

UNIVERSIDADE DO VALE DO PARAÍBA  
INSTITUTO DE PESQUISA E DESENVOLVIMENTO  
PPGFA - PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA E ASTRONOMIA

FREDSON CONCEIÇÃO DOS SANTOS

**OCORRÊNCIA E MODELAGEM DAS CAMADAS E-ESPORÁDICAS EM BAIXAS-  
LATITUDES NO SETOR BRASILEIRO**

SÃO JOSÉ DOS CAMPOS – SP

2020

FREDSON CONCEIÇÃO DOS SANTOS

**OCORRÊNCIA E MODELAGEM DAS CAMADAS E-ESPORÁDICAS EM BAIXAS-  
LATITUDES NO SETOR BRASILEIRO**

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia da Universidade do Vale do Paraíba, orientada pelos professores Dr. Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella, Dra. Láyza Cristina Araujo Resende Chagas e Dr. Paulo Roberto Fagundes, aprovada em 20 de fevereiro de 2020.

SÃO JOSÉ DOS CAMPOS - SP

2020

## TERMO DE AUTORIZAÇÃO DE DIVULGAÇÃO DA OBRA

### Ficha catalográfica

Conceição-Santos, Fredson  
Ocorrência e modelagem das camadas E-esporádicas em  
Baixas-Latitudes no Setor Brasileiro / Fredson Conceição-Santos;  
orientador, Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella;  
co-orientadora Láysa Cristina Araujo Resende Chagas. - São José  
dos Campos, SP, 2020.  
1 CD-ROM, 164 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. Camadas E-esporádicas. 3.  
Cisalhamento de ventos. 4. Modelagem ionosférica. I. Muella,  
Marcio Tadeu de Assis Honorato, orient. II. Chagas, Láysa  
Cristina Araujo Resende, co-orient. III. Universidade do Vale do  
Paraíba. Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia. IV.  
Título.

Eu, Fredson Conceição-Santos, 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, 29 de Abril de 2020.

*Fredson Conceição dos Santos*

Autor(a) da Obra

**FREDSON CONCEIÇÃO DOS SANTOS**

**“OCORRÊNCIA E MODELAGEM DAS CAMADAS E-ESPORÁDICAS EM  
BAIXAS-LATITUDES 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. ALEXANDRE TARDELLI \_\_\_\_\_  
PROF. DR. MARCIO TADEU DE ASSIS HONORATO MUELLA \_\_\_\_\_  
PROF. DR. PAULO ROBERTO FAGUNDES \_\_\_\_\_  
PROF.ª DR.ª LAYSA CRISTINA ARAÚJO RESENDE - INPE \_\_\_\_\_  
PROF. DR. VALDIR GIL PILLAT \_\_\_\_\_  
PROF.ª DR.ª INEZ STACIARINI BATISTA - INPE \_\_\_\_\_  
PROF.ª DR.ª VÂNIA FÁTIMA ANDRIOLI NOVAES SILVA - INPE \_\_\_\_\_

Prof. Dr. Leandro José Raniero

Diretor do IP&D – Univap

São José dos Campos, 20 de fevereiro de 2020.

À minha mãe Maria de Fátima.

## AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella pelo incentivo, empenho, encorajamento e por compartilhar o seu conhecimento durante todo esse tempo. Agradeço ainda pelo estímulo a participar do XI COLAGE realizado na Argentina, marcante pela conquista de um prêmio pelo trabalho apresentado e que foi enriquecedor para a concretização deste trabalho. É uma imensa honra e orgulho tê-lo como orientador.

À Dra. Láysa Cristina Araujo Resende Chagas pelo incentivo, empenho, motivação, pelo tempo reservado para compartilhar o seu conhecimento e pela vibração nas diversas conquistas que obtivemos durante estes quatro anos de doutorado, como a publicação de dois artigos e a conquista de um prêmio na Argentina. É uma grande honra e orgulho tê-la como co-orientadora.

Ao Dr. Paulo Roberto Fagundes pelo incentivo, amizade, clareza nas explicações das dúvidas em classe e extraclasse, e motivação para as perspectivas futuras quanto à pesquisa na área da Física Espacial. É uma grande honra e orgulho tê-lo como co-orientador.

Aos membros internos da banca examinadora, Dr. Alexandre Tardelli e Dr. Valdir Gil Pillat pelo encorajamento, sugestões e críticas fornecidas buscando a melhora do trabalho.

À membra convidada da banca examinadora Dra. Inez Staciarini Batista que aceitou fazer parte desta banca e contribuir com sugestões para o melhoramento do trabalho e que durante a construção desta pesquisa, dedicou tempo e conhecimento para sanar algumas dúvidas sobre o tema trabalhado.

À membra convidada da banca examinadora, Dra. Vânia Fátima Andrioli Novaes Silva, pelas sugestões e pela predisposição em estar presente e analisar este trabalho. Agradeço ainda pelo incentivo e por compartilhar seu conhecimento que contribuiu bastante na melhora deste trabalho.

Ao Dr. Alexander José Carrasco por disponibilizar o uso do MIRE que possibilitou efetuar simulações que tornaram os resultados deste trabalho mais significativo.

A todos os professores do doutorado de Física e Astronomia da UNIVAP, em especial aqueles que ministraram aulas das disciplinas que cursei, sendo eles o Dr. Sergio Pilling Guapyassu de Oliveira, Dr. Arian Ojeda González, Dr. Alan Prestes e Dr. Francisco Carlos Rocha Fernandes (Guga).

A todos os amigos do curso, pela amizade e companheirismo que sempre me encorajaram para esta conquista.

Aos meus pais, em especial minha mãe Maria de Fátima Conceição dos Santos que sempre me motivou a estudar.

À minha esposa, Cássia, e aos meus dois filhos Davi e Athus que a todo o momento servem de incentivo para vencer obstáculos.

Aos meus irmãos Joabe, Benilza e Jordânia que colaboraram para que eu pudesse trilhar esse caminho.

Ao meu irmão Fábio (*in memoriam*) um verdadeiro motivador que antes de partir deixou ensinamentos bastante valiosos.

Ao Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE) pela disponibilidade dos dados do radar meteórico de Cachoeira Paulista.

À Universidade do Vale do Paraíba, através do Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento (IP&D) pela estrutura disponibilizada e pelo apoio financeiro.

À CAPES pelo suporte financeiro.

Ao Instituto Federal do Maranhão (IFMA) pelo suporte financeiro.

E a Deus, que em sua grandiosa majestade e bondade, nos concede o dom da vida e saúde, sempre me guiando pelo melhor caminho para realizar este trabalho.

# OCORRÊNCIA E MODELAGEM DAS CAMADAS E-ESPORÁDICAS EM BAIXAS-LATITUDES NO SETOR BRASILEIRO

## RESUMO

Camadas E-esporádicas ( $E_s$ ) são adensamentos de plasma que se localizam nas alturas da região E entre 90 e 150 km. Elas são compostas principalmente por íons metálicos e são classificadas em oito tipos diferentes associados aos seus mecanismos físicos de formação. O principal mecanismo em baixas latitudes é o cisalhamento dos ventos neutros. Nesse contexto, este estudo analisa os diferentes tipos de camadas  $E_s$  que aparecem nos registros das ionossondas instaladas nas estações de baixa latitude de São José dos Campos (SJC) e Jataí (JAT) nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016. Os resultados mostraram que nessas regiões há a presença de cinco tipos de camadas, “cusp”, “high”, “flat”, “low” e “slant”, sendo os tipos “flat/low” ( $E_{sfl}$ ) os mais frequentes. Além disso, o papel dos ventos na formação dessas camadas é investigado usando o Modelo Ionosférico da Região E (MIRE), que incorpora ventos de marés inferidos de medições do radar meteorológico de Cachoeira Paulista (CXP). Para isso, são comparadas a densidade eletrônica deduzida do parâmetro de frequência de bloqueio ( $fbE_s$ ) nos ionogramas com a densidade eletrônica simulada pelo MIRE. Como os ventos mostraram-se atípicos e, conseqüentemente, houve algumas discrepâncias entre os resultados do modelo e as observações, as amplitudes das componentes do vento zonal/meridional foram ajustadas por fatores específicos para cada mês, com o objetivo de quantificar esta discrepância. Outro estudo realizado neste trabalho foi a análise da influência do modo da maré diurna e semidiurna sobre a dinâmica da camada  $E_s$  do tipo *high* ( $E_{sh}$ ). Os resultados mostraram que o padrão de maré e a direção do vento predominante que controlam a formação e a descida da camada  $E_{sh}$  são diferentes dependendo do mês de análise, o que sugere a existência de padrões sazonais distintos acontecendo no setor brasileiro.

**Palavras-chave:** Camadas E-esporádicas. Cisalhamento de ventos. Modelagem ionosférica.

# OCCURRENCE AND MODELING OF THE SPORADIC-E LAYERS IN LOW-LATITUDE IN THE BRAZILIAN SECTOR

## ABSTRACT

Sporadic-E layers ( $E_s$ ) are narrow and dense layers of plasma which may be observed in the ionospheric E region between around 90 and 150 km heights. They are composed mainly of metallic ions and are classified into eight different types. At low latitudes the main mechanism of formation of the  $E_s$  is the shearing in the neutral winds. In this context, this study analyzed the different types of  $E_s$  layers registered by the ionosondes installed in the low latitude stations of São José dos Campos (SJC) and Jataí (JAT) in the months of April, June, September and December of 2016. The results showed that there are five types of layers: cusp, high, flat, low and slant. The flat/low ( $E_{sfl}$ ) types were noticed to be the most frequent. In addition, the role of the neutral wind components in the formation of the  $E_s$  was investigated using the Ionospheric E Region Model (MIRE), which incorporates winds and atmospheric tides inferred from the all-sky meteor radar data of Cachoeira Paulista (CXP). The electron densities deduced from the blanketing frequency parameter ( $fbE_s$ ) scaled in the ionograms are compared with the electron densities simulated by MIRE. The results revealed some discrepancies between modeled and measured electron densities. However, a better fitting was obtained for each month when the amplitudes of the zonal/meridional wind components were adjusted by some factor. Other study carried out in this work was the analysis of the influence of the diurnal and semidiurnal tidal modes on the dynamics of the  $h$ -type of  $E_s$  layer ( $E_{sh}$ ). The results showed that the prevailing tidal pattern and wind direction controlling the formation and descent of the  $E_{sh}$  were different depending on the month, which suggests the possible existence of a seasonal tidal wind pattern taking place in the Brazilian sector.

**Keywords:** Sporadic-E layers. Winds shear. Ionospheric modeling.

## LISTA DE FIGURAS

|  |    |
|--|----|
| Figura 1 - Representação do perfil vertical de densidade eletrônica da ionosfera diurna e a distribuição dos principais íons que a constitui. ....   | 29 |
| Figura 2 - a) Taxas individuais de produção de íons primários para um ângulo zenital solar de 60° com a termosfera a 1000K (baixa atividade solar) e 1500K (alta atividade solar); b) densidades iônicas da região E para os íons mais numerosos com a termosfera a 1000K e $\chi = 60^\circ$ , onde se destaca a dominância do constituinte $O_2^+$ .....         | 32 |
| Figura 3 - Comparação da variação diária e sazonal (verão e inverno) na densidade eletrônica das regiões D e E da ionosfera. ....  | 34 |
| Figura 4 - Variação média mensal do número de manchas solares (painel superior) e variação das frequências críticas $foE$ , $foF1$ e $foF2$ (painel inferior), desde o ciclo solar 17 até o 22. Nota-se, também, a modulação sazonal, com a manifestação do pico da região E no verão. ( <i>Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England</i> ).....            | 36 |
| Figura 5 - Perfil das condutividades ionosféricas, longitudinal, Pedersen e Hall ao meio-dia.  | 39 |
| Figura 6 - Configuração da formação do sistema de correntes elétricas através da teoria do dínamo, mostrando no período diurno: os ventos neutros (U), as correntes elétricas em altas latitudes, os terminadores do amanhecer (com cargas positivas) e do anoitecer (com cargas negativas). Na região do equador tem-se a corrente do eletrojato equatorial. .... | 40 |
| Figura 7 - Configuração da Formação do Eletrojato Equatorial. ....   | 41 |
| Figura 8 - Média de contornos do campo magnético vertical em nT devido ao sistema Sq medido durante o Ano Geofísico Internacional (1957). ....   | 43 |
| Figura 9 - Demonstração da camada $Es_f$ indicada pelas setas vermelhas nos dois painéis. Nos painéis têm-se (a) configuração idealizada pelo manual da U.R.S.I. <i>Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction</i> e em (b) tem-se a camada esporádica observada em JAT no dia 05 de dezembro de 2016 às 20:35 LT.....                                      | 47 |
| Figura 10 - Demonstração da camada $Es_l$ indicada pelas setas vermelhas nos dois painéis. Nos painéis têm-se (a) mostrando a camada $Es$ idealizada pelo manual da U.R.S.I. <i>Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction</i> e em (b) a camada esporádica observada em JAT no dia 07 de dezembro de 2016 às 09:15LT. ....                                 | 48 |
| Figura 11 - Demonstração da camada $Es_c$ indicada pelas setas vermelhas em ambos os painéis. Nos painéis têm-se (a) camada esporádica idealizada pelo manual da U.R.S.I. <i>Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction</i> e em (b) é mostrada a camada registrada em JAT no dia 03 de dezembro de 2016 às 11:35 UT (08:35 LT). ....                       | 48 |
| Figura 12 - Demonstração da camada $Es_h$ indicada pelas setas vermelhas. Nos painéis têm-se em (a) a camada esporádica idealizada pelo manual da U.R.S.I. <i>Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction</i> e em (b) a camada esporádica observada em JAT no dia 03 de dezembro de 2016 às 14:45 UT (11:45 LT).....  | 49 |
| Figura 13 - Demonstração da camada $Es_q$ indicada pelas setas vermelhas. Nos painéis têm-se (a) camada $Es$ idealizada pelo manual da U.R.S.I. <i>Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction</i> e em (b) a camada esporádica observada em São Luís-MA (SLZ) no dia 10 de dezembro de 2010 às 14:00 UT (11:00 LT). ....                                    | 50 |
| Figura 14 - Demonstração idealizada pelo manual da U.R.S.I. <i>Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction</i> da camada $Es_r$ .....  | 50 |

|  |    |
|--|----|
| Figura 15 - Demonstração da camada $Es_a$ , indicada pelas setas vermelhas. Nos painéis têm-se (a) mostrando a camada idealizada pelo manual da U.R.S.I. <i>Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction</i> e em (b) tem-se a camada esporádica que foi observada em CXP no dia 17 de outubro de 1973 às 03:15 UT (00:15 LT). .....  | 51 |
| Figura 16 - Demonstração da camada $Es_s$ , indicadas por setas vermelhas. Nos painéis têm-se (a) mostrando a camada idealizada pelo manual da U.R.S.I. <i>Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction</i> e no painel (b) tem-se a camada esporádica que foi observada em SJC no dia 08 de abril de 2016 às 04:35 UT (01:35 LT). .....  | 52 |
| Figura 17 - Influência do campo elétrico e dos ventos na formação das camadas $Es$ em relação ao ângulo de inclinação magnética. Nota-se a pouca influência do campo elétrico (NeE) com o aumento do ângulo de inclinação magnética, confirmando que o cisalhamento de ventos (NeU) é o principal agente na formação de camadas $Es$ em baixa e média latitudes. ....  | 55 |
| Figura 18 - Perfil da densidade dos íons $Fe^+$ , $Mg^+$ , $Ca^+$ e $Na^+$ na região de Wallops Island, Virgínia durante a chuva de meteoros no dia 12 de agosto de 1976. ....   | 57 |
| Figura 19 - Cisalhamento do vento zonal com a convergência vertical dos íons em uma fina camada de ionização que se forma na região em que a velocidade do vento é nula (região hachurada). O termo $\theta$ corresponde ao ângulo de deslocamento dos íons que está sob a influência do vento zonal (direcionado para oeste acima e para leste abaixo) e do campo magnético horizontal (B) com orientação penetrando no plano de visualização. .... | 63 |
| Figura 20 - Evolução da localização do ponto central da AMAS entre os anos de 1900 e 2015. A escala de cores denota que o valor mínimo do campo diminuiu ao longo do tempo. ....   | 66 |
| Figura 21 - Isolinhas da distribuição da intensidade total do campo geomagnético em que é possível observar uma baixa intensidade do valor do campo magnético (em nT) sobre a América do Sul em 2015. ....   | 67 |
| Figura 22 - Ionograma do dia 19 de junho de 2011 às 12:28 LT (11:28 UT) obtido da ionossonda digital de Juliusruh (54,6° N; 13,4° L; dip latitude 53° N), Alemanha. Destacam-se a onda ordinária e extraordinária das camadas $F_1$ , $F_2$ e camadas $Es$ e as frequências críticas dessas camadas. ....  | 71 |
| Figura 23 - Equipamentos internos da ionossonda digital CADI instalada em SJC, destacados pelos retângulos vermelhos. O sistema é composto pelo computador, gerador de frequência, transmissor, receptor, sistemas de controle de tempo e de aquisição de dados. ....  | 73 |
| Figura 24 - Antena delta com um mastro de aproximadamente 20 metros localizada no observatório de Física Espacial da UNIVAP em SJC. ....   | 73 |
| Figura 25 - Região na ionosfera varrida pela ionossonda com ângulo de 30° com a normal (ângulo de visão de 60°). ....  | 74 |
| Figura 26 - Ionograma mostrando os parâmetros $fbEs$ , $ftEs$ e $h'Es$ às 09:15 LT do dia 07 de dezembro de 2016 em JAT. No eixo das abscissas tem-se a frequência em MHz e no eixo das ordenadas tem-se a altura de reflexão do sinal em km. ....   | 75 |
| Figura 27 - Tela de redução dos parâmetros $h'Es$ , $fbEs$ , $ftEs$ e da classificação do tipo de camada $Es$ . ....   | 75 |
| Figura 28 - Gráfico de isofrequência de JAT (painel a) e SJC (painel b), mostrando a evolução das frequências em tempo e em altura entre os horários de 16:00 e 23:00 UT, no dia 1 de abril de 2016. ....  | 76 |

|  |     |
|--|-----|
| Figura 29 - Tela implementada para redução dos parâmetros $h'Es$ , $fbEs$ , $ftEs$ e da classificação do tipo para até três camadas $Es$ .....   | 77  |
| Figura 30 - Demonstração do funcionamento do radar meteorológico SKiYMET, com a distribuição da antena transmissora e das cinco antenas receptoras.....  | 77  |
| Figura 31 - Ilustração das coordenadas da trilha meteorológica. ....   | 79  |
| Figura 32 - Perfil do vento zonal em junho de 2016 em CXP utilizando (a) extrapolação realizada por Resende <i>et al.</i> (2017) com comprimento de onda constante e (b) extrapolação com comprimento de onda variável. ....   | 85  |
| Figura 33 - Perfil do vento meridional em junho de 2016 em CXP utilizando (a) extrapolação realizada por Resende <i>et al.</i> (2017) com comprimento de onda constante e (b) extrapolação com comprimento de onda variável.....   | 85  |
| Figura 34 - Perfil de densidade eletrônica (em escala logarítmica) em função da altura calculada pelo MIRE às 00:00 LT utilizando os ventos zonal e meridional das marés diurnas e semidiurnas em (a) comprimento de onda constante e (b) comprimento de onda variável para junho de 2016.....   | 86  |
| Figura 35 - Porcentagem de ocorrência dos tipos de camadas esporádicas: $Es_s$ (barras amarelas), $Es_h$ (barras azuis), $Es_c$ (barras vermelhas) e $Es_{fl}$ (barras cinzas) em JAT (painéis à esquerda) e SJC (painéis à direita). A linha tracejada verde denota a porcentagem de ocorrência mensal (média ponderada) das camadas $Es$ .....   | 90  |
| Figura 36 - Distribuição global da ocorrência das camadas $Es$ utilizando a técnica de Rádio Ocultação, para a) o verão, b) outono, c) inverno e d) primavera, no Hemisfério Sul. As setas vermelhas indicam a região de localização das ionossondas de JAT e SJC. ....  | 92  |
| Figura 37 - Mapa de altura-tempo do perfil das marés diurna e semidiurna do vento zonal e meridional inferidos no MIRE nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016.....   | 95  |
| Figura 38 - Perfil da densidade eletrônica em cada hora simulada pelo MIRE em dezembro de 2016 (representando o verão).....  | 98  |
| Figura 39 - Perfil da densidade eletrônica simulada pelo MIRE às 00:00 LT, 09:00 LT e 16:00 LT em a) abril (representativo do outono), b) junho (representativo do inverno) e c) setembro (representativo da primavera) de 2016. ....  | 99  |
| Figura 40 - Variações da densidade eletrônica máxima diurna obtidas dos ionogramas coletados em JAT (pontos cinzas) e SJC (pontos azuis) usando a equação $N_e = \log[1,24 \times 10^4 (fbEs)^2]$ , durante os meses de abril, junho, setembro e dezembro (painéis de cima para baixo). A linha verde (vermelha) denota a média suavizada da densidade eletrônica de JAT (SJC) e a linha preta refere-se ao máximo da densidade eletrônica obtida pelo modelo MIRE.....  | 101 |
| Figura 41 - Perfil ajustado das componentes dos ventos zonal e meridional nos meses de junho, setembro e dezembro de 2016. ....  | 103 |
| Figura 42 - Variações da densidade eletrônica máxima diurna obtidas dos ionogramas coletados em JAT (pontos cinzas) e SJC (pontos azuis) usando a equação $N_e = \log[1,24 \times 10^4 (fbEs)^2]$ durante os meses de abril, junho, setembro e dezembro (painéis de cima para baixo), média (suavizada) da densidade eletrônica de JAT (SJC) representada pela linha verde (vermelha) e densidade eletrônica modelada pelo MIRE (linha preta) considerando um ajuste na amplitude dos componentes dos ventos meridional e/ou zonal. .... | 105 |
| Figura 43 - Perfis ajustados dos componentes dos ventos zonal e meridional, considerando ambas as marés (diurna e semidiurna) em abril de 2016. No gráfico do vento zonal (painel esquerdo), a amplitude do componente zonal foi aumentada em um fator de 1,3 entre 06:00 e 18:00 LT. No gráfico do vento zonal noturno  |     |

|           |  |     |
|-----------|--|-----|
|           | (painel central), a amplitude do componente zonal foi aumentada em um fator de 1,5 entre 18:00 e 06:00 LT. No gráfico do vento meridional (painel direito), a amplitude do componente meridional diário (00:00-24:00 LT) foi aumentada em um fator de 1,8. ....  | 106 |
| Figura 44 | - Ionogramas de JAT mostrando o movimento de descida da camada $E_s h$ de 140 km até 110 km no dia 1 de abril de 2016. ....  | 109 |
| Figura 45 | - Ionogramas de SJC mostrando o movimento de descida da camada $E_s h$ de 128 km até 110 km no dia 1 de abril de 2016. ....  | 109 |
| Figura 46 | - Porcentagem de ocorrência da camada $E_s h$ nos meses de abril (linha e pontos vermelhos), junho (linha e pontos verdes), setembro (linha e pontos azuis) e dezembro (linha e pontos cinzas) em JAT (painel superior) e SJC (painel inferior). ....  | 110 |
| Figura 47 | - Variabilidade da altura virtual (barras cinzas) e intervalo de tempo da descida (barras vermelhas) das camadas $E_s h$ observadas em JAT (coluna da esquerda) e SJC (coluna da direita) nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016. ....   | 112 |
| Figura 48 | - Densidade eletrônica em função do tempo e da altura simulada pelo MIRE para os meses de abril, junho, setembro e dezembro no ano de 2016 referente à (a) maré diurna do vento zonal e meridional; (b) semidiurna do vento zonal e meridional; (c) semidiurna e diurna do vento zonal; (d) semidiurna e diurna do vento meridional e (e) semidiurna e diurna do vento zonal e meridional. ....  | 114 |
| Figura 49 | - Gráfico de isofrequência em 3, 4, 5, 6 e 7 MHz no dia 1 de abril de 2016 em (a) JAT e em (b) SJC. No painel (c) tem-se o gráfico altura-tempo da densidade eletrônica simulado pelo MIRE durante o mês de abril de 2016. O retângulo azul destaca a camada $E_s h$ simulada registrada no mesmo intervalo de tempo pelas ionossondas. ....   | 116 |
| Figura 50 | - Gráfico de isofrequência em 3, 4, 5 e 6 MHz no dia 7 de junho de 2016 em (a) JAT e em (b) SJC. No painel (c) tem-se o gráfico de altura-tempo da densidade eletrônica simulado pelo MIRE durante o mês de junho de 2016. O retângulo azul destaca a camada $E_s h$ simulada registrada no mesmo intervalo de tempo pelas ionossondas. ....   | 117 |
| Figura 51 | - Gráfico de isofrequência em 3 e 4 MHz no dia 8 de setembro de 2016 em (a) JAT e em (b) o gráfico de altura-tempo da densidade eletrônica simulado pelo MIRE durante o mês de setembro de 2016. O retângulo azul destaca a camada $E_s h$ simulada registrada no mesmo intervalo de tempo pelas ionossondas. ....   | 118 |
| Figura 52 | - Gráfico de isofrequência em 3, 4, 5, 6 e 7 MHz no dia 19 de dezembro de 2016 em (a) JAT e em (b) SJC. No painel (c) tem-se o gráfico da altura-tempo da densidade eletrônica simulado pelo MIRE durante o mês de dezembro de 2016. O retângulo azul destaca a camada $E_s h$ simulada registrada no mesmo intervalo de tempo pelas ionossondas. ....   | 119 |
| Figura 53 | - Gráfico da altura virtual ( $h' E_s$ ) (círculos cinza) das camadas $E_s h$ observadas em SJC e JAT, durante os meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016. As linhas com círculos pretos e asteriscos denotam as médias das variações mensais de $h' E_s$ em SJC e JAT, respectivamente. Os círculos vermelhos e azuis denotam a variabilidade da altura da $E_s$ simulada pelo MIRE, considerando a maré diurna e a maré semidiurna, respectivamente, incluindo o vento zonal e meridional. Os círculos verdes e cianos denotam a variabilidade da altura da $E_s$ simulada pelo MIRE, considerando a componente do vento neutro meridional e do vento neutro zonal, respectivamente, incluindo a maré diurna e semidiurna. .... | 122 |

- Figura 54 - Comparação entre a variabilidade da altura da  $E_{s_h}$  observada e simulada durante seu movimento descendente no dia 1 de abril de 2016. Os pontos vermelhos e azuis representam as variações de  $h'Es$  observadas em JAT e SJC, respectivamente. Os pontos com cores distintas nos painéis (a-d) denotam as variações simuladas da altura da camada  $Es$  considerando diferentes componentes dos ventos neutros e modos das marés. .... 124
- Figura 55 - Comparação entre a variabilidade da altura da  $E_{s_h}$  observada e simulada durante seu movimento descendente no dia 7 de junho de 2016. Os pontos vermelhos e azuis representam as variações de  $h'Es$  observadas em JAT e SJC, respectivamente. Os pontos com cores distintas nos painéis (a-d) denotam as variações simuladas da altura da camada  $Es$  considerando diferentes componentes dos ventos neutros e modos das marés. .... 125
- Figura 56 - Comparação entre a variabilidade da altura da  $E_{s_h}$  observada e simulada durante seu movimento descendente no dia 8 de setembro de 2016. Os pontos vermelhos e azuis representam as variações de  $h'Es$  observadas em JAT e SJC, respectivamente. Os pontos com cores distintas nos painéis (a-d) denotam as variações simuladas da altura da camada  $Es$  considerando diferentes componentes dos ventos neutros e modos das marés. .... 126
- Figura 57 - Comparação entre a variabilidade da altura da  $E_{s_h}$  observada e simulada durante seu movimento descendente no dia 19 de dezembro de 2016. Os pontos vermelhos e azuis representam as variações de  $h'Es$  observadas em JAT e SJC, respectivamente. Os pontos com cores distintas nos painéis (a-d) denotam as variações simuladas da altura da camada  $Es$  considerando diferentes componentes dos ventos neutros e modos das marés. .... 128

## LISTA DE TABELAS

|              |  |     |
|--------------|--|-----|
| Tabela 1 -   | Linhas espectrais importantes na ionização da região E, seus comprimentos de ondas e constituintes ionizados correspondentes.....  | 30  |
| Tabela 2 -   | Principais fotoionizações da região E. ....  | 31  |
| Tabela 3 -   | Principais recombinações eletrônicas dissociativas da região E. ....   | 31  |
| Tabela 4 -   | Principais reações de recombinações e de trocas de cargas da região E. ....  | 32  |
| Tabela 5 -   | Reações químicas do Fe/Fe <sup>+</sup> e seus respectivos coeficientes de reação.....  | 58  |
| Tabela 6 -   | Principais reações químicas do Mg/Mg <sup>+</sup> e seus respectivos coeficientes de reação. ....  | 59  |
| Tabela 7 -   | Estações de ionossondas utilizadas pelo grupo de pesquisa em Física Espacial da UNIVAP. ....   | 72  |
| Tabela 8 -   | Disponibilidade de ionogramas nos meses de abril, junho, setembro e dezembro, que foram utilizados para analisar a ocorrência e o comportamento das camadas <i>Es</i> em JAT e SJC.....  | 88  |
| Tabela 9 -   | Ocorrência dos diferentes tipos de camadas <i>Es</i> em JAT e SJC nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016. ....   | 88  |
| Tabela 10 -  | Limite superior de altura de ocorrência da maior amplitude no perfil dos ventos modelados pelo MIRE nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016. ....   | 96  |
| Tabela 11 -  | Comprimentos de ondas dos ventos modelados pelo MIRE em CXP nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016.....  | 97  |
| Tabela 12 -  | Fatores multiplicativos do vento diurno e noturno para melhor ajuste entre a densidade eletrônica modelada e as observações da ionossonda. ....  | 106 |
| Tabela 13 -  | Faixa de altura do movimento de descida das camadas <i>Es</i> simuladas pelo MIRE, considerando a maré diurna, maré semidiurna, vento meridional e vento zonal. ....   | 115 |
| Tabela 14 -  | Taxa de descida das camadas <i>Es<sub>h</sub></i> observadas em JAT e em SJC durante os meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016 e sua comparação com a taxa de descida das camadas <i>Es</i> simuladas pelo MIRE, considerando diferentes componentes dos ventos e modos das marés..... | 123 |
| Tabela B.1 - | Frequência absoluta das <i>Es</i> observadas em JAT e SJC, por tipo, nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016.....   | 161 |
| Tabela C.1 - | Quantidade de ionogramas disponíveis, pesos e ocorrência (em porcentagem), em cada hora, das camadas <i>Es</i> observadas em JAT no mês de abril de 2016.....  | 162 |

## LISTA DE SÍMBOLOS

|             |  |
|-------------|--|
| $A_{x0}$    | Parâmetro ajustado para o componente meridional da maré diurna     |
| $A_{y0}$    | Parâmetro ajustado para o componente zonal da maré diurna          |
| <b>B</b>    | Campo magnético  |
| $B_{x0}$    | Parâmetro ajustado para o componente meridional da maré semidiurna |
| $B_{y0}$    | Parâmetro ajustado para o componente zonal da maré semidiurna      |
| <b>E</b>    | Campo elétrico   |
| $E_i$       | Campo elétrico induzido  |
| $E_p$       | Campo elétrico de polarização                                      |
| $E_y$       | Campo elétrico zonal   |
| $E_z$       | Campo elétrico vertical  |
| $E_{\perp}$ | Campo elétrico perpendicular ao campo magnético                    |
| $f$         | Frequência da onda   |
| $fbEs$      | Frequência de bloqueio da camada $Es$ da ionosfera                 |
| $foE$       | Frequência crítica ordinária da região E da ionosfera              |
| $foF_1$     | Frequência crítica ordinária da camada $F_1$ da ionosfera          |
| $foF_2$     | Frequência crítica ordinária da camada $F_2$ da ionosfera          |
| $f_p$       | Frequência de plasma   |
| $ftEs$      | Frequência de topo da camada $Es$ da ionosfera                     |
| $fxEs$      | Frequência crítica extraordinária da camada $Es$ da ionosfera      |
| $fxF_1$     | Frequência crítica extraordinária da camada $F_1$ da ionosfera     |
| $fxF_2$     | Frequência crítica extraordinária da camada $F_2$ da ionosfera     |
| <b>g</b>    | Aceleração da gravidade  |
| $g_{x0}$    | Parâmetro ajustado para o componente meridional da maré semidiurna |
| $g_{y0}$    | Parâmetro ajustado para o componente zonal da maré semidiurna      |
| <b>H</b>    | Altura de escala atmosférica                                       |
| $hmE$       | Altura do pico da região E   |
| $h'Es$      | Altura virtual mínima da camada $Es$                               |
| $h_{x0}$    | Parâmetro ajustado para o componente meridional da maré diurna     |
| $h_{y0}$    | Parâmetro ajustado para o componente zonal da maré diurna          |
| <b>I</b>    | Inclinação magnética   |
| <b>j</b>    | Taxa de produção do Ferro  |

|                   |   |
|-------------------|---|
| $j'$              | Taxa de produção do Magnésio  |
| $\mathbf{J}$      | Densidade de corrente   |
| $\mathbf{J}_i$    | Densidade de corrente induzida  |
| $k$               | Taxa de reação dos constituintes moleculares                            |
| $L$               | Taxa de perda por unidade de volume                                     |
| $m$               | Massa molecular média   |
| $m_e$             | Massas dos elétrons   |
| $m_i$             | Massas dos íons   |
| $\text{Mt}$       | Átomo metálico  |
| $N_e$             | Densidade eletrônica  |
| $N_eE$            | Densidade eletrônica causada pelo efeito do campo elétrico              |
| $N_eU$            | Densidade eletrônica causada pelo efeito dos ventos                     |
| $N_eT$            | Densidade eletrônica causada pelo efeito do campo elétrico e dos ventos |
| $[N_i]$           | Densidade iônica  |
| $N_mE$            | Pico de densidade eletrônica da região E                                |
| $N_{m\acute{a}x}$ | Pico de densidade eletrônica da região/camada da ionosfera              |
| $o$               | Traço ordinário   |
| $P_i$             | Pressão do íon  |
| $q$               | Taxa de produção  |
| $R$               | Número de manchas solares   |
| $r$               | Distância entre a antena receptora e o rastro meteórico                 |
| $t$               | Tempo   |
| $T_K$             | Temperatura absoluta  |
| $t_{x0}(z)$       | Fase de onda para o vento meridional                                    |
| $t_{y0}(z)$       | Fase de onda para o vento zonal   |
| $\mathbf{U}$      | Velocidade dos ventos neutros   |
| $V$               | Velocidade das partículas   |
| $V_d$             | Velocidade de difusão   |
| $V_{iz}$          | Velocidade iônica vertical  |
| $V_r$             | Velocidade radial   |
| $\vartheta_x$     | Parâmetro ajustado para o componente meridional da maré semidiurna      |
| $\vartheta_y$     | Parâmetro ajustado para o componente zonal da maré semidiurna           |

|       |  |
|-------|--|
| $x$   | Traço extraordinário   |
| $z_0$ | Altura de referência do MIRE (assumida como igual a 100 km). |

### Símbolos gregos

|                |  |
|----------------|--|
| $\alpha$       | Taxa de recombinação dissociativo de elétrons e íons moleculares   |
| $\gamma$       | Taxa de reação dos constituintes do Ferro                          |
| $\gamma'$      | Taxa de reação dos constituintes do Magnésio                       |
| $\Gamma$       | Gradiente vertical da altura de escala atmosférica                 |
| $\delta$       | Operador que indica uma pequena diferença no valor de uma variável |
| $\lambda$      | Comprimento de onda  |
| $\mu_{x0}$     | Parâmetro ajustado para o componente meridional da maré diurna     |
| $\mu_{y0}$     | Parâmetro ajustado para o componente zonal da maré diurna          |
| $\nu$          | Frequência da radiação emitida                                     |
| $\vec{\sigma}$ | Condutividade tensorial  |
| $\sigma_c$     | Condutividade de Cowling   |
| $\sigma_D$     | Condutividade direta ou longitudinal                               |
| $\sigma_H$     | Condutividade Hall   |
| $\sigma_P$     | Condutividade Pedersen   |
| $T$            | Período da onda  |
| $\nu_e$        | Frequência de colisão dos elétrons                                 |
| $\nu_i$        | Frequência de colisão dos íons                                     |
| $\nu_{in}$     | Frequência de colisão efetiva dos íons com partículas neutras      |
| $\varphi$      | Azimute  |
| $\varphi_x$    | Parâmetro ajustado para o componente meridional da maré diurna     |
| $\varphi_y$    | Parâmetro ajustado para o componente zonal da maré diurna          |
| $\Phi$         | Potencial elétrico   |
| $\chi$         | Ângulo zenital   |
| $\omega_e$     | Frequência ciclotrônica dos elétrons                               |
| $\omega_i$     | Frequência ciclotrônica dos íons                                   |

### Constantes físicas

|              |                                  |  |
|--------------|----------------------------------|--|
| $c$          | Velocidade da luz no vácuo       | $[c = 2,998 \times 10^8 \text{ m/s}]$                          |
| $e$          | Carga elementar                  | $[e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}]$                          |
| $\epsilon_0$ | Permissividade elétrica no vácuo | $[\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2]$ |
| $h$          | Constante de Planck              | $[h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J.s}]$                       |
| $k$          | Constante de Boltzmann           | $[k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/molécula.K}]$              |

### Símbolos matemáticos especiais

|            |                              |
|------------|------------------------------|
| $\nabla$   | Operador <i>nabla</i>        |
| $\partial$ | Operador da derivada parcial |
| $d$        | Operador da derivada total   |
| $\Sigma$   | Operador somatório           |

## SUMÁRIO

|   |     |
|---|-----|
| 1 INTRODUÇÃO .....  | 21  |
| 2 A REGIÃO E DA IONOSFERA TERRESTRE.....  | 28  |
| 2.1 Composição Iônica da Região e da Ionosfera .....  | 31  |
| 2.2 Variabilidade da Região E.....  | 33  |
| 2.2.1 <i>Variação Diária</i> .....  | 33  |
| 2.2.2 <i>Sazonalidade e Variação Latitudinal</i> .....  | 34  |
| 2.2.3 <i>Variação com o Ciclo de Atividade Solar</i> .....  | 35  |
| 2.3 Principais Processos Físicos da Região E .....  | 37  |
| 2.3.1 <i>Condutividade Ionosférica</i> .....  | 37  |
| 2.3.2 <i>Dínamo da Região E</i> .....   | 39  |
| 2.3.3 <i>Eletrojato Equatorial</i> .....  | 41  |
| 2.3.4 <i>Ventos de Marés na Região E</i> .....  | 43  |
| 3 CAMADAS $E_s$ .....   | 46  |
| 3.1 Tipos de Camadas E-Esporádicas.....   | 46  |
| 3.1.1 <i>Camada <math>E_{sf}</math></i> .....   | 47  |
| 3.1.2 <i>Camada <math>E_{st}</math></i> .....   | 47  |
| 3.1.3 <i>Camada <math>E_{sc}</math></i> .....   | 48  |
| 3.1.4 <i>Camada <math>E_{sh}</math></i> .....   | 49  |
| 3.1.5 <i>Camada <math>E_{sq}</math></i> .....   | 49  |
| 3.1.6 <i>Camada <math>E_{sr}</math></i> .....   | 50  |
| 3.1.7 <i>Camada <math>E_{sa}</math></i> .....   | 51  |
| 3.1.8 <i>Camada <math>E_s</math></i> .....  | 51  |
| 3.2 Eletrodinâmica das Camadas $E_s$ .....  | 52  |
| 3.3 Processos Químicos Envolvidos na Formação das Camadas $E_s$ .....   | 56  |
| 3.3.1 <i>Origem dos Íons Metálicos</i> .....  | 56  |
| 3.3.2 <i>Principais Reações do <math>Fe^+</math> e <math>Mg^+</math></i> .....  | 58  |
| 3.4 Processos Físicos na Formação da Camada $E_s$ .....   | 61  |
| 3.4.1 <i>Cisalhamento de Ventos em Regiões de Baixa e Média Latitude</i> .....  | 62  |
| 3.4.2 <i>Precipitação de Partículas</i> .....   | 64  |
| 4 INSTRUMENTAÇÃO .....  | 68  |
| 4.1 A Ionossonda Digital CADI .....   | 71  |
| 4.2 Redução dos Parâmetros da Camada $E_s$ s partir dos Ionogramas.....   | 74  |
| 4.3 Dados de Ventos do Radar Meteorológico de Cachoeira Paulista .....  | 77  |
| 5 MODELO IONOSFÉRICO DA REGIÃO E (MIRE) .....   | 80  |
| 5.1 Os Ventos Inferidos de Medidas do Radar Meteorológico do Tipo SKiYMET .....                                       | 82  |
| 5.2 Modificações dos Ventos Neutros Acima de 120 km .....   | 84  |
| 6 RESULTADOS E DISCUSSÕES: ANÁLISE DAS CAMADAS $E_s$ EM BAIXAS<br>LATITUDES.....                                      | 88  |
| 6.1 Distribuição Diária e Mensal das Camadas $E_s$ .....  | 88  |
| 6.2 Perfis dos Ventos de Marés em Baixas Latitudes .....  | 94  |
| 6.3 Comparação entre as Densidades Eletrônicas Medidas e Modeladas.....   | 97  |
| 6.4 Análise das Discrepâncias entre os Ventos Observacionais e Formação das<br>Camadas $E_s$ .....                    | 103 |
| 7 RESULTADOS E DISCUSSÕES: ANÁLISE DO EFEITO DO VENTO NO<br>MOVIMENTO DESCENDENTE DA CAMADA ESPORÁDICA $E_{sh}$ ..... | 108 |
| 7.1 Análise do Comportamento e Variabilidade das Camadas $E_{sh}$ Observadas nos<br>Dados de Ionossonda.....          | 108 |

|   |     |
|---|-----|
| 7.2 Análise do Comportamento e Variabilidade da Camada $E_s$ Utilizando Simulações.....   | 113 |
| 8 CONCLUSÕES.....   | 130 |
| 8.1 Perspectivas Futuras .....  | 134 |
| REFERÊNCIAS .....   | 135 |
| APÊNDICE .....  | 147 |
| APÊNDICE A - ESTUDO DE CASO: CARACTERÍSTICAS DA CAMADA $E_s$ NA REGIÃO DA AMAS DURANTE PERÍODOS GEOMAGNETICAMENTE PERTURBADOS ..... | 147 |
| A.1 ESTUDO DO PERÍODO PERTURBADO DO DIA 01 A 05 DE SETEMBRO DE 2016.....  | 147 |
| A.2 ESTUDO DO PERÍODO PERTURBADO DO DIA 25 A 30 DE SETEMBRO DE 2016.....  | 156 |
| APÊNDICE B - FREQUÊNCIA ABSOLUTA DAS CAMADAS $E_s$ EM JAT E SJC NOS MESES DE ABRIL, JUNHO, SETEMBRO E DEZEMBRO DE 2016 .....        | 161 |
| APÊNDICE C – OCORRÊNCIA E PESOS DAS $E_s$ EM JAT NO MÊS DE ABRIL ...  | 162 |
| APÊNDICE D – CÁLCULO DA MÉDIA PONDERADA DAS CAMADAS $E_s$ .....   | 163 |
| D.1 CÁLCULO DA MÉDIA PONDERADA MENSAL DAS CAMADAS $E_s$ .....   | 163 |
| D.2 CÁLCULO DA MÉDIA PONDERADA MENSAL POR TIPO DE CAMADA $E_s$ .....  | 163 |

## 1 INTRODUÇÃO

A ionosfera é uma região da atmosfera onde íons e elétrons estão presentes em quantidades suficientes para afetar a propagação dos sinais de radiofrequências. Ela é formada por regiões que podem refletir determinadas frequências das ondas de rádio bem como absorver e refratar outras (RISHBETH; GARRIOTT, 1969). As ondas refletidas pela ionosfera por um sinal emitido em solo podem ser detectadas pelas antenas receptoras de aparelhos de rádio localizados a diversas distâncias. Quanto mais alta estiver a região/camada da ionosfera que reflete o sinal de rádio, mais distante o sinal pode chegar e, quanto maior for a densidade da região ionosférica, maior será a frequência de ondas que podem ser refletidas/refratadas.

Uma das regiões da ionosfera é a região E, que tem como particularidades a ocorrência de picos de duas condutividades ionosféricas, a presença mais intensa do dínamo em determinado período do dia e a presença, no equador magnético, da corrente do eletrojato equatorial (EEJ). Nessa região também ocorrem adensamentos do plasma ionosférico, as camadas E-esporádicas, ou simplesmente *Es*. As camadas *Es* são caracterizadas por terem uma espessura estreita, menor que 10 km e ocorrerem principalmente entre 90 e 130 km (BAYRU, 2007; RESENDE; DENARDINI, 2012; RESENDE, 2014).

Uma das principais características das camadas *Es* é a sua significativa densidade de íons metálicos, uma vez que eles têm tempo de vida maior que os íons moleculares (KOPP, 1997; BAYRU, 2007). Esta alta densidade interfere na propagação da radiofrequência, principalmente refletindo ondas de rádio com frequência superior à frequência refletida pela região E. Em outras palavras, as camadas *Es* podem bloquear a reflexão de um sinal de rádio de uma camada ionosférica superior.

As primeiras observações de camadas *Es* como evidência de uma ionização anormal nas alturas da região E foram relatadas no início da década de 1940 (FERRELL, 1947). Utilizava-se ondas de rádio refletidas na incidência vertical e nas comunicações ponto a ponto para monitorar a distribuição espacial das camadas *Es*. As características de enfraquecimento dos diferentes ecos das camadas *Es* foram importantes na criação e na classificação dos tipos existentes. Após as primeiras observações, os pesquisadores começaram a estudar a física responsável pela ocorrência de camadas *Es*. Os inúmeros estudos realizados ao longo de aproximadamente seis décadas após os primeiros relatórios, por sua vez, trouxeram um crescimento no conhecimento sobre os fenômenos das *Es* e foi observado que os processos

físicos de formação das camadas *Es* dependem principalmente da latitude magnética (RATCLIFFE, 1962; SMITH, 1962; RESENDE, 2014), sendo que: a) às *Es* em zona auroral foram postuladas como sendo principalmente devido às partículas carregadas que penetram na ionosfera inferior (MATSUSHITA, 1962); b) às camadas *Es* de média/baixa latitude foram atribuídas primeiramente ao cisalhamento de ventos (WHITEHEAD, 1961) e também devido aos efeitos combinados dos campos elétricos ionosféricos e dos ventos neutros horizontais (NYGRÉN *et al.*, 1984); e c) às camadas *Es* equatoriais foram consideradas uma manifestação de irregularidades do EEJ devido ao mecanismo de instabilidade do gradiente de deriva  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  (REID, 1968).

Atualmente, com o advento das novas técnicas de observação obtém-se medições mais precisas da densidade eletrônica em altitudes das *Es*, devido ao aumento da resolução de dados em altura e tempo. Embora exista um consenso de que tudo sobre a formação de camadas *Es* não é completamente conhecido, as realizações nos últimos 20 anos de experimentos coordenados terrestres e espaciais, suportados por modelos de física da região E, resolveram muitas das questões propostas pelos cientistas anteriores.

Em latitudes tropicais ( $< 25^\circ$  de latitude), região de interesse deste trabalho, estudos de comportamento de longo prazo revelaram diferentes tipos de camadas *Es* que ocorreram como uma manifestação dos mecanismos concorrentes entre cisalhamento de ventos neutros e campos elétricos equatoriais. Por exemplo, Abdu *et al.* (1996) analisaram 16 anos (1975-1990) de dados da ionossonda localizada na estação de Fortaleza ( $3,9^\circ$  S;  $38,4^\circ$  O) e relataram uma diminuição na frequência de ocorrência da *Es* tipo equatorial ( $Es_q$ ), enquanto que os demais tipos de *Es*, comumente observadas em baixa/média latitudes, apresentaram um aumento sistemático em suas taxas de ocorrência. Os autores argumentaram que a diminuição da ocorrência de  $Es_q$  se deveu principalmente pelo aumento do ângulo de inclinação em Fortaleza causado pela variação secular do campo geomagnético (deriva para o norte do equador magnético).

Abdu *et al.* (1997) mostraram que as variações do fluxo solar podem modular a taxa de ocorrência dos diferentes tipos de *Es* com um máximo durante o pico do ciclo de atividade solar. Além disso, Abdu *et al.* (2005) apresentaram evidências de frequente ocorrência noturna das *Es* de bloqueio na região da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AMAS), associada a uma fonte regular de ionização causada por precipitação de partículas energéticas.

Chu *et al.* (2014) relataram um estudo morfológico global das camadas *Es*, a partir das medições por rádio ocultação (RO) do Sistema Global de Posicionamento (GPS). Suas

observações ocorreram no conhecido período de mínimo solar extremo (2006-2011). De acordo com Chu *et al.* (2014), as ocorrências de *Es* foram muito raras na zona equatorial geomagnética (dentro de  $\pm 3^\circ$  de dip latitude), enquanto nas regiões de baixa latitude (entre  $5^\circ$  e  $30^\circ$  nos hemisférios norte e sul) foi principalmente um fenômeno ocorrido nos meses de verão. No entanto, para baixas latitudes no setor sul-americano, as medidas de RO de GPS de Arras *et al.* (2008) e Resende *et al.* (2018b) mostraram uma ocorrência um pouco maior durante o equinócio de outono.

Incluindo resultados de modelagem e simulação, os estudos mais recentes forneceram aspectos relevantes dos processos físicos que possivelmente estão controlando a formação e a ruptura das camadas *Es* tropicais. Por exemplo, Carrasco, Batista e Adbu (2007) analisaram dados de ionossonda e mostraram a partir de resultados de modelos que a ocorrência de *Es* em baixas latitudes é dominada principalmente pelos ventos de marés. No entanto, seu modelo também revelou que o processo de convergência de íons para a formação de camadas *Es*, impulsionado principalmente pelo mecanismo de cisalhamento do vento, poderia ser diminuído após o pôr do sol devido à presença de um campo elétrico vertical para cima. A consequência disso é uma interrupção na formação de camadas *Es* durante a noite, associada à intensificação do campo elétrico zonal pré-reverso. Uma inversão do campo elétrico vertical para baixo poderia favorecer a formação/intensificação das camadas *Es*.

Yeh *et al.* (2014) usaram dados de RO de GPS e informações de meteoros, com a utilização do modelo *International Geomagnetic Reference Field* (IGRF), *Horizontal Wind Model* (HWM07) e *Mass Spectrometer-Incoherent Scatter* (MSIS), para investigar o importante papel da teoria de cisalhamento do vento e do mecanismo de ionização meteórica na formação de *Es*. Eles argumentaram que, enquanto o mecanismo de ionização de meteoros contribui para a fonte de partículas ionizadas na camada *Es*, o mecanismo de cisalhamento do vento (convergência de íons) explica a diferença na atividade da camada *Es* entre os hemisférios sul e norte.

Resende *et al.* (2016) empregaram o Modelo Ionosférico da Região E (MIRE) para investigar a competição entre ventos de maré e campos elétricos na formação de camadas *Es* de bloqueio. Os autores mostraram que, embora a teoria de cisalhamento do vento explique a formação de camadas *Es*, os campos elétricos induzidos pelo EEJ podem inibir os efeitos dos ventos de marés e causar uma interrupção da *Es* de bloqueio nas regiões equatoriais. Mais recentemente, Resende *et al.* (2017) incorporaram, no modelo MIRE, dados de ventos obtidos a partir de observações de radar meteórico em uma estação de baixa latitude e relataram um

movimento descendente das camadas  $Es$  que concorda com a teoria dos efeitos das marés diurna e semidiurna.

Outra análise em discussão na comunidade científica é o movimento de descida da camada tipo  $h$  ( $Es_h$ ), abordada neste trabalho. As camadas  $Es$  *high* são geralmente observadas durante o dia e interpretadas nos ionogramas como traços que mostram uma descontinuidade em altura com o traço da região E normal na frequência crítica ( $foE$ ) ou acima dela (PIGGOTT; RAWER, 1972). Pode se manifestar acima da altura do pico da região E ( $hmE$ ) em altitudes entre cerca de 120 e 150 km. À medida que se intensifica em termos de densidade eletrônica, a  $Es_h$  tende a se mover para baixo, evoluindo para o tipo  $Es_c$ , até a altura do traço normal da região E, perto de 100 km, onde eventualmente desaparece (SHRESTHA, 1978).

Diferentes estruturas de marés podem desempenhar um papel importante tanto na formação da  $Es_h$  quanto em seu movimento descendente quando os íons metálicos podem ser transportados para alturas mais baixas, causando a intensificação da  $Es$  (CHAPMAN; LINDZEN, 1970; PANCHEVA *et al.* 2003). Como os ventos predominantes na região E são gerados por mecanismos de aquecimento e resfriamento da atmosfera, o estudo da dinâmica das camadas  $Es$  impactadas pelas marés solares é um tema relevante também no estudo do clima espacial.

Nas últimas duas décadas, os estudos demonstraram que, dependendo da hora e do período sazonal, os diferentes modos de marés podem controlar a descida da camada  $Es$ . Por exemplo, Lee *et al.* (2003) estudaram as camadas  $Es$  da altura superior a partir de ionogramas registrados por uma ionossonda instalada em uma estação de baixa latitude, (24,9° N; 121,2° L) no setor de Taiwan e relataram uma característica sazonal das marés. Os autores observaram que as  $Es$  formadas acima de 130 km ocorreram principalmente durante o dia (começando perto do nascer do sol e terminando às 18:00 LT) e eram dominadas pela maré semidiurna (quaterdiurna) nos meses locais de primavera/inverno (verão/outono).

O estudo das camadas  $Es$ , apesar de grande importância, ainda não é totalmente explorado em baixas latitudes, principalmente no setor brasileiro, no qual tem diversas peculiaridades. Embora nosso conhecimento da variabilidade das alturas das camadas  $Es$  descendentes tenha avançado nos últimos anos, ainda há dúvidas sobre os efeitos das marés na dinâmica de  $Es$  em baixas latitudes. Portanto, a principal motivação deste trabalho de pesquisa é o estudo mais aprofundado sobre os processos de formação das camadas  $Es$ , as ocorrências

dos tipos mais frequentes dessas camadas, e o movimento descendente do tipo de camadas esporádicas que se forma em alturas maiores na região E (tipo  $Es_h$ ).

Atualmente o grupo de pesquisa em Física Espacial da Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP) dispõe dos dados de cinco estações ionosféricas, localizadas no setor brasileiro, que possibilita a realização de um estudo aprofundado das camadas  $Es$ . O grupo gerencia uma rede de ionossondas desde o ano 2000. Contudo, este é o primeiro trabalho que utiliza essa rede para avaliar o comportamento das camadas  $Es$ . Este trabalho utilizará os dados de duas ionossondas estrategicamente posicionadas na região de baixa latitude do setor brasileiro.

Existem na literatura científica, trabalhos que mostraram resultados sobre as camadas  $Es$  no setor brasileiro. Por exemplo, Resende (2010) e Resende (2014) estudou as camadas  $Es$  sobre as regiões equatorial/baixa latitudes brasileiras utilizando dados observacionais e modelagem ionosférica da região E. Em seus trabalhos, a autora verificou muitas questões que deveriam ser investigadas mais profundamente devido as peculiaridades da região brasileira. Por exemplo, as regiões analisadas neste trabalho estão localizadas no setor sob a influência da AMAS, permitindo que o mecanismo de precipitação das partículas energéticas aprisionadas no cinturão de radiação de Van Allen também possa ser efetivo na formação de camada  $Es$ .

Um dos objetivos deste trabalho foi estudar o comportamento dos diferentes tipos de camadas  $Es$  observados na estação de baixa latitude Jataí ( $17,9^\circ$  S;  $51,7^\circ$  O; dip latitude:  $13,4^\circ$  S) e São José dos Campos ( $23,2^\circ$  S;  $45,8^\circ$  O; dip latitude:  $21,0^\circ$  S) e investigar o papel do cisalhamento de vento no seu processo de formação (via modelagem).

Na condução deste estudo, primeiramente foi realizada a etapa de redução dos parâmetros das camadas  $Es$  a partir dos ionogramas gravados pelas ionossondas instaladas em Jataí (JAT) e São José dos Campos (SJC). Na redução utilizou-se o programa UNIVAP Digital *Ionosonde Data Analysis* (UDIDA) e foram obtidas as características das camadas  $Es$  como o tipo, frequência de bloqueio ( $fbEs$ ), frequência de topo ( $ftEs$ ) e a altura virtual ( $h'Es$ ). Foram reduzidos dados dos ionogramas registrados durante os meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016. Uma vez reduzido o parâmetro  $fbEs$ , foi estimado os valores da densidade eletrônica das camadas  $Es$  através da equação que relaciona densidade e frequência, dada por  $N_e = [1,24 \times 10^4 (fbEs)^2]$ . Finalmente, para cada estação ionosférica foi analisada a ocorrência mensal e diária dos diferentes tipos de  $Es$ .

Além disso, foi utilizado o modelo MIRE para simular a densidade das camadas  $Es$

sobre estas regiões a fim de correlacioná-las com os dados observacionais. Este modelo foi modificado para este estudo e, assim, foi possível analisar o processo de formação das camadas  $Es$  no setor estudado. Como os ventos de marés estão diretamente envolvidos no processo de formação das camadas  $Es$ , foram utilizados dados observacionais coletados pelo radar meteorológico *SKiYMET* instalado na estação de baixa latitude de Cachoeira Paulista (CXP) ( $22,7^\circ$  S;  $45,0^\circ$  O; dip latitude:  $21,1^\circ$  S). A partir dos dados do radar os parâmetros dos ventos de marés foram inferidos como entrada no MIRE. Com isso, a densidade eletrônica gerada como saída do modelo foi comparada com os valores observacionais da densidade eletrônica em cada mês.

Outro objetivo deste trabalho foi estudar a dinâmica do tipo de camada E-esporádica *high* ( $Es_h$ ). Estas camadas realizam um movimento de descida, o qual tem sido pouco investigado pela comunidade científica.

O modelo MIRE também foi utilizado neste estudo da evolução em altura da camada  $Es_h$ , nos quais os modos de marés (diurna e semidiurna) e as componentes dos ventos (meridional e zonal) foram analisados separadamente. Portanto, utilizando simulações, foi estabelecido para cada mês de estudo, o padrão de maré e a direção do vento prevalecente para a formação e descida destas camadas  $Es_h$ .

O desenvolvimento e conclusão deste trabalho serão divididos em sete Capítulos. No Capítulo 2 será abordada a região E, destacando o processo de ionização e perda, o seu comportamento diário, latitudinal, sazonal e de acordo com o ciclo solar bem como os seus processos físicos. Em seguida, no Capítulo 3, as camadas  $Es$  serão apresentadas, enfatizando os seus tipos e o mecanismo químico e dinâmico de sua formação. Além disso, nesse Capítulo será destacada a origem dos seus constituintes (íons metálicos) e as reações que ocorrem com esses íons metálicos.

No Capítulo 4 serão apresentados os instrumentos utilizados no trabalho, a ionossonda tipo CADI, que fornece os dados observacionais, e o radar meteorológico *SKiYMET*, que fornece os dados de ventos que serão utilizados para simulação no modelo MIRE. No Capítulo 5 será apresentado o modelo MIRE, enfatizando as equações envolvidas no cálculo da densidade dos principais íons moleculares e metálicos.

Os resultados serão divididos nos Capítulos 6 e 7. No Capítulo 6 será apresentada a distribuição diária e mensal das camadas  $Es$  presentes nas regiões estudadas e a análise com simulações destas camadas  $Es$ . No Capítulo 7 será apresentada a análise dos ventos no movimento de descida da camada  $Es_h$ . Finalmente, no Capítulo 8 serão apresentadas as

contribuições deste trabalho para o estudo da ionosfera de baixas latitudes e as principais conclusões deste trabalho. Ainda vale ressaltar que será apresentada no “Apêndice A” a discussão sobre dois estudos de casos de períodos perturbados que ocorreram durante o período analisado para verificar a atuação do mecanismo de precipitação de partículas sobre as camadas *Es*.

## 2 A REGIÃO E DA IONOSFERA TERRESTRE

A atmosfera terrestre possui uma camada diferenciada, caracterizada pela presença de íons e elétrons, denominada ionosfera. Essa camada interfere diretamente na propagação de ondas de rádio podendo absorver, refratar e refletir essas ondas, principalmente na faixa de alta frequência (HF, do inglês *High Frequency*). A reflexão das ondas através da ionosfera é determinante no processo de comunicação via rádio, pois garante que o sinal alcance grandes distâncias. De acordo com Weissberger *et al.* (1982), as alturas que são importantes para a propagação de ondas HF situam-se entre aproximadamente 50 e 500 km. Na prática, a ionosfera tem um limite inferior de 50 a 70 km e um limite superior impreciso, embora seja definido esse limite em 2000 km para a maioria das aplicações (TASCIONE, 1994).

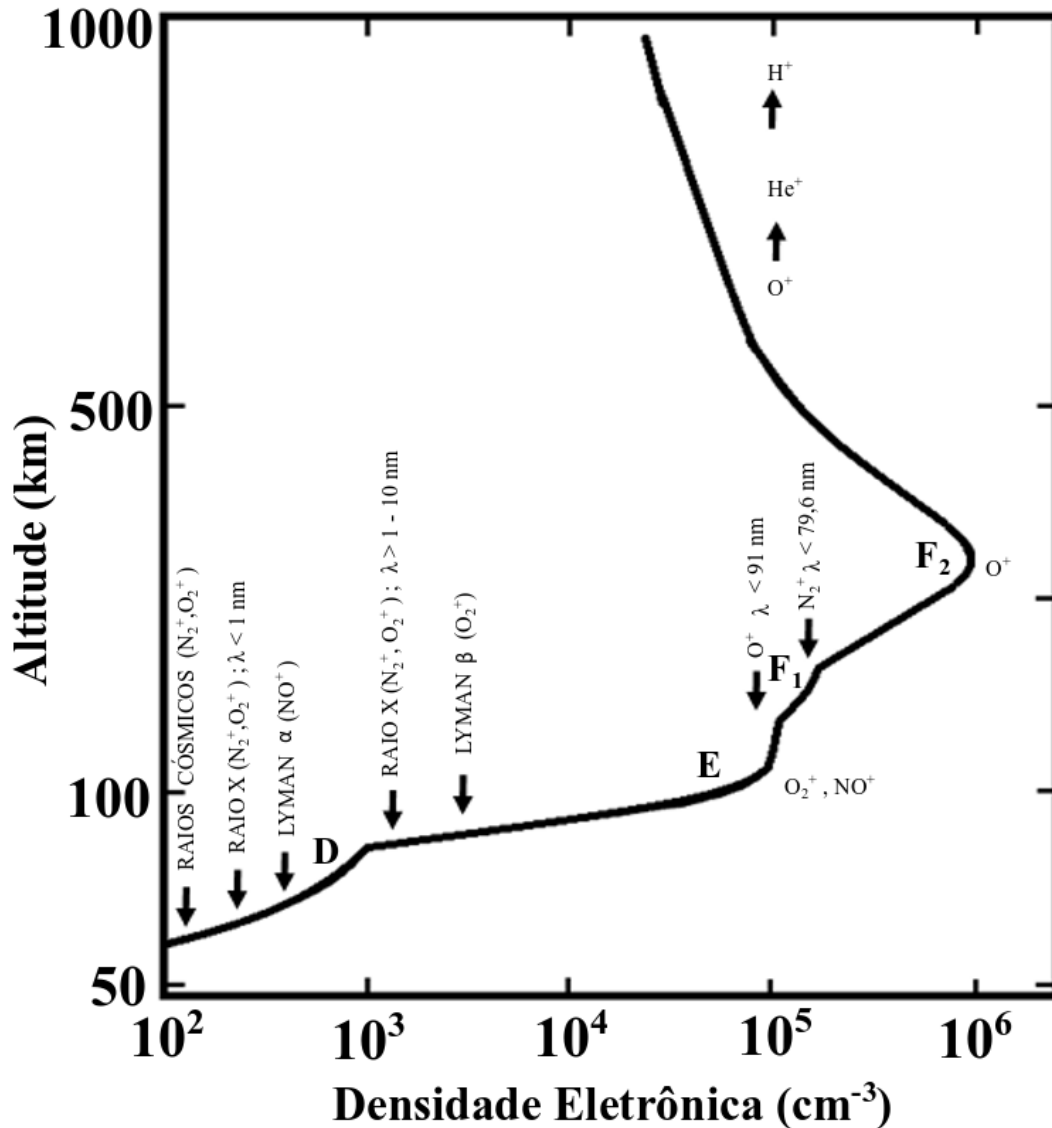
A radiação solar é um dos fatores primordiais na formação da ionosfera, pois é a principal fonte de ionização, que ocorre nas faixas do Extremo Ultravioleta (EUV), Ultravioleta (UV) e da radiação de raios X. Outros fatores como a precipitação de partículas carregadas também têm efeito na sua formação. Ainda, a ionosfera é dividida em regiões e camadas, que se desenvolvem devido ao: (a) espectro solar que deposita sua energia em várias alturas através da absorção dos diferentes constituintes presentes na atmosfera; (b) a física da perda por recombinação que depende da densidade atmosférica (que varia com a altura); e (c) a composição da atmosfera (TASCIONE, 1994). A Figura 1 exemplifica a distribuição da densidade eletrônica dos constituintes na ionosfera em função da altura e mostra as regiões e camadas que formam a ionosfera, desde 50 km até 1000 km.

Na Figura 1 observa-se a parte mais inferior da ionosfera, classificada como região D, que começa praticamente na altura de 50 km e se estende até 90 km (HARGREAVES, 1992; TASCIONE, 1994). Trata-se de uma região que se forma em função da fotoionização do óxido nítrico (NO) ou monóxido de nitrogênio. Possui densidade que vai de  $10^2$  a  $10^3$  elétrons/cm<sup>3</sup>. A fotoionização ocorre através da radiação Lyman- $\alpha$  e do espectro solar que possui comprimento de onda de 121,6 nm. A classe Lyman- $\alpha$  refere-se a uma radiação que provém da emissão do átomo de hidrogênio e ocorre quando um elétron passa do nível de energia dois (que se refere ao número quântico principal) para o nível de energia um, liberando energia em forma de fóton e contribuindo na fotoionização da região D.

A região E da ionosfera, que é o foco neste estudo, também é notada na Figura 1, tem como limite inferior a região D e localiza-se entre as alturas de 90 km e 150 km (KELLEY,

2009). Foi a primeira região da ionosfera a ser descoberta e recebeu essa denominação por representar uma região eletrificada (E) (BAYRU, 2007).

Figura 1- Representação do perfil vertical de densidade eletrônica da ionosfera diurna e a distribuição dos principais íons que a constitui.



Fonte: Modificada de Banks e Kockarts (1973).

A região E é formada a partir da radiação solar com comprimento de onda no intervalo de 3,1 a 10 nm e comprimento de onda maior que 80 nm. O comprimento de onda entre 3,1 e 10 nm atua na ionização do oxigênio molecular ( $\text{O}_2$ ), nitrogênio ( $\text{N}_2$ ) e oxigênio atômico ( $\text{O}$ ). Entre as radiações maiores que 80 nm, têm-se a linha C(III) com  $\lambda$  de 97,7 nm e Lyman- $\beta$  com comprimento de onda de 102,5 nm (BANKS; KOCKARTS, 1973). A radiação Lyman- $\beta$  origina-se quando elétrons descem do nível de energia três para o nível um e, portanto,

liberam mais energia na forma de fótons que a Lyman- $\alpha$ . Essa radiação atua diretamente na ionização do  $O_2$ . A radiação Lyman-contínuo, com comprimento de onda menor que 91 nm também contribui na formação da região E através da ionização do  $O_2$ . A radiação EUV com comprimento de onda entre 80 e 102,7 nm é absorvida pelo  $O_2$  e forma o íon  $O_2^+$ . Outras radiações ionizantes também atuam na formação da região E, como os raios X com comprimentos de ondas de 1 a 10 nm, que podem ionizar todos os constituintes atmosféricos presentes nesta região. Para sumarizar a ionização da região E, a Tabela 1 mostra as linhas espectrais da região E, com os seus comprimentos de ondas e os constituintes ionizados.

Tabela 1 - Linhas espectrais importantes na ionização da região E, seus comprimentos de ondas e constituintes ionizados correspondentes.

| <b>Radiação Ionizante</b> | <b><math>\lambda</math> em nm</b> | <b>Constituinte Ionizado</b> |
|---------------------------|-----------------------------------|------------------------------|
| Radiação solar            | 3,1 a 10                          | $O_2$ , $N_2$ e O            |
| Linha C (III)             | 97,7                              | $O_2$                        |
| Lyman- $\beta$            | 102,5                             | $O_2$                        |
| Lyman-contínuo            | < 91                              | O                            |
| Raios X                   | 1 a 10                            | Todos                        |

**Fonte:** Banks e Kockarts, (1973).

Outra parte da ionosfera, que também é destacada na Figura 1, é a região F que está localizada a partir da altura de 150 km com limite superior bastante variado, entre aproximadamente 1200 e 2000 km (TASCIONE, 1994). A região F é subdividida em outras duas camadas, denominadas camada  $F_1$  e camada  $F_2$ . A região F deriva da radiação cuja seção transversal de absorção é superior a  $10^{-17} \text{ cm}^2$ . Isso inclui o comprimento de onda na faixa de 10 e 80 nm (EUV) e resulta na fotoionização de  $N_2$ ,  $O_2$  e O (BANKS; KOCKARTS, 1973).

Além do EUV, têm-se como fonte de ionização, as linhas de Hélio II na camada  $F_1$ . Na camada  $F_2$  a própria difusão da camada  $F_1$  é considerada uma fonte de ionização.

A camada  $F_1$  tem início em torno de 150 km e atinge a altura aproximada de 200 km (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; KELLEY, 2009). A esta estratificação é atribuída à parte mais absorvida do espectro solar, entre cerca de 20 e 90 nm que inclui a intensa linha de emissão solar em 30,4 nm. A camada  $F_1$  é geralmente observada durante o dia e apresenta-se mais intensa no solstício de verão que no solstício de inverno (HARGREAVES, 1992). Esta camada também é caracterizada por apresentar um pequeno pico de ionização secundário na concentração eletrônica ou uma inflexão na curva de densidade, em torno de 180 km. Na altura da camada  $F_1$  é onde ocorre a transição das perdas quadráticas da densidade eletrônica ( $N_e$ ) para as perdas lineares (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; TASCIONE, 1994).

A camada F<sub>2</sub> tem início em torno de 200 km e pode atingir uma altura aproximada de 2000 km. Além disso, é dominada por processos dinâmicos e nela ocorre a interação entre a ionosfera superior com os ventos neutros termosféricos. Nessa camada a presença do campo magnético também exerce grande influência na distribuição da ionização. A camada F<sub>2</sub> é composta por toda a ionosfera superior, e nela está presente o pico de ionização da região F. Acima do pico a ionosfera está em equilíbrio difusivo, isto é, o plasma ionosférico tende a se distribuir com a sua própria altura de escala (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; TASCIONE, 1994).

Através do processo de fotoionização, os constituintes atmosféricos são ionizados em um processo chamado de ionização primária. Outro processo, a ionização secundária, ocorre quando partículas ionizadas reagem com moléculas neutras através de colisões. Na altura da região F a atmosfera é mais rarefeita e dessa forma a recombinação dos íons ocorre de forma que a perda não seja suficientemente elevada, favorecendo a permanência da região F noturna.

Na região F, em alguns casos, ainda é possível observar uma terceira camada, F<sub>3</sub>, devido a efeitos químicos e dinâmicos da ionosfera em torno do equador magnético, que pode aparecer no período da manhã acima do pico da camada F<sub>2</sub> (BALAN *et al.*, 1997; BATISTA *et al.*, 2000).

## 2.1 Composição Iônica da Região e da Ionosfera

Na região E, além da fotoionização (Tabela 2), ocorrem outros processos importantes para a sua composição. Entre eles, têm-se a recombinação eletrônica dissociativa (Tabela 3) e a recombinação e reações de trocas de cargas (Tabela 4).

Tabela 2 - Principais fotoionizações da região E.

| Reação química                                   | Taxa de ionização (s <sup>-1</sup> ) |
|--|--------------------------------------|
| $\text{NO} + h\nu \rightarrow \text{NO}^+ + e$   | $q_{\text{NO}^+}$                    |
| $\text{O} + h\nu \rightarrow \text{O}^+ + e$     | $q_{\text{O}^+}$                     |
| $\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O}_2^+ + e$ | $q_{\text{O}_2^+}$                   |
| $\text{N}_2 + h\nu \rightarrow \text{N}_2^+ + e$ | $q_{\text{N}_2^+}$                   |

Fonte: Chen e Harris (1971).

Tabela 3 - Principais recombinações eletrônicas dissociativas da região E.

| Reação química                                     | Coefficiente de reação (cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> )         |
|--|--|
| $\text{O}_2^+ + e \rightarrow \text{O} + \text{O}$ | $\alpha_{\text{O}_2^+} = 2,2 \times 10^{-7} (300/\text{Te})^{0,7}$ |
| $\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$  | $\alpha_{\text{NO}^+} = 4,1 \times 10^{-7} (300/\text{Te})$        |
| $\text{N}_2^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{N}$ | $\alpha_{\text{N}_2^+} = 3,0 \times 10^{-7} (300/\text{Te})^{1/3}$ |

Fonte: Chen e Harris (1971); Banks e Kockarts (1973).

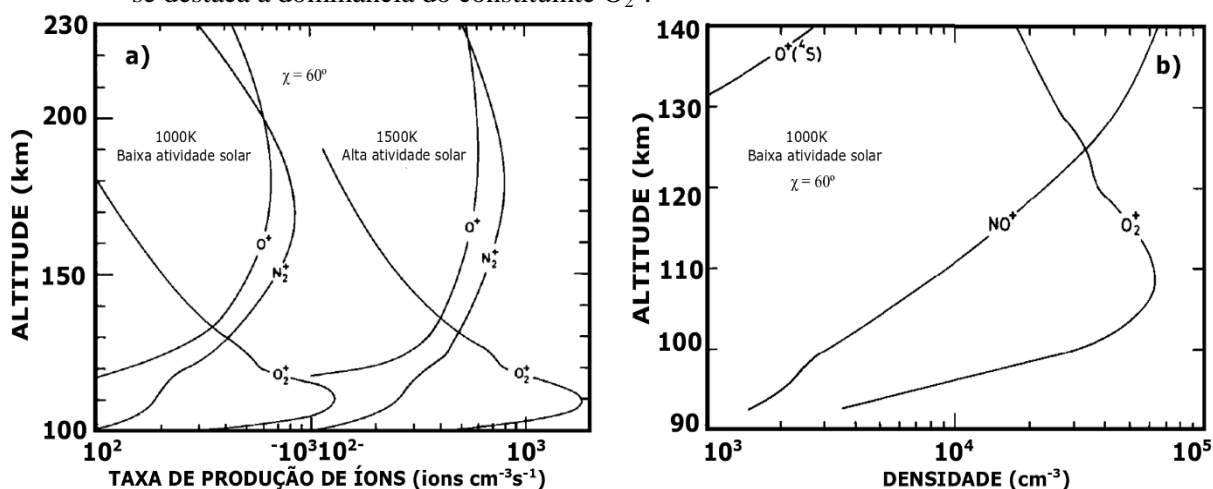
Tabela 4 - Principais reações de recombinações e de trocas de cargas da região E.

| Reação química  | Coefficiente de reação ( $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ) |
|---|--|
| $\text{O}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}$     | $k_1 = 4,0 \times 10^{-11}$                              |
| $\text{O}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$      | $k_2 = 1,3 \times 10^{-12}$                              |
| $\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$      | $k_3 = 2,5 \times 10^{-10}$                              |
| $\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2$ | $k_4 = 1,0 \times 10^{-10}$                              |
| $\text{O}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$   | $k_5 = 8,0 \times 10^{-10}$                              |
| $\text{O}^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}$       | $k_6 = 1,3 \times 10^{-12}$                              |
| $\text{O}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{O}$     | $k_7 = 1,0 \times 10^{-9}$                               |
| $\text{N}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}_2$   | $k_8 = 5,0 \times 10^{-10}$                              |

Fonte: Chen e Harris (1971); Banks e Kockarts (1973); Tascione (1994).

Os principais íons primários da região E são  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$  e  $\text{O}^+$  e os mais numerosos são  $\text{NO}^+$  e  $\text{O}_2^+$  (HARGREAVES, 1992). Os íons  $\text{O}_2^+$  e  $\text{N}_2^+$  são os constituintes inicialmente dominantes na região E. Devido aos efeitos das várias reações,  $\text{O}_2^+$  e  $\text{NO}^+$  dominam a composição iônica, embora uma quantidade apreciável de  $\text{O}^+$  e  $\text{N}_2^+$  sejam produzidas inicialmente (BANKS; KOCKARTS, 1973). A Figura 2a mostra a taxa de produção individual dos constituintes primários na altura da região E para o ângulo zenital ( $\chi$ ) de  $60^\circ$  em baixa atividade e alta atividade solar. Entre 100 e 130 km de altura é possível notar o domínio do  $\text{O}_2^+$ , seguido por  $\text{N}_2^+$  e  $\text{O}^+$  em ambos os casos de atividade solar. A Figura 2b mostra, para  $\chi = 60^\circ$ , a densidade dos constituintes mais numerosos na altura da região E durante a baixa atividade solar. Nota-se que o  $\text{O}_2^+$  é o mais abundante na faixa de altura de 90-125 km, seguido pelo  $\text{NO}^+$ .

Figura 2 - a) Taxas individuais de produção de íons primários para um ângulo zenital solar de  $60^\circ$  com a termosfera a 1000K (baixa atividade solar) e 1500K (alta atividade solar); b) densidades iônicas da região E para os íons mais numerosos com a termosfera a 1000K e  $\chi = 60^\circ$ , onde se destaca a dominância do constituinte  $\text{O}_2^+$ .



Fonte: Banks e Kockarts (1973).

Além disso, há outros fatores que interferem na formação da região E, que são os processos de transporte atribuídos à difusão, à deriva eletromagnética e os ventos neutros (RESENDE, 2010). Outra característica dessa região é a presença de íons metálicos tais como magnésio (Mg), ferro (Fe), cálcio (Ca), sódio (Na) e silício (Si), provavelmente oriundos da desintegração de meteoros na atmosfera terrestre e possuem relação com o surgimento das camadas *Es*, que aparecem em alturas onde se localiza a região E.

## 2.2 Variabilidade da Região E

Como observado na seção anterior, a formação da região E está diretamente relacionada com o espectro de radiação solar. De acordo com Weissberger *et al.* (1982), o comportamento da região E normal é uma função regular da hora do dia, do ciclo de atividade solar, do período sazonal e da latitude. Para análise dessa variabilidade é necessário fazer referência aos parâmetros  $N_mE$  e  $foE$  que remetem, respectivamente, ao pico de densidade eletrônica e à frequência crítica da região E. Estes parâmetros voltarão a ser discutidos em mais detalhes nas próximas seções. As variações sazonais e diurnas da densidade eletrônica da região E são bem descritas pela teoria Chapman e o pico de densidade eletrônica  $N_mE$  é dirigido pelo ângulo zenital solar ( $\chi$ ) (CHU *et al.*, 2009).

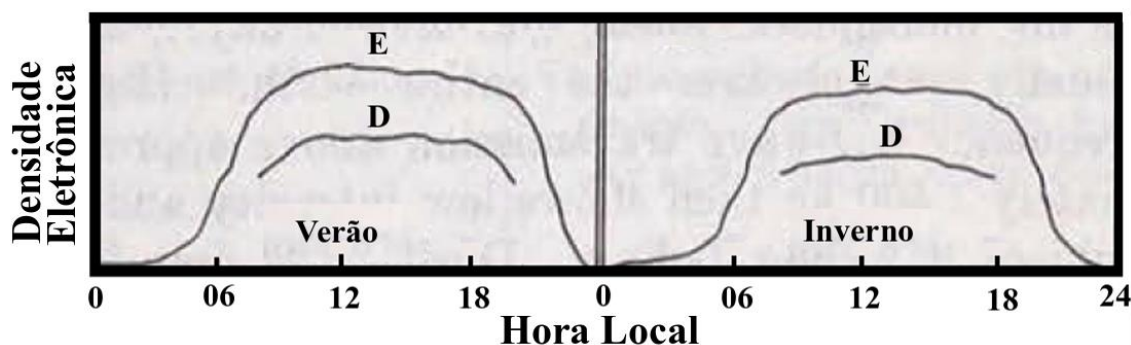
### 2.2.1 Variação Diária

De uma forma geral, a densidade eletrônica da região E durante o período do dia, quando a ionosfera está iluminada pelo Sol, é superior à densidade à noite em cerca de 20 vezes. A densidade eletrônica é da ordem de  $5 \times 10^9$  elétrons/m<sup>3</sup> durante a noite enquanto durante o dia pode ser da ordem de  $10^{11}$  elétrons/m<sup>3</sup> (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; RESENDE, 2010). A intensidade de  $N_mE$  fora do equador (na latitude  $\pm 20^\circ$ - $30^\circ$ ) torna-se mensurável quase imediatamente após o nascer do sol, atinge o máximo por volta do meio-dia e gradualmente reduz no período da tarde (CHU *et al.*, 2009). Após o pôr do sol e algumas horas antes do nascer do sol, os espectros de H e de He da parte superior da atmosfera da Terra, chamada de geocorona, tornam-se as principais fontes de ionização da região E. Esse efeito é mais notável no Hemisfério Norte nos anos com alta atividade solar (HUI *et al.*, 2005).

### 2.2.2 Sazonalidade e Variação Latitudinal

Devido a mudanças no ângulo zenital solar é inicialmente esperado, para a região E, uma variação na sua densidade de ionização para as diferentes estações do ano. A densidade eletrônica da região E é maior no verão, menor no inverno e apresenta um valor médio próximo aos equinócios. Em geral, a variação sazonal da densidade eletrônica da região E acompanha o perfil de uma camada de Chapman, com valores máximos de  $N_mE$  em locais de solstício de verão (menor ângulo zenital solar) e valores mínimos de  $N_mE$  no solstício de inverno (maior ângulo zenital solar) (BERGIN; COLLINS, 1953; CHU *et al.*, 2009). A Figura 3 ilustra o perfil da variação diária e sazonal (verão e inverno) da densidade eletrônica da região E. Nota-se claramente que ao longo do dia a densidade eletrônica na região E alcança valores maiores em torno do meio-dia no período do solstício de verão.

Figura 3 - Comparação da variação diária e sazonal (verão e inverno) na densidade eletrônica das regiões D e E da ionosfera.



Fonte: Bergin e Collins (1953).

O ângulo zenital solar é alterado de acordo com a variação da latitude. Portanto, o pico de densidade eletrônica da região E ( $N_mE$ ) tem uma tendência a variar latitudinalmente, com um máximo sobre o equador e um decréscimo gradual à medida que a latitude aumenta (APPLETON; LYON, 1961; MOORE *et al.*, 2006).

Teoricamente e experimentalmente, os estudos têm mostrado que a densidade eletrônica da região E ionosférica pode ser bem descrita pela função Chapman, que é determinada pela radiação solar, taxa de reação de processos fotoquímicos, ângulo zenital solar e altura de escala atmosférica (RISHBETH; GARRIOTT, 1969). Dessa forma, a partir da teoria de Chapman o pico de densidade eletrônica da região E normal em função do ângulo zenital solar ( $\chi$ ), é dado pela equação (1),

$$N_m E = \sqrt{\frac{q_o}{\alpha_E}} (\cos \chi)^{(1+\Gamma)/2}, \quad (1)$$

onde  $q_o$  é a taxa de produção de ionização ao meio-dia, que possui intensidade de  $4,7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ;  $\alpha_E$  é o coeficiente de recombinação dissociativo de elétrons e íons moleculares ( $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$  e  $\text{NO}^+$ ), na região E, com intensidade na faixa de  $10^{-7}$ - $10^{-8} \text{ cm}^3$  (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; MOORE *et al.*, 2006). O termo  $\Gamma$  ( $dH/dZ$ ) é o gradiente vertical da altura de escala ( $H = kT_K/mg$ ) da atmosfera;  $k$  é a constante de Boltzmann ( $1,38 \times 10^{-23} \text{ J/molécula.K}$ );  $m$  é a massa molecular média;  $T_K$  é a temperatura e  $g$  é a aceleração da gravidade (CHU *et al.*, 2009).

O parâmetro que denota a frequência crítica da região E ( $f_oE$ ) está diretamente relacionado com o pico de densidade eletrônica, conforme equação (2),

$$f_oE = (80,6 N_m E)^{1/2}, \quad (2)$$

em que  $f_oE$  é dada em Hz e  $N_m E$  em elétrons/ $\text{m}^3$ . Dessa forma é possível perceber à medida que  $N_m E$  aumenta, a frequência crítica também aumenta numa proporção aproximada de 8,98 vezes. Ao isolar o pico de densidade eletrônica na equação (2) e substituir na equação (1), encontra-se outra relação para a frequência crítica da região E, que resulta na equação (3),

$$f_oE = K(\cos \chi)^n, \quad (3)$$

onde  $n$  equivale a  $(1+\Gamma)/4$  e  $K$  é aproximadamente  $8,98(q_o/\alpha_E)^{1/4}$ . O coeficiente  $K$  tem uma tendência a variar latitudinalmente, assumindo um valor máximo no equador e diminuindo de acordo com o aumento da latitude (APPLETON; LYON, 1961).

### 2.2.3 Variação com o Ciclo de Atividade Solar

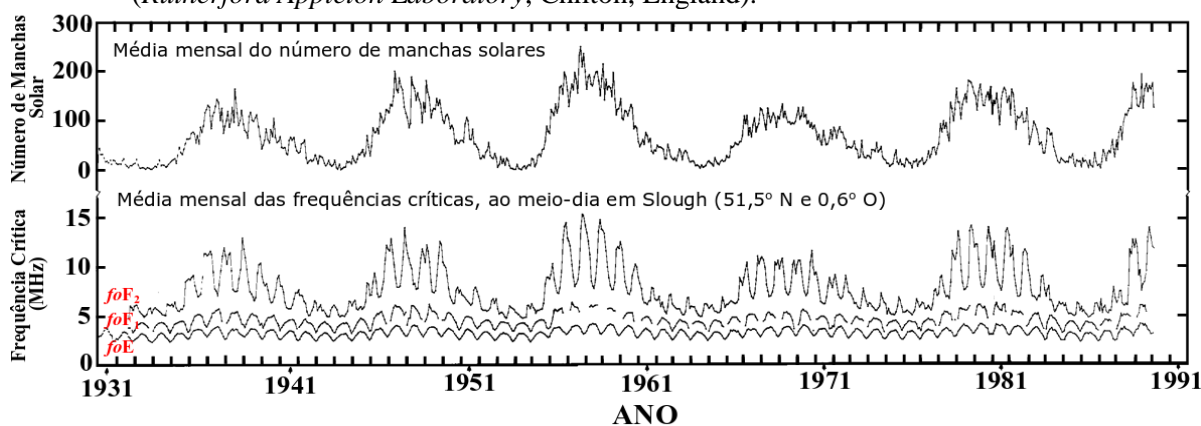
O Sol sofre variações periódicas em várias escalas de tempo, sendo a principal delas o ciclo de 11 anos. A variação cíclica de 11 anos observada na atividade solar está relacionada com o número de manchas solares presentes na fotosfera solar. Portanto, durante o período de mínimo, o número de manchas é baixo enquanto no período de máxima atividade, as manchas solares aparecem em grande número.

O ciclo típico não é simétrico, com o tempo do mínimo ao máximo em torno de 4,3 anos e o tempo do máximo ao mínimo cerca de 6,6 anos em média. Os ciclos que aumentam mais rapidamente tendem a atingir máximos mais altos (HARGREAVES, 1992). Caso

somente as variações diárias e sazonais influenciarem o comportamento ionosférico, o padrão da variabilidade da frequência crítica, considerando um período de tempo longo, seria bem determinado, com valores sazonais repetindo-se de ano para ano para uma mesma localização geográfica. No entanto, devido ao ciclo de atividade solar de 11 anos, durante o período de máximo solar ocorre um aumento na densidade de íons em todas as regiões e camadas ionosféricas, resultando em maiores frequências críticas para a região E e camadas  $F_1$  e  $F_2$ , e uma maior absorção da região D. Isto permite o uso de frequências maiores para a comunicação de rádio a longas distâncias no período de máximo do ciclo solar (BERGIN; COLLINS, 1953).

Além disso, a temperatura da atmosfera superior da Terra varia, por um fator de dois, entre os períodos de mínimo e máximo das manchas solares. Este fato também contribui para grandes variações de densidade em determinada altura (HARGREAVES, 1992). A Figura 4 mostra a variação média mensal do número de manchas solares (painel superior) e a variação das frequências críticas do traço ordinário da região E, camada  $F_1$  e camada  $F_2$  (painel inferior) durante os ciclos solares 17-21. É possível observar uma intensificação nos parâmetros  $foE$ ,  $foF_1$  e  $foF_2$  conforme aumenta o número de manchas solares. Ainda, nota-se a modulação sazonal das frequências críticas, com os picos da região E e camada  $F_1$  se manifestando no verão.

Figura 4 - Variação média mensal do número de manchas solares (painel superior) e variação das frequências críticas  $foE$ ,  $foF_1$  e  $foF_2$  (painel inferior), desde o ciclo solar 17 até o 22. Nota-se, também, a modulação sazonal, com a manifestação do pico da região E no verão. (Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England).



**Fonte:** Modificada de Hargreaves (1992).

Como a região E se comporta igual a uma camada de Chapman, tem-se a lei empírica em relação ao número de manchas solares (R) dada pela equação (4) (HARGREAVES, 1992):

$$foE = 3,3[(1 + 0,008R) \cos \chi]^{1/4}, \quad (4)$$

onde a razão  $(foE)^4 / \cos \chi$  é proporcional à taxa de ionização ( $q_0$ ) na região E. Dessa forma, tomando, por exemplo,  $R = 10$  em um ano de mínimo solar típico e  $R = 150$  para um ano de máximo, observa-se que a taxa de ionização varia por um fator de  $\sim 2$  ao longo de um ciclo completo (HARGREAVES, 1992).

### 2.3 Principais Processos Físicos da Região E

A região E possui algumas características próprias, como um pico de condutividade em suas altitudes. Associada a essas condutividades elevadas, na região equatorial, há a formação de uma corrente eletrônica denominada Eletrojato Equatorial (EEJ). Além disso, um processo físico muito relevante que ocorre na região E é o dínamo atmosférico, que mesmo não sendo um fenômeno exclusivo dessa região, está relacionado com as fortes correntes elétricas ali existentes.

#### 2.3.1 Condutividade Ionosférica

O plasma ionosférico é atravessado por campos elétricos e magnéticos, e possui condutividade com características anisotrópicas, ou seja, dependem em que direção estão sendo medidas. A condutividade ionosférica tem característica tensorial, em função de três componentes e são classificadas em: condutividade direta, condutividade Pedersen e condutividade Hall.

**i) Condutividade direta:** representada por  $\sigma_D$ , denominada também condutividade longitudinal, refere-se à componente que está na mesma direção do campo magnético  $\mathbf{B}$ , paralela a esse campo. É definida por:

$$\sigma_D = N_e \cdot e^2 \left( \frac{1}{m_e v_e} + \frac{1}{m_i v_i} \right). \quad (5)$$

**ii) Condutividade Pedersen:** representada por  $\sigma_P$ , denominada também condutividade transversal, está na mesma direção da componente do campo elétrico ( $E_{\perp}$ ) que é perpendicular ao campo magnético. É determinada por:

$$\sigma_P = N_e \cdot e^2 \left[ \frac{v_e}{m_e(v_e^2 + \omega_e^2)} + \frac{v_i}{m_i(v_i^2 + \omega_i^2)} \right]. \quad (6)$$

**iii) Condutividade Hall:** representada por  $\sigma_H$ , está orientada na direção do vetor perpendicular ao campo magnético ( $\mathbf{B}$ ) e ao campo elétrico ( $\mathbf{E}$ ), ou seja, está na direção do produto vetorial entre  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{B}$ , com sentido  $(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$ . É dada por:

$$\sigma_H = N_e \cdot e^2 \left[ \frac{\omega_e}{m_e(v_e^2 + \omega_e^2)} - \frac{\omega_i}{m_i(v_i^2 + \omega_i^2)} \right]. \quad (7)$$

Nas equações (5), (6) e (7),  $N_e$  refere-se à densidade eletrônica do plasma ionosférico;  $e$  é a carga elementar ( $1,602 \times 10^{-19}$  C);  $m_e$  e  $m_i$  referem-se às massas dos elétrons e dos íons, respectivamente;  $v_e$  e  $v_i$  são as frequências de colisão, dos elétrons e dos íons, respectivamente e  $\omega_e$  e  $\omega_i$  referem-se às frequências ciclotrônicas dos elétrons e dos íons, nessa ordem. A condutividade é uma grandeza recíproca da resistividade indicada pela unidade de medida  $(\Omega \cdot m)^{-1}$  ou Siemens por metro (S/m).

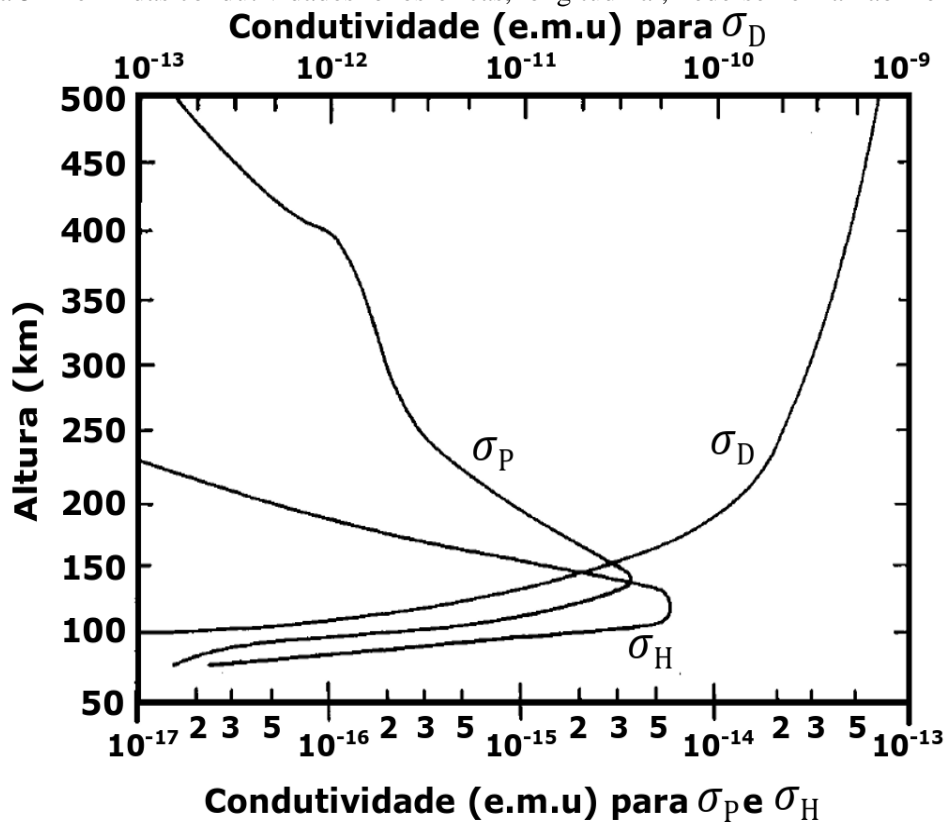
As três condutividades podem ser dadas em uma forma tensorial, em função da inclinação magnética ( $I$ ), conforme representada na equação (8):

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} [\sigma_D \cos^2(I) + \sigma_P \sin^2(I)] & [\sigma_H \sin(I)] & -[(\sigma_D - \sigma_P) \cos(I) \sin(I)] \\ [-\sigma_H \sin(I)] & [\sigma_P] & [-\sigma_H \cos(I)] \\ [-(\sigma_D - \sigma_P) \cos(I) \sin(I)] & [\sigma_H \cos(I)] & [(\sigma_D) \sin^2(I) + \sigma_P \cos^2(I)] \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Todas as variáveis listadas nas equações (5), (6) e (7) apresentam variações de acordo com a altura, e então as condutividades comportam-se de acordo com a Figura 5. Na Figura 5 está representada a variabilidade das condutividades Pedersen, Hall e direta em função da altura. Os picos das condutividades Pedersen e Hall ocorrem na altura da região E, e estão localizados em torno de 140 km e 125 km de altura, respectivamente, sendo o pico da condutividade Hall maior que o pico da condutividade Pedersen. Conforme aumenta a altura, desde ~140 km (com ambas as condutividades assumindo o mesmo valor), a condutividade Hall tem uma redução mais acentuada que a Pedersen até cerca de 225 km, onde a condutividade Hall alcança o seu valor mínimo. A condutividade direta ou longitudinal, que inicia em ~100 km aparece com valor maior que os picos das outras duas condutividades, e

aumenta de forma não linear com o aumento da altura, mantendo-se sempre maior que as condutividades Pedersen e Hall.

Figura 5 - Perfil das condutividades ionosféricas, longitudinal, Pedersen e Hall ao meio-dia.



Fonte: Modificada de Akasofu e Chapman (1972).

### 2.3.2 Dínamo da Região E

O dínamo da região E é todo o sistema que provoca o surgimento de correntes elétricas nesta região. Essas correntes elétricas ocorrem devido à presença de movimentos dos ventos neutros, conduzidos por oscilações de marés, que provocam o deslocamento de partículas carregadas e devido à diferença de mobilidade dos íons e elétrons resulta no surgimento dessas correntes.

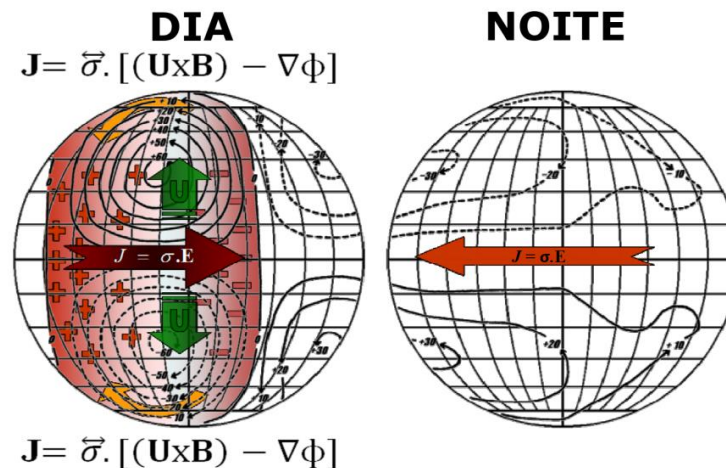
Adicionalmente, os ventos neutros na região E são do tipo marés atmosféricas que se originam a partir da absorção da radiação solar que domina os movimentos na atmosfera neutra dessa região (LINDZEN; CHAPMAN, 1969; FORBES, 1990). Elas são dirigidas pelo aquecimento solar e pela atração lunar e, assim provocam o surgimento dos ventos neutros. Esses ventos neutros, de velocidade  $\mathbf{U}$ , que deslocam partículas carregadas, na presença do

campo geomagnético provocam o surgimento do campo elétrico induzido, dado por  $\mathbf{E}_i = \mathbf{U} \times \mathbf{B}$  (MAEDA; KATO, 1965; MATSUSHITA, 1969; RISHBETH, 1997). O campo elétrico induzido conduz uma corrente  $\mathbf{J}_i = \vec{\sigma} \cdot \mathbf{E}_i$ , que possui pontos com divergentes diferentes de zero. Nesses pontos de divergência não nula acumulam-se cargas elétricas. Além disso, as cargas acumuladas produzem um campo elétrico de polarização  $\mathbf{E}_p$  que se ajusta para anular a divergência da corrente total. Ainda em relação ao campo elétrico de polarização, tem-se  $\mathbf{E}_p = -\nabla\phi$ , onde  $\nabla$  é o operador diferencial *nabla* e  $\phi$  é o potencial elétrico, portanto, a densidade de corrente total é dada pela equação (9):

$$\mathbf{J} = \vec{\sigma} \cdot [(\mathbf{U} \times \mathbf{B}) - \nabla\phi]. \quad (9)$$

Como a condutividade ionosférica tem seu valor máximo na região E, a corrente também é mais intensa. O sistema de correntes elétricas polariza positivamente o terminador do lado do amanhecer e negativamente o lado do anoitecer (MAEDA; KATO, 1965; KELLEY, 2009). A Figura 6 mostra a dinâmica da formação do sistema de correntes elétricas através da teoria do dínamo com destaque no período diurno, dos ventos neutros ( $\mathbf{U}$ ), das correntes elétricas em altas latitudes, dos terminadores do amanhecer (com cargas positivas) e do anoitecer (com cargas negativas). Na região do equador observa-se a corrente do eletrojato equatorial cuja direção é orientada para leste no período diurno e para oeste no período noturno.

Figura 6 - Configuração da formação do sistema de correntes elétricas através da teoria do dínamo, mostrando no período diurno: os ventos neutros ( $\mathbf{U}$ ), as correntes elétricas em altas latitudes, os terminadores do amanhecer (com cargas positivas) e do anoitecer (com cargas negativas). Na região do equador tem-se a corrente do eletrojato equatorial.



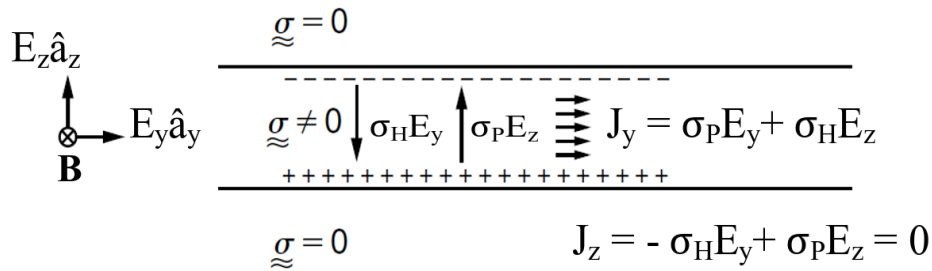
Fonte: Denardini (1999).

### 2.3.3 Eletrojato Equatorial

A polarização dos terminadores com cargas diferentes, em função do dínamo da região E, resulta em um movimento eletrônico de um terminador para outro, de leste para oeste no período do dia e de oeste para leste no período noturno. A Figura 6 mostrada na seção anterior ilustra a orientação do EEJ para os períodos do dia e da noite. O EEJ pode ser definido como uma corrente eletrônica que flui ao longo do equador magnético. Essa corrente, durante o dia, tem intensidade superior à intensidade do período noturno, porque a densidade eletrônica é maior. O EEJ está limitado numa seção muito específica da região E equatorial, mais precisamente em torno de 90 e 120 km de altitude em uma faixa de 600 km de extensão na direção norte-sul (MAEDA; KATO, 1965; CUNNOLD, 1978; REDDY, 1989). O processo de formação do EEJ é mostrado na Figura 7.

Na Figura 7 tem-se a componente zonal do campo elétrico ( $E_y$ ) que surge devido à polarização dos terminadores, com cargas de sinais contrários. Esse campo conduz, na sua direção, uma corrente Pedersen ( $\sigma_P$ ) para leste ao longo do equador e, conseqüentemente, uma corrente Hall ( $\sigma_H$ ) verticalmente para baixo.

Figura 7 - Configuração da Formação do Eletrojato Equatorial.



Fonte: Kelley (2009).

Tem-se  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ , então pode-se deduzir a equação (10):

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{\partial E_z}{\partial y}. \quad (10)$$

Pode-se determinar a variação da componente zonal em função da altitude através da equação (11).

$$\delta E_y = \delta E_z \left( \frac{\delta z}{\delta y} \right). \quad (11)$$

O tamanho da escala padrão de variação da condutividade horizontal ( $\delta y$ ) é 100 vezes o tamanho da escala padrão de variação da condutividade vertical ( $\delta z$ ). Por outro lado, os experimentos e a teoria indicam que  $E_z$  é no máximo 10-20 vezes  $E_y$ . Esses dois parâmetros analisados juntos significam que o campo elétrico pode mudar apenas ligeiramente na região E. Dessa forma assume-se que o gradiente de condutividade, e não as variações em  $\partial E_y$ , domina a divergência da corrente vertical Hall. A condutividade Hall domina abaixo de 120 km e é altamente dependente da altitude (ou seja, é apropriada uma geometria semelhante a uma placa plana) (KELLEY, 2009).

A configuração dos planos em paralelo dada na Figura 7 exemplifica a região que está sob influência de um campo elétrico zonal constante, para leste. O campo elétrico provoca o surgimento de uma corrente Pedersen no mesmo sentido do campo elétrico e uma corrente Hall perpendicular ao campo elétrico e magnético, direcionada para baixo. Como a condutividade decresce significativamente fora do perímetro da região dos planos, a corrente Hall não flui além dos seus limites, e cargas são acumuladas em suas extremidades. Esta carga acumulada gera um campo elétrico vertical para cima ( $E_z$ ) e conseqüentemente uma corrente Pedersen no mesmo sentido do campo e uma corrente Hall horizontal para leste. A corrente Hall oriunda do campo elétrico zonal tem sentido contrário à corrente Pedersen que surgiu do campo elétrico vertical, e como neste modelo de uma “placa plana”, em um estado estável, nenhuma corrente vertical pode fluir, elas possuem a mesma intensidade e dessa forma anulam-se. Considerando a igualdade de correntes, tem-se a equação (12) com o campo elétrico vertical em função das condutividades Hall e Pedersen do campo elétrico zonal:

$$E_z = \left( \frac{\sigma_H}{\sigma_P} \right) E_y. \quad (12)$$

No sentido leste tem-se a corrente Hall ( $J_H = \sigma_H E_z$ ) que surgiu a partir do campo elétrico vertical e a corrente Pedersen ( $J_P = \sigma_P E_y$ ) que surgiu a partir do campo elétrico zonal. Portanto, tem-se a equação (13):

$$J_y = \sigma_H E_z + \sigma_P E_y. \quad (13)$$

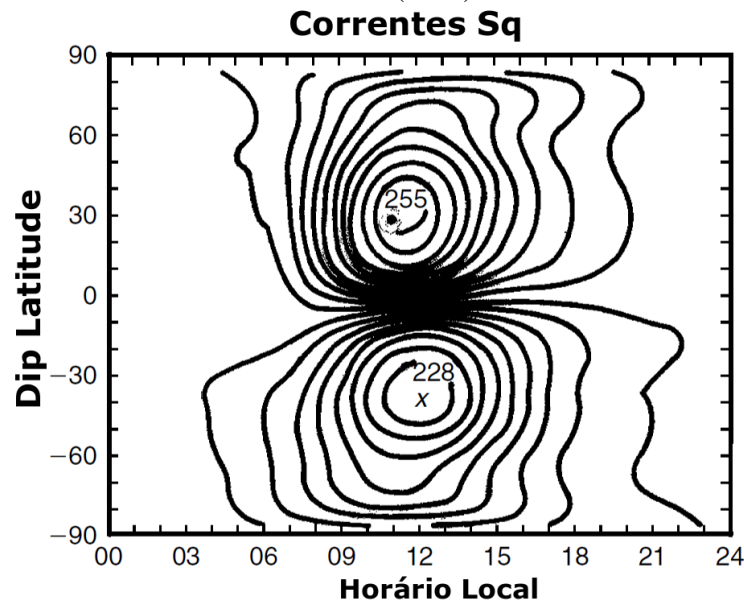
Substituindo (12) em (13) obtém-se a equação (14),

$$J_y = [(\sigma_H/\sigma_P)^2 + 1]\sigma_P E_y = \sigma_c E_y, \quad (14)$$

onde  $\sigma_c$  é a condutividade de Cowling. Na equação (14) observa-se que a condutividade zonal está multiplicada pelo fator entre colchetes que é maior que 1. Esse aumento da condutividade nesta região conduz uma intensa corrente no equador magnético que é chamado de EEJ.

A Figura 8 mostra o aumento da corrente na região equatorial, através da configuração dos contornos do campo magnético, onde é possível observar as linhas do campo magnético mais próximas entre si na região do equador. Essa proximidade das linhas do campo magnético aumenta a intensidade do campo elétrico, provocando um aumento da intensidade da corrente.

Figura 8 - Média de contornos do campo magnético vertical em nT devido ao sistema Sq medido durante o Ano Geofísico Internacional (1957).



Fonte: Kelley (2009).

### 2.3.4 Ventos de Marés na Região E

Os ventos termosféricos superiores são conduzidos *in situ* pelo aquecimento solar, aquecimento joule e transferência de momento com o plasma, enquanto os ventos mais inferiores da região E são geralmente atribuídos a marés de propagação ascendentes geradas em alturas troposféricas e/ou estratosféricas (KELLEY, 2009). Devido à sua periodicidade diária, esses ventos na altura da região E podem ser considerados como marés (RISHBETH; GARRIOTT, 1969). Os ventos dessas marés se dividem em ventos zonais e meridionais.

Os ventos de marés são oscilações globais da atmosfera neutra geradas pelo aquecimento solar e são classificadas de acordo com seu período de oscilação, sendo as principais a maré diurna (período de 24h), semidiurna (período de 12h), terdiurna (período de 8h) e quaterdiurna (período de 6h) (KELLEY, 2009). As marés atmosféricas mais intensas são as marés diurnas e semidiurnas impulsionadas pelo aquecimento solar. Esse aquecimento solar é devido à absorção da radiação solar pelo ozônio na estratosfera e pelo vapor d'água na troposfera (FORBES; GARRET, 1979; KELLEY, 2009). As marés diurnas e semidiurnas transportam momento e energia para cima para a região da mesosfera e da baixa termosfera (MLT, do inglês *mesosphere and lower thermosphere*) (LIMA *et al.*, 2007).

A periodicidade dominante da maré tem uma variabilidade dependente da latitude. Com a análise de dados de radar meteorológico, na faixa de altura entre 80 e 100 km para a região de Jodrell Bank (53,2° N; 2,3° O), Greenhow e Neufeld (1961) identificaram a influência da maré diurna com uma amplitude de ~5 m/s e uma contribuição da maré semidiurna com uma amplitude de ~13 m/s. Elford (1959) observou uma maré diurna com uma amplitude de 25 m/s enquanto a maré semidiurna alcançou apenas 10 m/s para a região de Adelaide (34,9° S; 138,6° L). Nos casos de Jodrell Bank e Adelaide tem-se o domínio diferente do modo de maré. Os dados de meteoros sugerem que a oscilação diurna pode ser maior que a oscilação semidiurna, mas que pode estar confinada em latitudes mais baixas. (CHAPMAN; LINDZEN, 1970).

De acordo com Kelley (2009), as marés diurnas podem se propagar verticalmente apenas abaixo de 30° de latitude. Em latitudes maiores, elas permanecem na estratosfera e a maré semidiurna se torna dominante em latitudes superiores a 30°. Assim, a maré diurna possui amplitude máxima para a latitude em torno de 20°. Por outro lado, a amplitude da maré semidiurna atinge o pico na termosfera inferior a cerca de 50° de latitude (LIMA *et al.*, 2007; HAGAN *et al.*, 1999).

Batista *et al.* (2004) analisaram dados de ventos para baixa latitude através do radar meteorológico de CXP durante dois anos. Os autores notaram que o vento zonal mostrou uma variação anual acima de 90 km e uma variação semestral abaixo dessa altura, com o domínio do vento orientado para o oeste no período de maio a outubro e o domínio do vento zonal orientado para o leste na faixa de altura de 80-100 km no período de outubro a abril. O vento meridional mostrou uma estrutura simples com vento norte de outubro a abril e vento sul de maio a setembro. Para as marés diurna e semidiurna, eles notaram que suas amplitudes

possuem uma variabilidade sazonal caracterizada por máximo nos equinócios e mínimos nos solstícios.

### 3 CAMADAS *Es*

Na região E da ionosfera podem surgir camadas com concentrações de partículas que fazem com que haja um adensamento estreito, principalmente entre 90 e 130 km, denominadas como E-esporádicas (*Es*) (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; HAUDOLPIS, 2011; PIGNALBERI; PEZZOPANE; ZUCCHERETTI, 2014; RESENDE *et al.*, 2017; YU *et al.*, 2019). Os íons primários presentes nestas camadas *Es* correspondem aos íons metálicos oriundos de meteoros que penetram na atmosfera da Terra, tendo um pico de densidade com uma ordem de magnitude maior do que a densidade do plasma ambiente (KOPP, 1997; BAYRU, 2007; HALDOUPIS, 2011).

A sua formação depende da latitude e longitude onde são observadas. Em médias e baixas latitudes, o principal mecanismo atuante é o cisalhamento de ventos (WHITEHEAD, 1961; GUPTA, 1986; RESENDE *et al.*, 2018b). Em regiões equatoriais, as irregularidades presentes no plasma devido à corrente do EEJ são observadas nos ionogramas como camadas difusas em 100 km e são conhecidas como camadas *Es* equatoriais ou *Es<sub>q</sub>*. (RESENDE *et al.*, 2016; MORO *et al.*, 2017). Finalmente, as camadas *Es* também ocorrem em regiões aurorais devido à configuração do campo magnético que causa precipitação de partículas nas alturas em torno de 100 km (KIRKWOOD, 1997).

#### 3.1 Tipos de Camadas E-Esporádicas

As camadas *Es* são classificadas de acordo com o mecanismo da sua formação e a sua aparência nos ionogramas, que são gráficos de frequência versus altura provindos das ionossondas. Leighton, Shapley e Smith (1962) classificam as camadas *Es* em oito tipos, sendo eles: *flat* (*Es<sub>f</sub>*), *low* (*Es<sub>l</sub>*), *cusp* (*Es<sub>c</sub>*), *high* (*Es<sub>h</sub>*), *equatorial* (*Es<sub>q</sub>*), *auroral* (*Es<sub>a</sub>*), *slant* (*Es<sub>s</sub>*) e *retardation* (*Es<sub>r</sub>*).

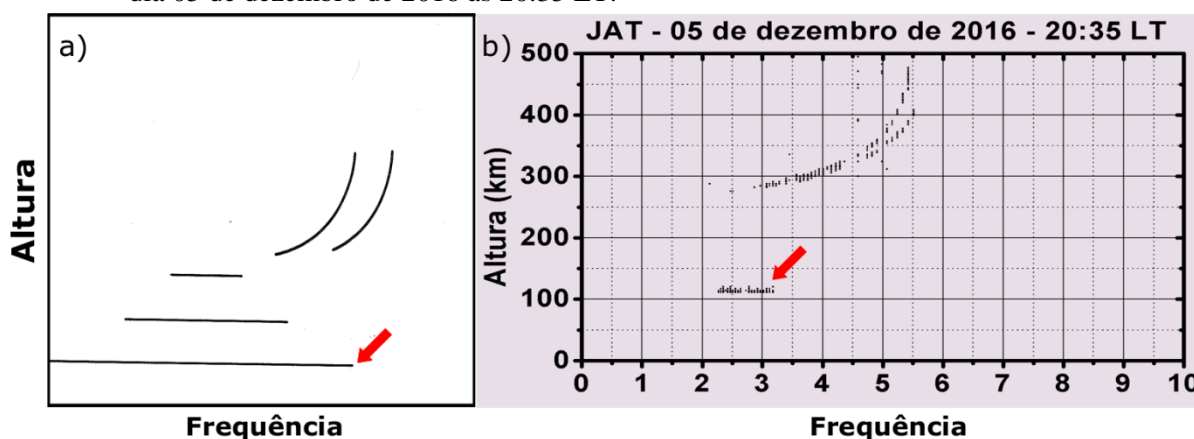
Já para Piggott e Rawer (1972), através do manual da *International Union of Radio Science* (U.R.S.I) os traços *Es* registrados nos ionogramas podem ser categorizados nos oito tipos acima e também um novo tipo *d*. O tipo *d* caracteriza-se por um traço que aparece em alturas abaixo de 95 km e está associado com a alta absorção do sinal de rádio incidente (impedindo a reflexão de camadas mais altas) e um grande valor de *fmin* (menor frequência em que se observa a reflexão do sinal emitido pela ionossonda). Além destes tipos, o manual de interpretação e análise dos ionogramas idealizado por Piggott e Rawer (1972), faz

referência a um tipo  $n$ , que é usado para denotar um traço  $Es$  que não pode ser classificado em nenhum dos tipos padrões. As Figuras 9-16 mostram exemplos dos oito tipos de camadas esporádicas.

### 3.1.1 Camada $Es_f$

A camada esporádica do tipo  $f$  (*flat*) (Figura 9) ou  $Es_f$  refere-se a um traço que não mostra aumento apreciável da altura com a frequência. Na maioria das latitudes, o traço aparece nos ionogramas como uma linha sólida plana. Esta classificação só pode ser utilizada nos horários em que uma espessa região E geralmente não é observada (as horas para qual um valor numérico de  $foE$  não pode ser obtido). Nos outros horários, os traços  $Es$  aparentemente planos são classificados de acordo com a sua altura virtual como sendo dos tipos  $l$  ou  $h$  (PIGGOTT; RAWER, 1972).

Figura 9 - Demonstração da camada  $Es_f$  indicada pelas setas vermelhas nos dois painéis. Nos painéis têm-se (a) configuração idealizada pelo manual da U.R.S.I. *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* e em (b) tem-se a camada esporádica observada em JAT no dia 05 de dezembro de 2016 às 20:35 LT.

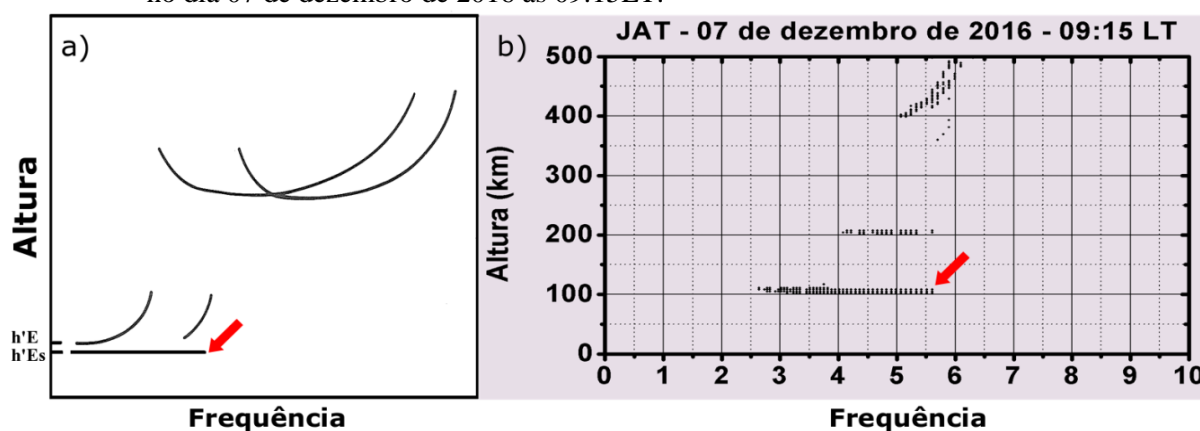


Fonte: (a) Piggott e Rawer (1972) e (b) autor.

### 3.1.2 Camada $Es_l$

A camada esporádica do tipo  $l$  (*low*) ou  $Es_l$  aparece nos ionogramas como um traço plano, que surge na mesma altura ou abaixo da altura virtual mínima da região E normal ou abaixo da altura virtual mínima da região E noturna (PIGGOTT; RAWER, 1972). A Figura 10 mostra um exemplo do perfil da camada  $Es_l$ .

Figura 10 - Demonstração da camada  $Es_t$  indicada pelas setas vermelhas nos dois painéis. Nos painéis têm-se (a) mostrando a camada  $Es$  idealizada pelo manual da U.R.S.I. *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* e em (b) a camada esporádica observada em JAT no dia 07 de dezembro de 2016 às 09:15LT.



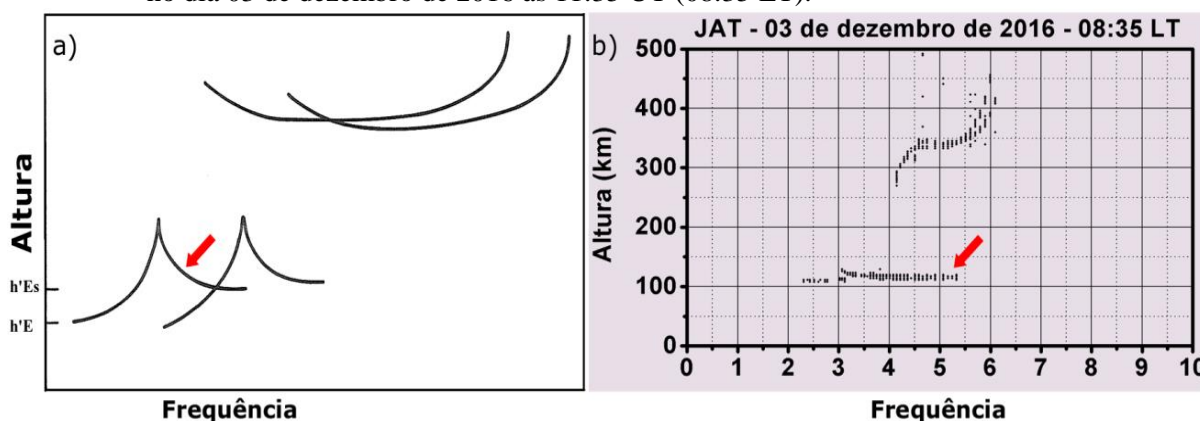
Fonte: (a) Piggott e Rawer (1972) e (b) autor.

As camadas  $Es_f$  e  $Es_t$ , embora configurem tipos diferentes, possuem perfis similares quando observadas nos ionogramas. Dessa forma, neste estudo, elas foram consideradas como sendo um único tipo denominado  $Es_{f/t}$ .

### 3.1.3 Camada $Es_c$

A Figura 11 mostra a camada esporádica tipo  $c$  (*cusps*) ou  $Es_c$ , que se trata do tipo de camada  $Es$  que aparece nos ionogramas como um traço que mostra uma cúspide relativamente simétrica na frequência  $foE$  ou abaixo.

Figura 11 - Demonstração da camada  $Es_c$  indicada pelas setas vermelhas em ambos os painéis. Nos painéis têm-se (a) camada esporádica idealizada pelo manual da U.R.S.I. *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* e em (b) é mostrada a camada registrada em JAT no dia 03 de dezembro de 2016 às 11:35 UT (08:35 LT).



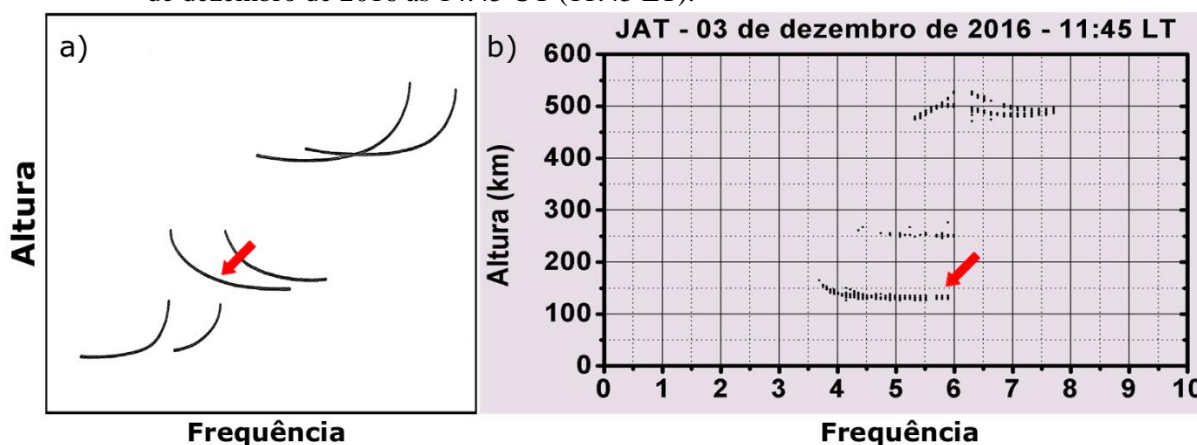
Fonte: (a) Piggott e Rawer (1972) e (b) autor.

O traço da  $Es_c$  aparece geralmente contínuo com o traço E normal, sendo que parte ou a totalidade da cúspide pode desaparecer. A camada  $Es_c$  normalmente ocorre nos horários diurnos (PIGGOTT; RAWER, 1972).

### 3.1.4 Camada $Es_h$

A camada esporádica do tipo  $h$  (*high*) ou  $Es_h$  aparece nos ionogramas como um traço que mostra uma descontinuidade em altura com o traço da região E normal. Esta descontinuidade ocorre na frequência  $foE$  ou acima dela. A cúspide que aparece na  $Es_h$  não é simétrica e a extremidade do traço  $Es$  de frequência mais baixa está situada claramente acima da extremidade de alta frequência do traço E normal. A camada  $Es_h$  também se caracteriza por ser um tipo de camada esporádica diurna (PIGGOTT; RAWER, 1972). A Figura 12 mostra um exemplo do perfil da camada  $Es_h$ .

Figura 12 - Demonstração da camada  $Es_h$  indicada pelas setas vermelhas. Nos painéis têm-se em (a) a camada esporádica idealizada pelo manual da U.R.S.I. *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* e em (b) a camada esporádica observada em JAT no dia 03 de dezembro de 2016 às 14:45 UT (11:45 LT).



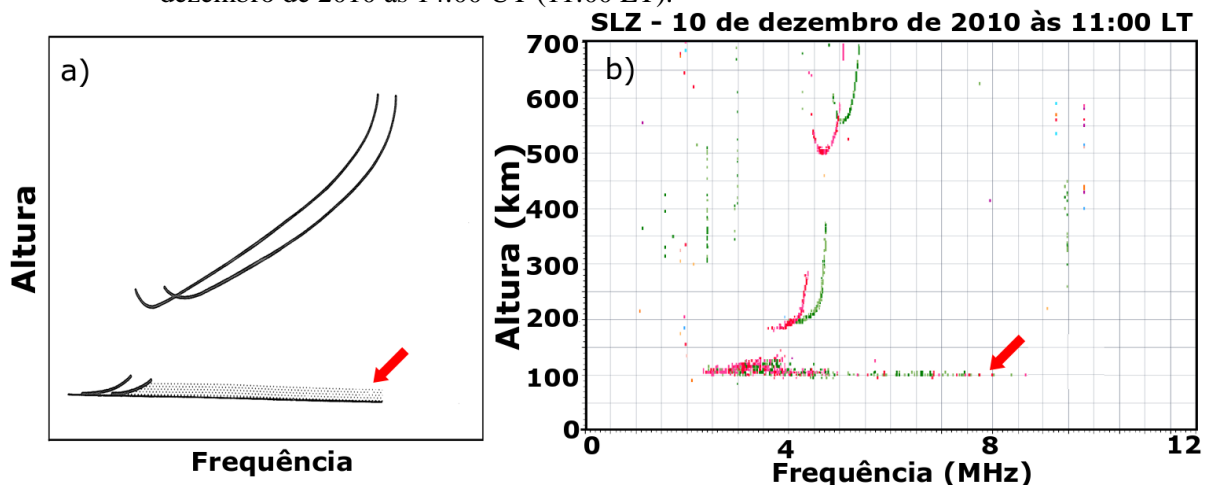
Fonte: (a) Piggott e Rawer (1972) e (b) autor.

### 3.1.5 Camada $Es_q$

A camada esporádica do tipo  $q$  (*equatorial*) ou  $Es_q$  (Figura 13) aparece nos ionogramas como um traço difuso que se caracteriza por não ser capaz de bloquear uma faixa muito ampla da frequência de sondagem. O espalhamento é mais pronunciado na parte superior do traço.

Esta camada é mais comum durante o dia e ocorre nas regiões próximas ao equador magnético (PIGGOTT; RAWER, 1972).

Figura 13 - Demonstração da camada  $Es_q$  indicada pelas setas vermelhas. Nos painéis têm-se (a) camada  $Es$  idealizada pelo manual da U.R.S.I. *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* e em (b) a camada esporádica observada em São Luís-MA (SLZ) no dia 10 de dezembro de 2010 às 14:00 UT (11:00 LT).

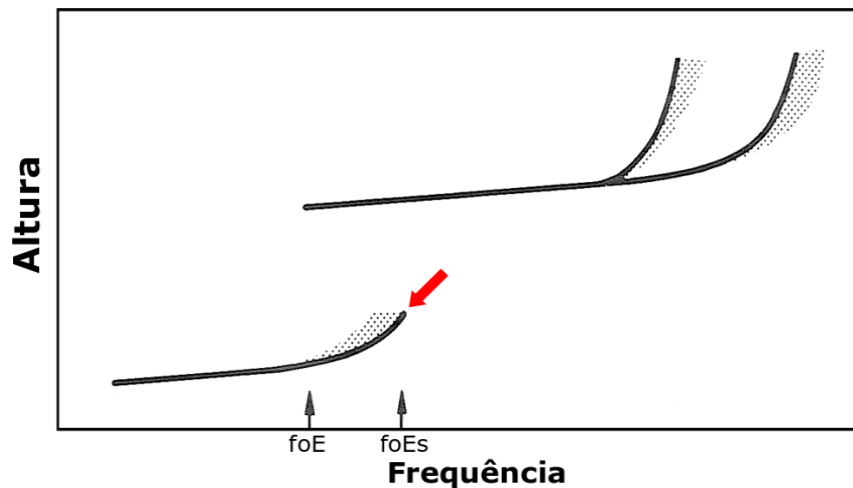


Fonte: (a) Piggott e Rawer (1972) e (b) Resende (2010).

### 3.1.6 Camada $Es_r$

A Figura 14 mostra a camada esporádica do tipo  $r$  (*retardation*) ou  $Es_r$ . Essa camada aparece nos ionogramas como um traço que apresenta um aumento na altura virtual na sua extremidade de alta frequência, similar ao retardo de grupo.

Figura 14 - Demonstração idealizada pelo manual da U.R.S.I. *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* da camada  $Es_r$ .



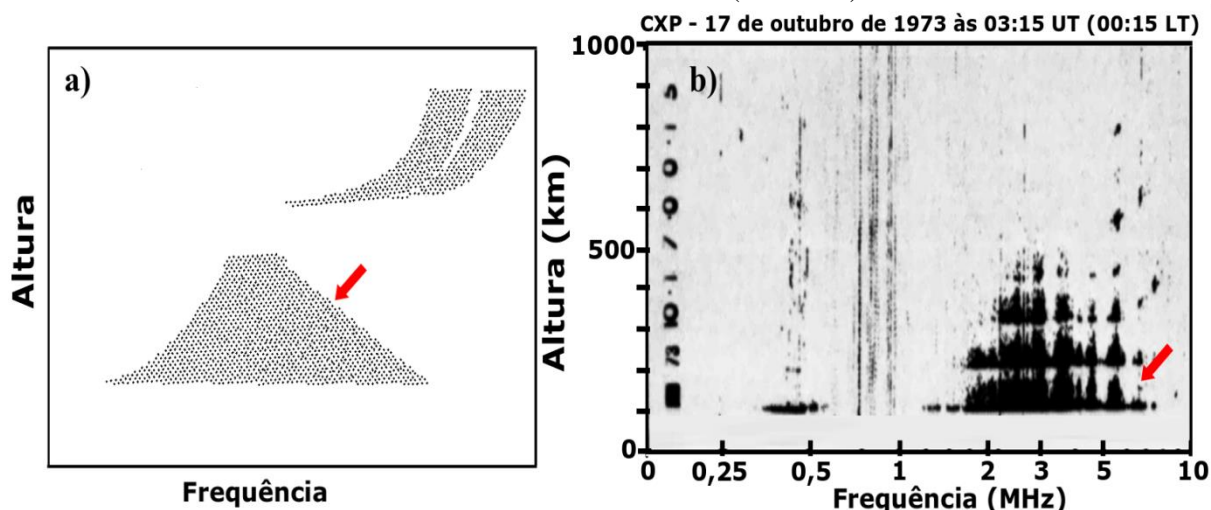
Fonte: Piggott e Rawer (1972).

O traço da  $E_s$ , bloqueia parte da camada superior ou mesmo toda a sua frequência (PIGGOTT; RAWER, 1972).

### 3.1.7 Camada $E_{s_a}$

A camada esporádica do tipo  $a$  (*auroral*) ou  $E_{s_a}$  pode aparecer nos ionogramas como um traço que se estende em altura por várias centenas de quilômetros. Os padrões típicos de assinatura de uma camada  $E_{s_a}$  apresentam traços muito espalhados, com uma base plana levemente inclinada e que se alteram rapidamente no tempo como mostrado na Figura 15 (PIGGOTT; RAWER, 1972).

Figura 15 - Demonstração da camada  $E_{s_a}$ , indicada pelas setas vermelhas. Nos painéis têm-se (a) mostrando a camada idealizada pelo manual da U.R.S.I. *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* e em (b) tem-se a camada esporádica que foi observada em CXP no dia 17 de outubro de 1973 às 03:15 UT (00:15 LT).

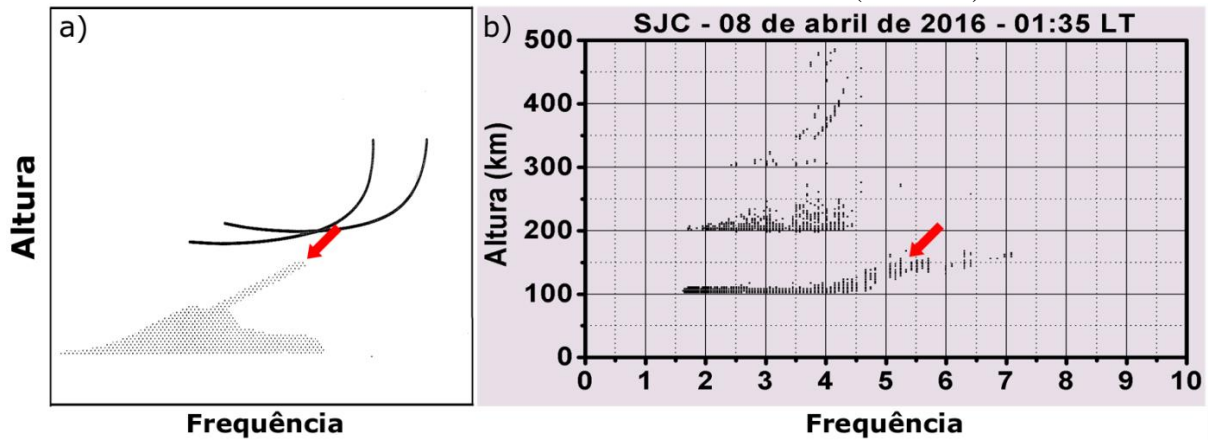


Fonte: (a) Piggott e Rawer (1972) e (b) Batista e Abdu (1977).

### 3.1.8 Camada $E_{s_s}$

A camada esporádica do tipo  $s$  (*slant*) ou  $E_{s_s}$  aparece nos ionogramas como um traço inclinado difuso que aumenta de forma constante com a frequência e geralmente emerge de outro tipo de traço  $E_s$ . Em altas latitudes podem surgir a partir do tipo  $E_{s_r}$ , ou do traço E noturno, e em baixas latitudes geralmente surge a partir das camadas  $E_{s_l}$  e  $E_{s_q}$ . (PIGGOTT; RAWER, 1972). A Figura 16 mostra um exemplo do perfil da camada  $E_{s_s}$ .

Figura 16 - Demonstração da camada  $E_s$ , indicadas por setas vermelhas. Nos painéis têm-se (a) mostrando a camada idealizada pelo manual da U.R.S.I. *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction* e no painel (b) tem-se a camada esporádica que foi observada em SJC no dia 08 de abril de 2016 às 04:35 UT (01:35 LT).



Fonte: (a) Piggott e Rawer (1972) e (b) autor.

### 3.2 Eletrodinâmica das Camadas $E_s$

Os constituintes presentes na camada  $E_s$  têm a sua distribuição afetada por reações químicas que podem resultar na excitação, dissociação ou ionização de um átomo ou molécula. Dessa forma, as reações fotoquímicas na região E, onde as camadas  $E_s$  estão inseridas, estabelecem produção ou perda de determinado constituinte atmosférico. Outro fator que pode influenciar na densidade dos constituintes atmosféricos é a divergência de fluxo. Assim, pode-se expressar a equação (15), que relaciona estes fatores, conhecida como equação da continuidade.

$$\frac{\partial [N]}{\partial t} = q - L - \nabla \cdot ([N]V), \quad (15)$$

onde  $t$  é o tempo,  $q$  representa a taxa de produção por unidade de volume,  $L$  refere-se à perda por unidade de volume e  $V$  é a velocidade das partículas. Os termos  $q$  e  $L$  estão relacionadas com os fatores químicos e a parcela que está expressa pelo divergente do produto  $[N]V$  refere-se aos processos de transporte, que são dependentes das condições dinâmicas. Especificamente, o produto  $[N]V$  representa o fluxo das partículas de densidade  $[N]$ .

Como na ionosfera a densidade iônica total corresponde à densidade eletrônica tem-se o termo  $[N_i]$ , representando a densidade numérica de determinado íon e  $V_i$  a velocidade do íon. Assim a equação da continuidade pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial [N_i]}{\partial t} = q - L - \nabla \cdot (V_i [N_i]) \cdot \quad (16)$$

Os movimentos horizontais, existentes na atmosfera, difundem-se de forma bastante rápida, contribuindo pouco para o termo de transporte  $\nabla \cdot (V_i [N_i])$  quando comparados com os movimentos verticais. Assim, como o efeito dos gradientes verticais de  $N_i$  e de  $V_i$  são mais relevantes sobre a dinâmica das camadas  $Es$ , pode-se representar o termo de transporte somente pela componente de velocidade vertical, indicada por  $V_{iz}$  (RISHBETH; GARRIOTT, 1969). Portanto, a equação da continuidade pode ser representada por:

$$\frac{\partial [N_i]}{\partial t} = q - L - \frac{\partial (V_{iz} [N_i])}{\partial z} \cdot \quad (17)$$

Em relação à formação das camadas  $Es$ , o termo  $V_{iz}$  representa o movimento de íons na direção vertical e pode ser determinado a partir da equação (18):

$$[N_i] m_i \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = [N_i] e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - [N_i] m_i v_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{U}) - \nabla P_i + [N_i] m_i \mathbf{g}, \quad (18)$$

onde  $d\mathbf{V}_i/dt$  refere-se à derivada total da velocidade,  $v_{in}$  é a frequência de colisão efetiva dos íons com partículas neutras,  $\mathbf{U}$  é a velocidade dos ventos,  $P_i$  é a pressão parcial do íon,  $\mathbf{E}$  é o campo elétrico,  $\mathbf{B}$  é o campo magnético e  $\mathbf{g}$  é a aceleração da gravidade. Ainda, o termo de aceleração é pequeno comparado com os termos colisionais e a equação pode ser igualada a zero (CARRASCO, 2005). Fazendo  $P_i = [N_i] k T_{Ki}$  (onde  $k$  refere-se à constante de Boltzmann) e dividindo a equação (18) por  $[N_i] m_i$ , tem-se a equação (19):

$$\frac{e}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - v_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{U}) - \frac{1}{[N_i] m_i} \nabla ([N_i] k T_{Ki}) + \mathbf{g} \approx 0. \quad (19)$$

É conveniente expressar a velocidade dos íons, a velocidade do vento neutro, o campo elétrico em componentes retangulares e o campo magnético simplificado (considerando a declinação magnética igual a zero) em função da inclinação magnética, portanto, tem-se  $\mathbf{V}_i = (V_{ix}, V_{iy}, V_{iz})$ ,  $\mathbf{U} = (U_x, U_y, U_z)$ ,  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$  e  $\mathbf{B} = (-B \cos I, 0, -B \sin I)$ . Dessa forma a componente vertical pode ser descrita através da equação (20):

$$\begin{aligned}
V_{iz} \frac{(v_{in}^2 + \omega_i^2)}{\omega_i^2} &= \cos(I) \operatorname{sen}(I) U_x + \frac{v_{in}}{\omega_i} \cos(I) U_y + \left( \frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \operatorname{sen}^2(I) \right) U_z \\
&+ \frac{1}{v_{in}} \frac{e}{m_i} \cos(I) \operatorname{sen}(I) E_x + \frac{e}{\omega_i m_i} \cos(I) E_y \\
&+ \frac{e}{\omega_i m_i} \left( \frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \operatorname{sen}^2(I) \right) E_z + \left( \frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \operatorname{sen}^2(I) \right) V_d,
\end{aligned} \tag{20}$$

onde  $V_{iz}$  refere-se à componente vertical do vetor velocidade de deriva iônica,  $e$  denota a carga do elétron;  $\omega$  é a frequência ciclotrônica,  $v$  é a frequência de colisão,  $I$  representa a inclinação do campo geomagnético,  $m_i$  é a massa do íon,  $E_x$ ,  $E_y$  e  $E_z$  são as componentes do campo elétrico orientado para norte, leste e para cima, respectivamente;  $U_x$ ,  $U_y$  são as componentes dos ventos horizontais, orientado para norte e leste, respectivamente. O termo  $V_d$  é a velocidade de difusão dos íons que é dada pela equação (21):

$$V_d = - \frac{1}{[N_i] m_i v_i} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} ([N_i] k T_{Ki}) + [N_i] m_i g \right\}. \tag{21}$$

Ainda, duas aproximações podem ser feitas na equação da velocidade vertical: (a) como a atmosfera está em equilíbrio hidrostático, pode-se considerar  $U_z \approx 0$  e (b) devido às altas taxas de colisão entre íons e partículas neutras, a contribuição da velocidade de difusão é muito pequena para a velocidade vertical, sendo portanto, considerada desprezível. Assim, a equação (22) da velocidade vertical é dada por (CARRASCO, 2005):

$$\begin{aligned}
V_{iz} &= \frac{\omega_i^2}{(v_{in}^2 + \omega_i^2)} \left[ \cos(I) \operatorname{sen}(I) U_x + \frac{v_{in}}{\omega_i} \cos(I) U_y + \frac{1}{v_{in}} \frac{e}{m_i} \cos(I) \operatorname{sen}(I) E_x \right. \\
&\left. + \frac{e}{\omega_i m_i} \cos(I) E_y + \frac{e}{\omega_i m_i} \left( \frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \operatorname{sen}^2(I) \right) E_z \right].
\end{aligned} \tag{22}$$

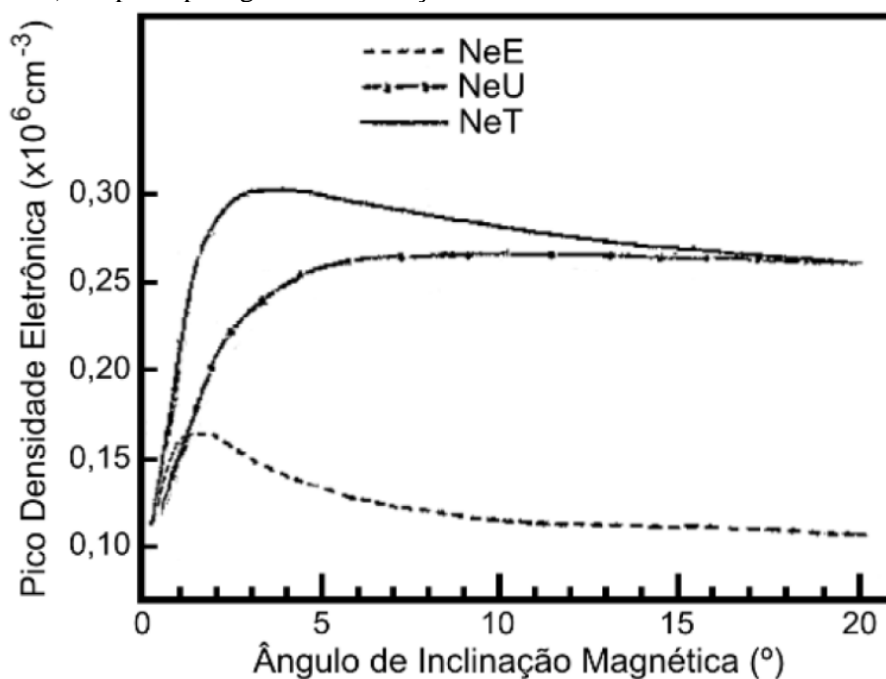
A equação (22) pode ser reescrita como a equação (23), mostrada abaixo:

$$\begin{aligned}
V_{iz} &= \frac{\omega_i^2}{(v_{in}^2 + \omega_i^2)} \left[ \frac{e E_y}{\omega m_i} - (+) U_x \operatorname{sen} I \right] \cos I + \frac{\omega_i v_i}{(v_{in}^2 + \omega_i^2)} \left[ (-) \frac{e_x}{\omega m_i} \operatorname{sen} I + U_y \right] \cos I \\
&+ \frac{\omega_i^2}{(v_{in}^2 + \omega_i^2)} \frac{e}{\omega_i m_i} \left[ \frac{v_{in}^2}{\omega_i^2} + \operatorname{sen}^2 I \right] E_z.
\end{aligned} \tag{23}$$

A equação (23) pode ser aplicada tanto para os íons moleculares quanto para os íons metálicos. Contudo, é menos efetiva para os íons moleculares, pois os mesmos têm um tempo de vida menor que o tempo de formação da camada *Es* (KOPP, 1997).

Finalmente, a contribuição do campo elétrico na formação da camada *Es* em regiões de baixa/média latitude é desprezível quando comparada aos efeitos controladores do cisalhamento dos ventos (DAGAR *et al.*, 1977). Vale destacar que o efeito do campo elétrico é significativo na formação da camada *Es* somente quando se torna mais intenso, por exemplo, em situação da ocorrência de pico pré-reversão, que refere-se a um evento que ocorre nos horários próximos ao pôr do sol (CARRASCO, 2005; ABDU *et al.*, 2003). Como este trabalho não trata deste evento específico, não será considerado o efeito do campo elétrico na formação da camada *Es*. A Figura 17 mostra o perfil do pico de densidade eletrônica da camada *Es*, entre 0° e 20° de inclinação magnética, na altura de 110 km.

Figura 17 - Influência do campo elétrico e dos ventos na formação das camadas *Es* em relação ao ângulo de inclinação magnética. Nota-se a pouca influência do campo elétrico (NeE) com o aumento do ângulo de inclinação magnética, confirmando que o cisalhamento de ventos (NeU) é o principal agente na formação de camadas *Es* em baixa e média latitudes.



Fonte: Modificada de Dagar *et al.* (1977).

Na Figura 17 é possível observar o efeito do campo elétrico (NeE), a influência dos ventos (NeU) e a influência de ambos (NeT) no pico de densidade da camada *Es*. Nota-se que o efeito do campo elétrico tem seu pico entre 1° e 2° de inclinação magnética e após esse

intervalo, diminui consideravelmente, tornando-se menos influente na formação das camadas *Es*. Ao mesmo tempo, observa-se que a influência dos ventos aumenta até atingir o seu máximo em  $\sim 6^\circ$ . A partir desta medida, a influência dos ventos na formação das camadas *Es* se mantém praticamente constante. Assim, para baixas latitudes, a influência do cisalhamento de ventos é predominante na formação das camadas *Es* (DAGAR *et al.*, 1977; RESENDE, 2014).

### 3.3 Processos Químicos Envolvidos na Formação das Camadas *Es*

Os principais constituintes do adensamento de plasma que formam as camadas *Es* têm origem a partir da ablação de meteoros que penetram na atmosfera terrestre e passam por reações químicas para se tornarem íons metálicos.

#### 3.3.1 Origem dos Íons Metálicos

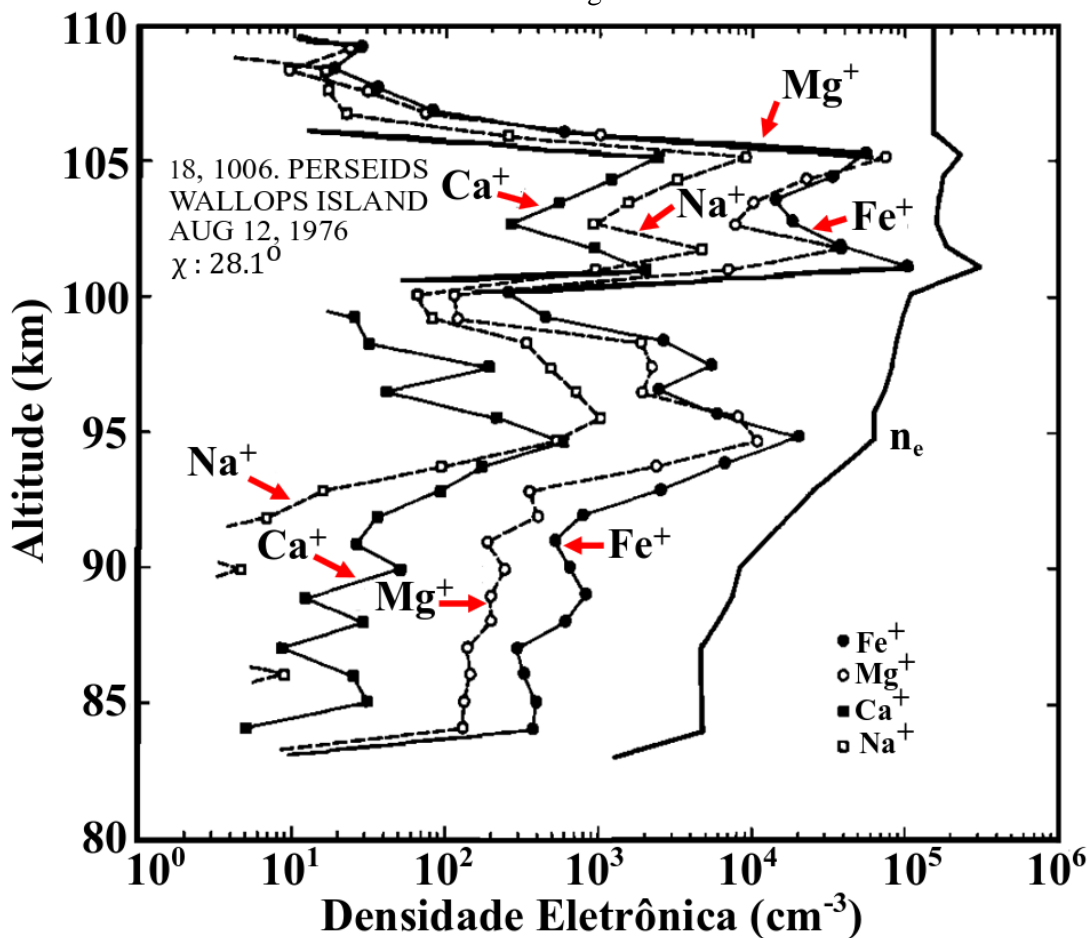
O material extraterrestre interceptado pela atmosfera da Terra representa uma enorme quantidade potencialmente ionizável que pode desempenhar papel significativo na ionosfera. As duas principais fontes para este material são poeira cósmica e meteoroides (BAYRU, 2007). A poeira cósmica também chamada de poeira interestelar se constitui de pequenos fragmentos de carbono ou silicatos que não ultrapassam um micrômetro de diâmetro, e possui uma forma irregular. Sendo assim, esta fonte não fornece os constituintes metálicos utilizados na composição das camadas *Es*.

A segunda fonte de material externo são os meteoroides, que possuem os constituintes metálicos. Basicamente, um meteoróide origina-se de corpos celestes como cometas e asteroides, e ao entrar na atmosfera terrestre com velocidade elevada (11-72 km/s) podem se fragmentar devido ao aquecimento repentino causado pelo atrito com o ar (VONDRAK *et al.*, 2008; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). Quando ocorre este fragmento, eles são chamados de meteoros. A região de ablação dos meteoros ocorre entre 90 e 130 km. Nessa altura, o material depositado pode sofrer ionização (CARTER; FORBES, 1999). O tempo de reação química para a produção dos íons metálicos tem ordem de magnitude cinco vezes menor que o tempo dos processos envolvendo os íons moleculares. Como o tempo de reação de perda é longo, pode ser dito que eles possuem um tempo de vida longa. Assim, estes íons metálicos possibilitam que o adensamento do plasma perdure um tempo suficiente, favorecendo a

formação e persistência das camadas *Es* (RESENDE, 2010). Os principais íons metálicos presentes nas alturas da região E ionosférica são o magnésio ( $Mg^+$ ), ferro ( $Fe^+$ ), cálcio ( $Ca^+$ ), sódio ( $Na^+$ ) e silício ( $Si^+$ ), sendo a composição primária das camadas *Es* (BAYRU, 2007).

Kopp (1997) analisou dados obtidos de cinco experimentos lançados a bordo de foguetes e construiu o perfil de densidade dos íons metálicos  $Mg^+$ ,  $Fe^+$ ,  $Ca^+$  e  $Na^+$ . Apesar do baixo número de medições, foi possível obter as possíveis variações da concentração diurna dos íons metálicos em diferentes situações, como no inverno e no verão, e as diferenças longitudinais. Em todos os casos estudados, o íon metálico dominante foi o  $Fe^+$  seguido do íon  $Mg^+$ . Na Figura 18 é possível observar o comportamento do perfil de densidade do  $Fe^+$ ,  $Mg^+$ ,  $Ca^+$  e  $Na^+$ , em um destes casos analisados. As medidas foram realizadas na região de Wallops Island, Virgínia ( $37,8^\circ N$ ;  $75,47^\circ O$ ) no dia 12 de agosto de 1976. Nota-se que o  $Fe^+$  e o  $Mg^+$  possuem uma quantidade bem expressiva em relação aos outros íons e, assim, são considerados os principais na formação das camadas *Es*.

Figura 18 - Perfil da densidade dos íons  $Fe^+$ ,  $Mg^+$ ,  $Ca^+$  e  $Na^+$  na região de Wallops Island, Virgínia durante a chuva de meteoros no dia 12 de agosto de 1976.



Fonte: Kopp (1997).

### 3.3.2 Principais Reações do $\text{Fe}^+$ e $\text{Mg}^+$

Conforme já mencionado anteriormente, os constituintes  $\text{Fe}^+$  e  $\text{Mg}^+$  são os mais abundantes nas alturas da camada *Es*. O  $\text{Fe}^+$  possui uma maior densidade em relação aos outros íons metálicos existentes nessa faixa de altura. Os processos de reações químicas envolvendo o Fe e  $\text{Fe}^+$  com os seus respectivos coeficientes de reações são apresentados na Tabela 5. Nesta Tabela são mostradas a fotoionização do Fe, a recombinação radiativa de  $\text{Fe}^+$ , as reações de troca de cargas, a recombinação dissociativa e a oxidação/redução do  $\text{Fe}/\text{Fe}^+$ . As espécies iônicas  $\text{FeO}_2^+$ ,  $\text{FeN}_2^+$  e  $\text{FeO}^+$  tendem a dominar acima de 100 km na região E inferior (PLANE; FENG; DAWKINS, 2015).

Tabela 5 - Reações químicas do  $\text{Fe}/\text{Fe}^+$  e seus respectivos coeficientes de reação.

| Nº da reação | Tipo de reação química  | Coefficiente de reação  |
|--------------|---|---|
| R1           | $\text{Fe} + h\nu \rightarrow \text{Fe}^+ + e$                                  | $j_1 = 5,0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$                       |
| R2           | $\text{Fe} + e \rightarrow \text{Fe}^+ + 7,90 \text{ eV}$                       | $\gamma_2 = 1,0 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| R3           | $\text{FeO}^+ + e \rightarrow \text{Fe} + \text{O}$                             | $\gamma_3 = 4,5 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$     |
| R4           | $\text{FeO}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{FeO}^+ + \text{O}_2$               | $\gamma_4 = 1,0 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| R5           | $\text{FeO}^+ + \text{O} \rightarrow \text{Fe}^+ + \text{O}_2$                  | $\gamma_5 = 1,0 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| R6           | $\text{FeN}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{FeO}^+ + \text{N}_2$               | $\gamma_6 = 1,0 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| R7           | $\text{Fe} + \text{O}_2^+ \rightarrow \text{FeO}^+ + \text{O}$                  | $\gamma_7 = 4,0 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| R8           | $\text{Fe}^+ + \text{O}_3 \rightarrow \text{FeO}^+ + \text{O}_2$                | $\gamma_8 = 7,6 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| R9           | $\text{Fe}^+ + \text{O}_2 (+\text{M}) \rightarrow \text{FeO}_2^+$               | $\gamma_9 = 8,3 \times 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$    |
| R10          | $\text{FeO}_2^+ + e \rightarrow \text{Fe} + \text{O}_2$                         | $\gamma_{10} = 2,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  |
| R11          | $\text{FeN}_2^+ + e \rightarrow \text{Fe} + \text{N}_2$                         | $\gamma_{11} = 2,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  |
| R12          | $\text{Fe}^+ + \text{O}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{FeO}_2^+ + \text{N}_2$ | $\gamma_{12} = 2,5 \times 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ |
| R13          | $\text{Fe}^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{FeN}_2^+ + \text{N}_2$ | $\gamma_{13} = 2,5 \times 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ |
| R14          | $\text{Fe}^+ + \text{O} + \text{N}_2 \rightarrow \text{FeO}^+ + \text{N}_2$     | $\gamma_{14} = 2,5 \times 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ |
| R15          | $\text{Fe} + \text{NO}^+ \rightarrow \text{Fe}^+ + \text{NO}$                   | $\gamma_{15} = 7,0 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ |
| R16          | $\text{Fe} + \text{O}_2^+ \rightarrow \text{Fe}^+ + \text{O}_2$                 | $\gamma_{16} = 9,4 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ |
| R17          | $\text{Fe} + \text{O}^+ \rightarrow \text{Fe}^+ + \text{O}$                     | $\gamma_{17} = 2,0 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  |

Fonte: Modificada de Carter e Forbes (1999).

O Mg é um constituinte metálico bastante abundante nos meteoros e um dos principais metais da região de MLT, sendo que cerca de 6 toneladas deste constituinte são depositadas

na atmosfera diariamente (PLANE; HELMER, 1995). Uma grande quantidade de  $Mg^+$  foi detectada na atmosfera superior por foguetes e satélites. No entanto, nenhuma observação parece ter sido relatada sobre a presença do Mg atômico neutro. Isso ocorre porque as medições de Mg atômico na atmosfera superior por fotometria terrestre ou pela técnica LIDAR (do inglês *Light Detection and Ranging*) usariam o comprimento de onda de 285,2 nm, mas a transmissão através da troposfera e estratosfera de comprimento de onda menores que 320 nm são impedidas pela absorção nas faixas de ozônio (ANDERSON; BARTH, 1971; GERARD; MONFILS, 1974; MCEWAN; PHILLIPS, 1975; KOPP *et al.*, 1985; ZAHN *et al.*, 1989; PLANE; HELMER, 1995).

O  $Mg^+$  tem uma estrutura similar ao perfil do  $Fe^+$  como mostra o estudo realizado em Kopp (1997). Sendo assim, as reações do magnésio são semelhantes às do ferro, como mostra a Tabela 6.

Tabela 6 - Principais reações químicas do Mg/Mg<sup>+</sup> e seus respectivos coeficientes de reação.

| Nº da reação | Tipo de reação química                     | Coefficiente de reação   |
|--------------|--|--|
| T1           | $Mg + hv \rightarrow Mg^+ + e$             | $j'_1 = 3,4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$                       |
| T2           | $Mg + O_2^+ \rightarrow Mg^+ + O_2$        | $\gamma'_2 = 1,2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$     |
| T3           | $Mg + NO^+ \rightarrow Mg^+ + NO$          | $\gamma'_3 = 8,2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| T4           | $Mg^+ + O_3 \rightarrow MgO^+ + O_2$       | $\gamma'_4 = 1,2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$     |
| T5           | $MgO^+ + O \rightarrow Mg^+ + O_2$         | $\gamma'_5 = 5,9 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| T6           | $Mg^+ + O_2 (+M) \rightarrow MgO_2^+$      | $\gamma'_6 = 2,4 \times 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$    |
| T7           | $Mg^+ N_2 + O_2 \rightarrow MgO_2^+ + N_2$ | $\gamma'_7 = 3,5 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| T8           | $MgO_2^+ + O \rightarrow MgO^+ + O_2$      | $\gamma'_8 = 6,5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| T9           | $MgO^+ + O_3 \rightarrow Mg^+ + 2O_2$      | $\gamma'_9 = 1,8 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$    |
| T10          | $MgO^+ + O_2 \rightarrow MgO_2^+ + O_2$    | $\gamma'_{10} = 3,3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ |
| T11          | $MgO^+ + O_3 \rightarrow Mg^+ + 2O_2$      | $\gamma'_{11} = 1,8 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ |

Fonte: Plane, Feng e Dawkins (2015).

Os íons metálicos são produzidos por fotoionização do átomo metálico (designado por Mt) dado pela equação (24) e transferência de cargas com os íons da região E conforme equação (25) e (26) (PLANE; FENG; DAWKINS, 2015):





Tomando uma concentração de  $[\text{NO}^+] + [\text{O}_2^+] = 1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  em 100 km, o tempo de vida dos átomos de Ca, Na, Mg e Fe são, respectivamente, de 3,3h; 8,7h; 24h e 28 h (PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). Portanto, há uma dominância do Fe e Mg e, assim, os íons  $\text{Fe}^+$  e  $\text{Mg}^+$  são os mais abundantes em relação as concentrações dos íons  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Ca}^+$  e  $\text{Si}^+$  (KUMAR; HANSON, 1980).

A neutralização dos íons metálicos ( $\text{Mt}^+$ ) na região de MLT ocorrem através da formação de um íon molecular (por exemplo, R9 da Tabela 5) seguida de recombinação com os elétrons (por exemplo, R10 da Tabela 5). O  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Mg}^+$  e o  $\text{Ca}^+$  têm um único orbital externo “s” ocupado e, portanto, é capaz de reagir quimicamente com  $\text{O}_3$  e  $\text{O}_2$  para formar óxidos estáveis. As equações (27) e (28) mostram este tipo de reação (VONDRAK; WOODCOCK; PLANE, 2006; BROADLEY; VONDRAK; PLANE, 2007; WHALLEY *et al.*, 2011; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015):



Para o  $\text{Fe}^+$ , as equações (27) e (28) estão representadas através das reações R8 e R9 na Tabela 5. Para o  $\text{Mg}^+$  as mesmas equações estão representadas pelas reações T4 e T6 na Tabela 6. A equação (27) refere-se a uma reação bimolecular, enquanto a equação (28) refere-se a uma reação dependente da pressão. Dessa forma, a equação (27) domina acima de 90 km. Nesta altura o oxigênio atômico reage com os íons metálicos e resulta na sua forma iônica e, conseqüentemente, evita a neutralização, conforme equação (29) (WOODCOCK *et al.*, 2006; BROADLEY; PLANE, 2010; WHALLEY; PLANE, 2010; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015).



Acima de 100 km a razão  $\text{O}/\text{O}_3$  aumenta rapidamente, resultando no aumento da densidade dos íons metálicos (WOODCOCK *et al.*, 2006; BROADLEY; PLANE, 2010; WHALLEY; PLANE, 2010; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). Por outro lado, competindo

com a ionização tem-se a neutralização dos íons metálicos ( $Mt^+$ ) que pode ocorrer por recombinação radiativa dada pela equação (30). No entanto, a recombinação radiativa é bastante ineficiente à baixas temperaturas da região da MLT, com taxa inferior a  $10^{-11}$   $cm^3/molécula$ . Assim, as camadas *Es* se mantêm durante a maior parte do dia em torno de 100 km. Já para alturas acima de 120 km, onde a pressão atmosférica é muito baixa e a temperatura é alta, a recombinação radiativa se torna efetiva (NAHAR; BAUTISTA; PRADHAN, 1997; BADNELL, 2006; PLANE; FENG; DAWKINS, 2015). Este fato é uma das razões que as camadas *Es* são mais raras e perduram pouco tempo em alturas entre 120 e 150 km.



### 3.4 Processos Físicos na Formação da Camada *Es*

Os processos físicos de formação das camadas *Es* dependem principalmente da latitude magnética. Os mecanismos eficientes na formação das camadas *Es* são divididos em três regiões de latitudes distintas: altas latitudes (auroral), baixas/médias latitudes e latitudes equatoriais (RATCLIFFE, 1962; SMITH, 1962; RESENDE, 2014).

De acordo com Leighton, Shapley e Smith (1962) os tipos de camadas *Es* estão ligados ao seu mecanismo de formação, dos quais os tipos:

- *h*, *c*, *l* e *f* – são comuns em baixas e médias latitudes, devido ao processo de cisalhamento de ventos;
- *a* e *r* – são comuns em latitudes aurorais, devido aos processos de precipitação de partículas;
- *q* – observadas em regiões próximas do equador magnético, devido às irregularidades do plasma do EEJ;
- *s* – pode ocorrer em baixas e altas latitudes, devido às ondas de gravidade.

O foco principal deste trabalho são as regiões de baixa latitude e as regiões sob a influência da AMAS. Portanto, os principais processos de formação que serão considerados são o cisalhamento de ventos e a precipitação de partículas.

### 3.4.1 Cisalhamento de Ventos em Regiões de Baixa e Média Latitude

O principal agente na formação das camadas *Es* em baixas e médias latitudes é o processo de cisalhamentos de ventos que orienta o direcionamento dos íons moleculares e metálicos, fazendo com que se desloquem para uma região comum, provocando um adensamento do plasma.

Como comentado no Capítulo anterior, na altura da região E, os ventos (zonal e meridional) são provenientes de marés atmosféricas que são classificadas de acordo com sua periodicidade. As oscilações diurnas e semidiurna tendem a exibir uma rotação do vetor do vento no sentido horário no hemisfério norte e uma rotação no sentido anti-horário no hemisfério sul em conformidade com as oscilações das marés na fluidodinâmica (HINES, 1966). Essa dinâmica no vetor do vento meridional e zonal é uma característica bastante importante no processo de cisalhamento dos ventos.

O termo cisalhar está relacionado à força em sentidos opostos. Em física trata-se de um fenômeno que causa deformação em um determinado corpo, provenientes de forças que atuam sobre ele, e assim, provocando um deslocamento em planos diferentes e mantendo-se o volume constante. De forma análoga, no caso específico do cisalhamento dos ventos de marés, o fenômeno está relacionado com camadas formadas por ventos com velocidades diferentes e com orientações distintas (HARGREAVES, 1992; KELLEY, 2009). O cisalhamento dos ventos pode ocorrer na direção vertical (mudança de vento sobre uma distância vertical), horizontal (mudança de vento sobre uma distância horizontal) ou pode ocorrer de ambas as formas.

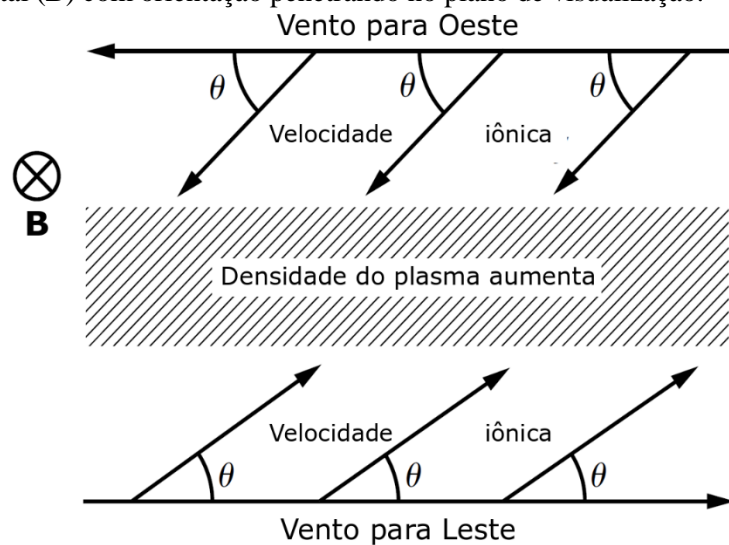
A Figura 19 exemplifica uma situação geral, da convergência de íons, na qual o cisalhamento vertical do vento leste-oeste induz o aparecimento de uma camada *Es*. A convergência iônica envolve a componente horizontal do campo magnético e é caracterizada por um vento oeste acima e um vento leste abaixo (HAUDOLPIS, 2011).

Na Figura 19, o vento ( $\mathbf{U}$ ) arrasta os íons positivos, uma vez que nas alturas da região E, a frequência de colisão (com neutros) é maior que a girofrequência ( $\nu_i > \omega_i$ ). Na presença do campo magnético da Terra, os íons ficam sujeitos a uma força de Lorentz ( $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ ) direcionada para cima, nas altitudes em que o vento for para leste e para baixo nas altitudes em que o vento for para oeste, de modo que, pela composição de movimentos convergem em um ângulo  $\theta$  para a região onde a velocidade é nula, e se acumulam dentro da região de

cisalhamento (HAUDOLPIS, 2011; RESENDE, 2014). Assim, forma-se uma nova camada, a qual denomina-se camada *Es*.

Para o caso do mecanismo de cisalhamento do vento meridional, tem-se um vento norte acima e um vento sul abaixo. Os íons são movimentados pelo vento horizontal e simultaneamente sujeitos à força de Lorentz que os faz girar ao longo das linhas inclinadas do campo magnético. Como resultado, os íons se movem na direção do campo magnético e convergem para a altura onde a resultante da velocidade do vento é nula (HAUDOLPIS, 2011). No entanto, abaixo dos 115 km de altitude, onde as camadas *Es* são mais observadas, o mecanismo de cisalhamento horizontal não é eficiente porque os íons são menos magnetizados, o que reduz o efeito da força de Lorentz sobre o movimento dos íons (RESENDE, 2014).

Figura 19 - Cisalhamento do vento zonal com a convergência vertical dos íons em uma fina camada de ionização que se forma na região em que a velocidade do vento é nula (região hachurada). O termo  $\theta$  corresponde ao ângulo de deslocamento dos íons que está sob a influência do vento zonal (direcionado para oeste acima e para leste abaixo) e do campo magnético horizontal ( $\mathbf{B}$ ) com orientação penetrando no plano de visualização.



Fonte: Kelley (2009).

Os elétrons não são afetados pelos ventos neutros nas alturas da formação das camadas *Es*, uma vez que  $\omega_e \gg v_e$ . Contudo, eles se movem ao longo das linhas do campo magnético, neutralizando a carga espacial criada pelo movimento iônico. Assim, é possível manter a neutralidade do plasma, o que permite a formação e duração de uma nova camada (HAUDOLPIS, 2011; RESENDE, 2014).

### 3.4.2 Precipitação de Partículas

A ionosfera em alta latitude possui particularidades em relação às latitudes médias e tropicais em função da sua conexão, praticamente direta, com a magnetosfera por meio das linhas abertas de campo geomagnético. Assim, as partículas energéticas que se movimentam numa trajetória helicoidal ao longo das linhas de campo geomagnético, precipitam na atmosfera da alta latitude, causando uma ionização adicional nas camadas da ionosfera. A taxa de produção de ionização auroral produzida pela precipitação de partículas é duas ordens de magnitude superior à taxa de produção por fotoionização, mostrando que a precipitação é um mecanismo dominante que afeta a ionosfera de alta latitude (HINTEREGGER; HALL; SCHMIDTKE, 1965; BARON, 1974).

A energia das partículas determina a sua profundidade de penetração e a distribuição em suas energias determina o perfil de ionização resultante. Elétrons de baixa energia podem caracterizar o padrão de precipitação auroral, por exemplo, depositando sua energia em altitudes maiores, criando concentrações de plasma altamente variáveis na região F. A energia típica dos elétrons na aurora noturna é de 3 a 10 keV e o impacto dos elétrons é a fonte de ionização dominante. Esta faixa de energia resulta em grande produção de plasma na região E (KELLEY, 2009).

O parâmetro de energia das partículas energéticas responsáveis pela ionização é importante no estudo do mecanismo que causa a precipitação. A altitude da taxa máxima de produção diminui à medida que a energia das partículas primárias é aumentada. Em alta latitude, observou-se um aumento da taxa de produção devido à precipitação de partículas, em alturas entre 92 e 125 km com a energia das partículas variando de 2 a 35 keV (BARON, 1974).

A precipitação de partículas também ocorre em regiões fora da zona auroral, por exemplo, em baixas latitudes, devido à presença da AMAS. A precipitação nesta região é uma consequência da baixa intensidade do campo magnético terrestre, que permite que partículas da deriva ao redor da Terra, mergulhem na atmosfera (VOSS; SMITH, 1980). As partículas que precipitam podem se estender por vários graus de longitude e latitude ao redor da região central da anomalia (ABDU *et al.*, 2005). A AMAS ocorre por causa da assimetria do campo geomagnético em relação ao eixo de rotação da Terra e trata-se de uma região onde a parte mais intensa do cinturão de Van Allen tem a máxima aproximação com a superfície terrestre. (VERNOV *et al.*, 1967). O resultado é que para uma dada altitude, a intensidade de ionização

é maior nesta região do que na circunvizinhança (CHAPMAN; BARTELS, 1940; DESSLER, 1959; VERNOV *et al.*, 1967).

Dessler (1959) foi o primeiro a indicar que a AMAS teria implicações importantes na dinâmica da energia de partículas carregadas e que poderia causar uma precipitação na região de anomalia. A partir de medições realizadas a bordo do satélite *Sputnik V*, ocorreu a primeira evidência experimental sobre a presença de radiação intensificada da anomalia (VERNOV *et al.*, 1967; PINTO JUNIOR; GONZALEZ, 1986). Em medições de raios X com balões na região da AMAS durante uma forte tempestade geomagnética, foi identificada a intensificação dos fluxos de raios X na atmosfera e um aumento no fluxo de elétrons precipitantes. Essa intensificação do fluxo dos raios X foi considerada como a primeira evidência da precipitação de elétrons naturais do cinturão interno associada à atividade geomagnética na região da anomalia (PINTO JUNIOR; GONZALEZ, 1986; NISHINO *et al.*, 2002).

Durante a ocorrência de uma intensa tempestade magnética em agosto de 1972, foi observado aumento de ionização na região D ionosférica devido à precipitação de partículas energéticas do cinturão interno de radiação localizada na região da AMAS (ABDU *et al.*, 1973). Medições subsequentes por ionossonda e por receptores terrestres VLF (do inglês, *very low frequency*), verificaram um aumento significativo de ionização nas regiões ionosféricas D e E (~70-120 km) ao longo da AMAS durante eventos de tempestades magnéticas. Esta ionização foi creditada às partículas energéticas na faixa de 100 keV para elétrons e alguns MeV para prótons (ABDU *et al.*, 2005).

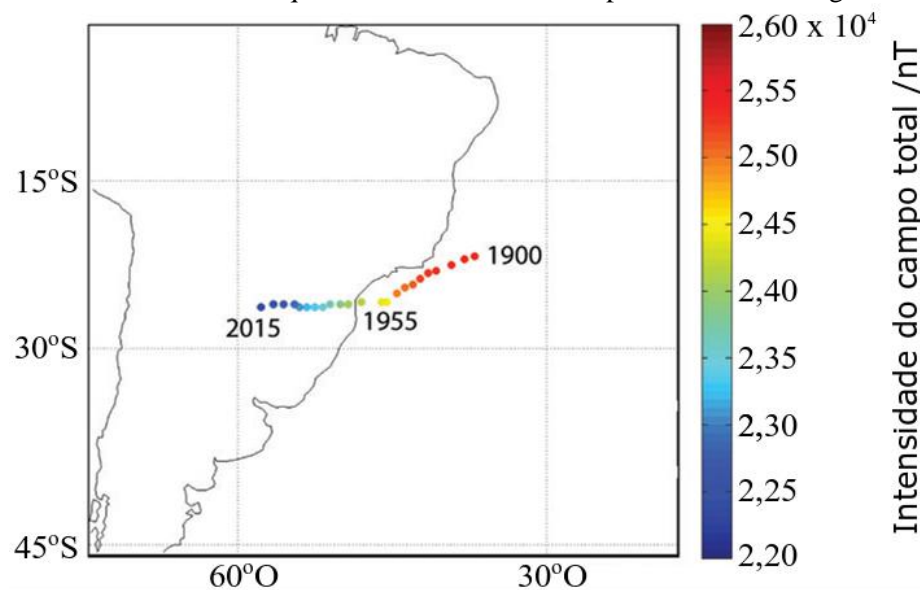
Adicionalmente, Batista e Abdu (1977) mostraram intensificações nas camadas *Es* em CXP durante a fase de recuperação de tempestades magnéticas ocorridas entre 1973 e 1975. O alto valor das densidades eletrônicas e o formato da camada *Es* nos ionogramas, fizeram com que os autores classificassem as camadas como do tipo *a*. Após estudos de ventos e taxa de recombinação, eles verificaram que o aumento da densidade eletrônica deveria estar associado à precipitação de partículas do cinturão de Van Allen e/ou da ionosfera superior uma vez que CXP estava sob a região da AMAS.

A localização atual da AMAS resultou da deriva constante e secular para oeste e de sua localização no Oceano Atlântico há alguns anos atrás (ABDU *et al.*, 2005). A Figura 20 mostra um gráfico da intensidade do campo magnético total em nanotesla (nT) ao longo do tempo, desde 1900 até 2015. Os pontos na Figura 20 referem-se à menor magnitude do campo

magnético ao longo desses anos. Pela escala de cores é possível notar um decréscimo expressivo na intensidade mínima do campo magnético.

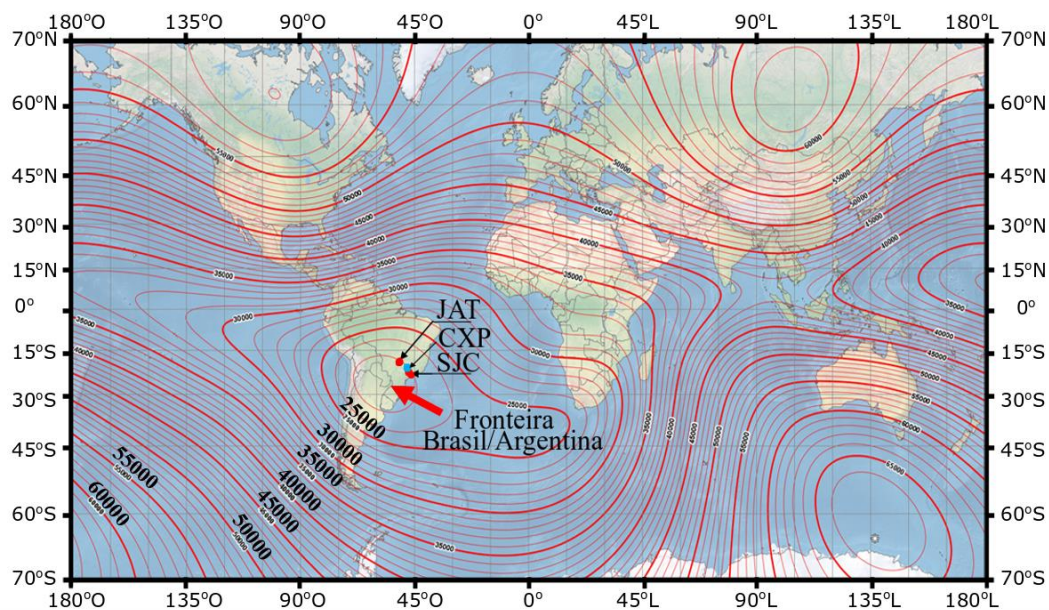
Atualmente, a AMAS tem o seu centro localizado sobre a América do Sul. A Figura 21 mostra a configuração da distribuição total da intensidade do campo magnético no mundo, na qual seu menor valor na América do Sul indica a posição do centro da AMAS em 2015. Além disso, pode ser observado que o centro da região da AMAS está localizado entre o sul do Brasil e o norte da Argentina, razão pela qual a comunidade científica atualmente está nomeando a AMAS como Anomalia Magnética da América do Sul em vez de Anomalia Magnética do Atlântico Sul. A fronteira entre o Brasil e a Argentina é destacada através da seta vermelha. Os pontos vermelhos indicam a localização dos observatórios de JAT, SJC e o ponto em azul indica a região de CXP.

Figura 20 - Evolução da localização do ponto central da AMAS entre os anos de 1900 e 2015. A escala de cores denota que o valor mínimo do campo diminuiu ao longo do tempo.



Fonte: Finlay *et al.* (2010).

Figura 21 - Isolinhas da distribuição da intensidade total do campo geomagnético em que é possível observar uma baixa intensidade do valor do campo magnético (em nT) sobre a América do Sul em 2015.



Fonte: Adaptada de National Centers... (2020).

## 4 INSTRUMENTAÇÃO

A variabilidade no perfil vertical de densidade eletrônica da atmosfera superior faz com que determinadas ondas de radiofrequência reajam de formas distintas ao incidirem nas diferentes regiões e nas camadas da ionosfera. A ionosfera terrestre é formada por um plasma e, esse plasma quando é instantaneamente perturbado a partir de uma condição de equilíbrio, inicia-se o movimento coletivo de partículas que tendem a restaurar a neutralidade de carga original. Esses movimentos coletivos são caracterizados por uma frequência natural de oscilação conhecida como frequência de plasma. Como essas oscilações coletivas são de alta frequência, os íons, devido à sua massa maior que a do elétron, são incapazes de seguir o movimento dos elétrons. Os elétrons oscilam coletivamente sobre os íons pesados, sendo que a força de restauração coletiva é fornecida pela atração íon-elétron (BITTENCOURT, 2004). É possível determinar a frequência de plasma ( $f_p$ ) das regiões e camadas da ionosfera através da equação (31):

$$f_p = \left( \frac{[N_e]e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}, \quad (31)$$

onde  $\epsilon_0$  denota a permissividade elétrica no vácuo.

Para se determinar o perfil vertical de ionização da ionosfera um dos instrumentos mais utilizados é a ionossonda. Trata-se de um equipamento que emite pulsos de energia eletromagnética de frequência variável dentro da faixa da HF (1-20 MHz) e comprimentos de ondas entre 15 m e 300 m. Esses comprimentos de ondas são curtos o suficiente para que o meio ionosférico não mude muito com a distância de alguns comprimentos de ondas e, portanto, pode ser considerado como uma camada plana horizontalmente uniforme (HARGREAVES, 1992).

A ionossonda possui um dispositivo transceptor empregado tanto para emissão do sinal de radiofrequência (RF) quanto para recepção dos sinais refletidos pelas camadas ionosféricas, podendo a partir dos registros destes sinais recebidos extrair alguns parâmetros que são utilizados na análise ionosférica. Entre os parâmetros tem-se a altura virtual, representada por  $h'$  e a frequência crítica ( $f$ ). A altura virtual é dada pela equação (32) e tem como princípio a equação básica do deslocamento no movimento uniforme (MU), estudado na cinemática da mecânica clássica:

$$h' = ct/2, \quad (32)$$

onde o produto entre a velocidade da luz  $c$  e o tempo  $t$  de ida e volta do pulso refere-se à distância total de propagação do sinal até retornar à ionossonda. Quando se divide por dois tem-se apenas a distância da ida ou da volta, que são consideradas iguais. O pulso não se propaga à velocidade da luz devido à influência dos elétrons livres presentes na ionosfera (HARGREAVES, 1992).

O campo magnético da Terra, em geral, faz com que uma onda de rádio, incidente na ionosfera inferior, seja dividida em duas ondas de polarizações diferentes. Estas ondas são refletidas, independentemente, na ionosfera. Elas ocorrem devido à interação dos elétrons no plasma com o campo magnético. A teoria moderna do plasma mostra que a presença de íons pode introduzir modos de ondas que podem ser observados experimentalmente e são descritos como ondas magneto-iônicas. Por analogia com a dupla refração óptica, uma é chamada onda ordinária (representada pela letra  $o$ ), e a outra, onda extraordinária (representada pela letra  $x$ ) (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; PIGGOTT; RAWER, 1972; COLLIN, 1985).

As ondas ordinárias surgem quando o campo elétrico da onda incidente acelera os elétrons presentes na ionosfera na direção paralela as linhas do campo magnético da Terra ( $\mathbf{B}$ ), de forma que a onda refletida não sofre alteração em seu comportamento devido à presença de  $\mathbf{B}$ . A onda ordinária pode então ser caracterizada como uma onda em que  $X = 1$ , onde  $X$  é dado pela razão entre o quadrado da frequência de plasma e o quadrado da frequência da onda, expresso pela equação (33) (COLLIN, 1985; HARGREAVES, 1992; BITTENCOURT, 2004). Isso só acontece se a frequência de plasma for igual à frequência da onda incidente na ionosfera:

$$X = \frac{f_p^2}{f^2} = 1. \quad (33)$$

O tipo de traço extraordinário ocorre quando o campo elétrico da onda de rádio ao penetrar na ionosfera influencia no movimento dos elétrons livres, acelerando-os numa direção perpendicular ao campo  $\mathbf{B}$ , que por sua vez também influencia no movimento dos elétrons devido a esse movimento perpendicular. A condição dessa onda é dada pela equação (34) ou (35).

$$X = 1 - Y, \quad (34)$$

$$X = 1 + Y, \quad (35)$$

sendo  $Y < 1$  na equação (34) e  $Y = \omega_e/f$  para as equações (34) e (35), onde  $\omega_e$  denota a girofrequência do elétron.

Quando a frequência da onda incidente tiver um valor superior ao valor da frequência de plasma, o sinal não é refletido e o pulso da onda penetra na ionosfera (HARGREAVES, 1992). Na região em que o pico de densidade eletrônica da ionosfera é muito elevado, utilizam-se as condições de  $X = 1$  e  $X = 1 - Y$  para se determinar o que é denominado de frequências críticas  $f_o$  e  $f_x$  referente às ondas ordinárias e extraordinárias, respectivamente. Se a frequência de um sinal de rádio refletido em uma única camada espessa aumentar, a altura virtual aumentará mais rapidamente do que a altura real. Quando o nível máximo de densidade eletrônica na camada é alcançado, a altura virtual se torna efetivamente infinita. A frequência em que isso ocorre é chamada de frequência crítica da camada. Se a camada refletora é muito fina, o aumento da altura virtual com frequência não pode ser observado, mas a amplitude do sinal parece diminuir rapidamente acima de uma determinada frequência. A máxima frequência na qual é obtido um traço quase contínuo é chamada de frequência de topo (PIGGOTT; RAWER, 1972).

Através do perfil apresentado nos ionogramas, pode-se obter alguns parâmetros característicos da região E e F, como por exemplo  $f_oE$ ,  $f_oF_1$  e  $f_oF_2$ . A partir destes parâmetros pode-se calcular a máxima densidade eletrônica de cada uma das regiões e camadas da ionosfera de acordo com a equação (36):

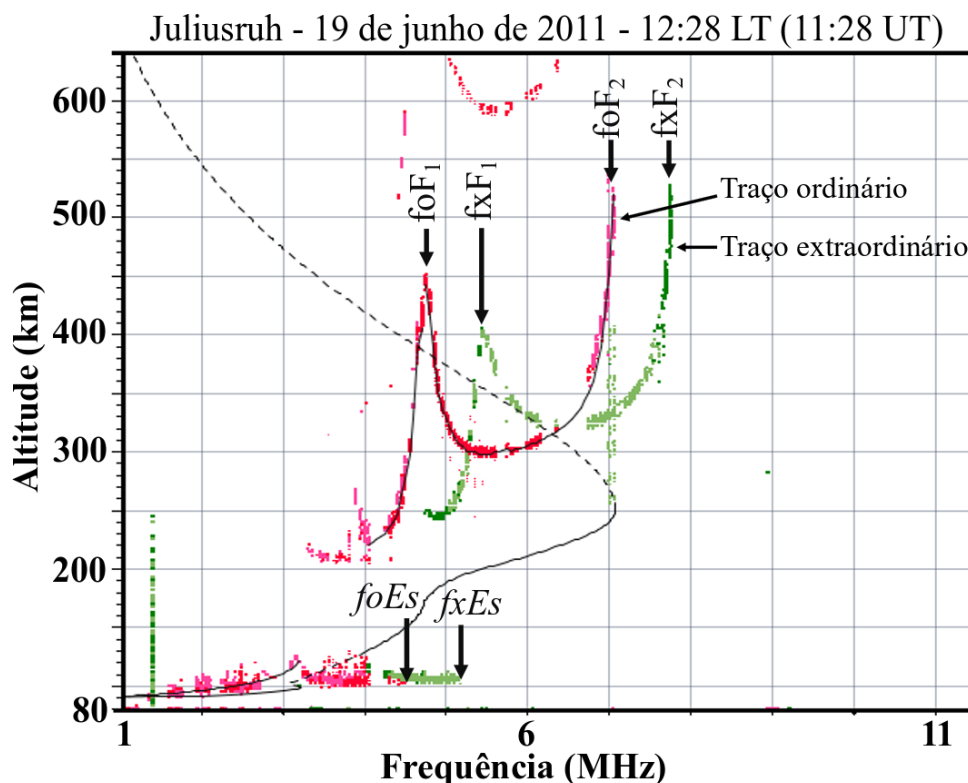
$$N_{m\acute{a}x} = 1,24 \times 10^{10} (f_o)^2 \text{ elétrons/m}^3, \quad (36)$$

onde  $f_o$  é a frequência crítica do traço ordinário, dada em MHz e  $N_{m\acute{a}x}$  é o pico de densidade eletrônica da região/camada da ionosfera, expressa em elétrons/m<sup>3</sup>. Por convenção, o modo ordinário é utilizado para a conversão de frequências críticas de ionogramas em densidade eletrônica, pois o mesmo não sofre os efeitos do campo magnético. No caso das camadas  $E_s$ , o parâmetro  $f_bE_s$  é o que melhor representa a densidade eletrônica das camadas  $E_s$  (REDDY; RAO, 1968). Vale ressaltar que a expressão da equação (36) é utilizada para todas as camadas da ionosfera (GOODMAN, 2005).

As ondas ordinárias e extraordinárias apresentam pequenas diferenças nos índices de refração e assim se propagam com velocidades e direções ligeiramente diferentes. Como consequência, cada ionograma consiste em dois traços correspondentes aos ecos -o e -x (RISHBETH; GARRIOT, 1969; GOODMAN, 2005). A Figura 22 demonstra um ionograma

em que é possível perceber o traço ordinário e extraordinário das camadas  $F_1$ ,  $F_2$  e camadas  $E_s$  no dia 19 de junho de 2011 às 12:28 LT (11:28 UT) obtido da ionossonda digital de Juliusruh (54,6° N; 13,4° L; dip latitude: 53° N), Alemanha.

Figura 22 - Ionograma do dia 19 de junho de 2011 às 12:28 LT (11:28 UT) obtido da ionossonda digital de Juliusruh (54,6° N; 13,4° L; dip latitude 53° N), Alemanha. Destacam-se a onda ordinária e extraordinária das camadas  $F_1$ ,  $F_2$  e camadas  $E_s$  e as frequências críticas dessas camadas.



Fonte: Modificada de Didbase (2011).

#### 4.1 A Ionossonda Digital CADI

Entre os equipamentos de radiofrequência utilizados atualmente para análise da ionosfera, tem-se a ionossonda tipo CADI (*Canadian Advanced Digital Ionosonde*). Trata-se de uma ionossonda digital avançada, desenvolvida pela Rede Canadense de Pesquisa Espacial. Ela pode ser empregada tanto para monitoramento ionosférico rotineiro, como para pesquisa científica. O seu sistema de sondagem integra técnica de codificação de fase e, também, eletrônica de estado sólido (MUELLA, 2004). Este tipo de ionossonda digital é utilizado pelo grupo de pesquisa em Física Espacial da UNIVAP. Atualmente, a rede de

ionossondas gerenciadas pela UNIVAP dispõe dos dados de cinco estações ionosféricas, estrategicamente distribuídas ao longo do setor brasileiro, conforme Tabela 7.

Tabela 7 - Estações de ionossondas utilizadas pelo grupo de pesquisa em Física Espacial da UNIVAP.

| Estação Ionosférica    | Coordenadas Geográficas | Dip Latitude |
|------------------------|-------------------------|--------------|
| Araguatins-TO          | 05,7° S e 48,1° O       | 05,05° S     |
| Jataí-GO               | 17,9° S e 51,7° O       | 13,40° S     |
| Manaus-AM              | 03,1° S e 60,0° O       | 03,80° N     |
| Palmas-TO              | 10,3° S e 48,3° O       | 09,02° S     |
| São José dos Campos-SP | 23,2° S e 45,8° O       | 21,00° S     |

**Fonte:** Autor.

O sistema CADI opera com pico de potência de transmissão de 600 W numa faixa de altura selecionada entre 90 e 1024 km usando uma antena delta para transmissão e quatro antenas dipolo para recepção. A CADI opera simultaneamente em dois modos diferentes. No primeiro ela varre frequências de 1 a 20 MHz com uma largura do pulso de 40  $\mu$ s que permite uma resolução de altura de  $\pm 3$  km e resolução temporal de 300 s (MACDOUGALL; GRANT; SHEN, 1995). No segundo modo ela opera em seis frequências pré-selecionadas (3, 4, 5, 6, 7 e 8 MHz) e gera gráficos de isofrequência em alta resolução temporal (100 s). Usando os valores de altura virtual extraídos diretamente do segundo modo de operação é possível investigar as variações diárias de altura virtual para cada uma das seis frequências (FAGUNDES *et al.*, 2007).

O transmissor da CADI utiliza uma sequência de código de pulsos, designada por sequência *Barker* de 13 bits de comprimento, onde a saída do pulso torna-se  $13 \times 40 \mu\text{s} = 520 \mu\text{s}$ , e os pulsos são codificados em fase por  $\pm 90^\circ$  através de um caminho especial. Isso faz com que haja uma melhora na relação sinal/ruído e, conseqüentemente, a saída de potência efetiva torna-se o equivalente a ter 13 vezes mais potência transmitida ( $13 \times 600$  W) (MUELLA, 2004). A Figura 23 mostra os equipamentos internos que possibilitam o funcionamento da ionossonda digital CADI. A Figura 24 mostra a imagem da antena delta utilizada para transmissão e recepção.

A ionossonda do tipo CADI cobre uma área da ionosfera com ângulo de  $30^\circ$  com a normal (ou seja, um cone com ângulo de visão de  $60^\circ$ ), o que corresponde a uma sondagem, de uma área circular com diâmetro de  $\sim 104$  km na altura inferior da região E (90 km) e diâmetro  $\sim 173$  km na altura superior da região E (150 km). A Figura 25 mostra a região de cobertura da ionosfera sobre a estação de observação onde está instalada a antena da ionossonda tipo CADI.

Figura 23 - Equipamentos internos da ionossonda digital CADI instalada em SJC, destacados pelos retângulos vermelhos. O sistema é composto pelo computador, gerador de frequência, transmissor, receptor, sistemas de controle de tempo e de aquisição de dados.



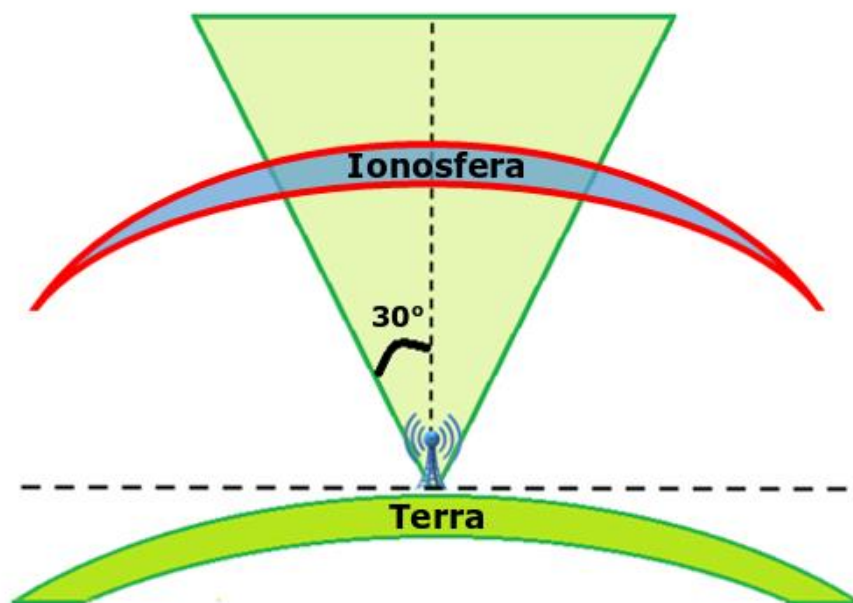
Fonte: Autor.

Figura 24 - Antena delta com um mastro de aproximadamente 20 metros localizada no observatório de Física Espacial da UNIVAP em SJC.



Fonte: Autor.

Figura 25 - Região na ionosfera varrida pela ionossonda com ângulo de  $30^\circ$  com a normal (ângulo de visão de  $60^\circ$ ).



Fonte: Adaptada de Alfonsi *et al.* (2013).

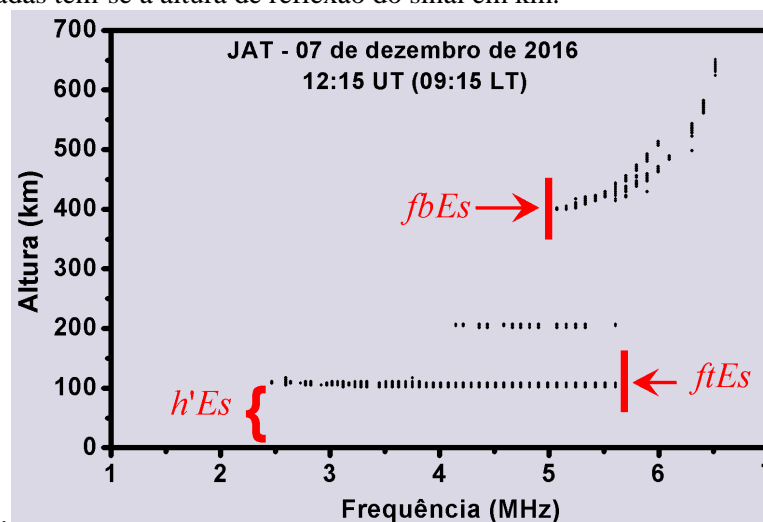
#### 4.2 Redução dos Parâmetros da Camada *Es* a partir dos Ionogramas

Para efetuar a redução e análise dos dados dos ionogramas foi empregado neste estudo o programa computacional UDIDA desenvolvido por Pillat *et al.* (2013), que facilita a visualização dos ionogramas e dos gráficos de isofrequência.

Para o primeiro modo de operação da ionossonda CADI, os dados coletados estão configurados para serem armazenados em arquivos separados por hora, gerando 24 arquivos no formato MD4. Os ionogramas são gravados no intervalo de cinco minutos, o que resulta em 12 ionogramas por hora. Neste trabalho foram reduzidos quatro parâmetros relacionados às camadas *Es*, sendo eles: o tipo de camada *Es*, a frequência de bloqueio (*fbEs*), a frequência de topo (*ftEs*) e a altura virtual (*h'Es*). Cada tipo de camada *Es* visualizada nos ionogramas foi classificado conforme descrito anteriormente na seção 3.1.

O parâmetro *fbEs* consiste na frequência máxima da região/camada superior que é bloqueada pela camada *Es*, ou seja, a frequência em que a camada *Es* bloqueia o recebimento de ecos de regiões superiores da ionosfera. O parâmetro *ftEs* refere-se à frequência máxima para o qual se observa o eco da camada *Es* e o parâmetro *h'Es* refere-se à altura mínima apresentada pela camada *Es* (PIGGOTT; RAWER, 1972). Um exemplo da identificação no ionograma dos parâmetros *fbEs*, *ftEs* e *h'Es* é mostrado na Figura 26.

Figura 26 - Ionograma mostrando os parâmetros  $fbEs$ ,  $ftEs$  e  $h'Es$  às 09:15 LT do dia 07 de dezembro de 2016 em JAT. No eixo das abscissas tem-se a frequência em MHz e no eixo das ordenadas tem-se a altura de reflexão do sinal em km.



Fonte: Autor.

Na Figura 27 é mostrada a tela de redução onde são incluídos os valores dos parâmetros a serem reduzidos e salvos para cada ionograma.

Figura 27 - Tela de redução dos parâmetros  $h'Es$ ,  $fbEs$ ,  $ftEs$  e da classificação do tipo de camada  $Es$ .

| Tabela de Reducao |          |          |     |      |      |      |      |     |
|-------------------|----------|----------|-----|------|------|------|------|-----|
| E                 | UT       | LT       | h'E | foE  | h'Es | fbEs | foEs | Es- |
|                   | 23:55:00 | 20:55:00 | 924 | 14.0 |      |      |      |     |

Desfazer Pula Não Salvar Recuperar Dados Prox Ion Salvar Ver Redução Ver Lista  Filtro

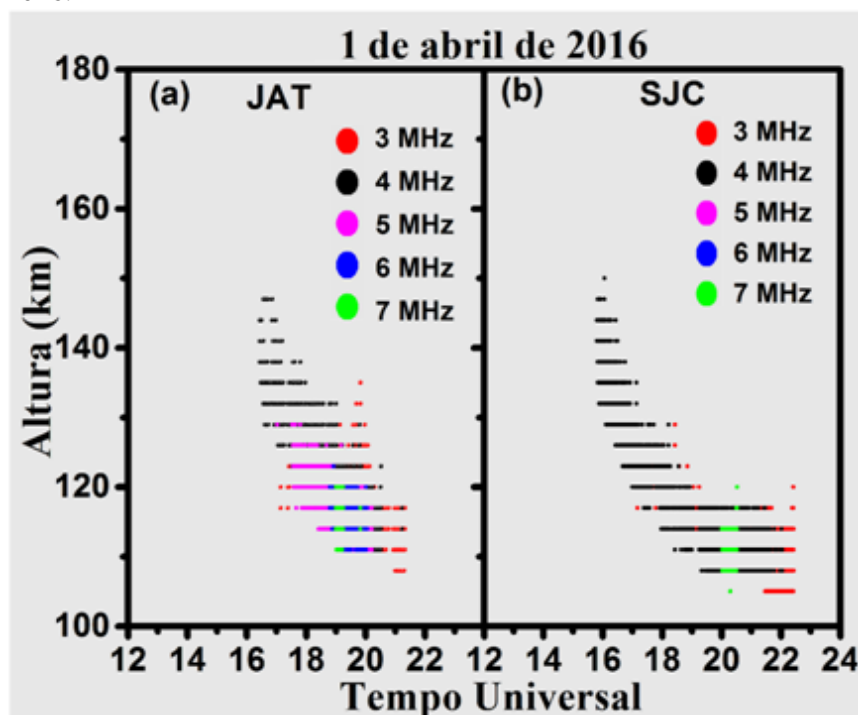
Fonte: Autor

Na tela de redução de dados (Figura 27) tem-se o campo para redução da frequência crítica do traço ordinário da camada  $Es$  ( $foEs$ ). Contudo, na prática não é possível fazer distinção entre o traço ordinário e o traço extraordinário de uma camada  $Es$  e, assim, neste campo é registrado o valor do parâmetro  $ftEs$ . A classificação dos tipos de camada  $Es$  é efetivada digitando-se a letra correspondente no campo que segue o símbolo “ $Es-$ ”.

Para o segundo modo de operação da CADI são registrados gráficos de isofrequência com alta resolução temporal de 100 s. O gráfico de isofrequência do tempo (UT) versus altura (km) agrupa todos os dados registrados em um dia em uma mesma tela. Dessa forma é possível observar a evolução temporal e em altura de seis frequências ao longo de 24 horas, possibilitando investigar, por exemplo, o possível movimento de descida ou subida de uma

camada *Es*. Um exemplo do gráfico de isofrequência com a descida de uma *Es* é mostrado na Figura 28 para observações obtidas nas estações de JAT e SJC.

Figura 28 - Gráfico de isofrequência de JAT (painel a) e SJC (painel b), mostrando a evolução das frequências em tempo e em altura entre os horários de 16:00 e 23:00 UT, no dia 1 de abril de 2016.



Fonte: Autor.

O UDIDA foi desenvolvido para atender a necessidade de redução de parâmetros da região F e cumpre esse papel de forma bastante satisfatória. Para a região E, notou-se ao longo do desenvolvimento deste trabalho a necessidade de melhorias no UDIDA.

- Para visualizar os dados reduzidos, na versão anterior do UDIDA seria necessário gerar o arquivo DAT, abrindo-se, portanto, uma nova tela com os dados reduzidos. Foi sugerida e implementada a visualização da redução no próprio ionograma, facilitando a conferência e correção dos dados reduzidos.
- Durante a redução, os tipos de camadas *Es* foram colocados no campo *Es-*. Contudo, na versão anterior do UDIDA só era possível reduzir os parâmetros de uma camada *Es* conforme mostrado na Figura 27. Foi sugerida e implementada a inserção de campos dos outros parâmetros para até três tipos de camadas *Es*. A escolha de três tipos se deu porque foi a maior quantidade de camadas identificadas num mesmo ionograma durante o período reduzido. A Figura 29 mostra a nova tela de redução com a possibilidade de reduzir os parâmetros de até três camadas *Es*.

Figura 29 - Tela implementada para redução dos parâmetros  $h'Es$ ,  $fbEs$ ,  $foEs$  e da classificação do tipo para até três camadas  $Es$ .

| Tabela de Reducao |          |     |  |  |     |  |  |      |  |  |      |  |  |      |  |  |  |
|-------------------|----------|-----|--|--|-----|--|--|------|--|--|------|--|--|------|--|--|--|
| E                 |          | h'E |  |  | foE |  |  | h'Es |  |  | fbEs |  |  | foEs |  |  |  |
| UT                | LT       |     |  |  |     |  |  |      |  |  |      |  |  |      |  |  |  |
| 12:00:19          | 09:00:19 |     |  |  |     |  |  |      |  |  |      |  |  |      |  |  |  |

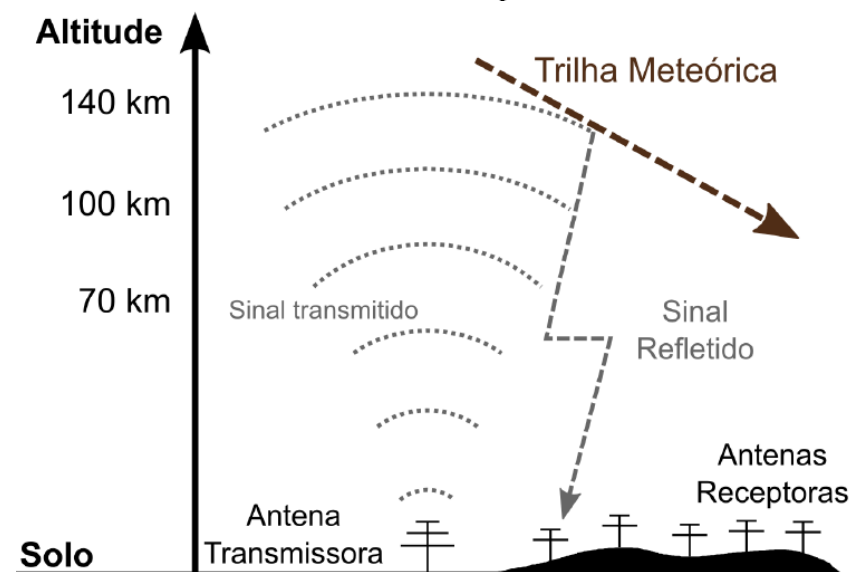
Filtro

Fonte: Autor.

### 4.3 Dados de Ventos do Radar Meteorico de Cachoeira Paulista

Neste estudo foram utilizados dados observacionais coletados pelo Radar Meteorico Interferômico *All-Sky* (SKiYMET) instalado na estação de baixa latitude de CXP. O radar meteorico empregado neste estudo é gerenciado por pesquisadores da Divisão de Aeronomia (DAE) do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) de São José dos Campos. O radar opera em alta taxa de repetição de pulso, utilizando uma antena transmissora e cinco antenas receptoras no solo dispostas em uma cruz assimétrica. A disposição das antenas receptoras ocorre com espaçamento de 2 ou 2,5 vezes o comprimento de onda e esse espaçamento ajuda a diminuir a ambiguidade do sinal recebido (HOCKING; FULLER; VANDEPEER, 2001; ANDRIOLI, 2012). O radar trabalha na frequência de 35,24 MHz, transmitindo ondas de rádio com pulso de 13  $\mu$ s com uma resolução de 2 km e taxa de repetição de 2144 pps (pulsos por segundos). A Figura 30 ilustra a distribuição da antena transmissora e antenas receptoras.

Figura 30 - Demonstração do funcionamento do radar meteorico SKiYMET, com a distribuição da antena transmissora e das cinco antenas receptoras.



Fonte: Adaptada de Andrioli (2008).

O funcionamento deste radar vale-se da desintegração dos meteoros que ao entrar na atmosfera sofrem ablação, de forma que, ao longo do caminho percorrido até se desintegrarem por completo criam uma trilha de partículas que podem ser detectadas através do radar. As ondas de rádio transmitidas pelo radar são refletidas pelas partículas carregadas que se encontram dentro da trilha meteórica. Essa reflexão acontece porque o vetor campo elétrico das ondas que chegam dentro da trilha faz com que as partículas vibrem e, ao oscilarem, as partículas emitem ondas eletromagnéticas. Dessa forma, parte da energia das ondas emitidas pelo radar é absorvida pelas partículas na trilha meteórica e reemitida em todas as direções, sendo então detectada pelas antenas receptoras (ARAÚJO, 2012).

Na região de ablação, a trilha meteórica é arrastada pelos ventos neutros e a velocidade com que essa movimentação ocorre é denominada velocidade radial ( $V_r$ ). A partir de técnicas interferométricas e de espalhamento Doppler o SKiYMET é capaz de monitorar o movimento das trilhas dos meteoros que penetram sobre a atmosfera terrestre e, com isso, determinar a posição e a velocidade radial dos ecos provocados por essas trilhas dos meteoros. Segundo Batista *et al.* (2004), a velocidade radial é determinada para cada sinal ecoado pelas trilhas meteóricas, a altura e o azimute são localizados pela correlação entre os sinais capturados pelas antenas receptoras e o atraso dos pulsos.

A velocidade radial e a velocidade do vento podem ser relacionadas através da equação (37):

$$V_r = \frac{dr}{dt} = (\mathbf{r} \cdot \mathbf{U}) \frac{1}{r}, \quad (37)$$

onde a velocidade dos ventos ( $\mathbf{U}$ ) e o versor ( $\hat{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r}}{r}$ ) são dados, respectivamente, pelas equações (38) e (39):

$$\mathbf{U} = U_x \hat{\mathbf{i}} + U_y \hat{\mathbf{j}} + U_z \hat{\mathbf{k}}, \quad (38)$$

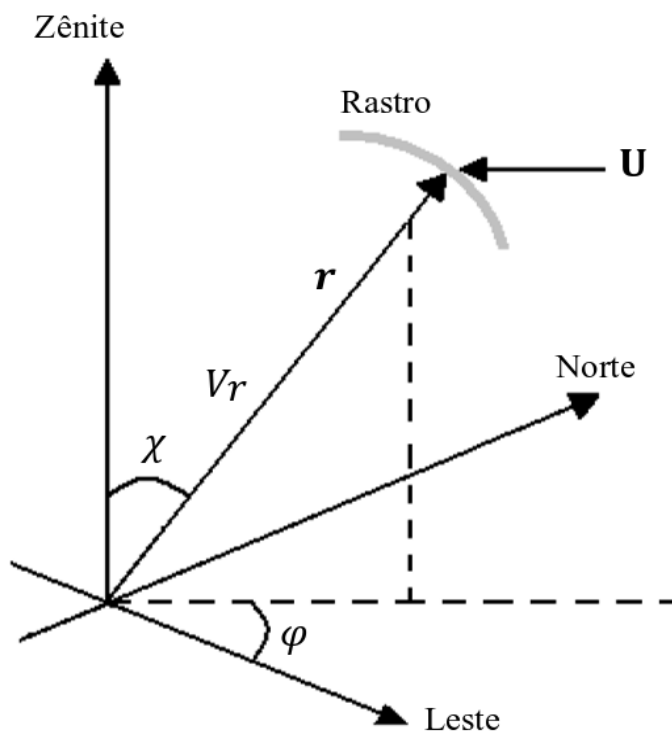
$$\hat{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r}}{r} = \text{sen}\chi \cos\varphi \hat{\mathbf{i}} + \text{sen}\chi \text{sen}\varphi \hat{\mathbf{j}} + \text{cos}\chi \hat{\mathbf{k}}, \quad (39)$$

e então tem-se a equação da velocidade radial em função das componentes do vento zonal ( $U_x$ ), meridional ( $U_y$ ) e vertical ( $U_z$ ), dada pela equação (40):

$$V_r = U_x \sin \chi \cos \varphi \hat{i} + U_y \sin \chi \sin \varphi \hat{j} + U_z \cos \chi \hat{k}. \quad (40)$$

A Figura 31 mostra a velocidade radial ( $V_r$ ), a velocidade do vento ( $\mathbf{U}$ ), distância ( $\mathbf{r}$ ) entre a antena receptora e o rastro meteórico, azimute ( $\varphi$ ) e o ângulo zenital ( $\chi$ ).

Figura 31 - Ilustração das coordenadas da trilha meteórica.



Fonte: Andrioli (2012).

O radar meteórico fornece a velocidade radial, ângulo zenital e azimute. Para obter as componentes dos ventos utilizam-se muitas medidas fornecidas pelo radar meteórico e estimam-se as componentes do vento. Para isso, as velocidades radiais são agrupadas em intervalos de tempo e de altitudes. Para cada segmento de dados em determinado intervalo de altitude, aplica-se um ajuste dos mínimos quadrados para estimar as componentes do vento e o procedimento é então sucessivamente repetido, formando assim séries temporais de ventos horários referentes a cada camada (ARAÚJO, 2012).

A importância do radar meteórico neste trabalho vem do fato de que este foi o instrumento utilizado para se determinar os parâmetros das marés atmosféricas que agem sobre a formação das camadas *Es*. Os parâmetros dos ventos de marés foram considerados como entrada para o modelo da região E, a fim de se investigar a formação da camada *Es* sobre as estações de JAT e SJC. O modelo da região E será descrito adiante no Capítulo 5.

## 5 MODELO IONOSFÉRICO DA REGIÃO E (MIRE)

Para o estudo da formação e dinâmica das camadas *Es* foi utilizado o Modelo Ionosférico da Região E (MIRE). O MIRE foi originalmente desenvolvido por Carrasco, Batista e Abdu (2007), modificado por Resende *et al.* (2017, 2018a) e, novamente, modificado para este estudo (CONCEIÇÃO-SANTOS *et al.*, 2019). A versão do MIRE modificada por Resende *et al.* (2017, 2018a) incluiu as seguintes alterações: (1) inclusão de um novo modelo de ventos que descreve mais fielmente a dinâmica do vento sobre a região brasileira; e (2) a variabilidade sazonal dos íons metálicos na formação da camada *Es*. Neste trabalho foi incluído o comprimento de onda (vertical das marés) variável acima dos 120 km a fim de representar melhor o comportamento dos ventos nestas alturas.

O modelo MIRE tem como saída o perfil da densidade eletrônica na faixa de altura da região E com a possibilidade de identificar a presença das camadas *Es*. A equação da continuidade, equação (17), é utilizada para calcular a densidade iônica para os principais constituintes da região E e camadas *Es*, que são o  $\text{NO}^+$ , o  $\text{O}_2^+$ , o  $\text{O}^+$ , o  $\text{N}_2^+$ , o  $\text{Fe}^+$  e o  $\text{Mg}^+$ . Especificamente, o modelo MIRE considera a variação temporal destes constituintes. Vale ressaltar aqui, que conforme já mencionado anteriormente, os íons metálicos  $\text{Fe}^+$  e  $\text{Mg}^+$  são considerados por serem mais significativos na formação das camadas *Es* (HELMER *et al.*, 1998).

O modelo MIRE calcula a densidade eletrônica em um intervalo que varia de 86 a 140 km através do uso das equações (41) a (46) para cada espécie de íons moleculares ( $\text{NO}^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{N}_2^+$ ) e metálicos ( $\text{Fe}^+$  e  $\text{Mg}^+$ ) (CARRASCO; BATISTA; ABDU, 2007; RESENDE *et al.*, 2017):

$$[\text{O}^+] = \frac{q_{\text{O}^+}}{k_1[\text{O}_2] + k_2[\text{N}_2]}, \quad (41)$$

$$[\text{N}_2^+] = \frac{q_{\text{N}_2^+}}{k_3[\text{O}] + k_4[\text{O}_2]}, \quad (42)$$

$$\frac{\partial[\text{O}_2^+]}{\partial t} = q_{\text{O}_2^+} + k_1[\text{O}^+][\text{O}_2] + k_4[\text{N}_2^+][\text{O}_2] - k_5[\text{O}_2^+][\text{NO}] - \alpha_{\text{O}_2^+}[\text{O}_2^+][N_e] - \frac{\partial(V_{\text{O}_2^+})[\text{O}_2^+]}{\partial z}, \quad (43)$$

$$\frac{\partial[\text{NO}^+]}{\partial t} = q_{\text{NO}^+} + k_2[\text{O}^+][\text{N}_2] + k_3[\text{N}_2^+][\text{O}] - k_5[\text{O}_2^+][\text{NO}] - \alpha_{\text{NO}^+}[\text{NO}^+][N_e] - \frac{\partial(V_{\text{NO}^+})[\text{NO}^+]}{\partial z}, \quad (44)$$

$$\frac{\partial[\text{Fe}^+]}{\partial t} = [\text{Fe}] \cdot (j_1 + [\text{NO}^+]\gamma_{15} + [\text{O}_2^+]\gamma_{16} + [\text{O}^+]\gamma_{17}) - [\text{Fe}^+][N_e]\gamma_2 - [\text{Fe}^+] \cdot \{[\text{N}_2] \cdot ([\text{O}_2]\gamma_{12} + [\text{N}_2]\gamma_{13} + [\text{O}]\gamma_{14})\} - \frac{\partial(V_{\text{Fe}^+})[\text{Fe}^+]}{\partial z}, \quad (45)$$

$$\frac{\partial[\text{Mg}^+]}{\partial t} = [\text{Mg}] \cdot (j'_1 + [\text{NO}^+]\gamma'_3 + [\text{O}_2^+]\gamma'_2 + [\text{O}^+]\gamma'_5) - [\text{Mg}^+][N_e]\gamma'_{15} - [\text{Mg}^+] \cdot \{[\text{N}_2] \cdot ([\text{O}_2]\gamma'_{12} + [\text{N}_2]\gamma'_{13} + [\text{O}]\gamma'_{14})\} - \frac{\partial(V_{\text{Mg}^+})[\text{Mg}^+]}{\partial z}, \quad (46)$$

onde  $q_{\text{O}^+}$ ,  $q_{\text{N}_2^+}$ ,  $q_{\text{O}_2^+}$  e  $q_{\text{NO}^+}$ , referem-se às taxas de produção dos íons moleculares, enquanto  $j_1$  e  $j'_1$  referem-se às taxas de produção dos íons metálicos,  $[N_e]$  é a densidade eletrônica e os coeficientes  $k$ ,  $\gamma$ ,  $\gamma'$  e  $\alpha$  são as taxas de reações. Os coeficientes  $\alpha_{\text{O}_2^+}$  e  $\alpha_{\text{NO}^+}$  constam na Tabela 3 e  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$ ,  $k_4$  e  $k_5$  constam na Tabela 4. Os valores da taxa  $j_1$  e dos coeficientes  $\gamma_2$ ,  $\gamma_{12}$ ,  $\gamma_{13}$ ,  $\gamma_{15}$ ,  $\gamma_{16}$ ,  $\gamma_{17}$ , estão na Tabela 5, enquanto os valores de  $j'_1$ ,  $\gamma'_2$ ,  $\gamma'_3$ ,  $\gamma'_5$  constam na Tabela 6. Os valores de  $\gamma'_{12}$ ,  $\gamma'_{13}$ ,  $\gamma'_{14}$  e  $\gamma'_{15}$  foram considerados como sendo a metade das taxas de reação do  $\text{Fe}^+$  (RESENDE, 2014; CONCEIÇÃO-SANTOS *et al.*, 2019).

É importante mencionar que entre as alturas de 90 e 150 km a taxa de perda dos íons  $\text{N}_2^+$  e  $\text{O}^+$ , quando convertidos em  $\text{O}_2^+$  e  $\text{NO}^+$ , é praticamente igual à taxa de produção por fotoionização (CHEN; HARRIS, 1971). Portanto, as equações (41) e (42) têm seu termo de transporte negligenciado. Assim, a solução das equações (41) e (42) é imediata desde que  $q_{\text{O}^+}$ ,  $q_{\text{N}_2^+}$ ,  $[\text{O}_2]$ ,  $[\text{N}_2]$  e  $[\text{O}]$  sejam conhecidos.

Nas equações (43-46) o modelo MIRE usa o método de Crank-Nicolson para resolver as equações diferenciais parciais, que consiste em discretizar o domínio em pontos ( $t_i$ ,  $z_j$ ). O conjunto desses pontos definirá a grade (2401×1081 pontos), que neste caso é bidimensional com espaçamento  $\Delta z = 0,02$  km para a altura e um intervalo de tempo ( $\Delta t$ ) de 5 minutos.

O método de Crank-Nicolson é utilizado para determinar soluções de equações diferenciais parciais em duas variáveis como se tem na equação da continuidade (CRANK; NICOLSON, 1947). Este método substitui as derivadas presentes em uma equação diferencial por expressões algébricas construídas a partir da série de Taylor. Para obter uma solução

através das diferenças finitas de uma equação diferencial definida sobre um domínio (que neste trabalho é o intervalo de altura 86-140 km e do tempo 00:00-24:00 LT) é necessário discretizar este domínio. Em outras palavras, a solução numérica é obtida em pontos  $(t_i, z_j)$  do domínio (SANTOS *et al.*, 2015).

Após o cálculo da densidade de cada constituinte iônico, obtém-se a densidade eletrônica ( $N_e$ ) dada pela equação (47):

$$[N_e] = [O_2^+] + [NO^+] + [O^+] + [N_2^+] + [Fe^+] + [Mg^+]. \quad (47)$$

O termo de transporte das equações (43-46) é calculado pela velocidade vertical dos íons obtidos pela equação (22). Note que em  $V_{iz}$  são considerados os parâmetros dos ventos e dos campos elétricos. Contudo, nas regiões estudadas neste trabalho, JAT e SJC, o campo elétrico não tem muita influência como mostrado em Dagar *et al.* (1977) e Resende *et al.* (2017). Portanto, no modelo MIRE foi incluído somente o parâmetro dos ventos detalhados a seguir.

### 5.1 Os Ventos Inferidos de Medidas do Radar Meteorico do Tipo SKiYMET

Resende *et al.* (2017) incluíram no modelo MIRE um perfil de ventos baseado nas medidas do radar meteorico do tipo SKiYMET. Basicamente, é possível obter as velocidades dos ventos a partir de uma combinação das velocidades de cada meteoro detectado em todo o céu, entre aproximadamente 80 e 100 km de altitude como já explicado no Capítulo 4 (ANDRIOLI *et al.*, 2009). Assim, é possível inferir os parâmetros de amplitude, comprimento de onda e fase das componentes das marés atmosféricas. A partir disso, os dados dos ventos obtidos através do radar meteorico foram incluídos nas equações de cisalhamento de ventos (48) e (49) obtidas em Mathews e Bekey (1979):

$$U_x(z) = U_{x0}(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_x}(z - z_0) + \frac{2\pi}{T}(t - t_{x0}(z))\right), \quad (48)$$

$$U_y(z) = -U_{y0}(z) \cdot \text{sen}\left(\frac{2\pi}{\lambda_y}(z - z_0) + \frac{2\pi}{T}(t - t_{y0}(z))\right), \quad (49)$$

onde  $U_{x0}(z)$  e  $U_{y0}(z)$  correspondem às amplitudes do vento na altura  $z$ ;  $\lambda_x$  e  $\lambda_y$  denotam o comprimento vertical de onda;  $T$  é o período da maré (24h para diurna e 12h para semidiurna);  $z_0$  é a altura de referência assumida como igual a 100 km;  $t_{x0}(z)$  e  $t_{y0}(z)$  são as fases de onda.

Resende *et al.* (2017) usaram medidas do radar meteorológico instalado em CXP a fim de simular as camadas *Es* em baixas latitudes. As medições disponíveis no radar meteorológico fornecem dados entre 80 e 100 km. No entanto, o intervalo de interesse de altura no MIRE para simular a região E e a dinâmica da camada *Es* é de 86 até 140 km. Assim, para estender as equações de vento até 140 km foram utilizadas funções de ajuste para cada parâmetro. Para a amplitude da maré diurna utilizou-se uma curva de Lorentz, dada pela equação (50) para o vento meridional e equação (51) para o vento zonal. Estas funções de ajustes para cada parâmetro são as que mais se aproximam da teoria dos ventos (LINDZEN; CHAPMAN, 1969; RESENDE *et al.*, 2017 e 2018a).

$$U_{x0}^{24}(z) = \mu_{x0} + \frac{2 \cdot A_{x0}}{\pi} \cdot \frac{\varphi_x}{4 \cdot (z - h_{x0})^2 + \varphi_x^2}, \quad (50)$$

$$U_{y0}^{24}(z) = \mu_{y0} + \frac{2 \cdot A_{y0}}{\pi} \cdot \frac{\varphi_y}{4 \cdot (z - h_{y0})^2 + \varphi_y^2}, \quad (51)$$

onde  $\mu_{x0}$ ,  $\mu_{y0}$ ,  $A_{x0}$ ,  $A_{y0}$ ,  $\varphi_x$ ,  $\varphi_y$ ,  $h_{x0}$  e  $h_{y0}$  são os parâmetros ajustados, com o sobrescrito 24 indicando que refere-se à maré diurna.

Para a amplitude da maré semidiurna utiliza-se a função Gaussiana. O ajuste para a componente meridional foi obtido da equação (52) e para a componente zonal através da equação (53) (RESENDE *et al.* 2017 e RESENDE *et al.* 2018a).

$$U_{x0}^{12}(z) = \vartheta_{x0} + B_{x0} \cdot \exp \left\{ -\frac{(z - g_{x0})^2}{4 \cdot \vartheta_x^2} \right\}, \quad (52)$$

$$U_{y0}^{12}(z) = \vartheta_{y0} + B_{y0} \cdot \exp \left\{ -\frac{(z - g_{y0})^2}{4 \cdot \vartheta_y^2} \right\}, \quad (53)$$

onde  $\vartheta_{x0}$ ,  $\vartheta_{y0}$ ,  $B_{x0}$ ,  $B_{y0}$ ,  $g_{x0}$ ,  $g_{y0}$ ,  $\vartheta_x$  e  $\vartheta_y$  são os parâmetros ajustados, e o sobrescrito 12 indica que refere-se à maré semidiurna.

Na versão do MIRE modificada por Resende *et al.* (2017, 2018a), foi considerado um comprimento de onda constante em suas simulações, possibilitando observar mais de uma camada *Es* no perfil de densidade eletrônica do MIRE. Este fato não é algo totalmente realístico, o que levou a modificação desse parâmetro neste trabalho. Estas modificações são explicadas a seguir.

## 5.2 Modificações dos Ventos Neutros Acima de 120 km

Para a análise das camadas *Es* sobre as regiões de SJC e JAT foram realizadas modificações no MIRE a fim de se obter um perfil mais realístico (CONCEIÇÃO-SANTOS *et al.*, 2019). Esta modificação considerou um comprimento de onda tendendo ao infinito acima de 120 km.

A partir de 120 km, como mostrado em Lieberman *et al.* (2013), os ventos de marés, em latitude de 20° S, têm um comprimento de onda que não é constante em altura. Lieberman, Oberheide e Talaat (2013) analisaram as marés diurnas migrantes e não migrantes, no período entre 1992 e 1997, para as alturas de 90 até 270 km a partir de dados coletados pelo *Wind Imaging Interferometer* (WINDII) a bordo do Satélite de Pesquisa em Atmosfera Superior. Para isso, eles utilizaram um interferômetro do tipo *Michelson* que detecta ventos e temperaturas a partir de pequenas mudanças no comprimento de onda das emissões *airglow* (induzidas pelo movimento atmosférico). Para a faixa de 90-200 km utilizou-se a emissão OI 557 nm (linha verde) enquanto na região de 200-270 km utilizou-se a emissão do OI 630 nm (linha vermelha). Os dados foram coletados de 1991 a 2005, com a maior parte das medições ocorrendo entre 1992 e 1995. As marés migrantes analisadas foram: DE3 (maré diurna de propagação para leste com número de onda 3), DS0 (maré diurna simétrica zonal) e DW2 (maré diurna de propagação para oeste com número de onda 2).

Em toda a análise das marés, Lieberman, Oberheide e Talaat (2013) mostraram que tanto no vento zonal quanto meridional, o comprimento de onda tende a crescer rapidamente com a altura. O vento zonal para setembro, outubro e dezembro da oscilação DE3 tem o comprimento de onda vertical com cerca de 40 km na termosfera inferior, estendendo para meio comprimento de onda entre 130 e 230 km. A amplitude atinge um pico próximo de 100 km e atenua muito lentamente com a altitude, concordando com o ajuste usado em Resende *et al.* (2017). Para a DS0 e DW2 em dezembro, janeiro e fevereiro o vento zonal teve seu comprimento de onda em torno de 20 km e aumenta dramaticamente acima de 100 km.

Para exemplificar melhor, as Figuras 32 (vento zonal) e 33 (vento meridional) mostram o perfil dos ventos no mês de junho, em que na letra (a) foi obtido a partir do MIRE utilizando a extrapolação feita por Resende *et al.* (2017) e na letra (b) com as modificações realizadas para este trabalho. As figuras estão representadas por mapas de cores em altura versus hora local versus intensidade. Nesse caso, o perfil de ventos inclui as marés diurna e semidiurna. Os pontos em que a velocidade do vento é igual a 0 m/s denotam a presença do cisalhamento do vento e foram destacados através das isolinhas pretas.

Figura 32 - Perfil do vento zonal em junho de 2016 em CXP utilizando (a) extrapolação realizada por Resende *et al.* (2017) com comprimento de onda constante e (b) extrapolação com comprimento de onda variável.

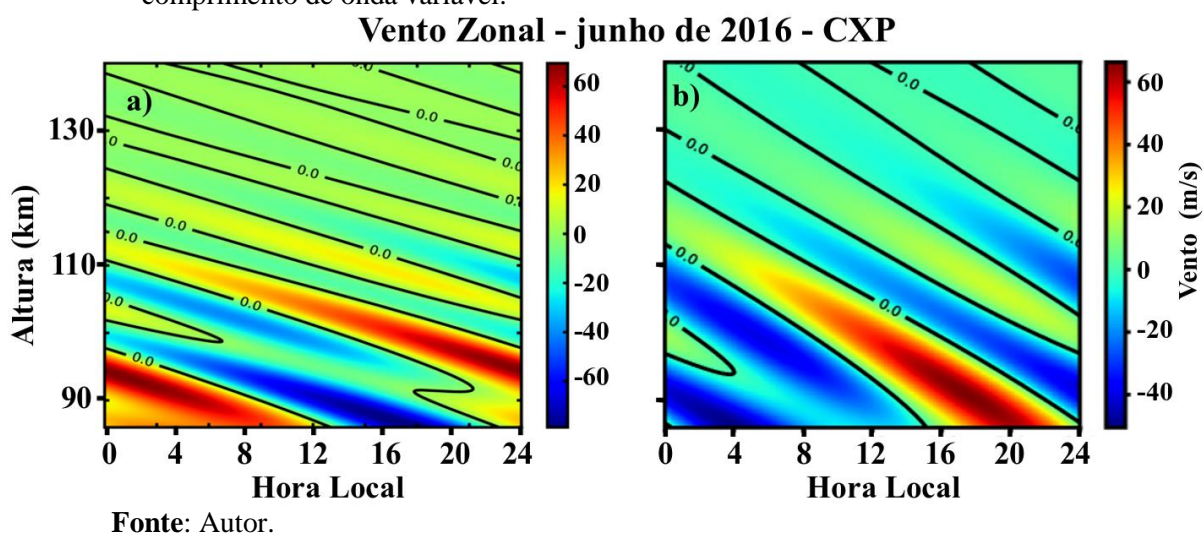
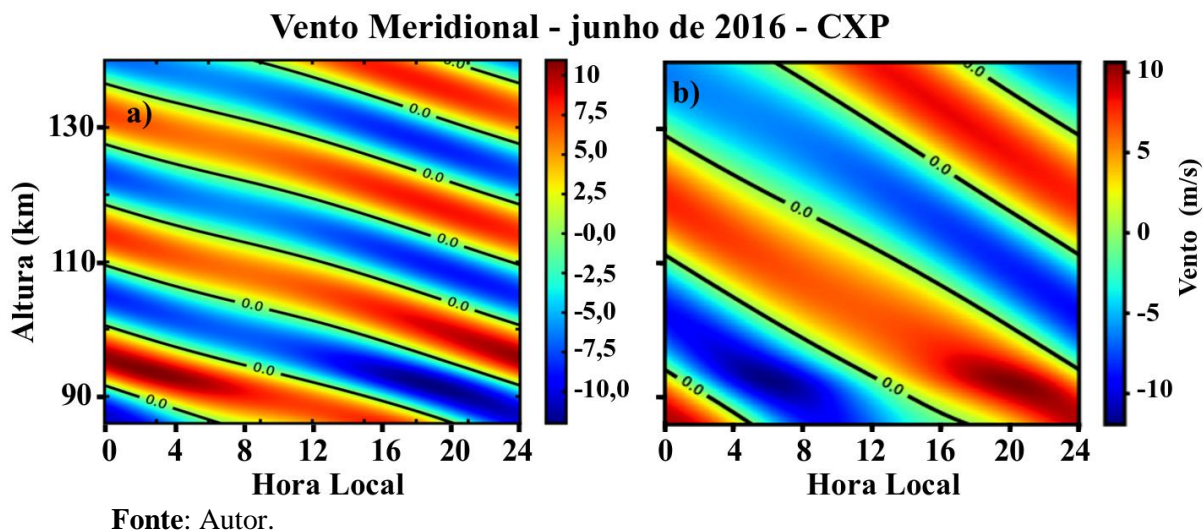


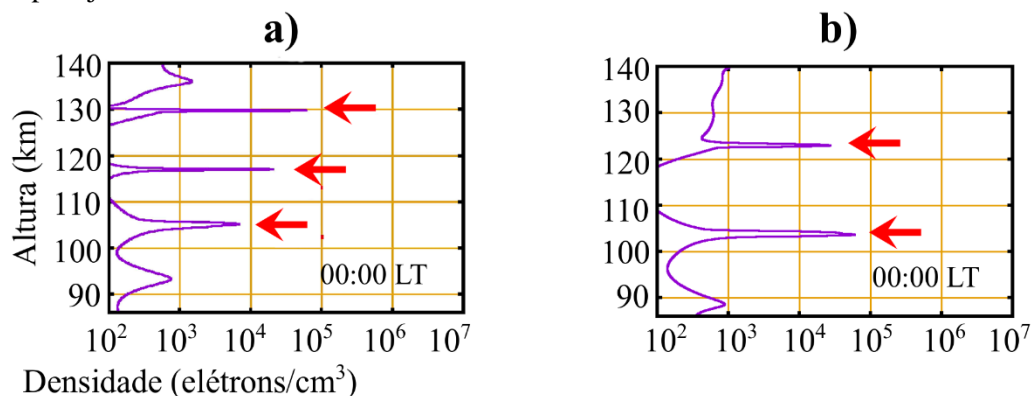
Figura 33 - Perfil do vento meridional em junho de 2016 em CXP utilizando (a) extrapolação realizada por Resende *et al.* (2017) com comprimento de onda constante e (b) extrapolação com comprimento de onda variável.



É possível observar que o cisalhamento de ventos em ambas componentes para a extrapolação realizada em Resende *et al.* (2017) é significativamente forte, principalmente acima dos 120 km. Isso faz com que várias camadas *Es* sejam observadas no perfil de densidade eletrônica simuladas pelo MIRE, o que não condiz com os dados observacionais. Após o comprimento de onda ser modificado, observa-se que o cisalhamento de ventos tem um comportamento bem mais suave a partir dos 120 km.

A Figura 34 mostra o perfil de densidade eletrônica (em escala logarítmica) às 00:00 LT utilizando os parâmetros dos ventos zonal e meridional incluídos nas equações (48) e (49). No painel (a) o perfil utiliza o comprimento de onda constante e no painel (b) o comprimento de onda variável modificado para este trabalho. É possível observar na Figura 34a que a camada *Es* aparece 3 vezes, sendo 2 delas acima de 115 km. No perfil dos dados observacionais em baixas latitudes, como CXP (RESENDE *et al.*, 2017), SJC e JAT (CONCEIÇÃO-SANTOS *et al.*, 2019), observamos geralmente no máximo duas camadas *Es*. Após a modificação realizada, o perfil de densidade eletrônica das camadas *Es* mostrou somente duas camadas *Es* (letra b), o que está mais fielmente em concordância com os dados observacionais. Portanto, os resultados da extrapolação utilizando o comprimento de onda variável concordam tanto com o trabalho de Lieberman, Oberheide e Talaat (2013) quanto com os dados observacionais. Assim, entre as alturas de 100 e 120 km o modelo mantém as alterações feitas por Resende *et al.* (2017) e para a altura superior à 120 km, o modelo considera o comprimento de onda tendendo ao infinito.

Figura 34 - Perfil de densidade eletrônica (em escala logarítmica) em função da altura calculada pelo MIRE às 00:00 LT utilizando os ventos zonal e meridional das marés diurnas e semidiurnas em (a) comprimento de onda constante e (b) comprimento de onda variável para junho de 2016.



Fonte: Autor.

Por fim, as medições dos ventos de marés sobre a estação meteórica de CXP foram usadas neste estudo como representativas dos ventos sobre JAT e SJC, uma vez que é o radar meteórico mais próximo dessas estações.

## 6 RESULTADOS E DISCUSSÕES: ANÁLISE DAS CAMADAS $E_s$ EM BAIXAS LATITUDES

Neste Capítulo serão apresentados e discutidos os resultados da análise das camadas  $E_s$  em JAT e SJC utilizando os dados de ionossondas e simulações. Para isso, foi incluído no modelo MIRE os dados de ventos do radar meteorológico de CXP nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016. Especificamente, serão abordadas a distribuição diária e mensal por tipo das camadas  $E_s$  bem como as suas características na região da AMAS e a relação com ventos neutros utilizados na simulação das camadas  $E_s$ .

### 6.1 Distribuição Diária e Mensal das Camadas $E_s$

Neste trabalho foi construído o perfil de ocorrência dos tipos de camadas  $E_s$  nas estações de JAT e SJC. Das cinco estações ionosféricas administradas pela UNIVAP, foram escolhidas estas duas por disporem de dados no mesmo período, por estarem numa região comum de baixa latitude e por estarem sob influência da AMAS. Para a análise, foi escolhido um mês representativo de cada período sazonal, conforme descrito na Tabela 8, a qual mostra a disponibilidade de ionogramas para JAT e SJC. Como o primeiro mês de registro de JAT foi abril de 2016, se optou por esse mês como o representativo do equinócio de outono. Assim, o ano de 2016 foi escolhido para este estudo.

Ressalta-se ainda que ao reduzir os dados de ambas as ionossondas foram observadas a presença de cinco tipos de camadas  $E_s$ , são elas:  $E_{s_c}$ ,  $E_{s_f}$ ,  $E_{s_h}$ ,  $E_{s_l}$  e  $E_{s_s}$ . Como já comentado no Capítulo 3, os tipos  $E_{s_f}$  e  $E_{s_l}$ , foram considerados em um único tipo  $E_{s_{fl}}$ . A opção da análise da distribuição por tipos de camadas é importante, uma vez que o tipo da camada  $E_s$  é uma resposta à manifestação do seu mecanismo de formação.

Tabela 8 - Disponibilidade de ionogramas nos meses de abril, junho, setembro e dezembro, que foram utilizados para analisar a ocorrência e o comportamento das camadas  $E_s$  em JAT e SJC.

| Mês                  | Ionogramas disponíveis |        |
|----------------------|------------------------|--------|
|                      | JAT                    | SJC    |
| Abril (outono)       | 8.432                  | 8.640  |
| Junho (inverno)      | 8.638                  | 8.640  |
| Setembro (primavera) | 8.636                  | 8.640  |
| Dezembro (verão)     | 7.394                  | 8.701  |
| Total                | 33.100                 | 34.621 |

**Fonte:** Autor.

Após a redução dos dados, a quantidade dos tipos de camadas  $E_s$  foram agrupadas por tempo de ocorrência (intervalo de uma hora ao longo do dia) e por mês. Como as quantidades

de dados disponíveis em cada mês não são iguais, foi necessário fazer a normalização dos dados. Após essa normalização, foi obtida a porcentagem de ocorrência. Em outras palavras, a porcentagem de sua ocorrência foi calculada através da razão entre as observações horárias de cada tipo de camada  $Es$  em relação ao número total de medidas registradas em cada hora específica durante todo o mês.

As ocorrências diárias dos tipos de camadas  $Es$  podem ser observadas na Figura 35, onde são mostradas as porcentagens de ocorrências das camadas  $Es$  por hora para os meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016 em JAT (painéis à esquerda) e SJC (painéis à direita). Cada cor representa um tipo diferente de camada  $Es$ , sendo essas camadas:  $Es_s$  em barras amarelas,  $Es_h$  em barras azuis,  $Es_c$  em barras vermelhas e  $Es_{fl}$  em barras cinzas.

Na Figura 35, a linha tracejada verde denota a porcentagem de ocorrência mensal que foi obtida através da razão entre a quantidade de camadas  $Es$  (frequência absoluta) observadas (mostradas no Apêndice B) em relação à quantidade de ionogramas disponíveis dentro de cada mês (mostradas na Tabela 8). Em rigor, a ocorrência mensal corresponde à média ponderada das  $Es$ , cujo cálculo de obtenção é mostrado no Apêndice D.1.

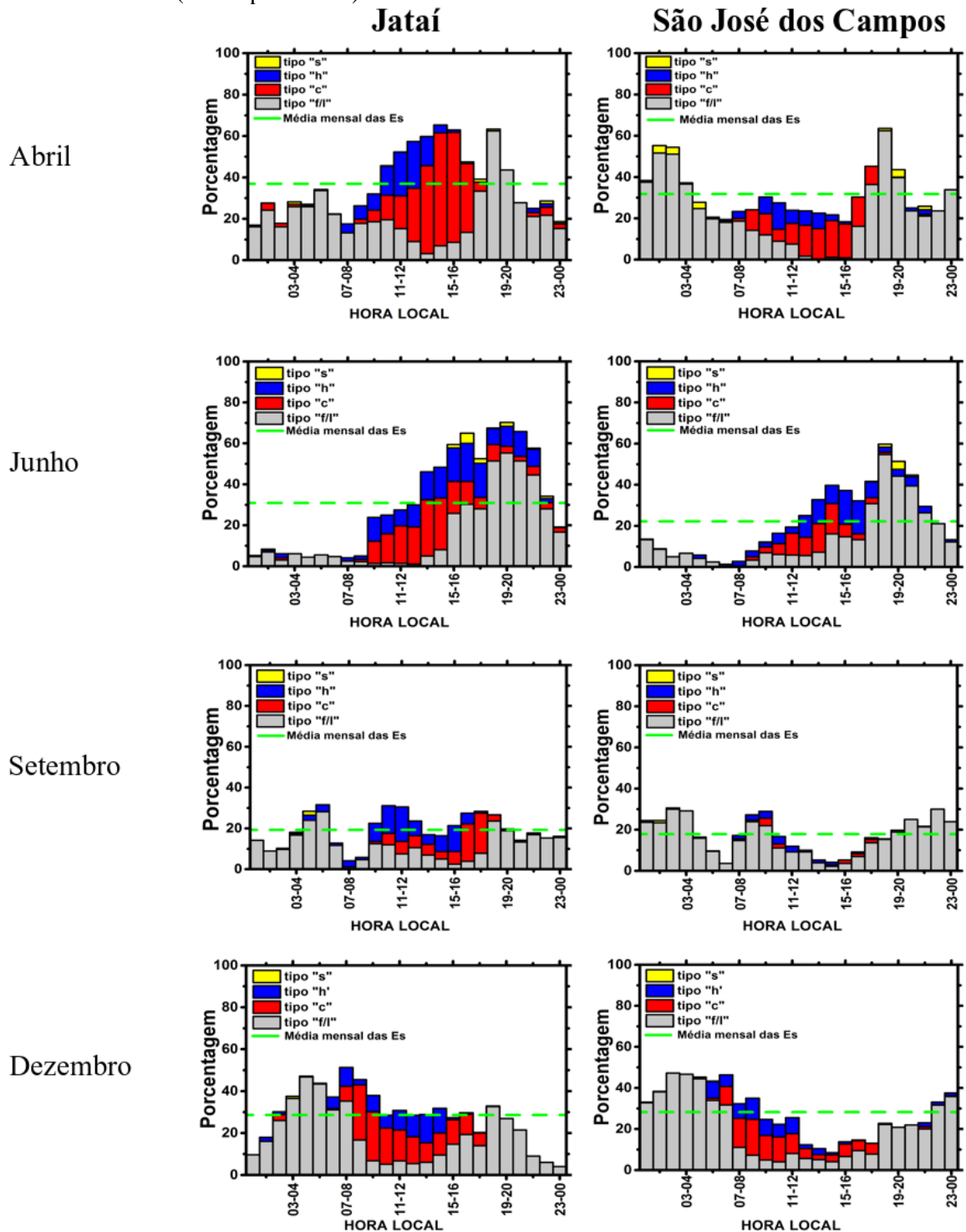
Além disso, na Tabela 9 é mostrada a ocorrência dos tipos das camadas  $Es$  nos quatro meses de estudo (nas linhas 7 e 14) que é obtida através da razão entre a quantidade de camadas  $Es$  observadas (que consta no Apêndice B) em relação à quantidade de ionogramas disponíveis (que consta na Tabela 8). Em rigor, a ocorrência por tipo das camadas  $Es$  ao longo dos quatro meses denota a média ponderada, cujo cálculo de obtenção é mostrado no Apêndice D.2.

Tabela 9 - Ocorrência dos diferentes tipos de camadas  $Es$  em JAT e SJC nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016.

| Ocorrência das $Es$ (%) - JAT |           |        |        |        |       |
|-------------------------------|-----------|--------|--------|--------|-------|
| Período                       | $Es_{fl}$ | $Es_c$ | $Es_h$ | $Es_s$ | Média |
| Abril                         | 21,54     | 10,96  | 4,09   | 0,35   | 36,94 |
| Junho                         | 16,30     | 7,20   | 6,90   | 0,52   | 30,92 |
| Setembro                      | 12,14     | 3,17   | 3,82   | 0,13   | 19,26 |
| Dezembro                      | 18,80     | 6,39   | 3,40   | 0,05   | 28,64 |
| Média                         | 17,10     | 6,92   | 4,60   | 0,28   | 28,90 |
| Ocorrência das $Es$ (%) - SJC |           |        |        |        |       |
| Período                       | $Es_{fl}$ | $Es_c$ | $Es_h$ | $Es_s$ | Média |
| Abril                         | 23,38     | 5,23   | 2,23   | 0,80   | 31,64 |
| Junho                         | 14,57     | 2,95   | 4,30   | 0,30   | 22,12 |
| Setembro                      | 16,24     | 0,55   | 0,81   | 0,15   | 17,75 |
| Dezembro                      | 20,77     | 4,35   | 2,74   | 0,04   | 27,90 |
| Média                         | 18,74     | 3,28   | 2,52   | 0,32   | 24,86 |

Fonte: Autor.

Figura 35 - Percentagem de ocorrência dos tipos de camadas esporádicas:  $Es_s$  (barras amarelas),  $Es_h$  (barras azuis),  $Es_c$  (barras vermelhas) e  $Es_{fl}$  (barras cinzas) em JAT (painéis à esquerda) e SJC (painéis à direita). A linha tracejada verde denota a percentagem de ocorrência mensal (média ponderada) das camadas  $Es$ .



Fonte: Autor.

Na Figura 35 é possível observar que há uma maior ocorrência do tipo  $Es_{fl}$  em todos os períodos nas duas estações ionosféricas. Para SJC, a maior (menor) ocorrência foi

registrada em abril (junho), com 23,38% (14,57%). Já para a estação de JAT, a maior (menor) ocorrência foi em abril (setembro), em que a camada  $Es_{fl}$  foi notada em 21,54% (12,14%).

Para JAT (SJC), a camada  $Es_c$  teve sua maior ocorrência em abril, alcançando 10,96% (5,23%) e menor ocorrência em setembro atingindo 3,17% (0,55%). A camada  $Es_h$  atingiu a sua maior ocorrência em junho para JAT (6,9%) e SJC (4,3%) e a menor ocorrência foi em dezembro para JAT (3,4%) e setembro para SJC (0,81%). Considerando os quatro meses, a camada  $Es_s$  possui a menor ocorrência tanto em JAT (0,32%) quanto em SJC (0,28%), sendo junho (abril) o mês com maior ocorrência para JAT (SJC) e dezembro o período de menor ocorrência para ambas as estações ionosféricas. Os dados com a ocorrência por tipo em cada mês de estudo para JAT e SJC estão sumarizados na Tabela 9. Nota-se ainda que a média ponderada das camadas  $Es_{fl}$  e  $Es_s$  foram semelhantes entre JAT e SJC e os tipos  $c$  e  $h$  foram significativamente discrepantes.

Na Figura 35, nota-se que a média ponderada mensal de ocorrência das camadas  $Es$  não ultrapassou 50% tanto em JAT quanto em SJC. Isso mostra que nessas regiões a camada  $Es$  não ocorre tão frequentemente quanto em outras regiões brasileiras de baixas latitudes (ABDU *et al.*, 1997; RESENDE *et al.*, 2017).

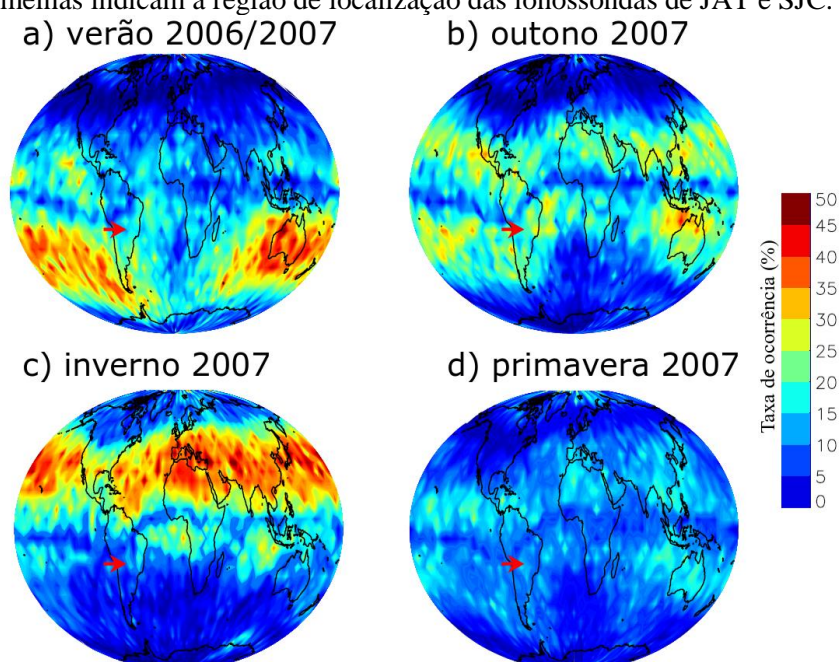
As maiores taxas de ocorrência de camadas  $Es$  observadas em abril são consistentes com os resultados anteriores relatados por Arras *et al.* (2008). Neste trabalho os autores utilizaram medidas de Rádio Ocultação (RO) dos satélites *FORMOSAT-3/COSMIC* para construir um perfil de distribuição global das camadas  $Es$ . Os resultados do estudo de Arras *et al.* (2008) foram divididos de acordo com a sazonalidade considerando dados de um ano (dezembro de 2006 a novembro de 2007) como apresentados na Figura 36.

Na Figura 36 é possível notar que em médias latitudes a maior ocorrência das camadas  $Es$  é no verão. Este fato foi creditado à ablação meteórica que tem entrada significativa de meteoros neste período sazonal (HALDOUPIS *et al.*, 2007). Os autores não discutiram detalhadamente a ocorrência das camadas  $Es$  em baixa latitude. Contudo, pode-se notar uma maior ocorrência no outono sobre o setor brasileiro (atingindo taxa de ocorrência máxima em torno de ~30%) (seta vermelha da Figura 36b). Esta análise concorda com os resultados obtidos em JAT e SJC, nos quais a ocorrência de  $Es$  foi mais expressiva em abril (tipicamente um mês equinocial).

Resende *et al.* (2018b) fez um estudo semelhante ao de Arras *et al.* (2008) utilizando RO com foco em torno da região brasileira para os anos entre 2014 e 2016. Contudo, eles utilizaram o índice de cintilação S4 que está relacionado aos valores de densidade eletrônica.

Os resultados revelaram que as camadas *Es* tiveram uma maior densidade no outono em torno de JAT. Nas regiões próximas a SJC, as camadas *Es* ocorreram com praticamente as mesmas densidades na primavera, verão e outono. Portanto, no outono sobre a região de baixas latitudes há uma influência maior tanto na ocorrência quanto na densidade das camadas *Es*. Acreditamos que este fato seja devido à amplitude dos ventos de marés que será um ponto discutido no Capítulo seguinte.

Figura 36 - Distribuição global da ocorrência das camadas *Es* utilizando a técnica de Rádio Ocultação, para a) o verão, b) outono, c) inverno e d) primavera, no Hemisfério Sul. As setas vermelhas indicam a região de localização das ionossondas de JAT e SJC.



**Fonte:** Modificada de Arras *et al.*, (2008).

Uma análise mais detalhada dos gráficos mostrados na Figura 35 revela que o tipo *Es*<sub>s</sub> raramente é observado durante setembro e dezembro, tanto em JAT quanto em SJC. De fato, a ocorrência desse tipo de camada é praticamente imperceptível nos gráficos, com uma ocorrência de 0,13% e 0,15% em setembro e 0,05% e 0,04% em dezembro para JAT e SJC, respectivamente. Em abril, a ocorrência das camadas *Es*<sub>s</sub> chegam até 1,4% em JAT e 3,6% em SJC. Em junho, se observa um máximo de 5% em JAT às 16:00 LT e ~3,9% em SJC às 19:00 LT. Nestes meses, o tipo *Es*<sub>s</sub> ocorre no período noturno, e sua observação é limitada em alguns minutos dentro de 1 hora de sondagem. O tipo *s* da camada esporádica é caracterizado pela propagação oblíqua do sinal da onda de rádio. De acordo com Cohen, Bowles e Calvert (1962), pode estar associado à presença de irregularidades embutidas na região E ou devido às

diferentes configurações dos ventos de marés. Em geral, o tipo  $Es_s$ , sempre está associado com outro tipo de camada  $Es$  e é mais comum na região equatorial. Como nenhuma estação ionosférica da nossa análise está localizada no equador, acredita-se que os ventos de marés ou ondas de gravidade foram responsáveis por essas pequenas ocorrências dessas camadas  $Es_s$ .

A  $Es_{fl}$  é um tipo típico de camada esporádica que ocorre geralmente na faixa de altura de 100 a 105 km. O tipo  $Es_{fl}$  é o mais frequente ao longo dos meses analisados para as duas estações. Essas camadas são formadas por ventos de marés e ocorrem tanto durante o dia quanto a noite (ABDU *et al.*, 1996). Portanto, esses tipos de camadas são evidências que o mecanismo do vento está sendo efetivo. Abdu *et al.* (1997) estudaram o efeito do deslocamento do equador magnético na formação das camadas  $Es$ . De fato, a camada  $Es_q$ , que são devidas à presença das irregularidades do EEJ, foram desaparecendo à medida que o equador magnético se afastava de Fortaleza. Portanto, os ventos ficaram mais efetivos e as camadas do tipo  $l$  e  $f$  ocorreram com mais frequência. Nos anos posteriores, o equador magnético se localizava em São Luís (2,5° S; 44,3° O; dip latitude: 0,96° S), este mesmo estudo foi realizado por Resende (2010). Os mesmos resultados foram encontrados e atribuídos que a maré diurna tem uma importância significativa na formação das camadas  $Es_{fl}$ . Em relação às porcentagens destas camadas, o tipo  $f/l$  apresentou um aumento significativo em sua ocorrência após a meia-noite em dezembro (~47%) em JAT (entre 04:00 e 05:00 LT) e SJC (entre 02:00 e 04:00 LT). Em junho, houve uma ocorrência de ~55% antes da meia-noite para JAT (19:00-20:00 LT) e SJC (18:00-19:00 LT). Para abril, o pico de ocorrência do tipo  $Es_{fl}$  é visivelmente maior do que nos meses de junho e dezembro com um pico de ~62,5% em torno de 18:00-19:00 LT em JAT e dois picos em torno de 01:00-03:00 LT (~51,7%) e 18:00-19:00 LT (~62,5%) sobre SJC. Finalmente, em setembro, não ultrapassaram os 30% tanto para JAT quanto SJC.

As camadas do tipo  $h$  ocorrem em torno de 120-150 km. Geralmente, elas tendem a apresentar um movimento descendente na ionosfera até se tornar uma  $Es$  tipo  $c$  em torno de ~105-120 km. Esse é um comportamento já relatado em estudos anteriores (MACDOUGALL, 1974; ABDU *et al.*, 1997; RESENDE *et al.*, 2017) e será analisado com mais detalhes no próximo Capítulo. Tanto a ocorrência da  $Es_h$  quanto da  $Es_c$  é maior em JAT do que em SJC em todos os meses analisados. Além disso, esses tipos de camadas são frequentemente observados no período diurno entre 10:00 e 16:00 LT.

Adicionalmente, a ocorrência dos tipos  $Es_h$  e  $Es_c$  é comparativamente menor em setembro. Em JAT, a ocorrência de  $Es_h$  atinge o pico (~13,6–16,9%) entre 10:00 LT e 12:00

LT neste mês, enquanto o tipo  $Es_c$  atinge o pico ( $\sim 18,3-19,7\%$ ) entre 16:00 LT e 18:00 LT. Já na estação de SJC, para o mês de setembro, as ocorrências de ambos os tipos de camadas ( $Es_h$  e  $Es_c$ ) podem ser consideradas desprezíveis ( $\sim 0,3-3,6\%$ ). Ainda, uma ocorrência máxima da  $Es_h$ ,  $\sim 10,3-13,5\%$ , é observada entre 12:00 LT e 15:00 LT em dezembro para JAT, enquanto em SJC, o máximo não está bem definido neste mês. Durante o mês de abril, a ocorrência máxima de  $Es_h$  foi de  $\sim 22,6\%$  às 12:00 LT para JAT e  $\sim 12,8\%$  entre às 10:00 LT e 11:00 LT para SJC. Em junho, a ocorrência máxima do tipo  $Es_h$ , foi de  $\sim 18,6\%$  (JAT) e  $\sim 16,4\%$  (SJC) entre 13:00 LT e 17:00 LT.

A ocorrência da camada do tipo  $Es_c$  é maior no mês de abril em JAT. Ela aumenta acentuadamente após o nascer do sol e atinge os valores mais altos de  $\sim 42,5-54,6\%$  entre 13:00 e 16:00 LT. Por volta do mesmo horário, em junho, uma ocorrência de  $\sim 27,5\%$  é observada em JAT. Por outro lado, em dezembro para JAT, o percentual máximo dessas camadas ( $\sim 26,3\%$ ) ocorre pela manhã. Em SJC, esse tipo de camada é restrito no período diurno, sendo seus valores máximos:  $\sim 17,5\%$  em dezembro,  $\sim 17,8\%$  em abril,  $\sim 14,7\%$  em junho.

Uma análise geral também mostra que a ocorrência do tipo  $Es_c$  tende a dominar em relação ao tipo  $Es_h$  em JAT e SJC. Isso porque as camadas  $Es_h$  podem ter uma componente significativa do vento meridional e este, por sua vez, tem amplitudes mais fracas do que o zonal (RESENDE *et al.*, 2017). Além disso, a ablação meteórica é mais expressiva em torno de 100-110 km. Assim, estas camadas em altas altitudes podem ser formadas principalmente por íons moleculares e, assim, não tendo um tempo de vida longa. Este fato foi analisado em baixas latitudes por Santos *et al.* (2019), que fez um estudo climatológico para analisar as camadas em altas altitudes. O estudo utilizou dados da digissonda de CXP durante o período de mínimo solar extremo de 2009. Eles identificaram que estas camadas aparecem e desaparecem várias vezes ao dia, denotando um tempo de vida curto, podendo assim ser formadas por íons moleculares.

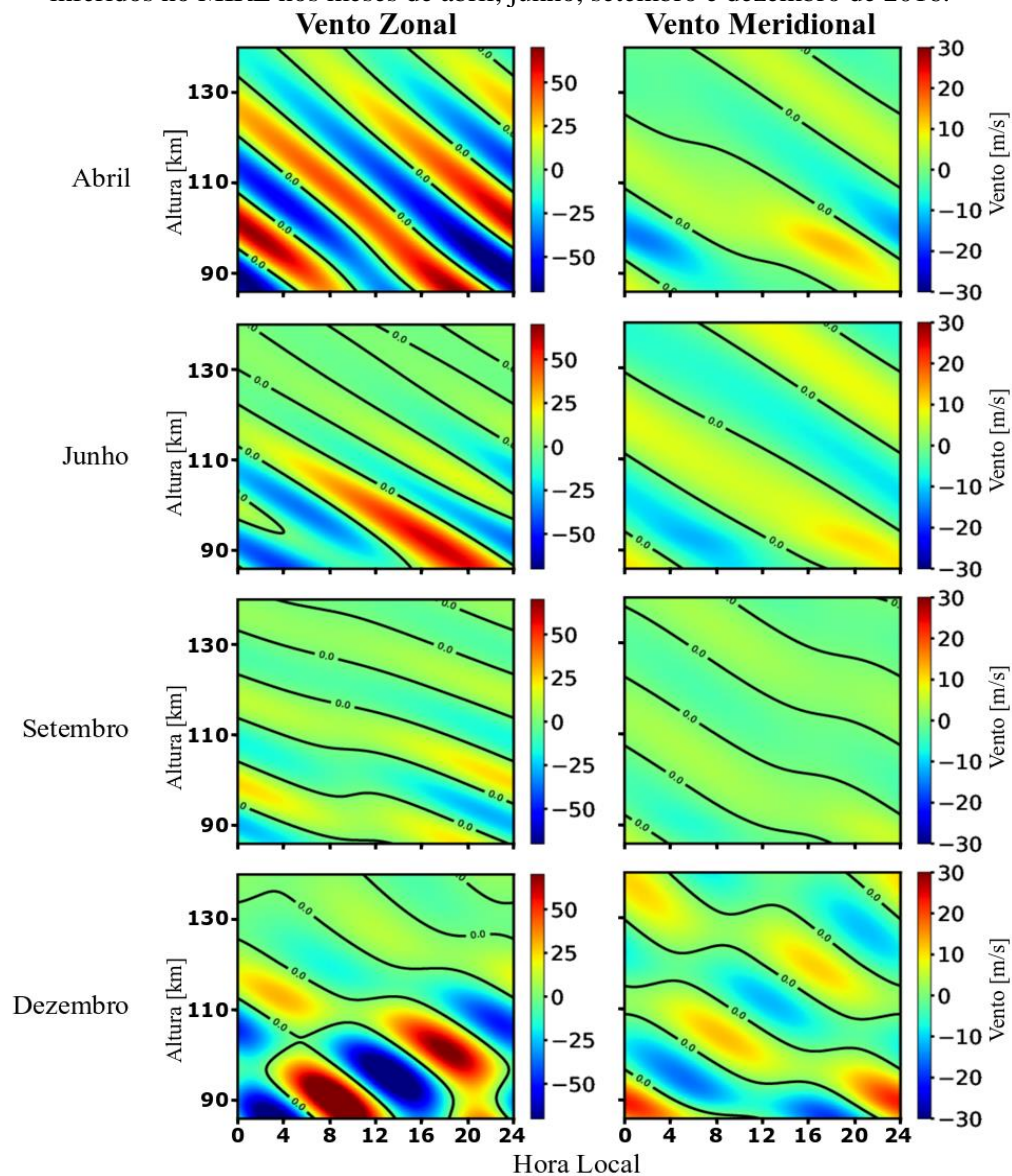
## 6.2 Perfis dos Ventos de Marés em Baixas Latitudes

Como mencionado no Capítulo 5, o modelo MIRE é empregado neste trabalho para simular as camadas  $Es$  sobre JAT e SJC. Os perfis dos ventos utilizando as extrapolações baseadas nas medidas dos dados do radar meteórico SKiYMET coletados em CXP foram

incluídos no MIRE. Assim, foi possível obter o perfil da densidade eletrônica da região E ionosférica, bem como a presença da camada *Es* nas simulações (RESENDE *et al.*, 2017).

A Figura 37 apresenta os gráficos de contorno da amplitude do vento modelado (escala de cores) no formato do mapa em hora local versus altura. As barras em cores indicam as amplitudes das componentes do vento zonal e meridional, considerando os modos de maré diurna e semidiurna, conjuntamente, para os meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016. Observa-se no perfil do vento de maré a presença do cisalhamento (isolinhas nos gráficos com 0 m/s). Esta característica é o que permite ter a formação das camadas *Es* nas simulações.

Figura 37 - Mapa de altura-tempo do perfil das marés diurna e semidiurna do vento zonal e meridional inferidos no MIRE nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016.



Fonte: Autor

A amplitude do vento zonal é maior que a amplitude do vento meridional em todos os casos. Este fato está de acordo com os resultados anteriores mostrados em Resende *et al.* (2017) para CXP. Especificamente, a maré diurna tem a maior amplitude em dezembro (abril e dezembro) para o vento meridional (zonal).

O vento total mostrado na Figura 37, o qual considera o efeito das marés diurnas e semidiurnas, mostrou uma alta amplitude do vento zonal em dezembro (~70 m/s). O mesmo ocorre para o vento meridional na qual a amplitude dos ventos de marés em dezembro é de  $\sim\pm 24$  m/s. As menores amplitudes foram observadas em setembro também para ambas as componentes, alcançando ~25 m/s e ~6 m/s para a componente zonal e meridional, respectivamente. Além disso, os resultados na Figura 37 também mostram que o perfil do vento para os componentes zonal e meridional parece ter um comportamento mais instável (com as linhas representativas dos cisalhamentos evoluindo para alturas menores, de forma não linear) em dezembro do que nos outros meses, enquanto em junho o cisalhamento do vento é mais estável.

A Tabela 10 destaca, por modo de maré e direção do vento, o limite superior de altura em que o vento inferido pelo MIRE manifesta sua maior amplitude. É possível observar que o vento meridional da maré semidiurna em junho é o que apresenta o menor limite de altura (~92 km). Por outro lado, a maré semidiurna do vento zonal em abril é a que apresenta o maior limite de altura de concentração da maior amplitude do vento, em torno de 112 km.

Tabela 10 – Limite superior de altura de ocorrência da maior amplitude no perfil dos ventos modelados pelo MIRE nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016.

| Período  | Vento Meridional               |                                |                                |
|----------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
|          | Diurna                         | Semidiurna                     | Diurna e Semidiurna            |
|          | Altura da maior amplitude (km) | Altura da maior amplitude (km) | Altura da maior amplitude (km) |
| Abril    | ~105                           | ~105                           | ~105                           |
| Junho    | ~100                           | ~92                            | ~100                           |
| Setembro | ~95                            | ~97                            | ~100                           |
| Dezembro | ~95                            | ~97                            | ~97                            |
| Período  | Vento Zonal                    |                                |                                |
|          | Diurna                         | Semidiurna                     | Diurna e Semidiurna            |
|          | Altura da maior amplitude (km) | Altura da maior amplitude (km) | Altura da maior amplitude (km) |
| Abril    | ~97                            | ~112                           | ~110                           |
| Junho    | ~97                            | ~108                           | ~100                           |
| Setembro | ~105                           | ~105                           | ~107                           |
| Dezembro | ~105                           | ~100                           | ~110                           |

Fonte: Autor.

Conforme mencionado anteriormente os comprimentos de ondas usados foram constantes até ~120 km e a partir disso foi utilizada uma tendência ao infinito. A Tabela 11 mostra os comprimentos de ondas usados neste trabalho para cada mês em cada componente do vento. Até 120 km, os comprimentos de ondas das marés semidiurnas possuem valores similares tanto no vento meridional quanto no vento zonal. Nota-se, ainda, que em junho na maré diurna do vento zonal foi registrado o maior comprimento de onda.

Tabela 11 - Comprimentos de ondas dos ventos modelados pelo MIRE em CXP nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016.

| <b>Comprimento de onda do vento meridional</b> |               |                   |
|--|---------------|-------------------|
| <b>Período</b>                                 | <b>Diurna</b> | <b>Semidiurna</b> |
| Abril  | ~31 km        | ~20 km            |
| Junho  | ~32 km        | ~20 km            |
| Setembro                                       | ~27 km        | ~23 km            |
| Dezembro                                       | ~21-26 km     | ~25 km            |
| <b>Comprimento de onda do vento zonal</b>      |               |                   |
| <b>Período</b>                                 | <b>Diurna</b> | <b>Semidiurna</b> |
| Abril  | ~24 km        | ~19 km            |
| Junho  | ~42 km        | ~16 km            |
| Setembro                                       | ~20 km        | ~16 km            |
| Dezembro                                       | ~20-23 km     | ~26 km            |

**Fonte:** Autor.

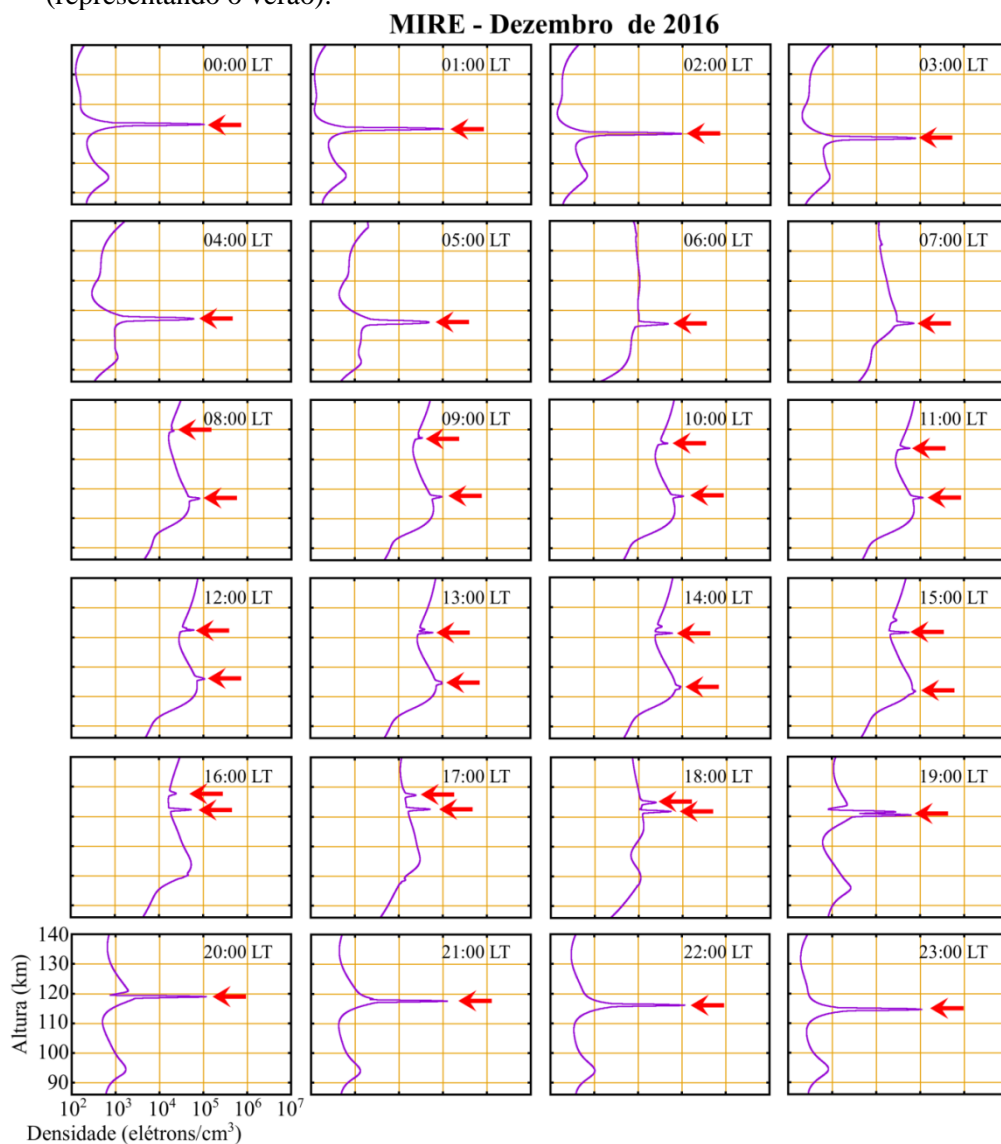
Finalmente, os parâmetros extrapolados incluídos no modelo de Mathews e Bekeny (1979) bem como o comprimento de onda tendendo ao infinito após 120 km, permitiram que fossem obtidos perfis dos ventos bem mais realísticos, concordando com os resultados anteriores relatados por Batista *et al.* (2004). Assim, estes perfis foram usados como parâmetros de entrada no modelo MIRE, a fim de simular a dinâmica das camadas *Es* em regiões de baixa latitude.

### 6.3 Comparação entre as Densidades Eletrônicas Medidas e Modeladas

Uma das análises realizadas neste trabalho foi a implementação do vento de maré nas equações de cisalhamento de Mathews e Bekeny (1979) incorporadas no modelo MIRE. Com isso foi possível validarmos o comportamento geral das camadas *Es*. Conforme dito anteriormente, o estudo das camadas *Es* foi dividido em meses do ano, tendo um mês representativo para o outono, um para o inverno, um para a primavera e outro para o verão.

A Figura 38 mostra a variação temporal do perfil de densidade eletrônica (em elétrons/cm<sup>3</sup>) na faixa de altura da região (86-140 km) simulada pelo MIRE em dezembro, mês representativo do verão. Para esta primeira análise foram consideradas as marés diurna e semidiurna dos ventos meridional e zonal. De fato, o MIRE representa satisfatoriamente a região E, que se comporta como uma camada de Chapman- $\alpha$  (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; CARRASCO, 2005; KELLEY, 2009).

Figura 38 - Perfil da densidade eletrônica em cada hora simulada pelo MIRE em dezembro de 2016 (representando o verão).



**Fonte:** Autor.

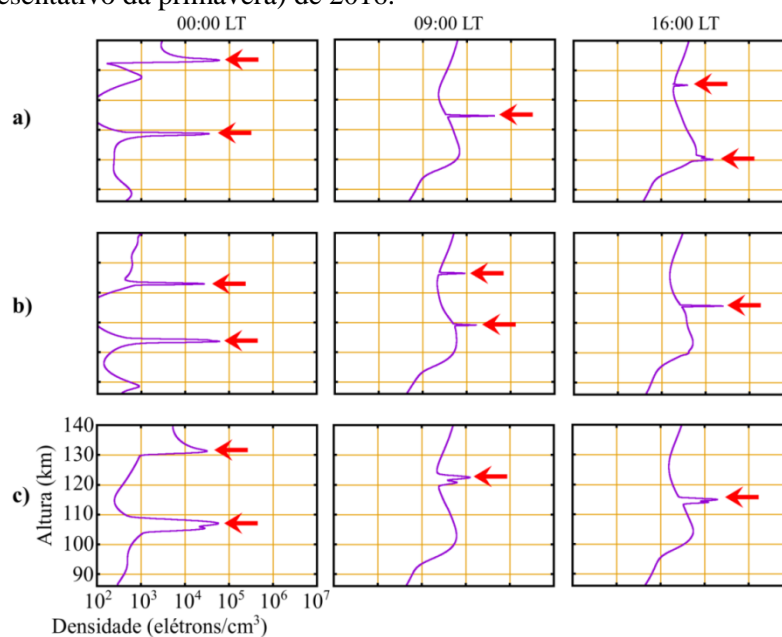
Na Figura 38 os picos no perfil de densidade eletrônica caracterizam a presença de camadas *Es*, que são indicadas pelas setas. Nota-se que em alguns perfis é possível observar a formação de duas camadas *Es*. Isso ocorre porque, apesar das componentes dos ventos não

possuir amplitudes altas, há cisalhamento de ventos em ambas as componentes em diferentes alturas, possibilitando assim surgir mais de uma camada *Es* (RESENDE *et al.*, 2017).

Em dezembro, os resultados da simulação mostram que a densidade máxima ficou em torno de  $\sim 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup>. Uma característica relevante da simulação mostra uma camada *Es* surgindo às 08:00 LT em torno de 129 km, com a densidade  $\sim 3 \times 10^4$  elétrons/cm<sup>3</sup>. Às 16:00 LT surge uma outra *Es* que parece se fundir com a camada *Es* localizada na altura inferior. A camada *Es* resultante continua o movimento de descida e atinge a densidade máxima de  $\sim 1,5 \times 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup> em  $\sim 20:00$ -21:00 LT.

Nos outros meses (abril, junho e setembro), as camadas *Es* também foram observadas como é mostrado na Figura 39. Nesses meses foram escolhidos apenas três horários representativos, 00:00 LT, 09:00 LT e 16:00 LT. Às 00:00 LT é possível observar duas camadas em abril (Figura 39a), junho (Figura 39b) e setembro (Figura 39c). Geralmente, as camadas mais altas realizam um movimento de descida, alcançando as alturas de 100 km.

Figura 39 - Perfil da densidade eletrônica simulada pelo MIRE às 00:00 LT, 09:00 LT e 16:00 LT em a) abril (representativo do outono), b) junho (representativo do inverno) e c) setembro (representativo da primavera) de 2016.



**Fonte:** Autor.

Para o mês de abril, os resultados da simulação mostram que a densidade máxima na altura da camada *Es* durante a noite foi em torno de  $7 \times 10^4$  elétrons/cm<sup>3</sup>, enquanto durante o dia alcançou  $\sim 6 \times 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup>. É possível identificar que a camada superior às 00:00 LT (134 km) executa um movimento descendente até cerca 115 km (às 09:00 LT) e 100 km (às 16:00 LT).

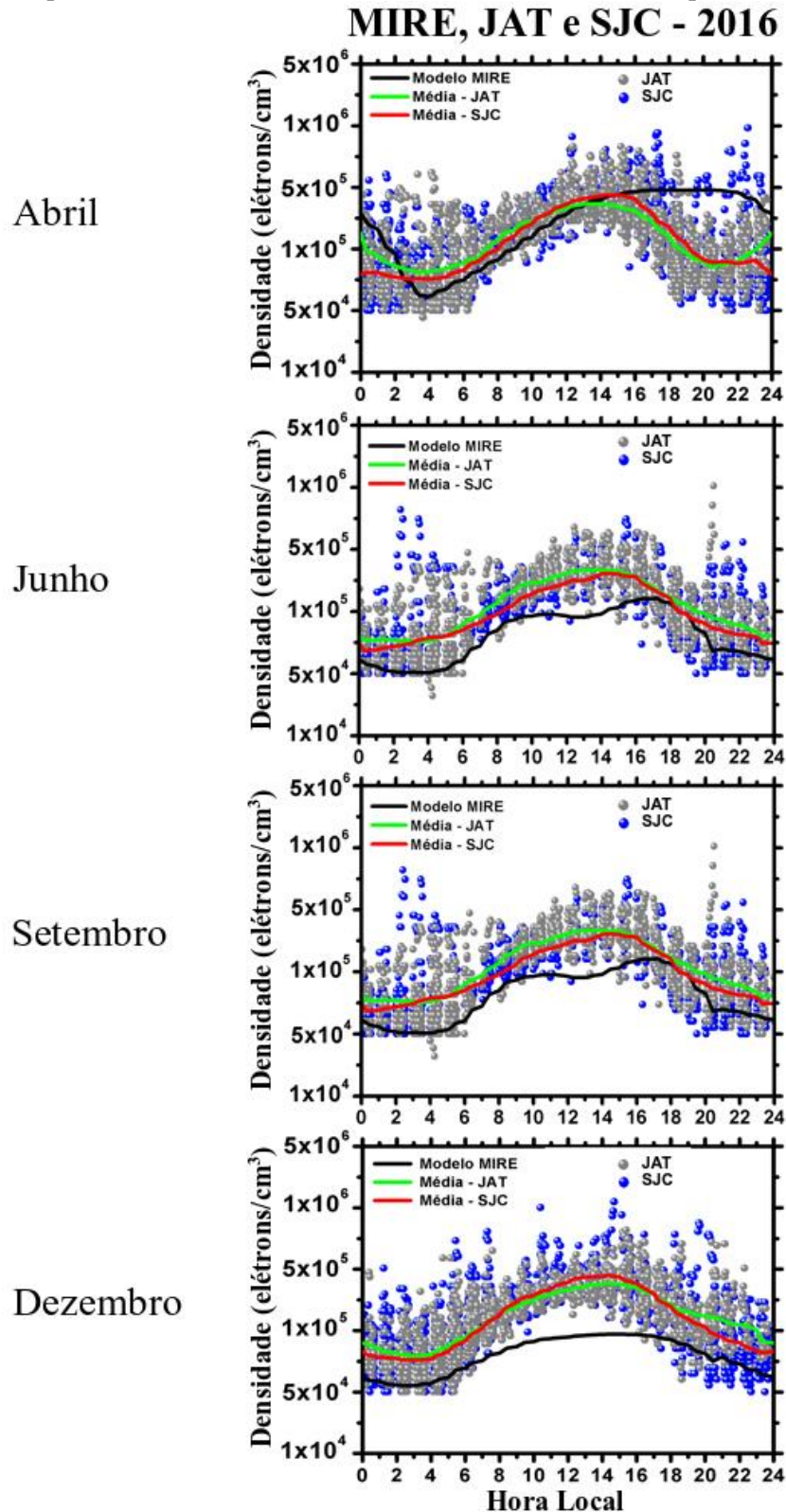
Durante o mês de junho, os resultados mostram que a densidade máxima da camada *Es* durante a noite foi em torno de  $\sim 7 \times 10^4$  elétrons/cm<sup>3</sup>, enquanto durante o dia foi de  $\sim 4 \times 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup>. Em junho nota-se também a evolução em altura com a camada *Es* mais alta às 00:00 LT (inicialmente localizada a  $\sim 123$  km) executando um movimento descendente até atingir 109 km às 09:00 LT, a camada inferior localizada a  $\sim 104$  km decaiu até desaparecer.

Em setembro, os resultados mostram que a densidade máxima na altura da camada *Es* durante a noite foi em torno de  $\sim 7 \times 10^4$  elétrons/cm<sup>3</sup>, enquanto durante o dia foi de  $\sim 3 \times 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup>. A evolução em altura da camada *Es* foi de  $\sim 131$  km às 00:00 LT até 123 km às 09:00 LT e 116 km às 16:00 LT. A camada inferior observada às 00:00 LT (inicialmente localizada a  $\sim 108$  km) decaiu até desaparecer. O movimento de descida da camada *Es*, identificado nos quatro meses investigados, está de acordo com o conhecido mecanismo de cisalhamento do vento associado aos ventos das marés e pode ser explicado pela ação das periodicidades diurna, semidiurna e terdiurna dos ventos existentes na região E (BISHOP; EARLE, 2003; HALDOUPIS, 2011).

Conforme já mencionado, os perfis de densidade eletrônica da camada *Es* foram obtidos no MIRE para os quatro meses analisados, a fim de se comparar os resultados das simulações com as observações obtidas das ionossondas. De fato, a densidade eletrônica máxima das camadas *Es* simuladas foi comparada com a densidade eletrônica derivada do parâmetro *fbEs* reduzido dos ionogramas. Foi escolhido o parâmetro *fbEs* porque é o que melhor representa a densidade eletrônica das camadas *Es* (REDDY; RAO, 1968). Como mencionado anteriormente, o parâmetro *fbEs* é obtido onde a frequência da camada superior começa a ser observada nos ionogramas. Os valores das densidades eletrônicas ( $N_e$ ) foram calculados usando a expressão  $N_e = 1,24 \times 10^4 (fbEs)^2$  em elétrons/cm<sup>3</sup>, onde *fbEs* é dado em MHz. Em seguida, foram extraídos os logaritmos dos valores de  $N_e$  na base 10 para ser comparado com os dados simulados.

A comparação entre as variações diárias simuladas e observacionais da densidade eletrônica sobre as estações de JAT e SJC durante os quatro meses é mostrada na Figura 40. Os gráficos da Figura apresentam em pontos a densidade eletrônica da camada *Es* calculada a partir do parâmetro *fbEs* obtido dos ionogramas de JAT (pontos cinzas) e SJC (pontos azuis), bem como a média (suavizada) da densidade eletrônica de JAT (linha verde) e de SJC (linha vermelha). A linha preta para cada mês indica a densidade eletrônica simulada pelo MIRE, é obtida do máximo pico da camada *Es* nas simulações. Vale ressaltar aqui que foi escolhida apenas uma camada *Es* no perfil de densidade eletrônica simulado.

Figura 40 - Variações da densidade eletrônica máxima diurna obtidas dos ionogramas coletados em JAT (pontos cinzas) e SJC (pontos azuis) usando a equação  $N_e = \log[1,24 \times 10^4 (f^b E_s)^2]$ , durante os meses de abril, junho, setembro e dezembro (painéis de cima para baixo). A linha verde (vermelha) denota a média suavizada da densidade eletrônica de JAT (SJC) e a linha preta refere-se ao máximo da densidade eletrônica obtido pelo modelo MIRE.



Fonte: Autor

Em relação aos dados observacionais, nota-se nos gráficos da Figura 40 semelhanças entre as variações diárias e horárias da densidade eletrônica sobre as estações de JAT e SJC. Isto fica mais claro na comparação das médias dos dados observacionais. Este cenário sugere fortemente que o mesmo mecanismo de formação das camadas *Es* esteja possivelmente atuando em toda a região. Em geral, o comportamento da densidade eletrônica para todos os meses e para ambas as estações ionosféricas é caracterizado por um aumento em torno de 06:00 LT durante o nascer do sol. Geralmente, um máximo extenso de densidade eletrônica ocorre entre 14:00 LT e 17:00 LT, seguido por uma diminuição gradual após o pôr do sol sobre baixas latitudes. Incluindo as duas estações e os quatro meses, os maiores e os menores valores da densidade eletrônica foram  $\sim 10^6$  elétrons/cm<sup>3</sup> e  $\sim 5 \times 10^4$  elétrons/cm<sup>3</sup>, respectivamente. Essas observações estão de acordo com os resultados anteriores apresentados por Resende *et al.* (2017) em baixas latitudes.

Algumas intensificações anômalas da densidade eletrônica foram notadas nos dados observacionais de JAT e SJC. Em setembro um pico de  $\sim 10^6$  elétrons/cm<sup>3</sup> é observado em JAT em torno das 21:00 LT. Em SJC um pico de  $\sim 8 \times 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup> foi observado entre 02:00 LT e 04:00 LT e entre 21:00 LT e 23:00 LT um pico de  $\sim 5 \times 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup>. Em abril, uma intensificação mais acentuada ocorreu em SJC por volta das 23:00 LT, com um pico de  $\sim 10^6$  elétrons/cm<sup>3</sup>. Essas intensificações anômalas na densidade eletrônica observadas em abril e setembro podem ter ocorrido porque os dias geomagneticamente calmos e perturbados não foram separados.

Adicionalmente, é notável que as variações na densidade eletrônica parecem se espalhar mais em dezembro, principalmente durante o dia quando a camada se torna mais densa. Este fato pode estar associado com a grande entrada de partículas metálicas na atmosfera devido a maiores taxas de fluxo de meteoros (HALDOUPIS *et al.*, 2007; HALDOUPIS, 2011) que ocorre no verão.

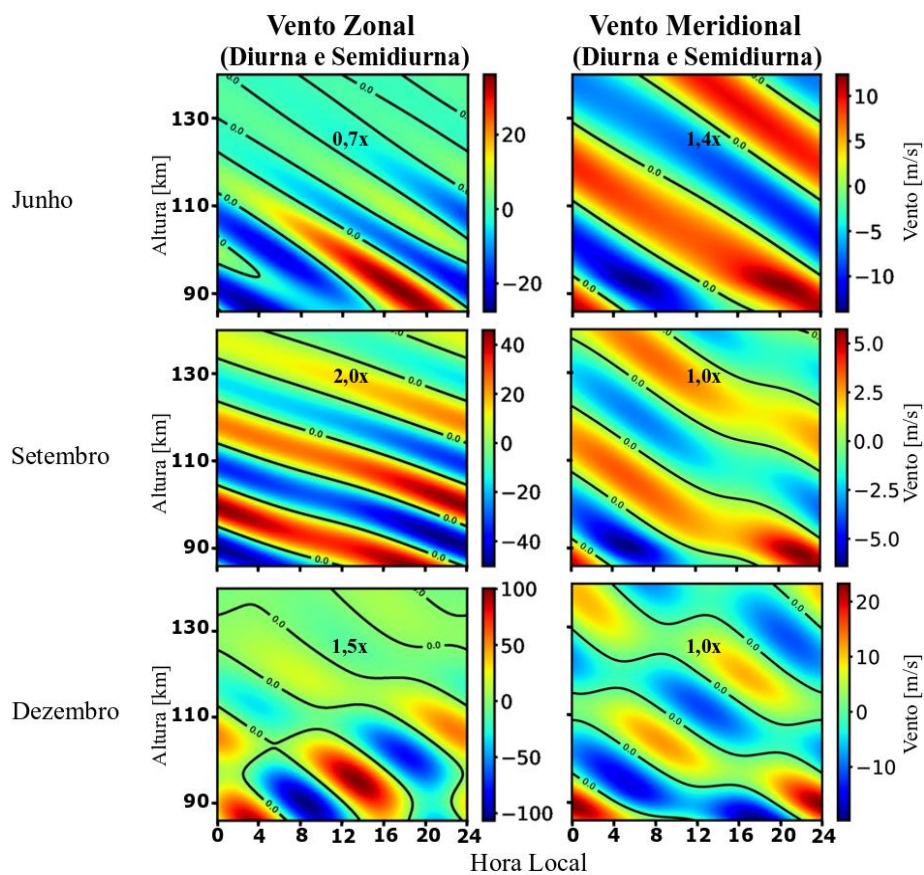
Os resultados das simulações das densidades eletrônicas (linhas pretas) são mostrados nos painéis da Figura 40 para os meses estudados (abril, junho, setembro e dezembro de 2016). Em geral, a simulação mostra que há uma tendência em acompanhar os dados observacionais. Além disso, na maior parte do dia, os dados simulados possuem valores em boa concordância com as observações. Contudo, algumas discrepâncias significativas foram observadas. Este comportamento é notado principalmente em setembro, entre às 09:00 LT e às 15:00 LT, no qual o modelo subestima os dados observacionais. Nas simulações, os valores mínimos de densidade eletrônica variaram entre  $\sim 9 \times 10^4$  e  $10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup>, enquanto para os

dados observacionais atingiram  $\sim 10^5$ - $2 \times 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup> em JAT e  $\sim 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup> em SJC. Já os valores máximos atingiram  $\sim 7 \times 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup> em JAT e em SJC.

#### 6.4 Análise das Discrepâncias entre os Ventos Observacionais e Formação das Camadas *Es*

Como houve algumas discrepâncias em alguns horários entre os dados observacionais e os dados simulados pelo MIRE, foram feitos alguns ajustes na amplitude dos ventos. As modificações nos ventos neutros foram realizadas para aproximar melhor os valores absolutos das densidades eletrônicas modeladas das camadas *Es* em relação aos dados observacionais. Especificamente, foi realizado um teste sensível do modelo MIRE ajustando a amplitude das componentes do vento zonal e meridional para todas as faixas de altura (86-140 km). Neste caso em setembro, apenas as mudanças no vento zonal foram suficientes para produzir melhores resultados de simulação. Os resultados modificados dos ventos meridional e zonal são mostrados na Figura 41 e 43.

Figura 41 - Perfil ajustado das componentes dos ventos zonal e meridional nos meses de junho, setembro e dezembro de 2016.



Fonte: Autor

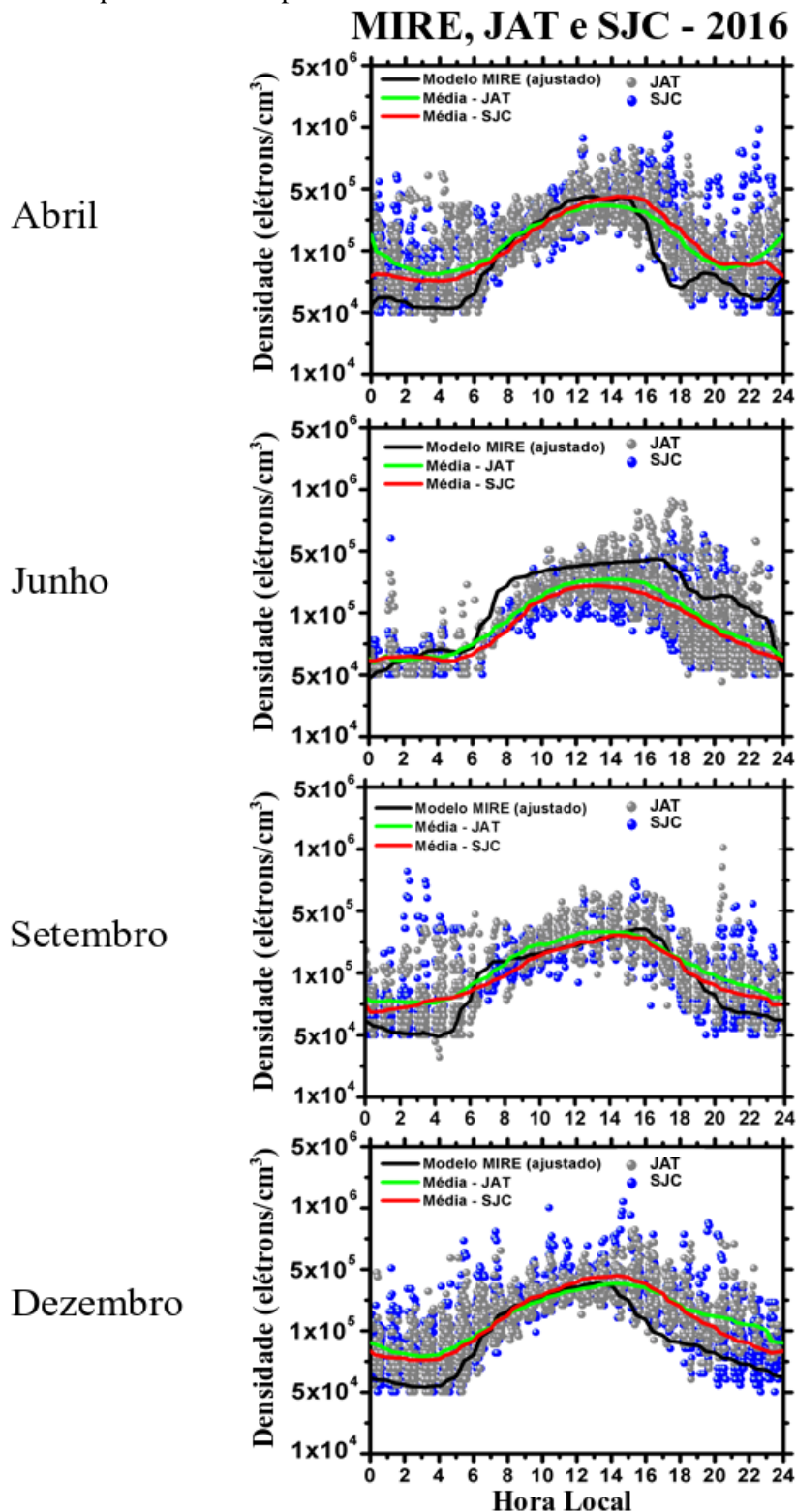
As densidades eletrônicas simuladas com o ajuste na amplitude das componentes do vento (Figuras 41 e 42) são mostradas na Figura 42. Em setembro, a amplitude do vento zonal dobrou (Figura 41, painel central à esquerda) durante o dia em comparação com o perfil do vento anterior, levando a densidade eletrônica simulada para valores em torno de  $\sim 10^5$ - $4 \times 10^5$  elétrons/cm<sup>3</sup> entre 09:00 LT e 15:00 LT (Figura 42). Nesse mesmo mês não foi necessário alterar a amplitude do vento meridional. O mesmo comportamento, de setembro, ocorreu em dezembro, onde somente a magnitude do vento zonal (Figura 41, painel inferior à esquerda) foi ajustado em 1,5 vezes em relação ao original. A discrepância mais acentuada foi em dezembro entre às 08:00 LT e às 16:00 LT (Figura 40). Após o ajuste, conforme visto na Figura 42, a densidade eletrônica simulada teve uma concordância muito satisfatória em relação aos dados observados, bem como no comportamento diário.

A componente do vento zonal é a mais importante para formar camadas *Es* em torno dos 100-110 km (MACDOUDALL, 1974; HALDOUPIS, 2011). Assim, uma possível explicação para o perfil do vento original não ser suficiente bom nas simulações em setembro e dezembro seria o comportamento atípico na amplitude do cisalhamento do vento, conforme mostrado na Figura 37. Outra possível causa pode estar relacionada ao fato do modelo MIRE não considerar a influência das interações entre as marés com outros tipos de ondas atmosféricas, como as ondas de gravidade ou as ondas planetárias, o que poderia causar as discrepâncias observadas entre os dados simulados e observacionais.

Em abril e em junho, a Figura 40 mostra que a discrepância mais acentuada entre as densidades eletrônicas simuladas e observadas ocorreram após 16:00 LT e duraram até 03:00 LT. Em termos de magnitude, os valores das densidades do MIRE são superestimados em abril entre às 19:00 LT e às 22:00 LT, e em junho entre às 00:00 LT e 03:00 LT. Nesses casos, abril e junho, as densidades eletrônicas simuladas são superestimadas em  $\sim 2,5$  elétrons/cm<sup>3</sup>. Outra discrepância observada é em relação a variabilidade da densidade eletrônica simulada que não acompanha a descida dos valores de *fbEs* após às 16:00 LT. Portanto, para esses meses foram necessários os ajustes de ambas as componentes.

No período de abril, os valores absolutos da densidade eletrônica das *Es* simuladas e as suas variações ajustaram-se melhor às observações quando as amplitudes do vento zonal no horário diurno (06:00-18:00 LT) e noturno (18:00-06:00) aumentaram por um fator de 1,3 e 1,5, respectivamente. Esse fato é mostrado na Figura 43, no qual o perfil do vento zonal para o ajuste se adequar teve que ser diferente nos horários diurnos (painel da esquerda) e noturnos (painel central).

Figura 42 - Variações da densidade eletrônica máxima diurna obtidas dos ionogramas coletados em JAT (pontos cinzas) e SJC (pontos azuis) usando a equação  $N_e = \log[1,24 \times 10^4 (f_b E_s)^2]$  durante os meses de abril, junho, setembro e dezembro (painéis de cima para baixo), média (suavizada) da densidade eletrônica de JAT (SJC) representada pela linha verde (vermelha) e densidade eletrônica modelada pelo MIRE (linha preta) considerando um ajuste na amplitude dos componentes dos ventos meridional e/ou zonal.

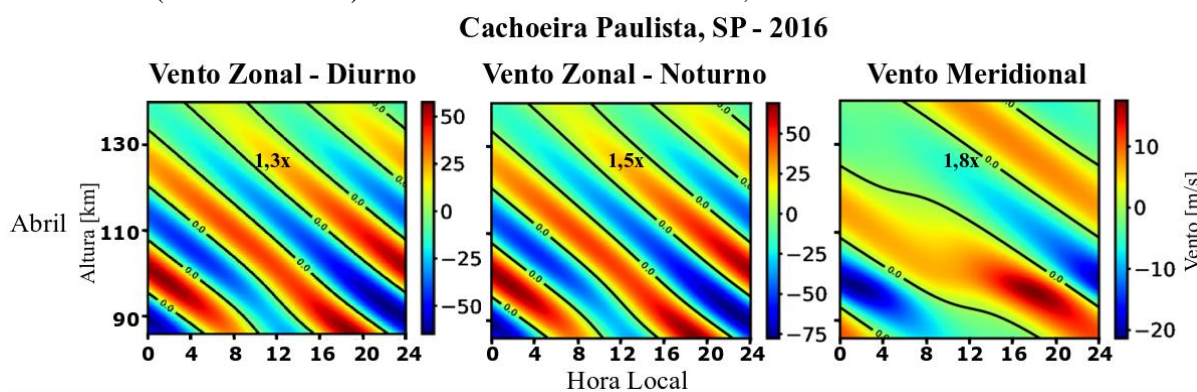


Fonte: Autor

Vale ressaltar que na Figura 43, para o vento zonal, embora seja mostrado o perfil do vento em todos os horários, o ajuste ocorreu somente no horário específico. O ajuste distinto no período diurno e noturno da amplitude do vento zonal, resultou em descontinuidades às 06:00 LT e às 18:00 LT que foram corrigidas suavizando as bordas. Já para o vento meridional, em abril, a amplitude diária (00:00-24:00 LT) foi aumentada 1,8 vezes. Assim, a Figura 42 mostra uma boa concordância com relação a densidade eletrônica e o movimento descendente da camada *E<sub>s</sub>*.

Em junho, a magnitude e o comportamento das densidades eletrônicas observadas e modeladas concordaram melhor quando a amplitude do vento zonal diurno diminuiu em um fator de 0,7 enquanto a amplitude do vento meridional diurno aumentou em um fator de 1,4. As modificações na amplitude dos ventos zonal e meridional incorporadas ao modelo estão resumidas adiante na Tabela 12.

Figura 43 - Perfis ajustados dos componentes dos ventos zonal e meridional, considerando ambas as marés (diurna e semidiurna) em abril de 2016. No gráfico do vento zonal (painel esquerdo), a amplitude do componente zonal foi aumentada em um fator de 1,3 entre 06:00 e 18:00 LT. No gráfico do vento zonal noturno (painel central), a amplitude do componente zonal foi aumentada em um fator de 1,5 entre 18:00 e 06:00 LT. No gráfico do vento meridional (painel direito), a amplitude do componente meridional diário (00:00-24:00 LT) foi aumentada em um fator de 1,8.



Fonte: Autor.

Tabela 12 - Fatores multiplicativos do vento diurno e noturno para melhor ajuste entre a densidade eletrônica modelada e as observações da ionossonda.

| Mês      | Vento Zonal |         | Vento Meridional |         |
|----------|-------------|---------|------------------|---------|
|          | Diurno      | Noturno | Diurno           | Noturno |
| Abril    | 1,3         | 1,5     | 1,8              | 1,8     |
| Junho    | 0,7         | 0,7     | 1,4              | 1,4     |
| Setembro | 2,0         | 1,0     | 1,0              | 1,0     |
| Dezembro | 1,5         | 1,0     | 1,0              | 1,0     |

Fonte: Autor.

Um fato que merece destaque nos resultados simulados é a manifestação dos valores mínimos de densidade eletrônica entre às 02:00 e às 04:00 LT, e que ocorrem nos meses de setembro, dezembro e abril. Resende *et al.* (2017) também relataram esse mesmo comportamento quando compararam as medidas das densidades eletrônicas de *Es* derivadas das ionossondas durante o verão de 2005 com as simulações do MIRE. Segundo os autores, esses valores mínimos de densidade das *Es* simuladas podem ocorrer porque camadas muito altas, com uma densidade menor aparecem no perfil, principalmente no verão. A existência dessas camadas é atribuída à ação das marés semidiurnas e são vistas nos ionogramas como camadas esporádicas do tipo *h*. Elas também podem ter influência das ondas de gravidade (HUANG; KELLEY, 1996).

No presente estudo, não consideramos no MIRE os possíveis efeitos da onda de gravidade na formação das camadas *Es*. No entanto, a presença da camada *Es<sub>s</sub>*, principalmente durante os meses de abril e junho, sobre JAT e SJC, é uma evidência da possível influência das ondas de gravidade. De acordo com Cohen, Bowles e Calvert (1962), que analisaram ionogramas de Huancayo (12° S; 75,3° O; dip latitude: 2° N), Peru, no período de 1960-1961, a camada *Es<sub>s</sub>*, embora não seja comum em regiões de baixa latitude, uma vez observada é uma indicação da ação das ondas de gravidade na formação/modulação das camadas *Es*. Assim, essa possibilidade merece uma investigação mais aprofundada em trabalhos futuros.

## 7 RESULTADOS E DISCUSSÕES: ANÁLISE DO EFEITO DO VENTO NO MOVIMENTO DESCENDENTE DA CAMADA ESPORÁDICA $Es_h$

Na análise dos dados da ionossonda foi possível observar uma camada diurna em altitudes entre 120 e 150 km em JAT e SJC. Essa camada é denominada na literatura como tipo  $h$  ( $Es_h$ ) e há poucos estudos relacionando a sua dinâmica em baixas latitudes. Nesse contexto, neste Capítulo serão apresentados e discutidos os resultados do comportamento desse tipo de camada usando simulações para obter qual é a componente mais significativa em sua formação.

### 7.1 Análise do Comportamento e Variabilidade das Camadas $Es_h$ Observadas nos Dados de Ionossonda

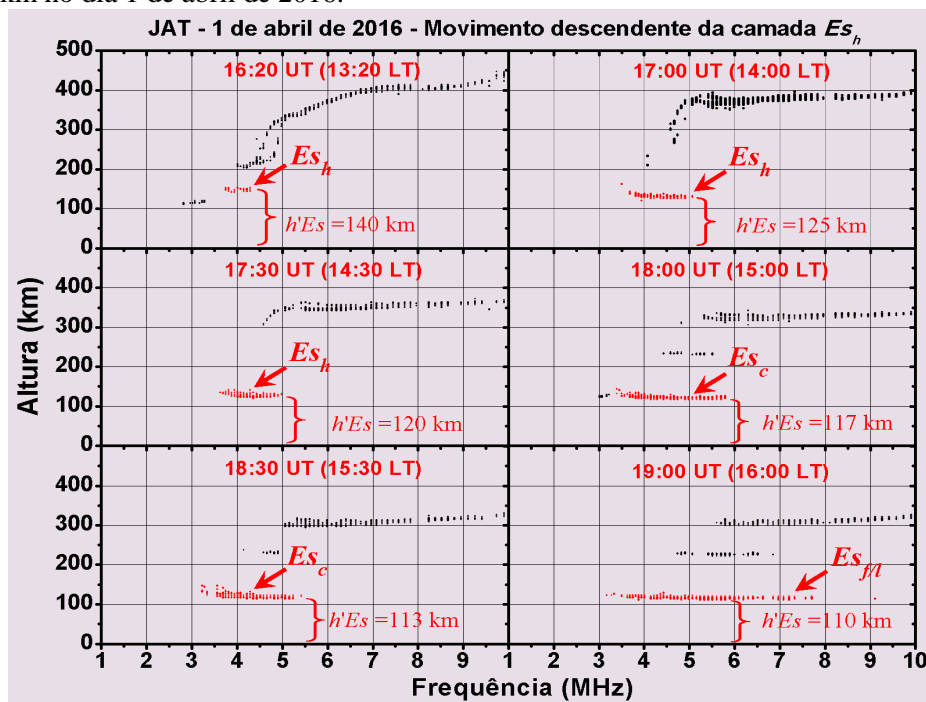
As camadas  $Es_h$  ocorrem entre 120 e 150 km e, geralmente, realizam um movimento de descida para alturas inferiores (WILKINSON; SZUSZCZEWICZ; ROBLE, 1992; ABDU *et al.*, 1997; CONCEIÇÃO-SANTOS *et al.*, 2019). Em outras palavras, a camada  $Es_h$  efetua um movimento para alturas inferiores e altera-se para outros tipos de camadas  $Es$ , como  $Es_c$  (110-120 km) ou  $Es_{\gamma 1}$  (105-110 km). Esse padrão foi bem comum em JAT e SJC durante os quatro meses analisados.

Para exemplificar esse comportamento, as Figuras 44 e 45 apresentam uma sequência de ionogramas do dia 1 de abril de 2016 coletados respectivamente, em JAT e SJC. Na Figura 44, em JAT, é possível identificar às 16:20 UT (13:20 LT), a presença da  $Es_h$  com  $h'Es$  em torno de 140 km. Essa camada começa então a realizar um movimento de descida, alcançando 110 km às 19:00 UT (16:00 LT). Em SJC (Figura 45), a camada  $Es_h$  parece estar situada às 16:10 UT (13:10 LT) com  $h'Es$  à 128 km. Às 16:20 UT (13:20 LT), a camada realizou um movimento de descida para 125 km e em 20 minutos depois (16:40 UT/13:40 LT) alcançou a altura de 120 km. Esse movimento de descida se estende até às 18:00 UT (15:00 LT) quando a camada atinge 110 km. Esse é o comportamento típico das camadas  $Es_h$  que foi considerada nessa análise.

A Figura 46 mostra a porcentagem de ocorrência da camada  $Es_h$  nos meses de abril (linha e pontos vermelhos), junho (linha e pontos verdes), setembro (linha e pontos azuis) e dezembro (linha e pontos cinzas) em JAT (painel superior) e SJC (painel inferior) em função da hora local e utiliza os mesmos dados da Figura 35. Portanto, a porcentagem das camadas

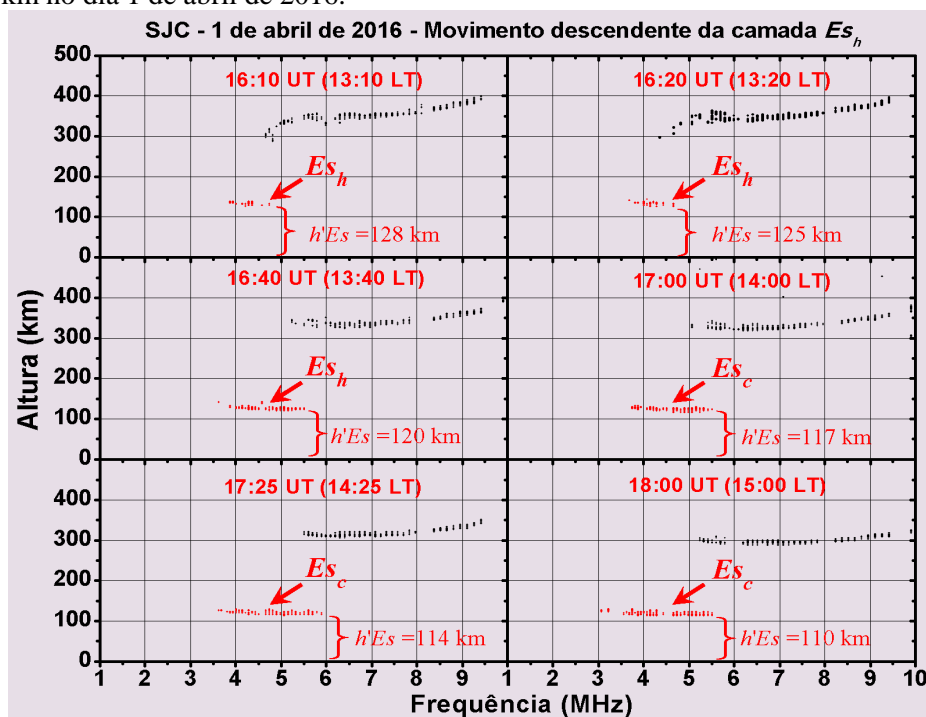
$Es_h$  foram agrupadas por tempo de ocorrência (intervalo de uma hora) e representada no gráfico pelos pontos (nós) de cada linha representativa do mês.

Figura 44 - Ionogramas de JAT mostrando o movimento de descida da camada  $Es_h$  de 140 km até 110 km no dia 1 de abril de 2016.



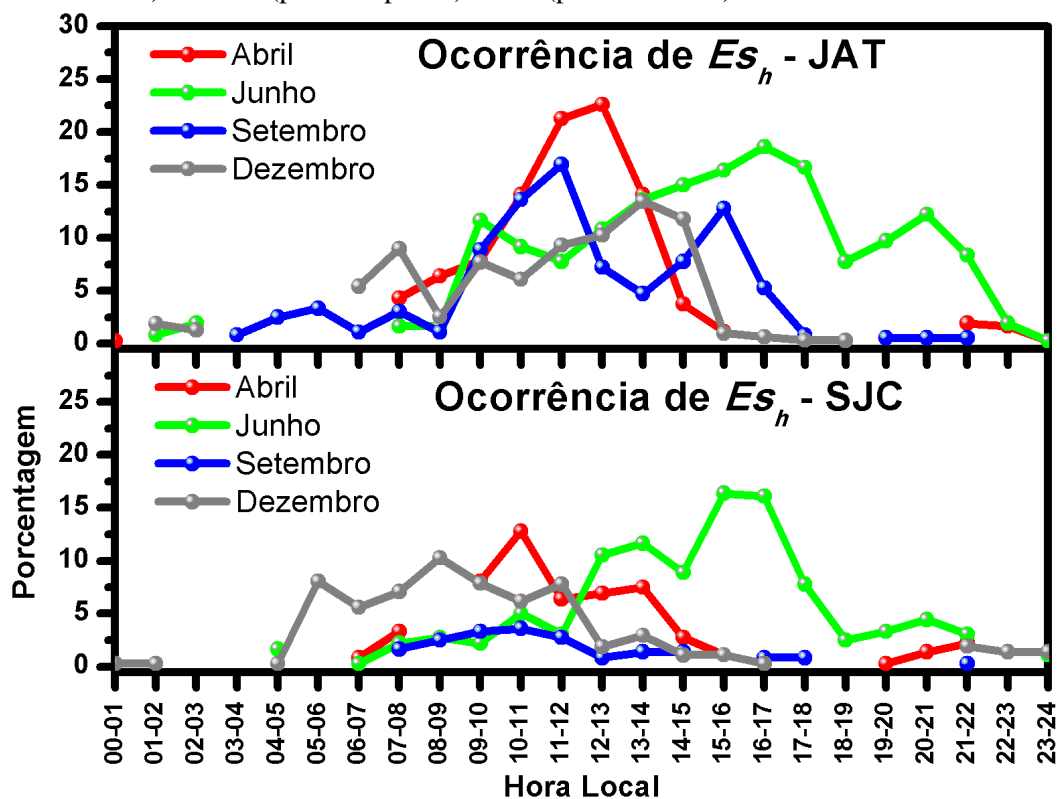
Fonte: Autor

Figura 45 - Ionogramas de SJC mostrando o movimento de descida da camada  $Es_h$  de 128 km até 110 km no dia 1 de abril de 2016.



Fonte: Autor

Figura 46 - Porcentagem de ocorrência da camada  $Es_h$  nos meses de abril (linha e pontos vermelhos), junho (linha e pontos verdes), setembro (linha e pontos azuis) e dezembro (linha e pontos cinzas) em JAT (painel superior) e SJC (painel inferior).



Fonte: Autor.

Analisando a Figura 46, percebe-se em geral que a ocorrência das camadas  $Es_h$  são mais expressivas a partir das 05:00-06:00 LT para ambas as regiões de análise. Em JAT, as maiores ocorrências do evento de  $Es_h$  foram em abril (23%) entre 12:00 LT e 13:00 LT, seguido de 17% em junho entre 16:00 LT e 17:00 LT, 15% em setembro entre 11:00 LT e 12:00 LT, e em dezembro atingiu quase 13% entre 13:00 LT e 14:00 LT. Para SJC, os picos de ocorrência das  $Es_h$  foram registrados em torno das 15:00-16:00 LT em junho (15%), 10:00-11:00 LT em abril (13%), 08:00-09:00 LT em dezembro (10%) e em setembro entre 08:00 e 12:00 LT apenas 4%.

Santos *et al.* (2019) realizaram um estudo sobre a climatologia das camadas descendentes intermediárias (ILs) sobre regiões equatoriais e de baixa latitude brasileiras durante o período mínimo solar de 2009. As camadas ILs geralmente são detectadas em torno de 150 km-170 km e também realizam um movimento de descida como a camada  $Es_h$  (WILKINSON; SZUSZCZEWICZ; ROBLE, 1992; SZUSZCZEWICZ *et al.*, 1995). A diferença entre a camada IL e a camada  $Es_h$  é devida, principalmente, a sua composição química. A camada IL tem uma influência dos íons da região ionosférica F<sub>1</sub>. Contudo, quando

realizam o movimento de descida o seu mecanismo pode ser considerado o mesmo. Uma das constatações em Santos *et al.* (2019) foi que a região de Cachoeira Paulista, representativa de baixa latitude, teve uma ocorrência significativa em todos os meses, sobressaindo-se no inverno. Além disso, Niranjana, Srivani e Naidu (2010) observaram uma alta probabilidade de ocorrência de ILs durante o inverno, uma taxa moderada de ocorrência durante o equinócio e baixa ocorrência durante o verão. Portanto, apesar do estudo da sazonalidade nesse trabalho considerar somente um mês representativo de cada estação, as maiores taxas de ocorrências das  $Es_h$  foram observadas em junho para SJC e em abril e junho para JAT, concordando com estudos anteriores.

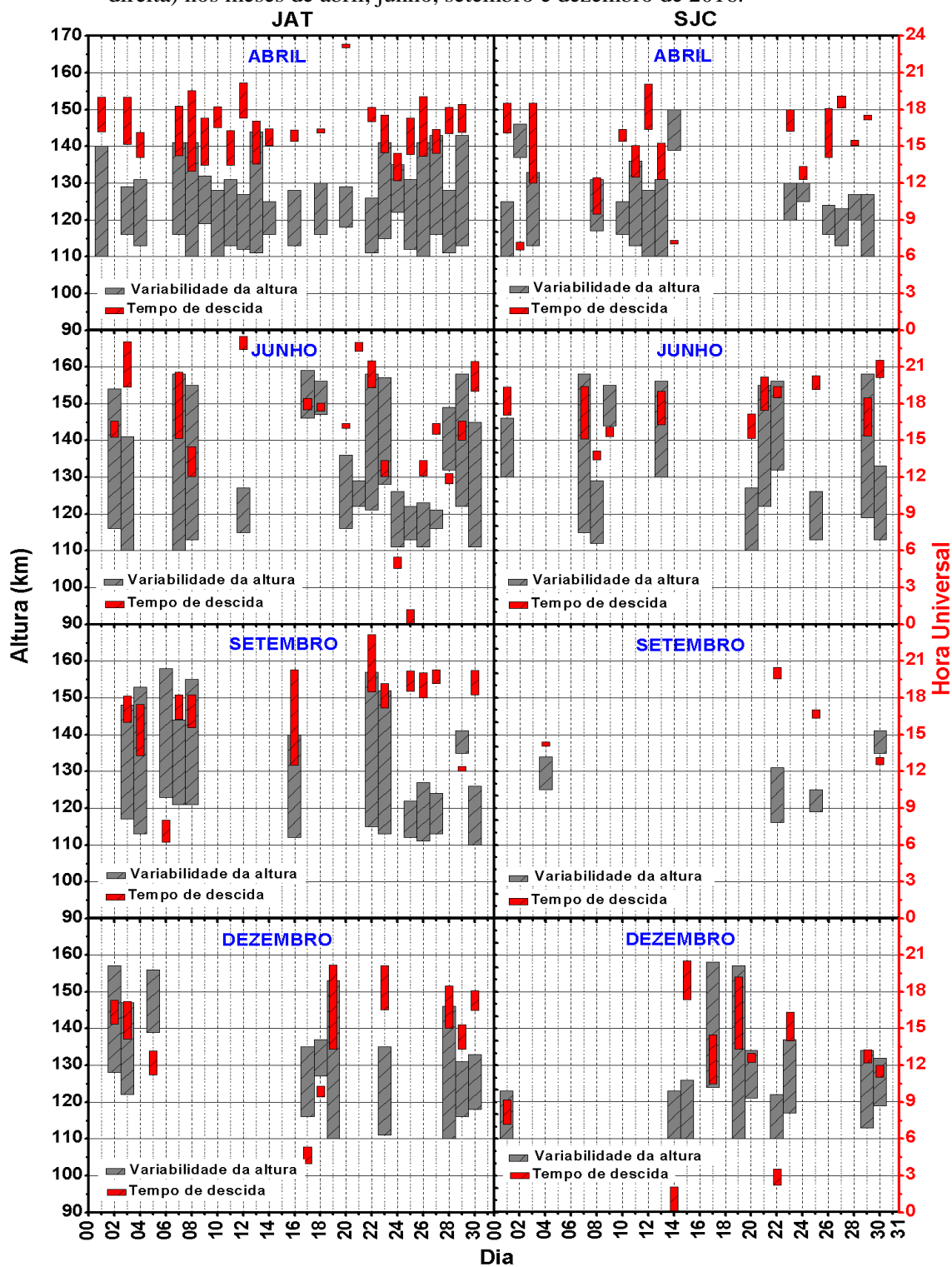
Apesar das camadas  $Es_h$  em JAT e SJC não serem predominantes em relação a  $Es_{f/l}$ , a sua ocorrência foi significativa. Para analisar a variabilidade da altura das camadas  $Es_h$  bem como o tempo gasto para o seu movimento descendente em função do dia é mostrada a Figura 47. O eixo à esquerda é a altura (em km) enquanto o eixo da direita representa a hora (em UT). As barras em cinzas denotam a faixa de altura na qual as camadas  $Es_h$  se deslocaram na ionosfera dia-a-dia. As barras em vermelho indicam o intervalo de tempo gasto nesse processo de descida. Os gráficos do painel esquerdo são de JAT e do painel direito SJC.

A Figura 47 mostra que o número de ocorrências do movimento de descida das camadas  $Es_h$  ao longo dos quatro meses analisados foi maior em JAT (63 eventos) do que em SJC (40 eventos). Especificamente, para JAT (SJC) foram observados em abril 22 (15) casos, 18 (11) em junho, 13 (4) em setembro e 10 (10) em dezembro. Para aqueles dias que houve mais de um evento de descida da camada  $Es$ , foi considerado o que perdurou por mais tempo.

As alturas máximas das camadas  $Es_h$  foram observadas nos meses de junho e dezembro em JAT e SJC e também em setembro em JAT, variando em torno de 155-160 km. Em contraste, as menores alturas de formação foram observadas em abril, nas quais as camadas  $Es_h$  não excederam 150 km em JAT e SJC. Conforme já mostrado no gráfico da Figura 35, a maioria dos eventos ocorreu no período diurno entre 10:00 e 21:00 UT (07:00-18:00 LT). Isso concorda com os resultados mostrados em Santos *et al.* (2019), no qual as camadas mais altas que realizam esse movimento de descida também ocorrem no período diurno. Santos *et al.* (2019) sugerem que o dínamo da região E tem um papel importante na dinâmica dessas camadas descendentes. Adicionalmente, em apenas 15 casos foram registrados um comportamento simultaneamente em JAT e SJC. Acredita-se que apesar dos ventos terem uma importância que é dominada pela maré diurna (PANCHEVA *et al.*, 2002;

RESENDE *et al.*, 2017), essas camadas também podem ser moduladas pelas ondas de gravidade como sugerem Santos *et al.* (2019).

Figura 47 - Variabilidade da altura virtual (barras cinzas) e intervalo de tempo da descida (barras vermelhas) das camadas  $E_s$ , observadas em JAT (coluna da esquerda) e SJC (coluna da direita) nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016.



Fonte: Autor.

O tempo de descida também não se mostrou padronizado em relação às regiões de análise e meses do ano. De fato, para JAT (SJC) o tempo médio de descida foi cerca de 157 min (127 min), 97 min (121 min), 159 min (38 min) e 160 min (140 min) nos meses de abril, junho, setembro e dezembro, respectivamente. Em setembro para SJC, o tempo de descida não ultrapassou uma hora. No mesmo mês em JAT, o tempo foi bem maior, durando até 04 horas em alguns eventos. Como as regiões de análise são localizadas próximas e o padrão de ventos de marés não tem mudanças significativas (CONCEIÇÃO-SANTOS *et al.*, 2019), outro fator pode estar influenciando no surgimento e na dinâmica dessas camadas.

Nygrén *et al.* (1990) e Wilkinson, Szuszczewicz e Roble (1992) sugerem que a variabilidade diária nas observações da camada  $Es$  descendente pode ser o resultado de um efeito dos ventos de marés superposto aos efeitos das ondas de gravidade. De fato, eles acreditam que a interação não linear entre as ondas de gravidade e a maré semidiurna formam camadas  $Es$  em alturas em torno de 150 km. Contudo, essas evidências foram analisadas em regiões aurorais, aonde as amplitudes dos ventos de marés são bem inferiores em relação àquelas observadas em baixas latitudes.

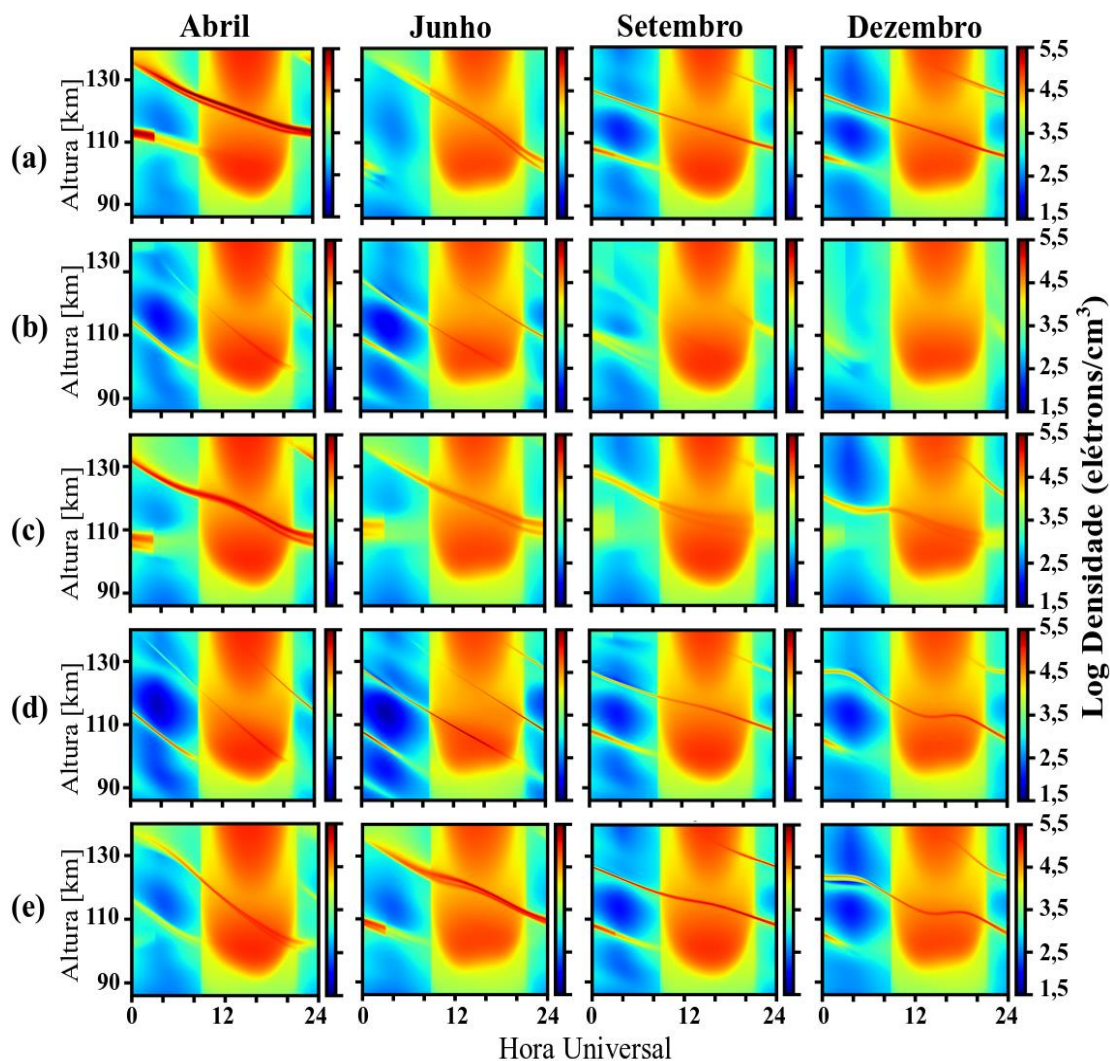
Ainda, Santos *et al.* (2019) sugeriram que as ondas de gravidade têm um papel importante na descida das camadas em baixas latitudes. Os autores mostraram evidências que para camadas que se iniciam em torno de 170 km e tem um tempo de descida muito lento, as ondas de gravidade podem ser o principal precursor dessas camadas. Nas alturas maiores que 150 km, as camadas são ditas como intermediária e a química não é a mesma que as camadas  $Es_h$ . Contudo, as camadas intermediárias também realizam um movimento de descida alcançando alturas de formação das camadas  $Es$ . Como o vento meridional e zonal em setembro possui amplitudes muito fracas (Figura 37), acreditamos que as camadas  $Es_h$  formadas em JAT podem fortemente ter influência das ondas de gravidade como os casos estudados em Santos *et al.* (2019).

## 7.2 Análise do Comportamento e Variabilidade da Camada $Es_h$ Utilizando Simulações

O movimento descendente das  $Es_h$  é também identificado nas simulações do MIRE utilizando os ventos em CXP. A Figura 48 mostra os mapas de densidade eletrônica em função da altura e hora universal dividido separadamente nas componentes: (a) diurnas do vento zonal e meridional; (b) semidiurna do vento zonal e meridional; (c) semidiurna e diurna do vento zonal; (d) semidiurna e diurna do vento meridional e (e) semidiurna e diurna do

vento zonal e meridional. Nestas simulações foram considerados os ventos ajustados na Figura 41 e Figura 43.

Figura 48 - Densidade eletrônica em função do tempo e da altura simulada pelo MIRE para os meses de abril, junho, setembro e dezembro no ano de 2016 referente à (a) maré diurna do vento zonal e meridional; (b) semidiurna do vento zonal e meridional; (c) semidiurna e diurna do vento zonal; (d) semidiurna e diurna do vento meridional e (e) semidiurna e diurna do vento zonal e meridional.



Fonte: Autor.

É possível observar nos resultados da Figura 48 que independente da componente, as camadas  $E_s$  realizam um movimento de descida. Em geral, nota-se que para todos os meses, a maré diurna se sobressai em relação à maré semidiurna em termos de densidade eletrônica. Contudo, esse comportamento nem sempre é observado para a camada do tipo  $h$ . Em abril, a maré diurna tem uma camada que se forma em  $\sim 135$  km e atinge alturas de  $\sim 112$  km (letra a do painel superior). Em contrapartida, nas simulações para a maré semidiurna, há a formação de duas camadas  $E_{sh}$ , uma inicia em  $\sim 137$  km às  $\sim 04:00$  UT e alcança  $\sim 100$  km às  $20:00$  UT e

outra inicia em ~133 km às ~16:00 UT e atinge 115 km às 24:00 UT. Ainda, nota-se que em setembro e dezembro, a maré semidiurna (letra b) não apresentou camada  $E_s$  no horário diurno (09:00-21:00 UT) e apresentou camadas  $E_s$  fracas no período noturno. Na Tabela 13 são resumidas, para cada componente do vento e da maré atmosférica, as faixas de alturas das principais camadas  $E_s$  da Figura 48 (que iniciaram o movimento de descida em alturas maiores que 120 km).

Tabela 13 - Faixa de altura do movimento de descida das camadas  $E_s$  simuladas pelo MIRE, considerando a maré diurna, maré semidiurna, vento meridional e vento zonal.

| Marés/Ventos | Faixa de Altura da Descida das Camadas $E_s$ (km) |          |          |          |
|--------------|---|----------|----------|----------|
|              | Abril   | Junho    | Setembro | Dezembro |
| Diurna       | ~135-112  | ~140-102 | ~133-128 | ~133-126 |
| Diurna       | –   | –        | ~128-109 | ~126-106 |
| Semidiurna   | ~133-115  | ~132-125 | ~121-110 | –        |
| Semidiurna   | ~137-100  | ~128-108 | ~130-115 | –        |
| Semidiurna   | –   | ~128-100 | –        | –        |
| Meridional   | ~132-108  | ~136-110 | ~133-128 | 133-120  |
| Meridional   | ~139-132  | –        | ~128-109 | 121-108  |
| Zonal        | ~133-115  | ~138-128 | ~133-128 | 133-128  |
| Zonal        | ~139-100  | ~140-108 | ~128-109 | 128-106  |
| Zonal        | –   | ~128-95  | –        | –        |

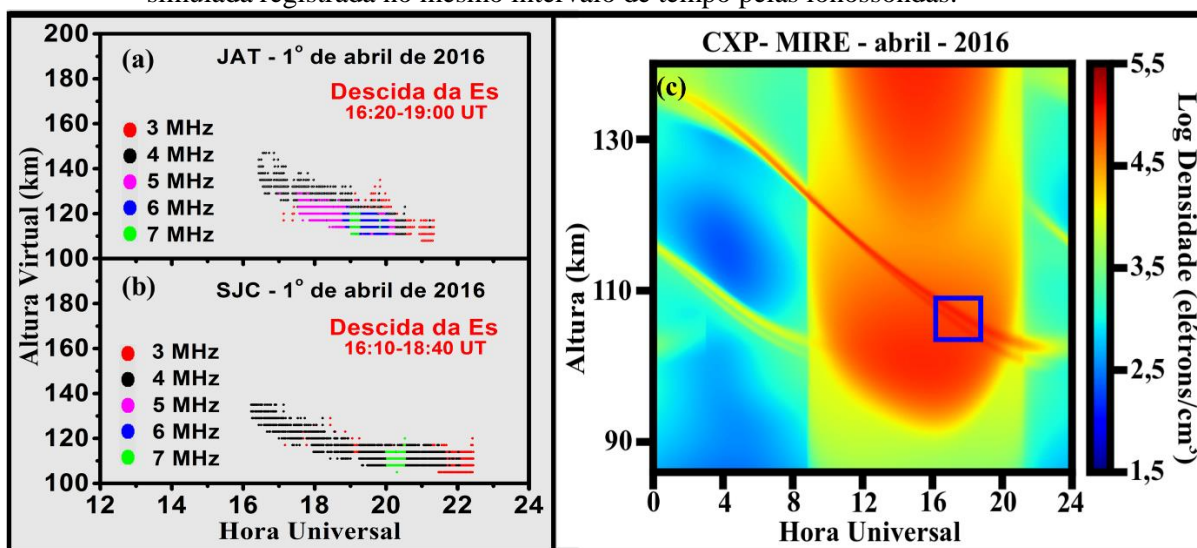
Fonte: Autor.

Para investigar melhor a dinâmica das camadas  $E_s$  e as mudanças na densidade eletrônica de acordo com seu movimento descendente, foram analisados os gráficos de isofrequências dos ionogramas de JAT e SJC. Especificamente foram escolhidos quatro casos, um de cada mês em 2016, apresentados nas Figuras 49-52. As datas escolhidas foram em 1 de abril (Figura 49 a/b), 7 de junho (Figura 50 a/b), 8 de setembro (Figura 51a/b) e 19 de dezembro (Figura 52a/b). Esses casos foram selecionados considerando a simultaneidade da observação das camadas  $E_s$  em JAT e SJC. No mês de setembro, em SJC, só foram observados quatro eventos de descida da camada  $E_s$ , os quais evoluíram com tempo bastante curto. Além disso, não houve simultaneidade com os eventos que ocorreram em JAT. Portanto, para o mês de setembro, o gráfico de isofrequência da altura virtual é apresentado apenas para JAT (Figura 51). Além disso, nas mesmas figuras são apresentados os mapas altura-tempo (HT) dos perfis de densidades eletrônicas do MIRE (gráficos da letra (e) da Figura 48) para fins comparativos.

Nas Figuras 49(a) e (b), é possível observar o claro movimento contínuo descendente das camadas  $E_s$  em JAT e SJC. Observa-se principalmente nos dados observacionais um

aumento na frequência à medida que a camada  $E_s$  realiza o movimento de descida, o que está associado ao aumento na densidade eletrônica da  $E_s$ . Conforme já exposto, os traços finos do aumento da densidade eletrônica vistos no mapa HT da Figura 49(c) denotam a presença das camadas  $E_s$ . Nota-se a formação simultânea de mais de uma camada  $E_s$  em momentos diferentes. A formação acima de 130 km foi a mais intensa. No caso, esta camada  $E_s$  simulada começa em torno de 137 km e chega até a altura de 105 km. Enfatiza-se na Figura 49(c) pelo retângulo azul a camada  $E_s$  simulada que representa o movimento descendente da  $E_s$  registrado simultaneamente pelas ionossondas entre 16:10 UT e 19:00 UT. Para este horário, o modelo não reproduziu bem a altura das camadas  $E_s$ , sendo que a camada  $E_s$  simulada varia de 110 km para 100 km.

Figura 49 - Gráfico de isofrequência em 3, 4, 5, 6 e 7 MHz no dia 1 de abril de 2016 em (a) JAT e em (b) SJC. No painel (c) tem-se o gráfico altura-tempo da densidade eletrônica simulado pelo MIRE durante o mês de abril de 2016. O retângulo azul destaca a camada  $E_s$  simulada registrada no mesmo intervalo de tempo pelas ionossondas.



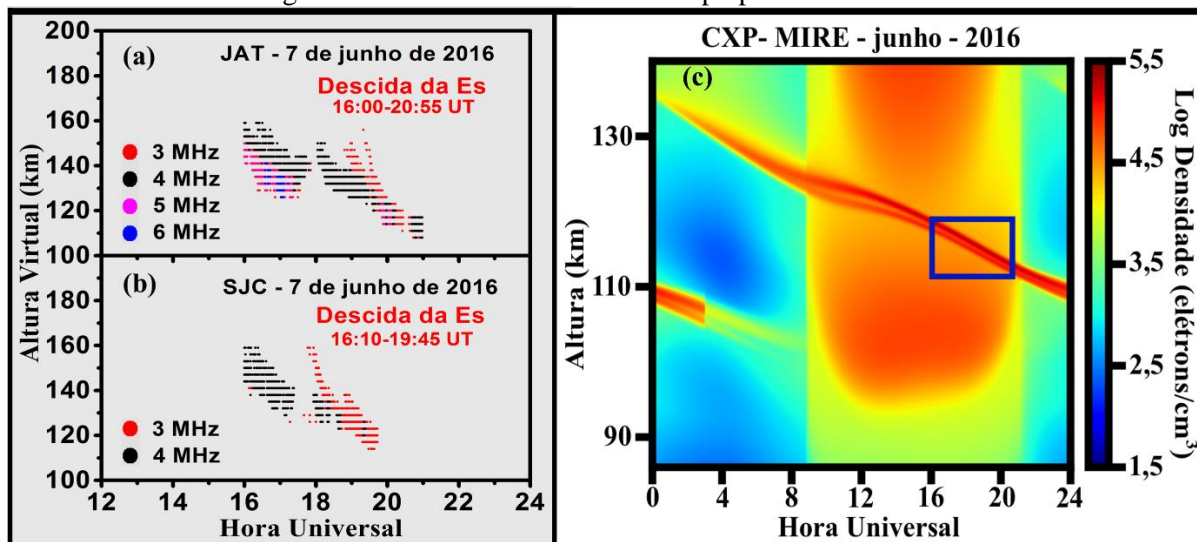
Fonte: Autor

A mesma figura anterior foi feita para 7 de junho de 2016 (Figura 50). A camada  $E_s$  considerada nesta análise é observada nos traços dos ionogramas por volta das 16:00 UT em uma altura de ~140 km em JAT e SJC.

Na Figura 50 as características da camada  $E_s$  descendente no gráfico de isofrequência revelam uma descontinuidade entre às 17:00 UT e às 18:00 UT. A camada  $E_s$  dura até 20:55 UT em JAT e 19:45 UT em SJC. Na Figura 50(c) as simulações do MIRE da densidade eletrônica mostram duas camadas  $E_s$  se formando às 00:00 UT, mas apenas a mais alta que está a ~135 km é contínua e executa o movimento descendente. O retângulo azul destaca a

camada  $E_s$  a partir das 16:00 UT, na qual se inicia em torno de 125 km e alcança 112 km às 21:00 UT.

Figura 50 - Gráfico de isofrequência em 3, 4, 5 e 6 MHz no dia 7 de junho de 2016 em (a) JAT e em (b) SJC. No painel (c) tem-se o gráfico de altura-tempo da densidade eletrônica simulado pelo MIRE durante o mês de junho de 2016. O retângulo azul destaca a camada  $E_s$  simulada registrada no mesmo intervalo de tempo pelas ionossondas.



Fonte: Autor

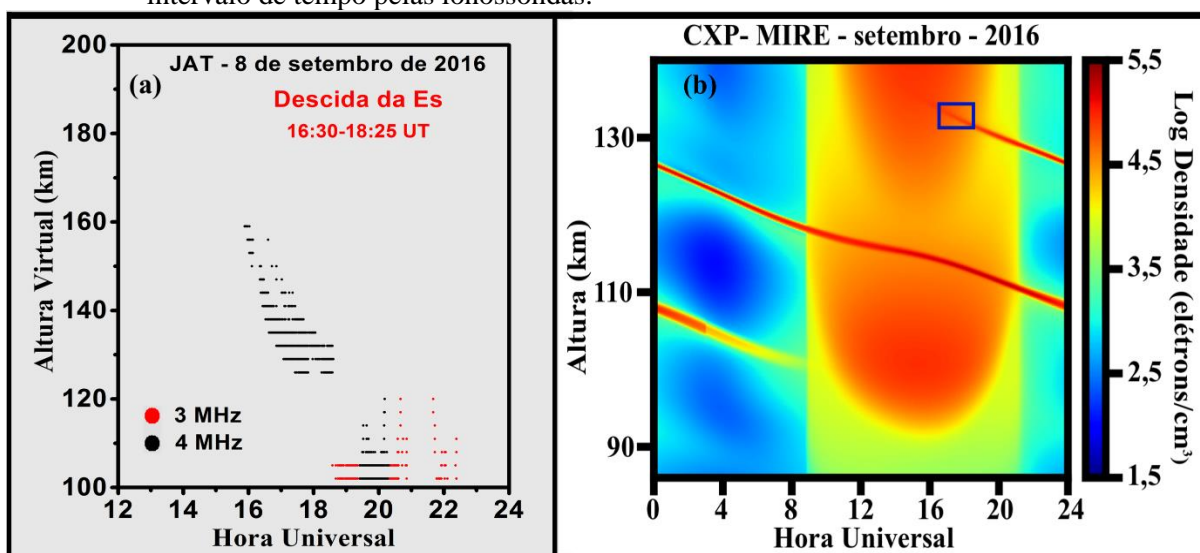
A Figura 51(a) mostra o caso mais significativo de  $E_s$  registrado nos ionogramas de JAT durante o mês de setembro de 2016. Esse evento que ocorreu em 8 de setembro foi o mais curto em termos de tempo de duração comparado com os outros casos aqui estudados. A camada  $E_s$  se forma em  $\sim 138$  km às 16:30 UT e desce para  $\sim 123$  km num período de quase 2 horas. Uma vez que a frequência não muda no gráfico de isofrequência da Figura 51(a), a densidade eletrônica da  $E_s$  não se intensificou à medida que a camada se deslocava para baixo. As simulações forneceram neste caso três camadas  $E_s$ , nas quais a mais alta é formada em torno de 135 km, tendo uma altura semelhante aos dados observacionais. Contudo, a descida da camada  $E_s$  é bem mais lenta nos dados simulados do que nos dados observacionais.

O último caso de ocorrência e descida da  $E_s$  a ser analisado foi no dia 19 de dezembro de 2016. Nesse caso, os ionogramas registraram as camadas  $E_s$  sendo formadas a uma altitude de  $\sim 138$  km às 14:45 UT em JAT e numa altitude de  $\sim 128$  km às 16:30 UT em SJC (Figura 52a e 52b). À medida que as camadas  $E_s$  realizam o movimento de descida, elas se intensificam em termos de densidade eletrônica, conforme observado pelo aumento na

frequência de reflexão de  $h'Es$  nas duas estações. As camadas  $Es_h$  atingiram ~110 km sobre SJC e JAT, respectivamente, às 19:20 UT e às 20:15 UT.

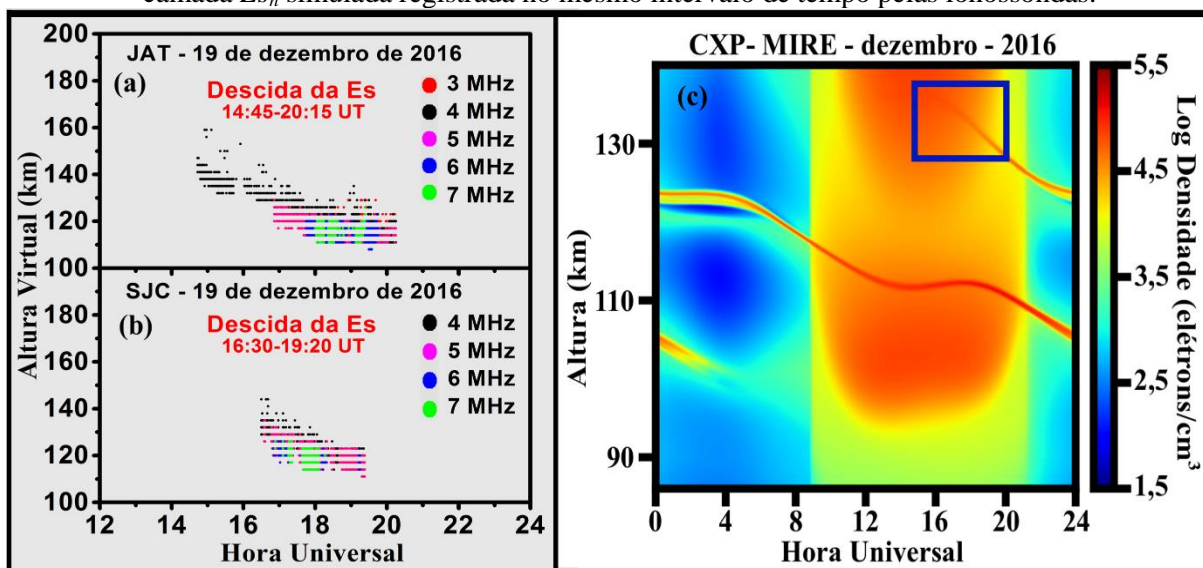
As simulações feitas pelo MIRE da densidade eletrônica durante o mês de dezembro são mostradas na Figura 52c. Como observado nos resultados do modelo, três camadas  $Es$  foram geradas nas simulações em diferentes alturas, onde aquela que está em torno de 135 km é marcada com um retângulo azul entre 14:45 UT e 20:15 UT. A faixa de altura de descida da camada  $Es_h$  (de 135 km até 130 km) na simulação não concordou com aquela em que foi observada no mesmo horário para JAT e SJC.

Figura 51 - Gráfico de isofrequência em 3 e 4 MHz no dia 8 de setembro de 2016 em (a) JAT e em (b) o gráfico de altura-tempo da densidade eletrônica simulado pelo MIRE durante o mês de setembro de 2016. O retângulo azul destaca a camada  $Es_h$  simulada registrada no mesmo intervalo de tempo pelas ionossondas.



Fonte: Autor

Figura 52 - Gráfico de isofrequência em 3, 4, 5, 6 e 7 MHz no dia 19 de dezembro de 2016 em (a) JAT e em (b) SJC. No painel (c) tem-se o gráfico da altura-tempo da densidade eletrônica simulado pelo MIRE durante o mês de dezembro de 2016. O retângulo azul destaca a camada  $E_s$  simulada registrada no mesmo intervalo de tempo pelas ionossondas.



Fonte: Autor

Em geral, é notável que no modelo MIRE, utilizando as componentes semidiurna e diurna do vento zonal e meridional das marés, não está representando bem a taxa de descida dos dados observados. Portanto, foi realizada uma análise mais aprofundada para averiguar qual componente e modo da maré é a mais significativa no processo de descida das camadas  $E_s$ . A Figura 53 mostra os gráficos da variabilidade da altura da  $E_s$  (círculos cinzas) em função da hora universal para todos os dias de observação em JAT e SJC.

Na Figura 53 as linhas com asteriscos indicam as variações médias mensais de  $h'Es$  em JAT e as linhas com círculos pretos em SJC. Os painéis na coluna à esquerda mostram a variabilidade da altura da  $Es$  simulada pelo MIRE, considerando os efeitos das marés diurnas (círculos vermelhos) e das marés semidiurnas (círculos azuis) dos ventos zonal e meridional. Nos painéis na coluna da direita a variabilidade da altura da  $Es$  simulada pelo MIRE é mostrada considerando os efeitos da componente do vento meridional (círculos verdes) e da componente de vento zonal (círculos em ciano), incluindo as marés diurna e semidiurna. Para complementar a análise da Figura 53, uma regressão linear (não mostrada nos gráficos) foi ajustada para os dados observacionais e simulados da  $h'Es$  com o objetivo de estimar a taxa de descida da camada  $E_s$ . Os valores das taxas de descidas que melhor concordam com os dados estão resumidos na Tabela 14 para os quatro meses analisados.

Em abril, é observado que as camadas  $Es$  simuladas para a maré semidiurna, a componente zonal e as variações médias observadas de  $h'Es$  em SJC e JAT estão com uma

boa concordância entre 16:00 UT e 21:00 UT. Por volta desse mesmo intervalo de tempo, a Tabela 14 mostra que a descida das camadas  $Es_h$  observadas em JAT ocorreu com uma taxa de -2,337 km/h, enquanto em SJC atingiu -1,981 km/h. Assim, a taxa de descida da camada  $Es_h$  observada em JAT e em SJC é próxima da simulação gerada pelo MIRE. Esses resultados mostram que em abril a periodicidade da maré semidiurna e a componente do vento zonal tiveram um padrão semelhante e desempenharam o papel dominante na descida da altitude da camada  $Es_h$  após as 16:00 UT. Como também visto na Figura 53, nos horários anteriores às 16:00 UT, a  $h'Es$  é mais espalhada em altura e, portanto, o modelo MIRE não foi capaz de fornecer o padrão de maré e a direção do vento predominante, que possivelmente controlou a formação e a descida da camada  $Es$ . Além disso, o possível papel da maré diurna e o vento meridional podem ser negligenciados porque, para essas componentes, as simulações do MIRE formaram as camadas  $Es$  somente em altitudes abaixo de 120 km.

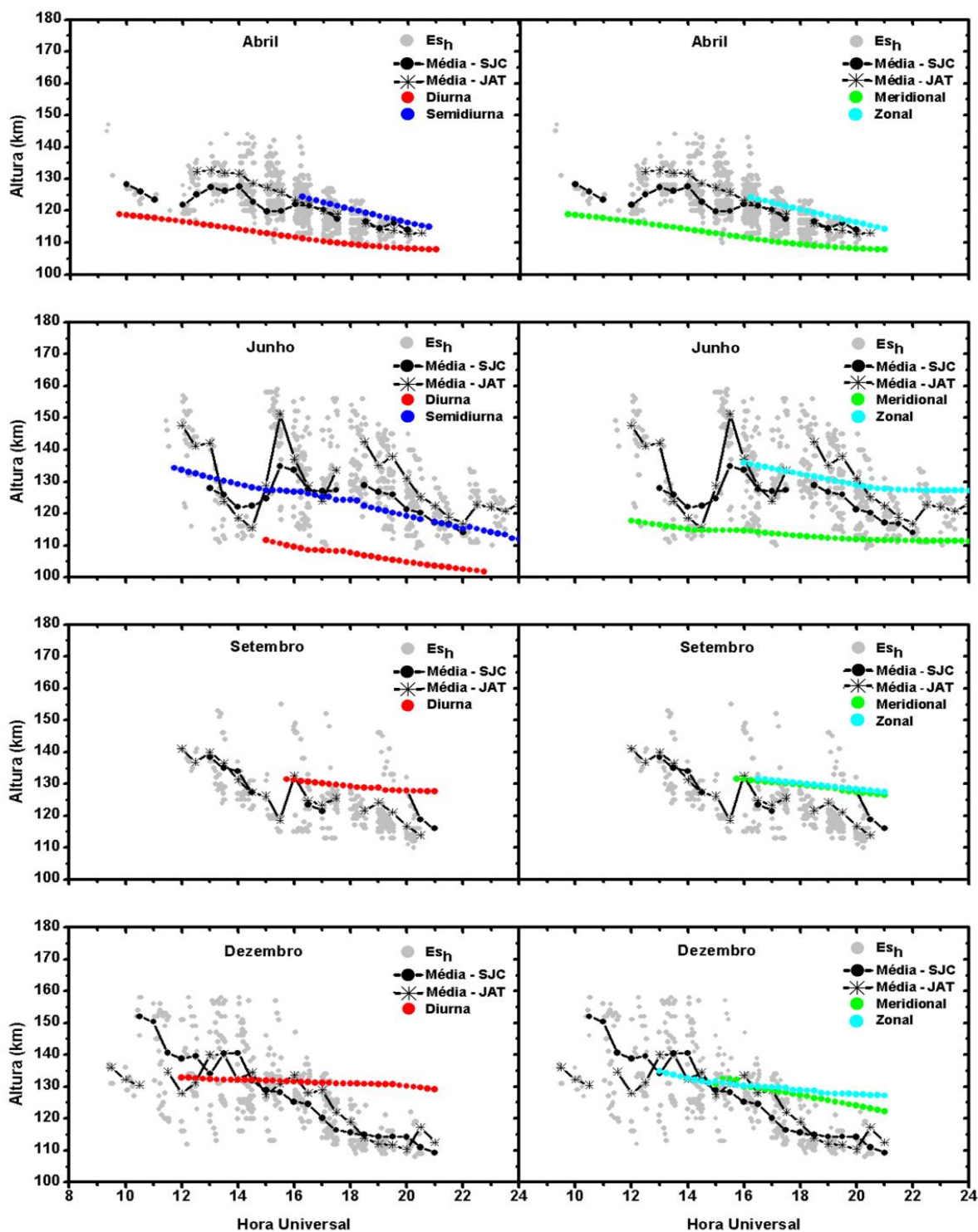
Em junho, as simulações do MIRE também mostraram que a camada  $Es_h$  que efetua o movimento de descida nas duas estações parece ser controlada principalmente pela maré semidiurna (das 12:00 UT às 24:00 UT) e pela componente do vento zonal (das 16:00 UT às 24:00 UT). No entanto, é facilmente observado na Figura 53 que neste mês as alturas das camadas  $Es_h$  são altamente variáveis, principalmente para a estação de JAT. Tais variações no parâmetro  $h'Es$  podem ser uma consequência da modulação das ondas de gravidade. Segundo Huang e Kelley (1996), as camadas  $Es$  de maior altitude são mais propensas a serem moduladas do que as camadas  $Es$  em altitudes mais baixas, devido ao fato de que a amplitude das ondas de gravidade pode aumentar com a altura. Portanto, em junho, a formação e a descida da camada  $Es_h$  sobre as duas estações está possivelmente sendo afetada pelas interações entre marés e ondas de gravidade, de modo que a taxa de descida observada é menor ou maior do que a taxa modelada para a maré semidiurna do vento zonal. Infelizmente, a possível ação das ondas de gravidade não pode ser comprovada neste estudo, mas merece uma consideração mais aprofundada em uma investigação futura. Ainda, o papel da maré diurna e do vento meridional não pode explicar a formação das camadas  $Es$  nas alturas superiores em junho.

Diferentemente dos resultados obtidos para abril e junho, nos meses de setembro e dezembro, as simulações do MIRE mostram que a maré diurna é o único modo capaz de gerar e controlar a dinâmica das camadas  $Es_h$ . Além disso, as simulações considerando as componentes do vento zonal e meridional estão muito próximas umas das outras, o que sugere que durante esses meses o efeito do cisalhamento dos ventos sobre ambas as componentes é

igualmente importante na evolução das camadas  $Es_h$ . Em termos de magnitude, em setembro é observado na Figura 53 uma concordância razoável entre a altura das  $Es$  simuladas e o parâmetro  $h'Es$  nos horários de 16:00 UT às 20:00 UT. No entanto, nesse mesmo intervalo de tempo, a taxa descendente da  $h'Es$  em JAT foi de -1,700 km/h, sendo maior que a taxa modelada em ~50-55%. Vale ressaltar que em setembro de 2016 a ocorrência de todos os tipos de camadas  $Es$  foi menor do que nos outros três meses analisados, principalmente em SJC (Figura 35). Assim, é possível que algumas mudanças na amplitude da maré devido à sua interação com ondas de gravidade ou ondas planetárias podem estar controlando a inibição das camadas  $Es$  durante setembro de 2016.

Em relação ao mês de dezembro, a Figura 53 mostra que, em termos de magnitude, a concordância entre as alturas das  $Es$  observadas e modeladas é razoável entre 12:00 UT e 17:00 UT para o modo de maré diurna e das 13:00 UT às 18:00 UT para as componentes do vento zonal e meridional. A Tabela 14 também mostra uma discrepância significativa entre as taxas observadas e modeladas da descida de  $Es_h$ .

Figura 53 - Gráfico da altura virtual ( $h'Es$ ) (círculos cinza) das camadas  $Es_h$  observadas em SJC e JAT, durante os meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016. As linhas com círculos pretos e asteriscos denotam as médias das variações mensais de  $h'Es$  em SJC e JAT, respectivamente. Os círculos vermelhos e azuis denotam a variabilidade da altura da  $Es$  simulada pelo MIRE, considerando a maré diurna e a maré semidiurna, respectivamente, incluindo o vento zonal e meridional. Os círculos verdes e cianos denotam a variabilidade da altura da  $Es$  simulada pelo MIRE, considerando a componente do vento neutro meridional e do vento neutro zonal, respectivamente, incluindo a maré diurna e semidiurna.



Fonte: Autor

Tabela 14- Taxa de descida das camadas  $Es_h$  observadas em JAT e em SJC durante os meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016 e sua comparação com a taxa de descida das camadas  $Es$  simuladas pelo MIRE, considerando diferentes componentes dos ventos e modos das marés.

| <b>JATAÍ (JAT)</b>               |                                |                               |                                 |                                |
|----------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|
| <b>Taxa de Descida (km/h)</b>    |                                |                               |                                 |                                |
| <b>Mês</b>                       | <b>Intervalo de tempo (UT)</b> | <b>Observada (Ionossonda)</b> | <b>Diurna/Semidiurna (MIRE)</b> | <b>Zonal/Meridional (MIRE)</b> |
| Abril                            | 16:30-20:30                    | -2.337                        | - / -2.120                      | -2.070 / -                     |
| Junho                            | 12:00-24:00                    | -1.315                        | - / -2.190                      | - / -                          |
| Junho                            | 16:00-24:00                    | -1.970                        | - / -                           | -1.162 / -                     |
| Setembro                         | 16:30-20:00                    | -1.700                        | -0.830 / -                      | -0.932 / -0.998                |
| Dezembro                         | 13:00-18:00                    | -3.559                        | -0.300 / -                      | -1.070 / -                     |
| Dezembro                         | 15:00-18:00                    | -3.477                        | - / -                           | - / -1.652                     |
| <b>SÃO JOSÉ DOS CAMPOS (SJC)</b> |                                |                               |                                 |                                |
| <b>Taxa de Descida (km/h)</b>    |                                |                               |                                 |                                |
| <b>Mês</b>                       | <b>Intervalo de tempo (UT)</b> | <b>Observada (Ionossonda)</b> | <b>Diurna/Semidiurna (MIRE)</b> | <b>Zonal/Meridional (MIRE)</b> |
| Abril                            | 16:30-20:00                    | -1.981                        | - / -2.144                      | -2.080 / -                     |
| Junho                            | 13:00-22:00                    | -1.114                        | - / -2.955                      | - / -                          |
| Junho                            | 16:00-22:00                    | -2.713                        | - / -                           | -1.543 / -                     |
| Dezembro                         | 13:00-18:00                    | -4.861                        | -0.300 / -                      | -1.070 / -                     |
| Dezembro                         | 15:00-18:00                    | -4.885                        | - / -                           | - / -1.652                     |

**Fonte:** Autor.

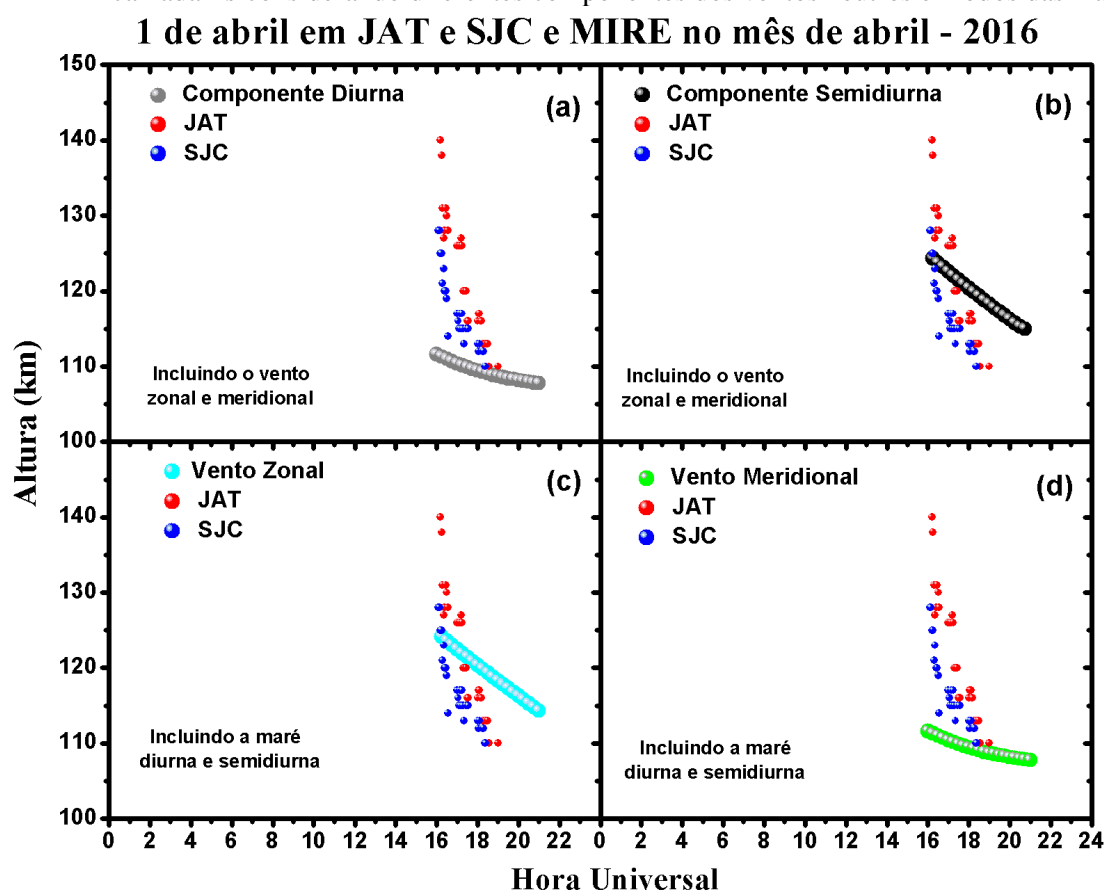
As taxas observadas em JAT e SJC foram ~12–14 vezes maiores que as taxas modeladas quando se considera a marés diurnas. Esse fator reduz para ~2,0-4,5 vezes maior quando se considera as componentes dos ventos zonais/meridionais. Em dezembro, como mostra a Figura 37, o perfil do vento zonal e meridional tem um cisalhamento com comportamento bastante instável (com evolução em altura não linear) quando comparado com os outros meses. Assim, uma possível explicação para essas discrepâncias observadas aqui na fase descendente da  $Es_h$  pode estar relacionada à amplitude bastante irregular do cisalhamento de ventos dessas componentes zonal e meridional.

Para analisar a variabilidade da altura virtual da  $Es_h$  e o seu movimento descendente para os casos específicos mostrados acima (1 de abril, 7 de junho, 8 de setembro e 19 de dezembro de 2016) são apresentadas as Figuras 54-57. Nestas figuras também são mostradas as variações da altura real das camadas  $Es$ , fornecidas pelo MIRE, considerando nas simulações: (a) marés diurnas dos ventos zonal e meridional (pontos cinzas); (b) marés semidiurnas dos ventos zonal e meridional (pontos pretos); (c) marés diurna e semidiurna do vento zonal (pontos em ciano); e (d) marés diurna e semidiurna do vento meridional (pontos

verdes). As variações do parâmetro  $h'Es$  observadas em JAT e SJC estão representadas pelos pontos vermelhos e azuis, respectivamente.

No evento do dia 1 de abril de 2016, os resultados da simulação apresentados nos painéis (b) e (c) da Figura 54 mostram que as marés semidiurnas e o vento zonal estão desempenhando o papel principal na formação e no movimento de descida das camadas  $Es_h$ . Este resultado está de acordo com a Figura 53, o que significa que este caso de observação da camada  $Es_h$  em JAT e SJC pode ser representado a partir do comportamento mensal (abril) das camadas  $Es$  obtidas a partir do modelo.

Figura 54 - Comparação entre a variabilidade da altura da  $Es_h$  observada e simulada durante seu movimento descendente no dia 1 de abril de 2016. Os pontos vermelhos e azuis representam as variações de  $h'Es$  observadas em JAT e SJC, respectivamente. Os pontos com cores distintas nos painéis (a-d) denotam as variações simuladas da altura da camada  $Es$  considerando diferentes componentes dos ventos neutros e modos das marés.

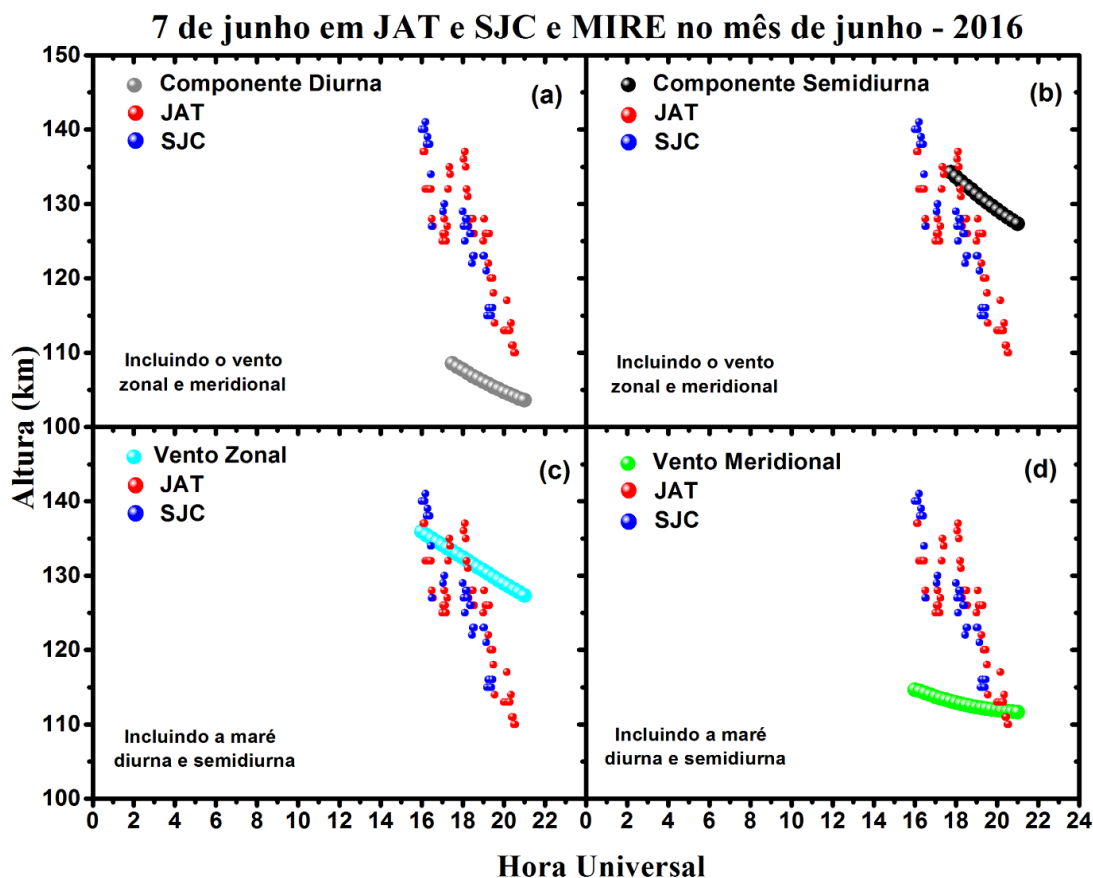


Na Figura 54 as simulações forneceram uma camada  $Es$  variando de 124,4 a 114,3 km, o que concorda bem com a altura do movimento descendente da  $Es_h$  observada sobre as estações ionosféricas (Figura 53), embora diferenças na taxa de descida sejam notadas

claramente. Como mencionado anteriormente, o papel do modo de maré diurna e do vento meridional pode ser negligenciado neste caso, porque as simulações formaram a camada  $Es$  em alturas mais baixas (112-107 km). Assim, este resultado sugere que a maré diurna possa estar correlacionada com as formações das  $Es$  em alturas inferiores, tais como os tipos de camada  $Es_c$  e  $Es_{fl}$ .

No caso do evento do dia 7 de junho de 2016 (Figura 55), novamente o modo das marés semidiurnas (painel b) no vento zonal (painel c) parece desempenhar o papel dominante na formação e no movimento descendente da camada  $Es_h$ , concordando com o comportamento mensal mostrado na Figura 53. Os resultados das simulações mostram claramente uma descida da camada  $Es$  entre cerca de 135,9 e 127,3 km, concordando bastante com as observações da ionossonda em JAT e SJC.

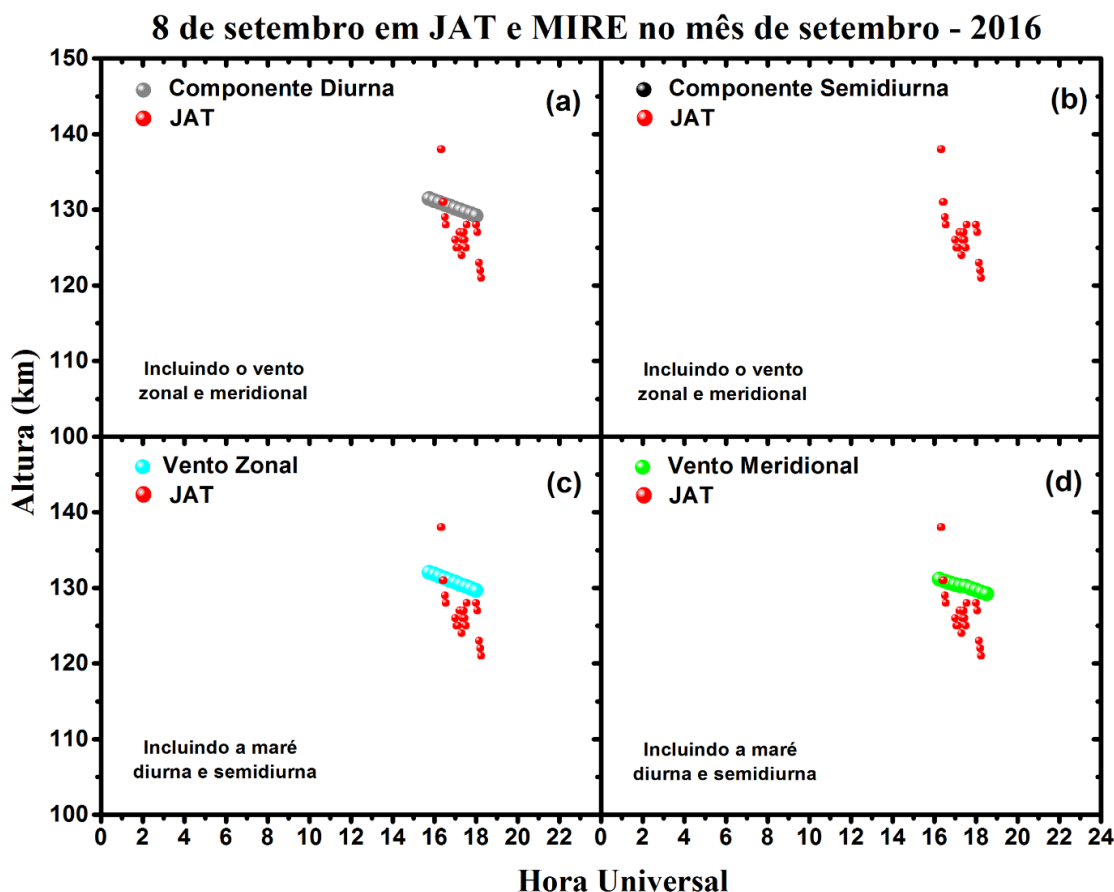
Figura 55 - Comparação entre a variabilidade da altura da  $Es_h$  observada e simulada durante seu movimento descendente no dia 7 de junho de 2016. Os pontos vermelhos e azuis representam as variações de  $h'Es$  observadas em JAT e SJC, respectivamente. Os pontos com cores distintas nos painéis (a-d) denotam as variações simuladas da altura da camada  $Es$  considerando diferentes componentes dos ventos neutros e modos das marés.



Fonte: Autor.

Uma comparação entre a dinâmica da camada  $Es_h$  observada e simulada para o caso de 8 de setembro é mostrada nos painéis da Figura 56. Como mencionado anteriormente, o evento mais significativo do movimento descendente da camada  $Es_h$  durante setembro foi observado apenas em JAT, e nenhuma observação simultânea foi registrada pela ionossonda de SJC. A altura e o intervalo de tempo da descida da camada  $Es_h$  ocorreram, respectivamente, entre 138 km e 121 km entre 16:30 UT e 18:25 UT. A Figura 56b mostra que o modo de maré semidiurna não formou nenhum tipo de camada  $Es$  nas simulações.

Figura 56 - Comparação entre a variabilidade da altura da  $Es_h$  observada e simulada durante seu movimento descendente no dia 8 de setembro de 2016. Os pontos vermelhos e azuis representam as variações de  $h'Es$  observadas em JAT e SJC, respectivamente. Os pontos com cores distintas nos painéis (a-d) denotam as variações simuladas da altura da camada  $Es$  considerando diferentes componentes dos ventos neutros e modos das marés.



Diferentemente dos casos anteriores, no caso de 8 de setembro a maré diurna (painel a) parece ter desempenhado o papel principal na formação e descida da camada  $Es_h$ . Esse comportamento concorda com as observações mostradas anteriormente na Figura 53 para a variação média mensal de  $h'Es$ . Além disso, percebe-se que as características simuladas da

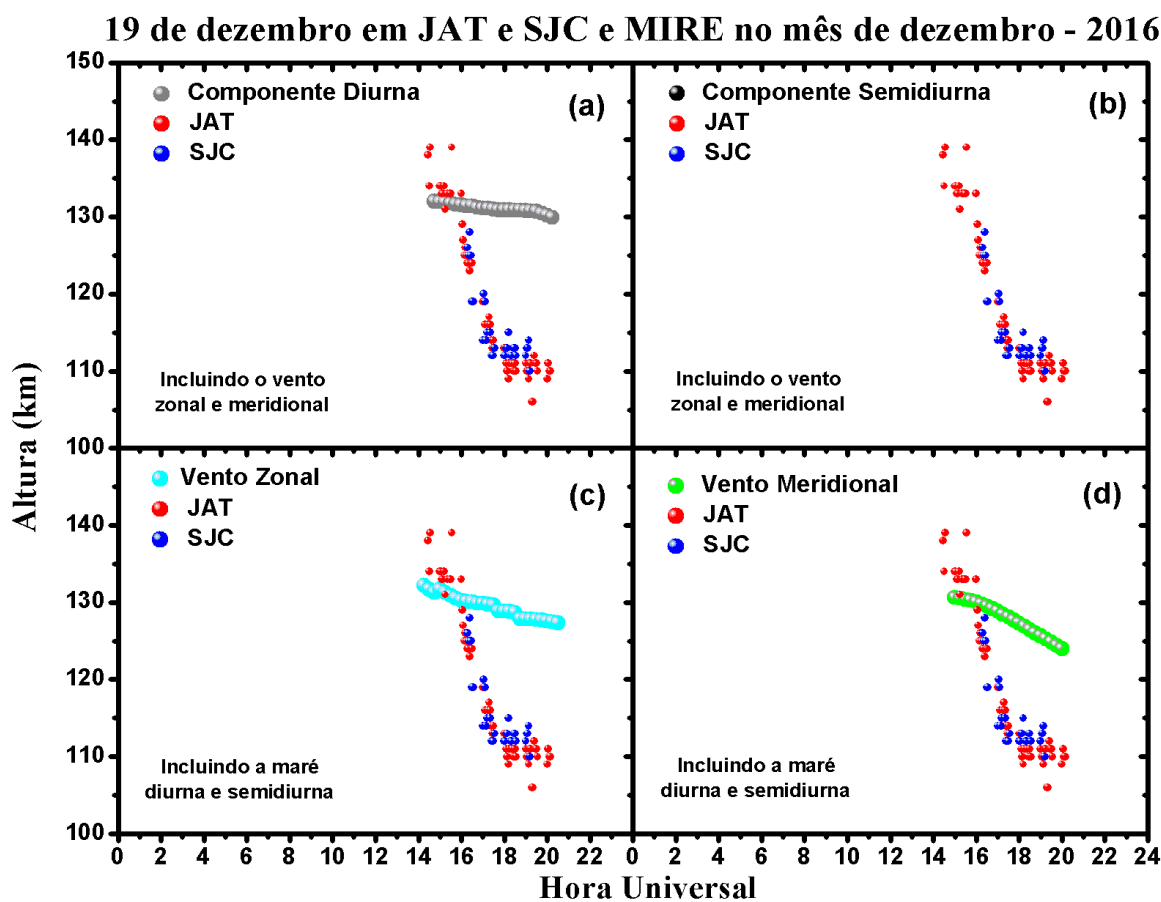
dinâmica da camada  $Es$  ao considerar as componentes do vento zonal (painel c) e do vento meridional (painel d) estão muito próximas. Os resultados das simulações na faixa de altura de 132,1 a 129,7 km ao considerar a componente do vento zonal (painel c) e na faixa de altura de 131,2 a 129,2 km ao considerar a componente do vento meridional (painel d) concordam com os resultados obtidos para o modo de maré diurna. Portanto, para este evento, os resultados mostram que o movimento descendente da camada  $Es_h$  observado sobre JAT está sendo controlado pelo mecanismo de cisalhamento nas componentes zonal e meridional dos ventos, bem como aos efeitos associados da maré diurna.

No caso de 19 de dezembro (Figura 57), novamente as simulações do MIRE não forneceram nenhum tipo de camada  $Es$  ao considerar o modo de maré semidiurna (painel b). As simulações para os ventos zonais (painel c) mostram que a camada  $Es_h$  nas alturas entre 132,2 e 127,5 km apresentou uma taxa de descida de -1,070 km/h, que é maior do que a velocidade de descida de -0,300 km/h associado ao modo de maré diurna (painel a) para a mesma faixa de altura. Para o vento meridional, a camada  $Es$  desce com uma taxa de -1,652 km/h de 130,6 a 124,0 km. Embora as marés diurnas e as componentes do vento zonal e meridional pareçam ter algum papel na geração da  $Es_h$  entre 15:00 UT e 17:00 UT, os valores de velocidade das simulações do MIRE são muito inferiores aos dos dados observacionais. Assim, o modelo não foi capaz de fornecer qual componente do vento está controlando o movimento descendente da camada  $Es$ . Tais discrepâncias podem ser atribuídas, em primeiro lugar, ao fato de que o vento usado como entrada para o modelo apresentou um comportamento atípico nos meses estudados. Em segundo lugar, como discutido por Haldoupis e Pancheva (2006), é possível que, neste caso, os modos de maré terdiurna ou quaterdiurna estejam atuando mais significativamente para controlar a dinâmica da camada.

A descida das camadas  $Es_h$  tem sido discutida na literatura por muitos autores, nos quais estão associadas aos modos de maré diurnas e semidiurnas (BISHOP; EARLE, 2003; PANCHEVA *et al.*, 2003; ARRAS; JACOBI; WICKERT, 2009) e/ou à ação das ondas de gravidade (JAYACHANDRAN *et al.*, 1999). Em médias latitudes, Harper (1977) argumentou que a maré diurna tem um domínio abaixo de 110 km, enquanto a maré semidiurna tende a dominar os ventos em altitudes mais altas. Além disso, Pancheva *et al.* (2002) mostraram que o modo da maré semidiurna é o responsável pelo movimento descendente das camadas  $Es$ , enquanto a maré diurna foi sugerida como mais expressiva em regiões de baixa latitude. Pignalberi, Pezzopane e Zuccheretti (2014) analisaram o parâmetro  $h'Es$  para regiões de médias latitudes e relataram que a maré semidiurna é a responsável pela dinâmica da camada

*Es* nos meses de junho e julho de 2013, enquanto em agosto e setembro do mesmo ano, o papel da maré diurna foi o mais importante. Também para médias latitudes Haldoupis *et al.* (2006) e Arras, Jacobi e Wickert (2009) notaram que a maré semidiurna tende a dominar contra a maré diurna na formação das camadas *Es*. Segundo os autores, a maré semidiurna parece desempenhar um papel importante não apenas na formação e descida das camadas intermediárias, mas também na formação da camada *Es* nas alturas inferiores da região E.

Figura 57 - Comparação entre a variabilidade da altura da  $Es_h$  observada e simulada durante seu movimento descendente no dia 19 de dezembro de 2016. Os pontos vermelhos e azuis representam as variações de  $h'Es$  observadas em JAT e SJC, respectivamente. Os pontos com cores distintas nos painéis (a-d) denotam as variações simuladas da altura da camada *Es* considerando diferentes componentes dos ventos neutros e modos das marés.



Recentemente, Resende *et al.* (2018a) discutiram a influência das marés atmosféricas na formação e dinâmica das camadas *Es* sobre a região equatorial brasileira. Os autores relataram que a maré diurna é mais significativa e a maré semidiurna teve uma pequena influência no movimento descendente da camada *Es* equatorial. No presente estudo, observamos que a formação e o movimento descendente das camadas  $Es_h$  em abril e junho de

2016 foram dominadas pela maré semidiurna e pela componente do vento zonal. Esse resultado está de acordo com as observações de Lee *et al.* (2003) que relataram um papel similar da maré semidiurna sobre o setor de baixa latitude em Taiwan (25° N; 121,2° L). No entanto, os autores chamaram atenção para uma característica sazonal das marés, possivelmente atuando para controlar a formação da camada  $Es$ , o que também pode estar ocorrendo nessa presente investigação. Por exemplo, nos meses de setembro e dezembro (respectivamente da primavera e verão), notamos que o papel da maré diurna se tornou dominante. Além disso, a direção predominante do vento que controla a formação e a dinâmica das camadas esporádicas foi de igual importância para os componentes zonal e meridional.

Em termos do papel das direções dos ventos neutros na formação e na descida das camadas  $Es_h$ , MacDougall (1978) e Mathews (1998) observaram em médias latitudes que na parte superior da região E as camadas  $Es$  são influenciadas principalmente pelo processo de cisalhamento do vento meridional. Haldoupiš *et al.* (2006) mencionaram que os cisalhamentos verticais nos ventos zonal e meridional trabalham juntos para gerar a descida das camadas  $Es_h$ . Já Oikonomou *et al.* (2014) explicaram a partir da teoria do cisalhamento do vento que a componente do vento meridional domina sobre a componente do vento zonal acima de ~130 km para a geração das camadas  $Es$  do tipo  $h$ . No entanto, estudos sobre o possível papel das direções dos ventos neutros na geração e dinâmica das camadas  $Es$  em latitudes tropicais não haviam ainda sido investigados.

No mês de abril e junho, como a amplitude do vento zonal acima de 130 km é maior do que a amplitude do vento meridional é possível interpretar a partir dos resultados que os ventos zonais possam ter agido significativamente para controlar a geração e a descida das camadas  $Es_h$ . Já em setembro e dezembro, o vento meridional também teve uma influência na formação e dinâmica da camada  $Es_h$ . Contudo, acredita-se que os ventos zonais têm um papel mais significativo para as regiões analisadas.

## 8 CONCLUSÕES

Neste trabalho foram identificados os diferentes tipos de camadas  $Es$  nas regiões de baixa latitude do setor brasileiro com o objetivo de se ter um entendimento melhor sobre a sua dinâmica de formação. Para isso, toda a análise foi baseada em meses representativos dos diferentes períodos sazonais (abril, junho, setembro e dezembro) para o ano de 2016 em JAT e SJC. A correlação dos tipos das camadas  $Es$  com o seu mecanismo de formação, precisamente o cisalhamento de ventos, foi realizada usando modelagem de camadas  $Es$  com dados de ventos do radar meteorológico. Além disso, foi avaliado o movimento descendente da camada  $Es_h$ , analisando o tipo de maré (diurna e semidiurna) e a direção do vento (meridional e zonal) que interfere nesse comportamento.

Para atingir todos os objetivos foi necessária uma análise aprofundada dos ionogramas bem como efetuar modificações no modelo MIRE. Estas modificações foram feitas nas alturas acima de 120 km, no qual colocou-se o comprimento de onda tendendo ao infinito. Assim, o perfil do cisalhamento dos ventos se tornou mais realístico.

Foi possível identificar nos ionogramas de JAT e SJC, cinco tipos de camadas  $Es$  do total de oito tipos existentes. O tipo esporádico *flat/low* ( $Es_{fl}$ ) foi o mais frequente nas duas estações e durante todos os meses analisados. Em seguida, os tipos *cusp* ( $Es_c$ ) e *high* ( $Es_h$ ) ocorreram com uma porcentagem expressiva, principalmente em JAT, em torno de 6,22% e 4,60%, respectivamente. O tipo *slant* ( $Es_s$ ) apresentou a menor ocorrência para ambas as regiões.

A média da ocorrência das camadas  $Es$  foi maior em abril e menor em setembro, tanto em JAT quanto em SJC. Este fato concorda com os resultados obtidos em Arras *et al.* (2008). A média da ocorrência das camadas  $Es$  em junho foi maior em JAT do que em SJC. Já em dezembro, SJC teve uma maior ocorrência que JAT. Observou-se um declínio na ocorrência da camada  $Es$  durante o mês de setembro nas duas estações ionosféricas que estava diretamente relacionado à redução significativa na ocorrência dos tipos  $Es_h$  e  $Es_c$ . A ocorrência do tipo  $Es_{fl}$  foi significativa durante todos os meses nas duas estações. Os tipos  $Es_c$  e  $Es_h$  tendem a ser mais frequentes entre às 10:00 LT e às 16:00 LT nos meses de abril e dezembro, principalmente em JAT.

A variação diurna da ocorrência das  $Es$  não possui um padrão específico. Durante o mês de abril em JAT e junho em JAT e SJC, ocorreu um número alto de camadas  $Es$  após o meio-dia (hora local) até o início da noite (hora local). Já em dezembro, em LT, nas duas

estações, as ocorrências maiores concentraram-se entre a meia-noite e o início da manhã. Em setembro, em LT, o cenário foi mais variável nas duas estações e a ocorrência diurna das camadas *Es* apresentou pelo menos três picos desde o período da manhã até a meia-noite.

Os ventos de marés foram avaliados a fim de averiguar o comportamento e formação desses diferentes tipos de camadas *Es*. Eles foram inseridos como parâmetro de entrada no modelo MIRE, que foi modificado a partir de 120 km para atender a necessidade desse estudo. As marés diurnas e semidiurnas das componentes do vento zonal e meridional foram consideradas a fim de verificar a correlação com os dados das ionossondas. Para avaliar essa correlação, foi escolhido o parâmetro *fbEs* dos dados observacionais, o qual está diretamente relacionado com a densidade eletrônica. Este parâmetro possui um comportamento típico caracterizado por um aumento da densidade eletrônica durante o dia e a sua diminuição durante o período noturno.

Em geral, os resultados do modelo e dos dados observacionais foram satisfatórios. Contudo, dependendo da hora local e período sazonal, foram encontradas algumas discrepâncias entre as densidades eletrônicas das *Es* modeladas e as observadas. A discrepância mais acentuada ocorreu entre 08:00 LT e 16:00 LT durante o mês de dezembro em SJC e em JAT, com as simulações subestimando as observações. Como o vento zonal é o mais importante para formar camadas *Es*, uma possível explicação para um comportamento tão diferente durante dezembro pode estar relacionada ao cisalhamento de vento do componente zonal muito irregular, conforme observado no perfil do vento zonal em ~110 km.

Um melhor ajuste entre os resultados e as observações do MIRE foi obtido quando a amplitude diurna do vento zonal aumentou em um fator de 2,0 em setembro e em 1,5 em dezembro. Para os meses de abril e junho, as discrepâncias ocorreram principalmente durante a noite. Em termos de magnitude, as densidades eletrônicas modeladas foram superestimadas em abril e junho, enquanto em termos de variabilidade, os resultados iniciais do modelo não foram capazes de reproduzir a diminuição noturna das *fbEs*. No entanto, em abril foi obtida uma melhor concordância entre modelagem e observações, aumentando as amplitudes diurna e noturna dos componentes zonais/meridionais do vento. Por outro lado, em junho, os melhores resultados foram obtidos diminuindo (aumentando) as amplitudes diurnas e noturnas do vento zonal (meridional). É importante mencionar que tais discrepâncias observadas aqui entre as densidades eletrônicas das camadas *Es* modeladas e dos dados observacionais obtidos pela ionossonda também podem ser atribuídas ao fato de que nossas simulações não consideraram os possíveis efeitos diário da variabilidade das marés, bem como suas interações

com as ondas de gravidade e as ondas planetárias. Essa possibilidade carece de uma melhor investigação em um trabalho futuro.

Em outra análise utilizando os dados das duas ionossondas (JAT e SJC) foi possível identificar o movimento descendente da camada  $E_{s_h}$ . Os traços das camadas  $E_{s_h}$  observados nos ionogramas dessas regiões apareceram principalmente durante o dia (07:00 LT-18:00 LT). Esta análise permitiu, pela primeira vez, investigar o padrão de maré e a direção do vento predominantes, que controla a formação e a variabilidade da altitude da camada  $E_{s_h}$  no setor brasileiro. A variabilidade da altura da camada  $E_s$  simulada pelo MIRE foi primeiramente comparada com as variações médias mensais das  $h'E_s$  observadas em ambos os observatórios. Em seguida, foi selecionado um evento para cada um dos quatro meses em que as ocorrências das camadas  $E_{s_h}$  com movimento descendente foram observadas simultaneamente nas duas estações para análise da simulação. Nas simulações, o MIRE modificado foi utilizado com o objetivo de analisar qual é a periodicidade das marés predominante e o componente do vento neutro, que controla a formação e a descida da camada  $E_{s_h}$  (abaixo de 140 km). Os principais resultados desta análise estão resumidos da seguinte forma:

1. Durante os quatro meses analisados, os eventos da descida da camada  $E_{s_h}$  foram mais frequentes em JAT. Observou-se que a maioria dos eventos ocorreu durante o dia entre 10:00 UT e 21:00 UT (07:00 LT-18:00 LT). Em dezembro, os eventos das camadas  $E_{s_h}$  foram menos frequentes em JAT durante as horas da tarde, enquanto em SJC sua ocorrência geral foi reduzida em setembro. Comparado aos outros meses, em abril a ocorrência da camada  $E_{s_h}$  foi maior e também com as menores altitudes de formação (a maioria abaixo de 140 km), enquanto as maiores altitudes (em torno de 155 km) foram observadas em junho de 2016.
2. Acredita-se que a formação e a descida das camadas  $E_s$  da altura superior são influenciadas pelo cisalhamento do vento zonal. No entanto, durante setembro e dezembro, as componentes do vento meridional e zonal parecem agir em conjunto para controlar a descida das camadas  $E_{s_h}$ . Em JAT e SJC, o padrão mensal da camada  $E_{s_h}$  em abril e junho parece ser dominado pela periodicidade das marés semidiurnas, como sugerido anteriormente por Pancheva *et al.* (2002). Por outro lado, durante setembro e dezembro, o papel da maré diurna se torna dominante em altitudes superiores.
3. Em abril, as camadas  $E_{s_h}$  observadas em JAT e SJC tiveram uma velocidade de descida de  $\sim 2,0$ - $2,3$  km/h, comparável àquelas obtidas nos resultados do modelo. Em

junho, principalmente sobre JAT, as camadas  $Es_h$  apresentaram alta variabilidade com a altura, apresentando uma discrepância na taxa de descida entre a observação e o modelo. Neste mês, a velocidade que caracteriza a descida da camada é fornecida principalmente pela maré semidiurna. Além disso, é possível que as camadas  $Es_h$  estejam sendo moduladas por ondas de gravidade (HUANG; KELLEY, 1996) e, conseqüentemente, modificando o comprimento de onda vertical das marés. Contudo, a maior discrepância entre as velocidades dos dados e simulações na taxa de descida foi obtida em dezembro. Uma possível explicação para isso pode estar relacionada à amplitude bastante irregular do cisalhamento de ventos das componentes zonal e meridional simulado pelo MIRE.

4. No evento de 19 de dezembro, como também para a variabilidade mensal de  $h'Es$ , é importante perceber que o MIRE não foi capaz de fornecer valores de velocidades descendentes comparáveis às observações. As discrepâncias encontradas na taxa de descida entre o modelo e as observações podem ser atribuídas, em primeiro lugar, ao fato de que o vento usado como entrada no MIRE apresentou um comportamento atípico nos meses estudados. Em segundo lugar, é possível que os modos de maré mais fracos não incluídos no modelo, como maré terdiurna ou quaterdiurna, possam estar afetando os ventos diurnos e, por consequência, a dinâmica das camadas  $Es_h$ .
5. Nos casos das camadas  $Es_h$  diurnas observadas simultaneamente em JAT e SJC, os resultados mostraram que elas ocorreram aproximadamente no mesmo intervalo de tempo e também apresentaram uma faixa semelhante de variabilidade da altura ( $h'Es$ ) durante seu movimento descendente, o que indica que provavelmente estão associados ao mesmo mecanismo (cisalhamento de ventos). Os resultados das simulações mostram que camadas  $Es_h$  foram formadas em tempo e alturas comparáveis aos observados nos ionogramas. De acordo com o comportamento mensal em abril e junho, em ambas as estações, os resultados mostram que a maré semidiurna e os cisalhamentos verticais associados ao vento zonal estão desempenhando um papel fundamental na formação e descida das camadas  $Es_h$ . É encontrado um padrão diurno dominante na formação da  $Es_h$  em ~135 km para os eventos de 8 de setembro (apenas JAT) e 19 de dezembro. No caso de 8 de setembro, o cisalhamento nos ventos zonal e meridional parecem ser igualmente importantes para a geração e dinâmica das camadas  $Es_h$  sobre JAT.

Os resultados obtidos neste trabalho mostraram aspectos que são considerados relevantes para o estudo das camadas *Es* em baixa latitude. Além disso, foi possível realizar modificações no modelo MIRE, o qual tornam os resultados mais confiáveis.

### 8.1 Perspectivas Futuras

Como mencionado anteriormente, neste estudo não foram consideradas as interações dos ventos de marés com as ondas de gravidade e as ondas planetárias na simulação do MIRE para construir o perfil de densidade eletrônica. Essa possibilidade carece de uma melhor investigação e, portanto, entende-se como um estudo promissor em um trabalho futuro.

Em relação ao modo de maré predominante nas alturas mais elevadas da região E (altura de ocorrência da camada  $Es_h$ ), com domínio da maré semidiurna em abril e junho e da maré diurna em setembro e dezembro, pode-se postular que um possível padrão semestral de maré está influenciando a camada *Es* em alturas mais elevadas na região E no setor brasileiro de baixa latitude, que não foram analisadas neste trabalho, mas merecem uma investigação mais aprofundada, considerando mais meses para uma amostra estatística mais significativa.

Vale ressaltar que, apesar das regiões analisadas estarem na região da AMAS, ao longo deste estudo não foi identificada a camada *Es* tipo *a*, característica de precipitação de partículas, portanto, é apresentada no Apêndice A uma discussão inicial sobre dois estudos de casos de períodos geomagneticamente perturbados que ocorreram durante o período analisado, a fim de investigar a possível atuação do mecanismo de precipitação de partículas sobre os parâmetros  $fbEs$  e  $ftEs$  das camadas *Es*. Além do estudo inicial apresentado neste trabalho, esta análise merece uma investigação mais aprofundada, considerando mais casos de período geomagneticamente perturbado em trabalhos futuros.

## REFERÊNCIAS

- ABDU, M. A. *et al.* Azimuthal drift and precipitation of electrons into the South Atlantic Geomagnetic Anomaly during an SC magnetic storm. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. 25, p. 5830-5836, 1973. Doi: <https://doi.org/10.1029/JA078i025p05830>.
- ABDU, M. A.; BATISTA, I. S. Sporadic E-layer phenomena in the Brazilian geomagnetic anomaly: evidence for a regular particle ionization source. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 39, n. 6, p. 723-731, 1977. Doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(77\)90059-9](https://doi.org/10.1016/0021-9169(77)90059-9).
- ABDU, M. A. *et al.* Magnetic storm associated enhanced particle precipitation in the South Atlantic anomaly: evidence from VLF phase measurements. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A9, p. 7533-7542, 1981. Doi: <https://doi.org/10.1029/JA086iA09p07533>.
- ABDU, M. A. *et al.* Long term trends in sporadic E layers and electric fields over Fortaleza, Brazil. **Geophysical Research Letters**, v. 23, n. 7, p. 757-760, 1996. Doi: <https://doi.org/10.1029/96GL00589>.
- ABDU, M. A. *et al.* Permanent changes in sporadic E layers over Fortaleza, Brazil. **Advances in Space Research**, v. 20, n. 11, p. 2165-2168, 1997. Doi: [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(97\)00610-8](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00610-8).
- ABDU, M. A. *et al.* Equatorial evening prereversal electric field enhancement and sporadic E layer disruption: A manifestation of E and F region coupling. **Journal of Geophysical Research**, v. 108, n. A6, p. 1-13 (1254), 2003. Doi: [10.1029/2002JA009285](https://doi.org/10.1029/2002JA009285).
- ABDU, M. A. *et al.* South Atlantic magnetic anomaly ionization: A review and a new focus on electrodynamic effects in the equatorial ionosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 67, n. 17-18, p. 1643-1657, 2005. Doi: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.01.014>.
- ABDU, M. A. *et al.* Sporadic E layer development and disruption at low latitudes by prompt penetration electric fields during magnetic storms. **Journal of Geophysical Research**, v. 118, n. 5, p. 2639-2647, 2013. Doi: <https://doi.org/10.1002/jgra.50271>.
- AKASOFU, S.; CHAPMAN, S. **Solar terrestrial physics**. Oxford: Oxford University Press, 1972.
- ALFONSI, L. *et al.* Comparative analysis of spread-F signature and GPS scintillation occurrences at Tucumán, Argentina. **Journal of Geophysical Research**, v. 118, n. 7, p. 4483-4502, 2013. Doi: <https://doi.org/10.1002/jgra.50378>.
- ANDERSON, J. G.; BARTH, C. A. Rocket investigation of the Mg I and Mg II dayglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 76, n. 16, p. 3723-3732, 1971. Doi: <https://doi.org/10.1029/JA076i016p03723>.
- ANDRIOLI, V. F. **Estudo dos ventos entre 80 e 100 km de altitude, utilizando radar meteorológico na região de Santa Maria (29,7 S; 53,8 O)**. 2008. 119f. Dissertação (Mestrado

em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2008.

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. 17-18, p. 1864-1876, 2009. Doi: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.07.005>.

ANDRIOLI, V. F. **Variância e fluxo de momento devidos às ondas de gravidade na região MLT**. 2012. 151f. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2012.

APPLETON, S. E.; LYON, A. J. Studies of the E-layer of the ionosphere-II. Electromagnetic perturbations and other anomalies. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 21, n. 2-3, p. 73-70, 1961. Doi: [https://doi.org/10.1016/002-9169\(61\)90103-9](https://doi.org/10.1016/002-9169(61)90103-9).

ARAÚJO, L. R. **Sazonalidade de ondas planetárias nos ventos meteóricos observados em São João do Cariri-PB e em Cachoeira Paulista-SP**. 2012. 101f. Dissertação (Mestrado em Ciência e Tecnologia Ambiental) - Universidade Estadual da Paraíba, São José dos Campos, 2012.

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 (L14809), 2008. Doi: <https://doi.org/10.1029/2008GL034158>.

ARRAS, C.; JACOBI, C.; WICKERT, J. Semidiurnal tidal signature in sporadic E occurrence rates from GPS radio occultation measurements at higher midlatitudes. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 6, p. 2555–2563, 2009. Doi: <https://doi.org/10.5194/angeo-27-2555-2009>.

BADNELL, N. R. Radiative recombination data for modelling dynamic finite-density plasmas. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 167, n. 2, p. 334-342, 2006. Doi: <https://doi.org/10.1086/508465>.

BALAN, N. *et al.* Equatorial plasma fountain and its effects over three locations: Evidence for an additional layer, the F<sub>3</sub> layer. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A2, p. 2047-2056, 1997. Doi: <https://doi.org/10.1029/95JA02639>.

BANKS, P. M; KOCKARTS, G. **Aeronomy**: Part A. New York: Academic Press, 1973.

BARON, M. J. Electron densities within aurorae and other auroral E-region characteristics. **Radio Science**, v. 9, n. 2, p. 341-348, 1974. Doi: <https://doi.org/10.1029/RS009i002p00341>.

BATISTA, I. S.; ABDU, M. A. Magnetic storm associated delayed sporadic-E enhancements in Brazilian geomagnetic anomaly. **Journal Geophysical Research**, v. 82, n. 29, p. 4777-4783, 1977. Doi: <https://doi.org/10.1029/JA082i029p04777>.

BATISTA, I. S. *et al.* F<sub>3</sub> layer observations at low and equatorial latitudes in Brazil. **Geofísica Internacional**, v. 39, n. 1, p. 57-64, 2000.

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. 6, p. 623-636, 2004. Doi: 10.1016/j.jastp.2004.01.014.

BAYRU, K. **Numerical investigation of sporadic-E layer formation in midlatitude**. 2007. 68f. Thesis (Master of Science in Physics) - Department of Physics, Addis Ababa University, Ethiopia, 2007.

BERGIN, W. M. E.; COLLINS, J. L. **Antennas and Radio Propagation**. Washington: Department of the Army Technical Manual. United States Government Printing Office, 1953.

BISHOP, R. L.; EARLE, G. D. Metallic ion transport associated with midlatitude intermediate layer development. **Journal of Geophysical Research**, v. 108, n. A1, p. 1-8 (1019), 2003. Doi: 10.1029/2001JA009411.

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. 3. ed. São José dos Campos: Springer, 2004.

BROADLEY, S. L.; VONDRAK, T.; PLANE, J. M. C. A kinetic study of the reactions of Ca<sup>+</sup> ions with O<sub>3</sub>, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O. **Physical Chemistry Chemistry Physics**, v. 9, n. 31, p. 4357-4369, 2007. Doi: 10.1039/b704920j.

BROADLEY, S. L.; PLANE, J. M. C. A kinetic study of the reactions of calcium-containing molecules with O and H atoms: implications for calcium chemistry in the upper atmosphere. **Physical Chemistry Chemistry Physics**, v. 12, n. 31, p. 9094-9106, 2010. Doi: 10.1039/C004451B.

CARRASCO, A. J. **O Pico Pré-inversão na deriva vertical de plasma e a camada E esporádica**. 2005. 157f. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2005.

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**, v. 12, n. A6, p. 1-10, 2007. Doi: <https://doi.org/10.1029/2006JA012143>.

CARTER, L.; FORBES, J. M. Global transport and localized layering of metallic ions in the upper atmosphere. **Annales Geophysicae**, v. 17, n. 2, p.190-209, 1999. Doi: <https://doi.org/10.1007/s00585-999-0190-6>.

CHAPMAN, S.; BARTELS, J. **Geomagnetism**. Oxford: University Press, v. 1, 1940.

CHAPMAN, S.; LINDZEN, R. S. **Atmospheric tides: thermal and gravitational**. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company. 1970.

CHEN, W. M.; HARRIS, R. D. An ionospheric E-region nighttime model. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 33, n. 8, p. 1193-1207, 1971. Doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(71\)90107-3](https://doi.org/10.1016/0021-9169(71)90107-3).

CHU, Y.-H. *et al.* A new aspect of ionospheric E region electron density morphology. **Journal of Geophysical Research**, v. 114, n. A12, p. 1-19, 2009. Doi: <https://doi.org/10.1029/2008JA014022>.

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**, v. 119, n. 3, p. 2117-2136, 2014. Doi: <https://doi.org/10.1002/2013JA.019437>.

COHEN, R.; BOWLES, K. L.; CALVERT, W. On the nature of equatorial slant sporadic E. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, n. 3, p. 965-972, 1962. Doi: <https://doi.org/10.1029/JZ067i003p00965>.

COLLIN, R. E. **Antennas and radiowave propagation**. International Student Edition. Singapore: Singapore National Printers (Pte) Ltd., 1985.

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**, v. 124, n. 11, p. 9676-9694, 2019. Doi: <https://doi.org/10.1029/2018JA026397>.

CRANK, J.; NICOLSON, P. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type. **Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society**, v. 43, n. 01, p. 50-67, 1947 Doi: <https://doi.org/10.1017/S0305004100023197>.

CUNNOLD, D. M. The equatorial electrojet. In: GORDON, C. W.; CANUTO, V. and AXFORD W. I. **Handbook of astronomy, astrophysics and geophysics: The Earth, 1- The Upper Atmosphere, Ionosphere, and Magnetosphere**. New York: Gordon and Breach, v. 1, 1978. p. 101-127.

DAGAR, R. *et al.* The relative effects of electric fields and neutral winds on the formation of the equatorial sporadic E layer. **Annales of Geophysique**, v. 33, n. 3, p. 333-340, 1977.

DENARDINI, C. M. **Desenvolvimento de um sistema de correção de fase para o radar ionosférico de São Luis do Maranhão**. 1999. 139f. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos. 1999.

DESSLER, A. J. Effect of magnetic Anomaly on particle radiation trapped in geomagnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v. 64, n. 7, p. 713-715, 1959. Doi: <https://doi.org/10.1029/jz064i007p00713>.

DIDBASE. Giro Web Portal. Station list. **Juliusruh**, 2011. Disponível em: [https://lgdc.uml.edu/common/ShowIonogramPage?mid=6872392&ursiCode=JR055&time=2011.06.19%20\(170\)%2011:28:10.000](https://lgdc.uml.edu/common/ShowIonogramPage?mid=6872392&ursiCode=JR055&time=2011.06.19%20(170)%2011:28:10.000). Acesso em: 2 dez. 2016.

ELFORD, W. G. A study of winds between 80 and 100 km in medium latitudes. **Planetary and Space Science**, v. 1, n. 2, p. 94-101, 1959. Doi: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(59\)90003-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(59)90003-0).

FAGUNDES, P. R. *et al.* Observations of daytime F2-layer stratification under the southern crest of the equatorial ionization anomaly region. **Journal of Geophysical Research**, v. 112, n. A4, p. 1-8, 2007. Doi: <https://doi.org/10.1029/2006JA011888>.

FERRELL, O. P. Note on the sporadic E-layer. **Proceedings of the IRE**, v. 35, n. 5, p. 493-494, 1947.

FINLAY, C. C. *et al.* International geomagnetic reference field: the eleventh generation. **Geophysical Journal International**, v. 183, n. 3, p. 1216-1230, 2010. Doi: <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2010.04804.x>.

FORBES, J. M.; GARRET, H. B. Theoretical studies of atmospheric tides. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 17, n. 8, p. 1951-1981, 1979. Doi: <https://doi.org/10.1029/RG017i008p01951>.

FORBES, J. M. Atmospheric tides between 80 km and 120 km. **Advances in Space Research**, v. 10, n. 12, p. 127-140, 1990. Doi: [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(90\)90392D](https://doi.org/10.1016/0273-1177(90)90392D).

GERARD, J.-C.; MONFILS, A. Satellite observations of equatorial Mg II dayglow intensity distribution. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, n. 16, p. 2544-2550, 1974. Doi: <https://doi.org/10.1029/JA079i016p02544>.

GOODMAN, J. M. **Space Weather & Telecommunications**. New York: Springer, 2005.

GREENHOW, J. S.; NEUFELD, E. L. Winds in the upper atmosphere. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 87, n. 374, p. 472-489, 1961. Doi: <https://doi.org/10.1002/qj.49708737403>.

GUPTA, S. P. Formation of Sporadic E Layers at Low Magnetic Latitudes. **Planetary and Space Science**, v. 34, n. 11, p. 1081-1085, 1986. Doi: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(86\)90019-X](https://doi.org/10.1016/0032-0633(86)90019-X).

HAGAN, M. E. *et al.* QBO effects on the diurnal tide in the upper atmosphere. **Earth Planets Space**, v. 51, n. 7-8, p. 571-578, 1999. Doi: <https://doi.org/10.1186/BF03353216>.

HALDOUPIS, C.; PANCHEVA, D. Terdiurnal tidelike variability in sporadic E layers. A07303. **Journal of Geophysical Research Atmospheres**, v. 111, n. A7, p. 1-10, 2006. Doi: <https://doi.org/10.1029/2005JA011522>.

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, 2006. Doi: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.03.020>.

HALDOUPIS, C. *et al.* An explanation for the seasonal dependence of midlatitude sporadic E layers. **Journal Geophysical Research**, v. 112, n. A6, p. 1-7, 2007. Doi: [10.1029/2007JA012322](https://doi.org/10.1029/2007JA012322).

HALDOUPIS, C. A tutorial review on sporadic E layers. **Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere**, v. 2, p. 381-394, 2011. Doi: [https://doi.org/10.1007/978-94-007-0326-1\\_29](https://doi.org/10.1007/978-94-007-0326-1_29).

HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment**: An introduction to geospace - the science of the terrestrial upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere. New York: Cambridge University Press, 1992.

HARPER, R. M. Tidal winds in 100-km to 200-km region at Arecibo. **Journal of Geophysical Research**, v. 82, n. 22, p. 3243-3250, 1977. Doi: <https://doi.org/10.1029/JA082i022p03243>.

HELMER, M. *et al.* A model of meteoric iron in the upper atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. D9, p. 10.913-10.925, 1998. Doi: <https://doi.org/10.1029/97JD03075>.

HINES, C. O. Diurnal tide in the upper atmosphere. **Journal of Geophysical Research**. v. 71, n. 5, p. 1453-1459, 1966. Doi: <https://doi.org/10.1029/JZ071i005p01453>.

HINTEREGGER, H. E.; HALL, L. A.; SCHMIDTKE, G. Solar XUV radiation and neutral particle distribution in July 1963 thermosphere. **Space Research**, v. 5, n. 97, p. 1175-1190, 1965.

HOCKING, W. K.; FULLER, B.; VANDEPEER, B. Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, n. 2-3, p. 155-169, 2001. Doi: [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00138-3](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00138-3).

HUANG, C.-S.; KELLEY, M. C. Numerical simulations of gravity wave modulation of midlatitude sporadic E layers. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. A11, p. 24533-24543, 1996. Doi: <https://doi.org/10.1029/96JA02327>.

HUI, T. *et al.* A theoretical model for the mid-latitude ionospheric E layer. **Chinese Journal of Geophysics**, v. 48, n. 2, p. 226-276, 2005. Doi: <https://doi.org/10.1002/cjg2.650>.

JAYACHANDRAN, P. T. *et al.* Sequential sporadic E layers at low latitudes in the Indian sector. **Annales Geophysicae**, v. 17, n. 4, p. 519-525, 1999. Doi: <https://doi.org/10.1007/s00585-999-0519-1>.

KELLEY, M. C. **The Earth's ionosphere**: plasma physics and electrodynamics. 2nd ed. San Diego: Academic Press, 2009.

KIRKWOOD, S. Thin ion layers in the high-latitude lower ionosphere. **Advances in Space Research**, v. 19, n. 1, p. 149-158, 1997. Doi: [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(96\)00046-4](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(96)00046-4).

- KOPP, E. *et al.* Positive ion composition the high-latitude summer D region with noctilucent clouds. **Journal of Geophysical Research**, v. 90, n. D7, p. 13.041-13.053, 1985. Doi: <https://doi.org/10.1029/JD090iD07p13041>.
- KOPP, E. On the abundance of metal ions in the lower ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A5, p. 9667-9674, 1997. doi: <https://doi.org/10.1029/97JA00384>.
- KUMAR, S.; HANSON, W. B. The morphology of metallic ions in the upper atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, n. A12, p. 6783-6801, 1980.
- LEE, C.-C. *et al.* The intermediate layers and associated tidal motions observed by a digisonde in the equatorial anomaly region. **Annales Geophysicae**, v.21, n. 4, p. 1039-1045, 2003. Doi: <https://doi.org/10.5194/angeo-21-1039-2003>.
- LEIGHTON, H. I.; SHAPLEY, A. H.; SMITH, E. K. The occurrence of sporadic E during the IGY. In: SMITH, E. K. J; MATSUSHITA, S. **International Series of Monographs on Electromagnetic Waves: Ionospheric sporadic E**. Oxford: Pergamon press, 1962, p. 166-177.
- LIEBERMAN, R. S.; OBERHEIDE, J; TALAAT, E. R. Nonmigrating diurnal tides observed in global thermospheric winds. **Journal of Geophysical Research**, v. 118, n. 11, p. 7384-7397, 2013. Doi: <https://doi.org/10.1002/2013JA018975>.
- LIMA, L. M. *et al.* First observation of the diurnal and semidiurnal oscillation in the mesospheric winds over São João do Cariri-PB, Brazil. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 25, n. 2, p. 35-41, 2007. Doi: <http://dx.doi.org/10.1590/S0102-261X2007000600005>.
- LINDZEN, R. S.; CHAPMAN, S. Atmospheric tides. **Space Science Reviews**, v. 10, n. 1, p. 3-188, 1969. Doi: [10.1007/bf00171584](https://doi.org/10.1007/bf00171584).
- MACDOUGALL, J. W. 100 km neutral zonal wind patterns. **Planetary and Space Science**, v. 22, n. 4, p. 545-558, 1974. Doi: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(74\)90089-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(74)90089-0).
- MACDOUGALL, J. W. Seasonal variation of semidiurnal winds in the dynamo region. **Planetary and Space Science**, v. 26, n. 8, p. 705-714, 1978.
- MACDOUGALL, J. W.; GRANT, I. F.; SHEN, X. The Canadian advanced digital ionosonde: design and results. **URSI INAG Ionospheric Station Information Bulletin**. UAG-104. 1995.
- MAEDA, K.; KATO, S. Electrodynamics of the ionosphere. **Space Science Reviews**, v. 5, n. 1, p. 57-79, 1965. Doi: [10.1007/BF00179215](https://doi.org/10.1007/BF00179215).
- 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. Doi: <https://doi.org/10.1029/JA084iA06p02743>.
- MATHEWS, J. D. Sporadic E: current views and recent progress. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 60, n. 4, p. 413-435, 1998. Doi: [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(97\)00043-6](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(97)00043-6).

MATSUSHITA, S. Interrelations of sporadic E and ionospheric currents. In: SMITH, E. K. J and MATSUSHITA, S. **International Series of Monographs on Electromagnetic Waves: Ionospheric sporadic E**. Oxford: Pergamon press, 1962, p. 344-375.

MATSUSHITA, S. Dynamo currents, winds, and electric fields. **Radio Science**, v. 4, n. 9, p 771-780, 1969. Doi: <https://doi.org/10.1029/RS004i009p00771>.

MCEWAN, M. J.; PHILLIPS, L. F. **Chemistry of the atmosphere**. London: Edward Arnold, 1975.

MOORE, L. *et al.* Day-to-day variability of the E layer. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, n. A6, p. 1-11, 2006. Doi:10.1029/2005 JA011448.

MORO, J. *et al.* Equatorial E region electric fields and sporadic E layer responses to the recovery phase of the November 2004 geomagnetic storm. **Journal of Geophysical Research**, v. 122, n. 12, p. 12.517-12.533, 2017. Doi: <https://doi.org/10.1002/2017JA024734>.

MUELLA, M. T. A. H. **Ventos termosféricos meridionais inferidos por meio de sondagens ionosféricas**. 2004. 215f. Dissertação (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2004.

NAHAR, S. N.; BAUTISTA, M. A.; PRADHAN, A. K. Electron-ion recombination of neutral iron. **The Astrophysical Journal**, v. 479, n. 1, p. 497-503, 1997. Doi: 10.1086/303874.

NATIONAL CENTERS FOR ENVIRONMENTAL INFORMATION. **The world magnetic model**. Disponível em: <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/WMM/>. Acesso em: 10 jan. 2020.

NIRANJAN, K.; SRIVANI, B.; NAIDU, V. V. S. Daytime descending intermediate layers observed over a sub-tropical Indian station Waltair during low-solar activity period. **Annales Geophysicae**, v. 28, n. 3, p. 807-815, 2010. Doi: <https://doi.org/10.5194/angeo-28-807-2010>.

NISHINO, M. *et al.* Unusual ionospheric absorption characterizing energetic electron precipitation into the south atlantic magnetic anomaly. **Earth Planets Space**, v. 54, n. 9, p. 907-916, 2002. Doi: <https://doi.org/10.1186/BF03352438>.

NYGRÉN, T. *et al.* The role of electric- field and neutral wind direction in the formation of sporadic E-layers. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 46, n. 4, p. 373-381, 1984. Doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(84\)90122-3](https://doi.org/10.1016/0021-9169(84)90122-3).

NYGRÉN, T. *et al.* Interference of tidal and gravity waves in the ionosphere and an associated sporadic E-layer. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 52, n. 6-8, 609-623, 1990. Doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(90\)90056-S](https://doi.org/10.1016/0021-9169(90)90056-S).

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, 2014. Doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2014.07.014>.

PANCHEVA, D. *et al.* Global-scale tidal variability during the PSMOS campaign of June-August 1999: interaction with planetary waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 17, p. 1865-1896, 2002. Doi: [https://doi.org/10.1016/S136-6826\(02\)00199-2](https://doi.org/10.1016/S136-6826(02)00199-2).

PANCHEVA, D. *et al.* Evidence of a role for modulated atmospheric tides in the dependence of sporadic E on planetary waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 108, n. A5, p. 1-10, 2003. Doi: <https://doi.org/10.1029/2002JA009788>.

PIGGOTT, W. R.; RAWER, K. **U.R.S.I. Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction**. 2nd. ed. Washington: World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics, 1972.

PIGNALBERI, A.; PEZZOPANE, M.; ZUCCHERETTI, E. Sporadic E layer at mid-latitudes: average properties and influence of atmospheric tides. **Annales Geophysicae**, v. 32, n. 11, p. 1427-1440, 2014. Doi: <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1427-2014>.

PILLAT, V. G. *et al.*; A computational tool for ionosonde CADI's ionogram analysis. **Computers & Geosciences**, v. 52, p. 372-378, 2013. Doi: <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2012.11.009>.

PINTO JUNIOR, O.; GONZALEZ, W. D. X ray measurements at the South Atlantic magnetic anomaly. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. A6, p. 7072-7078, 1986. Doi: <https://doi.org/10.1029/JA091iA06p07072>.

PLANE, J. M. C.; HELMER, M. Laboratory study of the reactions  $Mg + O_3$  and  $MgO + O_3$ . Implications for the chemistry of magnesium in the upper atmosphere. **Faraday Discussions**, v. 100, p. 411-430, 1995. Doi: 10.1039/FD9950000411.

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. Doi: 10.1021/cr500501m.

RATCLIFFE, J. A. Final Remarks of 1957 AGARD Conference of Sporadic-E Ionization. In: SMITH, E. K. J.; MATSUSHITA, S. **International Series of Monographs on Electromagnetic Waves: Ionospheric sporadic E**. Oxford: Pergamon press, 1962, p. 28-33.

REDDY, C. A.; RAO, M. M. On the physical significance of the Es parameters  $fbEs$ ,  $ftEs$  and  $foEs$ . **Journal of Geophysical Research**, v. 73, n. 1, p. 215-224, 1968. Doi: <https://doi.org/10.1029/JA073i001p00215>.

REDDY, C. A. The equatorial electrojet. **Pure and applied geophysic**, v. 131, n. 3, p. 485-508, 1989. Doi: <https://doi.org/10.1007/BF00876841>.

REID, G. C. The formation of small scale irregularities in the ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 73, n. 5, p. 1627-1640, 1968. <https://doi.org/10.1029/JA073i005p01627>.

RESENDE, L. C. A. **Estudo do comportamento dos parâmetros de frequência das camadas E-esporádicas na região equatorial durante períodos perturbados (Dst -100**

nT). 2010. 140f. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2010.

RESENDE, L. C. A.; DENARDINI, C. M. Equatorial sporadic E-layer abnormal density enhancement during the recovery phase of the December 2006 magnetic storm: A case study. **Earth, Planets and Space**, v. 64, n. 4, p. 345-351, 2012. doi: <https://doi.org/10.5047/eps.2011.10.007>.

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, 2013. Doi: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.05.020>.

RESENDE, L. C. A. **Estudo sobre a formação e dominância das camadas E-esporádicas considerando a competição entre ventos e campos elétricos**. 2014. 217f. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2014.

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, 2016. Doi: <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0577-z>.

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, p. 104-114, 2017. Doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2016.12.012>.

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, p. 64-71, 2018a. Doi: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.06.009>.

RESENDE, L. C. A. *et al.* Study of sporadic E layers based on GPS radio occultation measurements and digisonde data over the Brazilian region. **Annales Geophysicae**, v. 36, n. 2, p. 587-593, 2018b. Doi: <https://doi.org/10.5194/angeo-36-587-2018>.

RISHBETH, H.; GARRIOTT, O. K. **Introduction to Ionospheric Physics**. New York; London: Academic Press, 1969.

RISHBETH, H. The ionospheric E-layer and F-layer dynamos - a tutorial review. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 59, n. 15, p. 1873-1880, 1997. Doi: [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(97\)00005-9](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(97)00005-9).

SANTOS, A. M. *et al.* Climatology of intermediate descending layers (or 150 echoes) over the equatorial and low-latitude regions of Brazil during the deep solar minimum of 2009. **Annales Geophysicae**, v. 37, n. 6, p. 1005-1024, 2019. Doi: <https://doi.org/10.5194/angeo-37-1005-2019>.

SANTOS, M. *et al.* O método de crank-nicolson aplicado ao modelo de difusão de conhecimento: uma simulação para o processo de transmissão de conhecimento.

**Internacional Journal of Knowledge Engineering and Management**, v. 4, n. 9, p. 129-146, 2015.

SHRESTHA, N. P. Some features of h-type Es at Uppsala. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 40, n. 6, p. 741-743, 1978. Doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(78\)90132-0](https://doi.org/10.1016/0021-9169(78)90132-0).

SMITH, E. K. J. The Occurrence of Sporadic E. In: SMITH, E. K. J.; MATSUSHITA, S. **International Series of Monographs on Electromagnetic Waves: Ionospheric sporadic E**. Oxford: Pergamon press, 1962, p. 3-12.

SZUSZCZEWICZ, E. P. *et al.* Coupling mechanisms in the lower ionospheric-thermospheric system and manifestations in the formation and dynamics of intermediate and descending layers. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 57, n. 12, p. 1483-1496, 1995. Doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(94\)00145-E](https://doi.org/10.1016/0021-9169(94)00145-E).

TASCIONE, T. F. **Introduction to the Space Environment**. 2nd ed. Flórida: Krieger Publishing Company, 1994.

VERNOV, S. N. *et al.* Radiation belts in the region of the South-Atlantic magnetic anomaly. **Space Science Reviews**, v. 7, n. 4, p. 490-533, 1967. Doi: <https://doi.org/10.1007/BF00182684>.

VONDRAK, T.; WOODCOCK, K. R. I.; PLANE, J. M. C. A kinetic study of the reactions of  $\text{Fe}^+$  with  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$ , and the ligand-switching reactions  $\text{Fe}^+ \cdot \text{X} + \text{Y} \rightarrow \text{Fe}^+ \cdot \text{Y} + \text{X}$  ( $\text{X} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{CO}_2$ ;  $\text{Y} = \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}$ ). **Physical Chemistry Chemical Physics**, v. 8, n. 4, p. 503-512, 2006. Doi: [10.1039/B508922K](https://doi.org/10.1039/B508922K).

VONDRAK, T. *et al.* A Chemical model of meteoric ablation. **Atmospheric Chemistry & Physics**, v. 8, n. 23, p. 7015-7031, 2008. Doi: <https://doi.org/10.5194/acp-8-7015-2008>.

VOSS, H. D.; SMITH, L. G. Global zones of Energetic particle precipitation. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 42, n. 4, p. 227-239, 1980. Doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(80\)90029-X](https://doi.org/10.1016/0021-9169(80)90029-X).

WEISSBERGER, M. *et al.* **Radio Wave Propagation: A handbook of practical techniques for computing basic transmission loss and field strength**. Annapolis: Department of Defense, 1982.

WHALLEY, C. L.; PLANE, J. M. C. Meteoric ion layers in the Martian atmosphere. **Faraday Discussions**, v. 147, p. 349-368, 2010. Doi: <https://doi.org/10.1039/c003726e>.

WHALLEY, C. L. *et al.* A kinetic of  $\text{Mg}^+$  and Mg-containing ions reacting with  $\text{O}_3$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  and  $\text{H}_2\text{O}$ : implications for magnesium ion chemistry in the upper atmosphere. **Physical Chemistry Chemical Physics**, v. 13, n. 13, p. 6352-6364, 2011. Doi: [10.1039/C0CP02637A](https://doi.org/10.1039/C0CP02637A).

WHITEHEAD, J. D. The formation of the sporadic-E in the temperate zones. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 20, n. 1, p. 49-58, 1961. doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(61\)90097-6](https://doi.org/10.1016/0021-9169(61)90097-6).

WILKINSON, P. J.; SZUSZCZEWICZ, E. P.; ROBLE, R. G. Measurements and modeling of intermediate, descending, and sporadic layers in the lower ionosphere: results and implications for global-scale ionospheric-thermospheric studies. **Geophysical Research Letters**, v. 19, n. 2, p. 95-98, 1992. Doi: 10.1029/91gl02774.

WOODCOCK, K. R. S. *et al.* A kinetic study of the reactions  $\text{FeO}^+ + \text{O}$ ,  $\text{Fe}^+ \cdot \text{N}_2 + \text{O}$ ,  $\text{Fe}^+ \cdot \text{O}_2 + \text{O}$  and  $\text{FeO}^+ + \text{CO}$ : implications for sporadic E layers in the upper atmosphere. **Physical Chemistry Chemical Physics**, v. 8, n. 15, p. 1812-1821, 2006. Doi: <https://doi.org/10.1039/b518155k>.

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, 2014. Doi: <https://doi.org/10.1002/2013JD020798>.

YU, B. *et al.* The global climatology of the intensity of the ionospheric sporadic E layer. **Atmospheric Chemistry and Physics Discussions**, v. 19, n. 6, p. 4139-4151, 2019. Doi: <https://doi.org/10.5194/acp-19-4139-2019>.

ZAHN, U. V. *et al.* Double-peaked sodium layers at high latitudes. **Planetary and Space Science**, v. 37, n. 6, p. 657-667, 1989. Doi: 10.1016/0032-0633(89)90036-6.

## APÊNDICE

### APÊNDICE A - ESTUDO DE CASO: CARACTERÍSTICAS DA CAMADA $E_s$ NA REGIÃO DA AMAS DURANTE PERÍODOS GEOMAGNETICAMENTE PERTURBADOS

O tipo de camada esporádica conhecido como auroral ( $E_{s_a}$ ) se manifesta nos ionogramas como um espalhamento (centenas de km) dos traços  $E_s$ . Ela ocorre devido à baixa intensidade do campo geomagnético que permite a precipitação de partículas. Como na região da AMAS o campo magnético é fraco, essas camadas aurorais podem se formar.

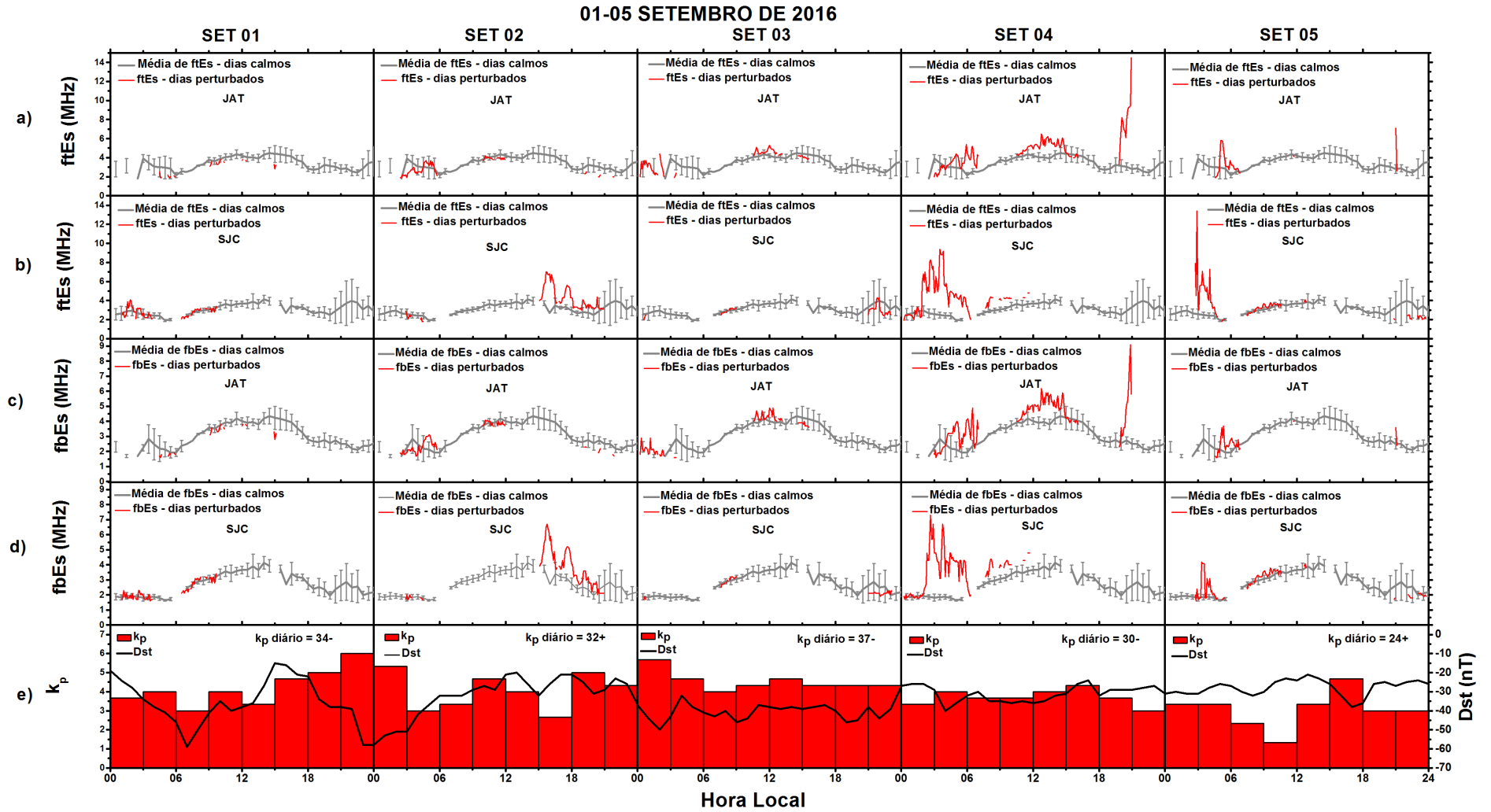
Batista e Abdu (1977) observaram uma intensificação nas camadas  $E_s$  em CXP durante a fase de recuperação de tempestades geomagnéticas ocorridas em 1973 e 1975. Eles classificaram essas camadas esporádicas como sendo do tipo  $a$  e verificaram que a formação se caracterizava por um aumento da densidade eletrônica que deveria estar associado à precipitação de partículas do cinturão de Van Allen e/ou da ionosfera superior. Mais recentemente, Resende, Denardini e Batista (2013) também relataram a presença de camadas  $E_{s_a}$  durante a fase de recuperação de uma tempestade geomagnética muito intensa. Contudo, neste caso, o evento ocorreu na região equatorial brasileira de São Luís.

Neste estudo, como os observatórios de JAT e SJC estão localizados dentro da região sob os efeitos da AMAS, é possível haver uma fonte regular de ionização associadas à precipitação de partículas na região E da ionosfera sobre essas ionossondas (ABDU *et al.*, 2005). Apesar de não haver nenhuma observação das camadas  $E_{s_a}$  nos ionogramas das regiões estudadas neste trabalho, houve evidências de uma ionização extra durante períodos perturbados. Assim, foram escolhidos dois casos (01-05 e 25-30 de setembro de 2016) para mostrar que a precipitação de partículas pode ser um possível mecanismo de formação de camadas  $E_s$ .

#### A.1 ESTUDO DO PERÍODO PERTURBADO DO DIA 01 A 05 DE SETEMBRO DE 2016

A Figura A.1 mostra os parâmetros de frequência da camada  $E_s$  para JAT e SJC e os índices geomagnéticos Kp e Dst durante o período moderadamente perturbado de 1 a 5 de setembro de 2016. Os parâmetros utilizados são  $f^oE_s$  (letra a e b para JAT e SJC em linha vermelha) e  $f_bE_s$  (letra c e d para JAT e SJC em linha vermelha).

Figura A.1 - Parâmetro *ftEs* (linha vermelha) e variações médias durante períodos calmos (linha cinza) em JAT (letra a) e SJC (letra b). Parâmetro *fbEs* (linha vermelha) e variações médias durante períodos calmos (linha cinza) em JAT (letra c) e SJC (letra d). Variações dos índices geomagnéticos *Kp* (barra vermelha) e *Dst* (linha preta) (letra e) entre 01 e 05 de setembro de 2016.



Fonte: Autor

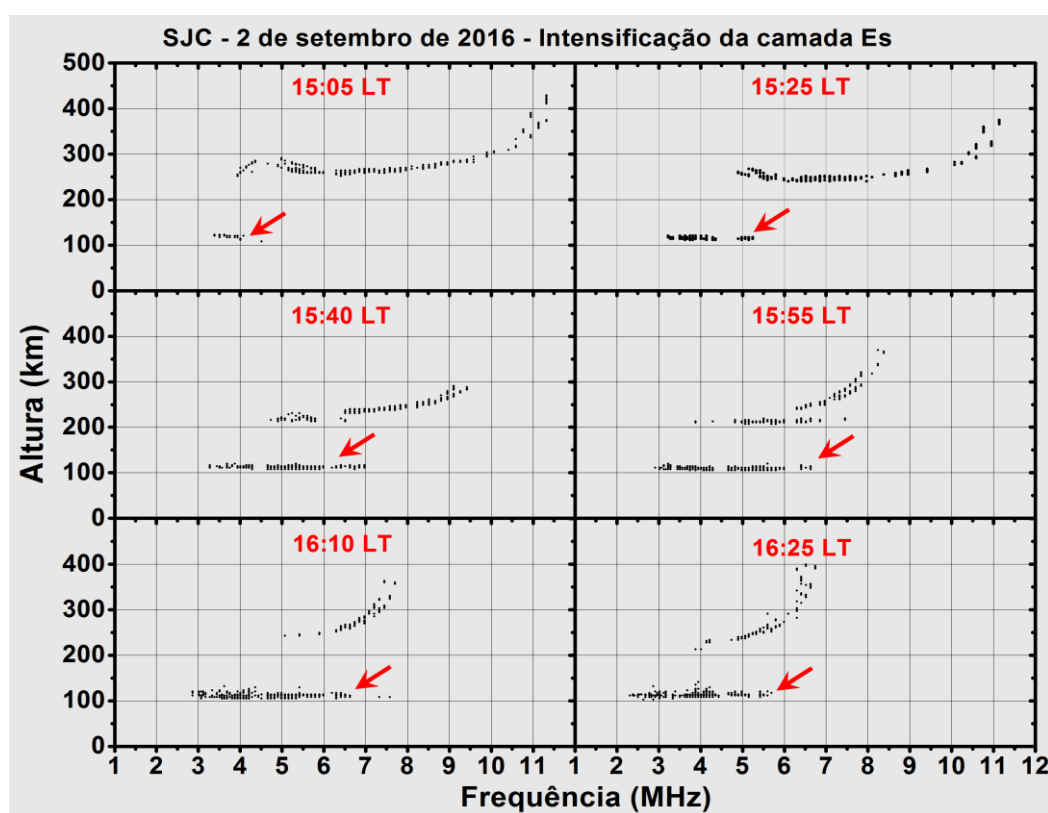
Além disso, na Figura A.1, através das linhas cinza, são apresentadas as médias durante os dias geomagneticamente calmos ( $\Sigma K_p < 24$ ) dos parâmetros  $ftEs$  e  $fbEs$ . No painel inferior (letra e) são mostrados os valores dos índices Dst (linha preta) e Kp (barras vermelhas). É possível ver nos índices geomagnéticos que o período de 1 a 3 de setembro foi o mais perturbado, com o Kp alcançando valores maiores que 4 na maior parte do tempo e atingindo um valor máximo de 6 entre 21:00 LT e 24:00 LT no dia 01 de setembro. O início súbito da tempestade ocorreu em 31 de agosto (não mostrado nos gráficos) e o máximo negativo do índice Dst foi cerca de -60 nT por volta das 07:00 LT também do dia 01 de setembro. Em seguida, ocorreram outras compressões que levaram as intensidades de Dst a atingir cerca de -58 nT entre às 23:00 LT e às 24:00 LT no dia 1 de setembro e cerca de -50 nT às ~02:00 LT no dia 3 de setembro.

No dia 01 de setembro, as camadas  $Es$  foram inibidas na maior parte do tempo tanto para JAT quanto para SJC. Isso pode ter sido efeito de algum campo elétrico de penetração ou do dínamo perturbado mapeado de latitudes equatoriais que pode inibir a formação das camadas  $Es$ . De fato, Abdu *et al.* (2013) analisaram o efeito de penetração de campos elétricos nas camadas  $Es$  de baixas latitudes durante um período perturbado. As modificações encontradas nas camadas  $Es$  apontaram tanto uma inibição quanto uma intensificação.

Posteriormente, no dia 2 de setembro entre às 15:00 LT e às 21:00 LT, uma intensificação anômala dos parâmetros  $ftEs$  e  $fbEs$  acompanhada de valores oscilatórios de sua intensidade pode ser observada nos painéis de SJC. Essas intensificações dos parâmetros de frequência (máximo de ~6,8 MHz) revelam aumentos na ionização da camada  $Es$  sobre SJC, que pode ter alguma contribuição associada à precipitação de partículas (principalmente durante a noite). Durante a fase de recuperação da tempestade nos dias 4 e 5 de setembro, novamente os resultados revelaram fortes flutuações de  $ftEs$  (máximo de ~13,4 MHz) e  $fbEs$  (máximo de ~7,3 MHz) em relação a SJC. Ao mesmo tempo, a intensificação da densidade da camada  $Es$  (determinada a partir de  $ftEs$  e  $fbEs$ ) também foi observada simultaneamente em JAT, mas com frequências máximas atingindo valores comparativamente menores (~5 MHz). Em JAT, o aumento da ionização da camada  $Es$  também foi observado por volta do meio-dia em 4 de setembro e, em seguida, um pico anômalo por volta de 20:00 LT. Abdu *et al.* (2013) também afirmaram que um aumento significativo da densidade eletrônica das camadas  $Es$  podem ocorrer devido a uma ionização extra causada por precipitação de partículas na região da AMAS.

Na Figura A.2 é apresentada uma sequência de ionogramas registrados em SJC no dia 02 de setembro, no horário após o meio-dia e antes do anoitecer (entre 15:05 LT e 16:25 LT). No primeiro ionograma às 15:05 LT a camada  $E_s$  possui valores de  $f^oE_s$  ( $fbE_s$ ) de 4,1 MHz (3,9 MHz). No ionograma seguinte, às 15:25 LT, há um aumento do parâmetro  $f^oE_s$  para 5,3 MHz e do  $fbE_s$  para 4,9 MHz. Esse aumento de densidade continua se intensificando, alcançando ~7,0 MHz para o  $f^oE_s$  e 6,5 MHz para  $fbE_s$  às 15:40 LT. Após esse horário os valores permanecem altos até 16:25 LT, quando eles vão diminuindo gradualmente.

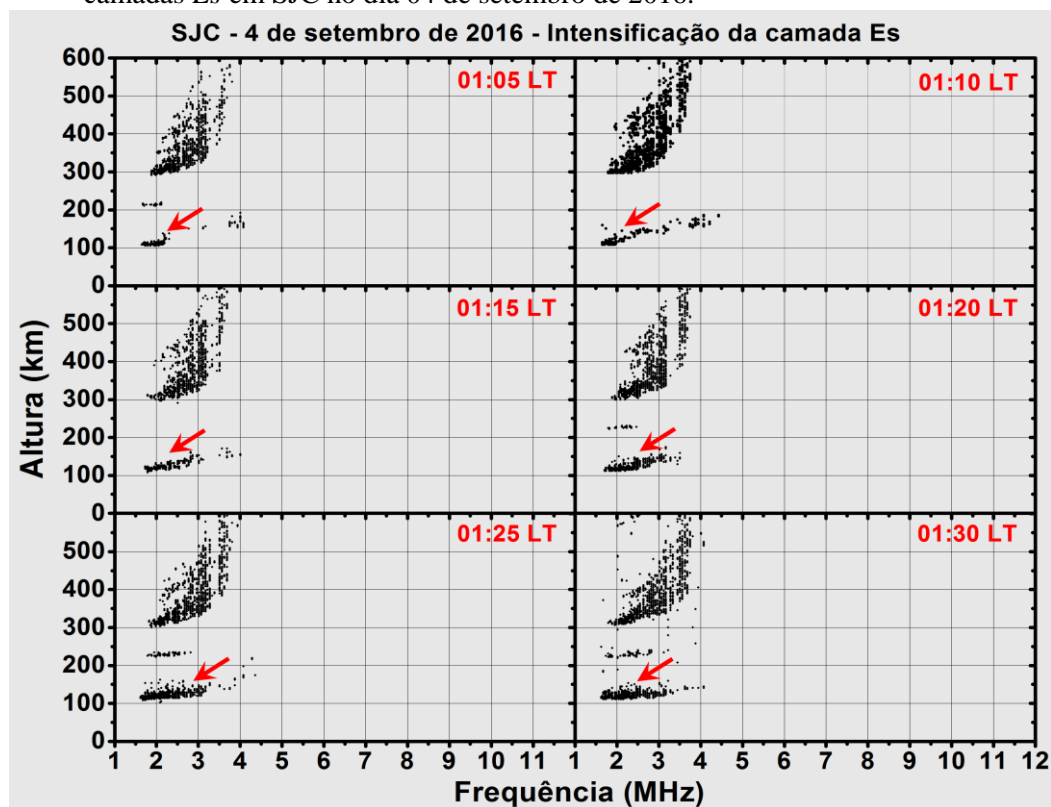
Figura A.2 - Sequência de ionogramas (entre 15:05 LT e 16:25 LT) mostrando a intensificação das camadas  $E_s$  em SJC no dia 02 de setembro de 2016 em SJC.



Fonte: Autor.

No dia 04 de setembro foi observado um espalhamento anômalo nos ionogramas. Este fato é mostrado nos ionogramas da Figura A.3 entre 01:05 LT e 01:30 LT. O primeiro ionograma (01:05 LT) mostra uma camada  $E_{sfl}$ . Em seguida, às 01:10 LT, a camada  $E_{sfl}$  observada é acompanhada de um outro tipo de camada que pode ser denominada tipo  $E_{s_s}$ . Essas camadas parecem durar até as 01:20 LT, quando um traço espalhado é observado no perfil (ionogramas de 01:25 LT e de 01:30 LT).

Figura A.3 - Sequência de ionogramas (entre 01:05 LT e 01:30 LT) mostrando a intensificação das camadas  $E_s$  em SJC no dia 04 de setembro de 2016.

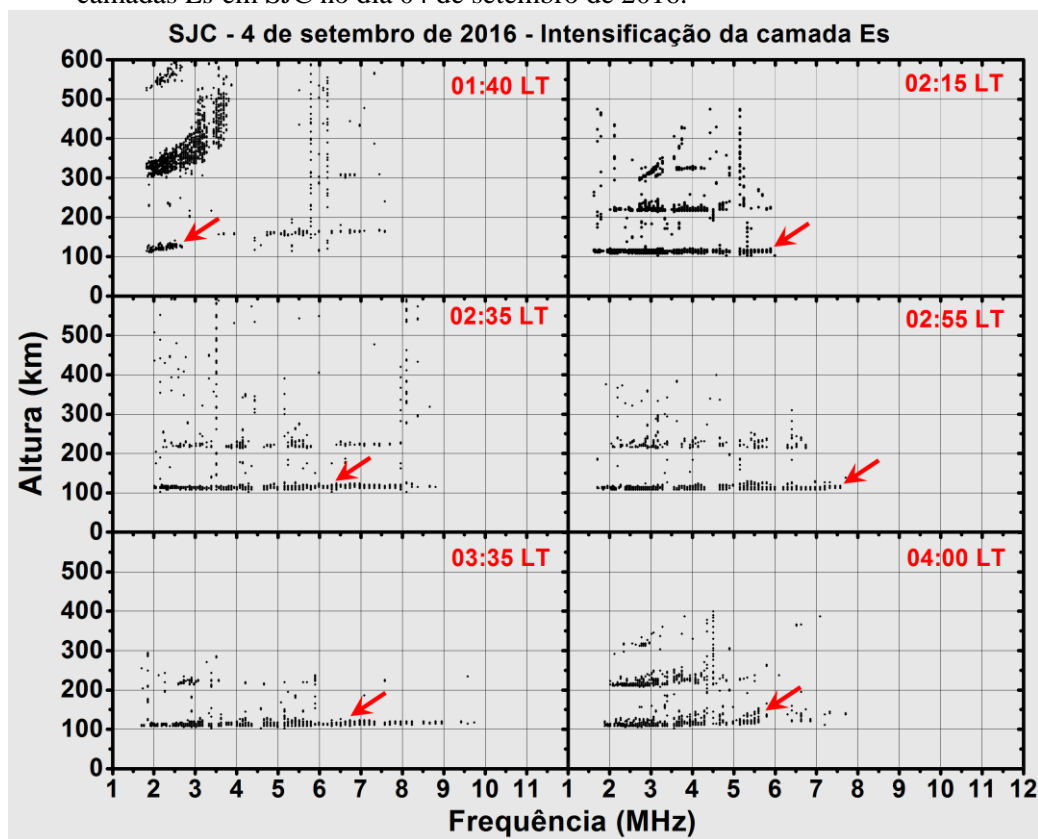


Fonte: Autor.

Ainda, no dia 04 de setembro em SJC também houve uma intensificação forte por volta das 02:00 LT-04:00 LT. Nos ionogramas da Figura A.4 é mostrado um exemplo desse evento. Às 02:15 LT tem-se uma camada nítida  $E_{sfl}$  com o  $ftEs$  em 5,9 MHz e  $fbEs$  em 2,7 MHz. Posteriormente, às 02:35 LT, a intensidade do  $ftEs$  aumenta consideravelmente para 8,0 MHz e a camada  $E_s$  começa a bloquear completamente a região superior. Esse bloqueio continua nos próximos horários e o  $ftEs$  atinge ~9,0 MHz às 03:35 LT. Finalmente, às 04:00 LT, o valor do parâmetro  $ftEs$  começa a diminuir, com a presença de uma camada  $E_s$  pouco espalhada.

Finalmente, no dia 05 de setembro a mesma camada espalhada é observada nos ionogramas em torno de 02:45-04:20 LT (não mostrada aqui). Essa camada fez com que a densidade eletrônica aumentasse como mostrado anteriormente nos parâmetros  $ftEs$  e  $fbEs$ . Contudo, apesar desses traços observados nesses dias terem um espalhamento evidente, não é possível afirmar que é uma camada  $E_{sa}$ . De acordo com Piggott e Rawer (1972) a camada  $E_{sa}$  raramente mostra múltiplos traços e esta apresentou uma segunda reflexão. Contudo, acredita-se que essas camadas podem ser uma evidência do mecanismo de precipitação de partículas.

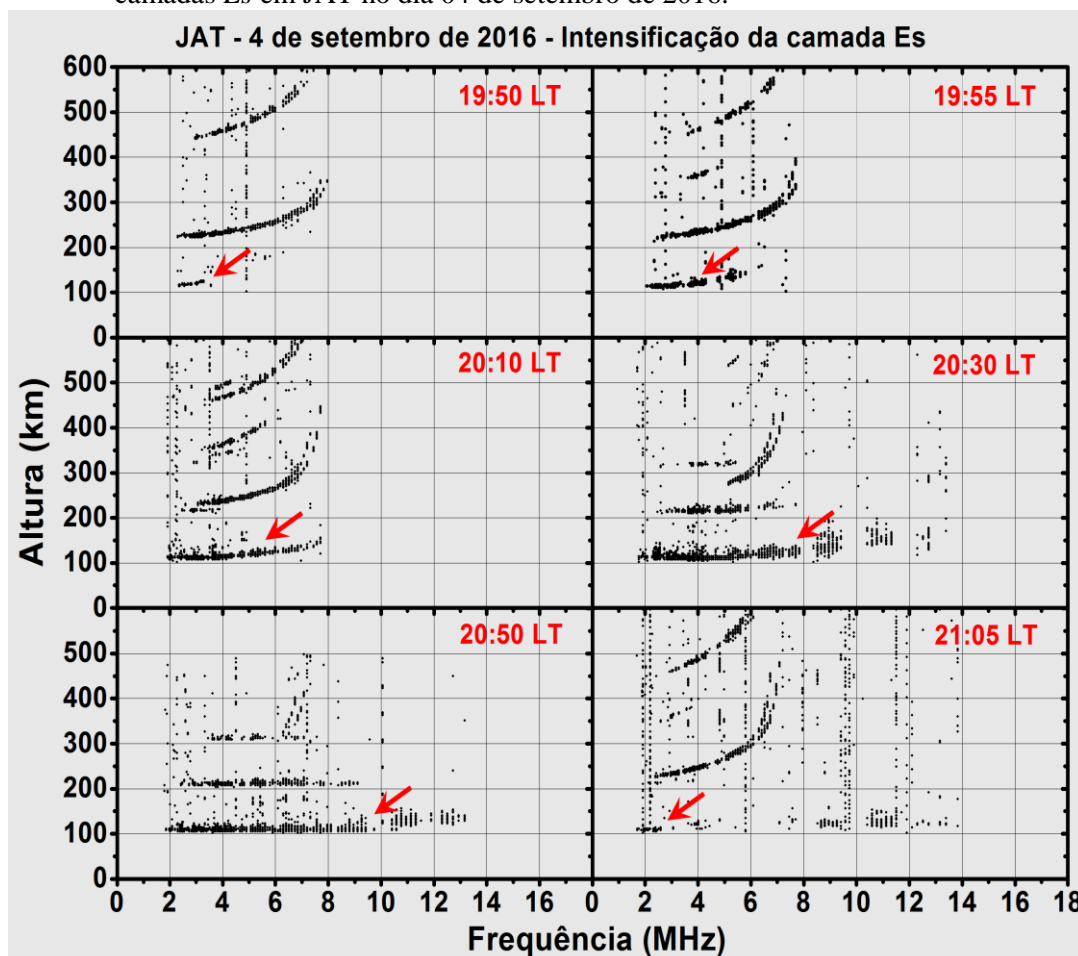
Figura A.4 - Sequência de ionogramas (entre 01:40 LT e 04:00 LT) mostrando a intensificação das camadas *Es* em SJC no dia 04 de setembro de 2016.



Fonte: Autor.

No dia 04 de setembro também foram registrados aumentos significativos da densidade eletrônica em JAT. Para constatar esse fato, a Figura A.5 mostra seis ionogramas entre os horários de 19:50 LT e 21:05 LT. Na Figura A.5, às 19:50 LT os parâmetros *ftEs* e *fbEs* tinham valores bem típicos de 3,3 MHz e 2,4 MHz, respectivamente. Já no ionograma seguinte, o *ftEs* aumenta para 5,8 MHz, mas o *fbEs* continua com valores baixos (2,6 MHz). No ionograma das 20:10 LT, o *ftEs* já está com valor de 7,7 MHz enquanto o *fbEs* aumenta para 3,1 MHz. A camada *Es*, aparece no ionograma apresentado posteriormente e, assim, o *ftEs* (*fbEs*) atinge valores de ~8,0 MHz (5,4 MHz). O valor mais intenso de *ftEs* e *fbEs* ocorreu às 20:50 LT quando alcançaram valores de 9,7 MHz e 6,3 MHz, respectivamente. Após esse horário, a camada *Es* diminui drasticamente com valores baixos dos parâmetros de frequência como mostra o ionograma das 21:05 LT. Em seguida, a camada *Es* não ocorre mais nessa região, somente reaparecendo no amanhecer do dia 05 de setembro de 2016. Apesar de atingir um valor alto de frequências, mostrando também uma intensificação das camadas *Es*, o traço em JAT não se mostrou muito espalhado para esse dia. Portanto, não consideramos que a AMAS pode ter tido alguma influência nessa região durante este dia.

Figura A.5 - Sequência de ionogramas (entre 19:50 e 21:05 LT) mostrando a intensificação das camadas *Es* em JAT no dia 04 de setembro de 2016.



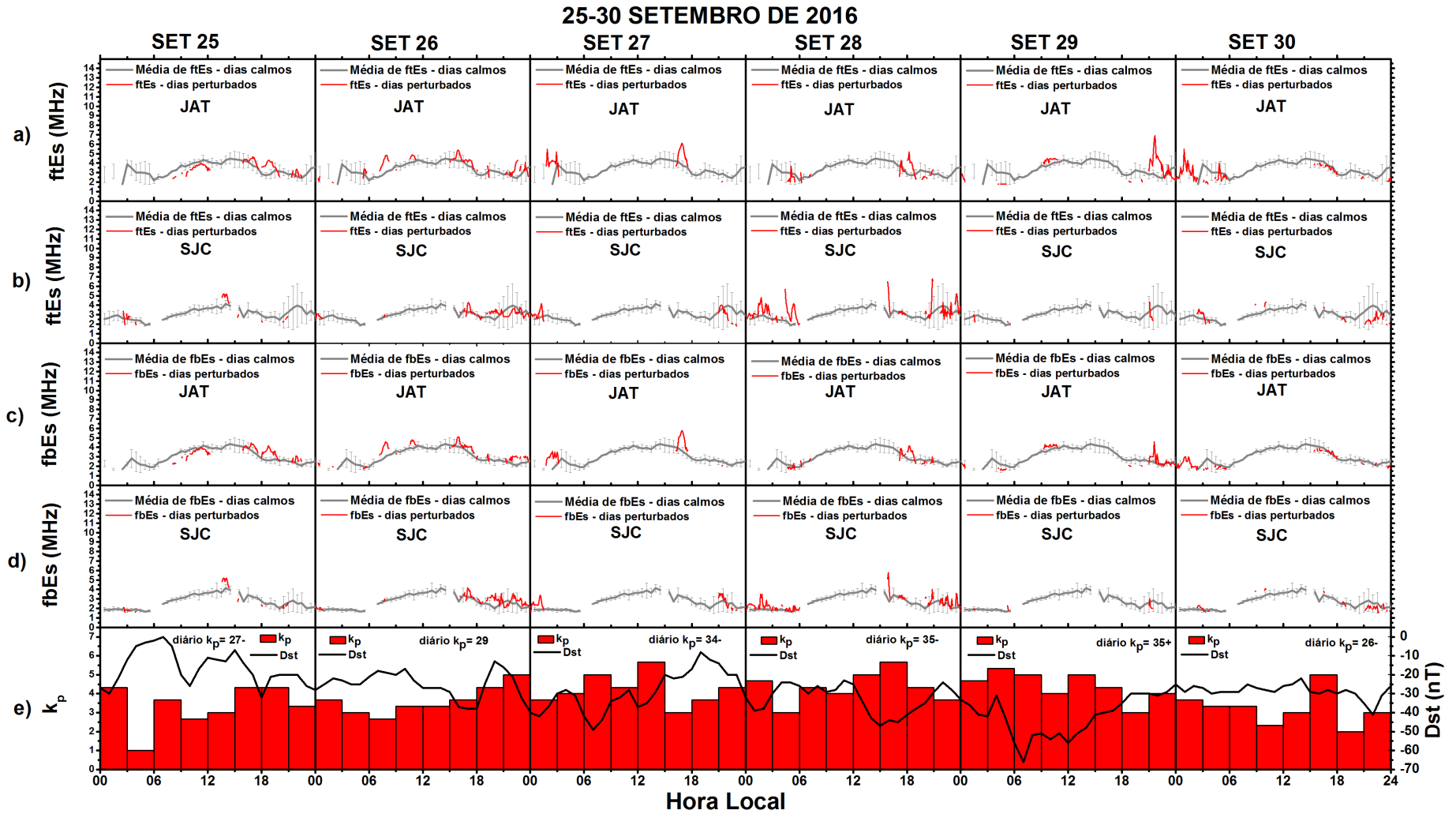
Fonte: Autor.

## A.2 ESTUDO DO PERÍODO PERTURBADO DO DIA 25 A 30 DE SETEMBRO DE 2016

O mesmo estudo foi realizado para outro período perturbado entre os dias 25 e 30 de setembro de 2016. A Figura A.6 é semelhante à Figura A.1, onde os parâmetros *ftEs* (letras a e b) e *fbEs* (letras c e d) são mostrados para JAT e SJC, e no painel inferior (letra e) os índices geomagnéticos  $K_p$  e Dst. As linhas em cinza no mesmo gráfico dos parâmetros representam as médias durante os dias geomagneticamente calmos ( $\Sigma K_p < 24$ ) dos parâmetros *ftEs* e *fbEs*.

Os índices geomagnéticos  $K_p$  e Dst mostram que todos os dias tiveram alguma perturbação magnética, mas entre os dias 27 e 29 de setembro estavam mais perturbados. Nesse período o valor máximo do  $K_p$  foi de  $5^+$  entre 12:00 e 15:00 LT no dia 27 de setembro. Já o Dst teve valores oscilantes nos valores negativos, atingindo um máximo negativo de -66 nT por volta das 07:00 LT no dia 29 de setembro.

Figura A.6 - Parâmetro  $ftEs$  (linha vermelha) e variações médias durante períodos calmos (linha cinza) em JAT (letra a) e SJC (letra b). Parâmetro  $fbEs$  (linha vermelha) e variações médias durante períodos calmos (linha cinza) em JAT (letra c) e SJC (letra d). Variações dos índices geomagnéticos  $K_p$  (barra vermelha) e  $Dst$  (linha preta) (letra e) entre 25 e 30 de setembro de 2016.



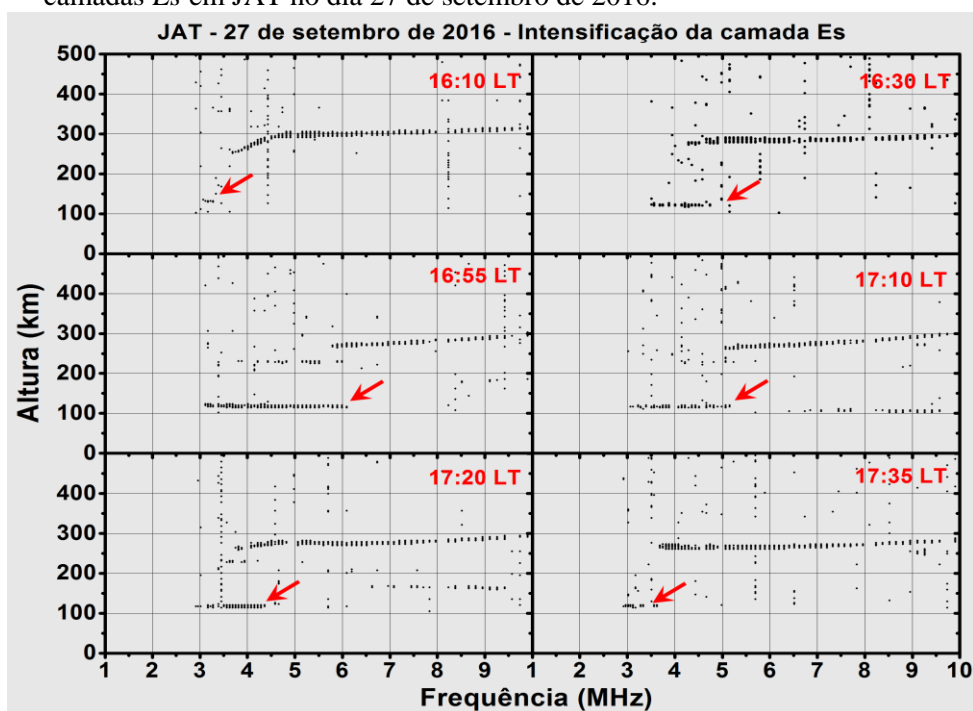
Fonte: Autor.

Observa-se na Figura A.6 que, em geral, a ocorrência das camadas *Es* no período perturbado foi significativamente inferior em relação à média, observadas nos parâmetros *ftEs* e *fbEs*. Como o período estava bem perturbado, pode ter ocorrido uma inibição da formação das camadas *Es* em JAT e SJC, conforme proposto por Abdu *et al.* (2003). Entretanto, para SJC o parâmetro *ftEs* se mostrou mais intenso no dia 28 de setembro (ainda na fase principal da tempestade), atingindo 5,7 MHz às 04:25 LT, 6,5 MHz às 15:50 LT e 6,8 MHz às 20:50 LT. Já o parâmetro *fbEs* para a mesma região no mesmo dia só apresentou uma intensificação às 15:55 LT com o valor de 5,8 MHz.

Para JAT, os parâmetros *ftEs* e *fbEs* apresentaram uma intensificação no dia 27 de setembro às 16:55 LT, de 6,1 MHz e 5,8 MHz, respectivamente. No dia 29 de setembro (fase de recuperação da tempestade) entre os horários de 21:00 LT-22:00 LT, o *ftEs* atingiu 6,9 MHz e o *fbEs* alcançou 4,6 MHz.

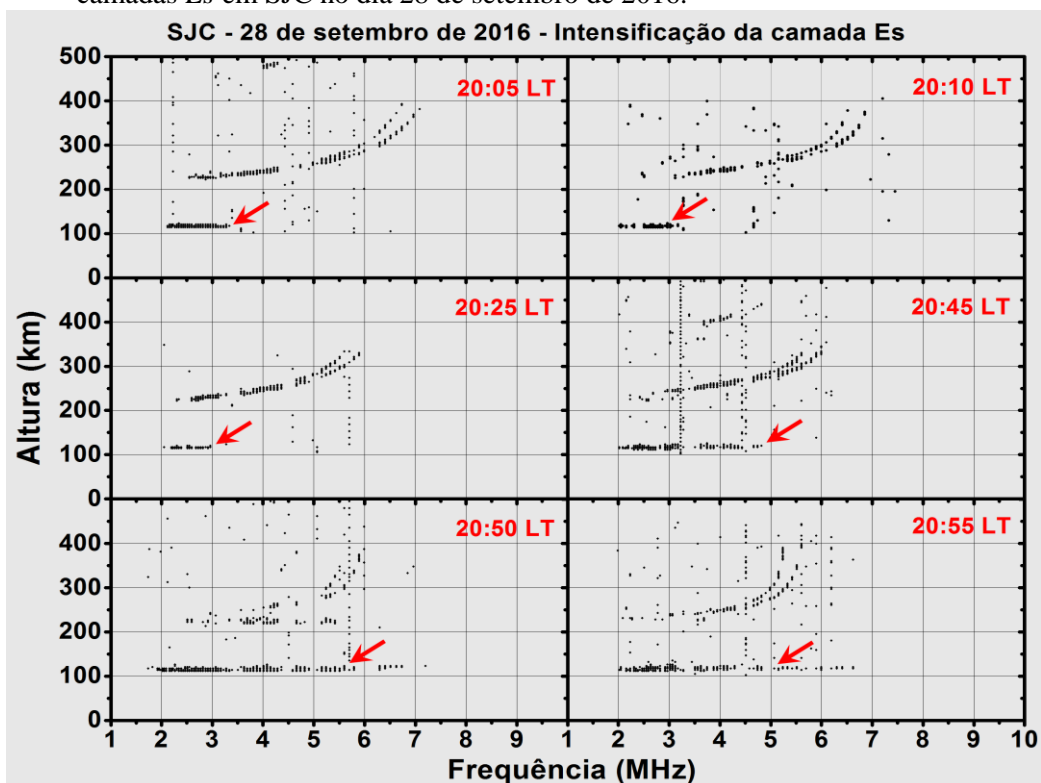
Os ionogramas do dia 27 e 29 de setembro para JAT e dia 28 para SJC no horário de ocorrência da maior intensificação são mostradas nas Figuras A.7, A.8 e A.9. Em geral, diferente do caso anterior, as camadas *Es* intensificadas (setas vermelhas) não caracterizam um traço bem espalhado. No dia 29 de setembro, contudo, as camadas em SJC (20:50 LT e 20:55 LT) e JAT (21:50 LT e 22:30 LT) mostraram uma intensificação que pode ser uma manifestação do mecanismo de precipitação de partículas.

Figura A.7 - Sequência de ionogramas (entre 16:10 LT e 17:35 LT) mostrando a intensificação das camadas *Es* em JAT no dia 27 de setembro de 2016.



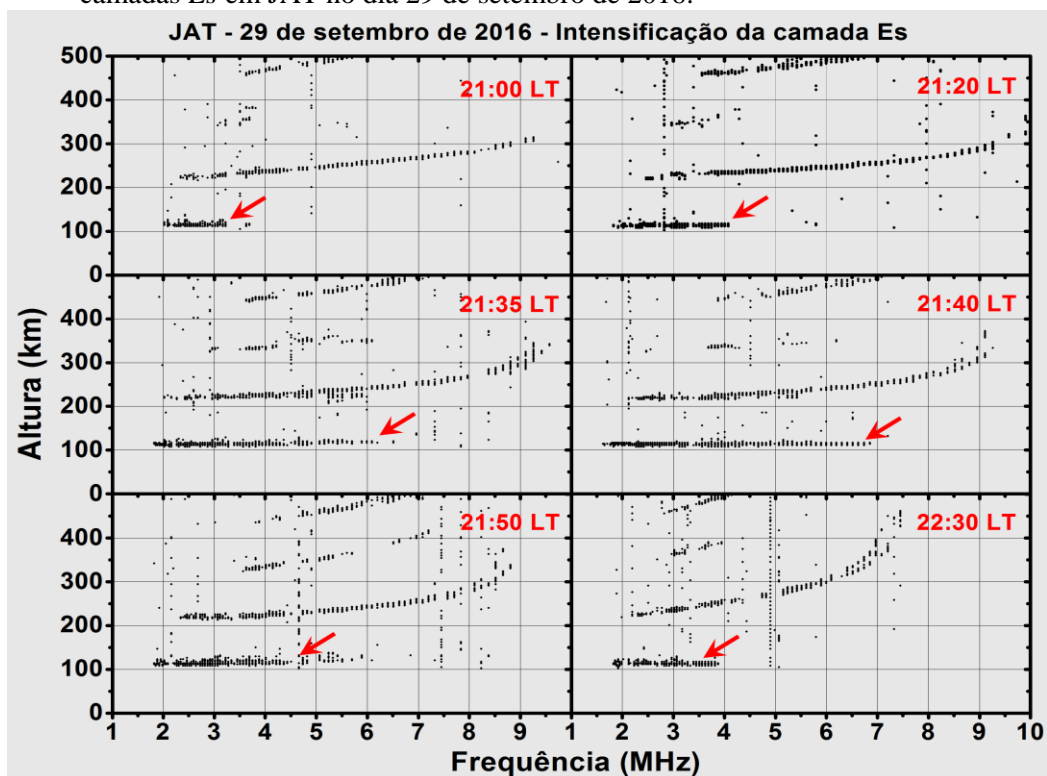
Fonte: Autor.

Figura A.8 - Sequência de ionogramas (entre 20:05 LT e 20:55 LT) mostrando a intensificação das camadas *Es* em SJC no dia 28 de setembro de 2016.



Fonte: Autor.

Figura A.9 - Sequência de ionogramas (entre 21:00 LT e 22:30 LT) mostrando a intensificação das camadas *Es* em JAT no dia 29 de setembro de 2016.



Fonte: Autor.

Conforme já mencionado, Batista e Abdu (1977) e, também, Abdu *et al.* (1981) mostraram que durante a fase de recuperação de tempestades magnéticas um aumento na densidade eletrônica estava associado à precipitação de partículas numa região de influência da AMAS. Nesse caso, eles estudaram a região de CXP, que fica próxima à estação de SJC por ~100 km. Os autores apresentaram evidências de que essa precipitação de partículas do cinturão de radiação de Van Allen pode ser uma fonte importante de aumento da ionização durante a noite. Ainda, eles identificaram que, associado aos aumentos de *ftEs* e *fbEs*, ocorreu a camada *Es<sub>a</sub>*. No entanto, no período estudado, a estação de CXP estava bem localizada sob o centro da anomalia geomagnética.

Acredita-se que a clara ausência da camada *Es<sub>a</sub>* pode ser primeiramente atribuída ao fato de tempestades geomagnéticas intensas/muito intensas não ocorrerem durante os períodos analisados. Além disso, com base nos estudos apresentados por autores anteriores (ABDU; BATISTA, 1977; RESENDE, 2014), parece que a ocorrência de camadas *Es<sub>a</sub>* pode depender da localização da região central do fluxo máximo de partículas. Embora as estações de JAT e SJC estejam localizadas dentro da região influenciada pela AMAS, com a deriva secular para oeste da anomalia geomagnética, a região central possivelmente se deslocou para a região da Argentina, o que seria uma explicação da ausência das camadas *Es<sub>a</sub>* em nossas observações.

Nos dois casos mostrados aqui, foi possível observar evidências de fontes de ionização da região E induzida por partículas energéticas em torno da região da AMAS associada com a atividade geomagnética, principalmente em JAT. O traço espalhado em alguns horários parece ser a junção dos mecanismos do cisalhamento de ventos e da precipitação de partículas. Em outras palavras, sugere-se que os aumentos da densidade eletrônica da camada *Es* estão associados à redistribuição de ionização acionada pelo mecanismo de cisalhamento do vento com a possibilidade de uma ionização adicional devido à precipitação de partículas. Em relação ao aumento de densidade eletrônica observados nos ionogramas durante períodos perturbados, sugere-se futuramente uma investigação mais aprofundada, considerando uma quantidade maior de dados.

## APÊNDICE B - FREQUÊNCIA ABSOLUTA DAS CAMADAS $E_s$ EM JAT E SJC NOS MESES DE ABRIL, JUNHO, SETEMBRO E DEZEMBRO DE 2016

Na Tabela B.1 é mostrada a frequência absoluta das camadas  $E_s$  nos quatro meses analisados. Esses valores foram utilizados para determinar a ocorrência mensal das camadas  $E_s$  (mostradas na Tabela 9), através da razão entre a quantidade de camadas  $E_s$  (frequência absoluta) observadas (mostradas na Tabela B.1) em relação à quantidade de ionogramas disponíveis dentro de cada mês (mostradas na Tabela 8).

Tabela B.1 - Frequência absoluta das  $E_s$  observadas em JAT e SJC, por tipo, nos meses de abril, junho, setembro e dezembro de 2016.

| Frequência absoluta das $E_s$ - JAT |              |              |              |            |              |
|-------------------------------------|--------------|--------------|--------------|------------|--------------|
| Período                             | $E_{sfl}$    | $E_{sc}$     | $E_{sh}$     | $E_{ss}$   | Total        |
| Abril                               | 1.817        | 924          | 345          | 29         | 3.115        |
| Junho                               | 1.405        | 622          | 598          | 46         | 2.671        |
| Setembro                            | 1.048        | 274          | 330          | 11         | 1.663        |
| Dezembro                            | 1.390        | 472          | 252          | 4          | 2.118        |
| <b>Total</b>                        | <b>5.660</b> | <b>2.292</b> | <b>1.525</b> | <b>90</b>  | <b>9.567</b> |
| Frequência absoluta das $E_s$ - SJC |              |              |              |            |              |
| Período                             | $E_{sfl}$    | $E_{sc}$     | $E_{sh}$     | $E_{ss}$   | Total        |
| Abril                               | 2.020        | 452          | 193          | 69         | 2.734        |
| Junho                               | 1.259        | 255          | 371          | 26         | 1.911        |
| Setembro                            | 1.403        | 48           | 70           | 13         | 1.534        |
| Dezembro                            | 1.807        | 379          | 239          | 03         | 2.428        |
| <b>Total</b>                        | <b>6.489</b> | <b>1.134</b> | <b>873</b>   | <b>111</b> | <b>8.607</b> |

Fonte: Autor.

## APÊNDICE C – OCORRÊNCIA E PESOS DAS *Es* EM JAT NO MÊS DE ABRIL

Na Tabela C.1 é mostrada a quantidade de ionogramas disponíveis, o peso horário (PH), a ocorrência horária (OH) (em porcentagem) das *Es* e o produto da ocorrência horária pelo peso horário, em cada hora no mês de abril em JAT. Esses valores foram utilizados para determinar a média ponderada mensal das camadas *Es* cuja forma de obtenção consta no Apêndice C. Para os outros meses (não mostrados) a determinação da média ponderada mensal foi feita de forma análoga.

Tabela C.1 – Quantidade de ionogramas disponíveis, pesos e ocorrência (em porcentagem), em cada hora, das camadas *Es* observadas em JAT no mês de abril de 2016.

| Horário | Ionogramas Disponíveis | Peso Horário | Ocorrência Horária | (Ocorrência Horária) x (Peso Horário) |
|---------|------------------------|--------------|--------------------|---------------------------------------|
| 00-01   | 348                    | 0,041271     | 6,9540             | 0,6997                                |
| 01-02   | 348                    | 0,041271     | 27,5862            | 1,1385                                |
| 02-03   | 348                    | 0,041271     | 17,8161            | 0,7353                                |
| 03-04   | 348                    | 0,041271     | 28,1609            | 1,1622                                |
| 04-05   | 348                    | 0,041271     | 27,0115            | 1,1148                                |
| 05-06   | 348                    | 0,041271     | 34,1954            | 1,4113                                |
| 06-07   | 348                    | 0,041271     | 22,4138            | 0,9250                                |
| 07-08   | 348                    | 0,041271     | 17,5287            | 0,7234                                |
| 08-09   | 343                    | 0,040679     | 26,2391            | 1,0674                                |
| 09-10   | 344                    | 0,040797     | 31,9767            | 1,3046                                |
| 10-11   | 348                    | 0,041271     | 45,6897            | 1,8857                                |
| 11-12   | 348                    | 0,041271     | 52,2989            | 2,1584                                |
| 12-13   | 345                    | 0,040916     | 57,3913            | 2,3482                                |
| 13-14   | 348                    | 0,041271     | 59,7701            | 2,4668                                |
| 14-15   | 346                    | 0,041034     | 65,3179            | 2,6803                                |
| 15-16   | 348                    | 0,041271     | 62,9310            | 2,5972                                |
| 16-17   | 358                    | 0,042457     | 47,4860            | 2,0161                                |
| 17-18   | 360                    | 0,042695     | 39,1667            | 1,6722                                |
| 18-19   | 360                    | 0,042695     | 63,3333            | 2,7040                                |
| 19-20   | 360                    | 0,042695     | 43,6111            | 1,8620                                |
| 20-21   | 360                    | 0,042695     | 27,7778            | 1,1860                                |
| 21-22   | 360                    | 0,042695     | 25,0000            | 1,0674                                |
| 22-23   | 360                    | 0,042695     | 28,6111            | 1,2215                                |
| 23-24   | 360                    | 0,042695     | 18,6111            | 0,7946                                |
| Total   | 8432                   | 1,000000     | -                  | 36,9426                               |

Fonte: Autor.

## APÊNDICE D – CÁLCULO DA MÉDIA PONDERADA DAS CAMADAS *Es*

### D.1 CÁLCULO DA MÉDIA PONDERADA MENSAL DAS CAMADAS *Es*

Para determinar a média ponderada (MP) dos meses, foram seguidas as seguintes etapas:

- a) Foi utilizada a ocorrência horária (OH) das camadas *Es* (utilizada na Figura 35), conforme mostrada na Tabela C.1 para JAT no mês de abril (para os outros meses foi feita de forma análoga).
- b) Foi obtido o peso horário (PH) (mostrados na Tabela C.1 para JAT no mês de abril) através da razão entre a quantidade de ionogramas disponíveis, em cada hora, em relação à quantidade de ionogramas disponíveis no mês.
- c) Foi determinado o somatório dos produtos das ocorrências horárias pelos pesos horários, ou seja,  $\sum(OH \times PH)$ .
- d) Foi obtido o somatório dos pesos horários ( $\sum PH$ ).
- e) Finalmente, foi determinado o quociente entre o somatório dos produtos das ocorrências horárias pelo peso horário (item c) pelo somatório dos pesos horários (item d), conforme equação (54) da média ponderada.

$$MP = \frac{\sum(OH \times PH)}{\sum PH} . \quad (54)$$

### D.2 CÁLCULO DA MÉDIA PONDERADA MENSAL POR TIPO DE CAMADA *Es*

Para determinar a média ponderada por tipo de camada *Es* (MPT) ao longo dos meses, foram seguidas as seguintes etapas:

- a) Foi utilizada a ocorrência mensal (OM) por tipo de camada *Es* (mostrada na Tabela 9).
- b) Foi obtido o peso mensal (PM) através do quociente entre a quantidade de ionogramas disponíveis em cada mês e o somatório da quantidade de ionogramas disponíveis nos quatro meses (mostrados na Tabela 8).
- c) Foi determinado o somatório dos produtos da ocorrência mensal pelo seu respectivo peso mensal, ou seja,  $\sum(OM \times PM)$ .
- d) Foi obtido o somatório dos pesos mensais ( $\sum PM$ ).

- e) Finalmente, foi determinado o quociente entre o somatório dos produtos das ocorrências mensais pelos pesos mensais (item c) pelo somatório dos pesos mensais (item d), conforme equação (55) da média ponderada.

$$MPT = \frac{\sum(OM \times PM)}{\sum PM} . \quad (55)$$