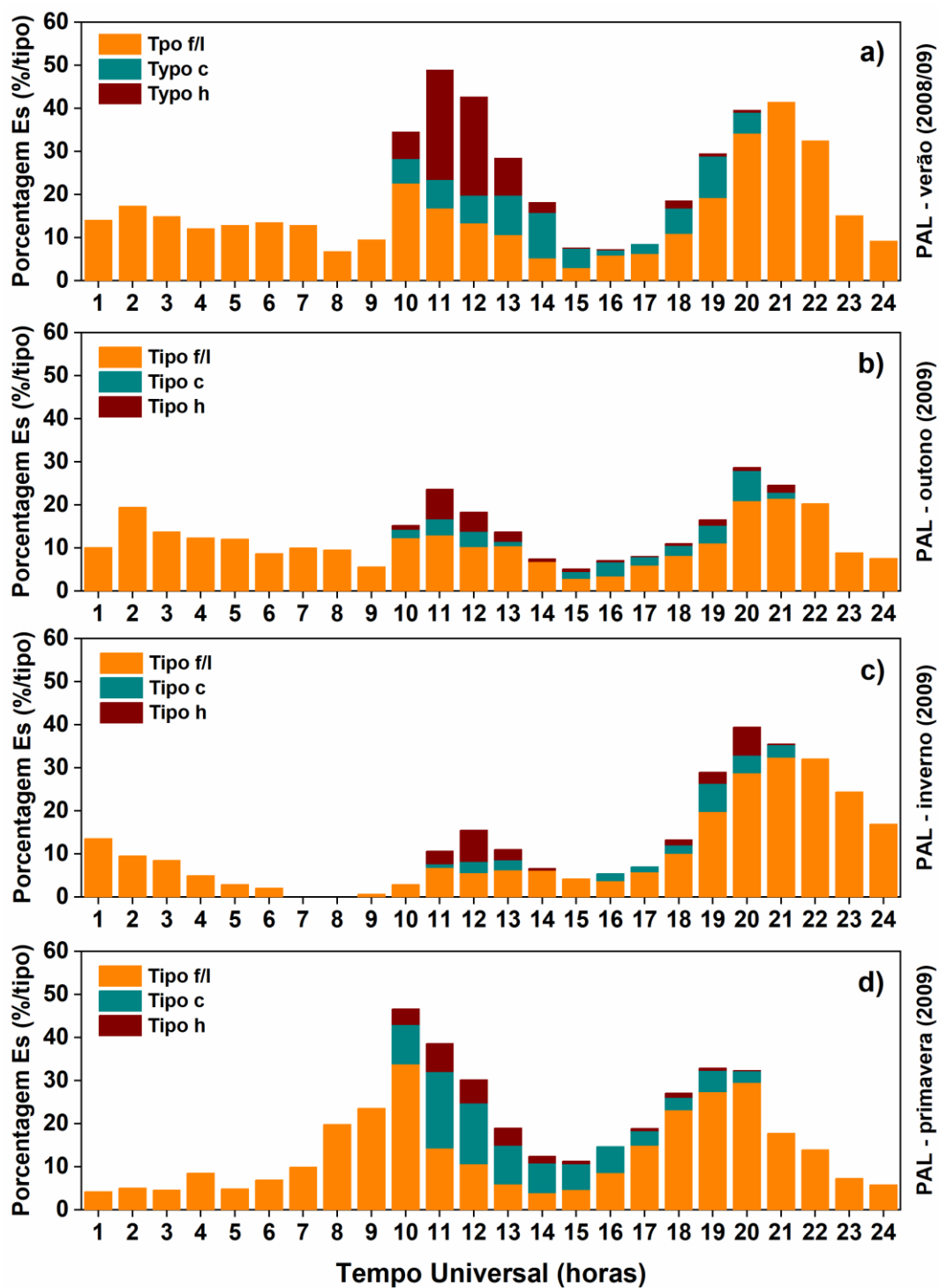
5.1 PERIODICIDADE TERDIURNA NAS OBSERVAÇÕES DAS CAMADAS E_s

A Figura 25 (painel a) mostra a variação temporal (em UT) da porcentagem de ocorrência dos tipos (E_{s_h} , E_{s_c} , e $E_{s_{f/l}}$) de camadas E_s durante os meses do solstício de verão de 2008/2009. As ocorrências dos tipos ' f ' e ' l ' foram agrupados em apenas um tipo, já que ambos têm quase o mesmo perfil de ionograma. A diferença desses dois tipos é porque a camada E_s do tipo ' l ' ocorre durante o dia enquanto o traço do tipo ' f ' é noturno (PIGGOTT; RAWER., 1972).

Na Figura 25 é observado o resultado para a estação o verão de dezembro de 2008 a fevereiro de 2009. Foram analisados 48 dias de dados em PAL, na qual 2.859 ionogramas foram observados com camadas E_s . A ocorrência diurna das camadas E_s foi de $\sim 65,58\%$ (156,25 h), enquanto $\sim 34,42\%$ (82 h) ocorreu no período noturno. Os tipos $E_{s_{f/l}}$ foram os mais frequentes, com uma taxa total de $\sim 72,61\%$ (173 h). Ademais, observou-se um pequeno aumento de ocorrência de camada E_s entre cerca de 01 e 02 UT (LT = UT - 3,0 h). Em seguida, ocorre uma diminuição acentuada próximo ao amanhecer (~ 08 UT) que atinge uma taxa de ocorrência de camada E_s de $\sim 7\%$. Aproximadamente 8 horas após o primeiro pico, a taxa de ocorrência de camada E_s aumenta acentuadamente, alcançando $\sim 50\%$ entre cerca de 10 e 11 UT. Este pico coincide com o aumento nas taxas de ocorrência de camadas E_s dos tipos ' c ' e ' h '. As camadas E_{s_c} e E_{s_h} são formadas a partir do amanhecer, após 09 UT e são interrompidas ao anoitecer por volta de 20 UT. O tipo E_{s_c} corresponde a $\sim 13,47\%$ (32,08 h), enquanto o tipo E_{s_h} corresponde a uma taxa de $\sim 13,92\%$ (33,17 h). Nota-se claramente que a camada E_{s_h} predomina sobre os outros tipos de camadas E_s entre cerca de 10 e 12 UT. Após este segundo pico, a taxa de ocorrência dos tipos de camadas E_s volta a diminuir e atinge valores de $\sim 7\%$ entre 15-16 UT. Entretanto, após 17 UT, a taxa de camada E_s começa a aumentar novamente e

atinge o terceiro pico entre 19-21 UT com valores de ~41%. Os três picos observados nas taxas de ocorrência dos tipos de camada *Es* com periodicidade de 8 horas sugerem uma modulação associada à maré terdiurna durante o período de verão.

Figura 25 – Taxas das variações temporais dos tipos de camadas *Es* durante o ano de 2008/2009 sobre PAL.

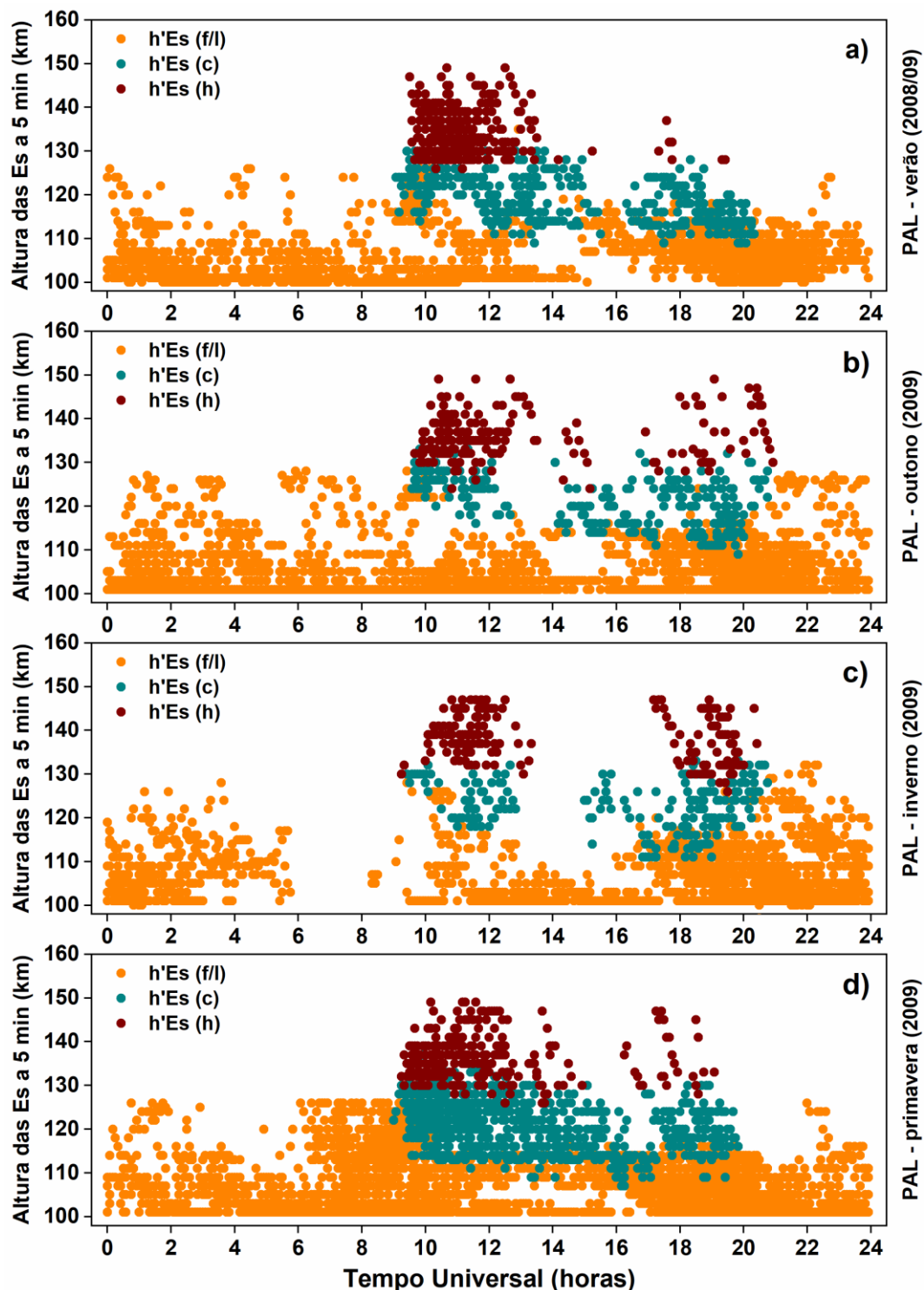


Fonte: Elaborado pelo autor.

A análise da variabilidade temporal dos tipos de camadas Es sobre PAL foi estendida para as estações de outono, inverno e primavera. Nas Figuras 25b-25d mostra-se as taxas de ocorrência para o outono (painel b), inverno (painel c) e primavera (painel d). Como observado anteriormente para o verão, os tipos $Es_{f/l}$ também foram predominantes durante a noite, e os tipos Es_c e Es_h ocorreram somente no período diurno. Além disso, observa-se três máximos bem definidos na taxa de ocorrência dos tipos de camadas Es no outono enquanto nos meses de inverno e primavera, o primeiro pico da madrugada não está bem definido. No entanto, observa-se claramente o segundo e o terceiro pico, respectivamente, em torno de 10-12 UT e 18-20 UT, indicando a possível influência da maré terdiurna sobre a formação das camadas Es em PAL. O pequeno aumento na taxa de ocorrência entre 03-04 UT durante a estação da primavera pode sugerir que, além das periodicidades dominante da maré terdiurna, também houve uma influência quarterdiurna (6 h) mais fraca. Comparando os resultados mostrados na Figura 25, nota-se que as maiores amplitudes das taxas de ocorrência da camada Es associadas a uma possível modulação da maré terdiurna foram observadas durante os meses de verão e primavera.

As camadas Es da Figura 25 ($Es_{f/l}$, Es_c , e Es_h) são formadas pelo mecanismo de cisalhamento de vento (ARRAS; JACOBI; WICKERT, 2009; HALDOUPIS, 2012; PANCHEVA; MUKHTAROV; SMITH, 2013; FYTTERER *et al.*, 2014; YU *et al.*, 2019). O tipo Es_h se forma e desaparece muito rapidamente em comparação com os tipos $Es_{f/l}$ e Es_c , o que indica que este tipo de camada Es_h pode ser formada principalmente por íons moleculares que têm tempo de vida-média menor do que os íons metálicos (PLANE, 2003; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). Oikonomou *et al.* (2014) explicaram que a ocorrência dessas camadas mais altas tem como predominância a componente de vento meridional. Por outro lado, Conceição-Santos *et al.* (2020) analisaram o tipo Es_h e concluíram que a predominância de direção do vento meridional controla sua formação que depende da sazonalidade. Geralmente, a camada Es_h realiza um movimento descendente devido à dinâmica do vento, transformando-se nas camadas Es_c ou $Es_{f/l}$ ao atingir alturas entre 100-130 km. Haldoupis *et al.* (2006) mencionaram que o cisalhamento vertical nos ventos zonais e meridionais atuam em conjunto para gerar a descida das camadas Es_h .

Figura 26 – Distribuições das alturas virtuais dos tipos de camadas *Es* em função do tempo sobre PAL.



Fonte: Elaborado pelo autor.

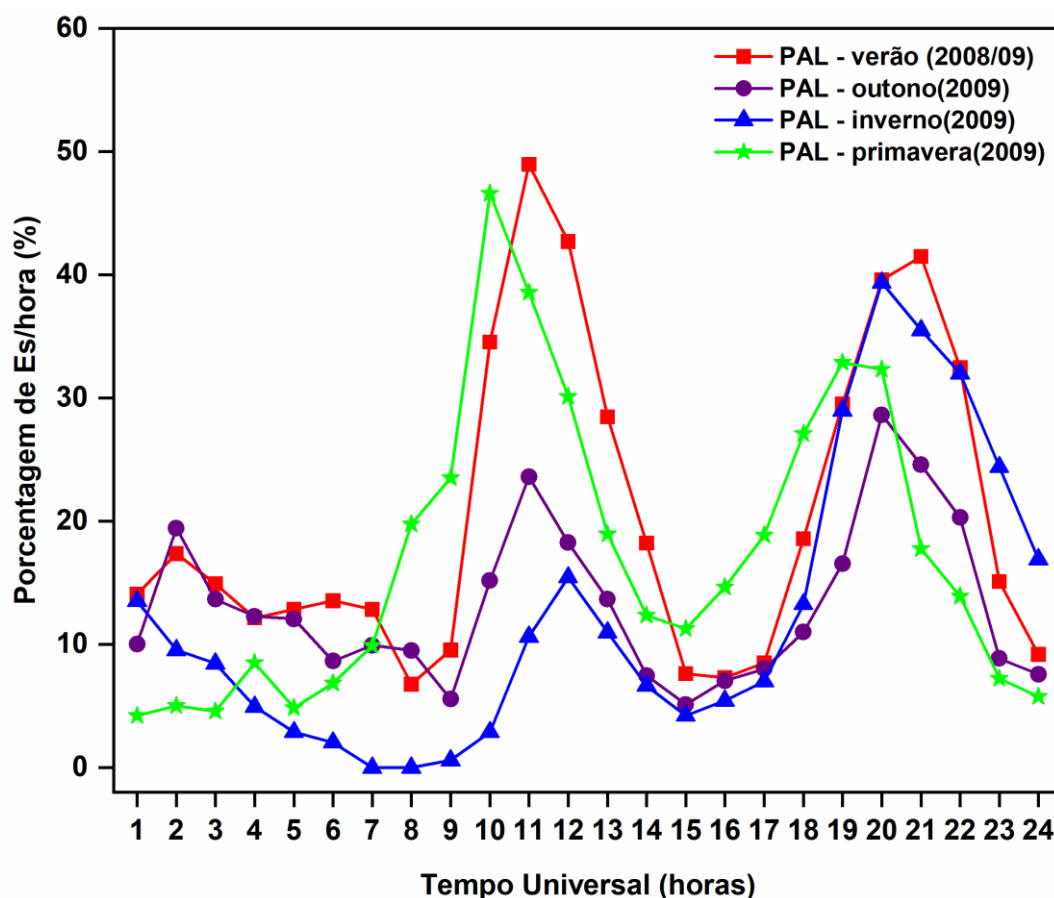
A Figura 26 mostra a variabilidade temporal da camada *Es* por alturas (*h'Es*) para os tipos '*h*', '*c*', e '*f/l*' durante os quatro períodos sazonais em PAL. Nota-se que as camadas ES_h foram formadas em altitudes mais elevadas entre cerca de 130 e 150 km, enquanto as camadas

Es_c foram observadas em altitudes que variam de 110 a 120 km. Como esperado, as camadas $Es_{f/l}$ foram observadas principalmente em altitudes abaixo de 110 km, embora durante algumas horas específicas em todas as estações, alcançaram alturas de ~120 km. A camada Es_h tende a descer para alturas mais baixas na região E, mudando para os tipos 'c' ou 'l' quando atingem 100 km (CONCEIÇÃO-SANTOS *et al.*, 2020).

Como já é conhecido, as marés são as principais fontes de cisalhamento vertical do vento (ARRAS; JACOBI; WICKERT, 2009; HALDOUPIS, 2012; PANCHEVA; MUKHTAROV; SMITH, 2013; FYTTERER *et al.*, 2014; YU *et al.*, 2019; JACOBI; ARRAS, 2019). Assim, espera-se que estruturas semelhantes às marés influenciem fortemente as taxas de ocorrência das camadas Es . Como observado na Figura 26, a maioria das camadas Es estão concentradas em alturas abaixo de 120 km. De acordo com Fytterer *et al.* (2014), a influência das oscilações terdiurnas na formação e desenvolvimento da camada Es é restrita a alturas entre cerca de 100 e 120 km. Assim, nesta faixa de altura, as oscilações da maré terdiurna podem ter amplitudes significativas (ZHAO *et al.*, 2005; VENKATESWARA RAO *et al.*, 2011; MOUDDEN; FORBES, 2013; FYTTERER *et al.*, 2014), podendo desempenhar um papel importante na modulação das camadas Es .

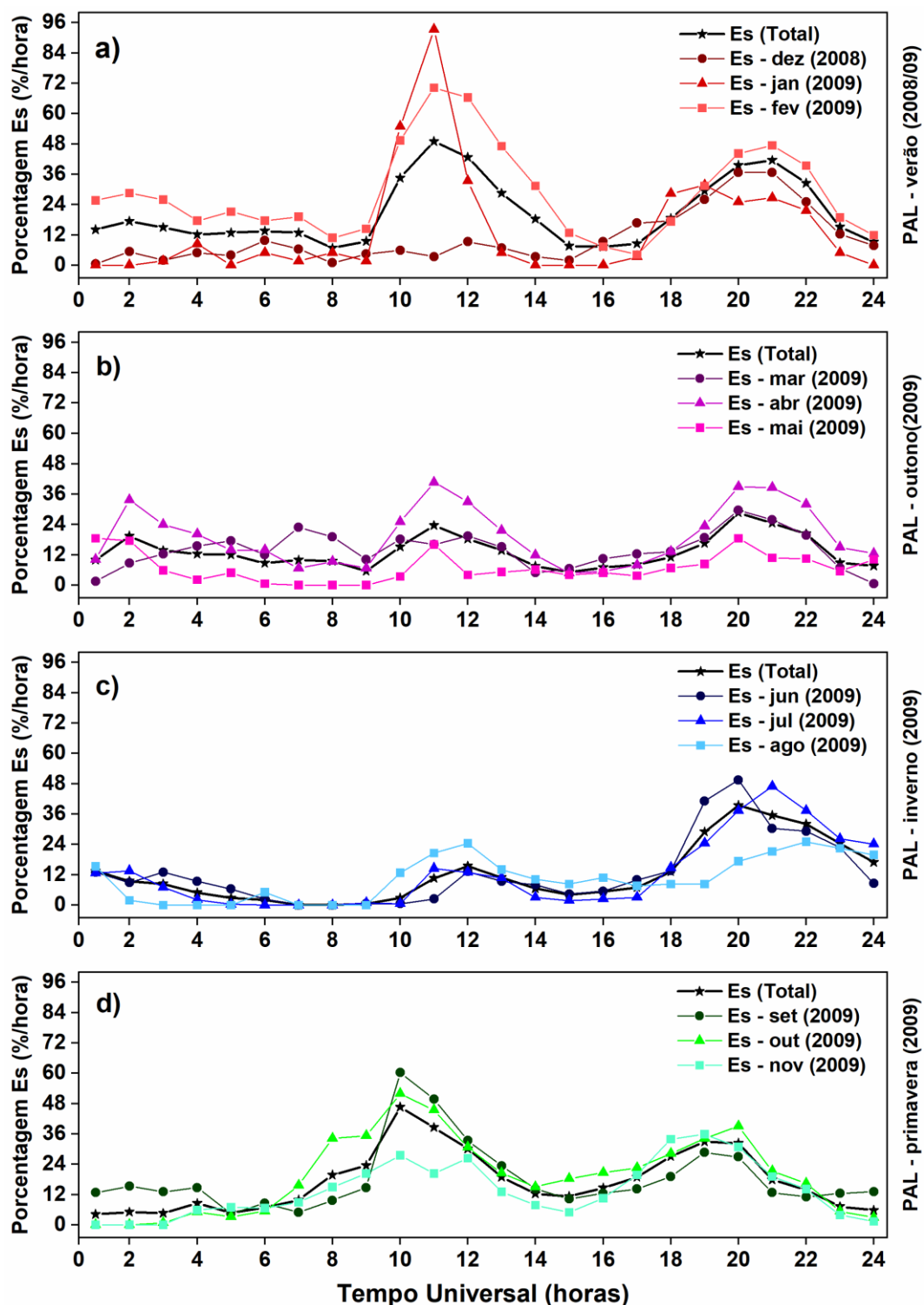
Todos os tipos de camadas Es ($Es_{f/l}$, Es_c e Es_h) foram agrupados para calcular a variação temporal da taxa total de ocorrência das camadas Es observadas em PAL durante as quatro estações do ano de 2008/2009. Os resultados da taxa total são mostrados na Figura 27. Os três valores máximos na taxa total de ocorrência das camadas Es durante os meses de verão e outono concordam com os resultados observados anteriormente na Figura 25 (painéis a e b). Como observado, estes picos estão separados um do outro por aproximadamente 8 horas, revelando uma possível modulação pela maré terdiurna.

Analogamente ao que foi observado na Figura 25c, durante o inverno, apenas dois máximos na taxa total de ocorrência das camadas Es são observados, sendo um em torno de 11-12 UT e outro em torno de 19-20 UT. Quanto à primavera, um máximo na taxa de ocorrência foi observado durante a manhã entre aproximadamente 09 e 10 UT e ~8 horas depois, outro máximo foi observado ao anoitecer entre cerca de 18 e 20 UT. Um pequeno aumento de ~8,5% na taxa percentual total foi observado entre cerca de 03 e 04 UT durante a primavera, o que revela novamente um possível efeito de um modo de maré mais fraco de 6 horas incorporado na taxa de ocorrência temporal das camadas Es .

Figura 27 – Comparação entre a soma dos tipos de camadas *Es* entre as estações do ano de 2008/2009 sobre PAL.

Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 28 mostra a porcentagem mensal de ocorrências das camadas *Es* dividida por estações do ano. No verão (Figura 28a), a modulação terdiurna é dominante durante fevereiro/2009. Por outro lado, entre dezembro/2008 e janeiro/2009, um primeiro aumento na taxa de ocorrência observada anteriormente em torno de 01-02 UT está praticamente ausente. Isto está provavelmente relacionado à tendência de aumento da amplitude da maré terdiurna migratória com número de onda zonal 3 (TW3), que ocorre geralmente de janeiro a março dentro de $\pm 10^\circ$ de latitude (MOUDDEN; FORBES, 2013; PANCHEVA; MUKHTAROV; SMITH, 2013). Assim, os picos máximos de ocorrência observados em fevereiro de 2009 são superiores aos observados em dezembro/janeiro, devido ao fato de que este mês é quando começa o solstício de verão no hemisfério Sul. Este resultado também está de acordo com Guharay *et al.* (2013), que mostraram uma amplitude de maré terdiurna menor para os meses de dezembro/janeiro e um aumento desta componente em fevereiro em baixa latitude no setor brasileiro. Adicionalmente, a taxa total de camada *Es* (Figura 28/linha preta) mostra que o verão foi fortemente influenciado pela taxa de camada *Es* observada em fevereiro.

Figura 28 – Variação temporal da soma dos tipos de camadas *Es* em meses individuais sobre PAL.

Fonte: Elaborado pelo autor.

Durante o outono (Figura 28b) as oscilações da maré de 8 horas são notadas nos resultados de abril e maio. Observa-se que os três picos na taxa de camada *Es* em abril são maiores do que nos outros meses, indicando que a taxa de camada *Es* deste mês influenciou a taxa total das camadas *Es* (linha preta). Ao contrário dos resultados mostrados na Figura 27, a

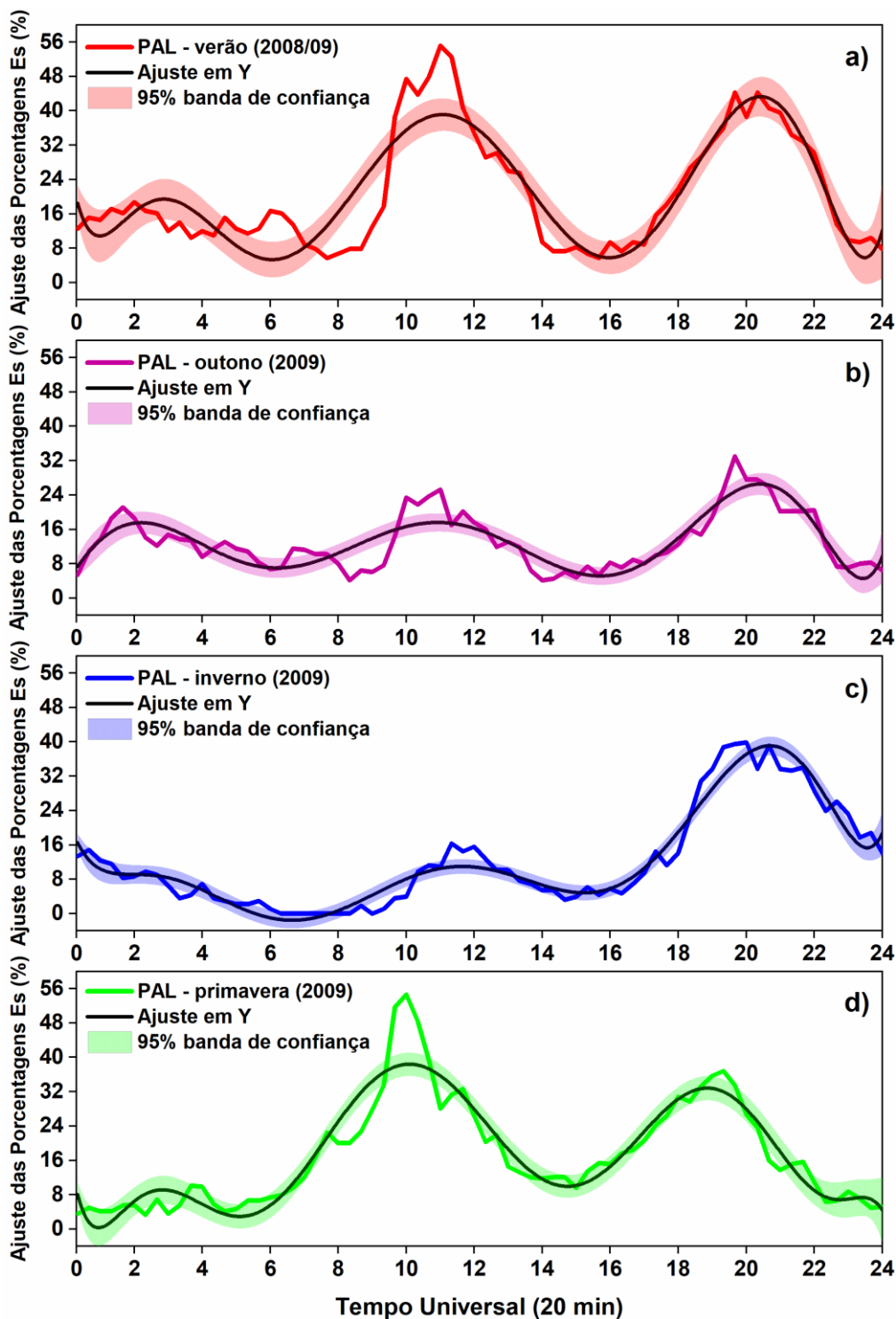
Figura 28c mostra um aumento mais fraco na porcentagem de ocorrência da camada *Es* (~12%) entre 01 e 03 UT nos meses de junho e julho, um segundo pico claro após 8 h e um pico forte em aproximadamente 19-21 UT. Contudo, a taxa total de camada *Es* (linha preta) entre 01 e 05 UT no inverno foi fortemente influenciada pela taxa de camada *Es* observada em agosto. Guharay *et al.* (2013) também encontraram um aumento significativo na amplitude da maré no outono e valores mínimos para o inverno e início do verão. Finalmente, as modulações associadas à maré terdiurna na primavera são marcadas durante os meses de setembro, outubro e novembro, com predominância em setembro, na qual influenciou fortemente a taxa total de camada *Es*.

A variação temporal da porcentagem total de ocorrência das camadas *Es* foi delineada em intervalos de 20 min, como mostrado na Figura 29. Os resultados para o verão (vermelho), outono (roxo), inverno (azul), e primavera (verde) são mostrados como parcelas de ajustes curvas das taxas de camadas *Es*. Ou seja, uma regressão polinomial de nono grau não linear foi aplicada para se ajustar às curvas das taxas de ocorrências das camadas *Es* para cada estação (linhas pretas). As faixas sombreadas nas curvas ajustadas denotam o intervalo de 95% da faixa de confiança dos parâmetros mais bem ajustados.

É possível notar que as curvas das porcentagens estão, em sua maioria, dentro da faixa de confiança de 95% das curvas não lineares. Os picos nas taxas de ocorrência estão acima do nível de 95% de confiança mostra que o efeito da maré terdiurna sobre a formação e dinâmica das camadas *Es* foi significativa. Nota-se ainda que as periodicidades de 8 horas nas curvas ajustadas de todos os períodos sazonais são observadas. Durante o inverno, o primeiro aumento na porcentagem de ocorrência de camada *Es* em torno de 02-03 UT não é tão pronunciado como nas outras estações como mostrado anteriormente. Contudo, nessa análise é mais perceptível do que nas Figuras 25, 27 e 28. Ademais, é retratado nesta estação o padrão visto na Figura 28 para os meses de junho e julho. De acordo com Du e Ward (2010), as amplitudes máximas da maré terdiurna estão confinadas entre $\pm 50^\circ$ de latitude e tendem a ocorrer no inverno entre 80 e 100 km de altitude. Assim, como as camadas *Es* sobre PAL foram observadas acima de 100 km, isto pode explicar em parte porque as oscilações terdiurnas influenciaram menos as camadas *Es* no inverno. Adicionalmente, Moudden e Forbes (2013) analisaram 10 anos de dados de maré terdiurna e destacaram que a TW3 atinge maiores amplitudes perto do equador em altitudes acima de 100 km, mas com amplitudes maiores no hemisfério Sul. Pancheva; Mukhtarov e Smith (2013) também analisaram 8 anos (2002-2009) de oscilações da maré terdiurna (TW3) e descobriram que entre as latitudes de $\pm 10^\circ$, a amplitude da maré terdiurna a

uma altitude de ~90 km tinha um máximo no mês de fevereiro e em 110 km em baixas latitudes ($\pm 30^\circ$) tinha uma amplitude máxima durante o verão e o inverno.

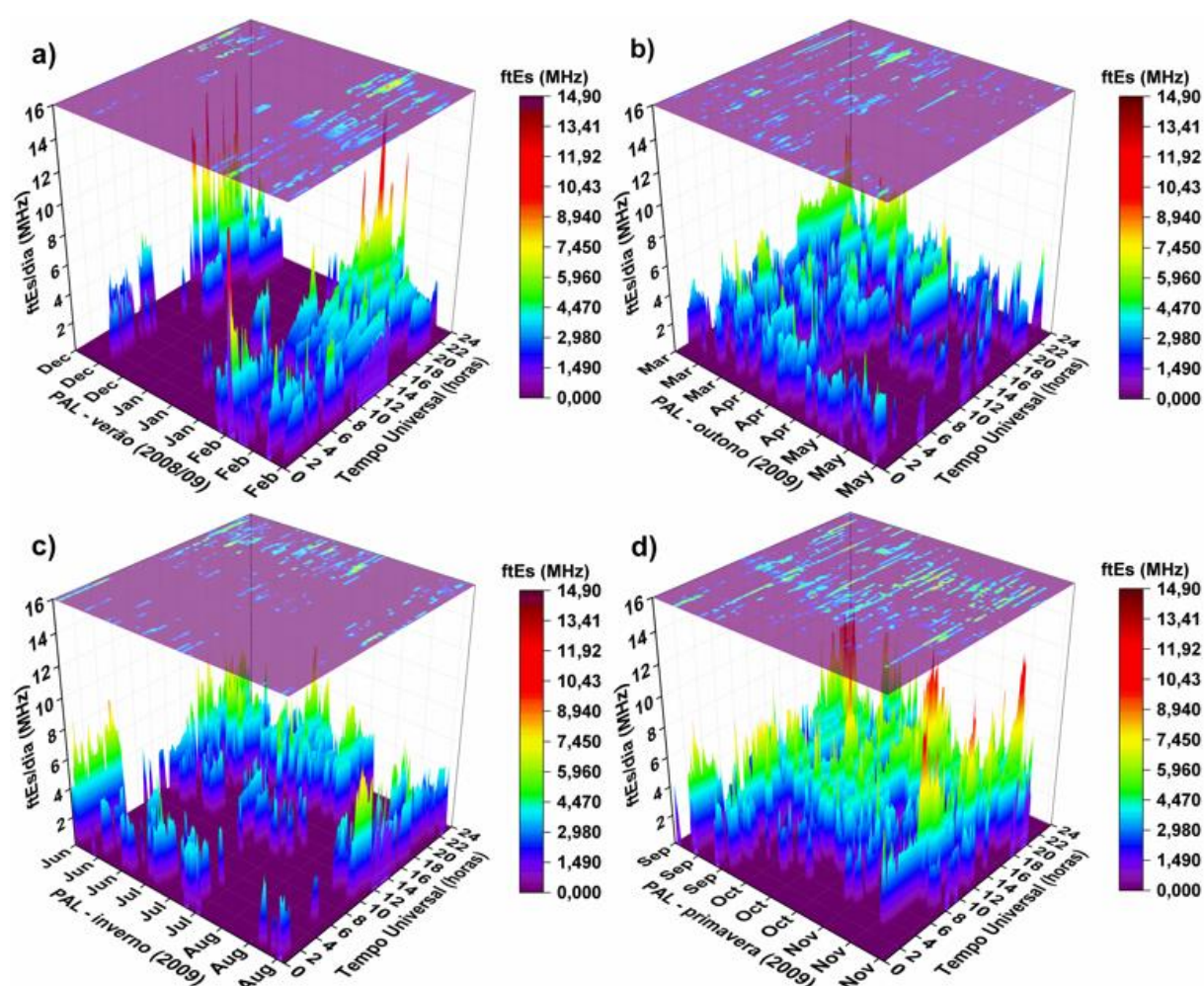
Figura 29 – Ajuste polinomial das taxas temporais das camadas *Es* obtidas em intervalos de 20 min sobre PAL.



Fonte: Elaborado pelo autor. As linhas pretas nos painéis são as curvas ajustadas das taxas de ocorrência através da aplicação de uma regressão não linear. As faixas sombreadas nas curvas ajustadas denotam o intervalo de 95% de confiança dos parâmetros mais bem ajustados.

As superfícies do mapa de cores 3D na Figura 30 apresentam as frequências de topo da camada *Es* (*ftEs*) distribuídas por dia (em UT) para as estações de verão, outono, inverno e primavera. A cor atribuída nos gráficos está relacionada com a intensidade da *ftEs* da camada *Es*. É importante mencionar que houve problemas com o equipamento de ionossonda durante o verão e o inverno em PAL. Portanto, existem algumas lacunas nos dados com valores correspondentes a zero na escala de valores das *ftEs*, mas não causam interferência nos resultados anteriores aqui apresentados porque eles foram normalizados.

Figura 30 – Frequências máximas das camadas *Es* (*ftEs*) durante o ano de 2008/2009 da taxa total das camadas *Es* sobre PAL.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 30 revela que no outono e no inverno, as magnitudes das *ftEs* foram inferiores às observadas durante os meses de verão e primavera. Os valores das *ftEs* destas estações estão quase sempre abaixo de 10 MHz. Por outro lado, foi observado que muitos valores das *ftEs* durante a primavera estavam acima de 10 MHz. Enquanto o verão apresentou os valores mais

altos de *ftEs* no final da tarde, cuja intensidade máxima foi de 14,9 MHz (~20 UT). Esta intensidade máxima de *ftEs* foi detectada no início de fevereiro (02/06/2009) e em alguns dias em dezembro de 2008.

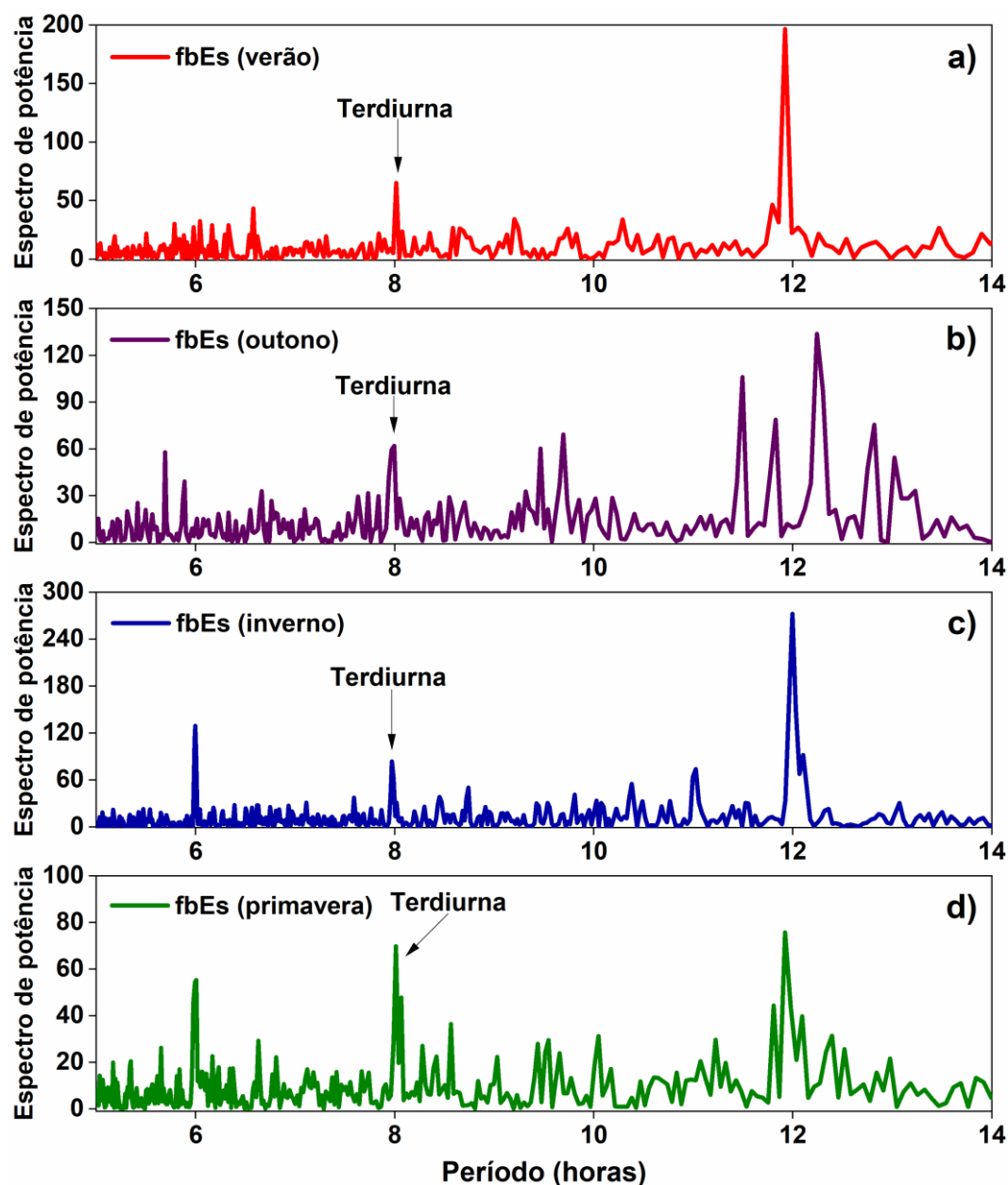
É possível que os altos valores de *ftEs* observados no início de fevereiro sejam devidos ao evento de Aquecimento Estratosférico Súbito (SSW, do inglês *Sudden Stratospheric Warming*) que ocorreu entre o final de janeiro e o início de fevereiro de 2009 (WANG *et al.*, 2011; FULLER-ROWELL *et al.*, 2011). Este evento de SSW teve efeitos globais sobre as amplitudes das marés semidiurnas (SW2), terdiurnas (TW3) e das ondas planetárias (PW1 e PW2) (WANG *et al.*, 2011; FULLER-ROWELL *et al.*, 2011; LIN *et al.*, 2012; JIN *et al.*, 2012). Wang *et al.* (2011) mostraram um pico de crescimento da SW2 após o máximo do SSW de 2009 e uma diminuição de TW3 no hemisfério Sul. Posteriormente, entre 100-120 km de altitude e 20-60° S, ocorreu um rápido crescimento da amplitude da maré TW3 e uma considerável diminuição da SW2. Os autores atribuíram à observação desse efeito, uma transferência de energia da SW2 para a maré TW3 em ambos os hemisférios. Jin *et al.* (2012) mostraram também que um aumento notável na amplitude da TW3 ocorreu em 115 km de altitude após o SSW de 2009 em baixas latitudes entre 0-30° S. Portanto, o pico proeminente nas *ftEs* (Figura 28a) pode indicar mais uma evidência da influência da maré terdiurna sobre o desenvolvimento da camada *Es*.

Para mostrar a presença da maré terdiurna nas estações do ano de 2008/2009, realizou-se uma análise com os dados das *fbEs* para evidenciar os picos das marés com o espectro de potência de periodogramas (LOMB, 1976; SCARGLE, 1982; VANDERPLAS, 2018), como mostra a Figura 31. Os valores do espectro de potência da maré diurna (24 h) foram suprimidos para melhor visualização dos picos da maré terdiurna. Contudo, vale ressaltar que a maré diurna se encontra presente em todas as estações do ano e com maiores amplitudes que as marés semidiurna e terdiurna.

A Figura 31a mostra que o verão apresentou as oscilações da semidiurna (12 h) e terdiurna (8 h) bem definidas. No outono, a maré semidiurna sofreu uma diminuição considerável e se encontra um pouco deslocada do período de 12 horas (Figura 31b), mas o pico de 8 de horas da maré terdiurna se encontra bem definido. Nesta estação também foi observado o surgimento de um pico de 6 horas associado a uma maré quarterdiurna. Esse pico da maré quarterdiurna (6 h) também ocorre na primavera e inverno. De fato, no inverno tem-se os picos de 12, 8 e 6 horas bem definidos (Figura 31c). O resultado da análise de periodograma para a estação da primavera (Figura 31d) apresenta novamente uma diminuição do pico de 12 horas,

um pequeno aumento do pico de 8 horas e uma diminuição do pico de 6 horas, mas todos os picos que representam as marés de 12, 8 e 6 horas estão presentes no periodograma.

Figura 31 – Periodogramas das *fbEs* com o espectro de potência para o ano de 2008/2009 em PAL.



Fonte: Elaborado pelo autor. Os picos de melhor ajuste dos periodogramas correspondem ao intervalo de confiança de 99% dos parâmetros *fbEs*.

O surgimento do pico de 6 horas nas análises de periodogramas coincidiu com a diminuição do pico da maré semidiurna, que provavelmente está relacionado com a transferência de energia da maré semidiurna para as marés terdiurna e quarterdiurna (WANG

et al., 2011; FYTTERER; ARRAS; JACOBI, 2013; FYTTERER *et al.*, 2014; LILIENTHAL; JACOBI; GEISLER, 2018; LILIENTHAL; JACOBI, 2019).

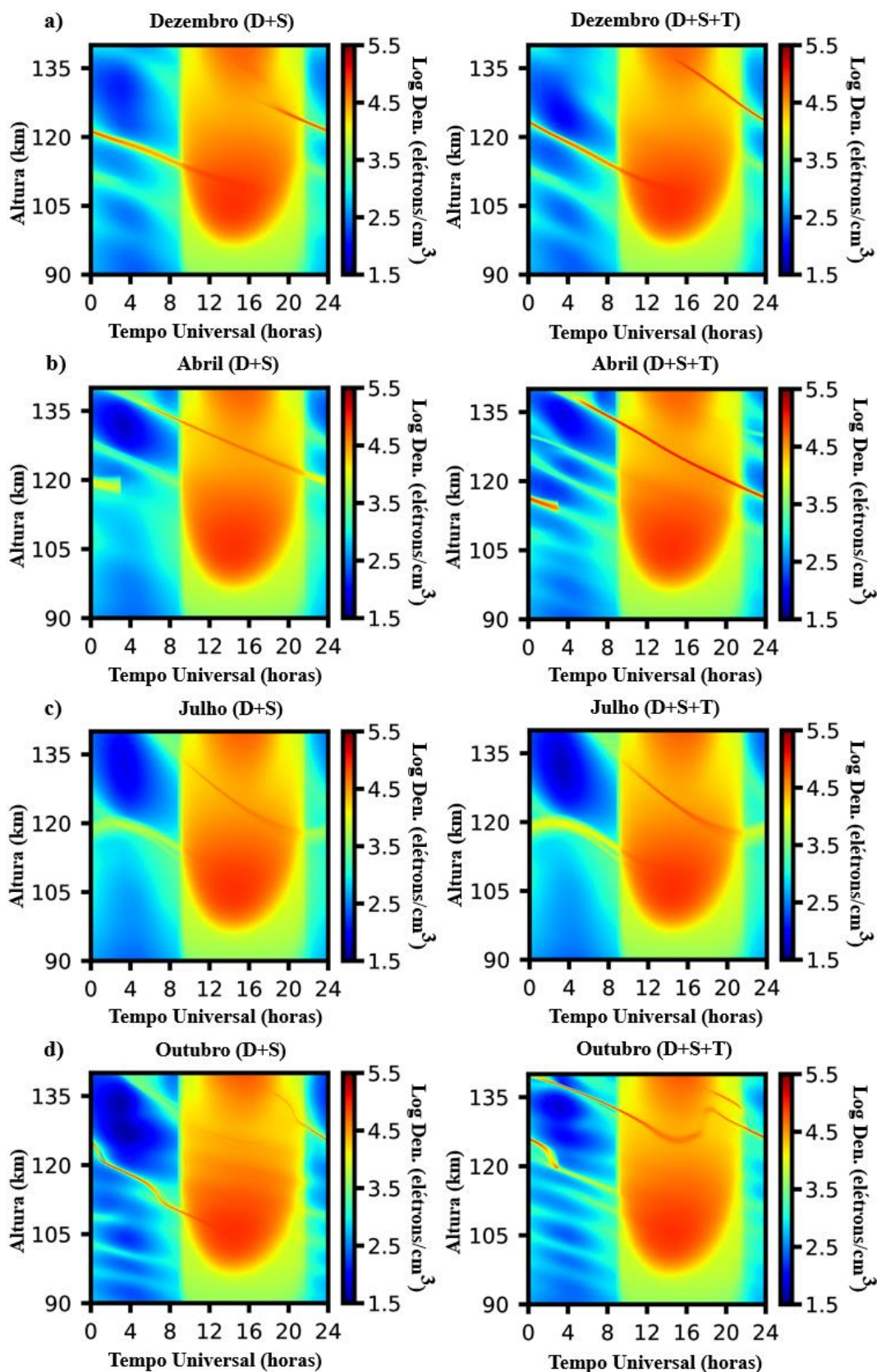
Xu *et al.* (2014) mostraram que a interação não linear entre a onda planetária e a maré quarterdiurna pode ser a fonte de formação das marés terdiurnas, e a interação não linear entre a maré diurna com a terdiurna pode ser a fonte primária da maré quarterdiurna. Isto pode justificar o crescimento/diminuição dos picos de 12, 8 e 6 horas observados nas análises dos periodogramas das estações do ano da Figura 31.

Guharay *et al.* (2013) também observaram a presença da maré quarterdiurna na latitude de São João do Cariri (7,23° S; 36,32° W), uma região do setor brasileiro próxima de PAL, mas indicou que seria necessária uma análise mais adequada para confirmar essa oscilação de 6 horas. Lima *et al.* (2012) mostraram que a onda planetária de quase 2 dias (QTDW) e outras periodicidade também estão presentes na região de São João do Cariri. Os resultados da Figura 29 também estão em bom acordo com os resultados de Tang *et al.* (2022), que mostraram uma oscilação proeminente da maré terdiurna sobre as camadas *Es* entre $\pm 10^\circ$ de latitudes e uma forte oscilação da maré diurna em baixa latitude ($\pm 30^\circ$).

5.2 PERFIL DE DENSIDADE ELETRÔNICA DAS CAMADAS *ES* SIMULADO NO MODELO MIRE

Para a análise do efeito da maré terdiurna na densidade eletrônica das camadas *Es* utilizou-se o modelo MIRE. A Figura 32 mostra os resultados das simulações dos perfis de densidade de elétrons das camadas *Es* (em escala logarítmica) entre 86 e 140 km em função do tempo (UT). Considera-se nas simulações as três estruturas de maré (diurna, semidiurna e terdiurna) para as componentes de vento zonal e meridional. Os painéis na coluna da esquerda na Figura 32 se referem aos resultados das marés diurna e semidurna (D+S), enquanto os painéis na coluna da direita mostram os resultados da simulação considerando as marés diurna, semidiurna e terdiurna (D+S+T). Utilizou-se os dados de diferentes meses para representar cada período sazonal: dezembro de 2008 (verão/painéis a), abril de 2009 (outono/painéis b), julho de 2009 (inverno/painéis c) e outubro de 2009 (primavera/painéis d). Estes meses foram escolhidos porque durante o período analisado apresentaram melhores estimativas de dados de vento diurno, semidiurno e terdiurno, a partir de observações do radar de meteoros localizado em São João do Cariri.

Figura 32 – Perfis de densidade das camadas E_s simuladas no MIRE durante o ano de 2008/2009.



Fonte: Elaborado pelo autor. Representação das estações do ano com os meses de (a) dezembro (verão), (b) abril (outono), (c) julho (inverno), e (d) outubro (primavera).

No perfil de fundo da Figura 32 se encontra a região E com características bem definidas, enquanto os traços finos de densidade eletrônica mais intensos observados nas parcelas de perfis de densidade referem-se a presença das camadas *Es*. Nas simulações para dezembro (verão) (Figura 32a), é possível observar que quando são consideradas somente as marés diurnas e semidurnas (D+S), a camada *Es* é formada em ~16 UT abaixo de 130 km de altitude. Esta camada *Es* tende a se mover para baixo durante toda a noite e atinge uma altitude de ~115 km perto do amanhecer às 09 UT. Durante o dia, esta descida ocorre lentamente até atingir ~110 km em cerca de 16 UT. A densidade desta camada *Es* tem um valor máximo de $\sim 10^{5,1}$ elétrons.cm⁻³. Ao adicionar a componente da maré terdiurna (D+S+T) nas simulações, os resultados no painel direito da Figura 32a mostram claramente que a camada *Es* é formada em alturas mais elevadas, acima de ~135 km em ~14 UT. Analogamente ao que foi observado a partir da simulação (D+S), a camada *Es* desceu continuamente e atingiu ~110 km em 24 horas. Também é observada uma intensificação da densidade máxima da camada *Es* de $\sim 10^{5,8}$ elétrons.cm⁻³.

Os resultados das simulações do MIRE para abril (outono) são apresentados na Figura 32b. A simulação D+S mostra uma camada *Es* se formando acima de ~138 km e descendo continuamente até atingir ~120 km de altitude em 24 UT. A densidade máxima desta camada *Es* é de cerca de $\sim 10^{5,0}$ elétrons.cm⁻³. Adicionando-se a componente terdiurna (D+S+T) na simulação, os resultados mostram que a camada *Es* mais intensa se forma em ~140 km de altitude (~03 UT) e se move para baixo. Observa-se que ao longo de quase toda a trajetória de descida, a densidade da camada *Es* é visivelmente maior ($\sim 10^{5,2}$ elétrons.cm⁻³) em comparação com a simulação D+S.

Os painéis da Figura 32c para julho (inverno) mostram resultados similares para as simulações D+S e D+S+T em relação à altura de formação e descida das camadas *Es*. Em ambas as simulações, a camada *Es* é formada em torno de ~06 UT em alturas de ~140 km. Conforme a camada desce ao longo do dia, a sua densidade aumenta de $\sim 10^{4,5}$ elétrons.cm⁻³ na simulação com D+S para $\sim 10^{5,0}$ elétrons.cm⁻³ na simulação com D+S+T. Entre 22 UT e ~04 UT, a densidade da camada *Es* diminui para $\sim 10^{4,0}$ elétrons.cm⁻³. Além disso, a camada *Es* realiza um aumento em sua altura de ~117 para 122 km. Após esse fato, a camada *Es* começa a descer novamente até próximo ao amanhecer.

Finalmente, as simulações no MIRE para o mês de outubro (primavera) (Figura 32d) apresenta um comportamento diurno muito distinto entre as simulações D+S e D+S+T. A camada *Es* na simulação relativa a D+S é formada durante o dia em ~140 km. Esta camada se

move para baixo, atingindo ~125 km em 24 UT. Os resultados mostram que esta camada continua a se mover para baixo durante toda a noite e permanece até cerca de 12 UT, quando alcança ~107 km. Uma característica marcante observada ao longo do percurso de descida desta camada é a presença de oscilações em sua altura. A densidade máxima de D+S é de $\sim 10^{4,9}$ elétrons.cm⁻³ enquanto para D+S+T foi observado $\sim 10^{5,3}$ elétrons.cm⁻³. Essas oscilações observadas nos traços das camadas *Es* já foram mostradas por Conceição-Santos *et al.* (2020) como possíveis interações entre gravidade/ondas planetárias e marés.

As simulações mostram que a densidade de elétrons da camada *Es* aumenta quando se inclui a maré terdiurna. Para ver melhor este comportamento e compará-lo com os dados de ionossonda, mostra-se a Tabela 5. Esta tabela contém os resultados da densidade máxima da camada *Es* considerando as simulações D+S e D+S+T, e a densidade máxima média diária de camada *Es* observada a partir dos dados de ionossonda para os mesmos meses utilizados no MIRE. Além disso, inclui-se a densidade máxima da camada *Es* do pico mais proeminente nos dados da ionossonda sobre PAL. Utilizou-se o parâmetro *fbEs* para calcular a densidade de elétrons, com a relação $N_e = 1,24 \times 10^4 (fbEs)^2$, dada em elétrons.cm⁻³ em escala logarítmica.

Tabela 6 – Comparação das densidades simuladas da camada *Es* no MIRE com as componentes D+S, D+S+T e a densidade máxima média diária a partir de dados observados de ionossonda.

Meses	Pico de densidade eletrônica D+S (MIRE)	Pico de densidade eletrônica D+S+T (MIRE)	Pico de densidade eletrônica (Ionossonda)	Pico de densidade eletrônica (Ionossonda – Pico mais pronunciado)
Dez	5,09	5,81	5,77 (dez)	5,51 (fev)
Abr	4,93	5,22	5,43 (abr)	5,43 (abr)
Jul	4,50	4,92	5,33 (jul)	5,33 (jul)
Out	4,92	5,30	5,66 (out)	5,37 (set)

Fonte: Elaborado pelo autor.

Em geral, na Tabela 5 é possível notar que a densidade máxima de elétrons observada nos dados de ionossonda concordam com as simulações, considerando o componente da maré terdiurna. Observa-se que existem valores próximos entre as densidades da camada *Es* simuladas no MIRE e o valor da densidade média diária máxima observada nos dados de ionossonda em dezembro. Os meses de abril e julho coincidiram com a melhor oscilação de 8 horas nas porcentagens das camadas *Es* da Figura 28 e simulações da D+S+T. Em outubro seguiu o padrão encontrado em dezembro e abril, mostrando uma boa concordância entre as

densidades simuladas da camada *Es* com a componente de maré terdiurna e a densidade média diária máxima observada nos dados da ionossonda.

Lilienthal, Jacobi e Geissler (2018) mostrou que a maré terdiurna só pode ocorrer se tanto a maré diurna quanto a semidiurna apresentarem amplitudes consideráveis. Isto é consistente com nossos resultados, uma vez que a maré terdiurna sozinha não foi capaz de gerar camadas *Es* nas simulações. Moudden e Forbes (2013) compararam o comportamento das marés diurnas, semidiurnas e terdiurnas, e afirmaram que existe uma forte possibilidade de que a interação não linear entre as marés diurnas e semidiurnas seja a principal fonte de formação de marés terdiurnas. Assim, dependendo da altitude e da latitude, a maré terdiurna pode exibir amplitudes com magnitude significativa, que pode desempenhar um papel importante na dinâmica e nas modulações das densidades da camada *Es* (MOUDDEN; FORBES, 2013; PANCHEVA; MUKHTAROV; SMITH, 2013; FYTTERER *et al.*, 2013; 2014).

Usando dados de ocultação de rádio (RO), Fytterer *et al.* (2014) realizaram uma análise global do efeito da maré terdiurna sobre as ocorrências das camadas *Es*. Eles utilizaram dados coletados no período de 2006 a 2012 durante os quatro períodos sazonais para latitudes de $\pm 60^\circ$ e altitudes que variam entre 85 e 115 km. Os autores encontraram dois máximos de amplitude na assinatura da maré terdiurna sobre as camadas *Es* durante o solstício que maximizam entre 10° e 40° de latitude em ambos os hemisférios. Além disso, eles também encontraram comportamento semelhante para condições de equinócio de baixa latitude em ambos os hemisférios para altitudes acima de 100 km. Tang *et al.* (2022) também utilizando a RO com dados de 2007-2018 encontraram uma forte assinatura da maré terdiurna entre 100 e 110 km com pico de amplitude em $\sim 10^\circ$ nos dois hemisférios. Assim, a intensificação das densidades de camadas *Es* obtidas nas simulações do MIRE estão de acordo com as observações de Fytterer *et al.* (2014) e Tang *et al.* (2022). No verão e na primavera, as simulações mostraram uma variação mais intensa da camada *Es* quando adicionada a componente da maré de 8 horas. Este comportamento está de acordo com os resultados dos altos valores de *ftEs* observados nas estações do ano de 2008/2009 da Figura 30 e com os picos de maré terdiurna da Figura 31. Finalmente, estes resultados mostram que a inclusão da maré terdiurna causou um aumento na densidade de elétrons das camadas *Es* para todos os períodos sazonais.

6 EFEITOS DO AQUECIMENTO ESTRATOSFÉRICO SÚBITO (SSW) SOBRE AS CAMADAS *Es*

Apresenta-se nas subseções seguintes os resultados do efeito dos eventos de Aquecimento Estratosférico Súbito (SSW, do inglês *Sudden Stratospheric Warming*) que ocorreram no hemisfério Norte sobre as camadas *Es* em baixa latitude do setor brasileiro. Esses efeitos são observados principalmente nas frequências e densidades das camadas *Es* simultaneamente nas latitudes de Araguatins (ARA, 5,65° S; 48,12° W; dip lat. -5,44°) e São José dos Campos (SJC, 23,18° S; 45,89° W; dip lat. -19,35°). Nas subseções seguintes, apresenta-se com mais detalhes o evento de 2018 para deixar claro alguns conceitos essenciais para o entendimento do SSW. Posteriormente, os eventos de 2018/2019 e 2020/2021 são apresentados simultaneamente.

6.1 EFEITO DO SSW OCORRIDO EM FEVEREIRO DE 2018 SOBRE AS CAMADAS *ES* DE ARA E SJC

Para classificar um SSW como um grande evento é essencial que ocorra um pico súbito de temperatura em alta latitude (90° N), uma inversão do vento zonal em 10 hPa (~30 km) em 60° N e perturbações nas ondas planetárias (PW) (MANNEY *et al.*, 2009; KURIHARA *et al.*, 2010; LIU; ZHANG, 2014; RAO *et al.*, 2018; XIE *et al.*, 2020; STATNAIA; KARPECHKO; JÄRVINEN, 2020). A Figura 33 mostra os dados de um grande evento de SSW que ocorreu em fevereiro de 2018, onde é possível observar o vento zonal (60° N – 10 hPa), da temperatura em alta latitude (90° N – 10 hPa) e das ondas planetárias. Além disso, observa-se as médias diárias dos índices geomagnéticos Dst e Kp, mostrando que não ocorreu tempestades geomagnéticas nesse período. O retângulo com linhas pontilhadas na cor ciano denota os dias do evento de SSW em 2018.

No painel (a) da Figura 33 pode ser observado que a temperatura em alta latitude (60°-90° N – 10 hPa) começou a subir em 27 de janeiro, alcançando valores de ~205 K. De fato, a Figura 33a mostra três picos de temperatura na latitude de 90° N, em 10 de fevereiro e 16 de fevereiro, e um maior em 27 de fevereiro, com uma variação de temperatura de ~51 K. No dia 4 de fevereiro, a temperatura em alta latitude (90° N) inicia um aumento repentino. Em 3 de fevereiro ocorreu um aumento na amplitude da onda planetária com a onda de número zonal 2

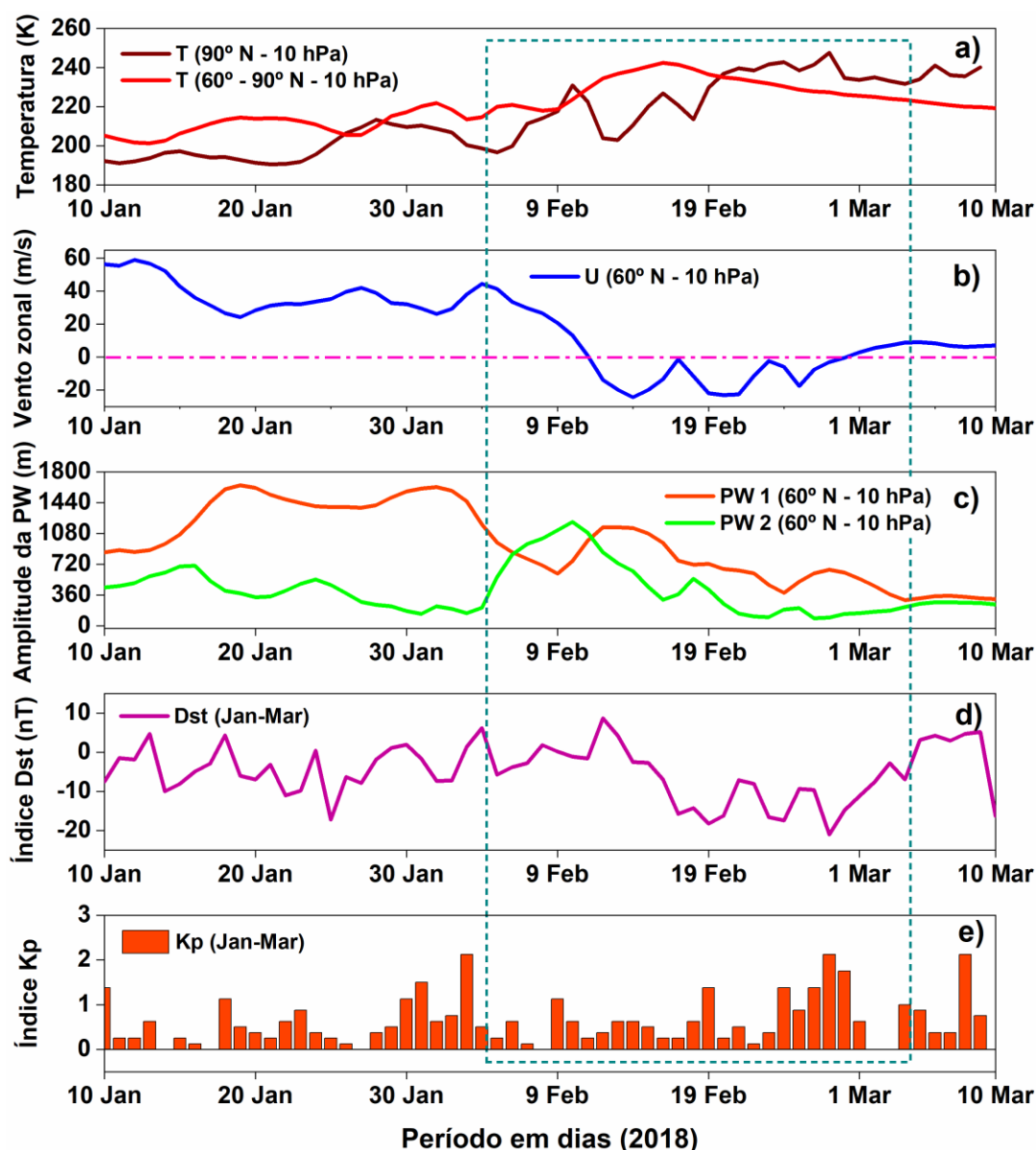
(PW2) (linha verde) e uma diminuição na amplitude da onda planetária com a onda de número zonal 1 (PW1) (linha laranja, Figura 33c). O vento zonal em 10 hPa (~30 km) (Figura 33b) tem uma diminuição da velocidade (desaceleração) até a inversão da direção do vento zonal leste (+U) para oeste (-U) em 11 de fevereiro (dia central ou dia 0 do evento SSW, destacado pela linha pontilhada rosa no gráfico). Com relação aos dias do evento, ressalta-se que os dias antes do dia central (dia 0) são considerados negativos e depois do dia central são positivos. Assim, o vento zonal atinge a velocidade máxima negativa (oeste) em 24 m.s^{-1} no dia 14 de fevereiro, onde se observa um aumento da temperatura. O vento zonal retorna oeste para leste (acima da linha pontilhada rosa) em 28 de fevereiro, acompanhando a queda de temperatura entre 60° e 90° N a 10 hPa (~30 km). Observa-se que vento zonal inverte da direção oeste para leste no final desse evento de SSW (Figura 33c).

Nota-se que houve uma predominância da onda planetária PW1 sobre a PW2 anterior ao dia central deste evento de SSW que perdurou até o dia 05 de fevereiro (dia -6) com ~857 m de amplitude. Entretanto, a PW1 começa a diminuir em amplitude a partir do dia -10, seguida por um aumento da PW2 a partir do dia -7. No 06 de fevereiro (dia -5), a PW2 alcança uma amplitude maior que a PW1, atingindo a amplitude máxima em 10 de fevereiro (dia -1) com ~1214 m. A partir do dia 12 de fevereiro (dia +1), a PW1 aumenta novamente em amplitude até um valor de ~1152 m, tornando-se novamente predominante até o final do evento de SSW em 2018.

É possível que esse evento tenha sido do tipo “dividido” (S, do inglês *split*), pois foi caracterizado pela predominância da PW2 antes do dia central, e do tipo “deslocamento” (D, do inglês *displacement*), associado com domínio da PW1 depois do dia central do SSW, como aponta alguns autores na literatura (RAO *et al.*, 2019; CHOI; KIM; CHOI, 2019; MA *et al.*, 2020). Ma *et al.* (2020) mostraram que os vórtices polares deste SSW de 2018 se dividiram subitamente antes do dia central, devido a um forte anticiclone sobre a região do Atlântico no dia -3 (8 de fevereiro). Porém, os autores observaram uma característica de deslocamento não tão significativo depois do dia central do evento. Contudo, outros autores classificaram esse evento de SSW em 2018 como sendo somente do tipo S em estudos realizados também com a distribuição de vórtice (HARADA *et al.*, 2019; LEE *et al.*, 2019). Como mencionado anteriormente, a Figura 33c mostra que a PW2 é maior antes do dia central e a PW1 é maior após o dia central, indicando que a divisão dos vórtices pode ter ocorrido com a maior amplitude da PW2 e um deslocamento de vórtice não tão significativo após o dia central com maior amplitude da PW1. Statnaia, Karpechko e Järvinen (2020) mostraram que a relação inversa

entre as amplitudes de PW1 e PW2 durante o pico de um grande evento de SSW pode ocorrer porque as características de propagação de onda diferem dependendo do número zonal e do período da onda. Para os autores, as oscilações entre PW1 e PW2 podem causar interações de ondas e resultar em uma divisão do vento em vórtices.

Figura 33 – Dados do evento de SSW que ocorreu em alta latitude do hemisfério Norte em fevereiro de 2018.

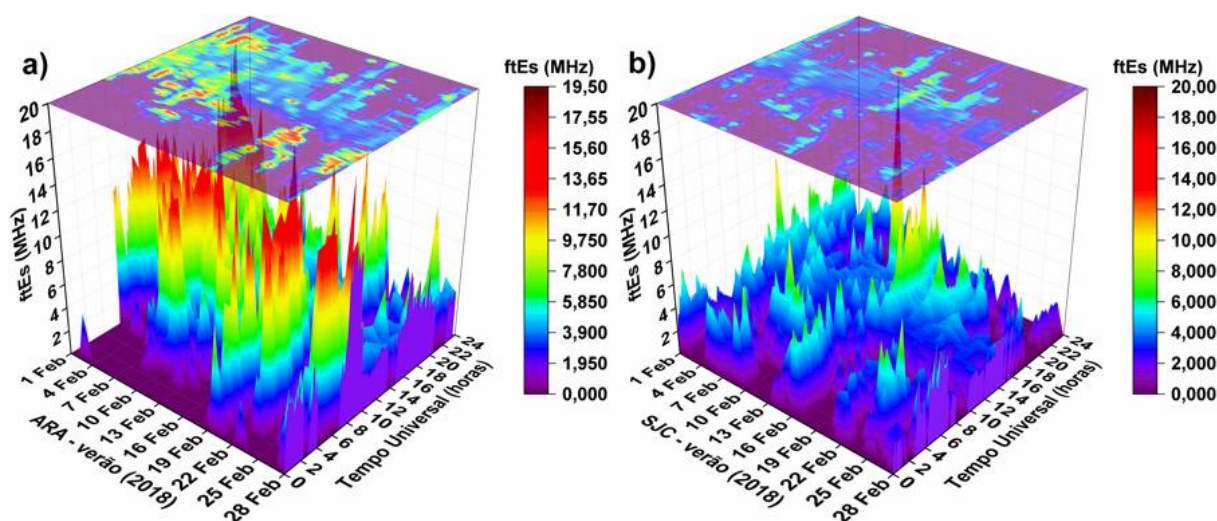


Fonte: Elaborado pelo autor. Dados de (a) temperatura a 90° e entre 60° e 90° em 10 hPa (~30 km); (b) vento zonal em 10 hPa (positivo para oeste); (c) amplitudes de onda PW1 e PW2 em 10 hPa; (d) índice Dst; e (e) índice Kp. O retângulo com linhas pontilhadas na cor ciano denota os dias do evento de SSW em 2018.

A Figura 34 apresenta a variabilidade temporal e diária do *ftEs* em ARA (painel a) e em SJC (painel b) durante o evento de SSW ocorrido no hemisfério Norte em fevereiro de 2018. Durante esse evento de SSW (ente 04 de fevereiro e 04 de março) foi observado intensos valores

de *ftEs* para a região de ARA. Nota-se que o parâmetro *ftEs* nessa latitude atingiu valores acima de 14 MHz (Figura 34a). No dia 4 de fevereiro, ARA apresentou valor máximo de *ftEs* com 19,5 MHz. Esses intensos valores de *ftEs* podem estar associados a presença dessas ondas planetárias durante este evento, principalmente pela rápida recuperação da amplitude da PW1. De fato, a amplitude da PW1 foi predominante no dia de maior valor de *ftEs* (4 de fevereiro). Em SJC (Figura 34b), observou-se um valor expressivo do parâmetro *ftEs* de 20 MHz em 13 de fevereiro (dia +2). Ademais, o *ftEs* apresentou picos acima de ~10 MHz em 01 e 17 de fevereiro durante a tarde (em ~16 e 17 UT, respectivamente). Nestes períodos, a amplitude de PW1 é predominante.

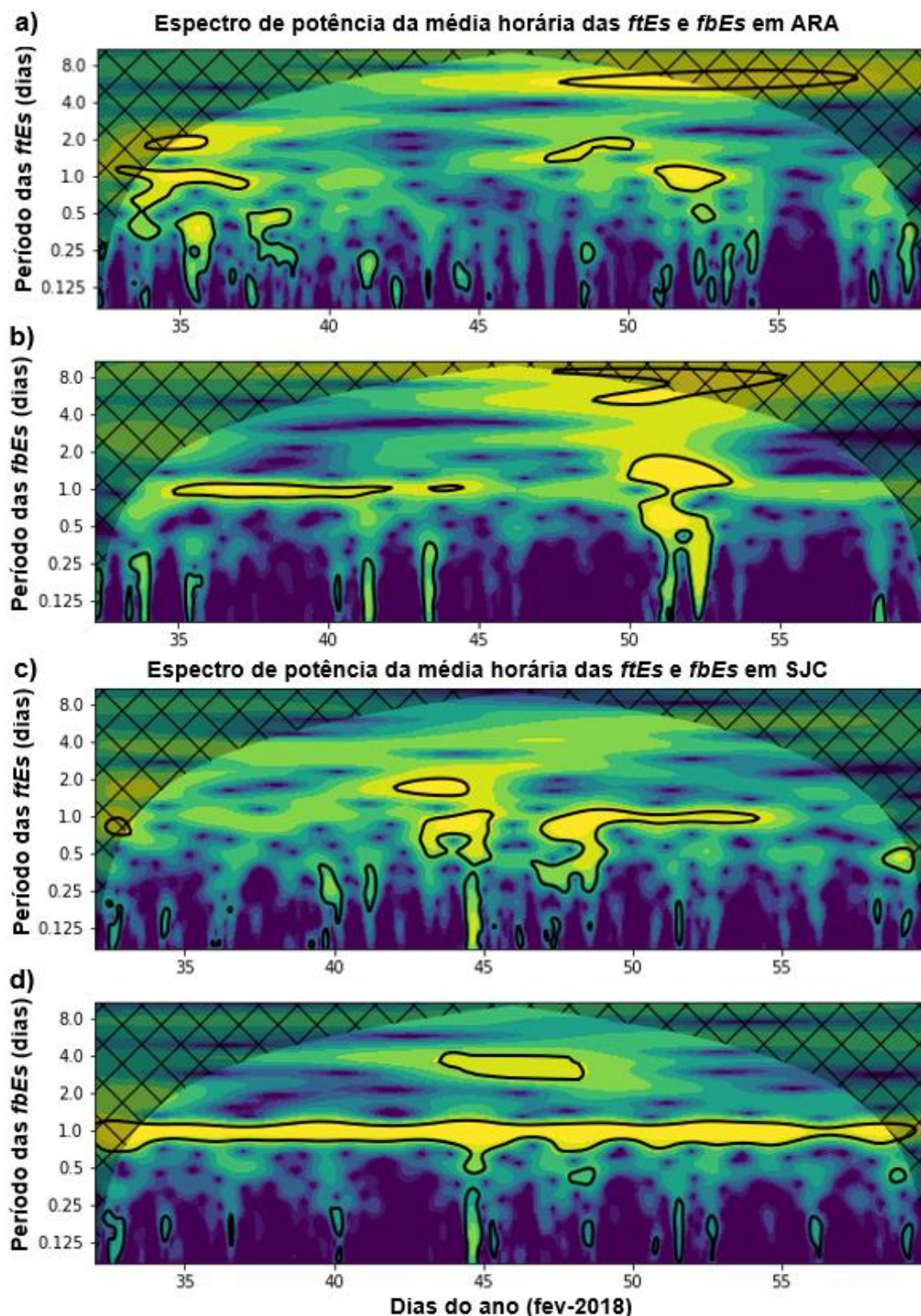
Figura 34 – Picos de *ftEs* observados em baixa latitude do setor brasileiro no hemisfério Sul em ARA e SJC no período do SSW de 2018.



Fonte: Elaborado pelo autor. Variabilidade temporal e diária dos *ftEs* em ARA (painel a) e em SJC (painel b) durante o evento de SSW ocorrido no hemisfério Norte em fevereiro de 2018. Os picos máximos de *ftEs* em cada latitude correspondem aos maiores valores nas faixas de cores ao lado dos gráficos 3D.

Para uma análise mais detalhada, foi utilizada a técnica do espectro de potência *wavelet* dos parâmetros *ftEs* e *fbEs* em ARA e SJC (Figura 35). A Figura 35a mostra a predominância de períodos entre 0,125-0,5 dias (3 a 12 horas) do parâmetro *ftEs* em ARA e, também, mostra uma periodicidade de 24 horas entre os dias 33-37 (02-06 de fevereiro) e 51-54 (20-23 de fevereiro). A análise *wavelet* dos parâmetros de *ftEs* de SJC (Figura 35c) mostra uma periodicidade de 0,125-0,5 dias e períodos de 24 horas entre os dias 40-55 (09-24 de fevereiro). A periodicidade de 24 horas em ARA e SJC é claramente observada nas análises *wavelet* das *fbEs* nas Figuras 35b e 35d. Na estação de ARA este período se encontra entre os dias 35-45 (04-14 de fevereiro), e em SJC durante aproximadamente todo o mês de fevereiro.

Figura 35 – Análise do espectro de potência com a transformada *wavelet* para as *ftEs* e *fbEs* em Ara e SJC durante o SSW de 2018.



Fonte: Elaborado pelo autor. Análise *wavelet* dos parâmetros (a) *ftEs* e (b) *fbEs* em fevereiro de 2018 em ARA, e (c) *ftEs* e (d) *fbEs* em fevereiro de 2018 em SJC. A potência espectral da *wavelet* foi normalizada com um nível de confiança de 95% e os contornos traçados em preto representam os picos espectrais significativos.

Os parâmetros de frequências das camadas *Es* estão correlacionadas com as suas densidades, onde a frequência de bloqueio é a que melhor representa a densidade eletrônica da camada *Es* (RESENDE; DENARDINI; BATISTA, 2013). Pelas análises das *wavelet* nos parâmetros de frequências (relacionados as densidades) nota-se uma periodicidade de quase 2 dias (entre 1,5-2,5 dias) em ARA entre os dias 33-36 (02-05 de fevereiro) e 47-51 (16-20 de fevereiro) com o *ftEs* e entre os dias 50-54 (19-23 de fevereiro) com o *fbEs*. Em SJC, essa periodicidade foi observada entre os dias 42-49 (11-18 de fevereiro) em ambos os parâmetros *ftEs* e *fbEs*. Essas oscilações estão associadas com as ondas de quase 2 dias (Q2DWs) e permaneceram por alguns dias durante o evento de SSW em 2018. Além disso, é possível observar que há uma periodicidade de quase 6 dias (Q6DW) em ARA durante o evento de 2018 entre os dias 47-58 (16-27 de fevereiro) nas análises *wavelet* dos parâmetros *ftEs* e *fbEs* (Figuras 35a e 35b).

A interação não linear entre marés e PWs pode apresentar grandes amplitudes e alcançar a região da termosfera inferior podendo causar modificações à dinâmica da região E. Este comportamento pode resultar na geração de ondas secundárias, contribuindo para os fenômenos que ocorrem nesta região, como uma intensificação das camadas *Es* (LIU *et al.*, 2010; FORBES; MOUDDEN, 2012; PEDATELLA; LIU; HAGAN, 2012; XU *et al.*, 2014; GAN *et al.*, 2017; GU *et al.*, 2018; NYSTROM *et al.*, 2018; LIU; ENGLAND; JANCHES, 2019). As ondas com períodos de Q2DW, Q3DW e Q6DW com propagação para oeste podem ser as responsáveis por perturbações significativas na termosfera inferior (YUE *et al.*, 2012; YUE; WANG, 2014; GAN *et al.*, 2017; FORBES *et al.*, 2018).

De acordo com a literatura, a propagação rápida e o curto período (≤ 6 dias) das PWs, como as ondas Rossby (período ~ 2 dias) e as ondas Kelvin (períodos ~ 3 e ~ 6 dias), são importantes para o acoplamento mesosfera-termosfera (PANCHEVA *et al.*, 2006; PANCHEVA *et al.*, 2008; PANCHEVA; MUKHTAROV; ANDONOV, 2010; TUNBRIDGE; SANDFORD; MITCHELL, 2011; DAVIS *et al.*, 2012; GU *et al.*, 2014; LIU *et al.*, 2015; GU *et al.*, 2018; LIU; ENGLAND; JANCHES, 2019). Liu, England e Janches (2019) mostraram que as ondas de propagação para oeste, representadas por Q2DW3, Q3DW1, e Q6DW1, mostraram grandes amplitudes com oscilações entre as latitudes de $\pm 10^\circ$ com comportamento sazonal em dezembro/janeiro/fevereiro nos anos 2002-2018. Nestas latitudes, eles apontaram que as amplitudes de Q2DW3, Q3DW1 e Q6DW1 são importantes na região equatorial e regiões próximas ao equador entre ~ 30 e 110 km de altitude. Os autores também mostraram que estas PWs atingiram grandes amplitudes nas latitudes de $\pm 27^\circ$ nos meses de

janeiro/fevereiro (entre 2002-2018) a ~100 km. Portanto, os valores altos e atípicos dos parâmetros de frequências observados em ARA e SJC podem indicar que as ondas planetárias Q2DW e Q6DW registradas nas análises *wavelet*, modificou a região da termosfera inferior. Adicionalmente, é possível também que a interação não linear entre as PWs e as marés (diurnas e semidiurnas) tenha modificado a termosfera inferior a partir de ondas secundárias que contribuíram para intensificar as camadas *Es* em ARA e SJC (PANCHEVA *et al.*, 2006; PANCHEVA *et al.*, 2008; PANCHEVA; MUKHTAROV; ANDONOV, 2010; TUNBRIDGE; SANDFORD; MITCHELL, 2011; DAVIS *et al.*, 2012; GU *et al.*, 2014; LIU *et al.*, 2015; GU *et al.*, 2018; LIU; ENGLAND; JANCHES, 2019).

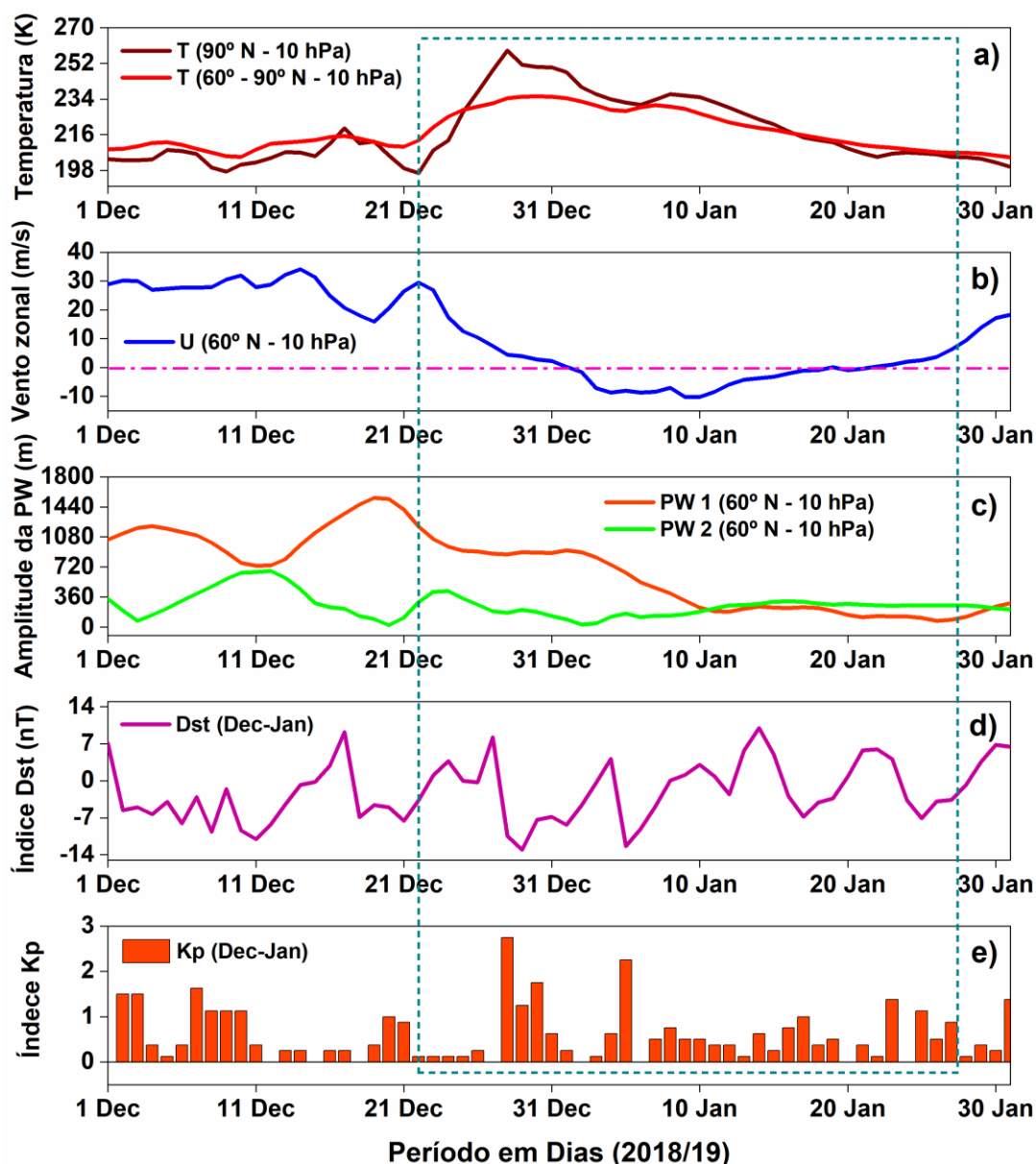
6.2 EFEITO DOS EVENTOS DE SSW DE 2018/2019 E 2020/2021 SOBRE AS CAMADAS *ES* DE ARA E SJC

Outras intensificações dos parâmetros *ftEs* e *fbEs* foram observados durante eventos de SSW. As Figuras 36 e 37 mostram as temperaturas em alta latitude (60-90° N), o vento zonal (60° N, 10 hPa) e as amplitudes PW1/PW2 (60° N, 10 hPa), e as médias diárias dos índices geomagnéticos Dst e Kp para os eventos de SSW em dez-2018/jan-2019 e dez-2020/jan-2021, respectivamente. Os dias dos eventos são destacados nas figuras com retângulos na cor ciano. A Figura 36 mostra os campos do evento de SSW em 2018/2019, onde a temperatura tanto em alta quanto em média latitude começa a aumentar no dia 22 de dezembro no hemisfério Norte (Figura 36a). Neste período ocorre uma diminuição de velocidade (desaceleração) do vento zonal de $\sim U = 30 \text{ m.s}^{-1}$ até a inversão para oeste no dia central (02 de janeiro) abaixo da linha pontilhada rosa, conforme mostra a Figura 36b.

O pico de temperatura em 90° N atinge um valor de ~258 K, com uma variação de temperatura de ~62 K, como mostrado na Figura 36a. Em 10 de janeiro (dia +8), a Figura 36b mostra que o vento zonal está para oeste com valor máximo de 10 m.s^{-1} . Simultaneamente, a Figura 36c mostra que a amplitude da PW2 (~185 m) se torna predominante. Entretanto, a amplitude da PW1 segue muito próxima da amplitude da PW2 até o dia 28 de janeiro, que caracteriza o final deste evento de SSW. Além disso, a amplitude da PW1 (~1205 m) é predominante entre 22 de dezembro (início do SSW) e 10 de janeiro (Figura 36c). Rao *et al.* (2019) analisaram esse evento e concluíram que houve um vórtice dividido, embora não fosse tão claro quanto o evento de SSW em 2018. Lee e Butler (2020) consideraram que, além do domínio da PW1, um aumento na amplitude da PW3 (não mostrado aqui) pode ter causado uma

divisão de vórtice neste evento de 2018/2019. Adicionalmente, as Figuras 36d e 36e mostram que os índices Dst (-13 nT) e Kp ($\sim 2,8$) durante o evento de SSW em 2018/2019 indicam a ausência de tempestade geomagnética (GONZALEZ *et al.*, 1994; KURIHARA *et al.*, 2010; LIU *et al.*, 2011; KORENKOV *et al.*, 2012; GIDAY; KATAMZI; MCKINNELL, 2016; MATZKA *et al.*, 2021).

Figura 36 – Dados do evento de SSW ocorrido em alta latitude do hemisfério Norte em 2018/2019.

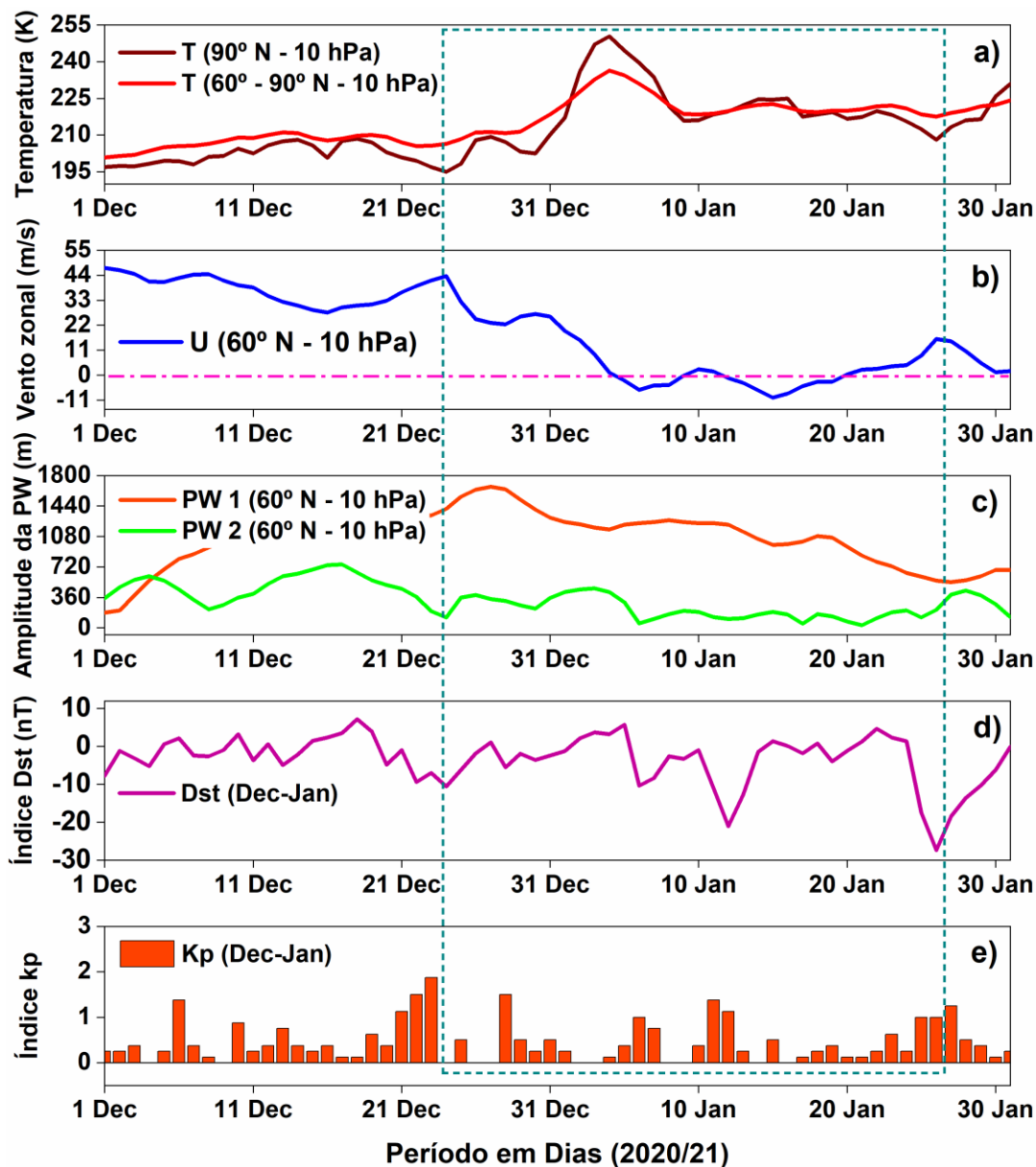


Fonte: Elaborado pelo autor. Dados de a) temperatura à 90° e entre 60° e 90° em 10 hPa (~ 30 km), b) vento zonal em 10 hPa, c) amplitudes das ondas PW1 e PW2 em 10 hPa, d) índice Dst e e) índice Kp. O retângulo com linhas pontilhadas na cor ciano corresponde aos dias do SSW em 2018/2019.

A Figura 37 mostra os dados do evento de SSW que ocorreu em 2020/2021 com o dia central em 05 de janeiro (dia 0). Nesta figura, pode ser observado os campos da temperatura da

alta e média latitude (60-90° N, 10 hPa), do vento zonal (60° N, 10 hPa), das ondas PW1 e PW2 (60° N, 10 hPa) e dos índices geomagnéticos Dst e Kp.

Figura 37 – Dados do evento de SSW ocorrido alta latitude do hemisfério Norte em 2020/2021.



Fonte: Elaborado pelo autor. Dados de a) temperatura à 90° e entre 60° e 90° em 10 hPa (~30 km), b) vento zonal em 10 hPa, c) amplitudes das ondas PW1 e PW2 em 10 hPa, d) índice Dst e e) índice Kp. O retângulo com linhas pontilhadas na cor ciano corresponde aos dias do SSW em 2020/2021.

A Figura 37a mostra que em 24 de dezembro (dia -12) a temperatura começou a aumentar de ~194 K até o pico em 4 de janeiro (dia -1) com ~250 K. Um dia após o pico de temperatura, a Figura 37b mostra que a inversão do vento zonal de leste para oeste com uma diminuição da velocidade ($\sim U = 44 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) em 24 de dezembro para $\sim U = 2,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ no dia 0 (5

de janeiro) (abaixo da linha pontilhada rosa). Logo depois, o vento zonal sofre três novas inversões com variação oeste-leste no dia +5 (10 de janeiro, com $\sim U = 2,6 \text{ m.s}^{-1}$), leste-oeste no dia +7 (dia 12 de janeiro, com $\sim 1,25 \text{ m.s}^{-1}$), atingindo o pico máximo do vento oeste de $\sim U = 10 \text{ m.s}^{-1}$ no dia +10 (dia 15 de janeiro), e oeste-leste no dia 20 de janeiro (dia +15), mantendo-se nesta direção até o final do evento.

A Figura 37c mostra que o aumento da amplitude da onda planetária (PW1) começa em 2 de dezembro com $\sim 205 \text{ m}$, bem antes do início do SSW em 24 de dezembro. A amplitude da PW1 atingiu o pico de $\sim 1670 \text{ m}$ em 27 de dezembro (dia -9). Após o pico de temperatura, há uma diminuição da PW1 e duas pequenas inversões de vento zonal subsequentes de leste para oeste (dia +5) e de oeste para leste (dia +7) até a inversão final do vento zonal no dia +15. O final do evento de SSW em 27 de janeiro mostrou os valores de amplitude da PW1 com $\sim 540 \text{ m}$, PW2 com $\sim 393 \text{ m}$, temperatura em 90° N com $\sim T = 213 \text{ K}$ e o vento zonal com $\sim U = +15 \text{ m.s}^{-1}$. Neste evento de SSW em 2020/2021, foi observada uma característica diferente dos eventos de 2018 e 2018/2019, que foi a maior variação de amplitude da PW1 em relação à PW2. Observa-se também que os índices $\text{Dst} = -27 \text{ nT}$ e $\text{Kp} = 1,5$, como mostrado nas Figuras 37d e 37e, caracterizando um período calmo.

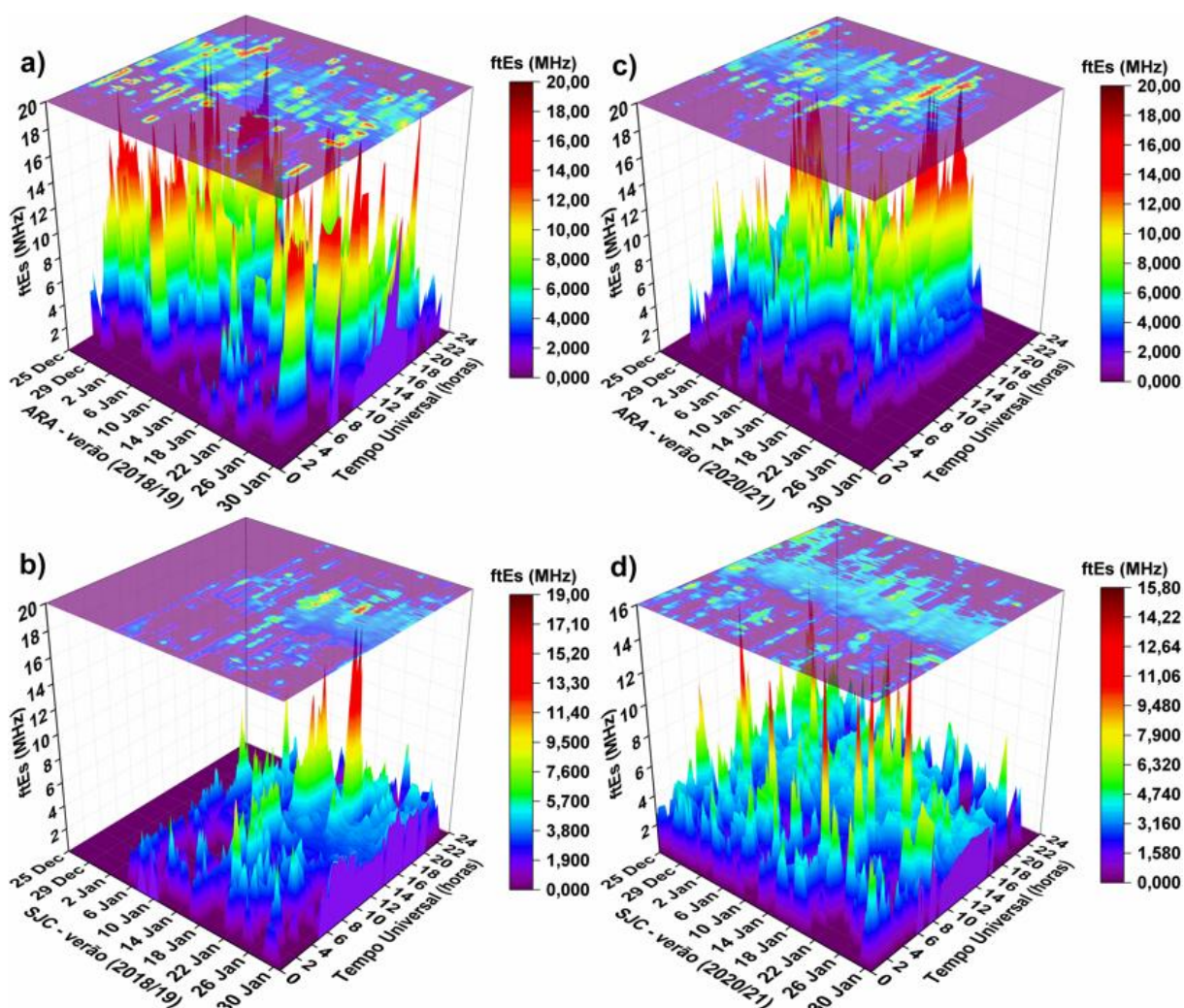
Analisando o comportamento das camadas E_s , observa-se valores intensos das $ftEs$ (acima de $\sim 14 \text{ MHz}$) no evento de dez/2018-jan/2019. Especificamente, estes altos valores foram observados entre 25 de dezembro (dia -9) de 2018 e 7 de janeiro (dia +5) de 2019 em ARA (Figura 38a). De fato, o valor máximo da $ftEs$ de 20 MHz foi observado em 30 de dezembro (dia -2), dois dias após o pico máximo de temperatura ($\sim 258 \text{ K}$) em alta latitude (90° N). Outros picos menores (em torno de $\sim 10 \text{ MHz}$) foram observados entre 13 e 28 de janeiro de 2019. Todos estes altos valores de $ftEs$ ocorreram tanto no amanhecer, no entardecer e nos períodos noturnos.

A Figura 38b mostra os valores de $ftEs$ observados na estação de baixa latitude de SJC entre dez/2018 e jan/2019. Os resultados entre 25 de dezembro e 5 de janeiro não aparecem neste gráfico devido à ausência de dados. Observa-se claramente nos gráficos que as $ftEs$ atingiram valores de $\sim 10 \text{ MHz}$ em meados de janeiro durante o período da tarde (entre ~ 13 e 18 UT), com um valor de pico máximo de 19 MHz ($\sim 20 \text{ UT}$) em 24 de janeiro.

A Figura 38c mostra os valores de $ftEs$ obtidos para a latitude de ARA durante o evento de SSW entre dez/2020 e jan/2021. Observa-se que os maiores valores de frequência das camadas E_s estão acima de $\sim 14 \text{ MHz}$ e ocorreram entre 26 de dezembro (dia -10) e 22 de janeiro (dia +17) entre $\sim 5:30$ e $22:30 \text{ UT}$. O valor de pico máximo das $ftEs$ (20 MHz) em ARA

ocorreu próximo ao final do evento de SSW, nos dias 19 e 21 de janeiro no período da tarde (entre 16 e 19 UT). Para SJC (Figura 38d) observa-se valores de pico de *ftEs* acima de ~10 MHz no início, meio e fim deste evento de SSW. Os maiores picos de *ftEs* (acima de ~14 MHz) ocorreram em 31 de dezembro (dia -5) com 15,2 MHz, em 19 e 20 de janeiro (dia +14 e +15) com 15,6 e 14,6 MHz, respectivamente, e o pico máximo de 15,8 MHz ocorreu em 24 de janeiro (dia +19).

Figura 38 – Picos de *ftEs* observados em baixa latitude do setor brasileiro no hemisfério Sul em ARA e SJC no período do SSW de 2018/2019 e 2020/2021.



Fonte: Elaborado pelo autor. Variabilidade temporal e diária das *ftEs* observadas sobre o setor brasileiro em ARA (painéis a e c) e na latitude de SJC (painéis b e d) durante os eventos de SSW ocorridos no hemisfério Norte em 2018/2019 e 2020/2021. Os picos máximos de *ftEs* em cada latitude e períodos correspondem aos maiores valores nas faixas de cores ao lado dos gráficos 3D.

Em geral, o evento de SSW ocorrido em 2020/2021 mostrou mais *ftEs* com valores acima de ~10 MHz em SJC do que nos eventos de 2018 e 2018/2019. Uma possível explicação pode estar associada à ação da amplitude da onda planetária (PW1) ter sido maior durante este

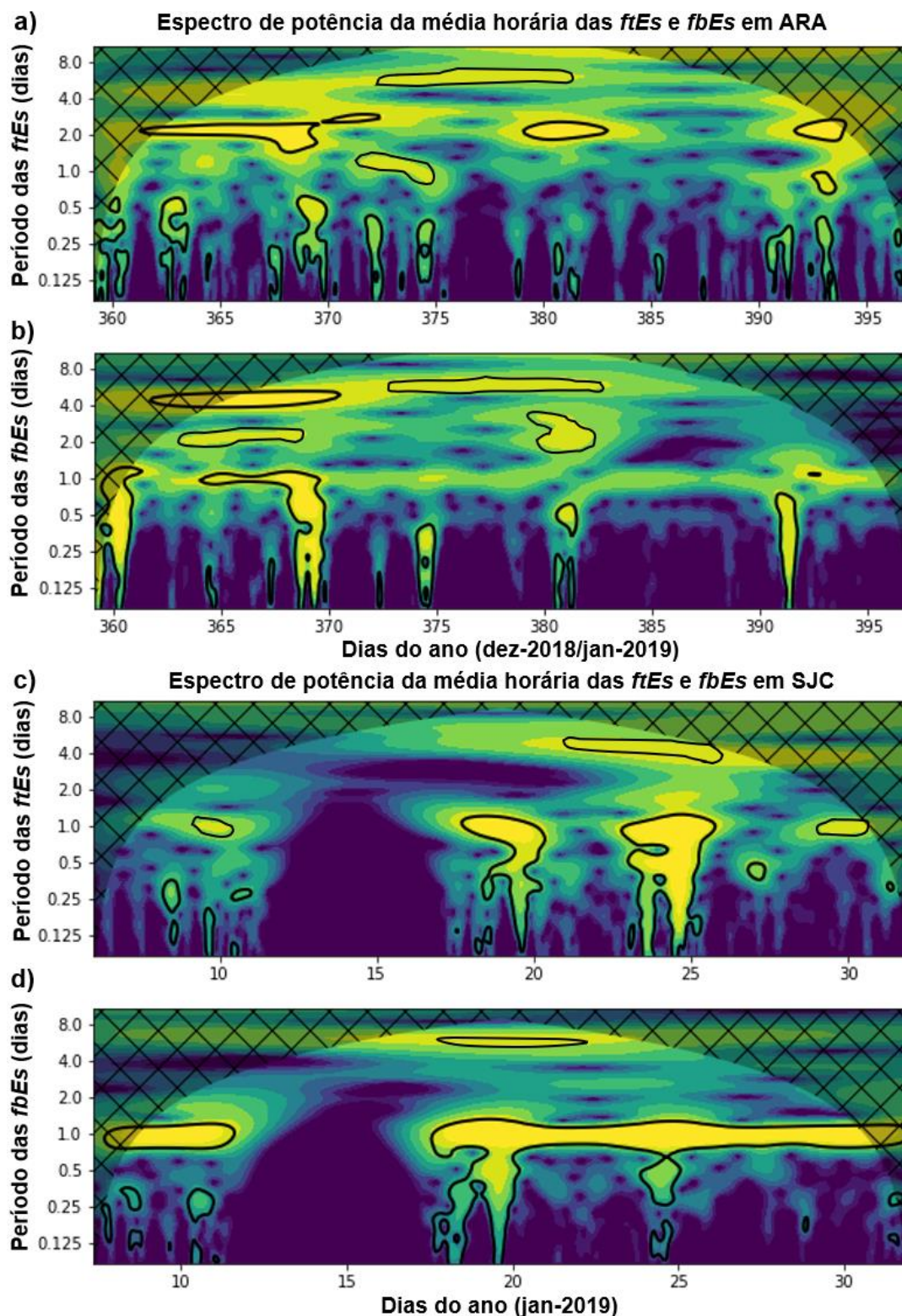
evento do que nos SSW de 2018 e 2018/2019. Além disso, a diferença entre as amplitudes PW1 e PW2 também é maior no SSW de 2020/2021 do que nos eventos de 2018 e 2018/2019. Lee (2021) mostrou que a amplitude da PW1 durante o evento de SSW em 2020/2021 foi a maior dos últimos 40 anos, atingindo ~1670 m no dia -9 (27 de dezembro), como mostrado anteriormente na Figura 37c. Este comportamento pode ser uma indicação que o evento de SSW afetou as amplitudes das PWs e uma interação não linear das ondas planetárias com as marés (diurnas e semidiurnas) contribuiu para a intensificação das camadas *Es* (PANCHEVA *et al.*, 2003; PANCHEVA *et al.*, 2008; PANCHEVA; MUKHTAROV; ANDONOV, 2010; LIMA *et al.*, 2012; RAO *et al.*, 2019; CAO *et al.*, 2019; CHOI; KIM; CHOI, 2019; HARADA *et al.*, 2019; MA *et al.*, 2020).

Nas Figuras 39 e 40 são apresentadas as análises *wavelet* do espectro de potência dos parâmetros *ftEs* e *fbEs* para as estações de ARA e SJC durante os eventos de SSW em 2018/2019 e 2020/2021, respectivamente. Além das periodicidades de 12 e 24 horas, a Figura 39a mostra que as periodicidades possivelmente associadas à Q2DW representam três picos na análise *wavelet* das *ftEs*, inicialmente entre os dias 361 e 373 (27 de dezembro-janeiro 08), e depois entre os dias 379 e 384 (14-19 de janeiro) e 392 e 394 (27-29 de janeiro). Durante este evento também é possível observar que em SJC houve uma predominância da periodicidade de 24 horas (Figura 39c). Além disso, as ondas de ~6 dias (Q6DW) também foram observadas em ARA entre os dias 372 e 382 (07-17 de janeiro) e em SJC entre os dias 21 e 26 de janeiro.

A Figura 39b mostra que as análises *wavelet* das *fbEs* observadas em ARA apresentam as periodicidades de 12 e 24 horas, assim como as assinaturas das ondas de ~2 e ~6 dias. Enquanto nas análises *wavelet* das *fbEs* em SJC (Figura 39d), a periodicidade de 24 horas foi predominante, no entanto, as periodicidades de 12 horas e de ~6 dias também foram observadas.

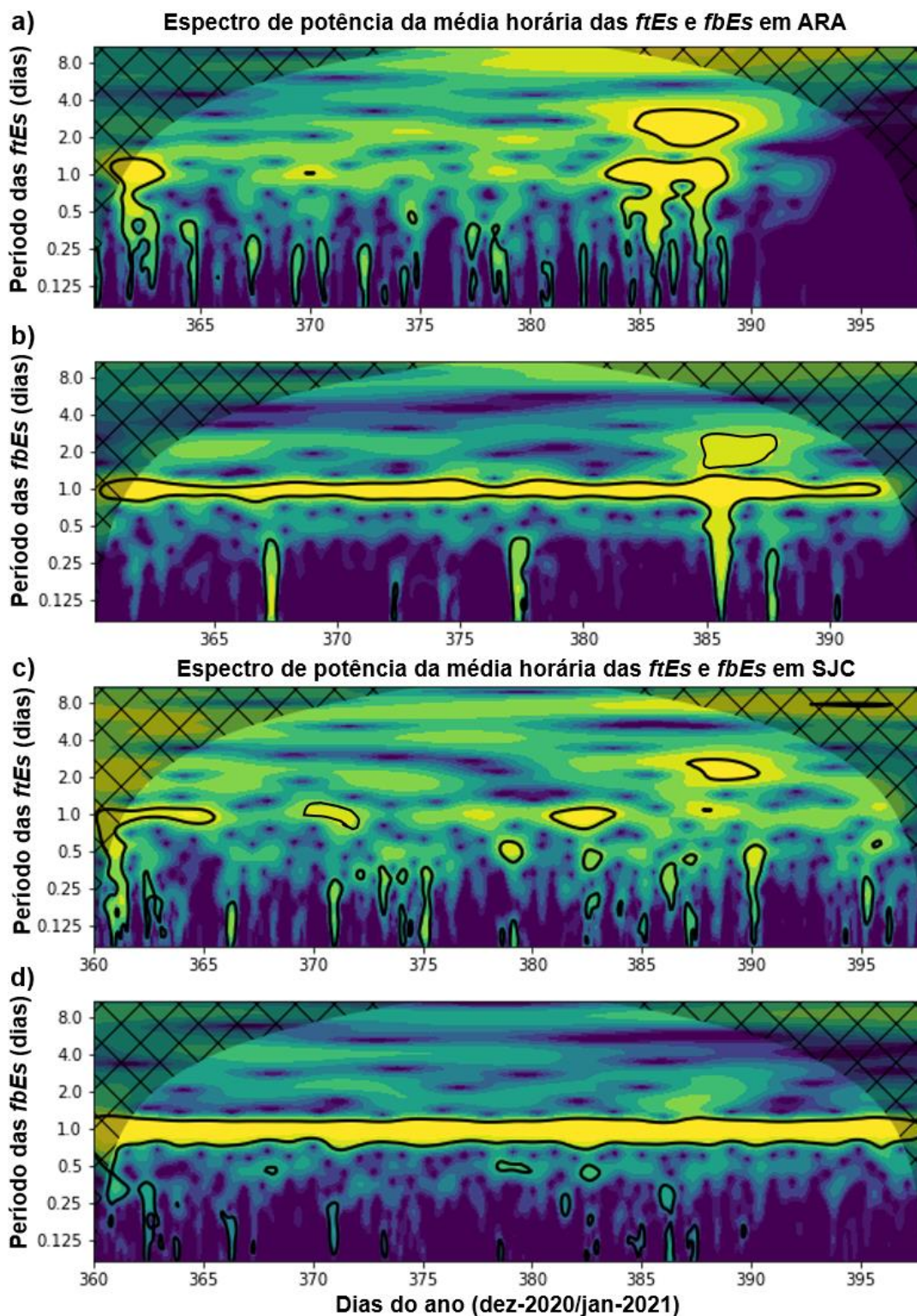
Na *wavelet* das *ftEs* durante o evento de SSW em 2020/2021, foram observados períodos de ~2 dias em ambas as estações entre os dias 385 e 390 (10-16 de janeiro) em 2021 (Figuras 40a-40c). Os valores das *ftEs* em ARA e SJC mostram que os períodos de 0,125-0,5 dias (3-12 horas) são predominantes, porém o período de 24 horas também está presente. Por outro lado, nas análises *wavelet* das *fbEs* nas duas latitudes (Figuras 40b e 40d) mostram uma predominância do período de 24 horas ao longo do evento de SSW em 2020/2021, com uma periodicidade de ~2 dias em ARA entre os dias 385 e 387 (10-12 de janeiro) (Figura 40b).

Figura 39 – Análise do espectro de potência com a transformada *wavelet* para as *ftEs* e *fbEs* em ARA e SJC no período do SSW em 2018/2019.



Fonte: Elaborado pelo autor. *Wavelet* dos parâmetros *ftEs* (a, c) e *fbEs* (b, d) de 25 de dezembro de 2018 a 31 de janeiro de 2019 em ARA e SJC, respectivamente. A potência espectral *wavelet* foi normalizada com um nível de confiança de 95% e os contornos traçados em preto representam os picos espectrais significativos.

Figura 40 – Análise do espectro de potência com a transformada *wavelet* para as *ftEs* e *fbEs* em ARA e SJC no período do SSW em 2020/2021.



Fonte: Elaborado pelo autor. *Wavelet* dos parâmetros *ftEs* (a, c) e *fbEs* (b, d) de 25 de dezembro de 2020 a 31 de janeiro de 2021 em ARA e SJC, respectivamente. A potência espectral *wavelet* foi normalizada com um nível de confiança de 95% e os contornos traçados em preto representam os picos espectrais significativos.

Shalimov *et al.* (1999) sugeriram a possibilidade das PWs desempenharem um papel complementar no processo de cisalhamento do vento. Foi proposto um mecanismo onde um impulso em larga escala acumula íons dentro de uma área de vórtice ciclônica criada por um cisalhamento de vento neutro na PW. Para os autores, o novo mecanismo poderia atuar eventualmente como um complemento ao processo de cisalhamento vertical do vento, intensificando a formação das camadas *Es*. Voiculescu *et al.* (2000) analisaram a periodicidade de 2-3 e de 4-7 dias da PW em média latitude, concluindo que a mesma periodicidade foi observada na ocorrência de fortes camadas *Es*. Para os autores, essas periodicidades observadas na ocorrência das camadas *Es* e nas periodicidades das ondas planetárias corroboram com o mecanismo descrito por Shalimov *et al.* (1999). Shalimov e Haldoupis (2002) mostraram a possibilidade dos íons metálicos possam ser forçados a convergirem e se acumularem dentro de uma grande área de vórtice ciclônico de uma PW propagando-se semelhante ao cisalhamento horizontal do vento. Entretanto, os autores apontaram que este efeito depende da altitude por causa da compressão de plasma até ~125 km. Portanto, em alturas mais baixas a v_i é maior que a ω_i e a ação da força de Lorentz aumenta na convergência do plasma. Para os autores, este mecanismo pode aumentar a densidade do plasma em cerca de 5 vezes em ~110 km, devido à convergência vertical de íons. Neste caso, este mecanismo atua para reforçar as condições do processo de cisalhamento vertical do vento e a convergência iônica que formam as camadas *Es* com uma interação não linear entre as marés e as PWs (HALDOUPIS; PANCHEVA, 2002; PANCHEVA *et al.*, 2003).

Manson *et al.* (1982) sugeriram que, além das oscilações de ondas das marés de 8, 12 e 24 horas, as oscilações diferentes com 9, 10 e 16 h, ~2 e ~5 dias observadas entre ~80-106 km sobre Saskatoon (52° N; 107° W) foram geradas por interação não linear entre a maré semidiurna e a onda de ~2 dias. Teitelbaum e Vial (1991) explicaram utilizando simulações numérica que as observações de oscilações atípicas das marés ocorrem por interações não lineares entre as marés e as ondas planetárias. Para os autores essas interações geram duas ondas secundárias com a soma e diferença das frequências das ondas primárias que modulam suas amplitudes com o período da onda planetária primária. Posteriormente, Beard *et al.* (1999) mostraram que a existência de variações da maré com períodos de poucos dias é observada frequentemente. Pancheva (2001) analisou a interação não linear entre as marés e as ondas planetárias sobre o Reino Unido (53,5° N; 3,9° W), a Bulgária (42,5° N; 26,6° E) e a Suécia (67,9° N; 21,1° E) com radares meteorológicos. As observações da autora indicaram que a variabilidade da maré com a periodicidade de ondas planetárias na região da mesosfera e

termosfera inferior foi influenciada pela interação não linear entre marés e PWs. Um resultado semelhante já havia sido observado em Pancheva (2000) sobre Yambol (42,5° N; 26,6° E) durante jan/1991 a jun/1992, onde foi observado a presença de períodos da PW nas marés. Para a autora, a interação não linear entre a componente zonal da maré semidiurna com a onda planetária é mais proeminente que a interação da componente meridional da maré semidiurna com a PW.

Haldoupis e Pancheva (2002) também mostraram evidências da ação das PWs no movimento horizontal do vento, relacionando de forma indireta com a formação de camadas *Es*. De fato, eles indicaram a existência de uma nova força motriz capaz de formar camadas *Es* fortes entre 8 e 12 MHz. Ademais, Pancheva *et al.* (2003) analisaram a ação indireta da PW na formação da camada *Es* através da interação não linear com as marés diurna e semidiurna utilizando dados de vento dos radares de Saskatoon (52° N; 107° W) e Sheffield (52° N; 2° W), cujas modulações foram comparadas com as observações das frequências de camada *Es* obtidas a partir das ionossondas localizadas em Boulder (40° N; 105° W) e Lannion (49° N; 3° W). Os autores concluíram que ocorreu uma modulação clara da PW de ~7 dias nas marés diurna e semidiurna, que também foram observadas nas camadas *Es* na região da termosfera inferior sobre os setores europeu e americano. Essa teoria é bem aceita na literatura e foi utilizada para explicar os resultados em Haldoupis, Pancheva e Mitchell (2004), onde foi mostrado que as periodicidades das marés nas frequências máximas das camadas *Es* está correlacionada com as periodicidades das PWs.

As análises *wavelet* dos parâmetros *ftEs* e *fbEs* em ARA e SJC nas Figuras 35, 39 e 40 mostram que as oscilações com períodos mais curtos são predominantes nas duas latitudes, entre as quais estão as oscilações das marés diurnas (24 h) e semidiurnas (12 h). Lima *et al.* (2004) relataram a presença de oscilações de Q2DW, 24 horas e 12 horas durante três verões (1999-2002) na estação de baixa latitude do setor brasileiro de Cachoeira Paulista (22,7° S; 45° W) com a predominância de ventos meridionais. Lima *et al.* (2012) também mostraram a presença de oscilações Q2DW nos ventos zonais e meridionais na estação de baixa latitude de São João do Cariri (7° S; 36° W), também no setor brasileiro, onde as oscilações de 12 horas foram predominantes nos ventos zonais e as oscilações de 24 horas nos ventos meridionais. Portanto, acredita-se que os altos valores de frequências das camadas *Es* tanto em ARA e SJC estão associados a interação não linear dos ventos de marés e as ondas planetárias presentes nos eventos de SSW.

6.3 EFEITO DOS EVENTOS DE SSW SOBRE OS TIPOS $Es_{f/l}$ E SUAS ALTURAS EM ARA E SJC

A Tabela 6 mostra os maiores valores de $ftEs$, $fbEs$ e densidade de elétrons (N_e) observados nas estações de ARA e SJC durante os eventos de SSW em 2018, 2018/2019 e 2020/2021. Como já mencionado anteriormente, a densidade de elétrons é calculada a partir da relação $N_e = 1,24 \times 10^4 (fbEs)^2$. Na estação de ARA, os valores de $ftEs$ e $fbEs$ apresentaram muitos picos acima de ~ 14 MHz durante o SSW de 2018. As densidades de elétrons calculadas atingiram valores entre $\sim 2 \times 10^6$ e $\sim 5 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³. Os maiores valores de $fbEs$ (entre 11,8 e 20 MHz) e densidades de elétrons (entre $\sim 2 \times 10^6$ e $\sim 5 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³) foram observados em ARA no SSW de 2018/2019. Já no evento de 2020/2021, o parâmetro $fbEs$ observado em ARA atingiu valores de 17,1 MHz ($\sim 4 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³), apesar dos grandes picos observados nas $ftEs$. Liu *et al.* (2014) argumentaram que a dinâmica no vento zonal durante um evento de SSW pode alterar a forte maré semidiurna em média latitude que pode aumentar/diminuir significativamente com os distúrbios do vento zonal. Entretanto, é possível que essa alteração na dinâmica do vento zonal durante os eventos de SSW, tenha afetado o desempenho da maré nas latitudes das estações de ARA e SJC, conseqüentemente, alteraram os parâmetros $ftEs$, $fbEs$ e densidade eletrônicas das camadas Es no setor brasileiro.

A Tabela 6 também mostra um número inferior de camadas Es intensas na estação de baixa latitude de SJC. Os valores de $ftEs$ raramente ultrapassaram 14 MHz em SJC nos eventos de SSW em 2018 e 2018/2019, porém atingiram um pico máximo de 20 MHz em 2018. No evento do SSW de 2020/2021 os valores das $ftEs$ variam entre ~ 10 e 16 MHz. Adicionalmente, os valores de $fbEs$ foi menor para o evento de 2020/2021, onde variaram entre 4,6 e 9,6 MHz. Conseqüentemente, o valor da variação da densidade de elétrons ($\sim 7 \times 10^5$ elétrons.cm⁻³) foi menor que nos outros eventos. Os valores de $fbEs$ variaram de ~ 4 MHz ($\sim 2 \times 10^5$ elétrons.cm⁻³) a um máximo de 20 MHz ($\sim 5 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³) para os eventos de 2018 e 2018/2019. Em SJC, o evento de SSW em 2018 foi o único com o valor de pico máximo de $fbEs$ maior que o observado em ARA, com 20 MHz ($\sim 5 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³).

Nota-se que os resultados observados nas Figuras 32, 36 e Tabela 6 durante os três eventos de SSW analisados mostraram valores de pico de $ftEs$ e $fbEs$ muito maiores do que os resultados observados durante o verão sem a ocorrência de um evento de SSW. Portanto, os valores de pico nos parâmetros de frequência e densidade de elétrons observados neste trabalho provavelmente ocorreram devido a uma interação não linear entre as amplitudes das marés

(diurnas e semidiurnas) com a amplitude das PWs, que podem ter um movimento global durante os grandes eventos de SSW que ocorreram nos invernos do hemisfério Norte (em 2018, 2018/19 e 2020/21), evidenciando um possível efeito sobre as camadas E_s formadas durante os meses de verão no hemisfério Sul.

Tabela 7 – Apresentação dos maiores picos de ftE_s , fbE_s e densidades eletrônicas das camadas E_s nas latitudes de ARA e SJC durante os eventos de SSW 2018, 2018/19 e 2020/21 ocorridos no hemisfério Norte.

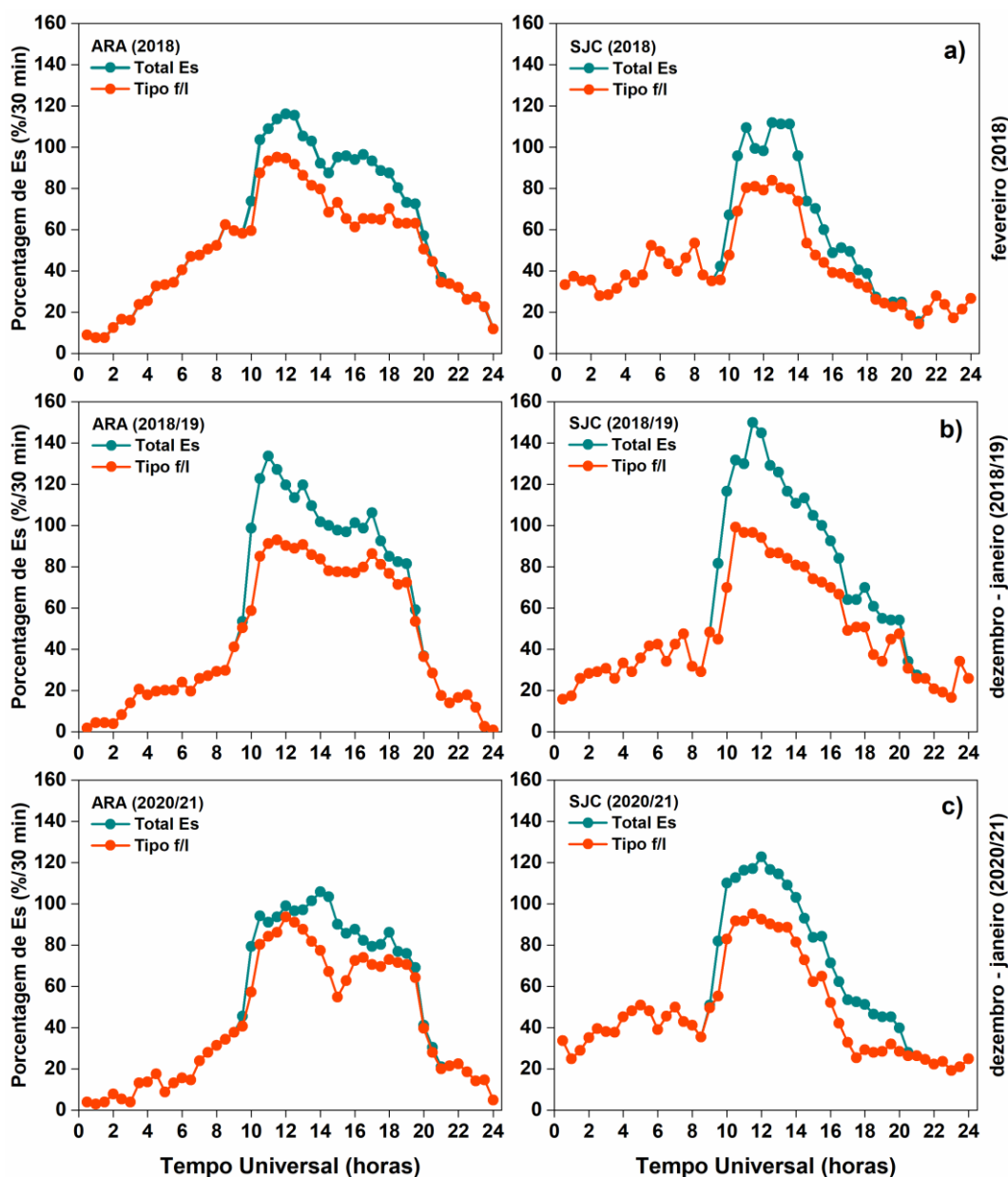
ARA (2018) – ftE_s (MHz), fbE_s (MHz) e densidade eletrônica (elétrons.cm⁻³)												
ftE_s	13,8	19,0	19,5	15,4	15,1	14,8	14,8	15,3	19,1	16,5	-	-
fbE_s	11,6	18,8	15,4	15,4	15,1	14,8	14,8	15,3	19,1	15,0	-	-
N_e	2.10 ⁶	4.10 ⁶	3.10 ⁶	3.10 ⁶	3.10 ⁶	3.10 ⁶	3.10 ⁶	3.10 ⁶	5.10 ⁶	3.10 ⁶	-	-
SJC (2018) – ftE_s (MHz), fbE_s (MHz) e densidade eletrônica (elétrons.cm⁻³)												
ftE_s	11,8	10,3	20,0	13,5	11,8	-	-	-	-	-	-	-
fbE_s	11,8	4,0	20,0	8,7	8,3	-	-	-	-	-	-	-
N_e	2.10 ⁶	2.10 ⁵	5.10 ⁶	9.10 ⁵	9.10 ⁵	-	-	-	-	-	-	-
ARA (2018/2019) – ftE_s (MHz), fbE_s (MHz) e densidade eletrônica (elétrons.cm⁻³)												
ftE_s	14,9	19,4	19,5	20,0	15,0	15,9	19,7	18,2	15,4	16,1	14,3	18,9
fbE_s	13,2	19,4	19,5	20,0	13,4	15,9	19,7	11,8	15,4	15,3	14,3	13,3
N_e	2.10 ⁶	5.10 ⁶	5.10 ⁶	5.10 ⁶	2.10 ⁶	3.10 ⁶	5.10 ⁶	2.10 ⁶	3.10 ⁶	3.10 ⁶	2.10 ⁶	3.10 ⁶
SJC (2018/2019) – ftE_s (MHz), fbE_s (MHz) e densidade eletrônica (elétrons.cm⁻³)												
ftE_s	10,3	10,8	13,2	10,0	19,0	-	-	-	-	-	-	-
fbE_s	9,4	5,6	11,7	4,1	16,4	-	-	-	-	-	-	-
N_e	1.10 ⁶	4.10 ⁵	2.10 ⁶	2.10 ⁵	3.10 ⁶	-	-	-	-	-	-	-
ARA (2020/2021) – ftE_s (MHz), fbE_s (MHz) e densidade eletrônica (elétrons.cm⁻³)												
ftE_s	16,6	15,2	15,8	14,2	19,0	15,9	14,7	13,2	13,8	20,0	15,0	20,0
fbE_s	16,6	6,6	5,2	13,1	4,3	4,4	9,0	13,2	4,7	17,1	4,9	13,6
N_e	3.10 ⁶	5.10 ⁵	3.10 ⁵	2.10 ⁶	2.10 ⁵	2.10 ⁵	1.10 ⁶	2.10 ⁶	3.10 ⁵	4.10 ⁶	3.10 ⁵	2.10 ⁶
SJC (2020/2021) – ftE_s (MHz), fbE_s (MHz) e densidade eletrônica (elétrons.cm⁻³)												
ftE_s	13,0	10,1	9,6	15,3	13,6	15,6	14,6	15,8	-	-	-	-
fbE_s	7,5	7,5	9,6	6,7	8,1	4,6	7,3	3,9	-	-	-	-
N_e	7.10 ⁵	7.10 ⁵	1.10 ⁶	6.10 ⁵	8.10 ⁵	3.10 ⁵	7.10 ⁵	2.10 ⁵	-	-	-	-

Fonte: Elaborado pelo autor.

Durante os três eventos de SSW, a ocorrência dos tipos Es_f , Es_l , Es_c e Es_h de camadas esporádicas foi observada nos ionogramas registrados pelas ionossondas de ARA e SJC. Entretanto, os valores dos picos de frequências observados nas Figuras 34 e 38 ocorreram com a formação dos tipos de camadas Es_f ou Es_l . A Figura 41 mostra que os maiores percentuais

de ocorrências de camadas de *Es* são dos tipos "*f/l*" tanto em ARA quanto em SJC durante os eventos de SSW em 2018, 2018/2019 e 2020/2021.

Figura 41 – Variação temporal das taxas dos tipos de camadas *Es* ocorridos durante os eventos de SSW em 2018, 2018/2019 e 2020/2021 no hemisfério Norte.

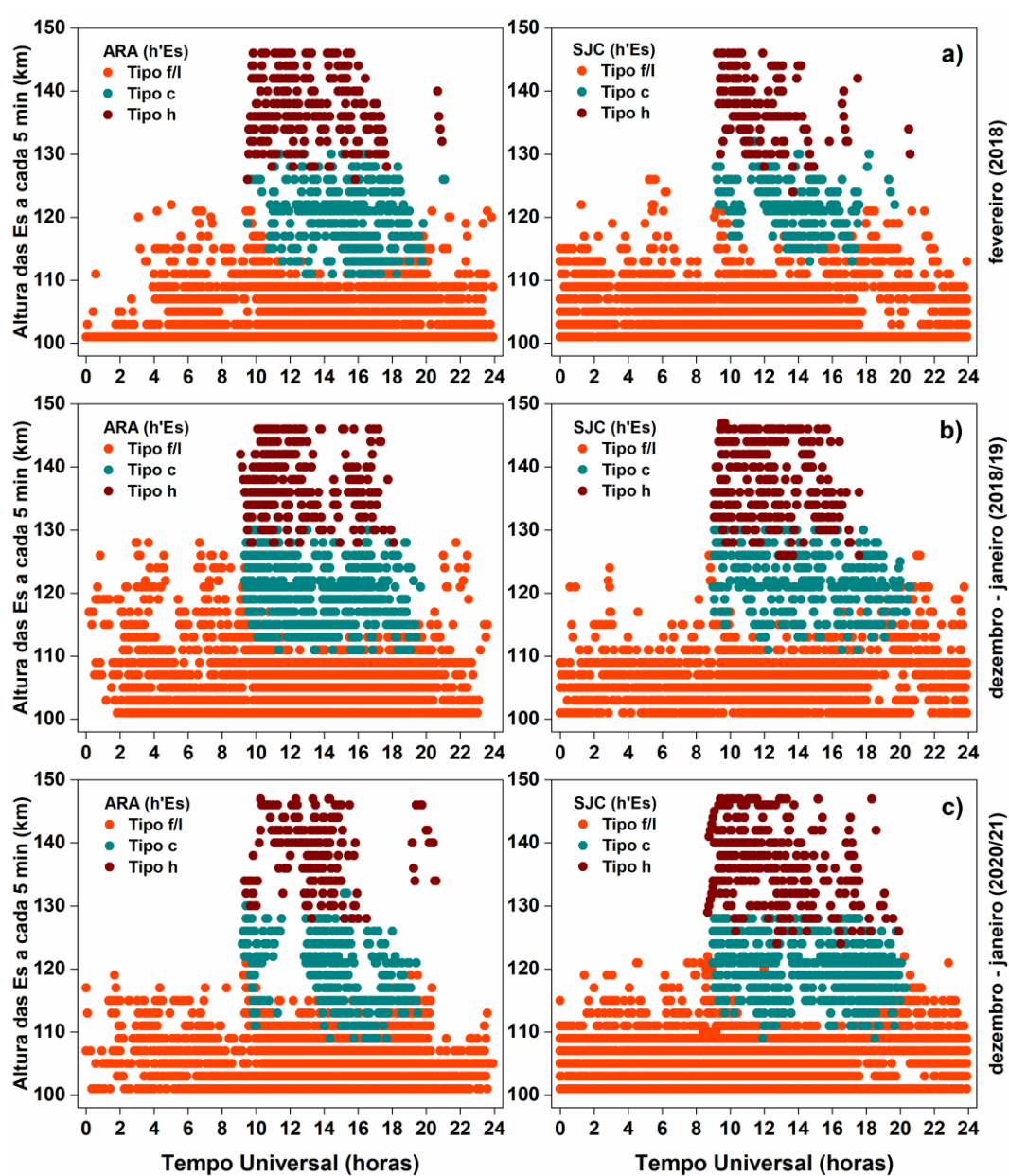


Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 41a mostra as porcentagens dos tipos de $Es_{f/l}$ em relação à taxa total da ocorrência de camadas *Es* durante o evento de SSW em 2018, que foi de ~85,41% para a latitude de ARA e ~85,32% para SJC. Para os eventos de SSW em 2018/2019 e 2020/2021 (Figuras 41b e 41c), os tipos $Es_{f/l}$ apresenta uma porcentagem de ~82,5% em ARA e ~78,24%

em SJC no evento 2018/19, e ~87% em ARA e ~83,2% em SJC no evento 2020/21. Em ARA, o evento de SSW em 2018/2019 teve a maior taxa do tipo $Es_{f/l}$ e a maior quantidade de bloqueio de camadas subsequentes à camada Es , como mostrado a Tabela 6. Nesse evento, ARA também mostrou três picos com período de ~2 dias na análise *wavelet* do parâmetro $ftEs$, na qual possivelmente estão associados com a maior porcentagem de tipos $Es_{f/l}$ em alturas de periodicidade da PW (SHALIMOV *et al.*, 1999; SHALIMOV; HALDOUPIS, 2002).

Figura 42 – Variação temporal das alturas dos tipos de camadas Es ocorridos durante os eventos de SSW em 2018, 2018/2019 e 2020/2021 no hemisfério Norte.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Estes grandes picos de $ftEs$, $fbEs$ e densidades foram observados nas camadas Es nos períodos diurnos e noturnos com os tipos Es_f e Es_l . Adicionalmente, a variabilidade da altura virtual ($h'Es$) com o tempo (em UT) de todos os tipos de camadas Es observados durante os três eventos de SSW é mostrada na Figura 42, onde os tipos de camadas $Es_{f/l}$ apresenta a variabilidade de suas alturas na cor laranja. Os pontos marrons e cianos denotam, respectivamente, a variabilidade dos tipos de camadas Es_c e Es_h . O tipo Es_h tem sua origem sobre ARA e SJC em altitudes entre cerca de 125 e 150 km. Como este tipo de camada tende a se mover para baixo na ionosfera, é possível que ele se transforme no tipo Es_c .

A Figura 42 mostra claramente que os tipos $Es_{f/l}$ geralmente ocorreram em altitudes que variam entre 100 e 120 km. A observação das alturas dos tipos $Es_{f/l}$ está de acordo com as condições de limite de altura em que as PWs devem ser confinadas para que sua ação intensifique as camadas Es (SHALIMOV *et al.*, 1999; SHALIMOV; HALDOUPIS, 2002). Os resultados da variabilidade de altura da camada Es (Figura 42) juntamente com os resultados da análise *wavelet* das $ftEs$ (Figuras 35, 39 e 40) também estão em bom acordo com Pancheva *et al.* (2006). Estes autores observaram, em alturas entre ~81-99 km, a presença de ondas de quase 2 dias sobre Cachoeira Paulista (22,7° S; 45° W) e Ascension Island (7,9° S; 14,4° W). Esses resultados sugerem que a dinâmica da termosfera inferior pode ser modulada pela penetração de PWs, ou ondas secundárias geradas pela interação não linear entre as PWs e as marés.

É possível que durante os eventos de SSW o acoplamento mesosfera-termosfera com a variabilidade de ondas planetárias de curto período tenha afetado a densidade eletrônica dessa região (GURUBARAN *et al.*, 2001; LIMA *et al.*, 2004; PANCHEVA *et al.*, 2006; YUE *et al.*, 2010; LIMA *et al.*, 2012; GUHARAY; BATISTA; CLEMESHA, 2015; GUPTA; UPADHAYAYA, 2017; TANG *et al.*, 2020). Portanto, os valores de pico nas $ftEs$ com os tipos de camadas $Es_{f/l}$, observados aqui entre 100 e 120 km (Figuras 34, 38 e 42), possivelmente foram formados principalmente pelo cisalhamento de vento e teve uma intensificação devido ondas planetárias e aos íons metálicos (MAKSYUTIN; SHERSTYUKOV; FAHRUTDINOVA, 2001; SHALIMOV; HALDOUPIS, 2002; HALDOUPIS; PANCHEVA, 2002; MAKSYUTIN; SHERSTYUKOV, 2005; PANCHEVA *et al.*, 2006; ZHANG *et al.*, 2015).

7 CONCLUSÕES

Este trabalho teve como proposta principal investigar a relação das camadas *Es* com a atividade solar, simultaneamente em duas estações localizadas em diferentes latitudes do setor brasileiro, Palmas (PAL) e São José dos Campos (SJC). Adicionalmente, este trabalho de pesquisa também apresentou uma análise do efeito da modulação da maré terdiurna sobre a taxa de ocorrência das camadas *Es* observadas durante a baixa atividade solar no ano de 2008/2009 em PAL. Além de dados de ionossonda, também foram utilizados dados de radar meteórico e resultados de simulações numéricas, onde foi incluído pela primeira vez a componente da maré terdiurna no modelo MIRE. Um terceiro estudo analisou o efeito de aquecimentos estratosféricos súbitos ocorridos no hemisfério Norte sobre as frequências e densidades das camadas *Es* formadas no hemisfério Sul. Assim, sumariza-se a seguir os principais resultados e conclusões deste trabalho.

No primeiro estudo deste trabalho são mostrados os resultados da investigação relacionada a influência da baixa e alta atividade solar sobre as camadas *Es* observadas em PAL e SJC. Este estudo teve como representativo do período de baixa atividade solar os dados coletados entre dez/2008 e nov/2009, e o período de alta atividade solar os dados coletados entre dez/2013 e nov/2014.

A variabilidade diária dos *TOEs* mostrou uma anticorrelação em PAL e SJC durante o dia e durante a noite. Esta anticorrelação é vista mais claramente nos resultados observacionais na estação de baixa latitude de SJC do que na estação próxima ao equador em PAL. Além disso, a anticorrelação dos *TOEs* nos anos 2008/2009 e 2013/2014 é claramente observada nos períodos sazonais de verão, outono, inverno e primavera. Os resultados aqui mencionados estão de acordo com trabalhos anteriores como Bergsson e Syndergaard (2022) e Niu *et al.* (2019), nos quais se encontraram uma correlação negativa (anticorrelação) entre a ocorrência das camadas *Es* com a atividade solar nos períodos diurno e noturno no hemisfério Sul em baixa latitude.

Na análise do parâmetro *f_tEs* também há uma anticorrelação entre a baixa e alta atividade solar nas duas latitudes analisadas, PAL e SJC. O período de baixa atividade solar em PAL mostrou quatro picos máximos, dois no verão (dezembro e fevereiro) e dois na primavera (setembro e outubro), onde as frequências *f_tEs* e *f_bEs* tem valores próximos. Quando estes picos ocorreram a observação das camadas subsequentes à camada *Es* (por exemplo, camada F e

intermediária) não puderam ser observadas nos inogramas. A alta atividade solar em PAL não mostrou nenhum caso em que as camadas superiores à camada *Es* não foram observadas, e foram observadas densidades de pico menores que na baixa atividade solar.

Os resultados da frequência na latitude de SJC também mostraram uma anticorrelação entre os períodos de baixa e alta atividade solar. O período de baixa atividade solar também apresentou três picos onde nos parâmetros de frequência no verão (dezembro, janeiro e fevereiro) e um na primavera (novembro). A alta atividade solar em SJC mostrou apenas um pico no valor de *fbEs* de 14,1 MHz.

As anticorrelações observadas na variabilidade temporal das taxas de ocorrência das camadas *Es* entre 2008/2009 e 2013/2014 em SJC foram mais expressivas que em PAL, especificamente durante o verão, outono, primavera e no período diurno do inverno. Em geral, estes resultados concordam com a anticorrelação entre as ocorrências de camadas *Es* e a atividade solar encontrada em Andrioli *et al.* (2022), para a região de Cachoeira Paulista próxima a SJC. Contudo, sugere-se ainda outro possível mecanismo que durante o período de alta atividade solar, a densidade molecular de *NO* pode aumentar enquanto ocorre uma diminuição da absorção da radiação ultravioleta pela *O₃*. Adicionalmente, a molécula de *O₂* é dissociada e um dos oxigênios atômicos pode se associar com a molécula de *O₃* e formar duas moléculas de *O₂*, diminuindo a quantidade de *O₃* na mesosfera. A taxa de *CO₂* também pode aumentar significativamente no período de alta atividade solar. Neste período, também pode ocorrer a fotólise do vapor de água (*H₂O*) com o aumento da radiação Lyman- α que pode dissociar a molécula de *H₂O*. Como as moléculas de *O₃* e *H₂O* são fontes geradoras de marés, as dissociações de parte dessas moléculas durante a alta atividade solar possivelmente reduziu a amplitude das marés. De fato, à medida que a densidade de *NO* e *CO₂* aumenta, as marés podem se dissipar mais facilmente e suas amplitudes diminuem mais rapidamente. Os efeitos desses processos podem ter contribuído para as menores taxas de formação da camada *Es* observadas nas localidades de PAL e SJC em 2013/2014. Por outro lado, com a diminuição da densidade molecular de *NO* e *CO₂* durante a baixa atividade solar, a maior quantidade de absorção da radiação ultravioleta pelas moléculas de *O₃*, a diminuição de fotólise das moléculas de *H₂O*, provavelmente, contribuíram para aumentar a geração de marés. Este comportamento explicaria a anticorrelação entre as camadas *Es* e a atividade solar sobre as latitudes de PAL e SJC.

Os *TOEs* para os períodos sazonais e mensais do ano de alta atividade solar (2013/2014) entre as latitudes de PAL e SJC, mostraram que os tempos de PAL apresentaram valores mais

altos que os de SJC nas estações do outono e inverno, especificamente no mês de março e entre os meses de maio e julho. Em contrapartida, os resultados observados neste período de alta atividade solar mostraram os valores de *TOEs* no verão e a primavera em SJC foram maiores que em PAL. Entretanto, embora SJC tenha apresentado *TOEs* mais elevados que PAL no verão, as taxas percentuais das camadas *Es* foram superiores em PAL em relação aos resultados de SJC. Além do verão, as estações de outono e inverno também mostraram resultados de porcentagens de camadas *Es* mais altas em PAL que em SJC. Estes resultados foram inesperados porque a latitude de PAL está mais próxima do equador magnético que SJC e as latitudes mais próximas do equador tendem a formar menos camadas *Es* de adensamento do que as latitudes mais distantes.

No estudo relacionado à análise do efeito da modulação da maré terdiurna sobre a taxa de ocorrência das camadas *Es* observadas durante o ano 2008/2009 em PAL, foram utilizados dados de ionossonda, dados de radar meteorológico e resultados de simulações numéricas para se investigar o possível efeito da periodicidade terdiurna (8 h) sobre a formação das camadas *Es*.

Foram observados para todos os períodos sazonais a formação de três picos de máximo na taxa de ocorrência das camadas *Es*, mostrando que a maré terdiurna (8 horas) pode modular sua formação. Este fato é muito evidente durante o verão e a primavera. No verão, a modulação de 8 horas é controlada principalmente pela ocorrência da camada *Es* em fevereiro, provavelmente devido à maré terdiurna ter amplitudes menores no início do verão. Embora o outono mostre uma modulação de 8 horas na camada *Es*, o primeiro pico não está bem definido em março. Durante o inverno, o mês de agosto tem uma taxa de ocorrência da camada *Es* inferior na oscilação terdiurna em comparação com junho e julho.

A modulação de 8 h no desenvolvimento da camada *Es* sobre PAL foi evidenciada usando uma regressão não linear polinomial para cada estação. Nesta análise a periodicidade de 8 horas nas curvas ajustadas das taxas de ocorrência das camadas *Es* estão presentes em todos os períodos sazonais, evidenciando o efeito da maré terdiurna sobre o desenvolvimento das camadas *Es*. Este comportamento é menos pronunciado durante o inverno.

As *ftEs* apresentaram valores mais baixos nos meses do outono e do inverno se comparado àqueles observados durante os meses de verão ou primavera. O verão apresentou os valores mais altos de *ftEs* em relação as outras estações. O mês de fevereiro mostrou um pico proeminente em ~20 UT de 14,9 MHz que pode estar associado a um evento de Aquecimento Estratosférico Súbito (SSW) que ocorreu no início de 2009 e teve influências globais sobre os fenômenos atmosféricos.

Os resultados da análise de periodograma mostraram a presença da maré terdiurna em todas as quatro estações sobre a latitude de PAL, indicando que as oscilações observadas nas porcentagens das camadas *Es* ocorreram com as componentes das marés de 24 horas (não mostrado), 12 horas e 8 horas. Estes resultados concordam com as observações da maré terdiurna nas latitudes entre $\pm 10^\circ$ relatadas no trabalho de Tang *et al.* (2022). Adicionalmente, também foi encontrado nesta análise a componente quarterdiurna (6 horas) da maré no outono e na primavera.

Os resultados mostram que as densidades das camadas *Es* simuladas no MIRE são mais intensas quando a componente da maré terdiurna, inferida a partir dos dados de radar meteorológico, é adicionada à maré diurna e semidiurna. Comparações entre os picos de densidade de elétrons das camadas *Es* simuladas e observadas com os dados da ionossonda mostraram uma boa concordância durante os quatro meses representativos das estações do ano simulados através do modelo MIRE.

Além do estudo que mostrou uma anticorrelação das camadas *Es* com a atividade solar, e do estudo que analisou o efeito da maré terdiurna sobre as taxas de ocorrências das camadas *Es*, este trabalho também investigou os efeitos dos eventos de SSW que ocorreram em 2018, 2018/2019 e 2020/2021 sobre a formação das camadas *Es*.

O evento de SSW em 2018 apresentou a predominância da PW2 do dia 6 de fevereiro (dia -5) ao dia 10 de fevereiro (dia -1). Este comportamento antecede o dia central que ocorreu em 11 de fevereiro. No dia central ocorreu a inversão do vento zonal leste (positivo) para o oeste (negativo). Após o dia central do SSW de 2018, a amplitude da PW1 se tornou dominante até o final do evento, mantendo uma diferença de amplitude de onda entre PW1 e PW2 de ~500 m. As *ftEs* apresentaram vários picos acima de ~14 MHz na latitude de ARA nos períodos diurnos e noturnos, com o pico máximo de densidade de $\sim 5 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³ (*ftEs* em torno de 19,1 MHz) em 21 de fevereiro (dia +10). Na estação de baixa latitude de SJC ocorreram poucos picos de *ftEs* acima de ~10 MHz, observados principalmente durante o período da tarde (entre ~16 e 17 UT) após o dia central, entre 13 e 16 de fevereiro. Os picos máximos de *ftEs* e *fbEs* de 20 MHz e densidade de $\sim 5 \times 10^6$ elétrons.cm⁻³ ocorreram em 13 de fevereiro (dia +2), período em que a amplitude da PW1 foi predominante no evento de SSW em 2018.

A amplitude da PW1 foi predominante no evento de SSW em 2018/2019 antes do dia central (em 2 de janeiro) até dia 10 de janeiro (dia +8). A variação de amplitude da PW1 e PW2 antes do dia zero foi de ~865 m. Na latitude de ARA, vários picos de *ftEs* acima de ~14 MHz foram observados nos períodos diurnos e noturnos e um pico máximo de 20 MHz (densidade

de $\sim 5 \times 10^6$ elétrons. cm^{-3}). Em comparação com SJC, o parâmetro de $ftEs$ atingiu picos acima de ~ 10 MHz (entre 13 e 16:30 UT) com uma densidade máxima de elétrons em 24 de janeiro de $\sim 5 \times 10^6$ elétrons. cm^{-3} (19 MHz).

O evento de SSW em 2020/2021 apresentou a maior amplitude da PW1 em comparação com os eventos de 2018 e 2018/2019. A variação de amplitude entre a PW1 e PW2 foi de ~ 990 m antes do dia central (05 de janeiro). Após o dia central foi de ~ 988 m. Os valores mais altos de $ftEs$ foram observados em ARA entre 5:30 e 22:30 UT com um pico máximo de 20 MHz. Por outro lado, a $fbEs$ máxima foi de 17,1 MHz (densidade de $\sim 4 \times 10^6$ elétrons. cm^{-3}). Neste evento, SJC apresentou valores de $ftEs$ acima de ~ 10 MHz (entre $\sim 03:30$ e $20:30$ UT) no início, meio e fim do evento de SSW em 2020/2021, com pico máximo de 15,8 MHz em 24 de janeiro (dia +19).

Durante os três eventos de SSW analisados neste estudo, os grandes valores de $ftEs$ e densidades de elétrons das camadas Es observados nas estações de ARA e SJC ocorreram muito provavelmente devido à interação não linear entre as marés (diurnas e semidiurnas) e as PWs. Acredita-se que as PWs podem ter potencializado o efeito do cisalhamento de vento, intensificando as camadas Es . Assim, este mecanismo pode ter influenciado a formação das camadas Es durante os meses de verão em baixa latitude no hemisfério Sul (setor brasileiro), uma vez que os eventos de SSW ocorreram no inverno em alta latitude do hemisfério Norte. Nos três eventos de SSW foi observada uma periodicidade de ~ 2 dias em ARA e SJC, que possivelmente está associada a uma interação não linear da PW com as marés atmosféricas. A periodicidade de ~ 2 dias (possivelmente associada à Q2DW) observada na análise *wavelet* das $ftEs$ em ARA ocorreu antes e depois do dia central (11 de fevereiro) no evento de SSW em 2018, e depois do dia central (05 de janeiro) no evento de 2020/2021. Durante o evento de SSW em 2018/2019 (dia central 02 de janeiro), a periodicidade de ~ 2 dias foi observada do dia -6 (27 de dezembro) ao dia $+5$ (07 de janeiro), no dia $+13$ (15 de janeiro). Além disso, a presença das ondas de quase dois dias na estação de ARA e SJC está de acordo com os resultados de Lima *et al.* (2012) e Guharay, Batista e Clemesha (2015), que analisaram a interação entre ventos de maré e a Q2DW no setor brasileiro em São João do Cariri e Cachoeira Paulista, respectivamente.

Os grandes picos de $ftEs$, $fbEs$ e densidades foram observados nas camadas Es nos períodos diurno e noturno e estão associados com a ocorrência dos tipos Es_l e Es_f . Durante os três eventos de SSW foi possível observar que os tipos $Es_{f/l}$ foram predominantes. A observação das alturas dos tipos $Es_{f/l}$ estão de acordo com as condições de limite de altura em

que as PWs devem ser confinadas para que sua ação intensifique as camadas *Es*, conforme postulado por Shalimov *et al.* (1999) e Shalimov e Haldoupis (2002).

Finalmente, os resultados deste trabalho mostraram que grandes eventos de SSW que ocorrem no hemisfério Norte podem afetar a formação das camadas *Es* no hemisfério Sul, aumentando as magnitudes de pico dos parâmetros *ftEs* e *fbEs* e as densidades de elétrons das camadas *Es*. Portanto, os eventos de SSW no hemisfério Norte podem aumentar a taxa de ocorrência de camadas *Es* durante os meses de verão no hemisfério Sul.

REFERÊNCIAS

- ABDU, M. A. Equatorial ionosphere–thermosphere system: Electrodynamics and irregularities. **Advances in Space Research**, v. 35, n. 5, p. 771–787, jan. 2005.
- ABDU, M. A. *et al.* The role of electric fields in sporadic E layer formation over low latitudes under quiet and magnetic storm conditions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 116, p. 95–105, ago. 2014.
- AKMAEV, R. A. Seasonal variations of the terdiurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere: A model study. **Geophysical Research Letters**, v. 28, n. 19, p. 3817–3820, out. 2001.
- ANDRIOLI, V. F. *et al.* Atmospheric tides and mean winds in the meteor region over Santa Maria (29.7°S; 53.8°W). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 71, n. 18, p. 1864–1876, dez. 2009.
- ANDRIOLI, V. F. *et al.* Nocturnal and Seasonal Variation of Na and K Layers Simultaneously Observed in the MLT Region at 23°S. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 125, n. 3, p. 1–16, mar. 2020.
- ANDRIOLI, V. F. *et al.* New Findings Relating Tidal Variability and Solar Activity in the Low Latitude MLT Region. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 127, n. 3, p. 1–17, 2022.
- ANGELATS I COLL, M.; FORBES, J. M. Nonlinear interactions in the upper atmosphere: The $s = 1$ and $s = 3$ nonmigrating semidiurnal tides. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 107, n. A8, p. 1157–11572, ago. 2002.
- ARRAS, C. *et al.* A global climatology of ionospheric irregularities derived from GPS radio occultation. **Geophysical Research Letters**, v. 35, n. 14, p. 1–4, jul. 2008.
- ARRAS, C.; JACOBI, C.; WICKERT, J. Semidiurnal tidal signature in sporadic E occurrence rates derived from GPS radio occultation measurements at higher midlatitudes. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 6, p. 2555–2563, jun. 2009.
- ARRAS, C.; WICKERT, J. Estimation of ionospheric sporadic E intensities from GPS radio occultation measurements. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 171, p. 60–63, jun. 2018.
- BALAN, N. *et al.* Equatorial plasma fountain and its effects over three locations: Evidence for an additional layer, the F3 layer. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 102, n. A2, p. 2047–2056, fev. 1997.
- BALAN, N. *et al.* Occurrence of an additional layer in the ionosphere over Fortaleza. **Advances in Space Research**, v. 24, n. 11, p. 1481–1484, jan. 1999.
- BANKS, P. M.; KOCKARTS, G. **Aeronomy: part b**. 1 ed. New York: Academic Press, 1973b.

BATISTA, P. P. *et al.* Structure of the mean winds and tides in the meteor region over Cachoeira Paulista, Brazil (22.7°S,45°W) and its comparison with models. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 9, p. 623–636, abr. 2004.

BATUBARA, M. *et al.* Long-Term Distribution of Meteors in a Solar Cycle Period Observed by VHF Meteor Radars at Near-Equatorial Latitudes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 123, n. 12, p. 10403–10415, dez. 2018.

BEARD, A. *et al.* Non-linear interactions between tides and planetary waves resulting in periodic tidal variability. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 61, n. 5, p. 363–376, mar. 1999.

BERGSSON, B.; SYNDERGAARD, S. Global Temporal and Spatial Variations of Ionospheric Sporadic-E Derived From Radio Occultation Measurements. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 127, n. 4, p. 1–21, abr. 2022.

BIRN, J.; HESSE, M. The substorm current wedge: Further insights from MHD simulations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 5, p. 3503–3513, maio 2014.

BURITI, R. A. *et al.* Observations of equatorial mesospheric winds over Cariri (7.4° S) by a meteor radar and comparison with existing models. **Annales Geophysicae**, v. 26, n. 3, p. 485–497, mar. 2008.

CAMPBELL-BROWN, M. D. Solar cycle variation in radar meteor rates. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 485, n. 3, p. 4446–4453, mai. 2019.

CANDER, L. R. **Ionospheric Space Weather**. Switzerland: Springer International Publishing, 2019.

CAO, C. *et al.* Statistical Characteristics of Major Sudden Stratospheric Warming Events in CESM1-WACCM: A Comparison with the JRA55 and NCEP/NCAR Reanalyses. **Atmosphere**, v. 10, n. 9, p. 1–18, set. 2019.

CARRASCO, A. J.; BATISTA, I. S.; ABDU, M. A. Simulation of the sporadic E layer response to prereversal associated evening vertical electric field enhancement near dip equator. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A6, p. 1–10, jun. 2007.

CARRILLO-SÁNCHEZ, J. D. *et al.* Sources of cosmic dust in the Earth's atmosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 43, n. 23, p. 11979–11986, dez. 2016.

CARTER, L. N.; FORBES, J. M. Global transport and localized layering of metallic ions in the upper atmosphere. **Annales Geophysicae**, v. 17, n. 2, p. 190–209, fev. 1999.

CHAPMAN, S. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. **Proceedings of the Physical Society**, v. 43, n. 1, p. 26–45, 1931.

CHAPMAN, S. The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru, and elsewhere. **Archiv für Meteorologie, Geophysik und**

Bioklimatologie Serie A, v. 4, n. 1, p. 368–390, ago. 1951.

CHAPMAN, S.; LINDZEN, R. S. **Atmospheric Tides: Thermal and Gravitational**. Dordrecht: Springer Netherlands, 1970.

CHAU, J. L. *et al.* Equatorial and Low Latitude Ionospheric Effects During Sudden Stratospheric Warming Events. **Space Science Reviews**, v. 168, n. 1–4, p. 385–417, jun. 2012.

CHEN, W.; HARRIS, R. An ionospheric E-region nighttime model. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 33, n. 8, p. 1193–1207, ago. 1971.

CHOI, H.; KIM, B.-M.; CHOI, W. Type Classification of Sudden Stratospheric Warming Based on Pre- and Postwarming Periods. **Journal of Climate**, v. 32, n. 8, p. 2349–2367, abr. 2019.

CHU, Y. H. *et al.* Morphology of sporadic E layer retrieved from COSMIC GPS radio occultation measurements: Wind shear theory examination. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 3, p. 2117–2136, mar. 2014.

CONCEIÇÃO-SANTOS, F. *et al.* On the role of tidal winds in the descending of the high type of sporadic layer (Es). **Advances in Space Research**, v. 65, n. 9, p. 2131–2147, maio 2020.

CONCEIÇÃO-SANTOS, F. *et al.* Occurrence and Modeling Examination of Sporadic-E Layers in the Region of the South America (Atlantic) Magnetic Anomaly. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 124, n. 11, p. 9676–9694, nov. 2019.

DAVIS, R. N. *et al.* The climatology, propagation and excitation of ultra-fast Kelvin waves as observed by meteor radar, Aura MLS, TRMM and in the Kyushu-GCM. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 12, n. 4, p. 1865–1879, fev. 2012.

DU, J.; WARD, W. E. Terdiurnal tide in the extended Canadian Middle Atmospheric Model (CMAM). **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 115, n. D24, p. 1–21, 27 dez. 2010.

FAGUNDES, P. R. *et al.* Ionospheric response to the 2009 sudden stratospheric warming over the equatorial, low, and middle latitudes in the South American sector. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 120, n. 9, p. 7889–7902, set. 2015.

FALAYI, E. O. *et al.* Study of nonlinear time series and wavelet power spectrum analysis using solar wind parameters and geomagnetic indices. **NRIAG Journal of Astronomy and Geophysics**, v. 9, n. 1, p. 226–237, jan. 2020.

FENG, W. *et al.* A global atmospheric model of meteoric iron. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 118, n. 16, p. 9456–9474, ago. 2013.

FENTZKE, J. T.; JANCHES, D. A semi-empirical model of the contribution from sporadic meteoroid sources on the meteor input function in the MLT observed at Arecibo. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A3, p. 1–13, mar. 2008.

FONTES, P. A. *et al.* Effects of the terdiurnal tide on the sporadic E (Es) layer development at

low latitudes over the Brazilian sector. **Annales Geophysicae**, v. 41, n. 1, p. 209–224, abr. 2023.

FORBES, J. M. The equatorial electrojet. **Reviews of Geophysics**, v. 19, n. 3, p. 469–504, 1981.

FORBES, J. M. Atmospheric tides: 1. Model description and results for the solar diurnal component. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 87, n. A7, p. 5222–5240, jul. 1982a.

FORBES, J. M. Atmospheric tide: 2. The solar and lunar semidiurnal components. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 87, n. A7, p. 5241–5252, jul. 1982b.

FORBES, J. M. Tidal and planetary waves. *In*: JOHNSON, R. M.; KILLEEN, T. L. **The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory**. Florida: American Geophysical Union, 1995. cap. 5, p. 67–87.

FORBES, J. M. *et al.* Tidal variability in the ionospheric dynamo region. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A2, p. 1–17, fev. 2008.

FORBES, J. M. *et al.* Zonally Symmetric Oscillations of the Thermosphere at Planetary Wave Periods. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 123, n. 5, p. 4110–4128, mai. 2018.

FORBES, J. M.; MOUDDEN, Y. Quasi-two-day wave-tide interactions as revealed in satellite observations. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 117, n. D12, p. 1–7, jun. 2012.

FORBES, J. M.; WU, D. Solar Tides as Revealed by Measurements of Mesosphere Temperature by the MLS Experiment on UARS. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 63, n. 7, p. 1776–1797, jul. 2006.

FORBES, J. M.; ZHANG, X.; BRUINSMA, S. L. New perspectives on thermosphere tides: 2. Penetration to the upper thermosphere. **Earth, Planets and Space**, v. 66, n. 1, p. 1–11, set. 2014.

FULLER-ROWELL, T. *et al.* Forecasting the dynamic and electrodynamic response to the January 2009 sudden stratospheric warming. **Geophysical Research Letters**, v. 38, n. 13, p. 1–6, jul. 2011.

FYTTERER, T. *et al.* Global distribution of the migrating terdiurnal tide seen in sporadic E occurrence frequencies obtained from GPS radio occultations. **Earth, Planets and Space**, v. 66, n. 1, p. 1–9, dez. 2014.

FYTTERER, T.; ARRAS, C.; JACOBI, C. Terdiurnal signatures in sporadic layers at midlatitudes. **Advances in Radio Science**, v. 11, p. 333–339, jul. 2013.

GAN, Q. *et al.* Short-term variability in the ionosphere due to the nonlinear interaction between the 6 day wave and migrating tides. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 8, p. 8831–8846, ago. 2017.

GANUSHKINA, N. Y. et al. Defining and resolving current systems in geospace. **Annales Geophysicae**, v. 33, n. 11, p. 1369–1402, nov. 2015.

GANUSHKINA, N. Y.; LIEMOHN, M. W.; DUBYAGIN, S. Current Systems in the Earth's Magnetosphere. **Reviews of Geophysics**, v. 56, n. 2, p. 309–332, jun. 2018.

GAO, S.; MACDOUGALL, J. W. A dynamic ionosonde design using pulse coding. **Canadian Journal of Physics**, v. 69, n. 8–9, p. 1184–1189, ago. 1991.

GE, Z. Significance tests for the wavelet power and the wavelet power spectrum. **Annales Geophysicae**, v. 25, n. 11, p. 2259–2269, nov. 2007.

GIDAY, N. M.; KATAMZI, Z. T.; MCKINNELL, L.-A. Ionospheric tomography over South Africa: Comparison of MIDAS and ionosondes measurements. **Advances in Space Research**, v. 57, n. 1, p. 245–256, jan. 2016.

GIZON, L. *et al.* Meridional flow in the Sun's convection zone is a single cell in each hemisphere. **Science**, v. 368, n. 6498, p. 1469–1472, 2020.

GONCHARENKO, L. P. *et al.* Unexpected connections between the stratosphere and ionosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. 10, p. 1–6, mai. 2010.

GONG, Y. *et al.* A Study on the Quarterdiurnal Tide in the Thermosphere at Arecibo During the February 2016 Sudden Stratospheric Warming Event. **Geophysical Research Letters**, v. 45, n. 23, p. 13142–13149, dez. 2018.

GONZALEZ, W. D. *et al.* What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. A4, p. 5771–5792, 1994.

GU, S.-Y. *et al.* Ionospheric response to the ultrafast Kelvin wave in the MLT region. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 2, p. 1369–1380, fev. 2014.

GU, S. *et al.* Ionospheric Variability Due to Tides and Quasi-Two Day Wave Interactions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 123, n. 2, p. 1554–1565, fev. 2018.

GUHARAY, A. *et al.* Study of the quasi-two-day wave during summer over Santa Maria, Brazil using meteor radar observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 92, p. 83–93, jan. 2013.

GUHARAY, A.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R. Variability of the quasi-2-day wave and interaction with longer period planetary waves in the MLT at Cachoeira Paulista (22.7°S, 45°W). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 130–131, p. 57–67, ago. 2015.

GUPTA, S.; UPADHAYAYA, A. K. Morphology of ionospheric F2 region variability associated with sudden stratospheric warmings. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 7, p. 7798–7826, jul. 2017.

GURUBARAN, S. *et al.* Signatures of quasi-2-day planetary waves in the equatorial electrojet:

results from simultaneous observations of mesospheric winds and geomagnetic field variations at low latitudes. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, n. 9, p. 813–821, jan. 2001.

HAGAN, M. E.; FORBES, J. M. Migrating and nonmigrating semidiurnal tides in the upper atmosphere excited by tropospheric latent heat release. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A2, p. 1–14, fev. 2003.

HAGAN, M. E.; MAUTE, A.; ROBLE, R. G. Tropospheric tidal effects on the middle and upper atmosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 114, n. A1, p. 1–6, jan. 2009.

HALDOUPIS, C. *et al.* Ionogram height–time–intensity observations of descending sporadic E layers at mid-latitude. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 68, n. 3–5, p. 539–557, fev. 2006.

HALDOUPIS, C. *et al.* An explanation for the seasonal dependence of midlatitude sporadic E layers. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A06315, p. 1–7, jun. 2007.

HALDOUPIS, C. Midlatitude Sporadic E. A Typical Paradigm of Atmosphere-Ionosphere Coupling. **Space Science Reviews**, v. 168, n. 4, p. 441–461, jun. 2012.

HALDOUPIS, C.; PANCHEVA, D. Planetary waves and midlatitude sporadic E layers: Strong experimental evidence for a close relationship. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, n. A6, p. 1078–1083, 2002.

HALDOUPIS, C.; PANCHEVA, D. Terdiurnal tidelike variability in sporadic E layers. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, n. A7, p. 1–10, 2006.

HALDOUPIS, C.; PANCHEVA, D.; MITCHELL, N. J. A study of tidal and planetary wave periodicities present in midlatitude sporadic E layers. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 109, n. A2, p. 1–12, fev. 2004.

HARADA, Y. *et al.* Diagnostics of a WN2-Type Major Sudden Stratospheric Warming Event in February 2018 Using a New Three-Dimensional Wave Activity Flux. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 124, n. 12, p. 6120–6142, 27 jun. 2019.

HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment: An introduction to geospace - the science of the terrestrial upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere**. 3. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.

HUANG, C. M.; ZHANG, S. D.; YI, F. A numerical study on amplitude characteristics of the terdiurnal tide excited by nonlinear interaction between the diurnal and semidiurnal tides. **Earth, Planets and Space**, v. 59, n. 4, p. 183–191, abr. 2007.

HUANG, J.; MACDOUGALL, J. W. Legendre coding for digital ionosondes. **Radio Science**, v. 40, n. 4, p. 1–11, jul. 2005a.

HUBA, J. D.; KRALL, J.; DROB, D. Global Ionospheric Metal Ion Transport With SAMI3. **Geophysical Research Letters**, v. 46, n. 14, p. 7937–7944, jul. 2019.

HUESTIS, D. L. Accurate evaluation of the Chapman function for atmospheric attenuation. **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**, v. 69, n. 6, p. 709–721, 2001.

JACOBI, C.; ARRAS, C. Tidal wind shear observed by meteor radar and comparison with sporadic E occurrence rates based on GPS radio occultation observations. **Advances in Radio Science**, v. 17, n. 1, p. 213–224, set. 2019.

JACOBI, C.; KRUG, A.; MERZLYAKOV, E. Radar observations of the quarterdiurnal tide at midlatitudes: Seasonal and long-term variations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 163, p. 70–77, out. 2017.

JIANG, G.; XU, J.; FRANKE, S. J. The 8-h tide in the mesosphere and lower thermosphere over Maui (20.75° N, 156.43° W). **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 5, p. 1989–1999, mai. 2009.

JIN, H. *et al.* Response of migrating tides to the stratospheric sudden warming in 2009 and their effects on the ionosphere studied by a whole atmosphere-ionosphere model GAIA with COSMIC and TIMED/SABER observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 117, n. 10, p. 1–20, 2012.

KELLEY, M. C. **The earth's ionosphere : plasma physics and electrodynamics**. 2 ed. New York: Elsevier, 2009.

KEPKO, L. *et al.* Substorm Current Wedge Revisited. **Space Science Reviews**, v. 190, n. 4, p. 1–46, jul. 2015.

KIRKWOOD, S.; NILSSON, H. High-latitude sporadic-E and other thin layers - The role of magnetospheric electric fields. **Space Science Reviews**, v. 91, n. 4, p. 579–613, 2000.

KIRKWOOD, S.; VON ZAHN, U. Formation Mechanisms for Low-Altitude E s and Their Relationship with Neutral Fe Layers: Results from the METAL Campaign. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. A12, p. 21549–21561, 1993.

KIVELSON, M. G.; RUSSELL, C. T. **Introduction to Space Physics**. 1. ed. New York: Cambridge University Press, 1995.

KOGURE, M.; LIU, H.; TAO, C. Mechanisms for Zonal Mean Wind Responses in the Thermosphere to Doubled CO₂ Concentration. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 127, n. 9, p. 1–14, set. 2022.

KOPP, E. On the abundance of metal ions in the lower ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 102, n. A5, p. 9667–9674, mai. 1997.

KORENKOV, Y. N. *et al.* The global thermospheric and ionospheric response to the 2008 minor sudden stratospheric warming event. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 117, n. A10, p. 1–11, out. 2012.

KORENKOVA, N. A. *et al.* Coupling between parameters of Es layer and planetary waves

during SSW 2008, 2010. **Advances in Space Research**, v. 56, n. 9, p. 1886–1894, nov. 2015.

KOSKINEN, H. **Physics of Space Storms**. Berlin-Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011.

KURIHARA, J. *et al.* Horizontal structure of sporadic E layer observed with a rocket - borne magnesium ion imager. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A12, p. 2–7, 2010a.

KURIHARA, J. *et al.* Links between a stratospheric sudden warming and thermal structures and dynamics in the high-latitude mesosphere, lower thermosphere, and ionosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. 13, p. 1–4, jul. 2010b.

LANGOWSKI, M. P. *et al.* Global investigation of the Mg atom and ion layers using SCIAMACHY/Envisat observations between 70 and 150 km altitude and WACCM-Mg model results. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 15, n. 1, p. 273–295, jan. 2015.

LEE, S. H. *et al.* Abrupt Stratospheric Vortex Weakening Associated With North Atlantic Anticyclonic Wave Breaking. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 124, n. 15, p. 8563–8575, ago. 2019.

LHOTKA, C.; BOURDIN, P.; PILAT-LOHINGER, E. Orbital stability of ensembles of particles in regions of magnetic reconnection in Earth's magneto-tail. **Physics of Plasmas**, v. 26, n. 7, p. 1–21, jul. 2019.

LI, N. *et al.* Variations of Mesospheric Neutral Winds and Tides Observed by a Meteor Radar Chain Over China During the 2013 Sudden Stratospheric Warming. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 125, n. 5, p. 1–16, maio 2020.

LI, Z. *et al.* A Comparison Study of NO Cooling Between TIMED/SABER Measurements and TIEGCM Simulations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 123, n. 10, p. 8714–8729, out. 2018.

LIEBERMAN, R. S.; OBERHEIDE, J.; TALAAT, E. R. Nonmigrating diurnal tides observed in global thermospheric winds. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 118, n. 11, p. 7384–7397, nov. 2013.

LILIENTHAL, F.; JACOBI, C. Nonlinear forcing mechanisms of the migrating terdiurnal solar tide and their impact on the zonal mean circulation. **Annales Geophysicae**, v. 37, n. 5, p. 943–953, out. 2019.

LILIENTHAL, F.; JACOBI, C.; GEISSLER, C. Forcing mechanisms of the terdiurnal tide. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 18, n. 21, p. 15725–15742, nov. 2018.

LIMA, L. M. *et al.* Quasi-two-day wave observed by meteor radar at 22.7°S. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 9, p. 529–537, abr. 2004.

LIMA, L. M. *et al.* Sudden stratospheric warming effects on the mesospheric tides and 2-day wave dynamics at 7°S. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 78–79, p. 99–107, abr. 2012.

LIN, J. T. *et al.* Observational evidence of ionospheric migrating tide modification during the 2009 stratospheric sudden warming. **Geophysical Research Letters**, v. 39, n. 2, p. 1–6, jan. 2012.

LIN, Y. C.; CHU, Y. H. Model simulations of ion and electron density profiles in ionospheric E and F regions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 2, p. 2505–2529, fev. 2017.

LINDZEN, R. S.; BLAKE, D. Lamb waves in the presence of realistic distributions of temperature and dissipation. **Journal of Geophysical Research**, v. 77, n. 12, p. 2166–2176, abr. 1972.

LIU, G. *et al.* A comprehensive survey of atmospheric quasi 3 day planetary-scale waves and their impacts on the day-to-day variations of the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 120, n. 4, p. 2979–2992, abr. 2015.

LIU, G.; ENGLAND, S. L.; JANCHES, D. Quasi Two-, Three-, and Six-Day Planetary-Scale Wave Oscillations in the Upper Atmosphere Observed by TIMED/SABER Over ~17 Years During 2002–2018. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 124, n. 11, p. 9462–9474, nov. 2019.

LIU, H.-L. *et al.* Ionospheric variability due to planetary waves and tides for solar minimum conditions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A6, p. 1–13, jun. 2010.

LIU, H. *et al.* Strong thermospheric cooling during the 2009 major stratosphere warming. **Geophysical Research Letters**, v. 38, n. 12, p. 1–5, jun. 2011.

LIU, H. *et al.* Circulation and Tides in a Cooler Upper Atmosphere: Dynamical Effects of CO₂ Doubling. **Geophysical Research Letters**, v. 47, n. 10, p. 1–9, mai. 2020.

LIU, H. *et al.* Geomagnetic Activity Effects on CO₂ -Driven Trend in the Thermosphere and Ionosphere: Ideal Model Experiments With GAIA. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 126, n. 1, p. 1–11, jan. 2021.

LIU, Y.; LIANG, X. S.; WEISBERG, R. H. Rectification of the Bias in the Wavelet Power Spectrum. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 24, n. 12, p. 2093–2102, dez. 2007.

LIU, Y.; ZHANG, Y. Overview of the major 2012–2013 Northern Hemisphere stratospheric sudden warming: Evolution and its association with surface weather. **Journal of Meteorological Research**, v. 28, n. 4, p. 561–575, ago. 2014.

LOMB, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. **Astrophysics and Space Science**, v. 39, n. 2, p. 447–462, fev. 1976.

MA, Z. *et al.* Comparison of stratospheric evolution during the major sudden stratospheric warming events in 2018 and 2019. **Earth and Planetary Physics**, v. 4, n. 5, p. 1–11, 2020.

MA, Z.; YI, F. High-altitude sporadic metal atom layers observed with Na and Fe lidars at 30°N. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 72, n. 5–6, p. 482–491, 2010.

MACDOUGALL, J. W.; JAYACHANDRAN, P. T.; PLANE, J. M. C. Polar cap Sporadic-E: part 1, observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, n. 13, p. 1155–1167, set. 2000.

MAKSYUTIN, S. V.; SHERSTYUKOV, O. N. Dependence of E-sporadic layer response on solar and geomagnetic activity variations from its ion composition. **Advances in Space Research**, v. 35, n. 8, p. 1496–1499, jan. 2005.

MAKSYUTIN, S. V.; SHERSTYUKOV, O. N.; FAHRUTDINOVA, A. N. Dependence of sporadic-E layer and lower thermosphere dynamics on solar activity. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 6–7, p. 1265–1270, jan. 2001.

MANNEY, G. L. *et al.* Aura Microwave Limb Sounder observations of dynamics and transport during the record-breaking 2009 Arctic stratospheric major warming. **Geophysical Research Letters**, v. 36, n. 12, p. 1–5, 27 jun. 2009.

MANSON, A. H. *et al.* Fluctuations in tidal (24-, 12-h) characteristics and oscillations (8-h-5-d) in the mesosphere and lower thermosphere (70–110 km): Saskatoon (52°N, 107°W), 1979–1981. **Planetary and Space Science**, v. 30, n. 12, p. 1283–1294, dez. 1982.

MATHEWS, J. D. Sporadic E: current views and recent progress. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 60, n. 4, p. 413–435, mar. 1998.

MATHEWS, J. D.; BEKENY, F. S. Upper atmosphere tides and the vertical motion of ionospheric sporadic layers at Arecibo. **Journal of Geophysical Research**, v. 84, n. A6, p. 2743–2750, 1979.

MATSUNO, T. A Dynamical Model of the Stratospheric Sudden Warming. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 28, n. 8, p. 1479–1494, nov. 1971.

MATZKA, J. *et al.* The Geomagnetic Kp Index and Derived Indices of Geomagnetic Activity. **Space Weather**, v. 19, n. 5, p. 1–21, mai. 2021.

MLYNCZAK, M. G. *et al.* Observations of infrared radiative cooling in the thermosphere on daily to multiyear timescales from the TIMED/SABER instrument. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A3, p. 1–16, mar. 2010.

MLYNCZAK, M. G. *et al.* Influence of solar variability on the infrared radiative cooling of the thermosphere from 2002 to 2014. **Geophysical Research Letters**, v. 41, n. 7, p. 2508–2513, 16 abr. 2014.

MOULDEN, Y.; FORBES, J. M. Decade-Long Climatology of Terdiurnal Tides Using T. Observations. A decade-long climatology of terdiurnal tides using TIMED/SABER observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 118, n. 7, p. 4534–4550, jul. 2013.

NATH, O.; SRIDHARAN, S.; NAIDU, C. V. Seasonal, interannual and long-term variabilities and tendencies of water vapour in the upper stratosphere and mesospheric region over tropics (30°N-30°S). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 167, p. 23–29, jan. 2018.

NEDOLUHA, G. E. *et al.* Water vapor measurements in the mesosphere from Mauna Loa over solar cycle 23. **Journal of Geophysical Research**, v. 114, n. D23, p. 1–9, dez. 2009.

NISCHAL, N. *et al.* Solar Cycle Variability of Nonmigrating Tides in the 5.3 and 15 μm Infrared Cooling of the Thermosphere (100–150 km) from SABER. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 124, n. 3, p. 2338–2356, mar. 2019.

NIU, J. *et al.* Morphology of Ionospheric Sporadic E Layer Intensity Based on COSMIC Occultation Data in the Midlatitude and Low-Latitude Regions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 124, n. 6, p. 4796–4808, jun. 2019.

NIU, J. Difference in the Sporadic E Layer Occurrence Ratio Between the Southern and Northern Low Magnetic Latitude Regions as Observed by COSMIC Radio Occultation Data. **Space Weather**, v. 19, n. 4, p. 1–11, abr. 2021.

NIU, J.; FANG, H. An Empirical Model of the Sporadic E Layer Intensity Based on COSMIC Radio Occultation Observations. **Space Weather**, v. 21, n. 1, p. 1–11, jan. 2023.

NYSTROM, V. *et al.* Exploring Wave-Wave Interactions in a General Circulation Model. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 123, n. 1, p. 827–847, jan. 2018.

OBERHEIDE, J. *et al.* Diurnal nonmigrating tides from TIMED Doppler Interferometer wind data: Monthly climatologies and seasonal variations. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, n. A10, p. 1–22, 2006.

OBERHEIDE, J. *et al.* Climatology of upward propagating diurnal and semidiurnal tides in the thermosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A11, p. 1–21, nov. 2011.

OBERHEIDE, J. *et al.* Dynamical Meteorology: Atmospheric Tides. **Encyclopedia of Atmospheric Sciences**, v. 2, p. 287–297, 2015.

OBERHEIDE, J.; GUSEV, O. A. Observation of migrating and nonmigrating diurnal tides in the equatorial lower thermosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 24, p. 1–4, dez. 2002.

OIKONOMOU, C. *et al.* Sporadic E tidal variabilities and characteristics observed with the Cyprus Digisonde. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 119, p. 173–183, nov. 2014.

PANCHEVA, D. Evidence for nonlinear coupling of planetary waves and tides in the lower thermosphere over Bulgaria. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, n. 2, p. 115–132, jan. 2000.

PANCHEVA, D. Non-linear interaction of tides and planetary waves in the mesosphere and

lower thermosphere: observations over Europe. **Physics and Chemistry of the Earth, Part C: Solar, Terrestrial & Planetary Science**, v. 26, n. 6, p. 411–418, jan. 2001.

PANCHEVA, D. *et al.* Evidence of a role for modulated atmospheric tides in the dependence of sporadic E layers on planetary waves. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A5, p. 1176–1185, maio 2003.

PANCHEVA, D. *et al.* Planetary waves in coupling the stratosphere and mesosphere during the major stratospheric warming in 2003/2004. **Journal of Geophysical Research**, v. 113, n. D12, p. 1–22, jun. 2008.

PANCHEVA, D.; MUKHTAROV, P.; ANDONOV, B. Global structure, seasonal and interannual variability of the eastward propagating tides seen in the SABER/TIMED temperatures (2002–2007). **Advances in Space Research**, v. 46, n. 3, p. 257–274, ago. 2010.

PANCHEVA, D.; MUKHTAROV, P.; SMITH, A. K. Climatology of the migrating terdiurnal tide (TW3) in SABER/TIMED temperatures. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 118, n. 4, p. 1755–1767, abr. 2013.

PANCHEVA, D. V. *et al.* Planetary wave coupling (5–6-day waves) in the low-latitude atmosphere–ionosphere system. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 70, n. 1, p. 101–122, jan. 2008.

PANCHEVA, D. V. *et al.* Two-day wave coupling of the low-latitude atmosphere-ionosphere system. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, n. A7, p. 1–17, 2006.

PEDATELLA, N. M.; LIU, H.-L.; HAGAN, M. E. Day-to-day migrating and nonmigrating tidal variability due to the six-day planetary wave. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 117, n. A6, p. 1–12, jun. 2012.

PIETRELLA, M.; BIANCHI, C. Occurrence of sporadic-E layer over the ionospheric station of Rome: Analysis of data for thirty-two years. **Advances in Space Research**, v. 44, n. 1, p. 72–81, jul. 2009.

PIGGOTT, W. R.; RAWER, K. **U.R.S.I. handbook of ionogram interpretation and reduction**. Boulder: A for Solar-Terrestrial Physics - World Data Center (WDC-A) report UAG-23: NOAA, 1972. Disponível em: <https://repository.library.noaa.gov/view/noaa/10404>. Acesso em: 20 de ago. 2019.

PIGNALBERI, A.; PEZZOPANE, M.; ZUCCHERETTI, E. A spectral study of the mid-latitude sporadic E layer characteristic oscillations comparable to those of the tidal and the planetary waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 122, p. 34–44, jan. 2015.

PILLAT, V. G. *et al.* A computational tool for ionosonde CADI's ionogram analysis. **Computers and Geosciences**, v. 52, p. 372–378, 2013.

PLANE, J. M. C. Atmospheric Chemistry of Meteoric Metals. **Chemical Reviews**, v. 103, n. 12, p. 4963–4984, dez. 2003.

PLANE, J. M. C. Cosmic dust in the earth's atmosphere. **Chemical Society Reviews**, v. 41, n.

19, p. 6507–6518, 2012.

PLANE, J. M. C. et al. A new model of meteoric calcium in the mesosphere and lower thermosphere. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 18, n. 20, p. 14799–14811, out. 2018.

PLANE, J. M. C.; FENG, W.; DAWKINS, E. C. M. The Mesosphere and Metals: Chemistry and Changes. **Chemical Reviews**, v. 115, n. 10, p. 4497–4541, 2015.

PLANE, J. M. C.; WHALLEY, C. L. A New Model for Magnesium Chemistry in the Upper Atmosphere. **The Journal of Physical Chemistry A**, v. 116, n. 24, p. 6240–6252, jun. 2012.

PRÖLSS, G. W. **Physics of the Earth's Space Environment**. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2004.

RAO, J. *et al.* The Stratospheric Sudden Warming Event in February 2018 and its Prediction by a Climate System Model. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 123, n. 23, p. 13332–13345, dez. 2018.

RAO, J. *et al.* Predictability of Stratospheric Sudden Warmings in the Beijing Climate Center Forecast System with Statistical Error Corrections. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 124, n. 15, p. 8385–8400, ago. 2019.

REES, M. H. **Physics and chemistry of the upper atmosphere**. New York: Cambridge University Press, 1989.

REMSBERG, E. *et al.* Observed Responses of Mesospheric Water Vapor to Solar Cycle and Dynamical Forcings. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 123, n. 7, p. 3830–3843, abr. 2018.

RESENDE, L. C. A. *et al.* Competition between winds and electric fields in the formation of blanketing sporadic E layers at equatorial regions. **Earth, Planets and Space**, v. 68, n. 1, p. 1–14, dez. 2016.

RESENDE, L. C. A. *et al.* Simulations of blanketing sporadic E-layer over the Brazilian sector driven by tidal winds. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 154, n. July, p. 104–114, fev. 2017.

RESENDE, L. C. A. et al. The influence of tidal winds in the formation of blanketing sporadic e-layer over equatorial Brazilian region. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 171, n. June, p. 1–8, jun. 2017.

RESENDE, L. C. A.; DENARDINI, C. M.; BATISTA, I. S. Abnormal fbEs enhancements in equatorial Es layers during magnetic storms of solar cycle 23. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 102, p. 228–234, set. 2013.

RICHARDS, P. G.; BILITZA, D.; VOGLOZIN, D. Ion density calculator (IDC): A new efficient model of ionospheric ion densities. **Radio Science**, v. 45, n. 5, p. 1–11, out. 2010.

RICHARDS, P. G.; VOGLOZIN, D. Reexamination of ionospheric photochemistry. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A8, p. 1–14, ago. 2011.

RISHBETH, H.; GARRIOTT, O. K. **Introduction to ionospheric physics**. New York: ACADEMIC PRESS, 1969.

ROY, R.; KUTTIPPURATH, J. The dynamical evolution of Sudden Stratospheric Warmings of the Arctic winters in the past decade 2011–2021. **SN Applied Sciences**, v. 4, n. 4, p. 1–12, abr. 2022.

SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. **The Astrophysical Journal**, v. 263, p. 835–853, dez. 1982.

SCHUNK, R. W.; NAGY, A. F. **Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry**. 2 ed. New York: Cambridge University Press, 2009.

SHALIMOV, S. *et al.* Midlatitude E region plasma accumulation driven by planetary wave horizontal wind shears. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 104, n. A12, p. 28207–28213, dez. 1999.

SHALIMOV, S.; HALDOUPIS, C. A model of mid-latitude E-region plasma convergence inside a planetary wave cyclonic vortex. **Annales Geophysicae**, v. 20, n. 8, p. 1193–1201, ago. 2002.

SHINAGAWA, H. *et al.* Global distribution of neutral wind shear associated with sporadic E layers derived from GAIA. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 4, p. 4450–4465, abr. 2017.

SMITH, A. K. Global Dynamics of the MLT. **Surveys in Geophysics**, v. 33, n. 6, p. 1177–1230, nov. 2012.

SMITH, A. K.; ORTLAND, D. A. Modeling and Analysis of the Structure and Generation of the Terdiurnal Tide. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 58, n. 21, p. 3116–3134, nov. 2001.

STATNAIA, I. A.; KARPECHKO, A. Y.; JÄRVINEN, H. J. Mechanisms and predictability of sudden stratospheric warming in winter 2018. **Weather and Climate Dynamics**, v. 1, n. 2, p. 657–674, out. 2020.

STRAY, N. H. *et al.* Observations of planetary waves in the mesosphere-lower thermosphere during stratospheric warming events. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 15, n. 9, p. 4997–5005, mai. 2015.

SUN, R. *et al.* Tidal Structures in the Mesosphere and Lower Thermosphere and Their Solar Cycle Variations. **Atmosphere**, v. 13, n. 12, p. 1–18, dez. 2022.

SWIDER, W.; GARDNER, M. E. On the Accuracy of Chapman Function Approximations. **Applied Optics**, v. 8, n. 3, p. 725, 1969.

TACZA, J.; NICOLL, K. A.; MACOTELA, E. Periodicities in fair weather potential gradient data from multiple stations at different latitudes. **Atmospheric Research**, v. 276, n. May, p. 1–17, out. 2022.

TAKEDA, M. Role of Hall conductivity in the ionospheric dynamo. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. A6, p. 9755–9759, 1991.

TAN, H. *et al.* A Theoretical Model for the Mid-Latitude Ionospheric E Layer. **Chinese Journal of Geophysics**, v. 48, n. 2, p. 266–267, mar. 2005.

TANG, Q. *et al.* Response of Sporadic E Layer to Sudden Stratospheric Warming Events Observed at Low and Middle Latitudes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 125, n. 2, p. 1–16, fev. 2020.

TANG, Q. *et al.* Occurrence and Variations of Middle and Low Latitude Sporadic E Layer Investigated With Longitudinal and Latitudinal Chains of Ionosondes. **Space Weather**, v. 19, n. 12, p. 1–22, dez. 2021.

TANG, Q. *et al.* Global Structure and Seasonal Variations of the Tidal Amplitude in Sporadic-E Layer. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 127, n. 10, p. 1–14, out. 2022.

TEITELBAUM, H.; VIAL, F. On tidal variability induced by nonlinear interaction with planetary waves. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 96, n. A8, p. 14169–14178, ago. 1991.

TORRENCE, C.; COMPO, G. P. A Practical Guide to Wavelet Analysis. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 79, n. 1, p. 61–78, jan. 1998.

TRUSKOWSKI, A. O. *et al.* New perspectives on thermosphere tides: 1. Lower thermosphere spectra and seasonal-latitudinal structures. **Earth, Planets and Space**, v. 66, n. 1, p. 1–17, dez. 2014.

TSAI, L.-C. *et al.* Global morphology of ionospheric sporadic E layer from the FormoSat-3/COSMIC GPS radio occultation experiment. **GPS Solutions**, v. 22, n. 4, p. 1–12, out. 2018.

TUNBRIDGE, V. M.; SANDFORD, D. J.; MITCHELL, N. J. Zonal wave numbers of the summertime 2 day planetary wave observed in the mesosphere by EOS Aura Microwave Limb Sounder. **Journal of Geophysical Research**, v. 116, n. D11, p. 1–16, jun. 2011.

VANDERPLAS, J. T. Understanding the Lomb–Scargle Periodogram. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 236, n. 1, p. 1–28, mai. 2018.

VENKATESWARA RAO, N. *et al.* On the occurrence and variability of the terdiurnal tide in the equatorial mesosphere and lower thermosphere and a comparison with the Kyushu-GCM. **Journal of Geophysical Research**, v. 116, n. D2, p. 1–13, jan. 2011.

VOICULESCU, M. *et al.* More evidence for a planetary wave link with midlatitude E region coherent backscatter and sporadic E layers. **Annales Geophysicae**, v. 18, n. 9, p. 1182–1196, set. 2000.

VOLLAND, H. **Handbook of Atmospheric Electrodynamics**. 1 ed. New York: CRC Press, 1995.

VONDRAK, T. *et al.* A chemical model of meteoric ablation. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 8, n. 23, p. 7015–7031, dez. 2008.

WANG, H. *et al.* First simulations with a whole atmosphere data assimilation and forecast system: The January 2009 major sudden stratospheric warming. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A12, p. 1–6, dez. 2011.

WHITEHEAD, J. D. The formation of the sporadic-E layer in the temperate zones. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 20, n. 1, p. 49–58, fev. 1961.

WHITEHEAD, J. D. Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic-E. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 51, n. 5, p. 401–424, mai. 1989.

WU, D. L. Sporadic E morphology from GPS-CHAMP radio occultation. **Journal of Geophysical Research**, v. 110, n. A1, p. 1–18, 2005.

WU, D. L. *et al.* Sporadic E morphology from GPS-CHAMP radio occultation. **Journal of Geophysical Research**, v. 110, n. A01306, p. 1-18, jan. 2005.

WU, D. L. Ionospheric S4 Scintillations from GNSS Radio Occultation (RO) at Slant Path. **Remote Sensing**, v. 12, n. 15, p. 1–20, jul. 2020.

XIE, J. *et al.* Dynamic Diagnosis of Stratospheric Sudden Warming Event in the Boreal Winter of 2018 and Its Possible Impact on Weather over North America. **Atmosphere**, v. 11, n. 5, p. 1–15, abr. 2020.

XU, J. *et al.* Evidence for nonmigrating tides produced by the interaction between tides and stationary planetary waves in the stratosphere and lower mesosphere. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 119, n. 2, p. 471–489, jan. 2014.

YAMADA, M.; KULSRUD, R.; JI, H. Magnetic reconnection. **Reviews of Modern Physics**, v. 82, n. 1, p. 603–664, mar. 2010.

YAMAZAKI, Y.; MAUTE, A. Sq and EEJ—A Review on the Daily Variation of the Geomagnetic Field Caused by Ionospheric Dynamo Currents. **Space Science Reviews**, v. 206, n. 1–4, p. 299–405, 2017.

YEH, W.-H. *et al.* Explanation of the sporadic- E layer formation by comparing FORMOSAT-3/COSMIC data with meteor and wind shear information. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 119, n. 8, p. 4568–4579, abr. 2014.

YI, W. *et al.* First Observations of Antarctic Mesospheric Tidal Wind Responses to Recurrent Geomagnetic Activity. **Geophysical Research Letters**, v. 48, n. 4, p. 1–10, fev. 2021.

YU, B. *et al.* The global climatology of the intensity of the ionospheric sporadic E layer. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 19, n. 6, p. 4139–4151, abr. 2019.

YU, B. *et al.* The intensification of metallic layered phenomena above thunderstorms through the modulation of atmospheric tides. **Scientific Reports**, v. 9, n. 1, p. 17907, dez. 2019b.

YUE, J. *et al.* Quasi-two-day wave coupling of the mesosphere and lower thermosphere-ionosphere in the TIME-GCM: Two-day oscillations in the ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 117, n. A7, p. 1–9, jul. 2012.

YUE, J.; WANG, W. Changes of thermospheric composition and ionospheric density caused by quasi 2 day wave dissipation. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 3, p. 2069–2078, mar. 2014.

YUE, X. *et al.* Global ionospheric response observed by COSMIC satellites during the January 2009 stratospheric sudden warming event. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A11, p. 1–8, nov. 2010.

ZHANG, J. *et al.* Climatological Westward-Propagating Semidiurnal Tides and Their Composite Response to Sudden Stratospheric Warmings in SuperDARN and SD-WACCM-X. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 126, n. 3, p. 1–24, fev. 2021.

ZHANG, S. *et al.* Ionospheric ion temperature climate and upper atmospheric long-term cooling. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 121, n. 9, p. 8951–8968, set. 2016.

ZHANG, X.; FORBES, J. M.; HAGAN, M. E. Longitudinal variation of tides in the MLT region: 1. Tides driven by tropospheric net radiative heating. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A6, p. 1–16, jun. 2010.

ZHANG, Y. *et al.* Influence of solar and geomagnetic activity on sporadic-E layer over low, mid and high latitude stations. **Advances in Space Research**, v. 55, n. 5, p. 1366–1371, mar. 2015.

ZHAO, G. *et al.* The terdiurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere over Wuhan (30°N, 114°E). **Earth, Planets and Space**, v. 57, n. 5, p. 393–398, mai. 2005.

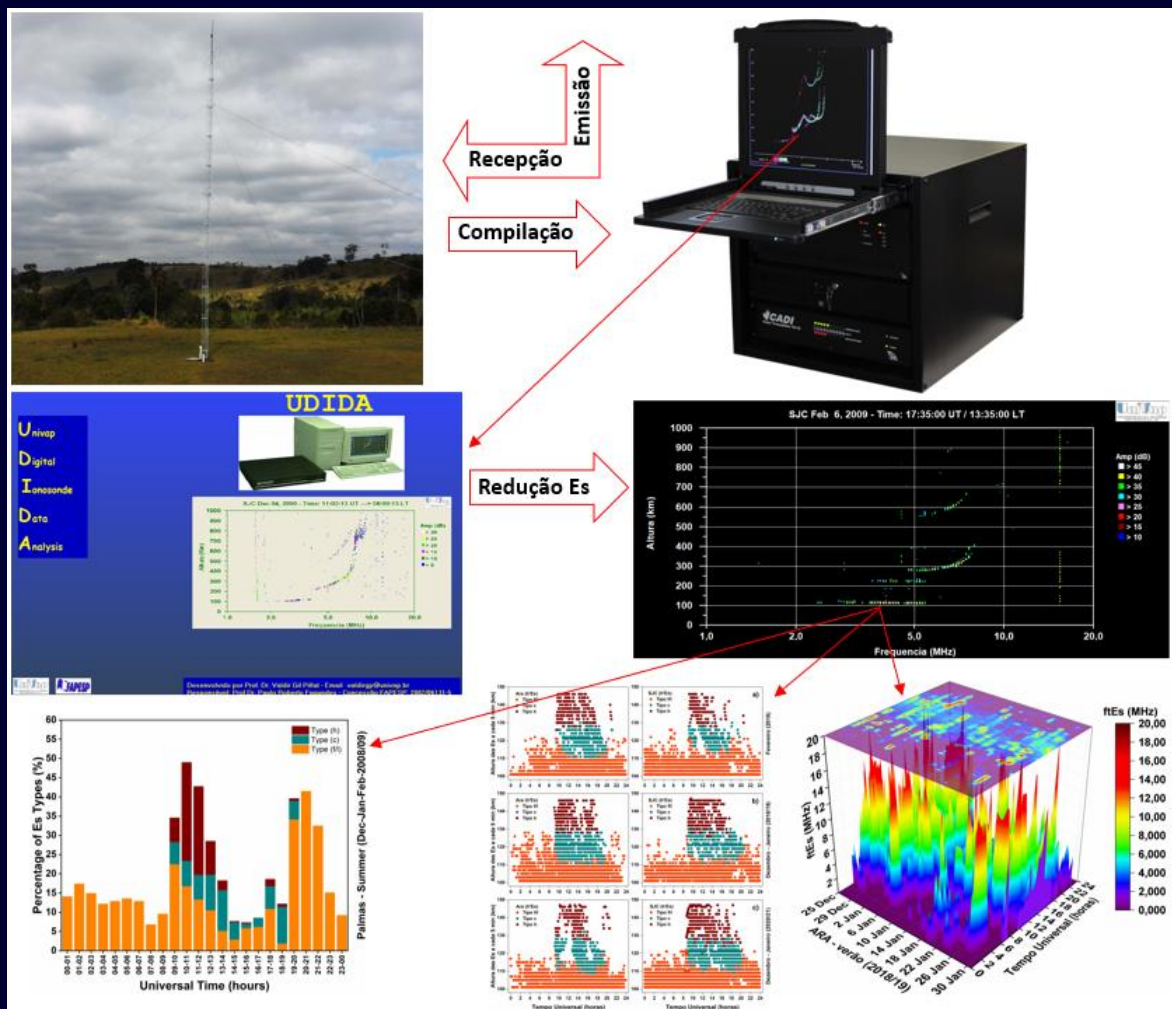
ZHOU, C. *et al.* A statistical analysis of sporadic E layer occurrence in the midlatitude China region. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 3, p. 3617–3631, 2017.

ZUO, X. M.; WAN, W. X. The correlation between sporadic E-layers and solar activity. **Acta Geophysica Sinica**, v. 45, n. 6, p. 765–771, 2002.

ZUO, X.; WAN, W.; ZHAO, G. An attempt to infer information on planetary wave by analyzing sporadic E layers observations. **Earth, Planets and Space**, v. 61, n. 10, p. 1185–1190, out. 2009.

**APÊNDICE A: MANUAL INSTRUCIONAL DE REDUÇÃO E NORMALIZAÇÃO DA
CAMADA *Es***

MANUAL INSTRUCIONAL DE REDUÇÃO E NORMALIZAÇÃO DA CAMADA Es



*Pedro Fontes
Marcio Muella
Láysa Resende*

Autores:

Pedro Alves Fontes Neto

Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella

Láysa Cristina Araujo Resende Chagas

Capa: **Pedro Fontes**

Figura da capa: **Pedro Fontes**

Contracapa: **Pedro Fontes**

Texto: **Pedro Fontes, Marcio Muella e Láysa Resende**

Correção textual: **Marcio Muella e Láysa Resende**

São José dos Campos

2023

© Pedro Alves Fontes Neto, Marcio Tadeu de Assis Honorato Muela e Láysa Cristina Araujo Resende Chagas – 2023.

O material apresentado neste documento pode ser reproduzido livremente desde que citada a fonte. As imagens apresentadas são de propriedade dos respectivos autores e utilizadas para fins didáticos. Por favor, contate os autores caso constate que houve violação de seus direitos autorais. Este documento é veiculado gratuitamente, sem nenhum tipo de retorno comercial a nenhum dos autores, e visa apenas a divulgação do conhecimento científico.

Apresentação

Este trabalho consiste na apresentação de um produto instrucional desenvolvido especificamente com o intuito de contribuir para o conhecimento de novos alunos, dos cursos de mestrado e doutorado, sobre a redução e normalização de camadas *Es* para fins de plotagem em gráficos dos valores absolutos dos parâmetros destas camadas.

A relevância deste produto instrucional pauta-se na forma resumida e objetiva sobre o tema, em que o aluno pode desenvolver um conhecimento inicial sobre a redução e normalização das camadas *Es*. Ou seja, é uma forma rápida de aprendizagem disponibilizada sobre a redução e normalização das camadas *Es*. Vale ressaltar, que este produto é apenas um complemento ou uma aproximação inicial sobre o tema. Assim, para aprofundamento sobre a redução das camadas *Es* o aluno deve se apropriar dos conteúdos dispostos na U.R.S.I. (*International Union of Radio Science*) que dispõe do manual *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* (Piggott; Rawer, 1972).

Para o desenvolvimento da prática metodológica apresentada neste manual instrucional o leitor deve ter conhecimento do fenômeno das camadas *Es*, da camada F, da camada intermediária, do uso de dados da ionossonda do tipo CADI (*Canadian Advanced Digital Ionosonde*), do uso do software UDIDA (*Univap Digital Ionosonde Data Analysis*), do uso do software Excel e de um editor de gráfico (recomendamos o Origin). Os fenômenos das Camadas *Es* e F, bem como da região E ionosférica, geralmente são ministrados nas disciplinas específicas de Física Espacial I e Física da Ionosfera. Assim, indica-se que esta disciplina seja cursada pelos alunos iniciantes no primeiro módulo do curso de mestrado ou doutorado em Física Espacial, caso pesquisa envolva redução e normalização de camadas *Es*. Dessa forma, apresenta-se neste produto instrucional a ionossonda do tipo CADI, algumas funções do software UDIDA, os quatro tipos de camadas *Es* mais comuns encontrados em baixas latitudes no setor brasileiro, e alguns gráficos plotados com o Origin a partir de dados de camadas *Es* reduzidos de ionossondas no setor brasileiro.

Sumário

1	Introdução.....	173
2	Classificação e Definição das Camadas <i>Es</i> mais comuns no Setor Brasileiro	174
3	Redução dos Tipos <i>Es_l</i>, <i>Es_f</i>, <i>Es_c</i> e <i>Es_h</i> com o UDIDA	178
3.1	Ionossonda do tipo CADI	178
3.2	Redução de dados com o <i>software</i> UDIDA.....	178
4	Normalização dos Dados das Camadas Es Reduzidas no UDIDA	184
5	Plotagem dos Gráficos com os Dados Normalizados	189
6	Mensagem aos Leitores.....	194
	Referências.....	195

1 Introdução

Na região E se encontram as camadas E-esporádicas (*Es*), que são regiões finas e densas encontradas em altitudes que variam de 100 até 140 km. Elas ocorrem em grande parte das latitudes e longitudes do globo terrestre e possuem diferentes mecanismos de formações que depende principalmente da latitude (Kirkwood; Nilsson, 2000). Essas camadas *Es*, são geralmente divididas em classes distintas: camadas equatoriais, camadas de baixa e média latitude e camadas aurorais ou de alta latitude. As camadas *Es* são classificadas em tipos e, conforme manual de redução e interpretação de ionogramas da U.R.S.I (Piggott; Rawer, 1972), são representadas por letras minúsculas do alfabeto, como *c* (*cusps*), *f* (*flat*), *h* (*high*), *l* (*low*), *q* (*equatorial*), *a* (*auroral*) e *s* (*slant*). Os tipos de camadas *Es* mais comuns encontradas nas regiões do setor brasileiro normalmente são as *c*, *h*, *l* e *q*, formadas no período diurno, e o tipo *f*, geralmente noturna.

A teoria mais aceita sobre a formação das camadas *Es* é o mecanismo de cisalhamento de vento, que pode ser intensificado com a presença das amplitudes de marés (Whitehead, 1961; 1989; Mathews, 1998; Haldoupis, 2012; Oikonomou et al., 2014). Apesar da nomenclatura “esporádica”, essas camadas são formadas constantemente na termosfera inferior e, dependendo de seus constituintes, podem apresentar um tempo de vida-média de minutos, horas, ou dias (Plane, 2003; Plane et al., 2015). Esse fato ocorre porque sua composição é basicamente de íons metálicos, como ferro (Fe^+), magnésio (Mg^+), cálcio (Ca^+), sódio (Na^+) e silício (Si^+), que são precipitados na atmosfera terrestre devido a ablação de meteoros (Plane et al., 2015; Resende et al., 2017). Os íons metálicos possuem tempo de vida-média maior que os moleculares, e por esse motivo, as camadas *Es* formadas majoritariamente por íons metálicos são mais duradouras (Whitehead, 1989; Plane, 2003). Os íons Mg^+ e Fe^+ apresentam os maiores tempos de vida-média, respectivamente, de ~24 e ~28 horas em ~100 km, por esse motivo estes íons são muito utilizados em modelos que estudam as camadas *Es* observadas na termosfera inferior (Plane et al., 2015).

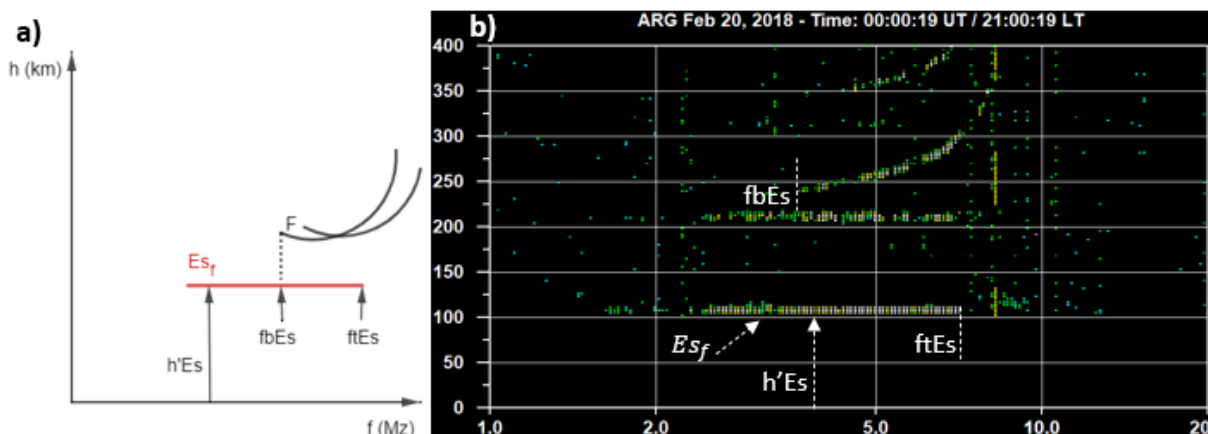
Assim, é apresentado no capítulo seguinte a classificação e definição dos tipos de camadas *Es* mais comuns no setor brasileiro; no capítulo 3, mostra-se como reduzir alguns tipos de camadas *Es* com o software UDIDA (*Univap Digital Ionsonde Data Analysis*), detectadas com uma ionossonda do tipo CADI (*Canadian Advanced Digital Ionosonde*); posteriormente, mostra-se no capítulo 4 como realizar a normalização dos dados reduzidos no Excel; por fim, apresenta-se no capítulo 5 a plotagem de alguns gráficos com os dados normalizados.

2 Classificação e Definição das Camadas *Es* mais comuns no Setor Brasileiro

As classificações dos diferentes tipos de camadas de *Es* seguem os critérios disponíveis no U.R.S.I. que dispõe do *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* (Piggott; Rawer., 1972). Os tipos mais comuns no setor brasileiro são: ES_f (*flat*), ES_l (*low*), ES_c (*cusps*), ES_h (*high*) e ES_q (*equatorial*). Assim, elas são definidas como:

Tipo ES_f : é um traço plano que reflete o sinal de rádio da ionossonda e ocorre no período noturno, geralmente, em alturas entre 100 e 120 km. A Figura 1a mostra um esquema de formação do tipo ES_f , onde é apresentado também um esquema da $h'Es$, $fbEs$, $ftEs$ e o formato desse tipo de camada *Es*. A Figura 1b mostra como o tipo ES_f é observado no software UDIDA, bem como todos os parâmetros da camada ES_f que devem ser reduzidos. Observa-se que esse tipo de camada se formou sobre a localidade de Araguatins (ARA ou ARG) em 20 de fevereiro de 2018 às 00 UT (tempo universal) ou 21 LT (tempo local) em ~101 km. O tempo local é dado pela diferença de 3 horas do tempo universal (UT – 3 h = TL) nas latitudes do setor brasileiro.

Figura 43 - Esquema de formação da camada do tipo ES_f e sua observação no UDIDA.

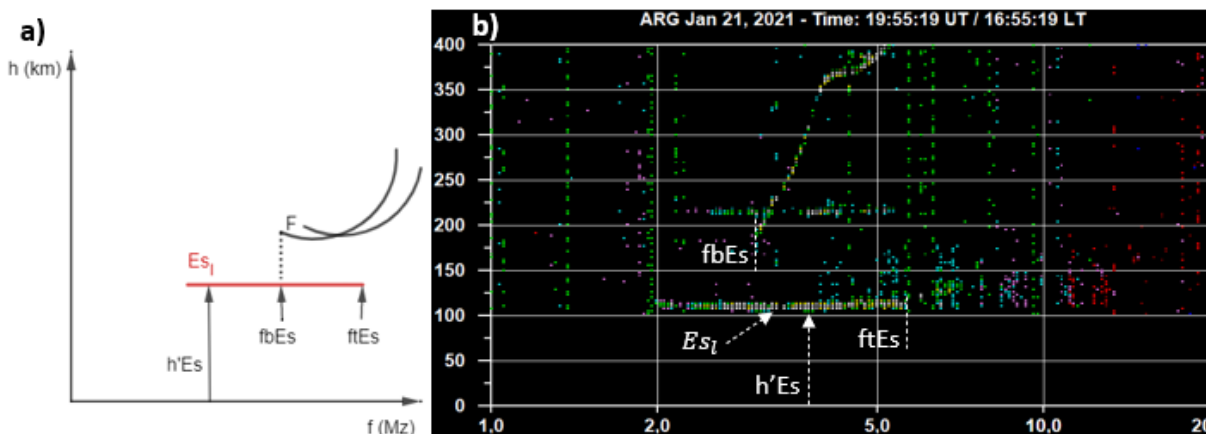


Fonte: Elaborado pelo autor.

Tipo ES_l : é um traço plano que reflete o sinal de rádio da ionossonda e ocorre no período diurno, geralmente, em alturas entre 100 e 120 km. O tipo ES_l é semelhante ao ES_f , a diferença é que a “*l*” ocorre no período diurno e a “*f*” ocorre no período noturno. A Figura 2a mostra um esquema de formação do tipo ES_l , onde é apresentado também um esquema dos parâmetros $h'Es$, $fbEs$, $ftEs$ e o formato desse tipo de camada *Es*. A Figura 2b mostra como o tipo ES_l é reduzido no software UDIDA, bem como todos os parâmetros da camada *Es*. Observa-se que

esse tipo de camada se formou sobre a localidade de Araguatins (ARA ou ARG) em 21 de janeiro de 2021 às 19:55 UT (tempo universal) ou 16:55 LT (tempo local) em ~103 km.

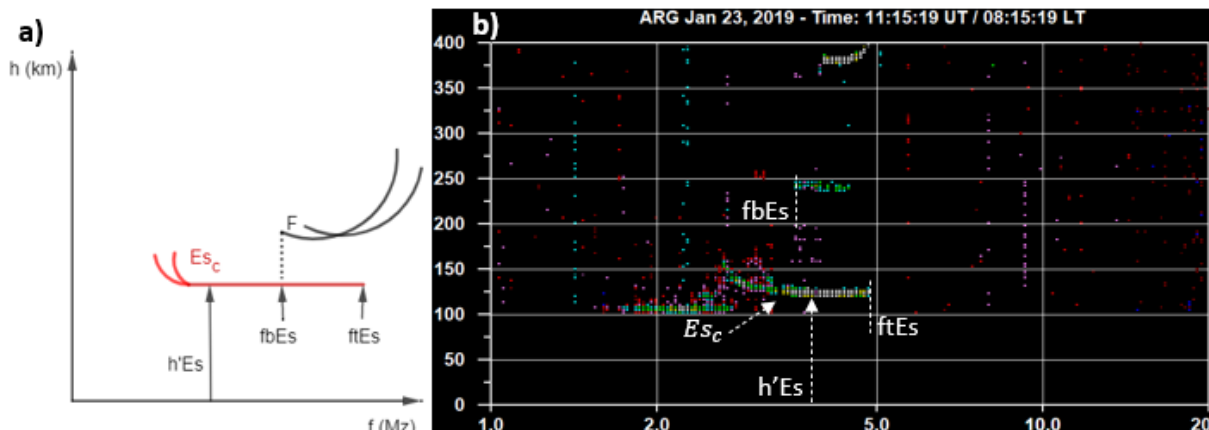
Figura 44 - Esquema de formação da camada do tipo Es_l e sua observação no UDIDA.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Tipo Es_c : o traço deste tipo de camada Es ocorre no período diurno geralmente em alturas entre 110 e 130 km. Este tipo de camada Es apresenta uma pequena curvatura relativamente simétrica do lado de menor frequência, que “parece uma calda no formato de aspas”, e uma parte mais longa plana. É possível que parte ou toda a curvatura não esteja presente devido a um teor maior de absorção de radiação durante sua formação (Piggott; Rawer, 1972). A Figura 3a mostra um esquema de formação do tipo Es_c , onde é apresentado também um esquema da $h'Es$, $fbEs$, $ftEs$ e o formato desse tipo de camada Es . A Figura 3b mostra como o tipo Es_c é reduzido no software UDIDA, bem como todos os parâmetros da camada Es_c . Observa-se que esse tipo se formou sobre a localidade de Araguatins (ARA ou ARG) em 23 de janeiro de 2019 às 11:15 UT (tempo universal) ou 08:15 LT (tempo local) em ~125 km. Os tipos Es_c e Es_h são exclusivamente diurnos, como apresentado nas Figuras 3 e 5.

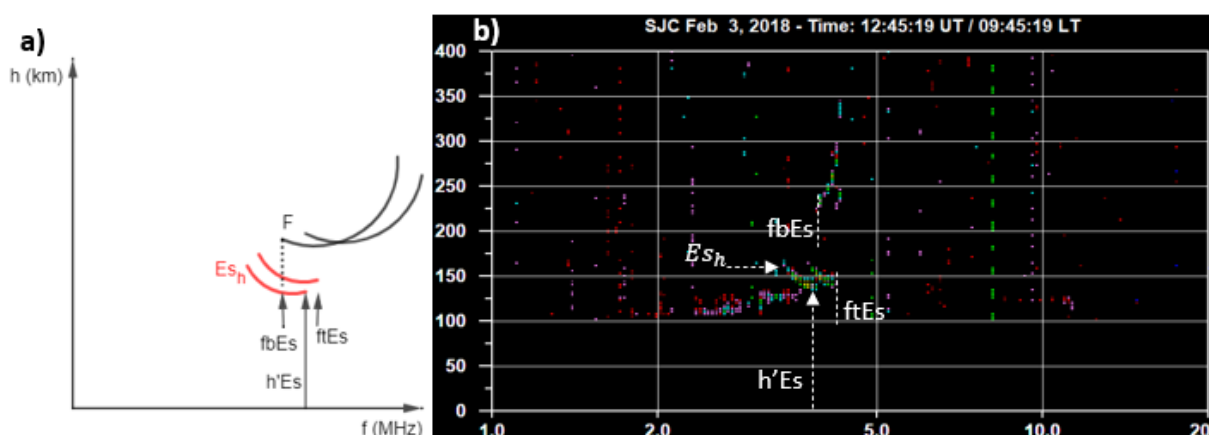
Figura 45 - Esquema de formação da camada do tipo Es_c e sua observação no UDIDA.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Tipo Es_h : o traço deste tipo de camada Es ocorre no período diurno em alturas, geralmente, entre 120 e 140 km e apresenta uma curvatura não simétrica que “parece uma asa”. A Figura 4a mostra um esquema de formação do tipo Es_h , onde é apresentado também um esquema da $h'Es$, $fbEs$, $ftEs$ e o formato desse tipo de camada Es . A Figura 4b mostra como o tipo Es_h é reduzido no software UDIDA, bem como todos os parâmetros desta camada. Observa-se que esse tipo de camada se formou sobre a localidade de São José dos Campos (SJC) em 03 de fevereiro de 2018 às 12:45 UT (tempo universal) ou 09:45 LT (tempo local) em ~137 km.

Figura 46 - Esquema de formação da camada do tipo Es_h e sua observação no UDIDA.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Tipo Es_q : este traço é difuso e transparente ao sinal de rádio da ionosonda em uma ampla faixa de frequência que ocorre durante o dia em regiões próximas ao equador magnético. Não foi realizada a redução do tipo Es_q e nem mostraremos seu esquema de formação aqui,

mas sugerimos a analisar do trabalho de Resende et al. (2020; 2021) para melhor compreensão deste tipo de camada Es .

Além dos tipos, outros principais parâmetros da camada Es são:

f_oEs : é a frequência de onda ordinária que corresponde a maior frequência de um traço contínuo, também conhecida como frequência de topo da camada Es ($ftEs$). Ou seja, o parâmetro $ftEs$ refere-se a máxima frequência que a camada Es alcança, e como o traço ordinário e extraordinário da onda não são distinguíveis, a obtenção da frequência $ftEs$ é realizada pela Equação (2.1), dada por:

$$f_oEs = ftEs - \frac{\omega_e}{2}, \quad (2.1)$$

onde f_oEs é a frequência máxima do traço ordinário da camada Es , $ftEs$ é a frequência de topo da camada Es e ω_e é a girofrequência do elétron.

$fbEs$: é a frequência de bloqueio (*blanketing*) da camada Es que corresponde à menor frequência da onda ordinária, a partir da qual a camada Es começa a se tornar transparente às ondas de rádio da ionossonda. É sempre menor ou igual a $ftEs$ e sua intensidade é detectada pela observação da camada logo acima da camada Es , que pode ser a camada F, a intermediária, ou mesmo uma outra camada Es .

$h'Es$: é a altura virtual da camada Es , que corresponde à menor altura encontrada no traço da camada Es .

Algumas regras simplificadas (ressalta-se a importância de consultar os critérios do U.R.S.I.) para identificar o traço Es são:

- i) ignore todos os traços que indiquem reflexões oblíquas evidenciadas pelo ionograma ou sequência de ionogramas;
- ii) ignore todas as reflexões descontínuas e muito fracas;
- iii) ignore todos os fenômenos transitórios ou variando rapidamente;
- iv) entre os traços restantes, selecione aquele que apresenta uma continuidade até sua maior frequência.

O traço contínuo deve ser utilizado para reduzir os parâmetros f_oEs e $h'Es$, com a maior frequência deste traço atribuída à frequência de topo ($ftEs$). O traço considerado contínuo pode apresentar algumas falhas desde que sejam devidas a uma falha ocasional ou mudança na sensibilidade da ionossonda, com o traço continuando regularmente logo depois da falha.

3 Redução dos Tipos Es_l , Es_f , Es_c e Es_h com o UDIDA

Neste capítulo é apresentada a metodologia utilizada na redução dos parâmetros das camadas Es (tipos, alturas e frequências) com o software UDIDA, a partir de dados de uma ionossonda do tipo CADI.

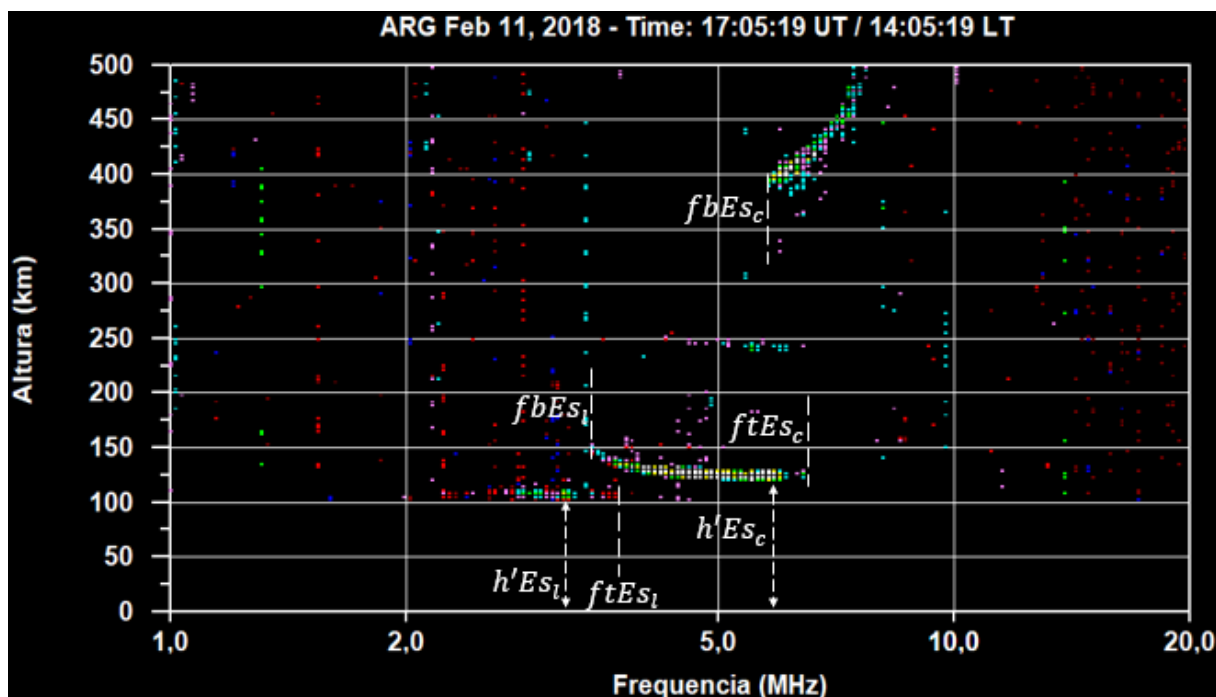
3.1 Ionossonda do tipo CADI

A ionossonda do tipo CADI opera utilizando uma antena de duplo delta que serve tanto para transmitir como para receber o sinal que formará os ionogramas das camadas Es . O transmissor utilizado pelo sistema CADI executa uma varredura em frequência na faixa de alta frequência (HF, do inglês *high frequency*) entre 1 a 20 MHz, com uma potência de 600 W e largura de pulso de 40 μ s, o que dá uma resolução de ± 3 km de altura e isofrequência em alta resolução temporal (100s) (Gao; McDougall, 1991; Huang; McDougall, 2005). Com a potência de transmissão de sinal da CADI é possível alcançar uma faixa de altura entre 90 e 1024 km. De forma que é um bom equipamento para obtenção de dados das camadas Es que são formadas entre 100 e 140 km de altitude.

3.2 Redução de dados com o *software* UDIDA

Com os dados obtidos das camadas Es por uma ionossonda do tipo CADI em algumas estações, das quais destacamos as de Araguatins (ARA ou ARG) e São José dos Campos (SJC), podem ser processados através do software UDIDA, empregado para visualização dos ionogramas e redução dos parâmetros como: tipos de camadas Es (Es_l , Es_f , Es_c e Es_h), altura virtual da camada Es ($h'Es$), tempo de observação da camadas Es ($TOEs$), frequência de topo da camada Es ($ftEs$) e frequência de bloqueio (*blanketing*) da camada Es ($fbEs$), conforme descrito em Pillat et al. (2013). O software UDIDA é capaz de reduzir até três tipos de camadas Es no mesmo ionograma. A Figura 5 mostra um exemplo de dois tipos de camadas Es observada e reduzida no mesmo ionograma, onde o tipo Es_l se encontra a ~ 101 km e o tipo Es_c está a ~ 117 km de altura.

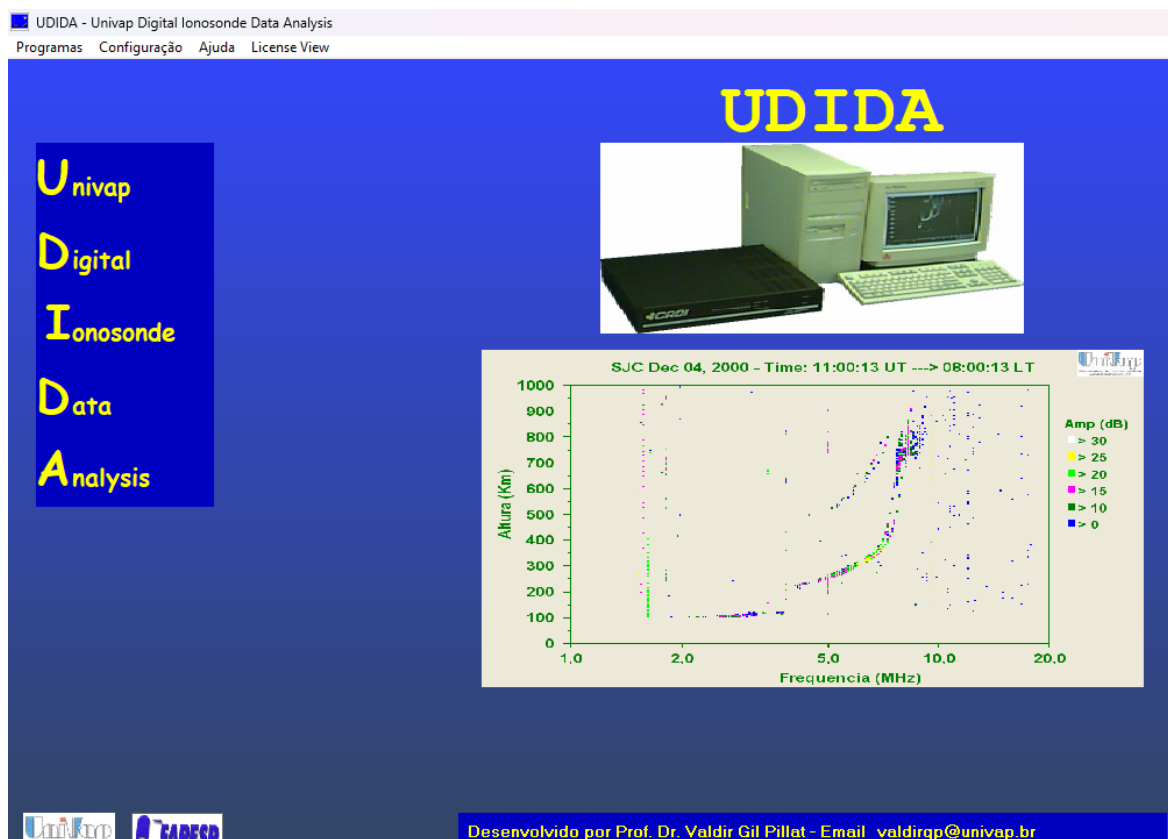
Figura 47 - Exemplo de camada E_s reduzida no software UDIDA com dados de uma ionossonda do tipo CADI.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A partir dos ionogramas foram obtidos os parâmetros de $h'Es$, $fbEs$, $ftEs$ e os tipos de camadas Es , extraídos dos registros da CADI a cada 5 minutos. Apresentaremos todos os passos de redução da camada Es com o UDIDA desde a página inicial até o ionograma com as camadas Es mostradas na Figura 5. Assim, partindo do princípio de que as estações de ionossondas já estão cadastradas no *software*, a tela inicial do UDIDA é mostrada na Figura 6. O primeiro passo para reduzir a camada Es é clicar na palavra “Programas” localizada no canto superior esquerdo. Em seguida será aberta uma aba em que deve ser selecionada a palavra “Redução de Dados”. O segundo passo é escolher a estação de ionossonda, o ano, mês e dia que se deseja realizar a redução da camada Es .

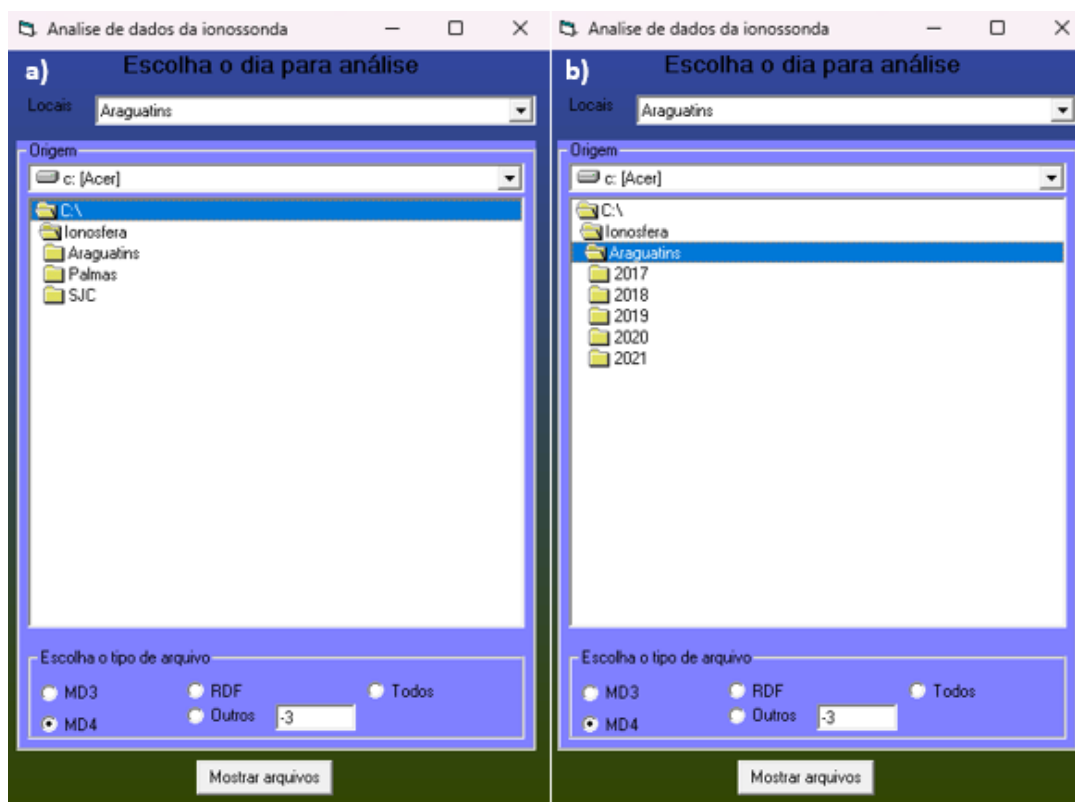
Figura 48 - Tela inicial do software UDIDA.



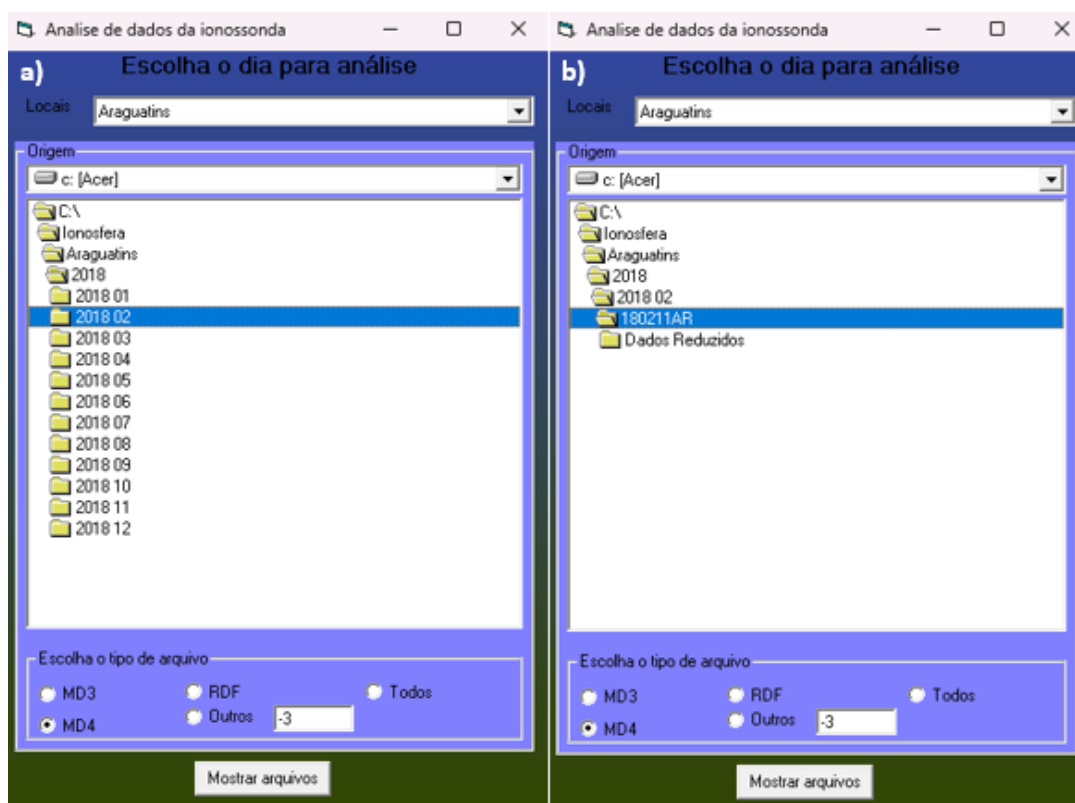
Fonte: Software UDIDA (2023).

A Figura 7 mostra a seleção das opções locais da ionosonda e ano, onde pode ser observado que foi escolhida a estação de “Araguatins”, que se encontra logo após a palavra “Locais” (Figura 7a). Em seguida deve-se clicar na pasta “Araguatins” que está vinculada à pasta “Ionosfera” no diretório “C:\”. Vale lembrar, que este caminho depende de onde o leitor armazenou os dados da ionosonda em seu computador. Deve ser observado também que o termo “MD4”, localizado no canto inferior esquerdo, deve estar selecionado e a pequena janela em branca, logo após o termo “Outros”, deve conter o valor “-3”, que corresponde à diferença entre o Tempo Universal (UT, do inglês *Universal Time*) e o Tempo Local (LT, do inglês *Local Time*) dado por: $LT = UT - 3 \text{ h}$. Depois disso clique no ano desejado (Figura 7b). Aqui foi selecionado o ano de 2018, visto que queremos mostrar os passos de redução até a camada *Es* da Figura 5 que foi realizada em 2018.

Figura 49 - Escolha da estação de ionossonda e ano de redução da camada Es no UDIDA.



Fonte: *Software UDIDA* (2023).

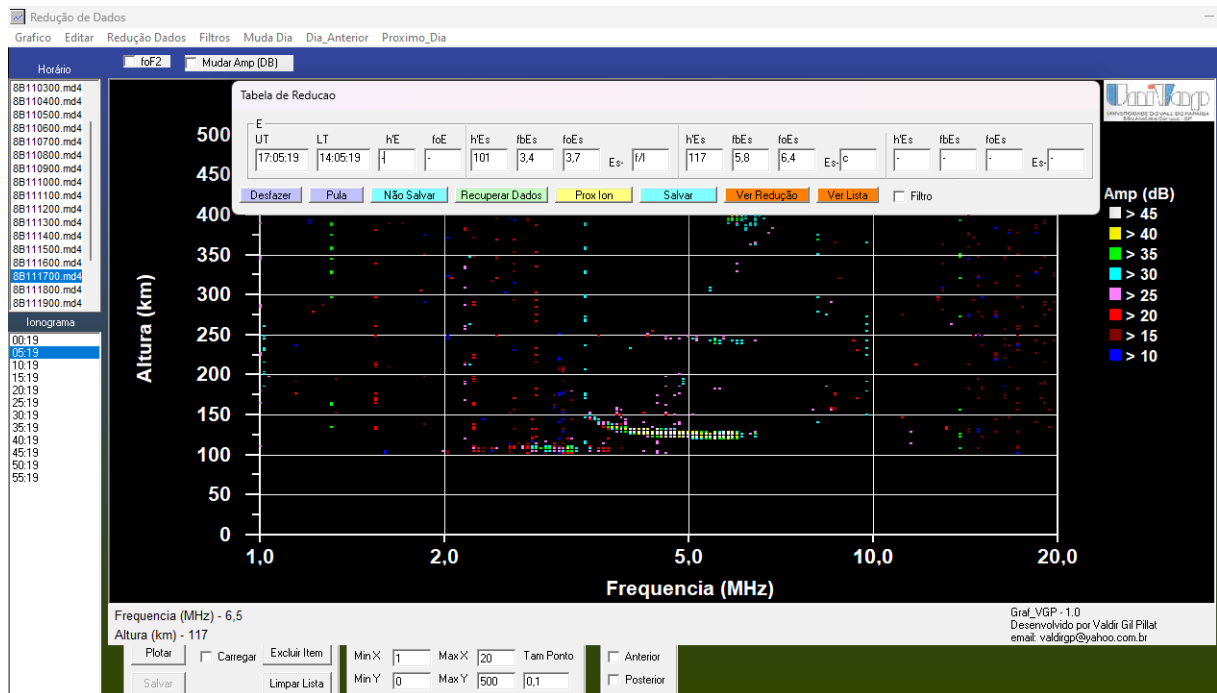
Figura 50 - Escolha do mês e dia de redução da camada *Es* no UDIDA.

Fonte: *Software UDIDA* (2023).

A Figura 8a mostra que foi selecionado o ano de 2018 e o mês de fevereiro, enquanto a Figura 8b mostra que foi selecionado o dia 11 de fevereiro para realizar a redução da camada *Es*. Após todos esses procedimentos, o leitor pode clicar no botão “Mostrar arquivos”, localizado na parte central inferior da Figura 8.

A Figura 9 mostra a tela final do UDIDA, a partir da qual se realizará a redução da camada *Es*. Porém, para se ter essa tela final é preciso configurá-la seguindo alguns passos. Assim, seleciona-se qualquer horário para mostrar na tela a grade de altura em função da frequência e a camada *Es* (que nem sempre aparece inicialmente, depende do ionograma), bem como a camada superior que pode ser a F ou a intermediária. Para organizar a tela, é preciso que seja selecionado o caninho “Gráfico”, localizado no canto superior esquerdo da Figura 9. Depois, seleciona-se o termo “Configurações”, onde é mostrado os termos “Escala”, “Cor da Grade” e “Cor do Fundo”. Clicando-se no termo “Escala” aparece as escalas dos eixos “X” e “Y” na parte inferior da Figura 9, cujos valores podem ser alterados conforme o desejo do redutor. Neste caso, foi alterado o eixo “Y”, que corresponde à altura, para o mínimo (Min Y) zero e máximo (Max Y) de 500 km, deixando inalterado os valores de mínimo (Min X) e máximo (Max X) do eixo “X” que permaneceu com 1-20 MHz. Para fazer a alteração desejada é preciso que seja digitado o valor na janela, aqui foi digitado o valor 500 na janela “Max Y”, e depois clicar no botão “Plotar”. Após esse procedimento ocorre a mudança no eixo “Y” na grade da tela principal. As alterações na “Cor da Grade” e “Cor do Fundo” é bem simples, basta clicar nesses termos após selecionar o termo “Gráfico” e escolher dentre uma variedade de cores disponíveis. Caso não seja escolhido uma cor para esses termos, o software muda automaticamente essas cores conforme muda os horários da noite para o dia.

Na Figura 9 também é observado uma tarja central na parte superior, onde aparece os termos UT (tempo universal), LT (tempo local), $h'E$ (altura virtual da camada E), foE (frequência ordinária da camada E), $h'Es$ (altura virtual da camada *Es*), $fbEs$ (frequência de bloqueio da camada *Es*), $foEs$ (frequência ordinária da camada *Es*) e *Es* (tipo de camada *Es*). Para acessar essas informações na tela do UDIDA, seleciona-se no menu superior o termo “Redução Dados”, escolhendo o termo “E”. Os valores dos parâmetros mostrados nesta tarja da Figura 9 correspondem aos valores reduzidos dos dois tipos de camadas *Es* mostrados na Figura 5. Estas camadas se formaram na latitude de ARA, em 11 de fevereiro de 2018 em 17:05 UT (14:05 LT), cujos valores são: 101 km ($h'Es$), 3,4 MHz ($fbEs$), 3,7 MHz ($foEs$), f/l (*Es*) para a primeira camada *Es*; e 117 ($h'Es$), 5,8 MHz ($fbEs$), 6,4 MHz ($foEs$) e c (*Es*) para a segunda camada *Es*.

Figura 51 - Visualização da camada *Es* no software UDIDA.

Fonte: Software UDIDA (2023).

Por fim, após a realização manual de todas as reduções dos tipos de camadas *Es* de um dia de um mês e ano, o redutor deverá salvar suas reduções clicando no botão “Salvar”, que se encontra na tarja central na cor verde. Nesta parte dos procedimentos, o redutor acrescenta seu nome de redutor e pode normalizar os dados que ficarão armazenados em seu computador para acesso em qualquer momento para modelar e plotar gráficos.

4 Normalização dos Dados das Camadas *Es* Reduzidas no UDIDA

A sobreposição de períodos é um método em que pode ser colocada as medidas dos dados de um determinado parâmetro da camada *Es* ($h'Es$, $fbEs$, $ftEs$) sobrepostas em um dia (24 horas). Assim, é possível observar o comportamento da camada *Es* em um determinado período. Logo, os dados utilizados podem ser distribuídos em um tempo específico para estudar a formação das camadas *Es* (Haldoupis et al., 2004; Haldoupis; Pancheva, 2006). Esse método tem a vantagem de suprimir, após uma normalização, os dias não utilizados por causa de problemas no equipamento e enfatizar as periodicidades coerentes dos dados analisados (Haldoupis; Pancheva, 2006).

Após as reduções das camadas *Es* com o software UDIDA, os dados podem ser modelados no tempo (dia, hora ou minutos) durante as estações do ano (verão, outono, inverno e primavera), ou mesmo separadamente para cada mês das quatro estações do ano. O tempo de observação das camadas *Es* (*TOEs*) também podem ser obtido das reduções no UDIDA. Cada ionograma do software corresponde a 5 minutos de observação da camada *Es*. Portanto, em 1 hora são obtidos 12 ionogramas, sequencialmente, 288 ionogramas em 24 horas. Considerando-se uma situação ideal de um mês (~30 dias), pode ser observado um período com um total de 360 (12 ionogramas x 30 dias) ionogramas em 1 hora. Assim, é possível aplicar a sobreposição de períodos para um mês em uma determinada estação do ano distribuídos de hora em hora por dia (24 horas), por exemplo.

A Figura 10 mostra um exemplo dos parâmetros da camada *Es* organizado no Excel. Para fazer a contagem dos tipos $Es_{f/l}$ a cada 5 minutos, considerando a contagem desses tipos agrupados em um, aplica-se a fórmula “=CONT.SE(K7:LZ7;"f/l")” na célula do Excel onde se deseja colocar o resultado da contagem. Essa fórmula indica que será realizada a contagem somente dos tipos “f/l” a partir da célula “K7” até a “LZ7”. Neste caso, a contagem correspondeu a todos as camadas do tipo $Es_{f/l}$ durante o mês de fevereiro de 2018, ou seja, uma sobreposição do total de 28 dias para um tempo de 5 minutos. Depois desse procedimento, é possível obter a contagem dos 28 dias para um tempo de 24 hora, ou seja, a sobreposição dos tipos $Es_{f/l}$ dos 28 dias em 24 horas. Para isso, basta selecionar a célula e arrastá-la, a partir do canto inferior direito da célula, até o final dos dados na planilha. Assim, é realizada a contagem dos tipos $Es_{f/l}$ dos 28 dias a cada 5 minutos sobrepostas em 24 horas.

Esse mesmo procedimento pode ser realizado para os tipos Es_c e Es_h , apenas deve ser mudado o termo “f/l” na fórmula “=CONT.SE(K7:LZ7;"f/l")” para os termos “c”

(=CONT.SE(K7:LZ7;"c")) e “h” (=CONT.SE(K7:LZ7;"h")), mantendo-se a seleção das mesmas células “K7:LZ7”. Depois, seleciona-se a célula com a contagem final e arrasta-se até o final dos dados na planilha, como realizado para a contagem do termo “f/l”.

Figura 52 - Agrupamento dos parâmetros das camadas *Es* no software Excel.

Redutor: PEDRO FONTES							
Data: 01/02/2018							
UT	LT	h'E	foE	h'Es	fbEs	foEs	Es
0,00	20,92	0	0	103	2	2,3	f/l
0,08	21,08	0	0	103	2,5	3,2	f/l
0,17	21,17	0	0	103	2,4	3,4	f/l
0,25	21,25	0	0	101	2,5	3,3	f/l
0,33	21,33	0	0	103	3,2	4	f/l
0,42	21,42	0	0	101	3	5,2	f/l
0,50	21,50	0	0	101	2,9	4,7	f/l
0,58	21,58	0	0	101	2,4	4,7	f/l
0,67	21,67	0	0	101	2,5	5,2	f/l
0,75	21,75	0	0	101	2,6	5,7	f/l
0,83	21,83	0	0	101	2,7	5,5	f/l
0,92	21,92	0	0	101	2,9	6,8	f/l
1,00	21,92	0	0	101	2	6,8	f/l
1,08	22,08	0	0	101	2,2	6,3	f/l
1,17	22,17	0	0	101	2,8	5,5	f/l
1,25	22,25	0	0	101	3,2	5,5	f/l
1,33	22,33	0	0	101	3,1	5,2	f/l
1,42	22,42	0	0	103	2,9	4,7	f/l
1,50	22,50	0	0	101	2,3	4,3	f/l
⋮							
22,50	19,50	0	0	101	3,5	5,6	f/l
22,58	19,58	0	0	101	3,5	7,1	f/l
22,67	19,67	0	0	101	3,1	5,6	f/l
22,75	19,75	0	0	101	2,9	5,5	f/l
22,83	19,83	0	0	101	3,5	5,4	f/l
22,92	19,92	0	0	101	2,9	5,5	f/l
23,00	19,92	0	0	101	3,7	5,6	f/l
23,08	20,08	0	0	101	3,7	5,3	f/l
23,17	20,17	0	0	101	3,1	5,4	f/l
23,25	20,25	0	0	101	2,9	5,6	f/l
23,33	20,33	0	0	101	2,6	4,3	f/l
23,42	20,42	0	0	101	2,3	3,2	f/l
23,50	20,50	0	0	101	2	3,6	f/l
23,58	20,58	0	0	0	0	0	0
23,67	20,67	0	0	0	0	0	0
23,75	20,75	0	0	0	0	0	0
23,83	20,83	0	0	0	0	0	0
23,92	20,92	0	0	0	0	0	0

...

Redutor: PEDRO FONTES							
Data: 28/02/2018							
UT	LT	h'E	foE	h'Es	fbEs	foEs	Es
0,00	20,92	0	0	105	2,7	3	f/l
0,08	21,08	0	0	103	2,4	2,7	f/l
0,17	21,17	0	0	105	2,5	2,7	f/l
0,25	21,25	0	0	0	0	0	0
0,33	21,33	0	0	105	2,3	2,3	f/l
0,42	21,42	0	0	101	2	2,5	f/l
0,50	21,50	0	0	105	2,3	2,4	f/l
0,58	21,58	0	0	103	2,3	2,5	f/l
0,67	21,67	0	0	101	2,3	2,6	f/l
0,75	21,75	0	0	105	2	2,5	f/l
0,83	21,83	0	0	103	2,3	2,7	f/l
0,92	21,92	0	0	0	0	0	0
1,00	21,92	0	0	103	2	2,4	f/l
1,08	22,08	0	0	0	0	0	0
1,17	22,17	0	0	0	0	0	0
1,25	22,25	0	0	0	0	0	0
1,33	22,33	0	0	0	0	0	0
1,42	22,42	0	0	0	0	0	0
1,50	22,50	0	0	0	0	0	0
⋮							
22,50	19,50	0	0	0	0	0	0
22,58	19,58	0	0	0	0	0	0
22,67	19,67	0	0	0	0	0	0
22,75	19,75	0	0	0	0	0	0
22,83	19,83	0	0	0	0	0	0
22,92	19,92	0	0	0	0	0	0
23,00	20,00	0	0	0	0	0	0
23,08	20,08	0	0	0	0	0	0
23,17	20,17	0	0	0	0	0	0
23,25	20,25	0	0	0	0	0	0
23,33	20,33	0	0	0	0	0	0
23,42	20,42	0	0	0	0	0	0
23,50	20,50	0	0	0	0	0	0
23,58	20,58	0	0	0	0	0	0
23,67	20,67	0	0	0	0	0	0
23,75	20,75	0	0	0	0	0	0
23,83	20,83	0	0	0	0	0	0
23,92	20,92	0	0	0	0	0	0

Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 11 mostra um exemplo de contagem realizado para os quatro tipos de camada *Es* ($Es_{f/l}$, Es_c e Es_h) mais comuns no setor brasileiro para algumas horas. Observa-se que a parte em vermelho da Figura 11 mostra a contagem do tipo $Es_{f/l}$ (a descrição “soma f/l” na figura foi utilizada apenas para distinção dos tipos, mas o termo correto é “contagem f/l”), Es_c (soma c) e Es_h (soma h), com os tipos “c” e “h” aparecendo apenas a partir das 09 UT (06 LT).

Figura 53 - Contagem dos tipos de camadas *Es* e soma total a cada 30 min.

Redutor: PEDRO FONTES																	
Data: 28/02/2018																	
UT	LT	h'E	foE	h'Es	fbEs	foEs	Es	h'Es	fbEs	foEs	Es	Soma f/l	Soma c	Soma h	Soma	30 min	Total (30 min)
0,00	20,92	0	0	105	2,7	3 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		56
0,08	21,08	0	0	103	2,4	2,7 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		63
0,17	21,17	0	0	105	2,5	2,7 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		59
0,25	21,25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	8	0	0	8		60
0,33	21,33	0	0	105	2,3	2,3 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		47
0,42	21,42	0	0	101	2	2,5 f/l	0	0	0	0	0	12	0	0	12	56	48
0,50	21,50	0	0	105	2,3	2,4 f/l	0	0	0	0	0	12	0	0	12		53
0,58	21,58	0	0	103	2,3	2,5 f/l	0	0	0	0	0	11	0	0	11		64
0,67	21,67	0	0	101	2,3	2,6 f/l	0	0	0	0	0	9	0	0	9		58
0,75	21,75	0	0	105	2	2,5 f/l	0	0	0	0	0	11	0	0	11		64
0,83	21,83	0	0	103	2,3	2,7 f/l	0	0	0	0	0	11	0	0	11		88
0,92	21,92	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	0	0	9	63	83
1,00	21,92	0	0	103	2	2,4 f/l	0	0	0	0	0	11	0	0	11		73
1,08	22,08	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		67
1,17	22,17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	0	0	9		78
1,25	22,25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		90
1,33	22,33	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		64
1,42	22,42	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	0	0	9	59	59
1,50	22,50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	11	0	0	11		71
1,58	22,58	0	0	101	2	2,5 f/l	0	0	0	0	0	12	0	0	12		113
1,67	22,67	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		161
1,75	22,75	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	0	0	9		184
1,83	22,83	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	10	0	0	10		167
1,92	22,92	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	8	0	0	8	60	165
⋮	⋮											⋮				⋮	
9,00	6,00	0	0	0	0	0	0					11	0	0	11		
9,08	6,08	0	0	0	0	0	0					11	0	0	11		
9,17	6,17	0	0	0	0	0	0					10	1	0	11		
9,25	6,25	0	0	0	0	0	0					10	1	1	12		
9,33	6,33	0	0	0	0	0	0					8	2	2	12		
9,42	6,42	0	0	0	0	0	0					10	1	3	14	71	
9,50	6,50	0	0	0	0	0	0					9	1	4	14		
9,58	6,58	0	0	140	2,3	2,6 h	0	0	0	0	0	11	1	5	17		
9,67	6,67	0	0	142	2,4	2,8 h	0	0	0	0	0	13	1	5	19		
9,75	6,75	0	0	142	2,4	2,9 h	0	0	0	0	0	15	1	4	20		
9,83	6,83	0	0	142	2,5	2,9 h	0	0	0	0	0	17	1	4	22		
9,92	6,92	0	0	138	2,7	3,1 h	0	0	0	0	0	15	3	3	21	113	
10,00	6,92	0	0	134	2,7	3,1 h	0	0	0	0	0	17	3	3	23		
10,08	7,08	0	0	140	2,7	3,1 h	0	0	0	0	0	17	2	2	21		
10,17	7,17	0	0	136	2,8	3,1 h	0	0	0	0	0	20	1	5	26		
10,25	7,25	0	0	136	2,8	3,2 h	0	0	0	0	0	21	2	7	30		
10,33	7,33	0	0	136	2,9	3,2 h	0	0	0	0	0	21	3	7	31		
10,42	7,42	0	0	138	2,8	3,2 h	0	0	0	0	0	20	3	7	30	161	
10,50	7,50	0	0	140	2,9	3,2 h	0	0	0	0	0	19	3	7	29		
10,58	7,58	0	0	136	3	3,2 h	0	0	0	0	0	21	2	8	31		
10,67	7,67	0	0	136	3	3,2 h	0	0	0	0	0	23	1	6	30		
10,75	7,75	0	0	136	3,1	3,2 h	0	0	0	0	0	24	0	6	30		
10,83	7,83	0	0	107	2,6	2,6 f/l	0	0	0	0	0	25	1	6	32		
10,92	7,92	0	0	103	2,6	2,7 f/l	138	3,1	3,1 h			23	0	9	32	184	

Fonte: Elaborado pelo autor.

Observa-se também na Figura 11 o termo “soma” isolada e em vermelho (aqui sim, corresponde a soma dos tipos “f/l”, “c” e “h”), onde foi aplicada a fórmula “=SOMA(ME7:MG7)” para somar os valores encontrados dos tipos de camadas *Es* em 5 minutos. Depois, a célula deve ser selecionada e arrastada até o final dos dados da planilha. Em seguida, aplica-se nestes valores somados a fórmula “=SOMA(MH7:MH12)” em intervalos de 6 ionogramas. Note que este intervalo corresponde a soma dos valores encontrados em 6 células

e como cada célula corresponde a 5 minutos, isso dá um total (5x6) de 30 minutos. Por fim, agrupa-se os valores para serem utilizados na normalização, como o temo “Total (30 min)” na Figura 11.

A Figura 12 mostra a normalização dos termos agrupados a cada 30 minutos. Observe que os valores das células E (valores em vermelho) são os mesmos agrupados no termo “Total (30 min)” mostrado na Figura 11. Mostra-se também na Figura 12 as células K, L e M. A célula K corresponde a quantidade possível de ionogramas. Neste caso, é dado pela fórmula “ $=(28*6)$ ”, significando que foi realizado uma multiplicação dos 28 dias pela soma total de 6 ionogramas (que corresponde a 30 min), totalizando 168 ionogramas. A célula L corresponde a quantidade de ionogramas ausentes. Caso haja, a multiplicação é dada pela fórmula “ $=(0*6)$ ”, neste caso, o valor zero significa que não houve ausência de ionogramas. A célula M corresponde ao total de ionogramas disponíveis, dado pela fórmula “ $=(K7-L7)$ ”. Neste caso, o valor desta célula é igual ao valor de K porque não teve ausência de ionogramas. Por fim, a célula H corresponde a porcentagem dos valores absolutos do total de ionogramas disponíveis e dos valores da célula E, dado pela fórmula “ $=(E7/M7)*100$ ”.

Figura 54 - Normalização da soma dos tipos e taxa do número absoluto das camadas Es.

D	E	F	G	H	I	J	K	L	M
SJC-SSW-Tipos-2018	30min		Porcentagem-Normalizada				QUANTIDADE DE IONOGRAMAS DISPONÍVEIS - SIC		
Intervalo	Verão		Intervalo	Verão		Ver	QTD. POSSÍVEL DE IONOGRAMAS	QUANTIDADE DE IONOGRAMAS AUSENTES	TOTAL DE IONOGRAMAS DISPONÍVEIS
0,5	56		0,5	33,33333333		0,5	168	0	168
1	63		1	37,5		1	168	0	168
1,5	59		1,5	35,11904762		1,5	168	0	168
2	60		2	35,71428571		2	168	0	168
2,5	47		2,5	27,97619048		2,5	168	0	168
3	48		3	28,57142857		3	168	0	168
3,5	53		3,5	31,54761905		3,5	168	0	168
4	64		4	38,0952381		4	168	0	168
4,5	58		4,5	34,52380952		4,5	168	0	168
5	64		5	38,0952381		5	168	0	168
5,5	88		5,5	52,38095238		5,5	168	0	168
6	83		6	49,4047619		6	168	0	168
6,5	73		6,5	43,45238095		6,5	168	0	168
7	67		7	39,88095238		7	168	0	168
7,5	78		7,5	46,42857143		7,5	168	0	168
8	90		8	53,57142857		8	168	0	168
8,5	64		8,5	38,0952381		8,5	168	0	168
9	59		9	35,11904762		9	168	0	168
9,5	71		9,5	42,26190476		9,5	168	0	168
10	113		10	67,26190476		10	168	0	168
10,5	161		10,5	95,83333333		10,5	168	0	168
11	184		11	109,5238095		11	168	0	168
11,5	167		11,5	99,4047619		11,5	168	0	168
12	165		12	98,21428571		12	168	0	168
12,5	188		12,5	111,9047619		12,5	168	0	168
13	187		13	111,3095238		13	168	0	168

Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 13 mostra exemplos de alguns casos com ausência de ionogramas, ou seja, dias do mês que tiveram problemas no equipamento de ionossonda. Os dados são os mesmos da Figura 12, a diferença está na aplicação da fórmula da célula M, que foi acrescentado os valores 5, 10 e 15 nos três primeiros valores da célula L. Assim, quando se acrescenta os dias

ausentes na fórmula “ $=(5*6)$, $=(10*6)$ e $=(15*6)$ ” na célula L, os resultados da célula M também são alterados para 138, 108 e 78, ou seja, os valores absolutos diminuem. Conseqüentemente, as porcentagens se alteraram para ~40,58%, ~58,33% e ~75,64%, porque os valores da célula E se mantiveram inalterados.

Figura 55 - Exemplo de obtenção dos dados absolutos da taxa de camadas *Es*.

D	E	F	G		H	I	J	L			M
SJC-SSW-Tipos-2011 30min			Porcentagem-Normalizada				QUANTIDADE DE IONOGRAMAS DISPONÍVEIS - Palmas				
Intervalo	Verão		Intervalo	Verão		Ver	QTD. POSSÍVEL DE IONOGRAMAS	QUANTIDADE DE IONOGRAMAS AUSENTES	TOTAL DE IONOGRAMAS DISPONÍVEIS		
0,5	56		0,5	40,5797101		0,5	168	30	138		
1	63		1	58,3333333		1	168	60	108		
1,5	59		1,5	75,6410256		1,5	168	90	78		
2	60		2	35,7142857		2	168	0	168		
2,5	47		2,5	27,9761905		2,5	168	0	168		
3	48		3	28,5714286		3	168	0	168		
3,5	53		3,5	31,547619		3,5	168	0	168		
4	64		4	38,0952381		4	168	0	168		
4,5	58		4,5	34,5238095		4,5	168	0	168		
5	64		5	38,0952381		5	168	0	168		
5,5	88		5,5	52,3809524		5,5	168	0	168		
6	83		6	49,4047619		6	168	0	168		
6,5	73		6,5	43,452381		6,5	168	0	168		
7	67		7	39,8809524		7	168	0	168		
7,5	78		7,5	46,4285714		7,5	168	0	168		
8	90		8	53,5714286		8	168	0	168		
8,5	64		8,5	38,0952381		8,5	168	0	168		
9	59		9	35,1190476		9	168	0	168		
9,5	71		9,5	42,2619048		9,5	168	0	168		
10	113		10	67,2619048		10	168	0	168		
10,5	161		10,5	95,8333333		11	168	0	168		
11	184		11	109,52381		11	168	0	168		
11,5	167		11,5	99,4047619		12	168	0	168		
12	165		12	98,2142857		12	168	0	168		
12,5	188		12,5	111,904762		13	168	0	168		
13	187		13	111,309524		13	168	0	168		

Fonte: Elaborado pelo autor.

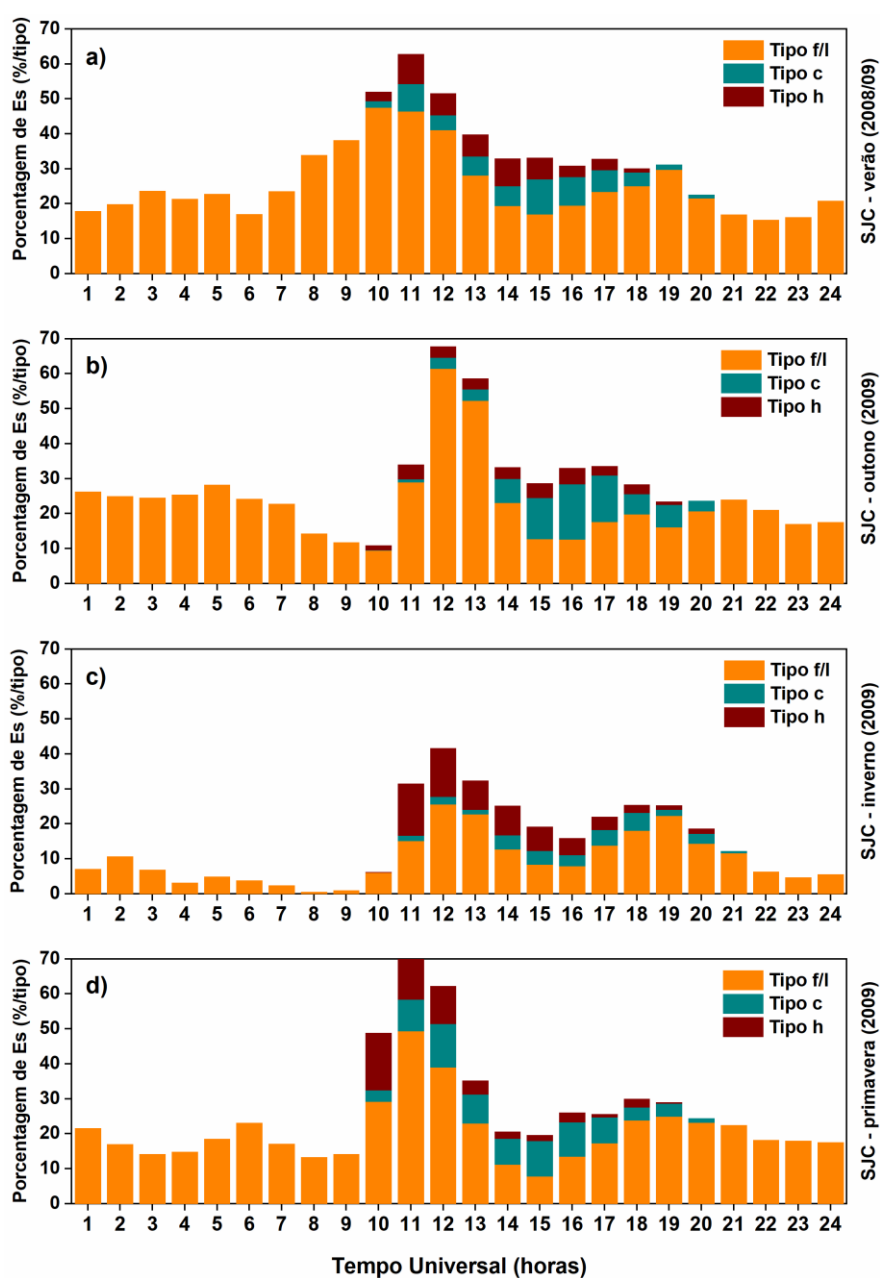
Apresentamos os procedimentos para normalização de um mês de dados reduzidos no software UDIDA e modelados no Excel, mas o mesmo procedimento pode ser aplicado para uma estação do ano ou quantos meses ou dias for do interesse do leitor.

A normalização do tempo de observação das camadas *Es* (*TOEs*) é relativamente mais simples. Primeiro é realizada a contagem dos ionogramas que apresentaram algum dado, subtraindo o valores zero (que não houve dados), com a fórmula “ $=\text{CONT.NÚM}(H7:H294)-\text{CONT.SE}(H7:H294;"0")$ ”. O resultado deve ser multiplicado por 5, visto que cada ionograma corresponde a 5 minutos, e dividido por 60 com a fórmula “ $=(F4*5)/60$ ”. Assim, é obtido o resultado do *TOEs* por dia em horas. Por fim, esse resultado pode ser obtido em porcentagem, considerando que 24 horas corresponde a 100%. Os dados das alturas e frequências não precisam ser normalizados.

5 Plotagem dos Gráficos com os Dados Normalizados

A plotagem dos gráficos depende da criatividade de cada um, porém, recomenda-se que seja feita de forma que o leitor entenda facilmente o resultado daquilo que se deseja mostrar com o gráfico. Mostraremos alguns gráficos com os dados obtidos das reduções, mas não entraremos no mérito da discussão do resultado. Assim, a Figura 14 mostra os resultados para tipos de camadas Es ($Es_{f/l}$, Es_c e Es_h) para as estações do ano de 2008/2009 em SJC.

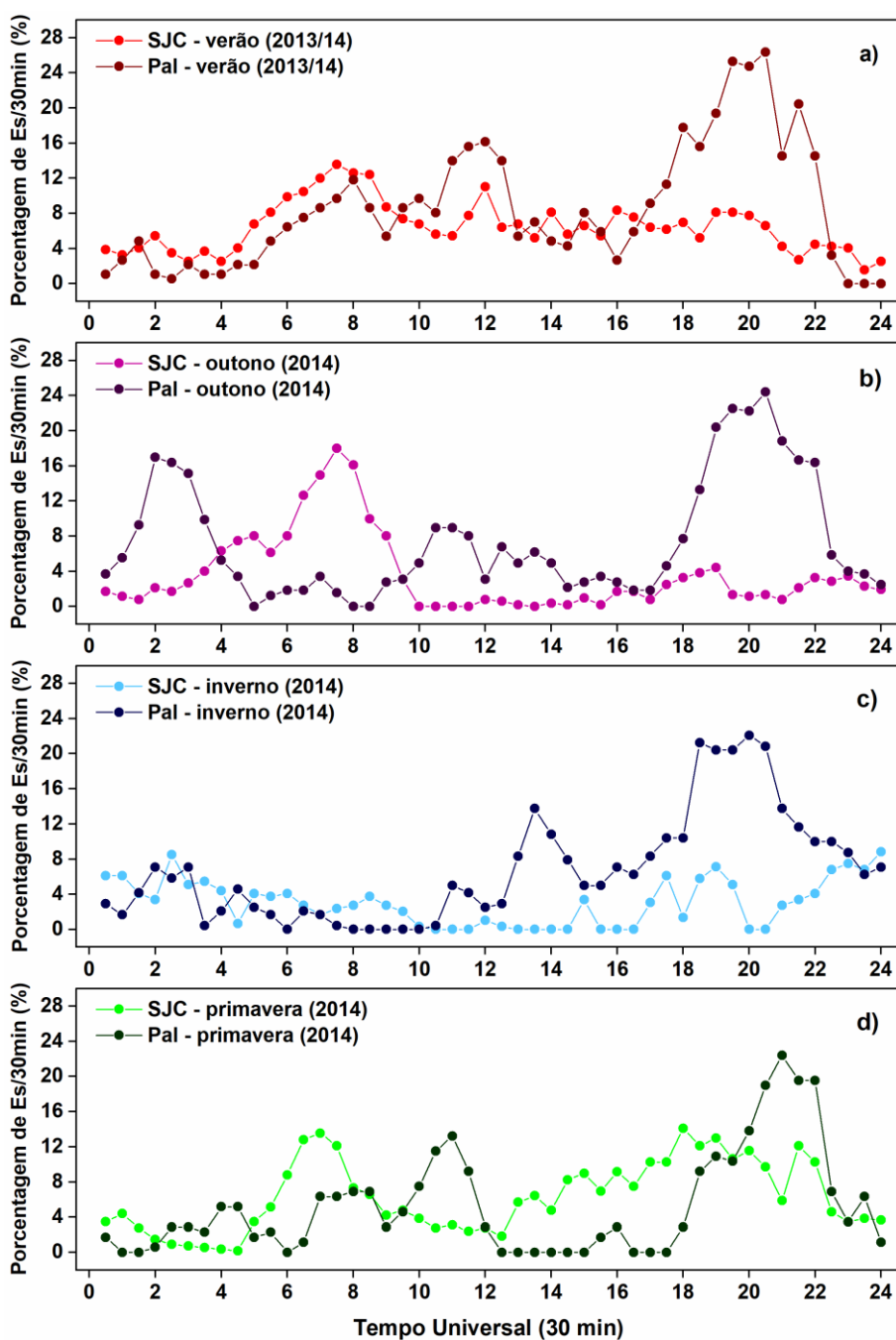
Figura 56 - Taxas dos tipos de camadas Es por hora para as quatro estações do ano de 2008/2009 em SJC.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Na Figura 14 pode ser observado que fica claro a intensão do autor de mostrar a porcentagem de cada tipo de camada Es por hora e estação do ano para a latitude de SJC. O gráfico também consegue mostrar claramente que os tipos Es_c e Es_h ocorrem exclusivamente durante o dia. Outra forma de se utilizar os dados dos tipos de camadas Es é apresentando as taxas das somas dos tipos, como mostra a Figura 15.

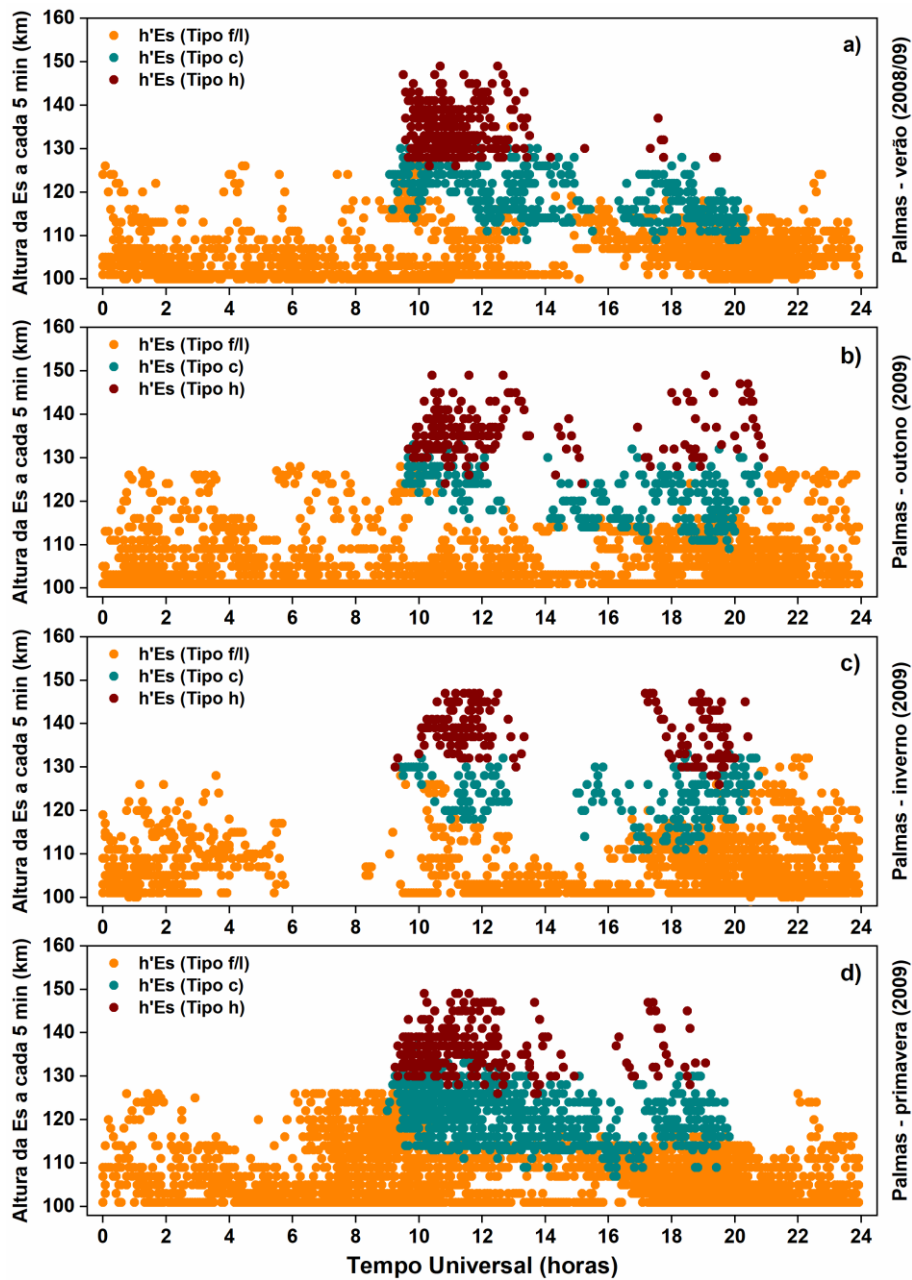
Figura 57 – Comparação das taxas da soma dos tipos de camadas Es entre SJC e PAL no ano de 2013/2014.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Observe que neste gráfico fica claro a intensão de comparar as taxas da soma dos tipos de camadas *Es* entre SJC e PAL durante as estações do ano de 2013/2014. Além das taxas, os dados das alturas dos tipos de camadas *Es* também podem ser utilizados, por exemplo, para mostrar a relação dos ventos na formação das camadas *Es*. Assim, a Figura 16 mostra as alturas dos tipos de camadas *Es* por hora durante o ano de 2008/2009 em PAL.

Figura 58 - Alturas dos tipos de camadas *Es* durante as estações do ano de 2008/2009 em PAL.

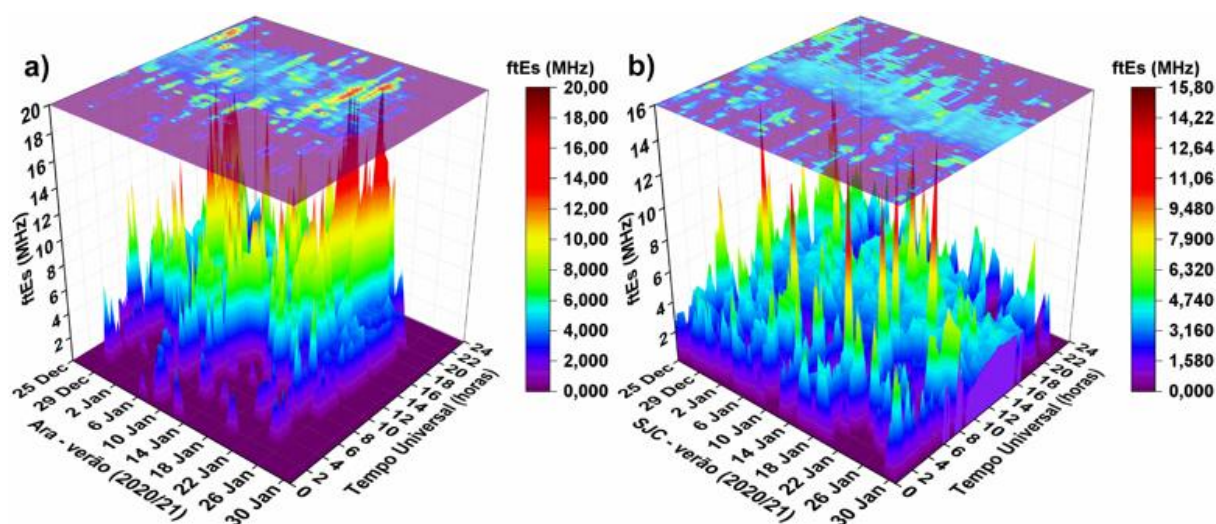


Fonte: Elaborado pelo autor.

Observa-se na Figura 16 que o tipo $Es_{f/l}$ está presente em grande parte entre 100 e 120 km de altura, o tipo Es_c se encontra entre 110 e 130 km, enquanto o tipo Es_h é observado entre 130 e 140 km. Neste sentido, pode ser feita uma relação dos tipos de camadas Es com os ventos zonais e meridionais (Andrioli et al., 2009; Conceição-Santos et al., 2020). Pois, em geral, o vento meridional contribui mais para a formação dos tipos mais altos e os ventos zonais contribui mais para os tipos mais baixos de camadas Es .

As frequências representam as densidades das camadas Es e podem ser representadas de forma clara com um gráfico 3D, onde pode ser mostrado a intensidade da frequência em relação ao dia e hora, como mostra a Figura 17.

Figura 59 - Frequências de topo (fEs) das camadas Es durante o verão sobre ARA e SJC.

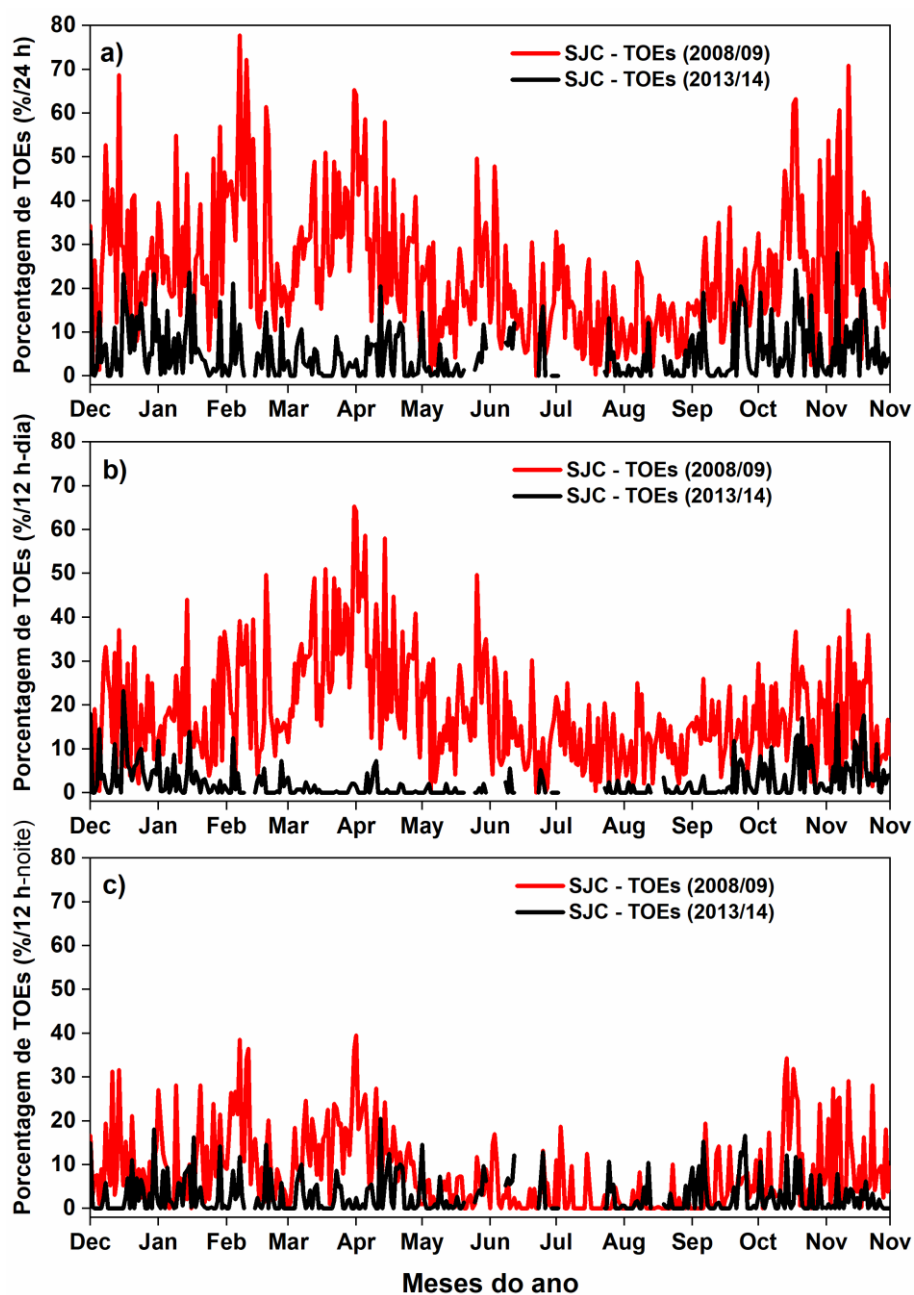


Fonte: Elaborado pelo autor.

Observa-se que fica claro a intensão do autor de mostrar a intensidade dos picos de fEs durante o dia do mês e a hora de ocorrência para as duas localidades, ARA e SJC. Outra informação deste gráfico é o pico máximo de fEs (ou pico de densidade da camada Es) apresentado na faixa de cores ao lado dos gráficos durante o verão de 2020/2021, com 20 MHz para ARA e 15,8 MHz para SJC.

A Figura 18 mostra os $TOEs$, que tem o intuito de visualizar uma anticorrelação entre as camadas Es formadas no ano de 2008/2009 e 2013/2014. Observa-se nesta figura que ficou claro a anticorrelação com as porcentagens dos $TOEs$ o período diário (24 horas), assim como no período diurno (12 h/dia) e noturno (12 h/noite), quando se compara os anos de 2008/2009 e 2013/2014 da latitude de SJC.

Figura 60 - Anticorrelação com os *TOEs* entre os anos de 2008/2009 e 2013/2014 em SJC.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Utilizando um pouco de criatividade, é possível mostrar algumas formas de uso dos dados das camadas *Es* reduzidos com o UDIDA a partir de dados de uma inossonda do tipo CADI, deixando claro nos gráficos as informações necessárias para o leitor entender de forma rápida o fenômeno ou tema abordado no trabalho.

6 Mensagem aos Leitores

Prezado(a) leitor(a),

Este manual instrucional, aqui descrito, pode ser utilizado como uma aproximação inicial de redução das camadas *Es* durante os cursos de mestrado e doutorado que tenha como linha de pesquisa a Física da Ionosfera. Apesar deste manual instrucional apontar para uma redução direta das camadas *Es*, é preciso uma leitura mais aprofundada sobre o tema, principalmente para algumas especificações que não foram abordadas aqui. Contudo, a maneira como ele foi produzido é possível uma aprendizagem rápida capaz de induzir o aluno a uma prática na redução das camadas *Es* com o software UDIDA, bem como a normalização dos dados com o Excel. Todavia, torna-se necessário que o aluno entenda alguns conteúdos da disciplina de Física da Ionosfera, mas especificamente, sobre os conteúdos da camada F, camada intermediária, região E, camada *Es* e as frequências críticas.

Os gráficos utilizados como exemplos neste manual instrucional apontam a criatividade que o aluno (leitor) pode desenvolver com o objetivo de mostrar os resultados das camadas *Es* em sua dissertação, tese ou artigo científico. O *download* deste manual instrucional pode ser feito gratuitamente no portal da Univap disponível em: <https://www.univap.br/univap/pos-graduacao/stricto-sensu/doutorado-em-fisica-e-astronomia>. Assim, espero que os alunos iniciantes em Física Espacial, que tenham como linha de pesquisa a Física da Ionosfera, façam bom uso deste manual instrucional. Pois, ele foi pensado para contribuir com os seus trabalhos, contribuindo para o desenvolvimento do conhecimento do fenômeno da camada *Es*.

REFERÊNCIAS

- Andrioli, V. F., Clemesha, B. R., Batista, P. P., Schuch, N. J.: Atmospheric tides and mean winds in the meteor region over Santa Maria (29.7°S; 53.8°W), *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71, 1864–1876, <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.07.005>, 2009.
- Conceição-Santos, F., Muella, M. T. A. H., Resende, L. C. A., Fagundes, P. R., Andrioli, V. F., Batista, P. P., Carrasco, A. J.: On the role of tidal winds in the descending of the high type of sporadic layer (Es), *Advances in Space Research*, 65, 2131–2147, <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.11.024>, 2020.
- Gao, S., Macdougall, J. W.: A dynamic ionosonde design using pulse coding, *Canadian Journal of Physics*, 69, 1184–1189, <https://doi.org/10.1139/p91-179>, 1991.
- Haldoupis, C.: Midlatitude Sporadic E. A Typical Paradigm of Atmosphere-Ionosphere Coupling, *Space Science Reviews*, 168, 441–461. <https://doi.org/10.1007/s11214-011-9786-8>, 2012.
- Haldoupis, C., Pancheva, D.: Terdiurnal tidelike variability in sporadic E layers. *Journal of Geophysical Research*, 111, 1–10, <https://doi.org/10.1029/2005JA011522>, 2006.
- Haldoupis, C., Pancheva, D., Mitchell, N. J.: A study of tidal and planetary wave periodicities present in midlatitude sporadic E layers, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 109, 1–12, <https://doi.org/10.1029/2003JA010253>, 2004.
- Huang, J., MacDougall, J. W.: Legendre coding for digital ionosondes, *Radio Science*, 40, 1–11. <https://doi.org/10.1029/2004RS003123>, 2005.
- Kirkwood, S., Nilsson, H.: High-latitude sporadic-E and other thin layers - The role of magnetospheric electric fields, *Space Science Reviews*, 91, 579–613, <https://doi.org/10.1023/A:1005241931650>, 2000.
- Mathews, J. D.: Sporadic E: current views and recent progress, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60, 413–435, [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(97\)00043-6](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(97)00043-6), 1998.
- Oikonomou, C., Haralambous, H., Haldoupis, C., Meek, C.: Sporadic E tidal variabilities and characteristics observed with the Cyprus Digisonde, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 119, 173–183, <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.07.014>, 2014.
- Piggott, W. R., Rawer, K.: U.R.S.I. handbook of ionogram interpretation and reduction. In *World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics*, WDC-A report UAG-23: NOAA, 1972.
- Pillat, V. G., Guimarães, L. N. F., Fagundes, P. R., da Silva, J. D. S.: A computational tool for ionosonde CADI's ionogram analysis, *Computers & Geosciences*, 52, 372–378, <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2012.11.009>, 2013.

- Plane, J. M. C.: Atmospheric Chemistry of Meteoric Metals, *Chemical Reviews*, 103, 4963–4984, <https://doi.org/10.1021/cr0205309>, 2003.
- Plane, J. M. C., Feng, W., Dawkins, E. C. M.: The Mesosphere and Metals: Chemistry and Changes, *Chemical Reviews*, 115, 4497–4541, <https://doi.org/10.1021/cr500501m>, 2015.
- Resende, L. C. A., Batista, I. S., Denardini, C. M., Batista, P. P., Carrasco, A. J., Andrioli, V. F., Moro, J.: The influence of tidal winds in the formation of blanketing sporadic e-layer over equatorial Brazilian region, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 171, 64–71, <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.06.009>, 2017.
- Resende, L. C. A., Shi, J., Denardini, C. M., Batista, I. S., Picanço, G. A. S., Moro, J., Chagas, R. A. J., Barros, D., Chen, S. S., Nogueira, P. A. B., Andrioli, V. F., Silva, R. P., Carrasco, A. J., de Araujo, R. C., Wang, C., Liu, Z.: The Impact of the Disturbed Electric Field in the Sporadic E (Es) Layer Development Over Brazilian Region, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 126, 1–23, <https://doi.org/10.1029/2020JA028598>, 2021.
- Resende, L. C. A., Shi, J. K., Denardini, C. M., Batista, I. S., Nogueira, P. A. B., Arras, C., Andrioli, V. F., Moro, J., da Silva, L. A., Carrasco, A. J., Barbosa, P. F., Wang, C., Liu, Z.: The Influence of Disturbance Dynamo Electric Field in the Formation of Strong Sporadic E Layers Over Boa Vista, a Low-Latitude Station in the American Sector, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125, 1–17, <https://doi.org/10.1029/2019JA027519>, 2020.
- Whitehead, J. D.: The formation of the sporadic-E layer in the temperate zones, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 20, 49–58, [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(61\)90097-6](https://doi.org/10.1016/0021-9169(61)90097-6), 1961.
- Whitehead, J. D.: Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic-E, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 51, 401–424, [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(89\)90122-0](https://doi.org/10.1016/0021-9169(89)90122-0), 1989.

Pedro Alves Fontes Neto
E-mail: pedro.fontes@ifma.edu.br

Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella

Láysa Cristina Araujo Resende Chagas

Professores autores deste e-book

MANUAL INSTRUCIONAL

Aos novos alunos, sejam bem-vindos à Física Espacial!!!

"A aprendizagem de um conteúdo está vinculada à dedicação do aprendiz, considerando-se sua inteligência múltipla central" (Pedro Fontes).

ANEXO A: submissão do artigo na *Advances in Space Research* sobre a anticorrelação das camadas Es com a atividade solar

O Anexo a se refere à submissão do artigo na *Advances in Space Research*⁵ sobre a anticorrelação das camadas Es com a atividade solar.

Advances in Space Research Evidence of anti-correlation between sporadic (Es) layers occurrence and solar activity observed at low latitudes over the Brazilian sector --Manuscript Draft--

Manuscript Number:	AISR-D-23-00248
Article Type:	SI: Recent progress in MTI
Keywords:	Sporadic (Es) layer; solar activity; ionosphere
Corresponding Author:	Pedro Fontes Bacabal, Maranhão BRAZIL
First Author:	Pedro A. Fontes, MsC
Order of Authors:	Pedro A. Fontes, MsC Marcio T. A. H. Muella, Ph.D. Laysa C. A. Resende, Ph.D. Paulo R. Fagundes, Ph.D.
Abstract:	Sporadic E-layers (Es) are thin and denser layers with high ionization observed at about 100-140 km altitude in the E region. Their formation is mainly associated with the tidal components of the diurnal and semidiurnal winds with the convergence of ions driven by the wind shear mechanism. This present work shows evidence of the relationship between the occurrence of Es layers and the solar activity at two observatories located in the Brazilian sector, the near-equatorial site of Palmas (PAL, 10.17° S; 48.33° W; dip lat. -7.31°) and the low latitude station of São José dos Campos (SJC, 23.18° S; 45.89° W; dip lat. -19.35°). The analysis was performed from December/2008 to November/2009 (period of low solar activity) and from December/2013 to November/2014 (period of high solar activity) using data collected from two digital ionosondes. In general, our results show an anti-correlation of the Es layer occurrence concerning the solar activity over both stations studied here. A more clearly observed anti-correlation at the SJC station can be attributed to a greater tidal amplitude at low latitudes. Moreover, changes in the density of certain molecular species due to changes in thermosphere temperature with the solar cycle possibly affected tidal dynamics and, consequently, the formation of Es layers.
Suggested Reviewers:	Christina Arras, Ph.D. Researcher, Helmholtz Centre Potsdam German Research Centre for Geosciences arras@gfz-potsdam.de Specialist in sporadic E layer phenomena Jun Niu National University of Defense Technology 990653674@qq.com Expertise in the study of sporadic Es layers at different latitudes in both hemispheres. Fredson Conceição-Santos, Ph.D. Federal Institute of Education Science and Technology of Maranhão fredcon@ifma.edu.br Expertise in sporadic Es layers at equatorial and low-latitudes.

⁵ Disponível em: <https://www.editorialmanager.com/aisr/default2.aspx>. Acesso em: 27 de mar. 2023.

ANEXO B: Publicação de artigo na *Annales Geophysicae*⁶ sobre a modulação da maré terdiurna nas camadas *E_s* em PAL

O Anexo b se refere a publicação de artigo na *Annales Geophysicae*⁷ sobre a modulação da maré terdiurna nas camadas *E_s* em PAL.

https://angeo.copernicus.org/articles/41/209/2023/

EGU European Geosciences Union

Annales Geophysicae

ARTICLES & PREPRINTS SUBMISSION POLICIES PEER REVIEW EDITORIAL BOARD ABOUT EGU PUBLICATIONS

Article

Articles / Volume 41, Issue 1 / ANGEO, 41, 209–224, 2023

Search

https://doi.org/10.5194/angeo-41-209-2023
© Author(s) 2023. This work is distributed under the Creative Commons Attribution 4.0 License.

Regular paper |

21 Apr 2023

Effects of the terdiurnal tide on the sporadic E (E_s) layer development at low latitudes over the Brazilian sector

Pedro Alves Fontes , Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella, Laysa Cristina Araújo Resende, Vânia Fátima Andrioli, Paulo Roberto Fagundes, Valdir Gil Pillat, Paulo Prado Batista, and Alexander Jose Carrasco

Abstract

Sporadic E (E_s) layers are patches of high ionization observed at around 100–140 km height in the E region. Their formation at low latitudes is primarily associated with the diurnal and semidiurnal components of the tidal winds via the ion convergence driven by the wind shear mechanism. However, recent studies have shown the influence of other tidal modes, such as the terdiurnal tide. Therefore, this work investigates the effect of terdiurnal tide-like oscillations on the occurrence and formation of the E_s layers observed over Palmas (10.17° S, 48.33° W; dip lat. -7.31°), a low-latitude station in Brazil. The analysis was conducted from December 2008 to November 2009 by using data collected from CADI (Canadian Advanced Digital Ionosonde). Additionally, the E Region Ionospheric Model (MIRE) was used to simulate the terdiurnal tidal component in the E_s layer development. The results show modulations of 8 h periods on the occurrence rates of the E_s layers during all seasonal periods. In general, we see three well-defined peaks in a superimposed summation of the E_s layer types per hour in summer and autumn. We also observed that the amplitude modulation of the terdiurnal tide on the E_s occurrence rates minimizes in December in comparison to the other months of the summer season. Other relevant aspects of the observations, with complementary statistical and periodogram analysis, are highlighted and discussed.

How to cite. Fontes, P. A., Muella, M. T. D. A. H., Resende, L. C. A., Andrioli, V. F., Fagundes, P. R., Pillat, V. G., Batista, P. P., and Carrasco, A. J.: Effects of the terdiurnal tide on the sporadic E (E_s) layer development at low latitudes over the Brazilian sector, *Ann. Geophys.*, 41, 209–224, <https://doi.org/10.5194/angeo-41-209-2023>, 2023.

Received: 26 May 2022 – Discussion started: 21 Jun 2022 – Revised: 14 Mar 2023 – Accepted: 15 Mar 2023 – Published: 21 Apr 2023

Download

- Article (4504 KB)
- Full-text XML
- BibTeX
- EndNote

Short summary

In the terrestrial ionosphere, sporadic (metallic) layers are formed. The formation of these...

Share

Special issue

From the Sun to the Earth's...

Similar articles

- Mid-latitude neutral wind responses to ... Billett et al.
- Arecibo measurements of D-region electron... Baumann et al.
- Entangled dynamos and Joule heating in... Buchert

Sections

- Abstract

⁶ Disponível em: <https://angeo.copernicus.org/articles/41/209/2023/>. Acesso em: 22 de abr. 2023.

⁷ Disponível em: <https://angeo.copernicus.org/articles/41/209/2023/>. Acesso em: 22 de abr. 2023.

ANEXO C: Submissão do terceiro artigo no *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*⁸ sobre o efeito de eventos de SSW ocorridos no hemisfério Norte sobre as camadas *Es* formadas no setor brasileiro

O Anexo c se refere à submissão do terceiro artigo no *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*⁹ sobre o efeito de eventos de SSW ocorridos no hemisfério Norte sobre as camadas *Es* formadas no setor brasileiro.

Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics
Effects of the Northern Hemisphere Sudden Stratospheric Warmings on the Sporadic-E Layers in the Brazilian Sector
 --Manuscript Draft--

Manuscript Number:	
Article Type:	VSI:COLAGE's Special Edition
Section/Category:	Ionosphere
Keywords:	sudden stratospheric warming; tidal winds; sporadic-E layer; Q2DW periodicity
Corresponding Author:	Pedro A. Fontes, MsC Federal Institute of Education Science and Technology of Maranhão São Luís, Maranhão BRAZIL
First Author:	Pedro A. Fontes, MsC
Order of Authors:	Pedro A. Fontes, MsC Marcio T. A. H. Muella, Ph.D. Laysa C. A. Resende, Ph.D. Rodolfo de Jesus, Ph.D. Paulo R. Fagundes, Ph.D. Paulo P. Batista, Ph.D. Valdir G. Pillat, Ph.D. Alexandre Tardelli, Ph.D. Vânia F. Andrioli, Ph.D.
Manuscript Region of Origin:	South America
Abstract:	Tidal and Planetary Wave (PWs) amplitudes are strongly influenced by Sudden Stratospheric Warming (SSW) events. A nonlinear interaction between the tidal winds and planetary waves during the SSW may contribute to the intensification of sporadic-E (Es) layers in the lower thermosphere. This work investigated the relationship between SSW events in the Northern Hemisphere and the Es layer occurrence at low latitudes in the Brazilian sector. We used data from digital ionosondes installed in the observatories of Araguatins (ARA, 5.65° S; 48.12° W; dip lat. -5.44°) and São José dos Campos (SJC, 23.18° S; 45.89° W; dip lat. -21.37°) to analyze the Es layers. Additionally, we used the temperature, zonal wind, and PWs data at high latitudes in the Northern Hemisphere during the major SSW event that occurred in February/2018 and during the events of Dec/2018-Jan/2019 and Dec/2020-Jan/2021. The results showed a maximum frequency peak of 20 MHz (~6.70 electrons.cm-3) at ARA and SJC during these SSW events. The large values of fE _s , f _b E _s , and electronic densities were observed between 100 and 115 km height in the [EQUATION] type layers during daytime or nighttime periods. The results also showed that the number of large values of fE _s , f _b E _s , and electronic density of the Es layer was much higher in ARA than in SJC, in general. The wavelet power spectrum analyses of the fE _s and f _b E _s showed a periodicity of 2-days before and after the central day of the SSWs events at the latitude of ARA, with three prominent peaks in the 2018/2019 event. At the SJC latitude the quasi-2-day periodicity in the wavelet analyses of the fE _s was observed after the central day in all three SSW events, with a peak before the central day during the 2020/2021 event.

Powered by Editorial Manager® and ProduXion Manager® from Aries Systems Corporation

⁸ Disponível em: <https://www.editorialmanager.com/jastp/default2.aspx>. Acesso em: 27 de mar. 2023.

⁹ Disponível em: <https://www.editorialmanager.com/jastp/default2.aspx>. Acesso em: 27 de mar. 2023.