



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2015/01.28.15.49-TDI

VARIAÇÕES LONGITUDINAIS DOS CAMPOS ELÉTRICOS DO ELETROJATO EQUATORIAL NO SETOR AMERICANO

Juliano Moro

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciência do Ambiente Solar Terrestre, orientada pelos Drs. Clezio Marcos de Nardin, e Nelson Jorge Schuch, aprovada em 23 de fevereiro de 2015.

URL do documento original:

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

INPE
São José dos Campos
2015

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

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

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Amauri Silva Montes - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espaciais (ETE)

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

Dr. Joaquim José Barroso de Castro - Centro de Tecnologias Espaciais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos
(CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

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

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

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

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

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

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



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2015/01.28.15.49-TDI

VARIAÇÕES LONGITUDINAIS DOS CAMPOS ELÉTRICOS DO ELETROJATO EQUATORIAL NO SETOR AMERICANO

Juliano Moro

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciência do Ambiente Solar Terrestre, orientada pelos Drs. Clezio Marcos de Nardin, e Nelson Jorge Schuch, aprovada em 23 de fevereiro de 2015.

URL do documento original:

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

INPE
São José dos Campos
2015

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Moro, Juliano.

M828v Variações longitudinais dos campos elétricos do eletrojato equatorial no setor americano / Juliano Moro. – São José dos Campos : INPE, 2015.

xxx + 141 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2015/01.28.15.49-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciência do Ambiente Solar Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2015.

Orientadores : Drs. Clezio Marcos de Nardin, e Nelson Jorge Schuch.

1. Campos Elétricos. 2. Região E equatorial. 3. Radar coerente. 4. Eletrojato equatorial. I.Título.

CDU 550.371(160.20)

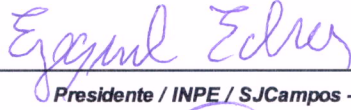


Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

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

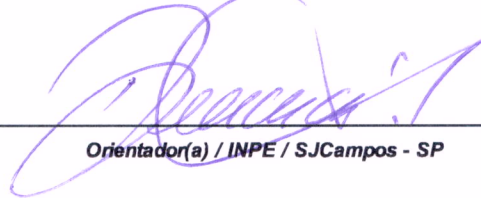
Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em
**Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente
Solar-Terrestre**

Dr. Ezequiel Echer



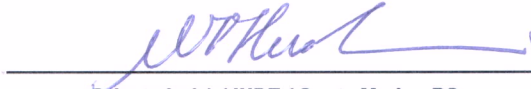
Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Clezio Marcos De Nardin



Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Nelson Jorge Schuch




Orientador(a) / INPE / Santa Maria - RS

Dr. Polinaya Muralikrishna



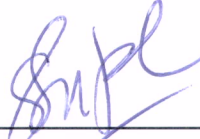
Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. José Humberto Andrade Sobral



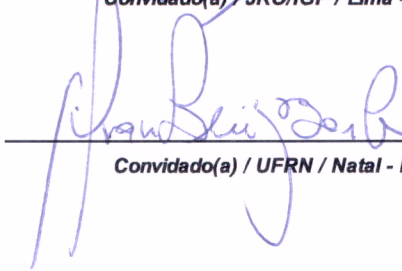
Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Danny Scipion



Convidado(a) / JRO/IGP / Lima - PE

Dr. Gilvan Luiz Borba



Convidado(a) / UFRN / Natal - RN

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Juliano Moro**

São José dos Campos, 23 de Fevereiro de 2015

DESIDERATA

“Caminha placidamente em meio ao ruído e à pressa e pensa na paz que pode existir no silêncio. Mantém boas relações com todas as pessoas, a qualquer preço, menos o da tua abdicação. Fala a tua verdade com serenidade e clareza; e escuta os outros, mesmo os enfadonhos e os ignorantes, pois eles também têm a sua história. Evita as pessoas espalhafatosas e agressivas: elas causam vexames ao espírito. Se te comparas com os outros, podes tornar-te vaidoso ou amargo; porque encontrarás sempre pessoas de mais e de menos importância do que tu. Deleita-te com as tuas realizações bem como os teus planos. Conserva-te interessado em tua própria carreira, por mais humilde que ela seja; é um bem real em meio às fortunas transitórias do tempo. Sê cauteloso em teus negócios; porque o mundo está cheio de trapagens. Mas não permitas que isso te faças cego às virtudes; muitas pessoas lutam em prol de altos ideais; e por toda a parte a vida está plena de heroísmo. Sê tu mesmo. Especialmente, não finjas afeições. Não sejas cínico no amor; porque, apesar de toda aridez e desencanto, ele é perene como a relva. Aceita com indulgência o conselho da idade, renunciando com graça às coisas da mocidade. Alimenta a fortidão de espírito para que ela te sirva de escudo contra uma súbita desventura. Não te angusties, porém, ante coisas imaginárias. Muitos medos nascem da fadiga e da solidão. À parte uma sensível disciplina, sê bondoso contigo mesmo. És um filho do universo, não menos que as árvores e as estrelas; tens o direito de estar aqui. E, quer compreendas isso quer não, o universo se vai expandindo como deve. Vive portanto em paz com Deus, seja qual for a idéia que d’Ele tenhas, e, sejam quais forem teus labores e aspirações na ruidosa confusão da vida, procura ficar em paz com a tua alma. Com todas as suas imposturas, lidas servis e sonhos desfeitos, este é ainda um belo mundo. Sê cauteloso. Esforça-te por ser feliz.”

MENSAGEM ENCONTRADA NA VELHA IGREJA DE SAINT PAUL, EM BALTIMORE,
E.U.A., E DATADA DE 1692.

Mandado traduzir, imprimir e divulgado por Mário de Almeida Lima.

A meus pais Alcides e Sili, à minha noiva Ana Lúcia.

AGRADECIMENTOS

A GRADEÇO a Força que rege o Universo pelas oportunidades que surgiram ao longo da minha vida, em especial a oportunidade de iniciar e concluir uma Tese de Doutorado no Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial do INPE. A trajetória que percorri proporcionou-me conhecimentos em diversos níveis, do científico ao aprendizado do dia a dia, que exigiram persistência e superação. Esta Tese de Doutorado é de minha responsabilidade, entretanto, sem o inestimável apoio de algumas pessoas o trabalho certamente não chegaria ao seu êxito. Registro aqui a minha mais profunda gratidão a todas essas pessoas, e faço questão de agradecer explicitamente a algumas delas.

A minha família pelo apoio contínuo e incondicional nestes anos que estive ausente da cidade de Santa Maria, RS. Agradeço profundamente a minha mãe **Sili Maria Petine Moro** e meu pai **Alcides Stradioto Moro** que sempre acreditaram em mim, e não mediram esforços para que eu pudesse estudar.

A minha noiva **Ana Lúcia Anversa Segatto**, uma pessoa que admiro muito. Muito obrigado pelo seu amor, compreensão pelos momentos em que decidimos colocar o nosso sonho de sermos Cientistas em primeiro lugar, pelos incentivos e por estar sempre do meu lado, mesmo quando estamos longe.

Agradeço de forma especial aos meus orientadores **Dr. Clezio Marcos De Nardin** e **Dr. Nelson Jorge Schuch**, meu mentor, pelas orientações e ensinamentos ao longo desses anos, desde de a Iniciação Científica & Inovação que iniciou em 2007, Mestrado em 2011, e agora a conclusão do Doutorado em Geofísica Espacial. Muito obrigado pelos incentivos e por vocês abrirem caminhos para a minha jornada pelo mundo da Ciência.

Ao meu sobrinho **Pietro Fernando Moro** pela amizade e por estar sempre presente, mesmo distante, sempre demonstrando carinho e preocupação.

Ao amigo **Marcos Vinícius Dias Silveira** pela amizade, companheirismo e pelos anos de convivência desde o curso de Física da UFSM.

Ao amigo **Daniel Casetta Cintra** pela amizade, companheirismo, e principalmente pela disposição em me acompanhar por mais de 1.000 quilômetros nos treinos de corridas ao longo desses anos.

Aos amigos **Laysa Resende**, **Ângela Valentim** e **Sony Su Chen** pelos bons e valiosos momentos que estive na companhia de vocês, principalmente nas discussões sobre Física da Ionosfera. Aos demais amigos e colegas egressos da UFSM e que moram em São José dos Campos e do Curso de Geofísica Espacial pela amizade e apoio ao longo desses anos.

Aos membros da Banca Examinadora por aceitarem o convite para avaliar este trabalho de pesquisa, e aos pesquisadores da Divisão de Aeronomia que participaram no desenvolvimento da Tese através de discussões e sugestões ao longo desses anos.

Aos pesquisadores, engenheiros e técnicos do Radio Observatório de Jicamarca (ROJ), que contribuíram significativamente para o desenvolvimento do trabalho durante os três meses de estágio em Jicamarca - Lima/Peru. Aproveito para agradecer, em especial, ao **Dr. Danny Scipion** e **Dr. Marco Milla** pelas discussões realizadas durante o desenvolvimento do Projeto de Pesquisa no ROJ.

Ao **Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq/MCTI)** pelo suporte financeiro através do Projeto nº **153523/2012-3**, à **Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES/MEC)** pelo auxílio financeiro na participação de congressos nacionais e internacionais, e ao **Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE/MCTI)** pela oportunidade de estudo e a utilização de suas instalações.

Finalmente, agradeço a todo o Brasileiro (a) que com a pesada carga de impostos que paga financiou toda a minha formação-educação, do Ensino Básico até o Doutorado em Instituições Públicas de excelente qualidade no Brasil, muitas vezes sem poder prover o mesmo aos próprios filhos.

São José dos Campos, 20 Janeiro de 2015.

RESUMO

O trabalho apresenta as variabilidades longitudinais e sazonais dos campos elétricos do Eletrojato Equatorial nas costas Leste (Brasil, Observatório de São Luís do Maranhão - OSL, $2,33^\circ$ S, $44,2^\circ$ O, 5° S dip) e Oeste (Peru, Rádio Observatório de Jicamarca - ROJ, $11,95^\circ$ S, $76,87^\circ$ O, $0,9^\circ$ N dip) ao longo do equador magnético na América do Sul, caracterizadas por diferentes ângulos de declinação magnética. As componentes zonal e vertical do campo elétrico são inferidas através da velocidade de deslocamento Doppler das irregularidades do Tipo II obtida de dados do radar de retro espalhamento coerente de 50 MHz (RESCO) instalado no OSL e do *Jicamarca Unattended Long-term Investigations of the Ionosphere and Atmosphere* (JULIA) instalado e operacional no ROJ durante o último mínimo solar (entre 2001 e 2009 em OSL e entre 2006 e 2010 no ROJ). Um modelo de condutividade integrado ao longo das linhas de campo geomagnético foi desenvolvido para se obter as condutividades nos setores brasileiro e peruano. O modelo considera a ionosfera e a atmosfera neutra composta por multi espécies e usa os modelos IRI-2007, MISIS-2000 e IGRF-11 como parâmetros de entrada para a ionosfera, atmosfera neutra e campo geomagnético, respectivamente. Os principais resultados do estudo mostram que (1) os campos elétricos são mais intensos no ROJ do que no OSL. (2) O campo elétrico é máximo no verão no OSL, porém é máximo durante equinócios no ROJ. A relação sazonal dos campos elétricos em cada observatório é controlada pelo ângulo de declinação magnética em cada estação ($-20,4^\circ$ no OSL e $-0,8^\circ$ no ROJ), que determina a variação sazonal do por do Sol nas regiões E ionosférica conjugadas. (3) A magnitude dos campos elétricos do Eletrojato Equatorial é mais variável com a estação do ano e ciclo solar no OSL do que no ROJ.

LONGITUDINAL VARIATION OF THE ELECTRIC FIELDS FROM EQUATORIAL ELECTROJET IN THE AMERICAN SECTOR

ABSTRACT

The work presents longitudinal and seasonal variabilities of the Equatorial Electrojet electric fields in the East (Brazil, São Luís Observatory - OSL, 2,33° S, 44,2° W, 5° S dip latitude) and West (Peru, Jicamarca Radio Observatory - ROJ, 11,95° S, 76,87° W, 0.9° N dip latitude) coasts along the magnetic equator in the South American, characterized by different magnetic declination angles. The zonal and vertical electric field components are inferred from the Doppler shifts of Type II echoes detected by the 50 MHz backscatter coherent (RESCO) radar at OSL and the Jicamarca Unattended Long-term Investigations of the Ionosphere and Atmosphere (JULIA) at ROJ during the last solar minimum (from 2001 to 2009 at OSL and from 2006 to 2010 at ROJ). A magnetic field-line integrated conductivity model was developed to provide the conductivities in the Brazilian and Peruvian sectors. The model considers a multi-species ionosphere and a multi-species neutral atmosphere, and uses the IRI-2007, the MISIS-2000 and the IGRF-11 models as input parameters for ionosphere, neutral atmosphere and geomagnetic field, respectively. The main results of this study show that (1) the electric fields are strongest at ROJ compared to the OSL. (2) The electric fields have maxima in summer at OSL, but it has maxima in equinoxes at ROJ. This seasonal behavior of the electric fields at each station are controlled by the magnetic declination angle at that station (-20.4° at OSL and -0.8° at ROJ), which determines the seasonal variation of the sunset times at its conjugated ionospheric E layers. (3) The magnitude of the equatorial electrojet electric fields is more variable with seasonal and solar cycle over OSL than over ROJ.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Perfis diurnos das temperaturas das partículas neutras (T_n), íons (T_i), elétrons (T_e) e densidade eletrônica entre 60 km e 1.000 km de altura. Os perfis referem-se ao dia 07 de fevereiro de 2001, às 12 h (hora local), para as coordenadas geográficas do Observatório de São Luís do Maranhão, Brasil. Os perfis foram obtidos com os modelos empíricos IRI-2007 e MSIS-2000.	6
2.2 Porcentagem dos íons entre 60 km e 1.000 km de altura para o dia 07 de fevereiro de 2001, às 12 h (hora local), para as coordenadas geográficas do Observatório de São Luís do Maranhão, Brasil. Os perfis foram obtidos com o modelo IRI-2007.	8
2.3 Geometria do campo magnético em coordenadas geográficas. Norte, Oeste e para cima correspondem as coordenadas cartesianas x , y e z , respectivamente. A intensidade total do campo magnético é \vec{B} , e a componente horizontal é H . O ângulo de inclinação é I (DIP) e a declinação magnética é D	10
2.4 Ilustração do sistema de corrente Sq durante o dia e noite.	19
2.5 Diagrama esquemático do dínamo da região E. A seta azul representa a componente Ey e a vermelha a componente vertical do campo elétrico. As setas em preto exibem as direções e intensidades das correntes elétricas. 20	20
2.6 Variação da intensidade diurna da componente H em função da latitude. 22	22
2.7 Representação simplificada da instabilidade de deriva de gradiente que causa as irregularidades do Tipo II.	29
3.1 Diagrama espaço-tempo que contém os pulsos transmitidos e os ecos recebidos representados pelas linhas diagonais paralelas ascendentes e descendentes, respectivamente.	37
3.2 Exemplo da variação das componentes em fase e em quadratura e do espectro de potência obtido através da análise espectral de Fourier. Os dados referem-se ao dia 06 de dezembro de 2000, às 14 h 07 min 06 s (hora local) para 107,8 km de altura, para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	43

3.3	Exemplo do ajuste de duas curvas Gaussianas (linha azul tracejada) a um espectro de potência simulado (linha preta). O centro de distribuição de frequência (f_D) para cada uma das duas curvas está indicado pelas linhas vermelhas verticais, enquanto que a largura de cada Gaussiana a meia potência está indicada pelas linhas rosas verticais. O nível de ruído do espectro simulado está indicado pela linha verde horizontal e a área amarela determinada a soma das áreas das duas curvas Gaussianas.	45
3.4	Perfis das frequências de colisão íons-neutros (ν_{in}) e elétrons-neutros (ν_{en}) entre 90 km e 130 km de altura. Os perfis referem-se ao dia 07 de fevereiro de 2001, às 12 h (hora local), para as coordenadas geográficas do radar RESCO. A linha fina representa o perfil da frequência de colisão íons-neutros e a linha grossa representa o perfil da frequência de colisão elétrons-neutros.	51
3.5	Variação da componente vertical E_z em 105,1 km de altura entre 8 h e 18 h do dia 07 de fevereiro de 2001, para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	52
3.6	Mapas das condutividades locais Hall (a), Pedersen (b) e a razão entre as duas (c) modeladas entre 90 km e 130 km de altura entre 8 h e 18 h do dia 07 de fevereiro de 2001, para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	53
3.7	Esboço das linhas de campo magnético entre 90 km e 125 km de altura. A linha pontilhada representa a localização do equador magnético e a linha tracejada indica e a coordenada geográfica do radar RESCO.	55
3.8	Perfis da razão Σ_H / Σ_P modeladas entre 90 km e 130 km de altura, às 12 h (hora local), para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	56
3.9	Variação da componente vertical E_y em 105,1 km de altura entre 8 h e 18 h do dia 07 de fevereiro de 2001, para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	57
4.1	Ajuste linear entre $E_{y_{0,9}}$ e $E_{y_{REF}}$ em 105,1 km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	61
4.2	Valor médio e variabilidade diária do campo elétrico devido a variações nos parâmetros dos modelos IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11 para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	70

5.1	Mapa com as localizações do Observatório de São Luís do Maranhão/INPE/MCTI - Brasil (OSL) e do Rádio Observatório de Jicaramarca/IGP - Peru (ROJ), bem como as localizações do equador geomagnético em 2001 representada pela linha vermelha e em 2010 representada pela linha azul, providas pelo modelo IGRF-11.	74
5.2	Variação dos valores médios diários das componentes Ey e Ez com a hora local entre 2001 e 2009 para as coordenadas geográficas do radar RESCO (pontos pretos) e variação do ângulo DIP (linha verde) entre 2001 e 2009.	76
5.3	Variação dos valores médios diários das componentes Ey e Ez com a hora local entre 2006 e 2010 para as coordenadas geográficas do radar JULIA (pontos pretos) e variação do ângulo DIP (linha verde) entre 2006 e 2010.	77
5.4	À esquerda: média horária de Ey e Ez em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO. À direita: média e erro médio de Ey e Ez para as mesmas alturas.	81
5.5	À esquerda: média horária de Ey e Ez em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA. À direita: média e erro médio de Ey e Ez para as mesmas alturas.	82
5.6	Ocorrências das irregularidades do Tipo I (barra preta) e II (barra cinza) com a altura detectadas pelo radar RESCO nos dias geomagneticamente calmos entre 2001 e 2009.	87
5.7	Componente Ez inferida para um dia de referência de cada ano entre 2001 e 2009, para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	90
5.8	Variação sazonal das componentes $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	92
5.9	Variação sazonal das componentes $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ para as coordenadas geográficas do radar JULIA.	94
5.10	Variação do fluxo solar F10.7 entre 2001 e 2010.	98
5.11	Variação de $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ para alto, médio e baixo fluxo solar para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	101
5.12	Componente Bz, índices AE e SYM/H e componentes Ey e Ez no OSL no dia 28 de maio de 2003.	104
5.13	Componente Bz, índices AE e SYM/H e componentes Ey e Ez no OSL no dia 29 de maio de 2003.	105
5.14	Componente Bz, índices AE e SYM/H e componentes Ey e Ez no OSL no dia 30 de maio de 2003.	106

A.1	Representação esquemática dos passos seguidos para inferir as componentes zonal e vertical do campo elétrico do Eletrojato Equatorial.	127
B.1	À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2001. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.	129
B.2	À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2002. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.	130
B.3	À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2003. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.	131
B.4	À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2004. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.	132
B.5	À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2005. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.	133
B.6	À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2006. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.	134
B.7	À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2009. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.	135
C.1	À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2006. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.	137

C.2	À esquerda: média horária de Ey e Ez em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2007. À direita: média e erro médio de Ey e Ez para as mesmas alturas e ano.	138
C.3	À esquerda: média horária de Ey e Ez em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2008. À direita: média e erro médio de Ey e Ez para as mesmas alturas e ano.	139
C.4	À esquerda: média horária de Ey e Ez em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2009. À direita: média e erro médio de Ey e Ez para as mesmas alturas e ano.	140
C.5	À esquerda: média horária de Ey e Ez em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2010. À direita: média e erro médio de Ey e Ez para as mesmas alturas e ano.	141

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Variações nas componentes E_y e E_z devido ao modelo IRI-2007 para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	63
4.2 Variações nas componentes E_y e E_z devido ao modelo MSIS-2000 para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	65
4.3 Variações nas componentes E_y e E_z devido ao modelo IGRF-11 para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	68
4.4 Variações nas componentes E_y e E_z devido aos modelos IRI, MSIS e IGRF para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	69
5.1 Médias das componentes E_y e E_z entre 2001 e 2009 no OSL.	78
5.2 Médias das componentes E_y e E_z entre 2006 e 2010 no ROJ.	79
5.3 Componente zonal E_y estimada para a região E nos setores peruano, indiano e brasileiro.	83
5.4 $\langle E_y \rangle$ (mV/m) \pm $\langle Erro \rangle$ (mV/m) e $\langle E_z \rangle$ (mV/m) \pm $\langle Erro \rangle$ (mV/m) dos períodos de verão, equinócio e inverno por faixa de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	93
5.5 $\langle E_y \rangle$ (mV/m) \pm $\langle Erro \rangle$ (mV/m) e $\langle E_z \rangle$ (mV/m) \pm $\langle Erro \rangle$ (mV/m) dos períodos de verão, equinócio e inverno por faixa de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA.	95
5.6 $\langle E_y \rangle$ (mV/m) \pm $\langle Erro \rangle$ (mV/m) e $\langle E_z \rangle$ (mV/m) \pm $\langle Erro \rangle$ (mV/m) representativos dos períodos de alto, médio e baixo fluxo solar, por faixa de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO.	100

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AMAS	–	Anomalia Magnética da América do Sul
CHAMP	–	<i>Challenging Minisatellite Payload</i>
EEJ	–	Eletrojato Equatorial
IGP	–	<i>Instituto Geofísico del Perú</i>
IGRF	–	<i>International Geomagnetic Reference Field</i>
INPE	–	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
IPP	–	<i>Inter Pulse Period</i>
IRI	–	<i>International Reference Ionosphere</i>
JULIA	–	<i>Jicamarca Unattended Long-term Investigations</i> <i>of the Ionosphere and Atmosphere</i>
MCTI	–	Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação
MSIS	–	<i>Mass Spectrometer and Incoherent Scatter</i>
NOAA	–	<i>National Oceanic and Atmospheric Administration</i>
NRL	–	<i>US Naval Research Laboratory</i>
OSL	–	Observatório de São Luís do Maranhão
POGS	–	<i>Polar Orbit Geomagnetic Survey</i>
PRF	–	<i>Pulse Repetition Frequency</i>
RADAR	–	<i>Radio Detection and Ranging</i>
RESCO	–	Radar de Espalhamento Coerente
ROJ	–	Rádio Observatório de Jicamarca
VHF	–	<i>Very High Frequency</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

A	– Massa da Atmosfera Neutra
a	– Raio Médio da Terra (aproximadamente 6.371,2 km)
\vec{B}	– Vetor Campo Magnético
\vec{B}_{SW}	– Vetor Campo Magnético Interplanetário
Cs	– Velocidade Íon-acústica
$d\vec{\alpha}$	– Elemento Diferencial da Latitude Geomagnética
D	– Declinação Magnética
e	– Carga Elementar do Elétron
\vec{E}	– Vetor Campo Elétrico
\vec{E}_{SW}	– Vetor Campo Elétrico Interplanetário
Ey	– Componente Zonal do Campo Elétrico
Ey, z_{REF}	– Componente Zonal e Vertical do Dia de Referência, respectivamente
$Ey, z_{0,9}$	– Componente Zonal e Vertical com Decréscimo Artificial, respectivamente
$Ey, z_{1,1}$	– Componente Zonal e Vertical com Acréscimo Artificial, respectivamente
Ez	– Componente Vertical do Campo Elétrico
f_D	– Frequência de Deslocamento Doppler
f_{radar}	– Frequência de Operação do Radar
\vec{g}	– Vetor Aceleração da Gravidade
H	– Componente Horizontal do Campo Geomagnético
I (DIP)	– Ângulo de Inclinação Magnética
j	– Subíndice que Indica Partículas Carregadas
\vec{J}	– Vetor Densidade de Corrente Elétrica
$\vec{J}_{i,e}$	– Vetor Densidade de Corrente Elétrica de Íons e Elétrons, respectivamente
J_H	– Corrente Elétrica Hall
K_B	– Constante de Boltzmann
$l(N_j)$	– Taxa de Perdas da Espécie j
m_j	– Massas da Espécie j
$N_{e,j,n}$	– Densidade Eletrônica, da Espécie j e da Atmosfera Neutra, respectivamente
q_j	– Taxa de Produção da Espécie j
\vec{r}	– Vetor Posição do Elemento de Linha de Campo Geomagnético
r	– Distância Radial ao Centro da Terra
R	– Distância entre Radar e Alvo
t	– Tempo
$T_{i,e,n}$	– Temperatura dos Íons, Elétrons e Neutros, respectivamente
T_j	– Temperaturas da Espécie j
\vec{U}	– Vetor Velocidade do Vento Neutro
\vec{V}	– Vetor Velocidade Macroscópica Total
V_a	– Módulo da Velocidade de um Alvo
V_{DII}	– Velocidade de Deslocamento das Irregularidades do Tipo II
$\vec{V}_{i,e}$	– Vetor Velocidade dos Íons e Elétrons, respectivamente

\vec{V}_j	– Vetor Velocidade da Espécie j (Deriva de Plasma)
V_{SW}	– Vetor Velocidade do Vento Solar
V_ϕ	– Velocidade de Fase Eletrônica
x	– Coordenada Cartesiana Direcionada para o Norte Geográfico
y	– Coordenada Cartesiana Direcionada para o Oeste Geográfico
z	– Coordenada Cartesiana Direcionada Verticalmente para Cima
α	– Latitude Magnética
β	– Coeficiente de Recombinação
γ_κ	– Taxa de Crescimento da Instabilidade
$\delta\vec{E}$	– Vetor Campo Elétrico de Polarização Secundário
ϵ_0	– Permissividade Elétrica no Vácuo
ϵ	– Zero para Partículas Neutras, +1 para Íons e -1 para Elétrons
θ	– Ângulo de Sondagem do Radar
Θ	– Ângulo entre a Trajetória do Alvo e Radar
ι	– Co-latitude
$\vec{\kappa}$	– Vetor de Onda e Frequência
$\vec{\kappa}_\perp$	– Vetor de Onda Perpendicular a \vec{B}
$\vec{\kappa}_\parallel$	– Vetor de Onda Paralelo a \vec{B}
$\vec{\kappa}_i$	– Vetor de Onda de Rádio Incidente
$\vec{\kappa}_s$	– Vetor de Onda de Rádio Espalhado
$\vec{\kappa}_{med}$	– Vetor de Onda do Meio
λ_D	– Comprimento de Debye
λ_{irr}	– Escala de Comprimento de Onda de Irregularidades
λ_{radar}	– Comprimento de Onda do Radar
$\mu_{eH,P}$	– Mobilidade Hall e Pedersen dos Elétrons, respectivamente
$\mu_{i,e}$	– Mobilidade Elétrica para os Íons e Elétrons, respectivamente
$\mu_{i,e0}$	– Mobilidade Longitudinal dos Íons e Elétrons, respectivamente
$\mu_{iH,P}$	– Mobilidade Hall e Pedersen dos Íons, respectivamente
ν_{in}	– Frequência de Colisão Íons i e Neutros n
ν_{jn}	– Frequência de Colisão Partícula Carregada j e Neutros n
ρ	– Densidade de Cargas Elétricas
σ	– Tensor Condutividade Elétrica
$\sigma_{0,H,P}$	– Condutividade Local Longitudinal, Hall e Pedersen, respectivamente
$\Sigma_{H,P}$	– Condutividade Hall e Pedersen Integrada, respectivamente
τ	– Largura de Pulso
ϕ	– Variação da Excursão Angular Total
φ	– Longitude
ξ	– Ângulo de Espalhamento
Ψ	– Fator Anisotrópico
ω	– Frequência de Oscilação da Irregularidade
$\Omega_{i,e}$	– Girofrequência dos Íons e Elétrons, respectivamente
ω_κ	– Frequência Angular de Oscilação da Onda da Irregularidade

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivos	3
1.2 Motivação	4
2 ELETRODINÂMICA DA REGIÃO-E EQUATORIAL	5
2.1 Introdução	5
2.2 Campos Elétricos e Correntes Elétricas Ionosféricas	10
2.2.1 Equação do Movimento e Mobilidade Elétrica	11
2.2.2 Tensor de Condutividade Elétrica	16
2.2.3 Sistema de Correntes Sq	18
2.2.4 Dínamo da Região E e Eletrojato Equatorial	19
2.3 Irregularidades de Plasma do Eletrojato Equatorial	23
2.3.1 Relação de Dispersão das Irregularidades do EEJ	26
2.3.1.1 Instabilidade de Dois Feixes Modificada ou Farley-Buneman	28
2.3.1.2 Instabilidade de Deriva de Gradiente	29
2.4 Penetração de Campos Elétricos e Dínamo Perturbado	31
3 TÉCNICAS UTILIZADAS E MODELAGEM	35
3.1 Introdução	35
3.2 Descrição da Técnica e Equação do Radar	36
3.3 Radar de Espalhamento Coerente e o Efeito Doppler	39
3.4 Radares RESCO e JULIA	41
3.5 Campos Elétricos Obtidos de Espectros do Tipo II	43
3.6 Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada	47
3.7 Atualização do Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada	49
4 MODELOS IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11	59
4.1 Introdução	59
4.2 <i>International Reference Ionosphere</i> – IRI-2007	60
4.3 <i>Mass Spectrometer and Incoherent Scatter</i> – MSIS-2000	64
4.4 <i>International Geomagnetic Reference Field</i> – IGRF-11	66
4.5 Influência Simultânea dos Modelos Empíricos no Campo Elétrico	69

5	RESULTADOS – VARIAÇÕES LONGITUDINAIS DO CAMPO ELÉTRICO DO ELETROJATO EQUATORIAL NO SETOR AMERICANO	73
5.1	Introdução	73
5.2	Comparação dos Campos Elétricos do EEJ no Setor Americano: Variações em Longo Prazo no OSL e ROJ	75
5.3	Comparação dos Campos Elétricos do EEJ no Setor Americano: Variações no OSL e ROJ em Períodos com $K_p \leq 3$	80
5.4	Comparação dos Campos Elétricos do EEJ no Setor Americano: Variações Sazonais no OSL e ROJ com $K_p \leq 3$	91
5.5	Comparação dos Campos Elétricos do EEJ no Setor Americano: Variações com o Fluxo Solar F10.7 no OSL com $K_p \leq 3$	98
5.6	Estudo de Caso – Análise Durante Tempestade Geomagnética	102
6	PRINCIPAIS CONTRIBUIÇÕES, SUMÁRIO DE RESULTADOS, CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	107
6.1	Principais Contribuições	107
6.2	Sumário de Resultados	108
6.3	Conclusões	112
6.4	Trabalhos Futuros	112
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	113
	APÊNDICE A - Fluxograma Para Inferir o Campo Elétrico do EEJ	127
	APÊNDICE B - Médias Amostrais Anuais dos Campos Elétricos no OSL para 2001, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006 e 2009..	129
	APÊNDICE C - Médias Amostrais Anuais dos Campos Elétricos no ROJ para 2006, 2007, 2008, 2009 e 2010..	137

1 INTRODUÇÃO

O campo eletromagnético, conceito fundamental do Eletromagnetismo, é composto pelos campos elétrico e magnético. Cargas elétricas e variações temporais do campo magnético são as duas formas para gerar o campo elétrico, como mostram matematicamente as Leis de Gauss, [Equação 1.1](#), e de Indução de Faraday, [Equação 1.2](#), que fazem parte das Equações de Maxwell:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{e} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

em que \vec{E} [V/m] é o vetor campo elétrico, ρ [C/m³] é a densidade de cargas, ϵ_0 [C²N⁻¹m⁻²] é a permissividade elétrica no vácuo e \vec{B} [T] é o vetor campo magnético.

A ionosfera terrestre pode ser tratada como um plasma fracamente ionizado permeado por campos magnético e elétrico ([SCHUNK; NAGY, 2000](#)). A magnetização da ionosfera ocorre devido ao campo magnético da Terra e o campo elétrico tem origem de basicamente duas fontes distintas. A primeira é o movimento da atmosfera neutra através das linhas de campo magnético da Terra, e a segunda é a circulação do plasma magnetosférico causada pela interação do vento solar com o campo geomagnético. A primeira fonte domina a eletrodinâmica da ionosfera abaixo de aproximadamente 60° de latitude magnética, enquanto que a segunda predomina em altas latitudes ([GONZALES et al., 1979](#)). Contudo, há estudos que mostram que as regiões auroral e equatorial da ionosfera são acopladas principalmente durante períodos geomagneticamente perturbados, e apresentam características distintas de dias geomagneticamente calmos devido a alterações no padrão dos campos elétricos ([REDDY et al., 1981](#); [DENARDINI et al., 2004](#); [ABDU et al., 2006](#); [FEJER et al., 2007](#)).

A componente zonal do campo elétrico, E_y , causa uma corrente elétrica Hall vertical e uma corrente elétrica Pedersen para a direção Leste, entre aproximadamente 90 km e 140 km de altura, na região do equador magnético. Como a condutividade elétrica diminui drasticamente acima e abaixo dessa faixa de altura, a corrente Hall fica restrita e assim há uma intensificação de uma corrente elétrica para Leste conhecida como Eletrojato Equatorial (do inglês *Equatorial Electrojet* - EEJ). A componente E_y é o agente motor do EEJ e de suas irregularidades de plasma ([FORBES, 1981](#)).

Os campos elétricos equatoriais são temas de pesquisas desde meados da década de 1950. A maioria dos estudos foram desenvolvidos a partir das observações da deriva vertical de plasma da região F, por meio do radar de retro espalhamento incoerente de Jicamarca. No entanto, medidas com o radar de espalhamento incoerente não são realizadas em Jicamarca, ou em qualquer outro setor longitudinal, de forma regular e periódica. Em vista disso, os estudos mais recentes sobre campos elétricos têm utilizado técnicas indiretas para inferir as componentes do campo elétrico baseadas no retro espalhamento coerente das irregularidades de plasma do EEJ.

As abordagens atualmente utilizadas para calcular E_y utilizam o fato da velocidade de fase zonal das irregularidades do EEJ dependerem da velocidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ dos elétrons. Nesse caso, \vec{E} representa a componente de polarização vertical do campo elétrico, E_z , que está relacionada com E_y (RICHMOND, 1973). Balsley (1969a) foi o pioneiro em aplicar a técnica oblíqua, que consiste em sondar o EEJ com um feixe de radar largo e assim iluminar uma ampla faixa do EEJ no plano equatorial.

A técnica oblíqua foi adaptada e empregada no radar VHF¹ (do inglês, *Very High Frequency* - Frequência Muito Alta) em Thumba, Índia, por Reddy et al. (1987). O radar utilizado pelos autores possui um feixe relativamente estreito na direção Leste-Oeste com ângulo de elevação de 60°. Os autores conseguiram deduzir as alturas em que ocorriam retro espalhamentos a partir da distância (*range*), o que permitiu medir perfis de deriva do EEJ, que foram posteriormente modelados e utilizados como base para estimar a componente E_y .

A técnica interferométrica utiliza a medida de velocidade de fase de ondas de grande escala, da ordem de quilômetro, que se propagam diretamente sobre o radar e trás informação adicional sobre estruturas turbulentas do meio (KUDEKI et al., 1982). Hysell et al. (1997) estimaram o campo elétrico zonal através das medidas da velocidade zonal de ondas de larga escala obtidas por meio da metodologia de Reddy et al. (1987). Quando dados de ecos em 150 km estão presentes, podem-se utilizá-los para calibrar o campo elétrico (KUDEKI; FAWCETT, 1993). As técnicas oblíqua e interferométrica foram implementadas por meio do modo de operação coerente do radar de Jicamarca para inferir o campo elétrico zonal do EEJ por Hysell e Burcham (2000).

¹30 a 300 MHz

1.1 Objetivos

O Objetivo Geral da Tese de Doutorado é contribuir para uma melhor compreensão dos campos elétricos do EEJ com ênfase nas características observadas no Observatório de São Luís do Maranhão - OSL/Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE/MCTI, Brasil (coordenadas geográficas: 2,33° S, 44,2° O) e no Rádio Observatório de Jicamarca - ROJ/*Instituto Geofísico del Perú* - IGP, Peru (coordenadas geográficas: 11,95° S, 76,87° O) caracterizados por apresentarem inclinações e declinações magnéticas diferentes.

As componentes E_y e E_z do campo elétrico do EEJ são inferidas por meio da técnica oblíqua, a partir da análise dos dados do Radar de Espalhamento Coerente (RESCO) instalado no OSL e do sistema de antenas Yagi, que faz parte do modo de operação *Jicamarca Unattended Long-term Investigations of the Ionosphere and Atmosphere* (JULIA), instalado e operacional no ROJ obtidos entre 2001 e 2010. Ambos os sistemas realizam medidas da velocidade de propagação das irregularidades do plasma do EEJ em 50 MHz.

Para se atingir o objetivo geral, são abordadas as seguintes questões específicas relacionadas ao campo elétrico na costa Leste e Oeste da América do Sul:

- a) Como é a variação em longo prazo do campo elétrico em função do ângulo de inclinação do campo geomagnético?
- b) Como é a variação média anual, sazonal e com o fluxo solar F10.7 do campo elétrico durante períodos geomagneticamente calmos?
- c) Qual é a variação dos campos elétricos com o afastamento do EEJ da região brasileira?
- d) Qual é o comportamento do campo elétrico durante períodos geomagneticamente perturbados?

1.2 Motivação

A declinação magnética no OSL é 21° Oeste (para o ano de 2014), significativamente diferente do valor no ROJ que é 4° Leste (para o ano de 2014). Além disso, o equador magnético no setor brasileiro é caracterizado por mover-se para o Oeste, em relação ao solo, a uma taxa relativamente alta, o que não ocorre no setor peruano. Consequentemente, a inferência do campo elétrico do EEJ no OSL e ROJ dá a oportunidade inédita de estudá-los em longo prazo com relação a posição magnética do observatório, com a atividade solar, estações do ano e fluxo solar F10.7.

Para atingir os objetivos a Tese de Doutorado encontra-se estruturada da seguinte forma:

- O [Capítulo 2](#) apresenta os conceitos geofísicos relacionados à eletrodinâmica da região E equatorial, com ênfase nos campos elétricos, correntes elétricas ionosféricas e as irregularidades de plasma do EEJ;
- No [Capítulo 3](#) é feita a apresentação da instrumentação utilizada bem como as descrições da metodologia e modelagem da condutividade ionosférica utilizada no cálculo dos campos elétricos;
- No [Capítulo 4](#) discute-se os modelos empíricos IRI, MSIS e IGRF utilizados e as influências desses modelos no cálculo do campo elétrico.
- No [Capítulo 5](#) apresenta-se e discute-se os resultados dos campos elétricos à luz das questões que são os objetivos desta Tese de Doutorado; e
- No [Capítulo 6](#) são abordadas as principais contribuições deste trabalho de pesquisa, além das conclusões e as sugestões de estudos futuros.

2 ELETRODINÂMICA DA REGIÃO-E EQUATORIAL

Os aspectos teóricos da eletrodinâmica da região E equatorial, que é controlada por campos elétricos, são revisados neste Capítulo. A ionosfera terrestre, campos e correntes elétricas ionosféricas, bem como a teoria linear das irregularidades de plasma do Eletrojato Equatorial (EEJ) durante períodos geomagneticamente calmos são discutidos em primeiro lugar. Os conceitos de penetração de campos elétricos e dínamo perturbado são abordados para períodos geomagneticamente perturbados.

2.1 Introdução

O ambiente solar-terrestre, conhecido como geoespaço, é um ambiente de interações e fronteiras: interações entre a radiação solar e a atmosfera superior da Terra, entre o vento solar e o campo geomagnético, e entre o campo magnético interplanetário e o terrestre. As radiações eletromagnéticas e os feixes de partículas carregadas de origem solar ou galáctica ionizam os gases atmosféricos que envolvem a Terra e causam produção de plasma. Simultaneamente, o plasma produzido colide com os gases neutros da atmosfera e o processo de produção de ionização compete com processos de recombinação. O plasma resultante que envolve o planeta Terra, fracamente ionizado e que coexiste com o campo geomagnético e a atmosfera neutra, é conhecido como ionosfera. As densidades de íons e elétrons da ionosfera variam entre 10^9 m^{-3} e 10^{12} m^{-3} , que é uma quantidade suficiente para influenciar a rádio propagação - Telecomunicações (RISHBETH; GARIOTT, 1969; SCHUNK; NAGY, 2000).

Devido à influência da força de gravidade, a atmosfera e a ionosfera são, em primeira ordem, horizontalmente estratificadas. A estrutura da atmosfera pode ser discutida em termos do perfil de temperatura, enquanto que a ionosfera pode ser organizada em função da densidade eletrônica, como apresentada na Figura 2.1. Os perfis verticais típicos da temperatura das partículas neutras, T_n , dos íons, T_i , e dos elétrons, T_e , entre 60 km e 1.000 km de altura são mostrados na Figura 2.1 (a). Esses perfis foram obtidos com o modelo empírico *International Reference Ionosphere* (IRI) versão 2007, com o exceção do perfil de T_n , que foi obtido com o modelo empírico *Mass Spectrometer and Incoherent Scatter* (MSIS) versão 2000, ambos para as coordenadas geográficas do Observatório de São Luís do Maranhão - OSL/INPE/MCTI, Brasil, para o dia 07 de fevereiro de 2001 às 12 h (hora local). Esse dia é classificado como geomagneticamente calmo segundo o índice Kp (ROSTOKER, 1972) e é o dia de referência na análise dos resultados apresentados na Seção 5.6. O modelo IRI será descrito em maiores detalhes na Seção 4.2 e o modelo MSIS na Seção 4.3.

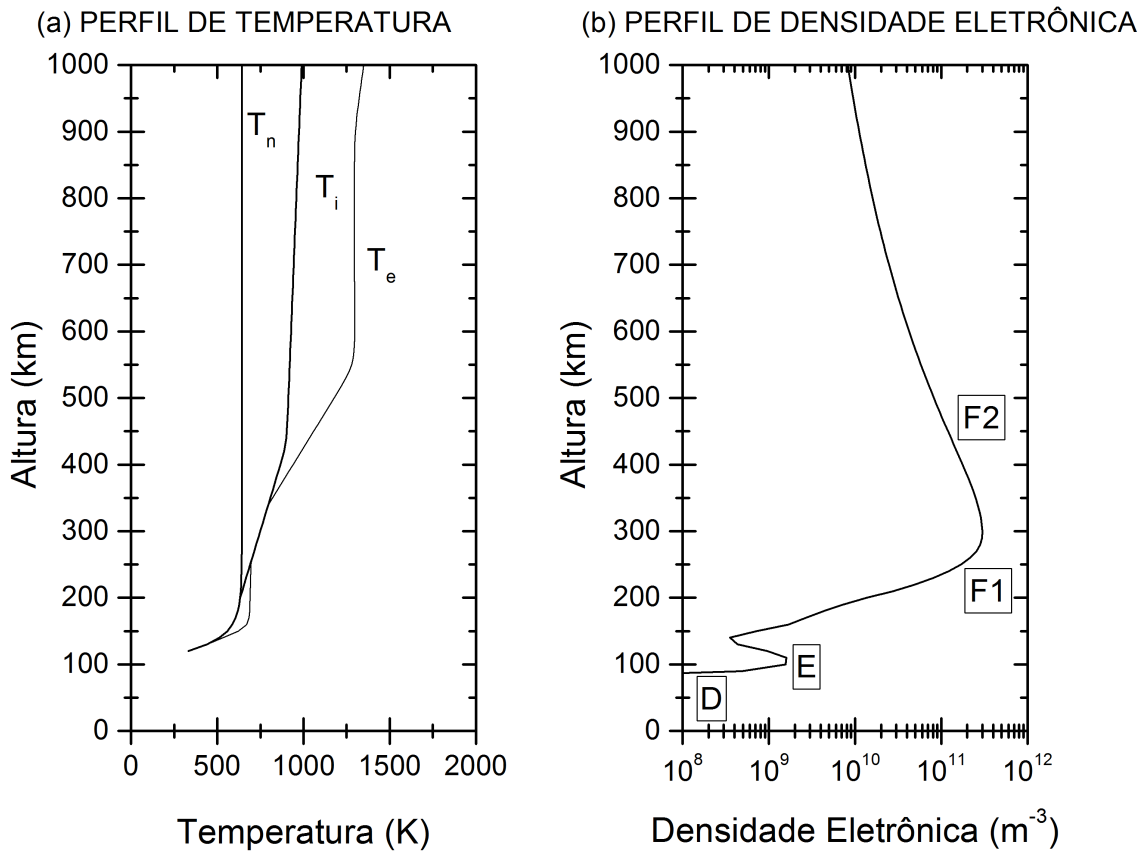


Figura 2.1 - Perfis diurnos das temperaturas das partículas neutras (T_n), íons (T_i), elétrons (T_e) e densidade eletrônica entre 60 km e 1.000 km de altura. Os perfis referem-se ao dia 07 de fevereiro de 2001, às 12 h (hora local), para as coordenadas geográficas do Observatório de São Luís do Maranhão, Brasil. Os perfis foram obtidos com os modelos empíricos IRI-2007 e MSIS-2000.

Os elétrons possuem maior condução térmica e, portanto, a temperatura eletrônica é geralmente mais alta que a temperatura iônica. Os íons são mais pesados, e interagem por meio de colisões mais intensas com o gás neutro. Assim, grande parte da energia dos íons é transferida para os nêutrons e a temperatura dos íons é menor. Tipicamente $T_e > T_i > T_n$. Porém, em altas latitudes pode-se encontrar situações em que $T_i > T_e$ devido ao aquecimento Joule dos íons (WALKER et al., 2002). Observa-se ainda que na baixa ionosfera, entre 90 km e 150 km, $T_e \approx T_i \approx T_n$.

O perfil vertical da densidade eletrônica entre 60 km e 1.000 km de altura é apresentado na Figura 2.1 (b). O limite inferior da ionosfera, em torno de 60 km, coincide com a região em que a ionização é produzida pelas radiações mais penetrantes, geralmente Raios-X e raios cósmicos. O limite superior pode ser definido pela interação do vento solar (o plasma que continuamente flui do Sol para o espaço interplane-

tário) com o campo magnético planetário/terrestre. A ionização produzida e a sua variabilidade dependem do ciclo solar e com mudanças no espectro de radiação do Sol (como ocorre durante as erupções solares - *solar flares*).

Os símbolos D, E, F1 e F2 da [Figura 2.1](#) (b) são usados para distinguir os processos físicos e químicos que governam o comportamento do plasma ionosférico em cada faixa de altura. A região D, abaixo de aproximadamente 90 km, é uma região de plasma fracamente ionizado controlada por processos químicos complexos, e as espécies dominantes são os íons moleculares e moléculas neutras. A sua ionização se dá principalmente pela fotoionização do óxido nítrico (NO) pela radiação Lyman- α , além de outros processos ionizantes devido aos Raios-X e raios cósmicos. As frequências de colisão entre elétrons, íons e partículas neutras são várias ordens de grandeza maior do que a girofrequência, de modo que a presença do campo geomagnético tem efeito secundário (SCHUNK; NAGY, 2000).

A região E está localizada entre aproximadamente 90 km e 150 km de altura. A permeabilidade às correntes elétricas e altas condutividades são características dessa região. Os principais íons primários da região E são o O_2^+ , N_2^+ e O^+ , e os íons mais abundantes são os O_2^+ e NO^+ . Os íons metálicos Fe^+ , Mg^+ , Ca^+ e Si^+ são encontrados devido a ablação de meteoros, e formam as camadas E esporádicas (Esq). Ambas as regiões D e E são controladas por processos fotoquímicos de produção e perda, com desprezíveis processos de transporte de plasma. A taxa de recombinação (perda) é proporcional, aproximadamente a N_e^2 , em que N_e representa a densidade eletrônica [partículas/m³] (HARGREAVES, 1992; SCHUNK; NAGY, 2000).

A região F é geralmente estudada durante o dia em termos das camadas F1, entre 150 km e 200 km, e F2, acima de 200 km. A principal fonte de ionização dessa região é a interação da radiação no extremo ultravioleta (EUV) com o oxigênio atômico (O) e o nitrogênio molecular (N_2). A camada F1 é definida por uma inflexão no perfil vertical da N_e , representativa do máximo de produção de íons por fotoionização, e é controlada por processos fotoquímicos. Uma vez que a taxa de recombinação é limitada pela reação de recombinação dissociativa, a taxa de perda é proporcional a N_e^2 . O transporte de plasma torna-se cada vez mais importante em maiores alturas, de modo que acima de aproximadamente 250 km predomina o regime de transporte, em que o campo geomagnético exerce influência essencial na distribuição de ionização na camada F2. O pico máximo de densidade eletrônica no perfil de distribuição vertical é devido aos efeitos combinados de difusão de plasma e processos fotoquímicos e iônicos. Acima desse pico a densidade eletrônica diminui exponencialmente com o

aumento da altura. Na ausência da fonte de ionização solar em períodos noturnos, as camadas F1 e F2 decaem devido as rápidas taxas das reações de recombinação dissociativa (SCHUNK; NAGY, 2000).

A variação percentual dos íons entre 60 km e 1.000 km de altura é apresentada na Figura 2.2. Esses perfis foram obtidos com o modelo empírico IRI-2007 para as coordenadas geográficas do OSL para o dia 07 de fevereiro de 2001, às 12 h.

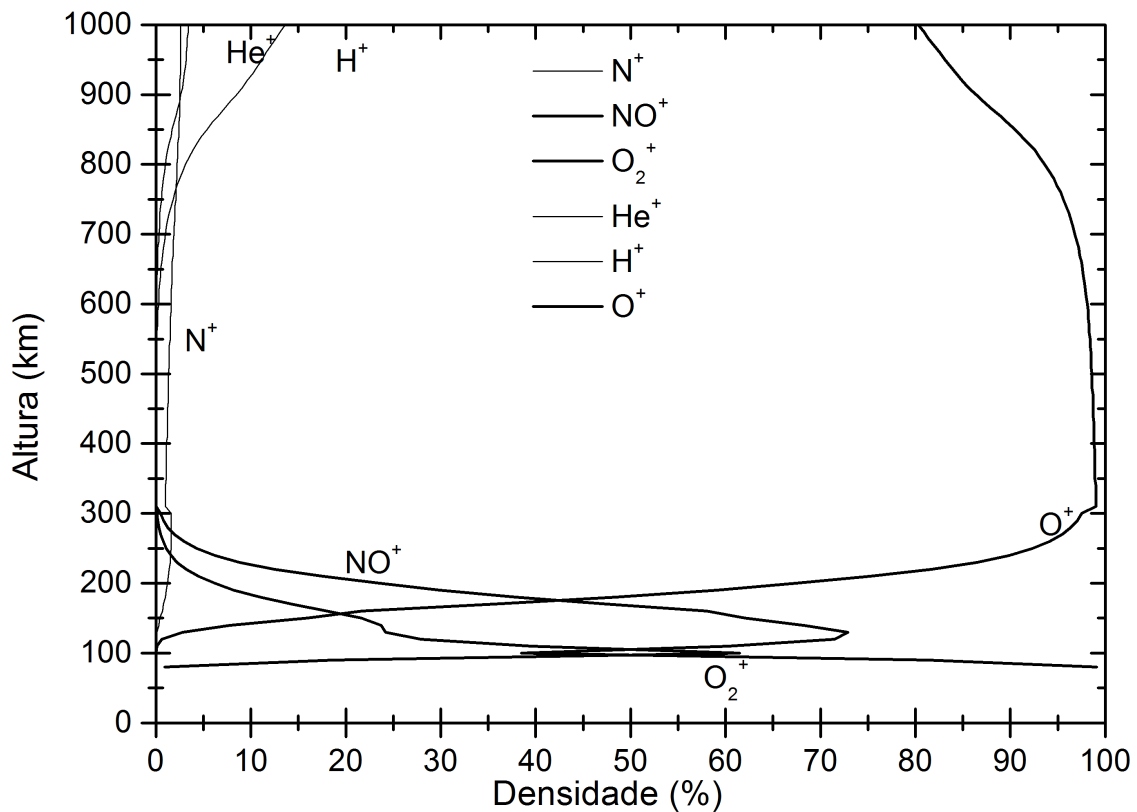


Figura 2.2 - Porcentagem dos íons entre 60 km e 1.000 km de altura para o dia 07 de fevereiro de 2001, às 12 h (hora local), para as coordenadas geográficas do Observatório de São Luís do Maranhão, Brasil. Os perfis foram obtidos com o modelo IRI-2007.

A fotoionização é o principal processo de produção de elétrons e íons em médias e baixas latitudes. A radiação solar na faixa do ultravioleta (ou com o comprimento de onda menor que 100 nanômetros, como os Raios-X) ioniza as moléculas neutras da atmosfera. O excesso de energia do fóton é transformado em energia cinética do par elétron-íon produzido, e o restante da energia de ionização é eventualmente transformada em calor ou radiação eletromagnética (luminescência) após recombinação.

A precipitação de partículas energéticas é outro mecanismo de produção de elétrons e íons em altas latitudes, principalmente durante tempestades magnéticas. Os íons e elétrons são produzidos por colisões entre partículas energéticas que penetram na atmosfera com as moléculas (ou átomos) da atmosfera neutra. Esse tipo de ionização pode ocorrer na região da Anomalia Magnética da América do Sul (AMAS), uma vez que as partículas seguem as linhas de campo geomagnético (ABDU et al., 2005; MORO et al., 2012; MORO et al., 2013). A ionização por partículas energéticas ajuda a manter a ionosfera durante a noite quando a fotoionização cessa (FARLEY, 2009).

O mecanismo de perda mais importante na região E é a recombinação dissociativa. A molécula de carga positiva (XY^+) entra em reação com os elétrons e os dois elementos que compõem a molécula são dissociados, como mostra a seguinte fórmula:



em que os asteriscos indicam estado excitado. As perdas pelos processos de *attachment* e *detachment* de elétrons de/para moléculas neutras também destroem ou dão origem a elétrons livres, porém esses processos não são importantes para as alturas de interesse deste trabalho.

Os processos físicos e químicos que governam o comportamento do plasma ionosférico podem ser divididos em três categorias: os que resultam em produção, perdas e transporte de ionização. Se N_j [partículas/m³s] for densidade, q_j [partículas/m³s] taxa de produção e $l(N_j)$ [partículas/m³s] taxa de perdas da espécie j , a equação da continuidade para a concentração das partículas carregadas é:

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} + \nabla \cdot (N_j \vec{V}_j) = q_j - l(N_j), \quad (2.2)$$

O termo do divergente expressa a produção/perda dos elétrons e íons pelo transporte, em que \vec{V}_j [ms⁻¹] é a velocidade macroscópica total resultante da interação entre campos elétricos e do vento neutro com os elétrons e íons, e t [s] é a variável que se refere ao tempo. Uma vez que a Equação 2.2 pode ser escrita para íons e elétrons, elas são acopladas através dos termos de transporte e de produção e perda. A condição de neutralidade macroscópica do plasma requer que $N_e = \Sigma_j N_j$ e o fluxo $N_j \vec{V}_j$ pode ser obtido através das equações do movimento.

2.2 Campos Elétricos e Correntes Elétricas Ionosféricas

Apesar da composição química da região E ser aproximadamente igual em todas as latitudes, na região equatorial as altas condutividades e intensos campos elétricos produzem aumento de intensidade de corrente elétrica. O campo elétrico tem sua fonte nos ventos neutros responsáveis pelo dínamo da região E (MATSUSHITA, 1969; FORBES; LINDZEN, 1977), e nos ventos termosféricos responsáveis pelo dínamo da região F (RISHBETH, 1971; HEELIS et al., 1974; RISHBETH, 1997). O plasma ionosférico move-se para cima e para Oeste durante o dia e para baixo e para Leste à noite.

Como as correntes na ionosfera são altamente anisotrópicas devido ao campo geomagnético, adota-se a geometria da Figura 2.3 para ser utilizada como o sistema de coordenadas padrão para o presente trabalho. Nesses termos, define-se o ângulo de inclinação, I , como o ângulo entre o vetor campo geomagnético e sua projeção com o plano horizontal, positivo no Hemisfério Norte. Os eixos x , y e z estão direcionados para o Norte e Oeste geográfico e verticalmente para cima, respectivamente.

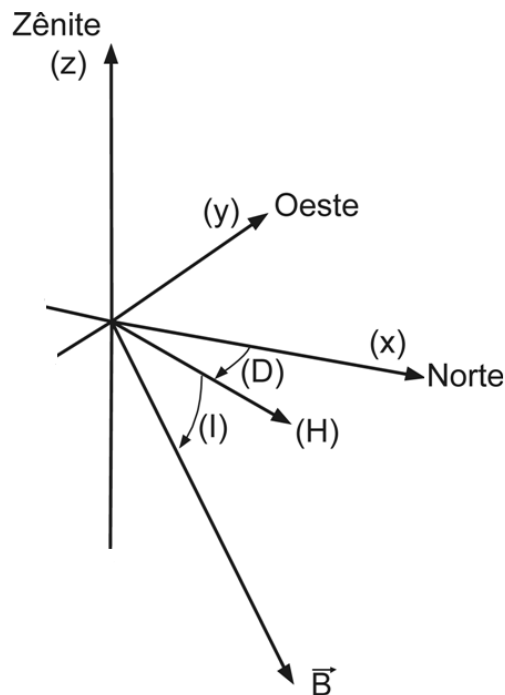


Figura 2.3 - Geometria do campo magnético em coordenadas geográficas. Norte, Oeste e para cima correspondem as coordenadas cartesianas x , y e z , respectivamente. A intensidade total do campo magnético é \vec{B} , e a componente horizontal é H . O ângulo de inclinação é I (DIP) e a declinação magnética é D .

Na seguinte Seção é discutido uma das principais equações relacionadas a dinâmica da ionosfera, a Equação do Movimento, junto com o conceito de mobilidade elétrica.

2.2.1 Equação do Movimento e Mobilidade Elétrica

A Equação do Movimento para cada espécie de íons (O_2^+ , NO^+ , O^+ , etc.) e elétrons pode ser escrita, quando a viscosidade é negligenciada, como (GIRAUD; PETIT, 1978):

$$N_j m_j \frac{d\vec{V}_j}{dt} + \nabla(N_j K_B T_j) - N_j m_j \vec{g} - \epsilon N_j e (\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B}) + N_j m_j \nu_{jn} (\vec{V}_j - \vec{U}) = 0. \quad (2.3)$$

em que o subíndice j indica íons/elétrons, m_j são as massas das partículas, T_j é a temperatura das partículas, K_B é a constante de Boltzmann, \vec{g} é o vetor aceleração da gravidade, ϵ é zero para partículas neutras, -1 para elétrons e +1 para íons, ν_{jn} é a frequência de colisão entre a partícula carregada j e a partícula neutra n , e \vec{U} é o vetor velocidade do vento neutro com relação a um referencial fixo na Terra.

Da esquerda para a direita, o primeiro termo da Equação 2.3, o termo inercial, é zero uma vez que o movimento macroscópico do plasma muda lentamente comparado com as características microscópicas do plasma. O segundo termo, força do gradiente de pressão, é procedente da equação dos gases ideais em que se assume condição isotérmica, e produz difusão das partículas carregadas. Ele não contribui para a densidade de corrente e pode ser negligenciado. O termo devido à aceleração da gravidade pode ser ignorado como fonte de corrente nas alturas da região E. O quarto termo refere-se aos campos eletromagnéticos. O termo $\vec{V}_j \times \vec{B}$ atua como força de deflexão no movimento das partículas, exceto na direção das linhas de força magnética. O último termo da Equação 2.3 está relacionado com o arraste iônico devido a \vec{U} . Dessas considerações, a Equação 2.3 pode ser reescrita ao considerar íons ($\epsilon = 1$ e subíndice $j = i$) e $\vec{F} = e\vec{E} + m_i \nu_{in} \vec{U}$ como:

$$\vec{V}_i = \frac{1}{m_i \nu_{in}} (e\vec{V}_i \times \vec{B} + \vec{F}). \quad (2.4)$$

O produto vetorial da Equação 2.4 com \vec{B} resulta em

$$\vec{V}_i \times \vec{B} = \frac{1}{m_i \nu_{in}} [e(\vec{V}_i \cdot \vec{B})\vec{B} - eB^2 \vec{V}_i + \vec{F} \times \vec{B}], \quad (2.5)$$

e o produto escalar com \vec{B} resulta em

$$\vec{V}_i \cdot \vec{B} = \frac{\vec{F} \cdot \vec{B}}{m_i \nu_{in}}. \quad (2.6)$$

Ao substituir a Equação 2.6 na Equação 2.5 obtêm-se:

$$\vec{V}_i \times \vec{B} = \frac{1}{m_i \nu_{in}} \left[\frac{e}{m_j \nu_{in}} (\vec{F} \cdot \vec{B}) \vec{B} - eB^2 \vec{V}_i + \vec{F} \times \vec{B} \right]. \quad (2.7)$$

Ao substituir a Equação 2.7 na Equação 2.4 obtêm-se:

$$\vec{V}_i = \frac{1}{m_i \nu_{in}} \left\{ \frac{e}{m_i \nu_{in}} \left[\frac{e}{m_i \nu_{in}} (\vec{F} \cdot \vec{B}) \vec{B} - eB^2 \vec{V}_i + \vec{F} \times \vec{B} \right] + \vec{F} \right\}. \quad (2.8)$$

Pode-se agora resolver a Equação 2.8 para \vec{V}_i . Uma vez que \hat{e}_B é o vetor unitário na direção de \vec{B} , ou seja, $\vec{B} = B\hat{e}_B$, encontra-se:

$$\left[1 + \left(\frac{eB}{m_i \nu_{in}} \right)^2 \right] \vec{V}_i = \frac{1}{m_i \nu_{in}} \left[\left(\frac{eB}{m_i \nu_{in}} \right)^2 (\vec{F} \cdot \hat{e}_B) \hat{e}_B + \left(\frac{eB}{m_i \nu_{in}} \right) \vec{F} \times \hat{e}_B + \vec{F} \right], \quad (2.9)$$

em que

$$\Omega_i = \frac{eB}{m_i} \quad (2.10)$$

é a girofrequência dos íons. A partir da Equação 2.10, e uma vez que

$$\frac{1}{m_i \nu_{in}} = \frac{\Omega_i}{eB \nu_{in}}, \quad (2.11)$$

chega-se a:

$$\vec{V}_i = \frac{1}{eB} \frac{\Omega_i \nu_{in}}{\Omega_i^2 + \nu_{in}^2} \left[\left(\frac{\Omega_i}{\nu_{in}} \right)^2 (\vec{F} \cdot \hat{e}_B) \hat{e}_B + \left(\frac{\Omega_i}{\nu_{in}} \right) \vec{F} \times \hat{e}_B + \vec{F} \right]. \quad (2.12)$$

A Equação 2.12 pode ser escrita com $\vec{F}_\perp = F_x \hat{e}_x + F_y \hat{e}_y$ e $\vec{F}_\parallel = F_z \hat{e}_z$. Com isso chega-se a:

$$\vec{V}_i = \frac{1}{eB} \frac{\Omega_i \nu_{in}}{\Omega_i^2 + \nu_{in}^2} \left\{ \vec{F}_\perp + \left(\frac{\Omega_i}{\nu_{in}} \right) \vec{F}_\perp \times \hat{e}_B + \left[1 + \left(\frac{\Omega_i}{\nu_{in}} \right)^2 \right] \vec{F}_\parallel \right\}. \quad (2.13)$$

Geralmente, a Equação 2.13 é apresentada em forma de matriz, em que μ_i é o tensor mobilidade elétrica para os íons, como:

$$\vec{V}_i = \begin{pmatrix} \mu_{iP} & \mu_{iH} & 0 \\ -\mu_{iH} & \mu_{iP} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{i0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

As componentes do tensor mobilidade elétrica são a mobilidade longitudinal (μ_{i0}), a mobilidade Pedersen (μ_{iP}) e a mobilidade Hall (μ_{iH}). Cada componente de μ é a razão entre velocidade e força. Ao usar Equação 2.10, μ_{i0} , μ_{iP} e μ_{iH} podem ser escritas da seguinte forma, uma delas com o \vec{B} explícito ou não:

$$\mu_{i0} = \frac{1}{m_i \nu_{in}} = \frac{1}{eB} \frac{\Omega_i}{\nu_{in}}, \quad (2.15)$$

$$\mu_{iP} = \frac{1}{m_i \nu_{in}} \frac{\nu_{in}^2}{\nu_{in}^2 + \Omega_i^2} = \frac{1}{eB} \frac{\nu_{in} \Omega_i}{\nu_{in}^2 + \Omega_i^2}, \quad (2.16)$$

$$\mu_{iH} = \frac{1}{m_i \nu_{in}} \frac{\Omega_i \nu_{in}}{\nu_{in}^2 + \Omega_i^2} = \frac{1}{eB} \frac{\Omega_i^2}{\nu_{in}^2 + \Omega_i^2}. \quad (2.17)$$

A Equação 2.14 pode ser escrita como:

$$\vec{V}_i = \mu_i \vec{F} = \mu_i (e \vec{E} + m_i \nu_{in} \vec{U}). \quad (2.18)$$

No referencial em que o ar neutro está em repouso, a velocidade do vento neutro $\vec{U}' = 0$. A velocidade iônica é $\vec{V}'_i = \vec{V}_i - \vec{U}$ e $\vec{E}' = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}$.

A Equação 2.18 deve ser válida em todos os sistemas de referencial inercial. Portanto:

$$\vec{V}'_i = \mu_i e \vec{E}', \quad (2.19)$$

e assim

$$\vec{V}'_i - \vec{U} = \mu_i e (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}), \quad (2.20)$$

e

$$\vec{V}_i = \mu_i e (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}) + \vec{U}, \quad (2.21)$$

em que a Equação 2.21 é uma expressão alternativa para a velocidade do íon.

A velocidade para os elétrons pode ser deduzida de maneira similar, apenas considerando $\epsilon = -1$ e subíndice $j = e$ na Equação 2.3. As mobilidades elétricas para os elétrons são:

$$\mu_{e0} = \frac{1}{m_e \nu_{en}} = \frac{1}{eB} \frac{\Omega_e}{\nu_{en}}, \quad (2.22)$$

$$\mu_{eP} = \frac{1}{m_e \nu_{en}} \frac{\nu_{en}^2}{\nu_{en}^2 + \Omega_e^2} = \frac{1}{eB} \frac{\nu_{en} \Omega_e}{\nu_{en}^2 + \Omega_e^2}, \quad (2.23)$$

$$\mu_{eH} = -\frac{1}{m_e \nu_{en}} \frac{\Omega_e \nu_{en}}{\nu_{en}^2 + \Omega_e^2} = -\frac{1}{eB} \frac{\Omega_e^2}{\nu_{en}^2 + \Omega_e^2}, \quad (2.24)$$

em que

$$\Omega_e = \frac{eB}{m_e} \quad (2.25)$$

é a girofrequência dos elétrons. A expressão para a velocidade dos elétrons é:

$$\vec{V}_e = -\mu_e e (\vec{E} + m_e \nu_{en} \vec{U}), \quad (2.26)$$

ou

$$\vec{V}_e = -\mu_e e (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}) + \vec{U}. \quad (2.27)$$

Em alturas onde a frequência de colisão dos elétrons é muito menor que a girofrequência do elétron, $\mu_{eP} \approx 0$ e $\mu_{eH} \approx -1/(eB)$, os elétrons movem-se com velocidade $\vec{V}_{e\perp} = \vec{E} \times \vec{B}/B^2$. Isso ocorre em praticamente todas as alturas acima da região D. Com os íons ocorre deriva similar somente na região F, onde a frequência de colisão torna-se menor que a girofrequência. Portanto, na região F os elétrons e os íons movem-se juntos na mesma direção, perpendicular aos campos \vec{E} e \vec{B} , com velocidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ dada por:

$$\vec{V}_j = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}. \quad (2.28)$$

A região E é, portanto, a região de transição dos regimes em que os íons e elétrons movem-se com a atmosfera neutra e o regime onde as cargas elétricas respondem diretamente à presença de campos elétricos. Com isso, as velocidades dos elétrons e íons são diferentes e, como resultado, há o desenvolvimento de correntes elétricas, que será discutido a seguir.

2.2.2 Tensor de Condutividade Elétrica

Uma vez que elétrons e íons podem se mover na ionosfera, ambos carregam corrente elétrica. A corrente elétrica total é a soma das correntes devida a ambas as partículas. Como discutido na Subseção 2.2.1 a força motora que causa o movimento das partículas carregadas são os campos elétricos e o vento neutro, e quando eles são constantes alcança-se uma situação estacionária no qual as partículas se movem com velocidades constantes.

Quando os elétrons movem-se com velocidade \vec{V}_e eles causam uma corrente dada por $\vec{J}_e = -N_e e \vec{V}_e$. Quando se assume um único íon, a corrente torna-se $\vec{J}_i = N_i e \vec{V}_i$. Com as Equações 2.21 e 2.27, e com a aproximação de que as densidades de elétrons e íons são iguais, obtêm-se:

$$\begin{aligned}\vec{J} &= \vec{J}_i + \vec{J}_e \\ &= N_e e [\mu_i e (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}) + \vec{U} - \mu_e (-e)(\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}) - \vec{U}] \\ &= N_e e^2 (\mu_i + \mu_e)(\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}).\end{aligned}\quad (2.29)$$

O termo $N_e e^2 (\mu_i + \mu_e)$ é definido como tensor condutividade elétrica ($\vec{\sigma}$), e assim:

$$\vec{J} = \vec{\sigma} (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}).\quad (2.30)$$

A condutividade longitudinal (σ_0), que governa a condutividade das partículas carregadas ao longo das linhas de campo geomagnético na presença de um campo elétrico na mesma direção, é dada por:

$$\sigma_0 = N_e e^2 (\mu_{0i} + \mu_{0e}) = N e^2 \left[\frac{1}{m_e \nu_{en}} + \frac{1}{m_i \nu_{in}} \right].\quad (2.31)$$

Quando o campo elétrico (ou componentes) for perpendicular ao campo geomagnético, definem-se duas condutividades referentes a correntes que fluem na direção paralela e perpendicular ao campo elétrico. O movimento das partículas carregadas em ângulos retos ao \vec{B} , causado por uma componente do campo elétrico naquela direção, é definido pela condutividade Pedersen (σ_P), dada por:

$$\sigma_P = N_e e^2 (\mu_{iP} + \mu_{eP}) = N e^2 \left[\frac{\nu_{en}}{m_e(\nu_{en}^2 + \Omega_e^2)} + \frac{\nu_{in}}{m_i(\nu_{in}^2 + \Omega_i^2)} \right]. \quad (2.32)$$

A corrente que flui na direção $\vec{E} \times \vec{B}$ é determinada pela condutividade Hall (σ_H), dada por:

$$\sigma_H = -N_e e^2 (\mu_{iH} + \mu_{eH}) = N e^2 \left[\frac{\Omega_e}{m_e(\nu_{en}^2 + \Omega_e^2)} - \frac{\Omega_i}{m_i(\nu_{in}^2 + \Omega_i^2)} \right]. \quad (2.33)$$

A relação entre as condutividades Pedersen e Hall, conhecida como condutividade Cowling, é dada por:

$$\sigma_C = \sigma_P + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_P}. \quad (2.34)$$

As Equações 2.31, 2.32 e 2.33, mostram que as componentes das condutividades são funções das frequências de colisões (ν_{in} e ν_{en}), das frequências ciclotrônicas (Ω_i e Ω_e), das massas dos íons e elétrons (m_i e m_e), da carga elementar do elétron (e) e da densidade eletrônica (N_e). A condutividade longitudinal é muito alta e o potencial elétrico pode ser considerado aproximadamente constante ao longo das linhas de campo geomagnético. Assim, as linhas de campo geomagnético são consideradas equipotenciais (RICHMOND, 1973).

As condutividades Pedersen e Hall apresentam pico máximo nas alturas que compreende a região E, e diminuem rapidamente para alturas abaixo e acima dessa região. No equador magnético esse pico fica em torno de 140 km para a condutividade Pedersen e 125 km para a condutividade Hall (RICHMOND, 1973). O pico máximo da condutividade Cowling localiza-se próximo a 105 km de altura. O tensor condutividade é definido, em termos matriciais, como:

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_0 \cos^2 I + \sigma_P \sin^2 I & \sigma_H \sin I & -(\sigma_0 - \sigma_P) \sin I \cos I \\ -\sigma_H \sin I & \sigma_P & -\sigma_H \cos I \\ -(\sigma_0 - \sigma_P) \sin I \cos I & \sigma_H \cos I & \sigma_P \cos^2 I + \sigma_0 \sin^2 I \end{pmatrix}.$$

2.2.3 Sistema de Correntes Sq

As análises dos dados de magnetômetros levaram a descoberta de variações diurnas regulares nas componentes magnéticas x , y e z , principalmente em altas latitudes. O estudo mostrou a existência de correntes elétricas com variações regulares na atmosfera terrestre. Atualmente, sabe-se que essa corrente elétrica é causada pelo dínamo atmosférico (CHAPMAN; BARTELS, 1940; CHAPMAN, 1956; MAEDA; KATO, 1966; LINDZEN; CHAPMAN, 1969) e pela alta condutividade ionosférica.

Os gases neutros da atmosfera são aquecidos pela radiação solar. Em resposta ao gradiente de pressão gerado pelo aquecimento solar, os gases se expandem para regiões de menor pressão. Os gases neutros que se expandem verticalmente dão origem a corrente Pedersen, $\sigma_P(\vec{U} \times \vec{B})$, nas regiões E e F direcionada para o terminador do amanhecer. Essa corrente é formada principalmente por íons, uma vez que os elétrons são magnetizados e são presos as linhas de \vec{B} (HEELIS et al., 1974).

A corrente Pedersen acumula cargas positivas no terminador do amanhecer e cargas negativas no terminador do anoitecer, como mostra esquematicamente a Figura 2.4. Isso ocorre principalmente porque as condutividades diminuem drasticamente nas regiões do terminadouro solar. A Figura 2.4 refere-se a um período de baixa atividade solar em condições de equinócio durante o dia (à esquerda) e noite (à direita). Esse padrão global de correntes elétricas é conhecido como sistema de correntes Sq (do inglês *Solar quiet*).

As mudanças sazonais no sistema Sq estão conectadas com o fato da iluminação solar nos dois hemisféricos variar com as estações do ano. A direção da corrente é mostrada pelas setas. Os números estão em unidades de 10^3 A, o que significa que a corrente total que flui entre duas linhas vizinhas é 10^4 A. A magnitude da densidade de corrente elétrica durante a noite é muito menor que durante o dia devido a reduções drásticas na densidade eletrônica. Nos equinócios, ambos hemisféricos são iluminados de forma similar e assim a maré solar e correspondente corrente elétrica são simétricas. Os sistemas de correntes elétricas aurorais não estão representados na Figura 2.4.

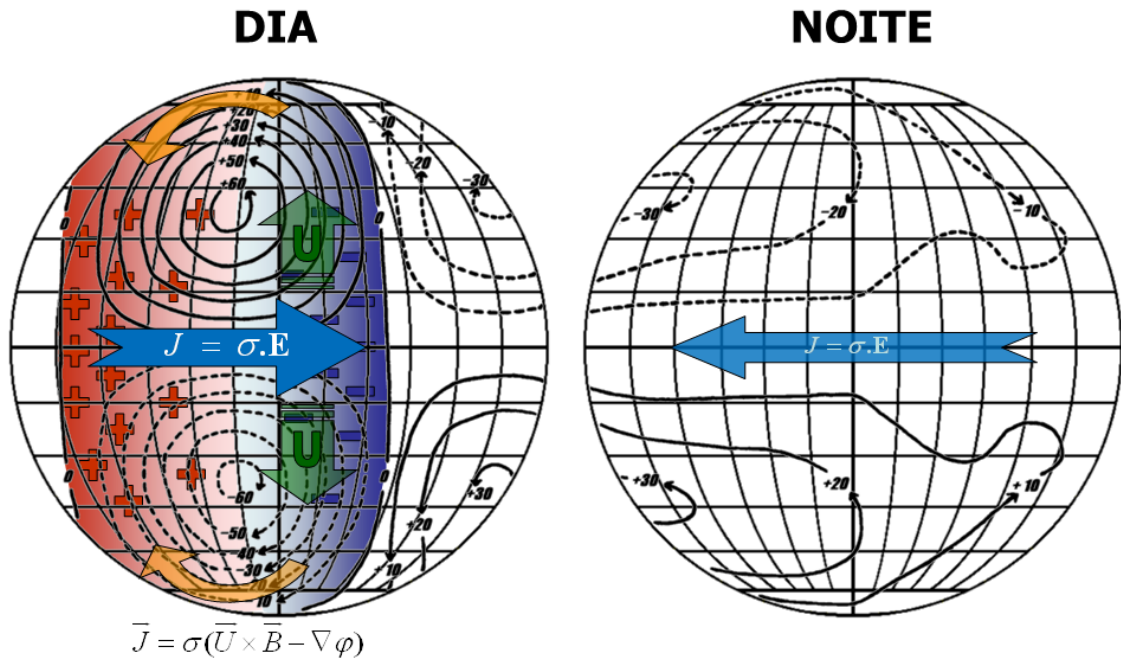


Figura 2.4 - Ilustração do sistema de corrente Sq durante o dia e noite.
 Fonte: Modificada de Kelly (2009).

A exigência do divergente da corrente ser igual a zero em plasmas se opõe a acumulação de carga líquida nos terminadouros através da criação de um campo elétrico zonal primário, E_y . Esse campo elétrico é direcionado do terminador do amanhecer (*dawn*) para o anoitecer (*dusk*) durante o dia, ou seja, da direção Oeste para a direção Leste. O sentido é de Leste para Oeste à noite. A variabilidade sazonal e com o ciclo solar de E_y foi estudada por Fejer (1991). Como será visto na próxima Seção, E_y é o campo motor do EEJ e de suas irregularidades de plasma.

2.2.4 Dínamo da Região E e Eletrojato Equatorial

A ionosfera equatorial é acoplada dinamicamente com a atmosfera neutra por meio das marés atmosféricas. Os ventos de marés originados pelo aquecimento solar geram, em associação com o campo geomagnético, correntes elétricas e campos elétricos na região de alta condutividade ionosférica. Esse mecanismo é conhecido como dínamo da região E, uma vez que corrente elétrica é gerada a partir da energia mecânica vinda dos ventos de marés.

A física do dínamo da região E pode ser mais bem entendida ao considerar a região E como uma fina camada condutora entre 100 km e 110 km de altura, como mostra o diagrama esquemático da Figura 2.5.

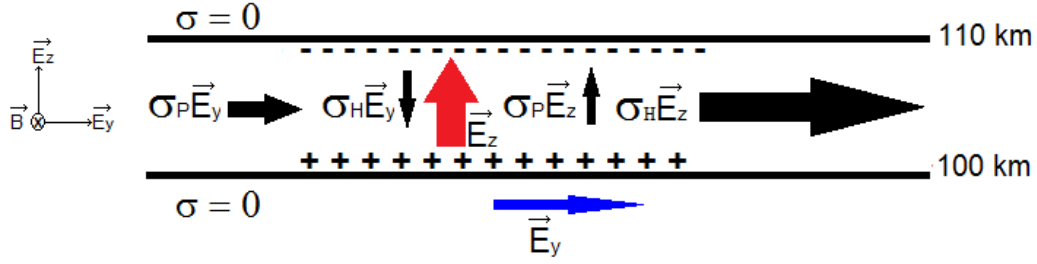


Figura 2.5 - Diagrama esquemático do dínamo da região E. A seta azul representa a componente E_y e a vermelha a componente vertical do campo elétrico. As setas em preto exibem as direções e intensidades das correntes elétricas.

Fonte: Modificada de Kelly (2009).

A condutividade é zero acima e abaixo dessa camada. O campo elétrico primário E_y , gerado pela polarização dos terminadouros devido ao sistema de correntes Sq, está representado pela seta em azul. Ele estabelece uma corrente elétrica Pedersen, $\sigma_P E_y$, representada pela primeira seta preta para à direita na Figura 2.5, e uma corrente elétrica perpendicular ao plano Ey e \vec{B} , chamada corrente Hall, $\sigma_H E_y$, representada pela seta preta para baixo. A corrente Hall não pode fluir para além da região condutora e assim cargas elétricas acumulam-se nas fronteiras. As cargas positivas localizam-se na base da camada, enquanto que as cargas negativas localizam-se no topo. Essas cargas dão origem a um campo elétrico de polarização vertical, E_z , representado pela seta vermelha. E_z é muito mais intenso do que E_y , como será visto no Capítulo 5. E_z , por sua vez, estabelece uma corrente Pedersen, $\sigma_P E_z$, representado pela seta preta para cima, para balancear a corrente Hall, $\sigma_H E_y$. Outro fato é que E_z gera uma corrente Hall, $\sigma_H E_z$, representada pela seta maior em preto da Figura 2.5, que se soma à corrente Pedersen gerada pelo campo primário, $\sigma_P E_y$.

Na direção horizontal a soma das duas correntes zonais leva ao resultado $\vec{J} = \sigma_H E_z + \sigma_P E_y$. Após simples álgebra deduz-se que $J_y = \sigma_C E_y$, o que mostra que a condutividade zonal da região condutora é aumentada acima da condutividade Pedersen por um fator $(\sigma_P^2 + \sigma_H^2)/\sigma_P$, conhecido como condutividade Cowling. A soma das duas correntes verticais leva a relação entre as duas componentes do campo elétrico em termos do quociente entre as condutividades locais Hall e Pedersen:

$$E_z = \frac{\sigma_H}{\sigma_P} E_y. \quad (2.35)$$

A componente vertical do campo elétrico é mais intensa do que a componente zonal do campo elétrico, e é responsável pela corrente zonal de elétrons devido a velocidade $\vec{E} \times \vec{B}/B^2$.

A condutividade Cowling é função das condutividades locais Pedersen e Hall e sua intensidade máxima localiza-se próximo a 100 km. No equador magnético a direção da corrente eletrônica horizontal é para Leste e está confinada em uma seção muito específica da região E equatorial, entre 90 km e 120 km de altitude. O consenso atual é que essa corrente compreende uma faixa de aproximadamente 600 km, equivalente a $\pm 3^\circ$ de extensão na direção Norte-Sul (FORBES, 1981) e foi nomeada de Eletrojato Equatorial por Chapman (1951). As características sazonais do EEJ no setor brasileiro foram estudadas por Denardini et al. (2005) por meio dos dados coletados pelo radar de espalhamento coerente (RESCO) instalado no OSL.

O campo elétrico de polarização Ez é muito pouco intenso em regiões maiores que $\pm 3^\circ$ e a corrente do EEJ não é intensa, ou inexistente. Anderson et al. (2002) calcularam a diferença da componente H do campo geomagnético entre duas estações de magnetômetros, uma situada no equador magnético e outra localizada entre 6° e 9° de latitude geomagnética no setor peruano. A diferença ΔH está relacionada somente com a intensidade do EEJ, que por sua vez está relacionado com Ey . O gráfico típico da intensidade diurna da componente H do campo geomagnético em função da latitude geomagnética é mostrado na Figura 2.6. Observa-se um aumento de aproximadamente 100 nanoTeslas no equador magnético superposto as correntes do sistema Sq devido ao EEJ.

No equador magnético o ângulo I é zero. Portanto, o tensor condutividade definido na Subseção 2.2.2 torna-se:

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_P & -\sigma_H \\ 0 & \sigma_H & \sigma_P \end{pmatrix}.$$

Quando a componente Ey estabelece a corrente do EEJ durante o dia, ela se combina com o campo magnético dirigido para o Norte no equador magnético e origina a deriva vertical do plasma ionosférico. A deriva vertical causa uma variedade de fenômenos na região de baixa latitude, como a anomalia equatorial de ionização, irregularidades ionosféricas e o pico pré-reversão, entre outros.

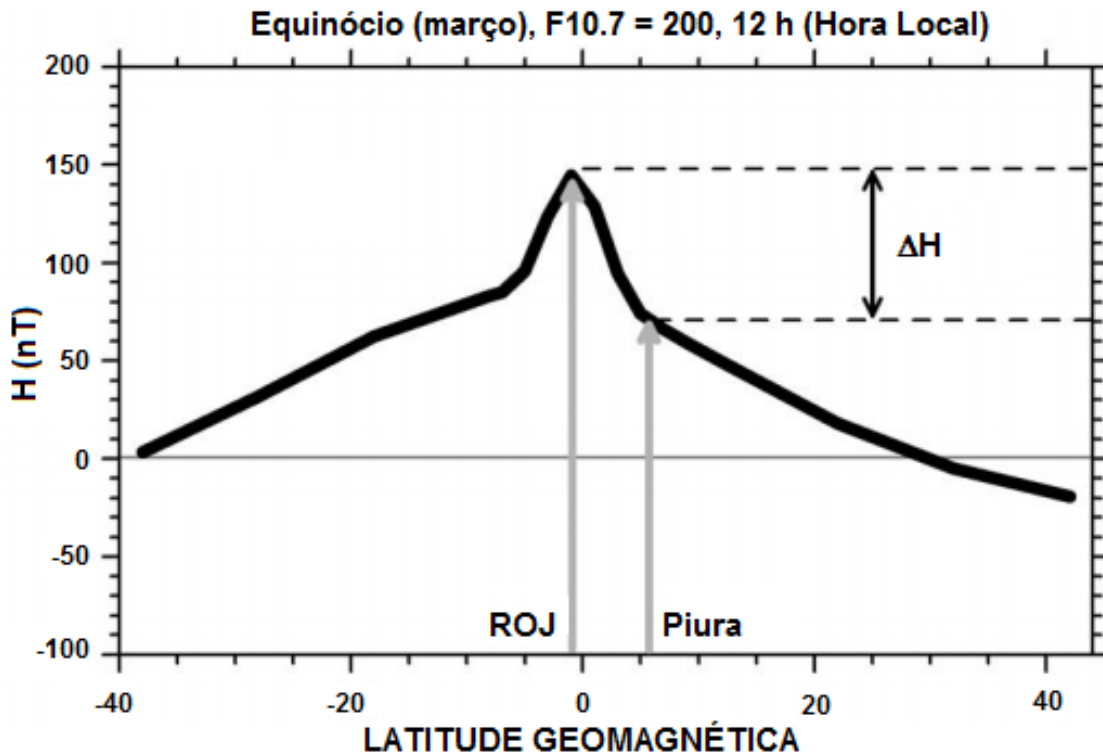


Figura 2.6 - Variação da intensidade diurna da componente H em função da latitude.
 Fonte: Modificada de Anderson et al. (2002).

Apesar de menos intensa que as correntes dos Eletrojetos Aurorais, a corrente do EEJ é intensa o suficiente para gerar fenômenos de instabilidade de plasma, que causam flutuações na densidade eletrônica, isto é, irregularidades na distribuição do plasma local (FEJER; KELLEY, 1980; FEJER, 1996; FARLEY, 2009).

Os dois mecanismos que amplificam e geram as irregularidades no EEJ são a instabilidade de dois feixes modificada (*modified two-stream instability*), que gera as irregularidades do Tipo I (FARLEY, 1963a; FARLEY, 1963b; BUNEMAN, 1963), e instabilidade de deriva de gradiente (*gradient drift instability*), que dá origem as irregularidades do Tipo II (REID, 1968; BALSLEY, 1969b). As deduções das relações de dispersão dessas irregularidades foram apresentadas, por exemplo, por Fejer et al. (1975) e discutidas em maiores detalhes na próxima Seção.

2.3 Irregularidades de Plasma do Eletrojato Equatorial

A ocorrência de uma região de espalhamento anômalo em VHF foi observada em dados de ionossonda instaladas próximo ao equador magnético. Esse espalhamento foi chamado de camada E esporádica do tipo equatorial (Esq) e apresentou características diferentes da camada E esporádica (Es), que ocasionalmente ocorre em outras latitudes. Matsushita (1951) mostrou que a intensidade da Esq está bem correlacionada com a intensidade do EEJ. Bowles et al. (1960) mostraram que o espalhamento anômalo em VHF devido a Esq são causados pelas irregularidades na densidade eletrônica imersas no EEJ. O experimento foi centrado em Huancayo, Peru. Em uma extensão àquele trabalho, Bowles e Cohen (1962) mostraram que as irregularidades se movem na direção perpendicular às linhas de campo geomagnético e são maiores na direção paralela do que na direção perpendicular ao \vec{B} . Isso ocorre devido à alta mobilidade dos elétrons ao longo das linhas de campo. Ainda no trabalho de Bowles e Cohen (1962) foi observado que as irregularidades poderiam ser ondas de plasma longitudinais em que a presença de um intenso mecanismo de excitação, como por exemplo o fluxo da corrente elétrica do EEJ, é uma condição suficiente para a formação dessas ondas. Um modelo consistente com as observações em que as irregularidades são frente de ondas planas que se deslocam na direção perpendicular ao \vec{B} foi proposto por Bowles et al. (1963). Posteriormente, Cohen e Bowles (1963) mostraram que os ecos Esq e EEJ surgiam e desaparecerem simultaneamente, confirmando os resultados de Matsushita (1951).

Os primeiros trabalhos sobre o EEJ com o radar de Jicamarca surgiram no início da década de 60, e foi possível realizar comparações entre a teoria das irregularidades e os resultados dos experimentos. Farley (1963a) e Farley (1963b), baseado na teoria cinética, e Buneman (1963), usando as equações de Navier-Stokes, desenvolveram a teoria linear de instabilidade de plasma que explica a existência das irregularidades do Tipo I no EEJ. Farley (1963a) e Farley (1963b) afirmaram que um plasma ionizado e não colisional constituído de dois ou mais feixes interpenetrantes de elétrons e íons será instável (ondas longitudinais irão crescer espontaneamente) se a velocidade média das partículas de um dos feixes for suficientemente maior em comparação à velocidade média das partículas do outro feixe. O mecanismo físico envolvido na amplificação é similar ao que opera em tubos de ondas propagantes. Partículas que se propagam a velocidades próximas à velocidade de fase da onda interagem com a onda. Se um conjunto suficiente de partículas for acelerado e desacelerado, a amplitude da onda cresce por transferência de energia das partículas. Farley (1963b), Farley (1963a) e Buneman (1963) mostraram que o plasma do EEJ é instável quando

o feixe de elétrons se desloca com velocidade acima de um limite conhecido como velocidade íon-acústica (C_s , ver Equação 2.43) em relação à velocidade dos íons, a qual é em torno de 360 ms^{-1} nas alturas no EEJ, durante períodos geomagneticamente calmos.

Simon (1963) e Hoh (1963) propuseram um segundo mecanismo de geração de irregularidades que pode operar em adição ao mecanismo de dois feixes modificada. O mecanismo baseia-se na possibilidade das instabilidades surgirem a partir do gradiente de ionização na presença de um campo elétrico. Quando a teoria é aplicada para a situação que ocorre com o plasma do EEJ, ela prediz o crescimento das irregularidades de ionização que ocorrem no EEJ, além de mostrar que possuem uma ampla faixa de velocidades (MAEDA et al., 1963; KNOX, 1964). Com o radar de Jicamarca, Balsley (1965) mostrou a existência de irregularidades no EEJ com velocidade de 140 ms^{-1} , substancialmente menor que a velocidade de 360 ms^{-1} encontrada por Bowles et al. (1963) e explicada teoricamente por Farley (1963a), Farley (1963b) e Buneman (1963). Ainda no trabalho de Balsley (1965) foi observado que essas irregularidades podem estar associadas com o mecanismo proposto inicialmente por Simon (1963) e Hoh (1963).

Com o aumento da sensibilidade do radar de Jicamarca, bem como com a implantação de melhor técnica experimental para análise dos espectros de potência, Dougherty e Farley (1967) e Cohen e Bowles (1967) observaram irregularidades menos intensas não previstas pela teoria, confirmando os resultados obtidos por Balsley (1965). Os autores propuseram que as irregularidades menos intensas foram geradas pelas instabilidades de dois feixes que cresceram até serem limitadas por efeitos não lineares. Esses efeitos causam acoplamento entre as ondas e geram ondas secundárias cujo mecanismo de formação não é explicado pela teoria linear.

Balsley (1969a) observou dois tipos distintos de irregularidades no EEJ nos dados obtidos com o radar de Jicamarca. Um deles é conhecido pelo mecanismo de instabilidade de dois feixes modificada (conhecida como Farley-Buneman). O outro tipo de irregularidade move-se com aproximadamente a velocidade de deriva dos elétrons e pode existir quando a velocidade eletrônica é insuficiente para produzir a instabilidade de dois feixes. Por razões de conveniência, as irregularidades que são geradas pela instabilidade de dois feixes foram chamadas de irregularidades do Tipo I. As irregularidades que não são geradas pela instabilidade de dois feixes foram chamadas de irregularidades do Tipo II. As irregularidades do Tipo II apresentaram velocidade entre 50 ms^{-1} e 360 ms^{-1} . Os ecos são tênues em velocidades menores que 50 ms^{-1} ,

tornando-os contaminados pelo ruído de fundo. Por outro lado, o espectro é contaminado pelas irregularidades do Tipo I para velocidades acima de 360 ms^{-1} , o que torna a análise difícil de ser realizada. Mesmo assim, em alguns casos foi possível inferir velocidades maiores que 360 ms^{-1} nas irregularidades do Tipo II ao examinar espectros obtidos pela antena vertical, onde a contaminação pelas irregularidades do Tipo I é menor. As irregularidades do Tipo II são observadas quando a velocidade de deriva do elétron não é tão grande para excitar as irregularidades do Tipo I, e elas têm sido associadas com o mecanismo de instabilidade de deriva do gradiente, proposto inicialmente por [Simon \(1963\)](#) e [Hoh \(1963\)](#) em plasmas de laboratório.

Estudos teóricos e observações das irregularidades do EEJ foram realizadas em outros setores longitudinais e trouxeram importantes avanços sobre as irregularidades do Tipo II ([REID, 1968](#)). [Prakash et al. \(1969\)](#), por meio de um foguete lançado em Thumba, Índia, no dia 2 de fevereiro de 1968, estudaram as irregularidades com escalas de 0,4 m a 20 m. As irregularidades foram observadas nas seguintes faixas de altura: entre 97 km e 106 km, 142 km e 155 km e em torno de 170 km. Os autores encontraram irregularidades com diferentes índices espectrais coexistindo, que indica a superposição de pelo menos dois diferentes espectros.

[Prakash et al. \(1974\)](#), usando dados do radar de espalhamento coerente instalado em Thumba, estudaram os mecanismos responsáveis pelas irregularidades de densidade eletrônica do EEJ. Os resultados obtidos pelos autores confirmaram os resultados obtidos por [Cohen e Bowles \(1963\)](#) bem como a classificação das irregularidades do EEJ em Tipo I e Tipo II.

[Carter et al. \(1976\)](#), através de dois radares de 50 MHz instalados em lados opostos do equador magnético do setor africano, em Sarh (dip latitude: $1,5^\circ \text{ S}$) e Fort Lamy (dip latitude: $2,2^\circ \text{ N}$), examinaram as irregularidades de 3 m durante três dias geomagneticamente perturbados. Os autores encontraram boa correlação entre as flutuações das velocidades de fase das irregularidades medidas nas duas latitudes. No entanto, a velocidade mais alta foi medida na estação mais próxima do equador magnético. Os autores observaram várias reversões na velocidade de fase, o que indica a ocasional presença de campos elétricos e gradiente de densidade eletrônica oposta as condições normais.

2.3.1 Relação de Dispersão das Irregularidades do EEJ

Farley (1963a) e Buneman (1963), através do desenvolvimento da teoria linear, foram os pioneiros em explicar que os ecos observados com o radar de Jicamarca eram devido a instabilidades de plasma do EEJ. A teoria linear explica boa parte da fenomenologia relacionada às instabilidades da região E. Ela foi o primeiro passo na direção de entender os mecanismos capazes de ampliar eficientemente as flutuações na densidade do plasma do EEJ para a formação das irregularidades.

Considera-se as seguintes equações para a dedução da relação de dispersão das irregularidades do EEJ: Equação 2.2, Equação 2.3 (sem o termo devido a aceleração da gravidade) e a Equação de Poisson, dada pela Equação 2.36. Para escalas de comprimento muito maior que o comprimento de Debye ($\lambda_D \approx 3$ mm na região do EEJ), pode-se considerar que $N_e \approx N_i = N$ na Equação de Poisson.

$$\nabla^2 \varphi = - \left(\frac{e}{\epsilon_0} \right) (N_i - N_e). \quad (2.36)$$

A taxa de perdas na Equação 2.2 é considerada proporcional ao quadrado da densidade das partículas, pois a atmosfera neutra é relativamente densa e a constante de proporcionalidade é dada pelo coeficiente de recombinação β . O campo elétrico na Equação 2.3 é escrito em termos do gradiente do potencial eletrostático φ .

A densidade, pressão, temperatura, campo elétrico e a velocidade do plasma devem ser expressas em termos da combinação linear do valor de equilíbrio mais um termo referente a perturbação. Posteriormente, os parâmetros linearizados são substituídos nas equações da continuidade e do movimento e ignoram-se os termos maiores que os de segunda ordem. Pode-se assumir que as quantidades possuem soluções de ondas planas, dada por:

$$e^{i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} - \omega t)}, \quad (2.37)$$

em que $\vec{\kappa}$ e ω são o vetor de onda e frequência, respectivamente. A frequência de onda complexa pode ser escrita como $\omega = \omega_\kappa + i\gamma_\kappa$, onde ω_κ e γ_κ são a frequência angular de oscilação da onda e a taxa de crescimento da instabilidade, respectivamente. Obtêm-se um sistema de cinco equações com cinco incógnitas. A solução do sistema é obtida igualando o determinante da matriz dos coeficientes a zero. Com esse procedimento encontram-se as expressões correspondentes a ω_κ e γ_κ , dadas por:

$$\omega_\kappa = \frac{\kappa \cdot V}{1 + \Psi}, \text{ e} \quad (2.38)$$

$$\gamma_\kappa = \frac{\Psi}{(1 + \Psi) \nu_i} \left(\underbrace{\omega_\kappa^2}_1 - \underbrace{\kappa^2 C_S^2}_2 \right) + \underbrace{\frac{\nu_i \kappa_\perp \omega_\kappa}{\kappa^2 L \Omega_i}}_3 - \underbrace{2 \beta N}_4, \quad (2.39)$$

em que Ψ é o fator anisotrópico, definido como

$$\Psi = \Psi_0 \left(\frac{\kappa_\perp^2}{\kappa^2} + \frac{\Omega_e^2 \kappa_\parallel^2}{\nu_e^2 \kappa^2} \right) = \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_e \Omega_i} \left(\cos^2 \phi + \frac{\Omega_e^2}{\nu_e^2} \sin^2 \phi \right), \quad (2.40)$$

em que $\kappa_\perp = \kappa \sin \phi$ e $\kappa_\parallel = \kappa \cos \phi$ são as componentes do vetor de onda $\vec{\kappa}$ perpendicular e paralelo a \vec{B} , respectivamente, e ϕ é o ângulo entre \vec{B} e a direção de propagação das irregularidades. O termo Ψ_0 é o quociente entre as frequências de colisão e as girofrequências dos elétrons e íons, e determina a característica do ambiente onde a instabilidade de plasma se desenvolveu:

$$\Psi_0 = \frac{\nu_e}{\Omega_e} \left(\sum_j \frac{\Omega_j}{\nu_j} \right)^{-1}. \quad (2.41)$$

O termo L na [Equação 2.39](#), positivo para densidades crescentes com altura, é a escala de altura do gradiente de densidade eletrônica, dada por:

$$L = \left(\frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dh} \right)^{-1}. \quad (2.42)$$

O termo C_S , na [Equação 2.39](#), é a velocidade íon-acústica, que é a velocidade relacionada à energia térmica associada ao plasma, definida como:

$$C_S = \sqrt{\frac{k_B(T_e + T_i)}{m_i}}. \quad (2.43)$$

C_S assume valores entre 350 ms^{-1} e 400 ms^{-1} na região E em períodos geomagneticamente calmos ([ROGISTER; D'ANGELO, 1970](#); [SCHLEGEL, 1996](#)).

A Equação 2.39 é formada por quatro termos que incluem o efeito da inércia dos íons no termo (1), o equilíbrio difusivo em (2), efeitos do gradiente de densidade eletrônica em (3) e o termo relacionado a recombinação em (4), que pode ser negligenciado, exceto para comprimentos de onda da ordem de quilômetro. Devido ao equilíbrio fotoquímico, L é sempre positivo (dirigido para cima) durante o dia em torno de 105 km de altura. Para altitudes mais altas L se torna pequeno (ou até mesmo negativo). Durante a noite, uma vez que a densidade eletrônica diminui, o perfil de densidade é controlado pela dinâmica e não mais pela fotoquímica, e L torna-se muito irregular com gradientes positivos e negativos (L com valores positivos e negativos). Para campos elétricos pouco intensos ($\vec{V} \ll C_S$, mas não zero), pode-se ignorar os termos (1) e (4) na Equação 2.39. Assim, para comprimentos de onda grandes o suficiente, o termo (3) será sempre maior que o termo (2) e a onda instável irá crescer (FARLEY, 2009).

2.3.1.1 Instabilidade de Dois Feixes Modificada ou Farley-Buneman

Na literatura, os autores se referem à instabilidade do Tipo Dois Feixes Modificada ou Farley-Buneman (FARLEY, 1963a; BUNEMAN, 1963) quando o termo (1) da Equação 2.39 excede o termo (2) e ambos são muito maiores que o termo (3). Basicamente, essa instabilidade é excitada se \vec{V} for maior que C_S , ou seja,

$$\kappa \cdot (V_e - V_i) > |\kappa| C_S (1 + \Psi_0). \quad (2.44)$$

Nesse caso a instabilidade produz a irregularidade do Tipo I, que possui algumas características listadas a seguir:

- O espectro relacionado às irregularidades do Tipo I apresenta largura fina com centro de distribuição sobre a velocidade correspondente à velocidade íon-acústica (Equação 2.43);
- As irregularidades do Tipo I só ocorrem quando a velocidade de deslocamento dos elétrons alcança a velocidade íon-acústica, como explícito na condição mostrada na Equação 2.44;
- Como será visto na Seção 3.2, chama-se de seção plana de espalhamento a área através da qual a energia eletromagnética emitida por um equipamento, como o radar, incide e é reirradiada isotropicamente pela irregularidade e produz ecos observáveis. A seção plana de espalhamento das

irregularidades do Tipo I aumenta rapidamente com o ângulo de zênite da observação, com pico próximo a direção horizontal (BOWLES et al., 1963). Assim, as seções planas de espalhamento da irregularidade são menores quando o radar realiza sondagens verticais em contraste com as sondagens com maior ângulo de zênite; e

- As irregularidades do Tipo I tendem a aparecer na porção mais alta do EEJ, acima de aproximadamente 105 km de altura (FEJER; KELLEY, 1980).

2.3.1.2 Instabilidade de Deriva de Gradiente

A irregularidade do Tipo II ocorre quando o termo (1) da Equação 2.39 é pequeno, e o termo (3) é positivo e excede o termo (2). Os campos elétricos de polarização devem possuir uma componente acentuada (ou pelo menos suficiente para amplificar a perturbação inicial) na direção paralela ao gradiente de densidade eletrônica. O modo no qual a instabilidade pode operar é ilustrado na Figura 2.7. A linha horizontal representa um contorno não perturbado de uma concentração eletrônica constante. Além disso, o campo elétrico e o gradiente de densidade eletrônica estão direcionados para cima, enquanto que o campo geomagnético está entrando no plano da página.

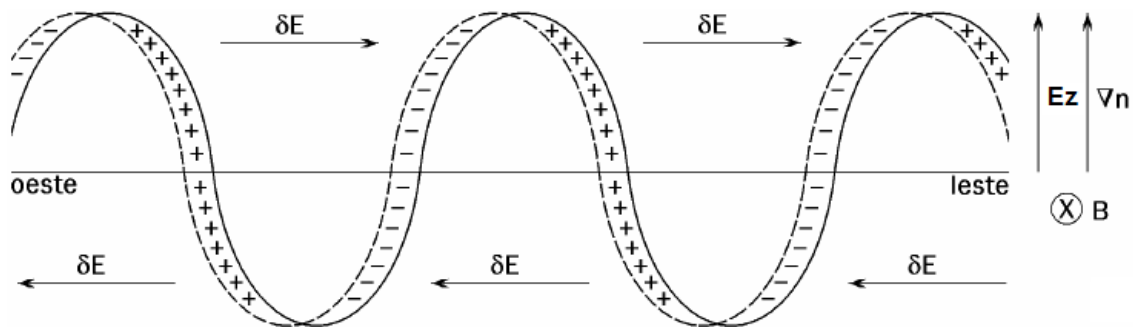


Figura 2.7 - Representação simplificada da instabilidade de deriva de gradiente que causa as irregularidades do Tipo II.

Fonte: Adaptada de Fejer e Kelley (1980)

Se a densidade for perturbada por uma pequena variação sinusoidal de amplitude, a força $\vec{E} \times \vec{B}$ fará com que íons e elétrons sejam deslocados para esquerda. Uma vez que a mobilidade Hall dos íons é sempre menor que para os elétrons, cargas livres irão aparecer e estabelecem campos elétricos de polarização secundários ($\delta \vec{E}$) alternadamente para a esquerda e para a direita. A deriva correspondente a $\delta \vec{E} \times \vec{B}$

irá mover as regiões mais densas para baixo e as menos densas para cima e tendem a amplificar a perturbação. O processo torna-se instável e as amplitudes das perturbações de densidade crescem em relação à densidade de fundo. O mesmo ocorre à noite quando o gradiente de densidade eletrônica e o campo de polarização vertical são para baixo. No entanto, os efeitos de difusão e recombinação química são um limiar para a ocorrência dessas instabilidades, e se opõem ao crescimento da onda (FEJER; KELLEY, 1980).

No caso em que o campo elétrico ou o gradiente de densidade eletrônica reverte de direção, a perturbação tende a desaparecer, pois irá ocorrer uma situação estável. Algumas características das irregularidades do Tipo II são:

- O espectro relacionado às irregularidades do Tipo II apresenta largura maior do que o espectro do Tipo I e tem centro de distribuição sobre uma velocidade inferior à velocidade íon-acústica (Equação 2.43). Uma vez que os espectros do Tipo I e II possuem formas distintas, pode-se afirmar que o espectro de potência é uma assinatura da irregularidade;
- As irregularidades do Tipo II são observadas mesmo em períodos em que o campo elétrico proporciona baixos valores de deslocamento (COHEN; BOWLES, 1967). Além disso, essas irregularidades são observadas à noite, com exceção de períodos nos quais o campo elétrico inverte o sentido. Em períodos de Contra Eletrojato as irregularidades do Tipo II têm se mostrado ausentes (CROCHET et al., 1979);
- A seção plana de espalhamento das irregularidades do Tipo II é aproximadamente proporcional ao quadrado da velocidade de deslocamento, porém independente do ângulo zenital (FARLEY; BALSLEY, 1973). Dessa forma, não importa se a sondagem é realizada verticalmente ou com ângulos zenitais; e
- Os ecos Tipo II provêm de todas as regiões do EEJ, entre 90 km e 110 km. No entanto, a parte mais baixa, entre 90 km e 105 km de altura, contém mais ecos Tipo II (FEJER; KELLEY, 1980).

A teoria linear fornece explicações para muitas das características de propagação de ondas no plasma ionosférico observadas com radares VHF. A razão é que as equações podem ser linearizadas, isto é, os termos de segunda ordem e de ordem superiores nas variáveis perturbadas são desprezados. Consequentemente a matemática envolvida

fica muito simplificada. Embora a teoria linear de ondas de plasma forneça explicações para muitas características, ela não é completa. Assim que a amplitude das ondas aumenta, a não linearidade das equações que descrevem o estado do plasma torna-se importante e a teoria não linear deve ser aplicada (CHIAN; REUSCH, 1979). Como os efeitos não lineares não afetam o cálculo do campo elétrico inferido neste trabalho, indica-se a leitura de Rogister e D’Angelo (1970), Sato (1973), Sudan (1983), e suas referências para uma compreensão aprofundada da teoria não linear.

2.4 Penetração de Campos Elétricos e Dínamo Perturbado

As regiões auroral e equatorial da ionosfera são acopladas eletricamente. Por isso, em períodos geomagneticamente perturbados ocorrem alterações no padrão dos campos elétricos em relação aos períodos geomagneticamente calmos. A direção do campo magnético interplanetário ($B_{SW}^{\vec{}}$) é o fator mais importante para a ocorrência de tempestades geomagnéticas. Em um sistema de coordenadas em que o eixo “x” aponta da Terra para o Sol, a direção “z” negativa, ou direção “Sul”, é a direção do campo magnético interplanetário mais favorável para a ocorrência de tempestades magnéticas (KIVELSON; RUSSEL, 1995). A velocidade do vento solar é dada por $V_{SW}^{\vec{}} = -|V_{SW}^{\vec{}}|\hat{a}_x$, em que o subíndice *SW* indica vento solar (do inglês *solar wind*). No sistema de coordenadas fixo na Terra, o campo elétrico é dado por (KELLY, 2009):

$$E_{SW}^{\vec{}} = -V_{SW}^{\vec{}} \times B_{SW}^{\vec{}}, \quad (2.45)$$

em que $E_{SW}^{\vec{}}$, $V_{SW}^{\vec{}}$ e $B_{SW}^{\vec{}}$ são, respectivamente, o vetor campo elétrico interplanetário, o vetor velocidade do vento solar e o vetor campo magnético interplanetário. Portanto, a magnetosfera terrestre está imersa em um campo elétrico interplanetário com direção do amanhecer para o anoitecer que favorece a penetração de campos elétricos, energia do vento solar e plasma da magnetosfera.

A maior parte da energia transferida entre a magnetosfera e a termosfera durante tempestades geomagnéticas ocorre nas regiões de altas latitudes. Esse processo desencadeia o aquecimento Joule nas regiões aurorais devido ao depósito de energia e a penetração de campos elétricos para baixas latitudes (RICHMOND; LU, 2000). Devido a esse fato, o sistema global termosfera-ionosfera passa por uma série de alterações em todos os setores longitudinais (ABDU et al., 2006).

Em latitudes equatoriais os campos elétricos *undershielding* tem polaridade para Leste durante o dia e Oeste durante a noite, e ocorrem quase que simultaneamente aos eventos relacionados a altas latitudes. Esse campo elétrico é modulado pela interação do plasma quente da magnetosfera com a ionosfera. Essa interação estabelece correntes elétricas que fluem para dentro e para fora da região auroral em direção ao equador magnético. Essas correntes tentam contrabalancear a componente Leste-Oeste do campo elétrico vindo da calota polar em direção a média e baixas latitudes, reduzindo a intensidade do campo elétrico *undershielding*. Este efeito é chamado de blindagem (*shielding*).

Os estudos com modelagens mostram que o efeito de blindagem é estabelecido entre aproximadamente 3 minutos e 300 minutos a partir do estabelecimento de um campo *undershielding*, que depende das propriedades do plasma magnetosférico e da condutividade ionosférica (RICHMOND et al., 2003). A rápida inversão de B_z para Norte acompanhada de recuperação do Eletrojato Auroral dá origem a um campo elétrico de blindagem denominado *overshielding*. Neste caso, o campo elétrico da camada de blindagem torna-se intenso o suficiente para se contrapor aos campos elétricos de penetração, de forma que os campos elétricos equatoriais com penetração direta reverterem de direção, ou seja, são para Oeste durante o dia e para Leste durante a noite (KELLEY et al., 1979).

As perturbações no sistema de correntes aurorais podem causar campos elétricos perturbados pela alteração na circulação termosférica global durante tempestades magnéticas. Essa circulação termosférica dá origem ao que é denominado de Dínamo Perturbado. Esses campos elétricos perturbados ocorrem em geral entre 16 horas a 24 horas após o início de uma tempestade magnética e seus efeitos podem ser observado por dias (BLANC; RICHMOND, 1980).

O aquecimento Joule em altas latitudes e a interação colisional das partículas neutras com íons convectivos originam ventos perturbados em direção ao equador. Os ventos adquirem componente para Oeste com relação a Terra devido ao efeito da força de Coriolis e produzem corrente Pedersen para o equador (J_P). A corrente J_P acumula cargas positivas na ionosfera de baixas latitudes até o momento em que o fluxo seja cessado pelo campo elétrico resultante (E_P) direcionado para os pólos. E_P é perpendicular a \vec{B} e assim produz deriva de plasma zonal para Oeste e corrente Hall para Leste (J_H). A interrupção de J_H nos terminadouros resulta em dois *loops* de correntes e estabelece um campo elétrico anoitecer-amanhecer de polaridade oposta ao campo elétrico do dínamo em períodos calmos (ABDU et al., 2006).

Fejer e Scherliess (1995), por meio de dados do radar de Jicamarca e índices do Eletrojato Auroral, determinaram a dependência temporal de distúrbios magnetosféricos com os campos elétricos da ionosfera. Os autores observaram que os campos elétricos ionosféricos variam significativamente dependendo das contribuições relativas entre a penetração direta de campo elétrico e o campo elétrico do dínamo perturbado. Enquanto que os efeitos do campo elétrico de penetração duram aproximadamente uma hora, os efeitos do dínamo perturbado possuem amplitude proporcional ao depósito de energia na ionosfera da região auroral e podem durar dias.

Sobral et al. (1997), através de dados de satélite, magnetômetros e ionossondas, investigaram os efeitos de três tempestades geomagnéticas intensas na ionosfera equatorial brasileira (Fortaleza, 3°55' S; 38°25'O) em meses de equinócio nos anos de máximo solar 1978-1979. Foi observado que a competição entre campos elétricos de penetração direta e do dínamo perturbado resultou no cancelamento parcial ou completo dos efeitos das tempestades geomagnéticas que ocorreram em 28 de setembro de 1978 e 28 de março de 1979. O pico pré-reversão na deriva vertical de plasma não foi afetado pelos distúrbios nos campos elétricos. Os autores mostraram que os campos elétricos do dínamo perturbado afetam a ionosfera equatorial até o dia seguinte em que ocorreu o fim da fase de recuperação da tempestade geomagnética.

Os efeitos da penetração de campos elétricos e do dínamo perturbado também afetam o desenvolvimento de irregularidades do EEJ. Denardini et al. (2004), através da análise dos dados do radar de espalhamento coerente instalado no OSL, realizaram estudos comparativos de observações de irregularidades do EEJ em períodos perturbados e calmos. Os resultados mostraram que intensificações no índice AE durante o dia estão geralmente relacionadas com intensificações na corrente do EEJ, devido a penetração de campos elétricos para Leste. Na fase de recuperação do índice AE observaram-se diminuições na intensidade da corrente do EEJ devido ao campo elétrico de blindagem *overshielding*. Em paralelo, foi observado que a altura em que as irregularidades do Tipo II dominam aumentou durante o período geomagneticamente perturbado, e foram observadas velocidade de deslocamento das irregularidades do Tipo I de aproximadamente 500 ms^{-1} , que foi atribuído ao aumento da temperatura do plasma. A supressão na intensidade dos ecos obtidos com um radar de 30 MHz, instalado no OSL, devido ao campo elétrico de blindagem *overshielding* também foi observada por Shume et al. (2011).

3 TÉCNICAS UTILIZADAS E MODELAGEM

A descrição da técnica utilizada para obter a velocidade de deslocamento das irregularidades do Tipo II com os dados dos radares RESCO e JULIA, a obtenção dos campos elétricos obtidos por meio de espectros do Tipo II, o Modelo de Condutividade Integrada e sua atualização são descritos neste Capítulo.

3.1 Introdução

Radares têm sido amplamente utilizados em experimentos de espalhamento ionosférico desde os primeiros estudos realizados por Bowles et al. (1960). No entanto, Sir Edward Victor Appleton no Reino Unido, e Breit e Tuve (1925) nos Estados Unidos da América foram os pioneiros em desenvolver e utilizar radares em pesquisas das camadas ionizadas da atmosfera nos anos vinte.

Radar é o acrônimo de *R*ADIO *D*ETECCÃO *A*ND *R*ANGING, que significa detecção e telemetria por rádio. O radar é um dispositivo eletrônico composto, basicamente, de um conjunto de equipamentos necessários à transmissão de ondas eletromagnéticas, detecção após o sinal ser retro espalhado por alvos e processamento e visualização dos dados coletados (SKOLNIK, 1981; PEEBLES, 1998).

Os alvos podem ser flutuações turbulentas no índice de refração da atmosfera que causam o espalhamento (ou reflexão) das ondas eletromagnéticas emitidas (WOODMAN, 1985). O espalhamento é dito coerente se ele for devido a irregularidades de ionização, normalmente irregularidades que se organizam como ondas (conforme descrito no Capítulo anterior). O espalhamento é incoerente se o alvo for estruturas que têm movimento errático como partículas sujeitas às colisões (elétrons livres). O tipo do alvo influi diretamente na potência empregada nos radares. Por exemplo, o Radar de Espalhamento COerente (RESCO) de 50 MHz instalado no Observatório de São Luís do Maranhão/INPE/MCTI, Brasil (OSL, coordenadas geográficas: 2,33° S, 44,2° O) utiliza 120 kW de potência, que é significativamente menor do que 4 MW de potência empregada no Radar de Espalhamento Incoerente de Jicamarca, que está instalado e operacional no Rádio Observatório de Jicamarca/*Instituto Geofísico del Perú* - IGP, Peru (ROJ, coordenadas geográficas: 11,95° S, 76,87° O).

3.2 Descrição da Técnica e Equação do Radar

Considera-se que o radar emite um pulso retangular de largura τ [s] com potência P_{tx} [W] no tempo T_1 [s]. Se o radar opera com antena isotrópica (que irradia uniformemente em todas as direções), a densidade de potência transmitida, S [W/m²], é definida como a razão entre a potência transmitida pela área da superfície esférica que circunda a antena transmissora (SKOLNIK, 1981):

$$S = \frac{P_{tx}}{4\pi R^2}. \quad (3.1)$$

No entanto, as antenas normalmente não irradiam energia eletromagnética em todas as direções, mas em ângulos sólidos. Ou seja, a concentração de energia se dá ao longo de um feixe de radiação, principalmente nos seus lóbulos principais e secundários. Portanto, define-se o ganho da antena, G [adimensional], como a razão entre a potência por unidade de área ao longo do feixe do radar pela potência irradiada isotropicamente. Assim, a densidade de potência emitida, P_{inc} [W], por uma antena com ganho de transmissão é (SKOLNIK, 1981):

$$P_{inc} = \frac{P_{tx}G}{4\pi R^2}. \quad (3.2)$$

A maneira com que o pulso emitido pelo radar se propaga com o tempo é um indicativo das variações espaciais e temporais no retro espalhamento. O diagrama espaço-tempo (*range-time diagram*, ou diagrama de Farley) é um guia para a classificação dos dois. Um exemplo desse tipo de diagrama está ilustrado na Figura 3.1. Nesse digrama, as linhas diagonais ascendentes representam o caminho percorrido por um pulso que tem duração τ , além de indicar o intervalo de altura em que as bordas do pulso se propagam com o tempo. O pulso atinge um alvo localizado na altura r_a [m] após o intervalo de tempo $t_1 = r_a/c$, em que c é a velocidade da luz.

A potência interceptada pelo alvo, P_{esp} [W], localizado em r_a e que possui seção plana de espalhamento, σ_{esp} [m²], pode ser escrita como (SKOLNIK, 1981):

$$P_{esp} = P_{inc} \sigma_{esp}. \quad (3.3)$$

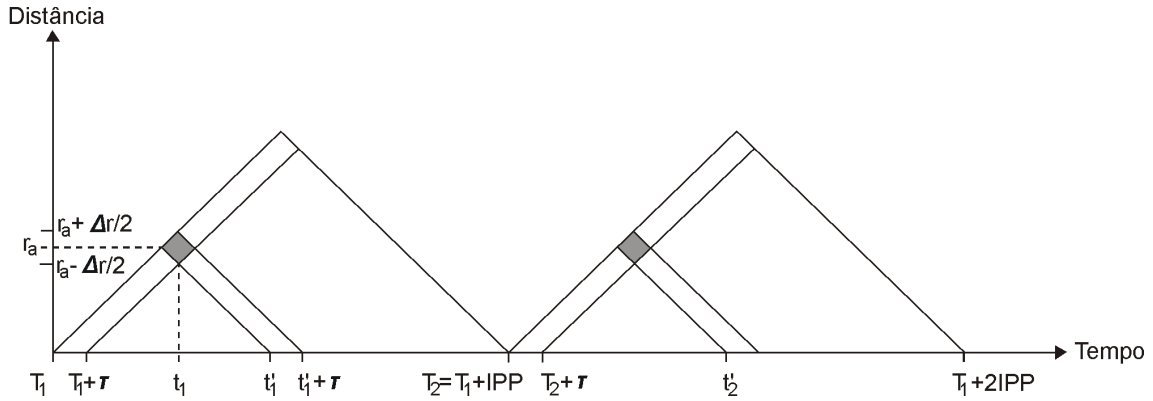


Figura 3.1 - Diagrama espaço-tempo que contém os pulsos transmitidos e os ecos recebidos representados pelas linhas diagonais paralelas ascendente e descendentes, respectivamente.

Fonte: Adaptada de Roettger (1989).

O alvo pode espalhar ou refletir o sinal do radar em várias direções, e o pulso refletido será limitado pelo par de linhas diagonais descendentes da Figura 3.1. Uma pequena fração do sinal transmitido retorna para o radar após $t'_1 = 2t_1 = 2r_a/c$. Neste exemplo, a duração do pulso refletido também é τ . Essa consideração leva a relação básica para radares monoestáticos, em que $r = ct/2$ permite determinar a distância de qualquer alvo em relação ao radar através da medida do intervalo de tempo t de ida e volta da onda eletromagnética.

Uma vez que a largura do pulso tem uma duração finita, o sinal atinge r_a em $t_1 + \tau$ e o receptor em $2t_1 + \tau = t'_1 + \tau$. Porém, o sinal é retroespalhado sobre um volume que consiste de um grande número de alvos discretos. A partir da Figura 3.1 verifica-se que os ecos provenientes das alturas entre $r_a - \delta r/2$ e r_a atingem o receptor simultaneamente no tempo t'_1 , enquanto que os ecos entre r_a e $r_a + \delta r/2$ são recebidos em $t'_1 + \tau$. O pulso com duração τ ilumina um volume centrado em r_a que possui uma altura $\delta r = c\delta\tau/2$ conhecida como *gate*. Assim, a maior parte da potência retroespalhada é devido ao alvo localizado em r_a , enquanto que a menor potência recebida é devido a $r_a \pm \delta r/2$.

O processo se repete a cada período entre pulsos consecutivos, T_{IPP} [s] (IPP, do inglês *inter pulse period*), que é o intervalo de tempo que o radar interrompe a transmissão de um pulso até a transmissão do próximo. O inverso do IPP é a frequência correspondente conhecida como taxa de repetição de pulsos, f_{PRF} [Hz] (PRF, do inglês *pulse repetition frequency*), dada por, $f_{PRF} = 1/T_{IPP}$. A definição de f_{PRF} trás a limitação da máxima distância não ambígua, ou seja, é necessário que um pulso

emitido realize o trajeto de ida e volta antes da emissão do próximo pulso. A máxima distância não ambígua é dada por $r_{max} = c/2f_{PRF}$. Outro parâmetro importante em radares é a razão $d = \delta t_i/T_{IPP}$ conhecida como *duty cycle* [adimensional], que é a proporção de tempo durante o qual o radar está transmitindo sinal.

Por fim, a potência recebida pelo radar, P_{rx} [W], que é interceptada pela antena com área efetiva A_{efe} [m²], será (SKOLNIK, 1981):

$$P_{rx} = P_{esp} \frac{A_{efe}}{4\pi R^2}. \quad (3.4)$$

A A_{efe} é as vezes (não sempre) a área física da antena receptora. As equações acima podem ser combinadas para formar a Equação do Radar, dada por (SKOLNIK, 1981):

$$P_{rx} = \underbrace{P_{tx} \frac{G_{tx}}{4\pi R^2}}_{\substack{P_{inc} \\ P_{esp}}} \sigma_{esp} \frac{A_{efe}}{4\pi R^2} \propto R^{-4}. \quad (3.5)$$

A capacidade de um radar detectar um sinal de eco fraco é limitada pelo ruído existente na mesma banda do sinal. O alcance máximo do radar, R_{max} [m], que é a distância no qual o alvo não pode mais ser detectado, ocorre quando P_{rx} se iguala ao sinal mínimo detectável, S_{min} [W], e é dado por (SKOLNIK, 1981):

$$R_{max} = \left[\frac{P_{tx} G_{tx} \sigma_{radar} A_{eff}}{(4\pi)^2 S_{min}} \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (3.6)$$

3.3 Radar de Espalhamento Coerente e o Efeito Doppler

As irregularidades ionosféricas apresentam ampla variedade de tamanhos e são fortemente alinhadas ao campo geomagnético, uma vez que a mobilidade dos elétrons ao longo do \vec{B} é muito maior do que perpendicular. As ondas de rádio são retro espalhadas pelas irregularidades quando as ondas se propagam na direção perpendicular as linhas de \vec{B} . Portanto, radares podem sondar a ionosfera em qualquer direção no plano magnético Leste-Oeste no equador magnético (BALSLEY; ECKLUND, 1972).

Durante a sondagem de irregularidades de plasma há a geração de correntes elétricas na própria irregularidade. Nesse processo as correntes elétricas dão origem a um campo eletromagnético. Esse campo se propaga em todas as direções. A componente espalhada na mesma direção e sentido contrário do vetor de onda do radar é chamado de assinatura monoestática (KNOTT et al., 1993). Se há coerência dos sinais retro espalhados, suas fases se igualam e os ecos são somados em intensidade. O eco é intenso o suficiente para ser detectado pelos radares. Por isso, os radares coerentes são aqueles que detectam sinais oriundos de estruturas com coerência de fase de sinal de eco. No entanto é importante mencionar que são os processos físicos que ocorrem na ionosfera, e não no radar, que causam o sinal coerente. Uma vez que o espalhamento coerente é análogo ao espalhamento Bragg de Raios-X em cristais, esse processo pode ser chamado de espalhamento Bragg.

O vetor de onda de rádio incidente $\vec{\kappa}_i$, o vetor de onda de rádio espalhado $\vec{\kappa}_s$ e o vetor de onda do meio $\vec{\kappa}_{med}$ podem ser escritos como (SCHLEGEL, 1996):

$$\vec{\kappa}_s = \vec{\kappa}_i + \vec{\kappa}_{med}. \quad (3.7)$$

$\vec{\kappa}_s = -\vec{\kappa}_i$ na condição de retro espalhamento e portanto $\vec{\kappa}_{med} = 2\vec{\kappa}_i$. O vetor de onda de retro espalhamento segue a condição de Bragg, ou seja:

$$\lambda_{radar} = 2\lambda_{irr} \text{sen}(\xi/2), \quad (3.8)$$

em que $|\vec{\kappa}_i| = |\vec{\kappa}_s| = 2\pi/\lambda_{radar}$, $|\vec{\kappa}_{med}| = 2\pi/\lambda_{irr}$ e ξ é o ângulo de espalhamento.

Para um conjunto de vários espalhamentos, com escala de comprimento λ_{irr} , essa condição corresponde a uma interferência construtiva que leva a amplitude máxima de retro espalhamento (BOOKER, 1956). A partir da Equação 3.8 segue que o com-

primento de onda do radar, λ_{radar} [m], determina a escala de tamanho do retro espalhamento que pode ser observado pelo radar, ou seja:

$$\lambda_{irr} = \lambda_{radar}/2. \quad (3.9)$$

No caso de radares que operam em 50 MHz ($\lambda_{radar} = 6$ m) o sinal será retro espalhado por irregularidades com 3 m de comprimento. A maioria dos estudos das irregularidades de plasma das regiões E e F com radares têm sido realizados com escalas de tamanho entre $\approx 0,3$ m e 15 m, ou seja, entre 1 GHz e 10 MHz em termos da frequência de sondagem (SCHLEGEL, 1996).

O eco retro espalhado pelas irregularidades (ou qualquer outro alvo) contém informações da distância entre elas e o radar, além de informar se o alvo se aproxima ou se distancia do radar. A presença de uma modulação de baixa frequência no eco captado é verificada quando se elimina a característica do sinal emitido. A presença dessa modulação é devida ao efeito Doppler, uma característica encontrada nas ondas quando emitidas ou refletidas por um alvo que está em movimento em relação a um observador. Se R for a distância entre o radar e o alvo, o número total de ondas contidas em duas vezes R (ida e volta) é $4\pi R/\lambda_{radar}$ para uma variação angular ϕ . R e ϕ variam com o tempo se o alvo estiver em movimento. A variação da excursão angular total ϕ em relação ao tempo é igual a frequência Doppler, f_D [Hz], dada por (SKOLNIK, 1981; DENARDINI et al., 2013):

$$\omega = 2\pi f_D = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{4\pi}{\lambda_{radar}} \frac{dR}{dt} = \frac{4\pi V_D}{\lambda_{radar}}, \quad (3.10)$$

em que V_D é a velocidade relativa entre o alvo e o radar. A velocidade V_D também pode ser escrita da forma $V_D = V_a \cos(\Theta)$, em que V_a é o módulo da velocidade do alvo e Θ é o ângulo entre a trajetória do alvo e a linha que o une com o radar. O efeito Doppler torna-se negativo a medida que o alvo se distancia do radar porque a frequência do eco recebido será menor que a frequência de emissão do transmissor. Quando o alvo estiver se aproximando do radar o efeito Doppler é positivo, uma vez que a frequência do eco recebido será maior que a frequência de emissão do transmissor.

3.4 Radares RESCO e JULIA

O Radar RESCO entrou em operação em agosto de 1998 (DENARDINI, 1999; ABDU et al., 2002; DENARDINI, 2003; ABDU et al., 2003). As observações das irregularidades de plasma de 3 m do EEJ foram conduzidas rotineiramente durante aproximadamente 10 dias por mês, entre 2001 e 2009. Algumas campanhas pontuais foram realizadas entre 1999 e 2000 e tais dados não são utilizados neste trabalho.

O RESCO transmite sinais pulsados através de um conjunto de antenas composto por 768 dipolos do tipo COCO (*colinear co-array*) disposto em um arranjo de 32×24 . O feixe pode ser configurado para a posição vertical ou 30° em relação ao zênite para Oeste ou Leste. A largura do feixe no plano meridional é 7° . A potência máxima transmitida de 120 kW é atingida através do uso de um sistema modular de oito transmissores faseados para maximizar a energia transmitida. A mesma rede de antenas capta os sinais de retorno espalhados pelas irregularidades do EEJ.

O controle operacional do radar foi realizado por computador, que realiza a aquisição, o tratamento e processamento dos dados. Os dados coletados com o feixe oblíquo Oeste foram obtidos com largura de pulso de $20 \mu\text{s}$ e T_{IPP} de 1 ms para se obter 16 amostras de eco entre 80 km e 120 km de altura, com 2,6 km de resolução. Neste trabalho, utiliza-se as alturas centrais da faixa de observação do radar RESCO correspondentes a (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km com dois minutos de resolução temporal. Maiores detalhes do sistema do radar pode ser encontrado em Denardini (1999) e Denardini (2003).

O RESCO, junto com radares instalados no Peru, Índia e Indonésia, foi um dos poucos radares ionosféricos operacionais próximo ao equador geomagnético. Desses locais, a região equatorial brasileira possui características distintas das outras regiões devido à configuração peculiar do campo geomagnético. A declinação magnética no OSL é 21° Oeste (ano 2014), significativamente diferente do valor nos outros locais. Por exemplo, a declinação magnética no ROJ é aproximadamente 4° Leste (para o ano de 2014). Além disso, o equador magnético é caracterizado por mover-se para a direção Oeste, que no caso de 21° de declinação magnética setor brasileiro tem efeito líquido de afastamento do EEJ do OSL a uma taxa relativamente alta, o que não ocorre no ROJ. Com isso, utilizam-se neste trabalho os dados coletados pelo sistema de antenas Yagi que operam no modo *Jicamarca Unattended Long-term Investigations of the Atmosphere* (JULIA) instalado no ROJ em adição aos dados do RESCO, com a finalidade de realizar um estudo completo dos campos elétricos do EEJ e investigar a contribuição da declinação e inclinação magnética nos resultados.

O ROJ foi construído no final da década de 1950. Nele estão operacionais, entre vários outros equipamentos, o Radar de Espalhamento Incoerente que entrou em operação em 1963. Esse radar possui três tipos básicos de operação: rotação Faraday para obter a densidade eletrônica e as temperaturas dos íons e elétrons, modo de deriva e o modo bistático, que envolve a transmissão de sinais no ROJ e recepção em Ica (cidade localizada a aproximadamente 300 km ao Sul de Jicamarca).

Para otimizar a funcionalidade do radar de Jicamarca e operar em períodos em que os transmissores de alta potência não são utilizados, além de operar de forma autônoma, foi concebido o modo de operação JULIA em agosto de 1996. O modo JULIA, que é um modo de espalhamento coerente, opera com as mesmas antenas, sistemas de recepção e processamento que o modo incoerente, porém utiliza diferentes transmissores. O sistema de transmissão consiste em um par de transmissores de 30 kW de potência em 50 MHz (de forma mais precisa: 49,92 MHz) com *duty cycle* máximo de 6%. Os pulsos gerados possuem largura entre 0,8 μ s e 15 μ s. Os transmissores dos modos coerente e incoerente podem operar simultaneamente (HYSELL et al., 1997).

Os dados obtidos no modo JULIA podem ser classificados em três categorias baseados na altura e na hora local de aquisição. As observações do EEJ e ecos de 150 km são realizados durante o dia entre (85 e 140, e 130 e 180) km de altura, respectivamente. O espalhamento F é amostrado entre 95 km e 850 km de altura à noite.

O JULIA realiza o controle operacional como a transmissão, aquisição, tratamento e processamento dos dados coletados por 16 antenas do tipo Yagi, dispostas linearmente e, instaladas nas proximidades do campo principal de antenas do ROJ. Os dados coletados por essas antenas fornecem as medidas da velocidade de deslocamento das irregularidades do Tipo II utilizadas nesse trabalho. As antenas possuem um lóbulos principal orientado a 51° Oeste em relação ao zênite e lóbulos secundários a 23° Oeste e vertical (HYSELL et al., 2007). Os ecos mais intensos e que são utilizados no presente trabalho são aqueles captados pelos lóbulos orientados a 51° Oeste em relação ao zênite. Essa configuração é similar a configuração do RESCO, o que se torna vantajoso no processamento e análise dos dados. Neste trabalho, utiliza-se as alturas centrais da faixa de observação do radar JULIA correspondentes a (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km com um minuto de resolução temporal.

3.5 Campos Elétricos Obtidos de Espectros do Tipo II

Os campos elétricos foram inferidos de espectros do Tipo II provenientes dos dados brutos dos radares RESCO e JULIA. Foram tomadas 16 amostras do eco correspondente a 30° Oeste em relação ao zênite com o RESCO e 77 amostras do eco referente a 51° Oeste em relação ao zênite com o JULIA, que representam as alturas distintas da região de sondagem. Os dados brutos são digitalizados nos canais de recolhimento dos sinais em fase e em quadratura. A análise espectral de Fourier foi empregada para análise da densidade espectral, e os sinais foram transportados do domínio do tempo para o domínio da frequência. O exemplo da variação das componentes em fase e em quadratura de acordo com a sequência de ecos recebidos é apresentado na Figura 3.2.

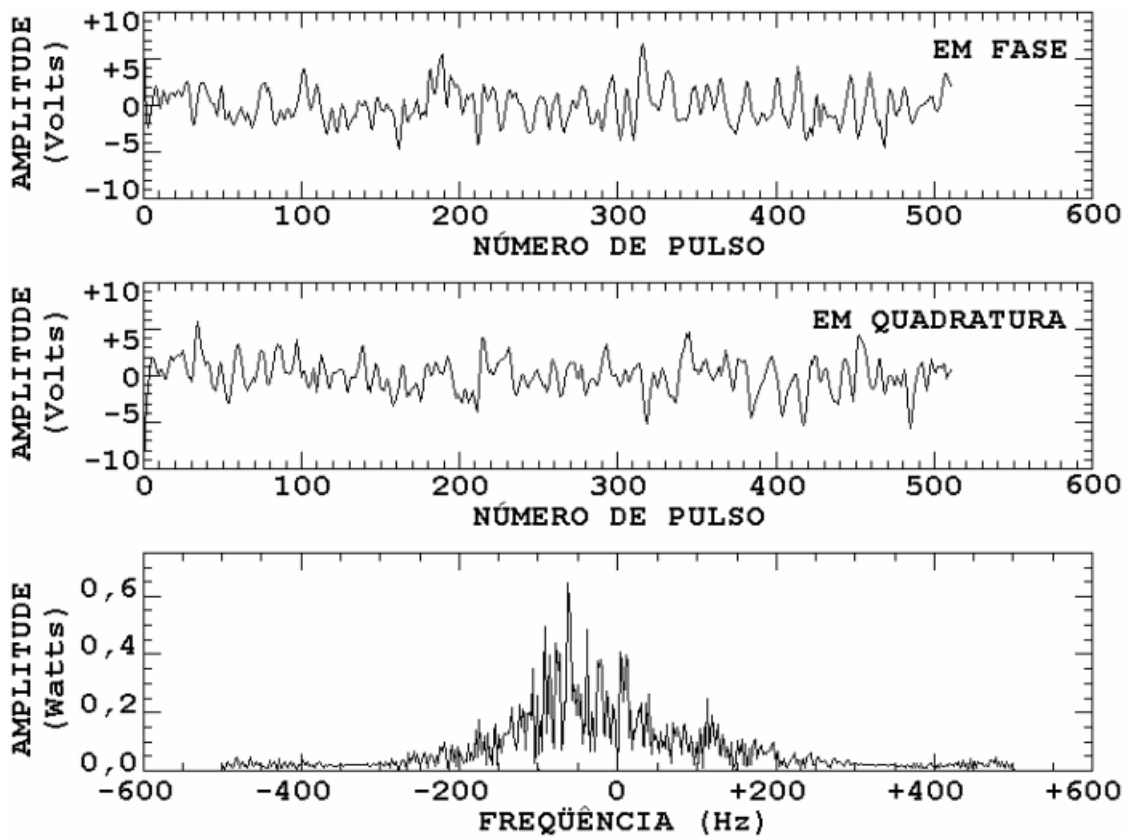


Figura 3.2 - Exemplo da variação das componentes em fase e em quadratura e do espectro de potência obtido através da análise espectral de Fourier. Os dados referem-se ao dia 06 de dezembro de 2000, às 14 h 07 min 06 s (hora local) para 107,8 km de altura, para as coordenadas geográficas do radar RESCO. Fonte: Denardini (2003).

Um espectro de potência Doppler para cada altura (*gate*) e intervalo de tempo foi obtido, como mostra o último painel da [Figura 3.2](#). A análise de todos os dados brutos produziu vários conjuntos de espectros que foram agrupados em ordem cronológica e em faixas de alturas para se obter espectrogramas. Finalmente, os quatro espectrogramas com maior relação sinal-ruído em torno do centro do EEJ foram selecionados.

Cada espectro pode ser uma composição das irregularidades do Tipo I e II, pois elas podem coexistir simultaneamente. Como já discutido no [Capítulo 2](#), a forma do espectro correspondente a irregularidade do Tipo I apresenta largura estreita com centro de distribuição em aproximadamente 120 Hz, que corresponde a velocidade íon-acústica ([Equação 2.43](#)). O espectro correspondente a irregularidade do Tipo II apresenta largura de espectro maior e centro de distribuição sobre uma velocidade inferior a velocidade íon-acústica. Assim, pode-se afirmar que o espectro de potência do sinal retro espalhado possui uma assinatura da presença da irregularidade ([DENARDINI, 2003](#)).

O modelo espectral adotado nesse trabalho utiliza o somatório de duas Gaussianas para obter os parâmetros dos espectros de potência de cada tipo de irregularidade (Tipo I e II) em cada espectro individualmente. Esse modelo é justificado pelo fato das irregularidades do Tipo I e II apresentarem características distintas no formato espectral do sinal recebido, e os espectros sempre têm mostrado grande semelhança com curvas Gaussianas ([COHEN, 1973](#)).

O ajuste de duas curvas Gaussianas em cada espectro proporciona a obtenção de seis parâmetros espectrais (três para cada curva Gaussiana): o centro de distribuição de frequência (corresponde a frequência de deslocamento Doppler - f_D), a largura da Gaussiana a meia potência (o dobro do desvio padrão), e a área total da curva. O sétimo parâmetro obtido com esse modelo espectral é o nível de potência de ruído do espectro de potência. Esses parâmetros, obtidos de cada espectro, são exemplificados na [Figura 3.3](#).

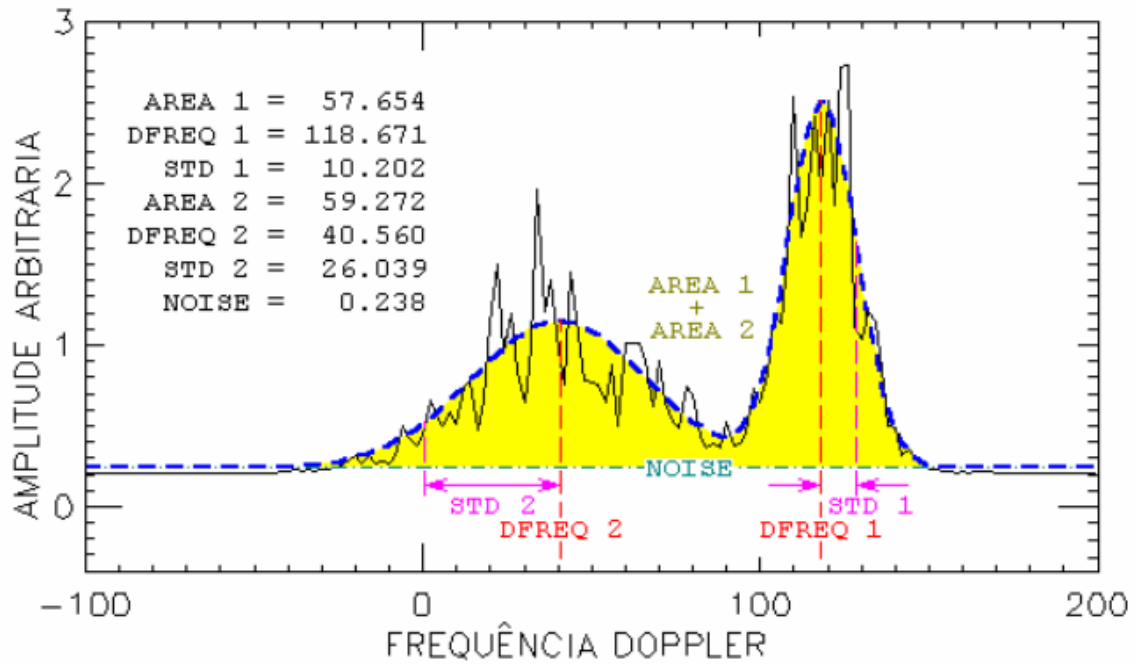


Figura 3.3 - Exemplo do ajuste de duas curvas Gaussianas (linha azul tracejada) a um espectro de potência simulado (linha preta). O centro de distribuição de frequência (f_D) para cada uma das duas curvas está indicado pelas linhas vermelhas verticais, enquanto que a largura de cada Gaussiana a meia potência está indicada pelas linhas rosas verticais. O nível de ruído do espectro simulado está indicado pela linha verde horizontal e a área amarela determinada a soma das áreas das duas curvas Gaussianas.

Fonte: Denardini (2003).

O centro de distribuição de frequência da curva Gaussiana ajustada ao espectro do Tipo II é utilizado para calcular a velocidade de deslocamento das irregularidades do Tipo II, V_{DII} [ms^{-1}], por meio da Equação 3.10 com a variável V_D substituída por V_{DII} . Uma vez que f_{radar} é 50 MHz e a velocidade da luz é $3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$, V_{DII} é dada por:

$$V_{DII} = \frac{c}{2f_{\text{radar}}} f_D = \frac{3 \times 10^8}{2(50 \times 10^6)} f_D = 3 f_D. \quad (3.11)$$

A componente vertical do campo elétrico, E_z [mV/m], pode ser calculada, a uma determinada altura e hora local por (REDDY, 1977):

$$E_z = \frac{1}{\text{sen}\theta} \underbrace{V_{DII}(1 + \Psi_0)}_{V_\phi} \frac{B^2}{H}, \quad (3.12)$$

em que θ é o ângulo de sondagem do radar (30° Oeste para o RESCO e 51° Oeste para o JULIA) em relação ao zênite, V_ϕ é a velocidade de fase eletrônica corrigida pelo fator anisotrópico Ψ_0 (Equação 2.41), H é a componente horizontal do campo magnético, e B é definido como $|\vec{B}|$.

A componente E_y é estimada por meio da componente vertical do campo elétrico, através da relação com as condutividades ionosféricas Pedersen e Hall integradas ao longo das linhas de campo magnético (RICHMOND, 1973):

$$E_y = \frac{\sum_P}{\sum_H} E_z, \quad (3.13)$$

em que

$$\sum_P = \int_{-\alpha}^{+\alpha} \sigma_P \vec{r} \cdot d\vec{\alpha}, \quad (3.14)$$

e

$$\sum_H = \int_{-\alpha}^{+\alpha} \sigma_H \vec{r} \cdot d\vec{\alpha}. \quad (3.15)$$

Nas Equações 3.14 e 3.15 a latitude geomagnética é representada por α e seu elemento diferencial é $d\vec{\alpha}$, \vec{r} é o vetor posição do elemento de linha de campo geomagnético e σ_P (Equação 2.32) e σ_H (Equação 2.33) são as condutividades locais Pedersen e Hall, respectivamente. A modelagem das condutividades utilizada nesse trabalho é descrito em maiores detalhes na próxima Seção.

3.6 Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada

O Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada ao longo das linhas de campo magnético foi utilizado neste trabalho para inferir as componentes zonal e vertical do campo elétrico do EEJ. O modelo foi inicialmente desenvolvido por Denardini (2007), doravante denominada versão 2007, e apresentou resultados consistentes quando comparado com o modelo de condutividade de Kyoto. No entanto, a versão 2007 do modelo apresentava algumas limitações. Por exemplo, a frequência de colisão íon-neutros era simplificada pela equação dada por Chapman (1956), que não considera as diferentes espécies iônicas:

$$\nu_i = (2,6 \times 10^{-9}) N_n A^{-1/2}, \quad (3.16)$$

em que N_n e A são a densidade e a massa da atmosfera neutra, respectivamente.

A frequência de colisão elétron-neutros era simplificada na versão 2007 pela equação dada por Kelley (1989):

$$\nu_e = (5,4 \times 10^{-10}) N_n T_e^{-1/2}. \quad (3.17)$$

Olívio (2009) supriu parte das limitações da versão 2007 do modelo. Na versão 2009 foi incorporada a Equação do Movimento para os íons oxigênio molecular (O_2^+), óxido nítrico (NO^+) e óxido atômico (O^+), e leva em consideração as diferentes populações iônicas e suas respectivas concentrações (SCHUNK, 1996):

$$g_{sen}(I) + \frac{KT_n}{m_i N_i} \frac{\partial N_i}{\partial s} + \frac{KT_n}{m_i N_e} \frac{\partial N_e}{\partial s} + \frac{K}{m_i} \frac{\partial (2T_n)}{\partial s} + \sum_n \nu_{ij} = 0, \quad (3.18)$$

em que s é a distância ao longo da linha de campo magnético em relação as coordenadas do RESCO. As outras variáveis foram definidas anteriormente. Na Equação 3.18 assume-se que todos os íons se arrastam com a mesma velocidade do vento neutro e foram incorporadas as taxas de colisão entre o i -ésimo íon e o n -ésimo gás neutro, ν_{in} [s^{-1}]. Ou seja, a equação da frequência de colisão íon-neutro de Chapman (1956) na versão 2007 foi substituída pelas seguintes relações encontradas em Schunk (1996):

* Para o íon de oxigênio molecular (O_2^+):

$$\begin{aligned} O_2^+ \rightarrow O & \quad \nu_1 = 2,31 \times 10^{-10} n(O) \\ O_2^+ \rightarrow O_2 & \quad \nu_2 = 2,59 \times 10^{-11} n(O_2) T^{1/2} (1 - 0,073 \log T)^2 \\ O_2^+ \rightarrow N_2 & \quad \nu_3 = 4,13 \times 10^{-10} n(N_2) \end{aligned}$$

* Para o íon de óxido nítrico (NO^+):

$$\begin{aligned} NO^+ \rightarrow O & \quad \nu_4 = 2,44 \times 10^{-10} n(O) \\ NO^+ \rightarrow O_2 & \quad \nu_5 = 4,27 \times 10^{-10} n(O_2) \\ NO^+ \rightarrow N_2 & \quad \nu_6 = 4,34 \times 10^{-10} n(N_2) \end{aligned}$$

* Para o íon de óxido atômico (O^+):

$$\begin{aligned} O^+ \rightarrow O & \quad \nu_7 = 4,45 \times 10^{-11} n(O) T^{1/2} (1,04 - 0,067 \log T)^2 \\ O^+ \rightarrow O_2 & \quad \nu_8 = 6,64 \times 10^{-10} n(O_2) \\ O^+ \rightarrow N_2 & \quad \nu_9 = 6,82 \times 10^{-10} n(N_2) \end{aligned}$$

Nessas equações, $n(O)$ representa a densidade do oxigênio atômico, $n(O_2)$ é a densidade do oxigênio molecular e $n(N_2)$ é a densidade do nitrogênio molecular. Em todas as relações envolvendo a temperatura, essa foi aproximada pela temperatura neutra uma vez que as temperaturas eletrônica, iônica e neutra são bastante próximas na altura de interesse dentro da região E (veja [Figura 2.1](#)). Assim, a taxa de colisões entre íons-neutros resulta em:

$$\nu_{in} = \sum_{k=1}^9 \nu_k. \quad (3.19)$$

A versão 2009 do modelo apresenta outra melhoria em relação ao modelo 2007, relacionada com a frequência de colisão elétrons-neutros, ν_{en} [s^{-1}]. [Olívio \(2009\)](#) adotou as relações obtidas por [Banks e Kockarts \(1973\)](#):

$$\begin{aligned} e \rightarrow O & \quad \nu_a = 8,2 \times 10^{-10} n(O) T^{1/2} \\ e \rightarrow O_2 & \quad \nu_b = 1,8 \times 10^{-10} n(O_2) [1 + 3,6 \times 10^{-2} T^{1/2}] T^{1/2} \\ e \rightarrow N_2 & \quad \nu_c = 2,33 \times 10^{-11} n(N_2) [1 - 1,2 \times 10^{-4} T] T \end{aligned}$$

As taxas de colisão entre íons e elétrons são desprezadas. Uma vez que o Modelo de Condutividade Integrada passou por mais uma atualização nesse trabalho de Tese, a versão 2015 é descrita em detalhes na próxima Seção.

3.7 Atualização do Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada

O Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada foi novamente atualizado neste trabalho de Tese para a versão 2015, com a inclusão da variação do fluxo solar F10.7 diário, a sua média de 81 dias e o índice ap, que eram considerados relativamente constantes nas versões 2007 e 2009. Esses índices são parâmetros importantes de entrada no modelo de atmosfera neutra utilizado nesse trabalho. Os dados do F10.7, sua média e o índice ap foram obtidos no banco de dados da *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA).

As equações das frequências de colisão elétrons-neutros foram novamente atualizadas. Na versão 2015 as equações consideradas são as dadas por Schunk e Nagy (2000):

$$\begin{aligned}
 e \rightarrow O & \quad \nu_a = 8,9 \times 10^{-11} n(O) (1 + 5,7 \times 10^{-4}T)T^{1/2} \\
 e \rightarrow O_2 & \quad \nu_b = 1,82 \times 10^{-10} n(O_2) (1 + 3,6 \times 10^{-2}T^{1/2})T^{1/2} \\
 e \rightarrow N_2 & \quad \nu_c = 2,33 \times 10^{-11} n(N_2) (1 - 1,21 \times 10^{-4}T)T
 \end{aligned}$$

Assim, a taxa de colisão entre elétron-neutros resulta em:

$$\nu_{en} = \sum_{k=a}^c \nu_k. \tag{3.20}$$

Além dessas duas modificações, o modelo foi adaptado para integrar a condutividade ionosférica ao longo das linhas de campo geomagnético na região do ROJ.

Nessa última versão foram utilizadas as versões mais atuais disponíveis dos modelos *International Reference Ionosphere* versão 2007 (IRI-2007) (BILITZA; REINISCH, 2008), *Mass Spectrometer and Incoherent Scatter* versão 2000 (MSIS-2000) (PICONE et al., 2002) e *International Geomagnetic Reference Field* versão 11 (IGRF-11) (FINLAY et al., 2010). O IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11 são utilizados na descrição da atmosfera ionizada, neutra e do campo geomagnético, respectivamente. Devido ao fato do IRI subestimar a densidade eletrônica na região E equatorial brasileira, os perfis dados pelo IRI-2007 são corrigidos a partir dos valores de f_oE derivados de ionogramas obtidos por digissondas operadas em torno do equador magnético (ABDU et al., 2004). A descrição detalhada desses modelos é realizada no Capítulo 4.

Os dados coletados pelo feixe Oeste do radar RESCO no dia 07 de fevereiro de 2001 são utilizados para exemplificar a obtenção do campo elétrico do EEJ. Esse dia é geomagneticamente calmo e a variação com a altura das temperaturas neutra, de elétron e íons, bem como a densidade eletrônica e a porcentagem dos íons com a altura foram apresentados nas Figuras 2.1 e 2.2 do Capítulo 2. Esse dia também é utilizado como dia de referência no Seção 5.6.

O cálculo das componentes zonal e vertical do campo elétrico do EEJ obedece ao fluxograma da Figura A.1, que encontra-se no Apêndice . Nesse fluxograma, as coordenadas geográficas do Observatório (OSL - Brasil ou ROJ - Peru) e a data são as primeiras informações inseridas no modelo.

O fator anisotrópico (Equação 2.41) é o primeiro parâmetro a ser modelado. As equações das frequências de colisão íons-neutros e elétrons-neutros são utilizadas para calcular o numerador de Ψ_0 . As densidades de $n(O)$, $n(O_2)$, $n(N_2)$ e a temperatura neutra são obtidas com o modelo MSIS-2000. As densidades dos íons O_2^+ , NO^+ e O^+ e a densidade eletrônica da Equação 3.18 são obtidas com o modelo IRI-2007. As girofrequências dos íons (Equação 2.10) e elétrons (Equação 2.25) são utilizadas para calcular o denominador de Ψ_0 . A intensidade do campo geomagnético é dada pelo modelo IGRF-11. As frequências de colisão calculadas com a versão 2015 do Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada é mostrada na Figura 3.4. A linha fina representa o perfil da frequência de colisão íons-neutros enquanto que a linha grossa representa o perfil da frequência de colisão elétrons-neutros. Esses perfis, tomados como exemplos típicos, foram calculados para as coordenadas do radar RESCO entre 90 km e 130 km de altura no dia de referência às 12h.

As curvas apresentadas na Figura 3.4 revelam que a ν_{en} é maior que ν_{in} . Na baixa ionosfera ν_{en} possui valores próximos a 10^6 s^{-1} e diminuem para aproximadamente 10^3 s^{-1} em 130 km de altura. Por outro lado, ν_{in} possui valores próximos a 10^5 s^{-1} em 90 km de altura e diminuem para aproximadamente 10^2 s^{-1} em 130 km de altura.

A velocidade de deslocamento das irregularidades do Tipo II é obtida por meio da Equação 3.11. A velocidade de fase eletrônica, V_ϕ , é determinada uma vez que V_{DII} e Ψ_0 forem calculadas. Na sequência, a componente Ez é finalmente obtida por meio da Equação 3.12. A variação diurna da componente Ez em 105,1 km de altura (região central do EEJ) calculada com os dados do radar RESCO é mostrado na Figura 3.5. A discussão preliminar desse resultado é apresentada após a apresentação da Figura 3.9.

TAXAS DE COLISÕES

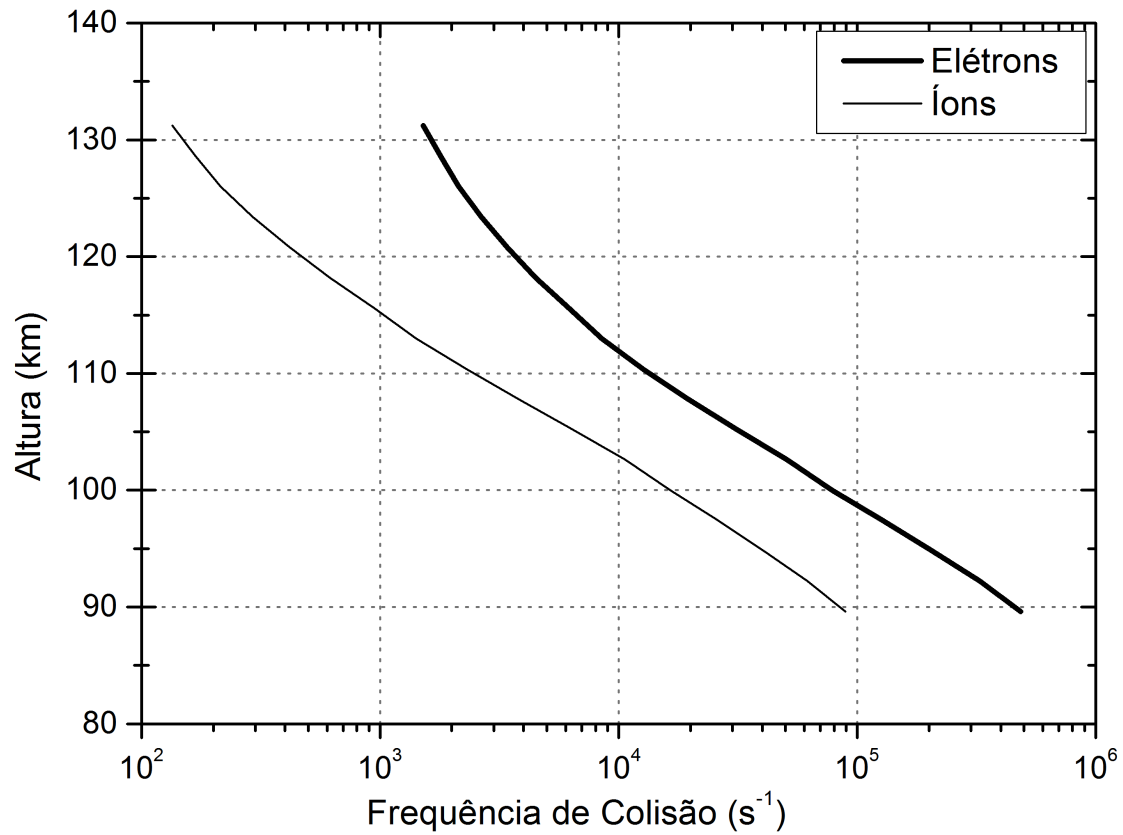


Figura 3.4 - Perfis das frequências de colisão íons-neutros (ν_{in}) e elétrons-neutros (ν_{en}) entre 90 km e 130 km de altura. Os perfis referem-se ao dia 07 de fevereiro de 2001, às 12 h (hora local), para as coordenadas geográficas do radar RESCO. A linha fina representa o perfil da frequência de colisão íons-neutros e a linha grossa representa o perfil da frequência de colisão elétrons-neutros.

As condutividades σ_P e σ_H são calculadas com as Equações 2.32 e 2.33. Elas são funções das frequências de colisões ν_{in} e ν_{en} , das frequências ciclotrônicas Ω_i e Ω_e , massas das partículas m_i e m_e , carga elementar do elétron e da densidade eletrônica. Uma vez calculadas as frequências de colisão e girofrequências, geram-se mapas das condutividades e a razão entre elas, como mostra a Figura 3.6.

COMPONENTE VERTICAL DO CAMPO ELÉTRICO

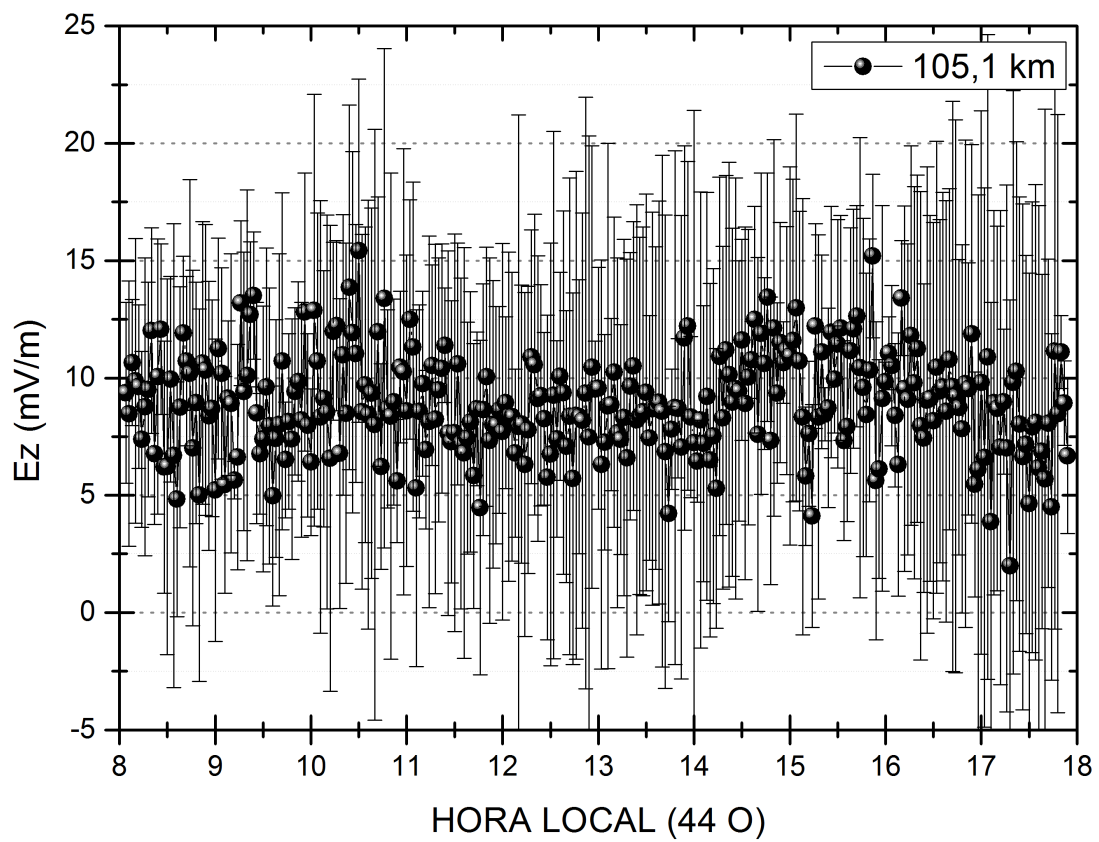


Figura 3.5 - Variação da componente vertical E_z em 105,1 km de altura entre 8 h e 18 h do dia 07 de fevereiro de 2001, para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

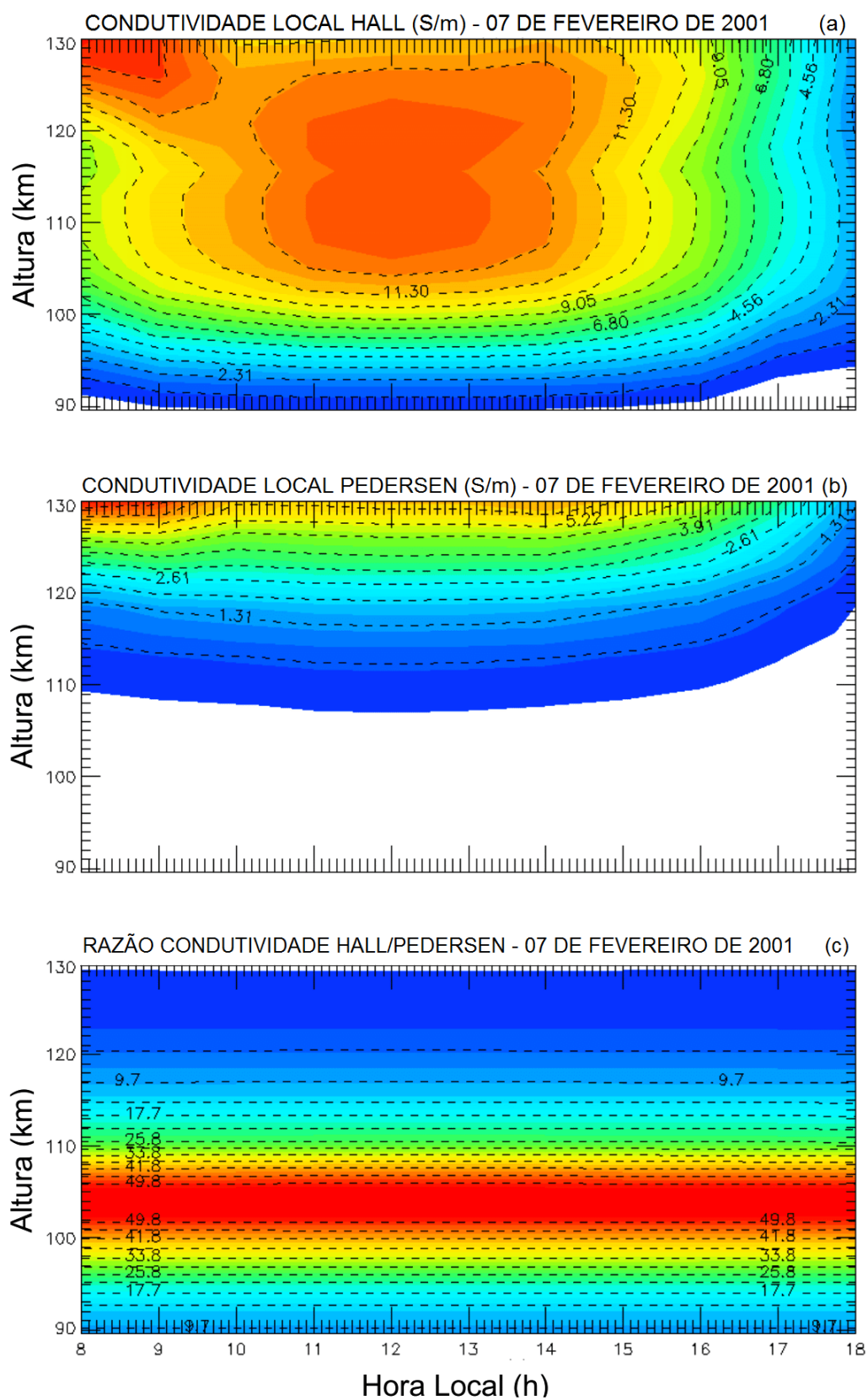


Figura 3.6 - Mapas das condutividades locais Hall (a), Pedersen (b) e a razão entre as duas (c) modeladas entre 90 km e 130 km de altura entre 8 h e 18 h do dia 07 de fevereiro de 2001, para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Os mapas de condutividades ionosféricas locais Hall, [Figura 3.6 \(a\)](#), Pedersen, [Figura 3.6 \(b\)](#) e a razão entre as duas, [Figura 3.6 \(c\)](#), são modeladas entre 90 km e 130 km de altura entre 8 h e 18 h do dia de referência, para as coordenadas geográficas do radar RESCO. Os mapas são exemplos típicos da variação diária das condutividades em períodos geomagneticamente calmos, e apresentam intensidades das condutividades Hall e Pedersen em 10^{-4} S. As linhas de nível foram acrescentadas para auxiliar na identificação das mudanças mais evidentes na escala de cor.

A máxima intensidade da condutividade Hall ocorre entre 105 km e 128 km de altura e entre aproximadamente 10 h 30 min e 13 h 30 min no dia de referência, como apresentado no gráfico da [Figura 3.6 \(a\)](#). Abaixo de aproximadamente 100 km de altura a intensidade da condutividade é cerca de 50 % menor do que a intensidade máxima centrada às 12 h. A mesma diminuição ocorre após 16 h. A condutividade diminui bruscamente abaixo de 92 km de altura.

O resultado do modelo para a condutividade Pedersen apresenta características similares a condutividade Hall, porém com menor intensidade ao longo do dia em qualquer altura. A máxima intensidade está centrada entre 125 km e 130 km de altura, entre as 8 h e 15 h 30 min. Abaixo de aproximadamente 120 km de altura a condutividade diminui e a abaixo de 110 km é muito pouco intensa para ser apresentado no gráfico da [Figura 3.6 \(b\)](#).

Em contraste com a dependência da variação da condutividade com a hora local observada nos mapas das condutividades Hall e Pedersen, o mapa da razão entre elas não apresenta variações similares entre 8 h e 18 h, como é mostrado na [Figura 3.6 \(c\)](#). Ou seja, não é observada ascensão da condutividade ao amanhecer e decaimento ao entardecer. Essa característica ocorre porque a ascensão e decaimento observados na intensidade da condutividade Hall também ocorrem na mesma proporção na intensidade da condutividade Pedersen. Além desse fato, a variabilidade sazonal da razão entre as condutividades Hall e Pedersen é praticamente inexpressiva nas modelagens realizadas (não mostradas aqui).

O cálculo da componente zonal, E_y , do campo elétrico do EEJ é o último passo do fluxograma da [Figura A.1](#). A [Equação 3.13](#) é usada para obtê-la e depende da componente vertical do campo elétrico. No entanto, E_z mapeia-se ao longo das linhas de campo geomagnético. Isso implica que o seu valor depende das condutividades Pedersen e Hall integradas ao longo das linhas de campo ([RICHMOND, 1973](#)). A [Figura 3.7](#) mostra o esboço das linhas de campo entre 90 km e 125 km de altura para as coordenadas geográficas e geomagnéticas do RESCO. O equador magnético está

localizados pela linha pontilhada na [Figura 3.7](#), enquanto a localização do RESCO está indicada pela linha tracejada. A resolução da grade do modelo é de 1 km em ambas as direções, vertical e meridional.

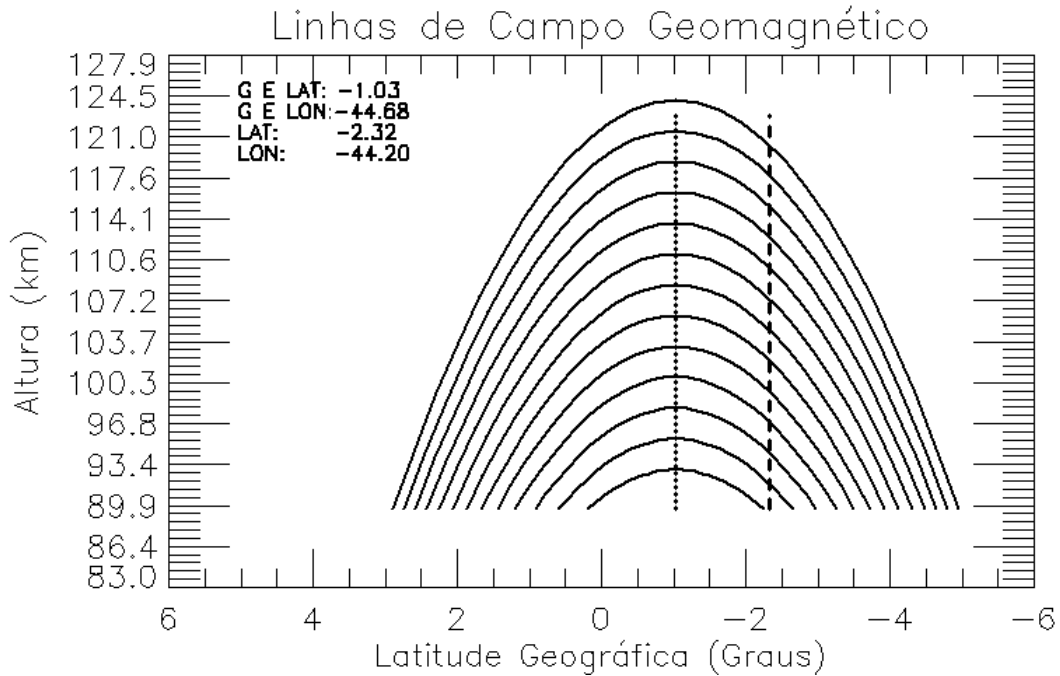


Figura 3.7 - Esboço das linhas de campo magnético entre 90 km e 125 km de altura. A linha pontilhada representa a localização do equador magnético e a linha tracejada indica a coordenada geográfica do radar RESCO.

A integração das condutividades ao longo das linhas de campo geomagnético é realizada por meio das Equações 3.14 e 3.15. A variação da razão Σ_H / Σ_P modeladas entre 90 km e 120 km de altura das 8 h às 18 h do dia de referência, para as coordenadas geográficas do radar RESCO é mostrada na [Figura 3.8](#).

O valor máximo da razão Σ_H / Σ_P entre 104 km e 108 km de altura é 25 [adimensional]. Acima e abaixo dessa faixa de altura a intensidade decresce. A razão diminui 50 % abaixo de aproximadamente 92 km de altura. O decréscimo acima de 108 km de altura ocorre de forma mais suave. A densidade eletrônica obtida pelo modelo IRI-2007 é simplificada na razão Σ_H / Σ_P , e não é utilizada no cálculo da componente E_y .

A componente zonal do campo elétrico é finalmente inferida por meio da Equação 3.13. A variação diurna da componente E_y em 105,1 km de altura é apresentada na [Figura 3.9](#). Com esses resultados atinge-se o último passo mostrado na [Figura A.1](#).

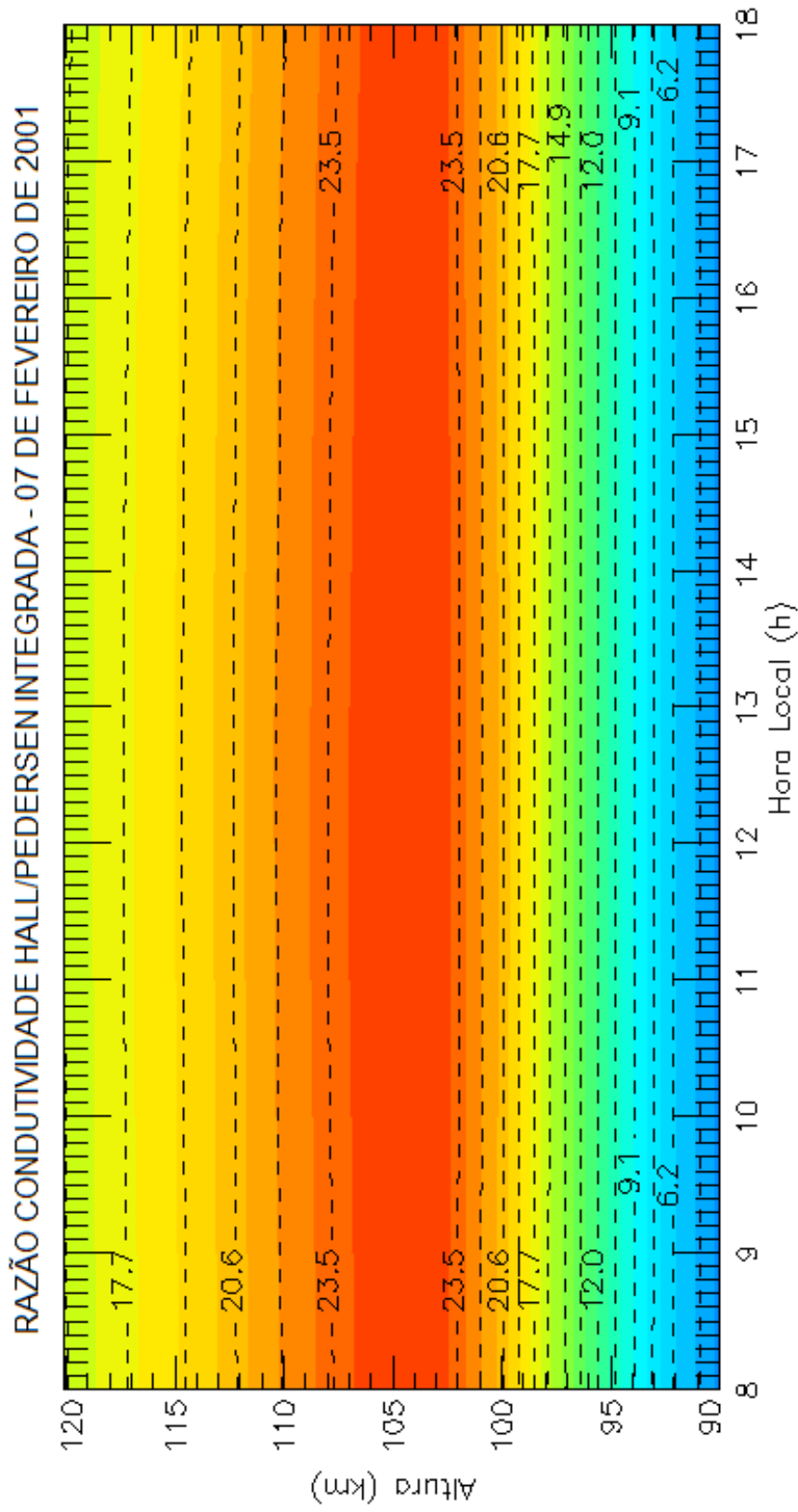


Figura 3.8 - Perfis da razão Σ_H / Σ_P modeladas entre 90 km e 130 km de altura, às 12 h (hora local), para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

COMPONENTE ZONAL DO CAMPO ELÉTRICO

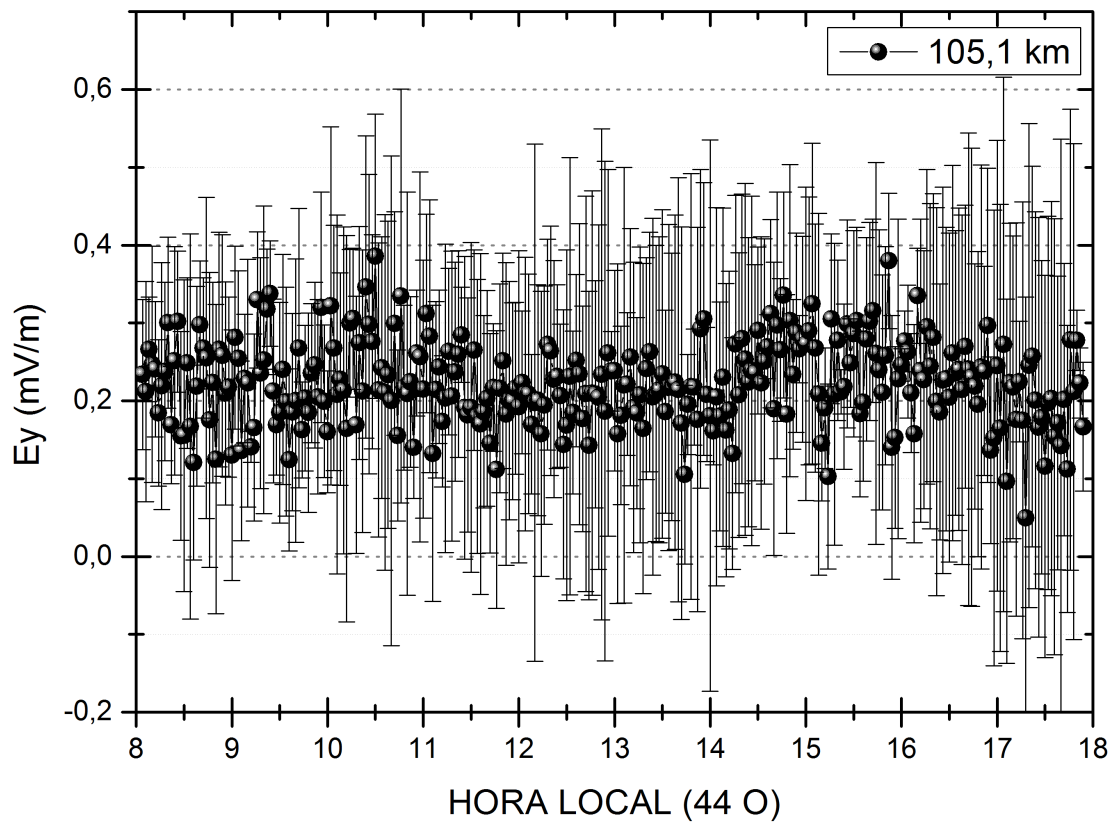


Figura 3.9 - Variação da componente vertical E_y em 105,1 km de altura entre 8 h e 18 h do dia 07 de fevereiro de 2001, para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Como descrito no início do Capítulo, os dados considerados nesse trabalho são aqueles provenientes do feixe Oeste dos radares RESCO e JULIA. No caso do RESCO, os dados do feixe Leste apresentam uma dispersão muito maior do que aquela observada nos dados do feixe Oeste, como pode ser visto nos estudos de Denardini (2003). Ainda no trabalho de Denardini (2003) foi verificado que o percentual de sucesso na determinação dos campos elétricos, a partir da estimação da frequência Doppler pelo ajuste aplicado, atinge, no máximo, 91% para os dados do feixe Leste, enquanto que no caso do feixe Oeste os percentuais de sucesso atingem até 98%. A dispersão dos dados obtidos com o feixe Leste foi interpretada como um reflexo da baixa relação sinal-ruído para esse feixe, que dificulta a correta estimação da frequência Doppler. A assimetria de potência a favor do feixe Oeste também foi observada nas análises de intensidade e formato do EEJ.

A variação com altura da componente vertical do campo elétrico calculado a partir da velocidade de fase das irregularidades do Tipo II obtidas do feixe Oeste do radar RESCO foi apresentada na Figura 3.5. O resultado da variação da componente zonal do campo elétrico inferida por meio das condutividades ionosféricas integradas ao longo das linhas de campo magnético e da componente vertical é apresentado na Figura 3.9.

O índice Kp atingiu o valor máximo 3- e a sua somatória foi 13- no dia 07 de fevereiro de 2001. Nesse dia, as componentes zonal e vertical do campo elétrico apresentaram comportamentos típicos de períodos calmos. Os valores do campo elétrico vertical variaram de 5 mV/m a 15 mV/m em 105,1 km de altura. Os valores da componente zonal variaram de 0,20 mV/m a 0,40 mV/m para a mesma altura. De forma geral, E_z oscilou em torno de 10 mV/m e a componente E_y oscilou próximo ao valor de 0,25 mV/m. As barras verticais nos dois gráficos foram obtidas no processo de ajuste Gaussiano dos espectros, como descrito na Seção 3.5.

O procedimento descrito nessa Seção, que inclui todos os passos apresentados no fluxograma da Figura A.1, também foram aplicados aos dados coletados pelo feixe Oeste do sistema de antenas Yagi instalado no ROJ. Da mesma forma que para os dados do RESCO, obtêm-se gráficos similares das frequências de colisão para íons e elétrons, componente E_z , condutividades locais e integradas, esboço das linhas de campo magnético em Jicamarca e por fim a componente E_y . Os resultados dos campos elétricos para OSL e ROJ são discutidos no Capítulo 5. A descrição detalhada dos modelos IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11 e seus impactos nos resultados dos campos elétricos é o enfoque do próximo Capítulo.

4 MODELOS IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11

As descrições da técnica, da metodologia de análise dos dados, do Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada e sua atualização foram discutidas no [Capítulo 3](#). Como foi mencionado anteriormente, os modelos IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11 são empregados no Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada para a descrição da atmosfera ionizada, neutra e do campo geomagnético, respectivamente. Uma vez que o objetivo desse trabalho é inferir as componentes Ey e Ez do Eletrojato Equatorial (EEJ), que dependem desses modelos, é importante verificar a influência deles no cálculo das componentes do campo elétrico. Devido a isso, a descrição e verificação dos modelos IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11 são discutidos neste Capítulo.

4.1 Introdução

Os passos adotados para verificar a influência dos modelos IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11 nas estimativas dos valores das componentes do campo elétrico são:

- a) Inferir as componentes zonal (Ey_{REF}) e vertical (Ez_{REF}) do campo elétrico do EEJ para o dia de referência.
- b) Inferir as componentes $Ey_{1,1}$ e $Ez_{1,1}/Ey_{0,9}$ e $Ez_{0,9}$ após inserir um acréscimo/decréscimo artificial de 10% nos parâmetros de saída de cada modelo.
- c) Calcular o coeficiente angular da reta que relaciona as componentes do campo elétrico do dia de referência [item (a)] com as componentes inferidas com erros artificiais introduzidos propositalmente [item (b)].

A obtenção das componentes Ey e Ez a 105,1 km de altura para o dia de referência, 7 de fevereiro de 2001, foi discutido na [Seção 3.7](#). As quatro alturas centrais dos *gates* sondados pelo radar RESCO, (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura, são considerados nesta análise. A modelagem é realizada inicialmente com um acréscimo artificial de 10% nos parâmetros de saída dos modelos individualmente, e as componentes $Ey_{1,1}$ e $Ez_{1,1}$ são inferidas. Na sequência, a modelagem é repetida com um decréscimo artificial de 10%, e as componentes $Ey_{0,9}$ e $Ez_{0,9}$ são obtidas. O item (b) é realizado individualmente para cada modelo. Por fim, ajusta-se uma reta entre as componentes do dia de referência e àquelas inferidas com alterações artificiais nos resultados dos modelos. O valor do coeficiente angular da reta ajustada é interpretado como a variação da componente do campo elétrico com alteração artificial em relação a componente do campo elétrico do dia de referência. Os resultados são comparados e discutidos na [Seção 4.5](#).

4.2 *International Reference Ionosphere – IRI-2007*

O modelo empírico IRI é um projeto internacional patrocinado pelo *Committee on Space Research* (COSPAR) e o *International Union of Radio Science* (URSI). O objetivo do IRI é prover a comunidade científica com um modelo da atmosfera ionizada baseado em um número extensivo de fontes de dados. A primeira versão desse modelo foi lançada em 1969 e ele é considerado o modelo padrão internacional da ionosfera desde 1999 (RAWER et al., 1978; BILITZA, 2004).

O IRI fornece os parâmetros de densidade eletrônica, temperaturas de íons e elétrons bem como a composição iônica dos íons O^+ , H^+ , N^+ , He^+ , O_2^+ , NO^+ entre 50 km e 1.500 km de altura para determinado local (exceto regiões aurorais), hora e data. Além desses parâmetros, o Conteúdo Eletrônico Total, a probabilidade de ocorrência de Espalhamento F e a deriva equatorial na direção vertical dos íons são as outras saídas fornecidas pelo IRI (BILITZA; REINISCH, 2008). Os perfis diurnos das temperaturas dos íons e elétrons e da densidade eletrônica entre 60 km e 1.000 km de altura obtidos com o IRI-2007 para o dia de referência, às 12 h para as coordenadas geográficas do radar RESCO foram apresentados na Figura 2.1 e a porcentagem dos íons em função da altura na Figura 2.2.

Os principais instrumentos que contribuem com dados para o IRI são a rede mundial de ionossondas, os radares de espalhamento incoerente, satélites e foguetes. O modelo é atualizado anualmente durante encontros científicos, como por exemplo, o COSPAR. A inclusão dos parâmetros relacionados a deriva de íons, descrição da ionosfera polar e auroral e durante tempestades geomagnéticas são planejadas para as próximas atualizações do IRI (BILITZA; REINISCH, 2008).

A análise da influência do IRI-2007 nos resultados dos campos elétricos consiste em aumentar em 10% as densidades dos íons O_2^+ , NO^+ e O^+ e a densidade eletrônica com os parâmetros de saída dos modelos MSIS-2000 e IGRF-11 sem alterações. É importante salientar que essas densidades são usadas nas equações que possuem o termo de frequência de colisão, como a Equação 3.18 e das condutividades locais. As componentes $Ey_{1,1}$ e $Ez_{1,1}$ são inferidas e comparadas com as componentes inferidas no dia de referência, Ey_{REF} e Ez_{REF} . Em seguida, as mesmas densidades descritas acima são diminuídas em 10% e as componentes $Ey_{0,9}$ e $Ez_{0,9}$ são inferidas e comparadas com Ey_{REF} e Ez_{REF} . O ajuste linear é calculado entre $Ey_{1,1}$ e Ey_{REF} , entre $Ez_{1,1}$ e Ez_{REF} , entre $Ey_{0,9}$ e Ey_{REF} e finalmente entre $Ey_{0,9}$ e Ey_{REF} . Um exemplo do ajuste linear realizado entre a componente $Ey_{0,9}$ e Ey_{REF} para 105,1 km de altura é apresentado na Figura 4.1.

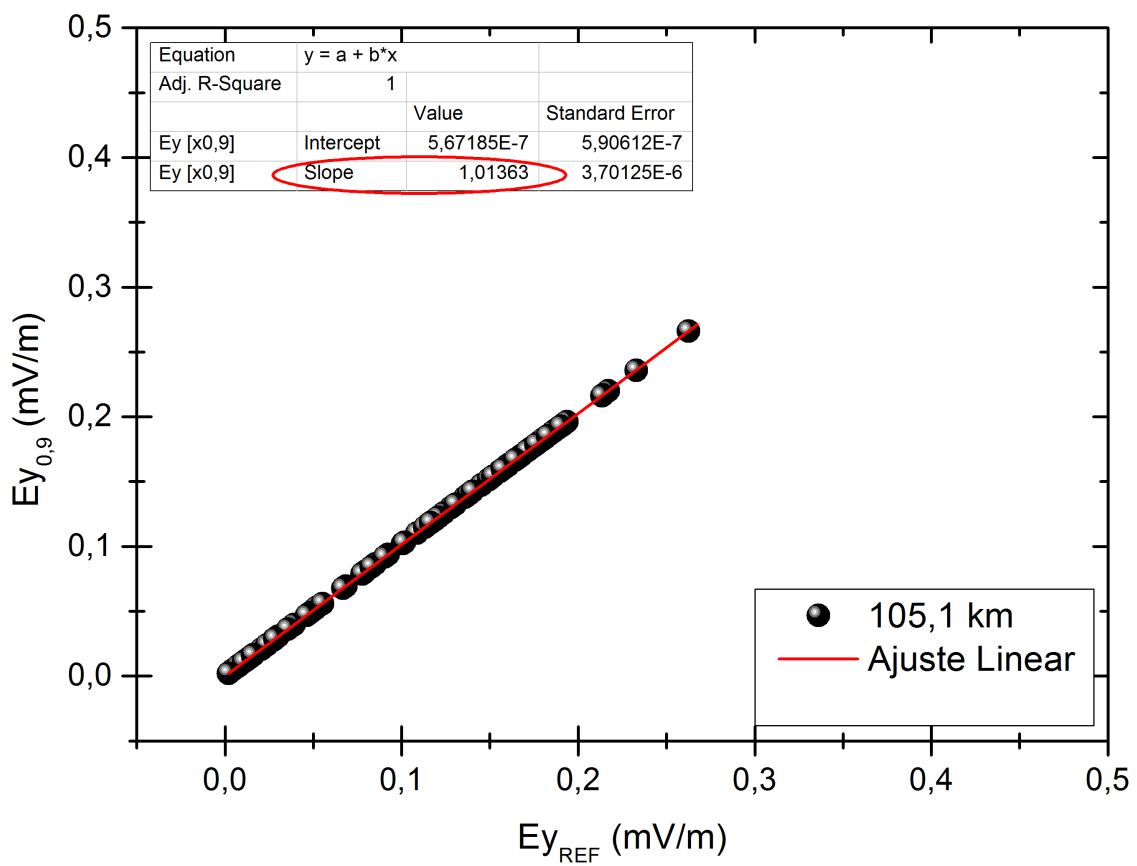


Figura 4.1 - Ajuste linear entre $Ey_{0,9}$ e Ey_{REF} em 105,1 km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

O ajuste linear é representado pela linha vermelha na [Figura 4.1](#). A elipse vermelha no quadro superior esquerdo indica que o coeficiente angular (*slope*) é 1,01363. As outras informações estatísticas presentes no quadro não são utilizadas nessa análise. O valor 1,01363 é interpretado como um aumento de 1,36% na componente $Ey_{0,9}$ em relação a Ey_{REF} . Ou seja, se o modelo IRI-2007 estiver com erro hipotético de 10% para menos nos seus parâmetros de saída em 105,1 km de altura, Ey será 1,36% mais intenso. O mesmo procedimento descrito acima para o IRI-2007, que inclui a [Figura 4.1](#), é repetido para as outras três alturas nas duas componentes do campo elétrico.

As variações nas componentes Ey e Ez devido ao acréscimo e decréscimo de 10% nos parâmetros de saída do IRI-2007, com os parâmetros de saída dos modelos MSIS-2000 e IGRF-11 sem alterações, são apresentadas na [Tabela 4.1](#). A coluna **Altura (km)** apresenta as quatro alturas centrais dos *gates* sondados pelo RESCO. As duas colunas ΔEy (%) referem-se as variações na componente Ey devido ao decréscimo (**Dec.**) e ao acréscimo (**Acr.**) artificial de 10% nas saídas do modelo. As duas colunas ΔEz (%) referem-se as variações na componente Ez devido ao decréscimo (**Dec.**) e ao acréscimo (**Acr.**) artificial de 10% nas mesmas saídas do modelo. Finalmente, os erros médios absolutos, $|Erro|$, calculados ao considerar todas as alturas são apresentados na última linha.

Os valores apresentados na [Tabela 4.1](#) (e nas próximas para o MSIS-2000 e IGRF-11) podem ser números positivos ou negativos. O sinal negativo (–) na frente da porcentagem significa que a componente do campo elétrico que foi obtida com dados alterados artificialmente diminuiu com relação a componente de referência. O sinal positivo (+) está implícito, e indica o oposto. O valor 1,36% que corresponde ao coeficiente angular 1,01363 da [Figura 4.1](#) está destacado na [Tabela 4.1](#) para explicitar o procedimento adotado nessa análise.

Tabela 4.1 - Variações nas componentes Ey e Ez devido ao modelo IRI-2007 para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Altura (km)	$\Delta Ey(\%)$		$\Delta Ez(\%)$	
	Dec. ($Ey_{0,9}$)	Acr. ($Ey_{1,1}$)	Dec. ($Ez_{0,9}$)	Acr. ($Ez_{1,1}$)
110,3	8,09%	-6,60%	-0,66%	0,67%
107,7	5,71%	-4,57%	-1,81%	1,81%
105,1	1,36%	-0,76%	-4,24%	4,24%
102,5	-2,99%	2,86%	-6,24%	6,24%
Erro	4,54%	3,70%	3,24%	3,24%

Se as densidades dos íons O_2^+ , NO^+ e O^+ e a densidade eletrônica obtidas pelo IRI-2007 estiverem com $\pm 10\%$ de variações, a componente Ey terá variação de 8,09% para 110,3 km de altura e Ez terá variação de 6,24% para 102,5 km de altura. Em geral, $Ey_{0,9}$ e $Ey_{1,1}$ são inversamente proporcionais às densidades dos íons. Observa-se que quando as densidades diminuem 10%, $Ey_{0,9}$ aumenta e quando as densidades aumentam 10%, $Ey_{1,1}$ diminui, com exceção da altura de 102,5 km em que há uma inversão do sinal. Esse fato pode estar relacionado com o conjunto de equações que utilizam a frequência de colisão entre íons-neutros para o cálculo de Ey , como as Equações 2.32 e 2.33 referentes as condutividades locais Pedersen e Hall, respectivamente, a Equação 3.18 referente a Equação do Movimento e a Equação 3.12 em que Ez é definido.

A característica observada para Ey não ocorre para Ez . Nota-se que quando as densidades diminuem 10%, $Ez_{0,9}$ diminui e quando as densidades aumentam 10%, $Ez_{1,1}$ aumenta para as quatro alturas. Ou seja, Ez e as densidades dos íons O_2^+ , NO^+ e O^+ e a densidade eletrônica e são diretamente proporcionais. Esse comportamento provavelmente ocorre porque Ez é diretamente proporcional ao fator anisotrópico (Equação 2.41), como mostra a Equação 3.12, que por sua vez é diretamente proporcional as frequências de colisão íons-neutros. Os erros médios apresentados na última linha da Tabela 4.1 mostram que o IRI-2007 pode causar erros médios de até 4,54% em Ey e 3,24% em Ez caso esteja com um erro de $\pm 10\%$ nos seus parâmetros de saída.

4.3 *Mass Spectrometer and Incoherent Scatter* – MSIS-2000

O modelo empírico MSIS tem o objetivo de fornecer a descrição completa da composição da atmosfera neutra terrestre. O NRLMSISE-00 é a versão mais recente do modelo (PICONE et al., 2002). NRL é a sigla de *US Naval Research Laboratory*, E indica que o modelo se aplica da superfície até a exosfera e 00 é o ano de lançamento da versão (2000). O NRLMISE-00 é uma atualização do MSIS-96, que por sua vez é uma atualização de modelos MSIS-91 e MSIS-83 (HEDIN, 1991; HEDIN, 1987; HEDIN, 1983). O modelo foi inicialmente desenvolvido por Hedin et al. (1977). A sigla MSIS-2000 é utilizada neste trabalho para se referir a versão NRLMSISE-00.

O MSIS fornece os parâmetros de temperatura dos constituintes neutros e as densidades do O₂, H, N, He, O, N₂, Ar e densidade total de massa neutra entre a superfície terrestre e 1.000 km de altura para determinado local, hora e data. O perfil da temperatura neutra entre 60 km e 1.000 km de altura obtidos com o MSIS-2000 para o dia de referência, às 12 h para as coordenadas geográficas do OSL foi apresentado na Figura 2.1 (a). Os principais sistemas que contribuem com dados para o MSIS-2000 são medidas obtidas de espectrômetros de massa a bordo de satélites, foguetes e de radares de espalhamento incoerente.

O procedimento para a análise do modelo MSIS-2000, mostrado na Seção 4.1, é semelhante ao descrito na Seção 4.2 para o IRI-2007. As densidades dos elementos neutros O, N₂, O₂, utilizadas nos cálculos das frequências de colisão, e a temperatura neutra são modeladas com um aumento de 10%, enquanto que os parâmetros dos modelos IRI-2007 e IGRF-11 são tomados sem alterações. As componentes E_y e E_z são inferidas e comparadas com as componentes $E_{y_{REF}}$ e $E_{z_{REF}}$ do dia de referência. O mesmo procedimento é realizado com decréscimo de 10% nos parâmetros de saída do MSIS-2000. O coeficiente angular da reta ajustada entre as componentes alteradas artificialmente e as inferidas no dia de referência é interpretado como o erro associado ao MSIS-2000. Os resultados são apresentados na Tabela 4.2 que segue as mesmas regras da Tabela 4.1.

As variações de $\pm 10\%$ nas densidades dos elementos neutros e da temperatura neutra influenciam as componentes E_y e E_z , como indica a Tabela 4.2. Em termos absolutos, a componente E_y aumenta 31,94% em relação ao dia de referência e a componente E_z em 20,20%, ambas em 102,5 km de altura. Os menores erros associados com essa análise concentram-se 110,3 km de altura.

Tabela 4.2 - Variações nas componentes Ey e Ez devido ao modelo MSIS-2000 para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Altura (km)	$\Delta Ey(\%)$		$\Delta Ez(\%)$	
	Dec. ($Ey_{0,9}$)	Acr. ($Ey_{1,1}$)	Dec. ($Ez_{0,9}$)	Acr. ($Ez_{1,1}$)
110,3	3,37%	-1,18%	-1,76%	2,14%
107,7	-2,81%	5,65%	-4,82%	5,86%
105,1	-13,69%	18,91%	-11,30%	13,74%
102,5	-23,24%	31,94%	-16,62%	20,20%
<i>Erro</i>	10,78%	14,42%	8,63%	10,49%

De forma oposta ao observado para o modelo IRI-2007, $Ey_{0,9}$ e $Ey_{1,1}$ são diretamente proporcionais às densidades dos elementos neutros O, N₂, O₂ e da temperatura neutra, com exceção da altura de 110,3 km em que há uma inversão do sinal. Ou seja, quando as densidades e a temperatura diminuem 10%, $Ey_{0,9}$ também diminui e quando as densidades e a temperatura aumentam 10%, $Ey_{1,1}$ também aumenta (com exceção de 110,3 km de altura). Mais uma vez esse fato pode estar relacionado com o conjunto de equações que utilizam a frequência de colisão entre íons-neutros e elétrons-neutros para o cálculo de Ey , como a Equação 2.32 da condutividade local Pedersen, a Equação 2.33 da condutividade local Hall, a Equação 3.18 referente a Equação do Movimento e finalmente a Equação 3.12, que é a definição de Ez . A diferença observada com relação ao IRI-2007 pode estar relacionada com temperatura neutra, dada pelo MSIS-2000. Com relação a Ez observa-se que quando as densidades dos elementos neutros O, N₂, O₂ e da temperatura neutra diminuem 10%, $Ez_{0,9}$ diminui e quando essas variáveis aumentam 10%, $Ez_{1,1}$ aumenta, ou seja, apresenta a característica de ser diretamente proporcional. Esse comportamento provavelmente ocorre porque Ez é diretamente proporcional ao fator anisotrópico (Equação 2.41), como mostra a Equação 3.12, que por sua vez é diretamente proporcional as frequências de colisão íons-neutros e elétrons-neutros. Os erros médios apresentados na última linha da Tabela 4.2 mostram que o MSIS-2000 pode causar erros médios de até 14,42% em Ey e 10,49% em Ez caso esteja com um erro de $\pm 10\%$ nos seus parâmetros de saída.

4.4 *International Geomagnetic Reference Field – IGRF-11*

O modelo empírico IGRF faz parte de um projeto que envolve a cooperação científica entre institutos e observatórios envolvidos na coleta e divulgação de dados geomagnéticos, e grupos que trabalham com a modelagem do campo magnético da Terra. O objetivo do IGRF é prover a descrição completa do campo magnético principal da Terra e sua variação secular. O IGRF é utilizado nos estudos do interior da Terra, crosta, ionosfera e magnetosfera.

Cada versão do IGRF consiste de atualizações quinquenais nos coeficientes dos polinômios utilizados no modelo. Essa correção nos coeficientes visa suprir o modelo com a capacidade de descrever as variações na intensidade do campo geomagnético em escalas temporais de segundos a anos. O modelo é chamado de *Definitive Geomagnetic Reference Field* (DGRF) quando os parâmetros do quinquênio em questão são designados como definitivos, que não são mais revisados nas subseqüentes gerações. Caso contrário, ele é chamado de *International Geomagnetic Reference Field* (IGRF). O IGRF-11 é a versão mais recente do modelo e foi adotado pela *International Association of Geomagnetism and Aeronomy* (IAGA) em dezembro de 2009. Ele é uma atualização da versão anterior, IGRF-10, e fornece o modelo definitivo da componente principal do campo geomagnético até o ano 2005, modelo de campo principal entre 2005 e 2010 e modelo de variação secular preditivo do campo entre 2010 e 2015. O resumo detalhado de cada versão do IGRF até a versão atual é apresentado na Tabela 1 de [Finlay et al. \(2010\)](#).

Os principais sistemas que contribuem com dados para o IGRF são dados de satélites, de observatórios magnéticos e dados obtidos durante levantamento magnéticos. O IGRF fornece as intensidades do campo magnético total, componentes Norte (x), Leste (y), vertical (z), razão entre a intensidade total e a intensidade medida no equador magnético, declinação (D) e inclinação magnética (I ou ângulo DIP), além do momento de dipolo e o parâmetro L , que é a distância do centro da Terra a um determinado ponto. Esses parâmetros estão disponíveis entre zero e 30.000 km de altura para determinado local e data.

O IGRF representa o $\vec{B}(r, \iota, \varphi, t)$ em termos do potencial escalar $V(r, \iota, \varphi, t)$, em que $\vec{B} = -\nabla V$, e V é um série finita dada por ([FINLAY et al., 2010](#)):

$$V(r, \iota, \varphi, t) = a \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} [g_n^m(t) \cos m\varphi + h_n^m(t) \sin m\varphi] \times P_n^m(\cos \iota). \quad (4.1)$$

As funções $g_n^m(t)\cos m\varphi$ e $h_n^m(t)\sin m\varphi$ são chamadas de harmônicos esféricos e g_n^m [nT] e h_n^m [nT] seus coeficientes de expansão de grau n e ordem m . No máximo, a ordem é igual ao grau. O raio médio da Terra (aproximadamente 6.371,2 km) é a , r [km] é a distância radial ao centro da Terra, ι [°] é a co-latitute (90° - latitude), φ é a longitude e $P_n^m(\cos \iota)$ [adimensional] é o polinômio associado de Legendre na Equação 4.1. As componentes x , y e z são obtidas com a Equação 4.1 através do gradiente de V por meio de:

$$x = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \iota}, \quad y = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \varphi}, \quad z = \frac{\partial V}{\partial r}. \quad (4.2)$$

A intensidade total (B), componente horizontal (H), I e o D são obtidos a partir das componentes x , y e z através de:

$$B = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad H = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad I = \arctan(z/H), \quad D = \arctan(y/x). \quad (4.3)$$

A intensidade total do campo magnético, a componente horizontal H , o ângulo de inclinação e a declinação magnética podem ser vistas de forma gráfica na Figura 2.3.

O procedimento para a análise do modelo IGRF-11, segundo a Seção 4.1, consiste em modelar o campo geomagnético usado na Equação 3.12 e nas Equações 2.10 e 2.25 das girofrequências de íons e elétrons, respectivamente, com acréscimo de 10%, com os parâmetros dos modelos IRI-2007 e MSIS-2000 sem alterações. As componentes $Ey_{1,1}$ e $Ez_{1,1}$ são inferidas e comparadas com as componentes inferidas no dia de referência, Ey_{REF} e Ez_{REF} . O mesmo procedimento é realizado com um decréscimo de 10% na modelagem do campo geomagnético para obter $Ey_{0,9}$ e $Ez_{0,9}$. O ajuste linear entre as componentes alteradas e as inferidas no dia de referência é realizado em seguida. Os respectivos coeficientes angulares estão apresentados na Tabela 4.3, que segue as mesmas regras das Tabelas 4.1 e 4.2.

As variações de $\pm 10\%$ na intensidade do campo geomagnético influenciam as componentes Ey e Ez , como indica a Tabela 4.3. Em termos absolutos, a componente Ey aumenta 15,32% em relação ao dia de referência e a componente Ez em 8,73%, ambas em 110,3 km de altura. Os menores erros associados com essa análise concentram-se na porção central do EEJ, em 105,1 km de altura.

Tabela 4.3 - Variações nas componentes Ey e Ez devido ao modelo IGRF-11 para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Altura (km)	$\Delta Ey(\%)$		$\Delta Ez(\%)$	
	Dec. ($Ey_{0,9}$)	Acr. ($Ey_{1,1}$)	Dec. ($Ez_{0,9}$)	Acr. ($Ez_{1,1}$)
110,3	-13,78%	15,32%	-8,60%	8,73%
107,7	-9,43%	10,87%	-6,18%	6,54%
105,1	-1,09%	2,89%	-1,04%	1,90%
102,5	7,00%	-4,28%	3,17%	-1,91%
<i>Erro</i>	7,83%	8,34%	4,75%	4,77%

Observa-se na análise de erros do modelo IRI-2007 que $Ey_{0,9}$ e $Ey_{1,1}$ são diretamente proporcionais às variações no campo geomagnético, com exceção da altura de 102,5 km em que há uma inversão do sinal. Nota-se que quando o campo geomagnético diminui 10%, $Ey_{0,9}$ também diminui e quando ele aumenta 10%, $Ey_{1,1}$ também aumenta (com exceção de 102,5 km de altura). Esse fato pode estar relacionado com o conjunto de equações que utilizam as girofrequências dos íons, Equação 2.10, e elétrons, Equação 2.25 para o cálculo de Ey . As girofrequências fazem parte da condutividade local Pedersen, Equação 2.32, e da condutividade local Hall, Equação 2.33, e do fator anisotrópico na Equação 3.12, que é a definição de Ez .

Com relação a Ez observa-se que quando a intensidade do campo geomagnético diminui em 10%, $Ez_{0,9}$ diminui e quando aumenta 10%, $Ez_{1,1}$ aumenta, ou seja, apresenta a característica de ser diretamente proporcional. No entanto, ocorre uma exceção, como em Ey , em 102,5 km de altura em que há uma inversão do sinal. Esse comportamento provavelmente ocorre porque Ez é inversamente proporcional as girofrequências dos íons e elétrons (no fator anisotrópico, Equação 2.41, e diretamente proporcional a intensidade do campo geomagnético, como mostra a Equação 3.12.

Os erros médios apresentados na última linha da Tabela 4.3 mostram que o IGRF-11 pode causar erros médios de até 8,34% em Ey e 4,77% em Ez caso esteja com um erro de $\pm 10\%$ nos seus parâmetros de saída.

4.5 Influência Simultânea dos Modelos Empíricos no Campo Elétrico

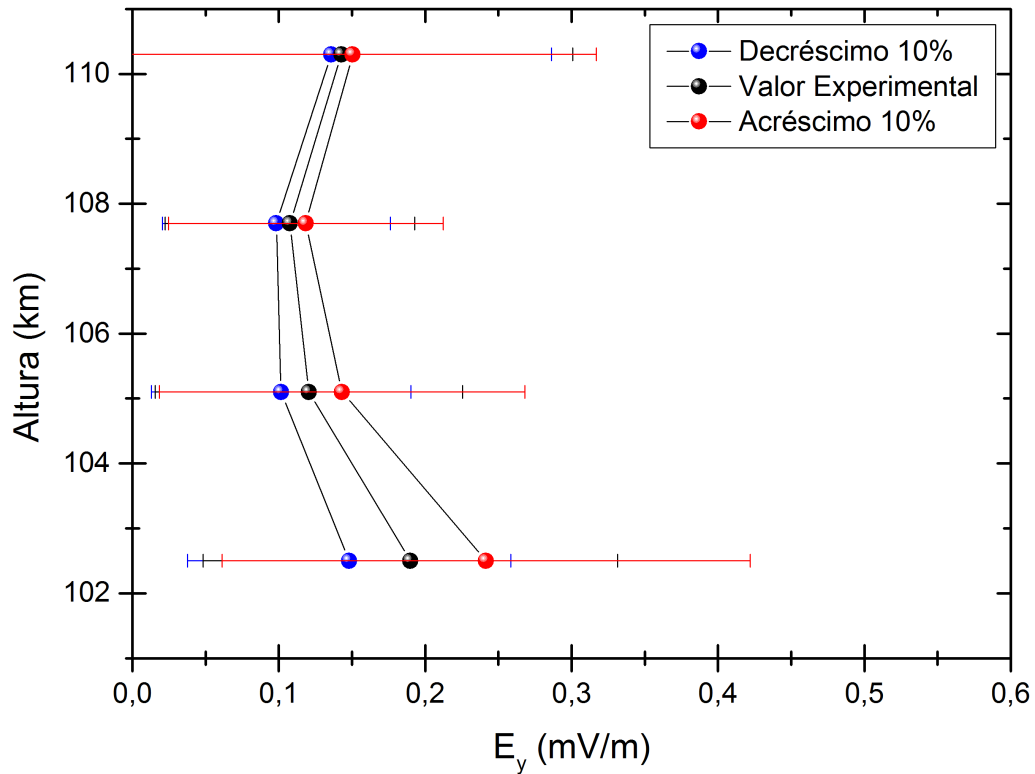
O principal resultado obtido com as análises das Seções 4.2, 4.3 e 4.4 é que o modelo MSIS-2000 pode ser o responsável pela maior porcentagem de fonte de erros na obtenção dos campos elétricos, seguido pelo modelo IGRF-11 e IRI-2007. Não obstante com os resultados apresentados anteriormente, o mesmo procedimento foi realizado com variações de $\pm 10\%$ em todos os parâmetros de saída dos modelos IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11 *simultaneamente*. Além disso, a média e o desvio padrão de $Ey_{1,1}$ e $Ez_{1,1}$, Ey_{REF} e Ez_{REF} , e $Ey_{0,9}$ e $Ez_{0,9}$ foram calculados para cada altura. Os resultados são apresentados na Tabela 4.4 e na Figura 4.2.

Tabela 4.4 - Variações nas componentes Ey e Ez devido aos modelos IRI, MSIS e IGRF para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Altura (km)	$\Delta Ey(\%)$		$\Delta Ez(\%)$	
	Dec. ($Ey_{0,9}$)	Acr. ($Ey_{1,1}$)	Dec. ($Ez_{0,9}$)	Acr. ($Ez_{1,1}$)
110,3	-4,79%	5,37%	-11,10%	11,48%
107,7	-8,71%	9,99%	-13,01%	14,05%
105,1	-15,72%	18,80%	-17,06%	19,49%
102,5	-22,00%	27,30%	-20,38%	23,96%
<i>Erro</i>	12,81%	15,37%	15,39%	17,25%

As variações das componentes Ey e Ez são apresentados na Tabela 4.4 no que pode ser considerado o pior caso possível, quando todos os parâmetros de saída dos modelos são alteradas por $\pm 10\%$. Contudo, os resultados mostram que as variações não são muito maiores que as análises individuais para cada modelo. Em termos absolutos, a componente Ey pode ter um erro associado de 27,30% em relação ao dia de referência e a componente Ez em 23,96%, ambas na região mais baixa do EEJ. Os menores erros concentram-se na porção superior do EEJ. Na Tabela 4.4 observa-se que o decréscimo (acrécimo) artificial de 10% nos parâmetros de saída dos modelos diminuem (aumentam) a média e a variabilidade das componentes Ey e Ez . Essa característica é fácil de ser identificada nos gráficos da Figura 4.2. A curva em preto representa a média dos dados experimentais Ey_{REF} e Ez_{REF} e seus respectivos erros experimentais entre 8h e 18h. Da mesma forma, a curva em azul e vermelho referem-se a média e aos erros experimentais de $Ey_{0,9}/Ez_{0,9}$ e $Ey_{1,1}/Ez_{1,1}$, respectivamente.

$\langle E_y \rangle$ DEVIDO A VARIAÇÕES NOS MODELOS IRI, MSIS, IGRF



$\langle E_z \rangle$ DEVIDO A VARIAÇÕES NOS MODELOS IRI, MSIS, IGRF

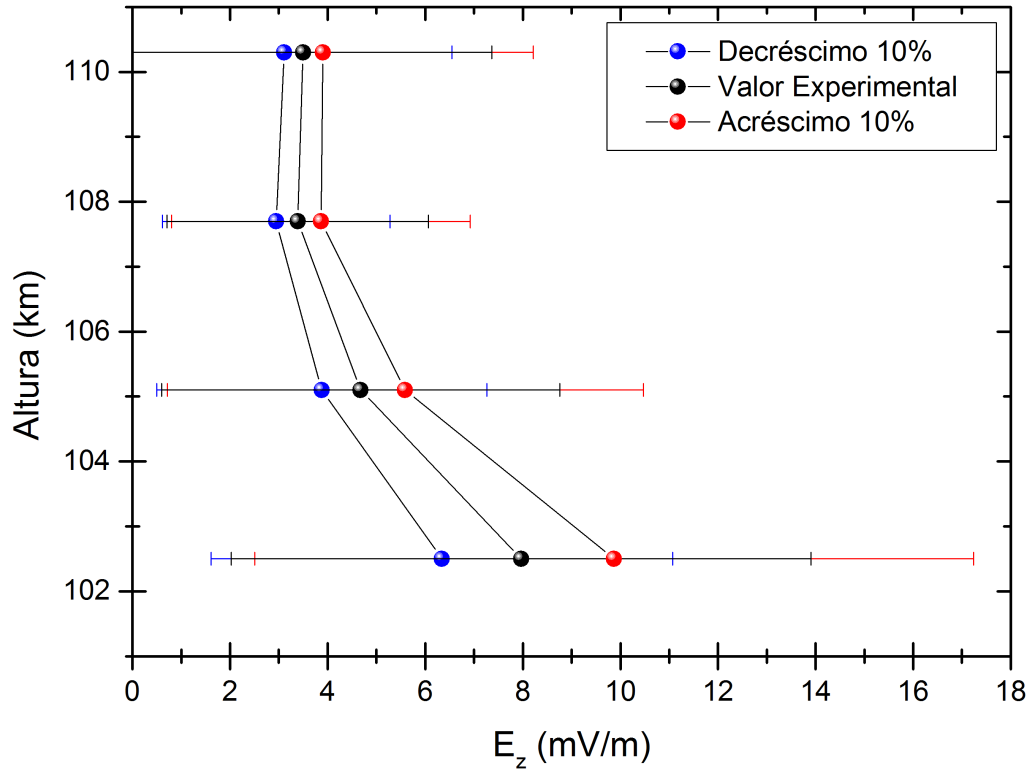


Figura 4.2 - Valor médio e variabilidade diária do campo elétrico devido a variações nos parâmetros dos modelos IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11 para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Segundo uma análise mais detalhada das equações utilizadas nos cálculos das componentes Ey e Ez , os erros associados a cada modelo individual são compensados entre si quando as componentes são inferidas. Na média, se os três modelos estiverem com $\pm 10\%$ de erros a componente Ey poderá ser variação de até 15,37%, enquanto que a componente Ez será um pouco mais, de 17,25%. Convém aqui salientar que o erro médio com $\pm 10\%$ sempre está dentro do desvio padrão experimental da altura.

A influência dos modelos empíricos IRI, MSIS e IGRF é, portanto, uma preocupação que se deve levar em consideração quando se utiliza esses modelos. Alken e Maus (2010), com base em seis anos de dados adquiridos pelo satélite *Challenging Minisatellite Payload* (CHAMP), estimaram a componente Ey em todas as longitudes através de perfis do EEJ. Os autores utilizaram o IRI-2007 e o MSIS-2000 para obter perfis da condutividade elétrica. Ao examinar um único perfil do EEJ eles variaram os parâmetros de saída dos modelos IRI-2007 e MSIS-2000 para determinar as correspondentes incertezas em Ey . Os testes foram aplicados inicialmente ao IRI-2007. Ao variar a temperatura eletrônica por $\pm 50\%$, Ey variou em $\pm 10\%$. Ao aumentar a densidade eletrônica em 50% ocorreu uma mudança de -20% em Ey . Ao diminuir a densidade eletrônica em 50%, Ey variou +47%. Ao variar as frequências de colisão dos elétrons e dos íons em $\pm 50\%$, Ey variou 30%. Com relação ao MSIS-2000 foi observado que a componente Ey varia menos que 5% quando as densidades neutras variam $\pm 50\%$. Dessa forma, os autores concluíram que a principal fonte de erros nas condutividades é devida ao modelo IRI-2007, principalmente na obtenção das densidades de íons e elétrons.

Cabe ressaltar que Bilitza e Reinisch (2008), Picone et al. (2002) e Finlay et al. (2010) não descrevem os erros associados ao IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11, respectivamente. Conforme os estudos quantitativos desse Capítulo, é possível concluir que variações simultâneas de $\pm 10\%$ nos parâmetros de saída dos modelos influenciam em 27,30% a componente Ey e 23,96% a componente Ez nos campos elétricos. Ressalva-se que os três modelos empíricos são utilizados pela comunidade científica a muitos anos e são testados para várias regiões com dados experimentais. Portanto, espera-se que de fato os modelos empíricos não tenham associados erros de $\pm 10\%$ nos parâmetros de saída. No próximo Capítulo são apresentados os resultados dos campos elétricos nos setores brasileiro e peruano. Para a melhor análise, os resultados obtidos neste Capítulo são lembrados nas discussões.

5 RESULTADOS – VARIAÇÕES LONGITUDINAIS DO CAMPO ELÉTRICO DO ELETROJATO EQUATORIAL NO SETOR AMERICANO

Os dados dos radares RESCO e JULIA e o Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada são usados para inferir o campo elétrico do Eletrojato Equatorial (EEJ). Neste Capítulo, o campo elétrico é apresentado e discutido em termos das variações longitudinais em longo prazo no setor americano, e em função da atividade geomagnética calma, das estações do ano e do fluxo solar. Em paralelo, é realizado um estudo de caso durante uma tempestade geomagnética. Além disso, o campo elétrico é comparado, sempre que possível, com os resultados obtidos por outros autores.

5.1 Introdução

Como visto nos capítulos anteriores, a componente vertical do campo elétrico, E_z , é calculada com as velocidades de fase das irregularidades do Tipo II detectadas pelo feixe Oeste dos radares, fator anisotrópico e intensidade do campo geomagnético. Uma vez determinada a componente E_z , a componente zonal do campo elétrico, E_y , é inferida através do Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada ao longo das linhas de campo geomagnético. As componentes E_y e E_z são inferidas para todos os dados dos radares RESCO e JULIA que estão disponíveis para este estudo, ou seja, entre janeiro de 2001 (alta atividade solar) e agosto de 2009 (baixa atividade solar) para o RESCO e entre janeiro de 2006 e dezembro de 2010 para o JULIA. As localizações dos radares e do equador magnético em 2001 (linha vermelha) e 2010 (linha azul), obtido pelo modelo IGRF-11 (Seção 4.4) entre as longitudes 60° Leste e 120° Oeste são identificadas no mapa da Figura 5.1.

O equador magnético no setor brasileiro é caracterizado por afastar-se de um ponto fixo em solo a uma taxa de aproximadamente 22 minutos de grau por ano, que equivale a aproximadamente 40 km por ano. Devido a esse movimento, o ângulo de inclinação magnética (I) sobre OSL variou de $-2,2^\circ$ em 2001 para $-5,1^\circ$ em 2009, em 105 km de altura. As sondagens com o radar RESCO foram encerradas em 2009, e um dos motivos foi devido ao afastamento do EEJ da região de OSL. Em 2009 a declinação magnética (D) para as coordenadas do OSL era $-20,4^\circ$.

Os campos elétricos inferidos no ROJ são utilizados na comparação com os campos obtidos do OSL, uma vez que o ângulo I no ROJ variou de $-0,2^\circ$ em 2006 para $-0,8^\circ$ em 2010, que equivale a aproximadamente 9 minutos de grau por ano, ou aproximadamente 16 km por ano, em 105 km de altura. Ou seja, o ROJ permanece sob a influência do EEJ. Em 2010 o ângulo D para o ROJ era $-0,8^\circ$.

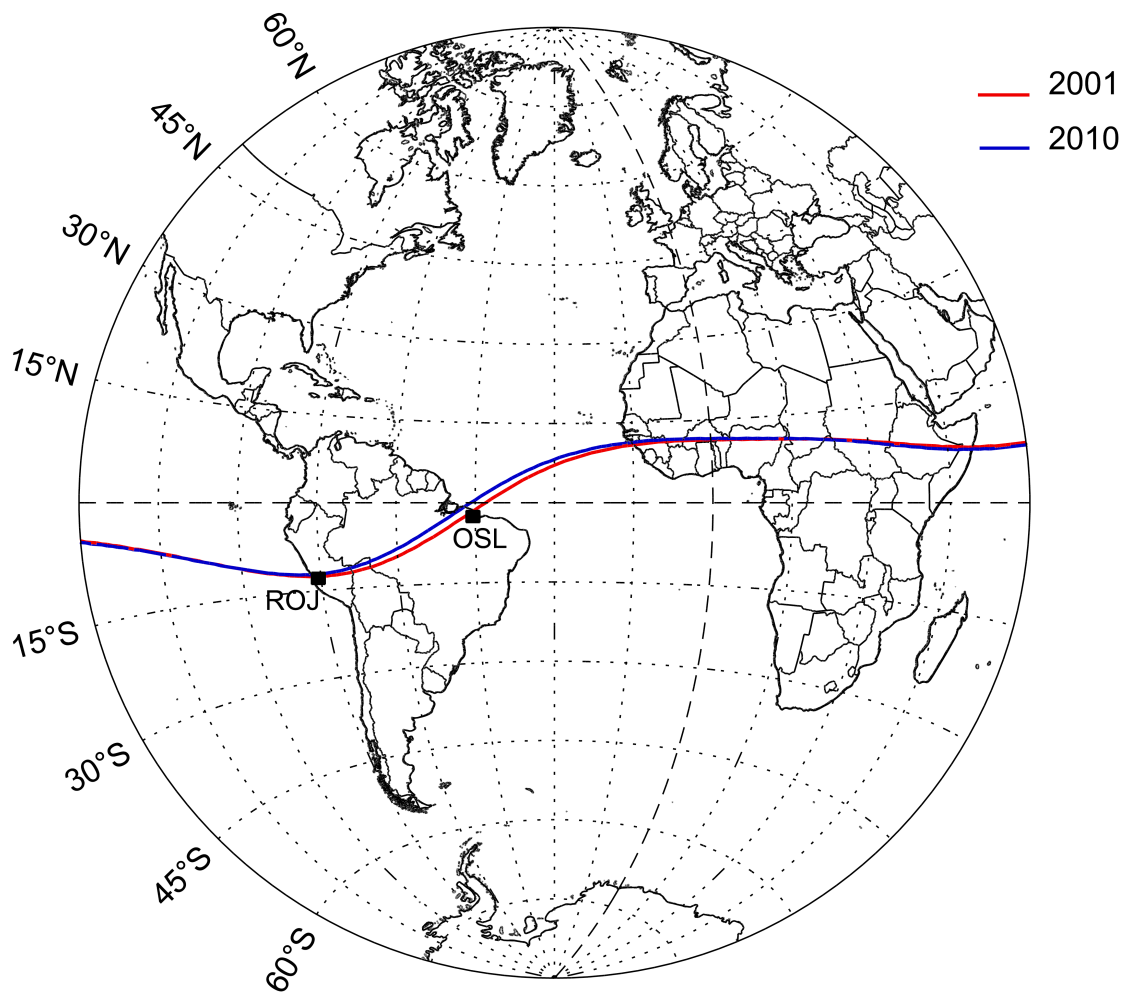


Figura 5.1 - Mapa com as localizações do Observatório de São Luís do Maranhão/INPE/MCTI - Brasil (OSL) e do Rádio Observatório de Jicamarca/IGP - Peru (ROJ), bem como as localizações do equador geomagnético em 2001 representada pela linha vermelha e em 2010 representada pela linha azul, providas pelo modelo IGRF-11.

5.2 Comparação dos Campos Elétricos do EEJ no Setor Americano: Variações em Longo Prazo no OSL e ROJ

As sondagens diárias realizadas nas mais diversas condições geomagnéticas pelos radares RESCO e JULIA formam um conjunto com mais de 600 dias de dados. As componentes E_y e E_z foram inferidas para todos os dados desse conjunto e em seguida os valores médios diários foram calculados.

A variação em longo prazo dos valores médios diários das componentes E_y e E_z , em mV/m, entre os anos de 2001 e 2009 para OSL é apresentada na [Figura 5.2](#). O eixo vertical à esquerda corresponde a variação do campo elétrico para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura. A variação do ângulo DIP (I) entre os mesmos anos é mostrada no eixo vertical à direita nos painéis correspondentes a 102,5 km de altura.

Os gráficos da [Figura 5.2](#) foram obtidos através da análise de 432 dias de dados do radar RESCO. Aproximadamente 54% desses dados foram coletados durante dias geomagneticamente calmos, em que o índice Kp foi menor ou igual a 3. O restante, cerca de 46% dos dados, foram adquiridos em dias geomagneticamente perturbados, em que Kp foi maior que 3. Somente quatro dias de dados foram coletados em 2007 e infelizmente nenhum dado de 2008 é utilizado devido a problemas instrumentais.

A variação em longo prazo dos valores médios diários das componentes E_y e E_z , em mV/m, com a hora local entre os anos de 2006 e 2010 para ROJ é mostrada na [Figura 5.3](#). O eixo vertical à esquerda corresponde a variação do campo elétrico para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura. Da mesma forma que foi apresentada para o OSL, a variação do ângulo DIP no ROJ entre os mesmos anos é mostrada no eixo vertical à direita dos painéis correspondentes a 102,2 km de altura. Os gráficos foram obtidos pela análise de 177 dias de dados do radar JULIA. Aproximadamente 65% desses dados foram coletados durante dias geomagneticamente calmos e cerca de 35% dos dados foram adquiridos em dias geomagneticamente perturbados.

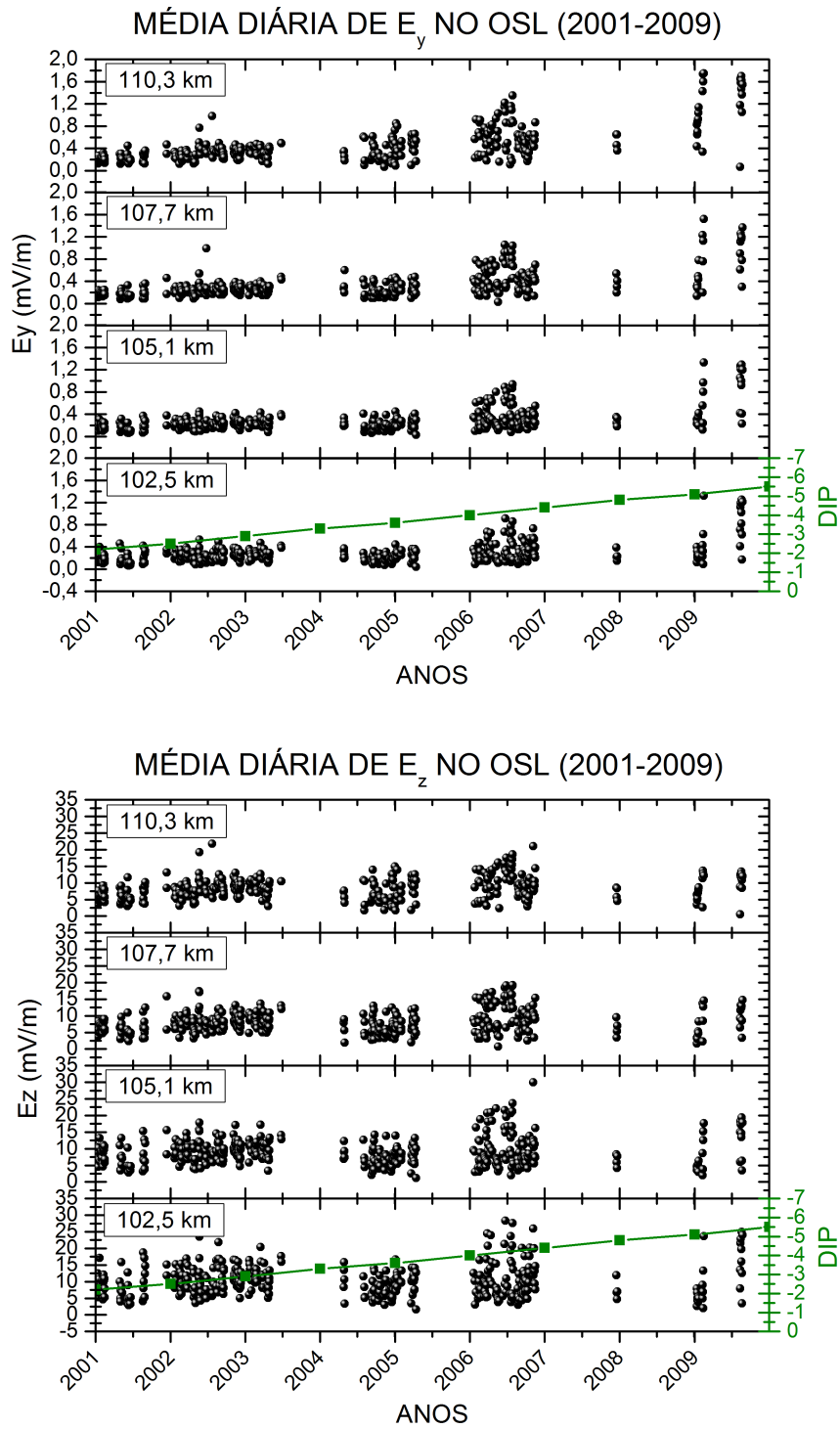


Figura 5.2 - Variação dos valores médios diários das componentes E_y e E_z com a hora local entre 2001 e 2009 para as coordenadas geográficas do radar RESCO (pontos pretos) e variação do ângulo DIP (linha verde) entre 2001 e 2009.

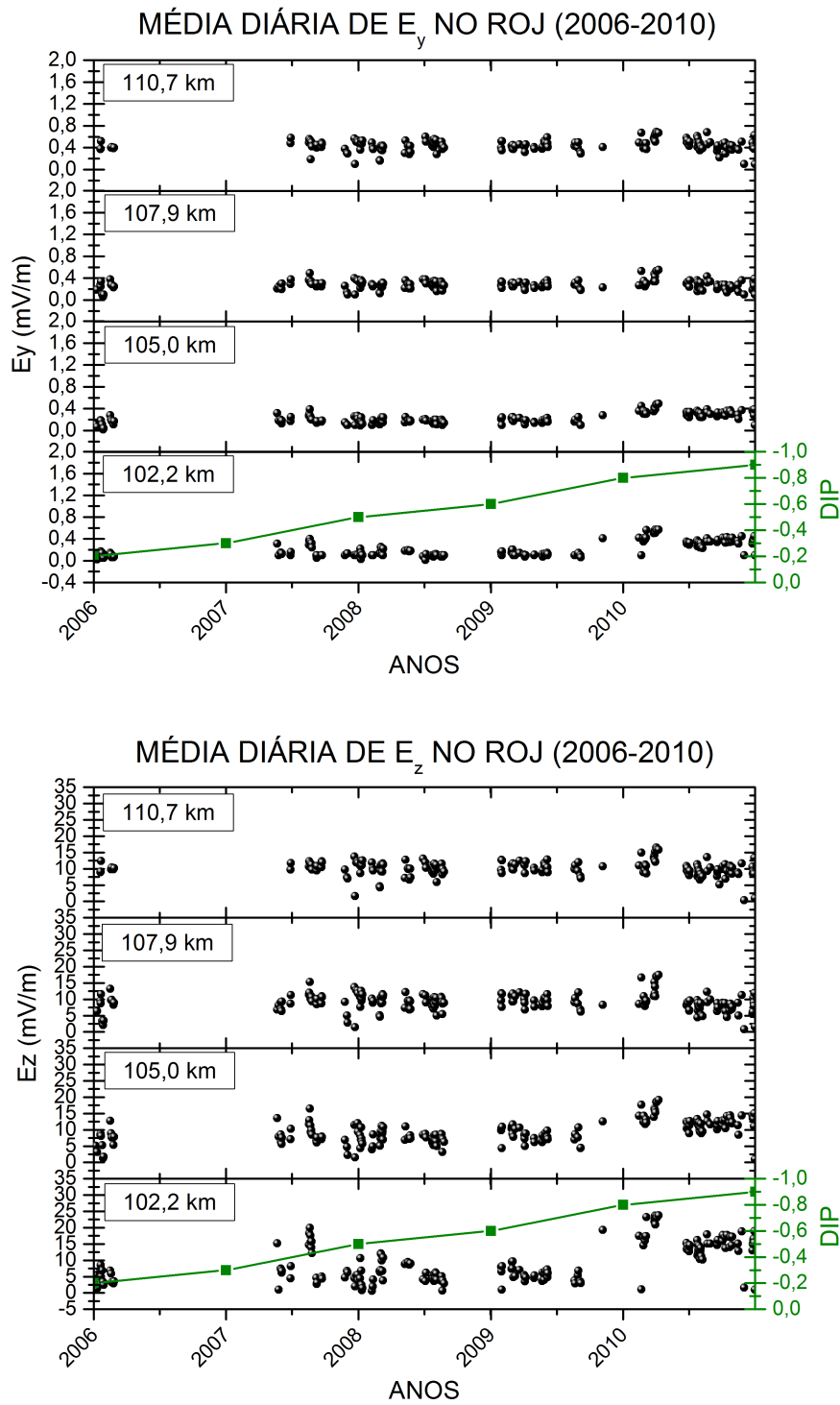


Figura 5.3 - Variação dos valores médios diários das componentes E_y e E_z com a hora local entre 2006 e 2010 para as coordenadas geográficas do radar JULIA (pontos pretos) e variação do ângulo DIP (linha verde) entre 2006 e 2010.

Os gráficos das Figuras 5.2 e 5.3 mostram a intensidade média diária das componentes E_y e E_z ao longo dos anos. É importante salientar que há uma descontinuidade de um ano (2008) nos dados do RESCO e apenas quatro dias de dados em 2007. Nota-se que as intensidades médias das componentes do campo elétrico no OSL e ROJ não são afetadas drasticamente pelo afastamento do equador magnético em relação aos radares. Isso é mais perceptível no OSL, uma vez que as intensidades médias foram mais altas em 2009. Nota-se também que as intensidades médias de E_y e E_z foram mais altas nos anos de 2007 e 2010 no ROJ.

Como foi revisado na Subseção 2.2.4, o EEJ compreende uma faixa de aproximadamente 600 km que equivale a $\pm 3^\circ$ de extensão na direção meridional, em torno do equador magnético (FORBES, 1981). O DIP atingiu esse limiar em 2003 no OSL. Mesmo assim, as irregularidades de plasma do EEJ foram observadas até 2009, ano em que as observações com o RESCO foram encerradas. No ano de 2009 o DIP era $-5,1^\circ$ e ao que tudo indica as irregularidades ainda estavam presentes, uma vez que as condições descritas nas Subseções 2.3.1.1 e 2.3.1.2 foram satisfeitas. Uma vez que havia condições para o desenvolvimento das irregularidades, elas se desenvolvem e se propagam no meio. Através da metodologia apresentada no Capítulo 3, os campos elétricos são inferidos a partir da detecção das irregularidades do Tipo II com o radar. Os dados experimentais do setor peruano corroboram com os dados do setor brasileiro, uma vez que não foi observada diminuição da intensidade média das componentes do campo elétrico no ROJ.

Os valores médios diários de E_y variam de 0,04 mV/m a 1,75 mV/m entre 102,5 km e 110,3 km de altura no OSL, enquanto que os valores médios de E_z variam de 1,2 mV/m a 30 mV/m na mesma faixa de altura. Observam-se ainda suaves intensificações médias nos valores referentes aos anos 2002, 2006 e 2009, independentes das alturas de observação. A média das intensidades médias diárias dos gráficos da Figura 5.2 são apresentados na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Médias das componentes E_y e E_z entre 2001 e 2009 no OSL.

OSL	102,5 km	105,1 km	107,7 km	110,3 km
E_y (mV/m)	0,26	0,38	0,32	0,43
E_z (mV/m)	10,17	8,91	8,13	8,34

Nota-se um pequeno aumento médio da componente Ey com a altura na Tabela 5.1, com exceção da altura de 107,7 km. Tal característica não é observada para Ez . A intensidade máxima de 0,43 mV/m da componente Ey ocorre em 110,3 km de altura, enquanto que a menor intensidade de 0,26 mV/m ocorre em 102,5 km de altura. A componente Ez apresenta intensidade máxima de 10,17 mV/m em 102,5 km de altura, ao passo que a intensidade mínima é 8,13 mV/m em 107,7 km de altura.

Os valores médios diários de Ey variam de 0,1 mV/m a 0,69 mV/m entre 102,2 km e 110,7 km de altura no ROJ, enquanto que os valores médios de Ez variam de 0,78 mV/m a 23,75 mV/m na mesma faixa de altura. Observa-se que em geral os campos elétricos no ROJ apresentam característica mais estável, ou seja, as intensidades não variam muito no decorrer dos anos, como acontece com OSL. No entanto, há pequenas intensificações nos anos de 2007 e 2010, independentes das alturas de observação. A média das intensidades médias diárias dos gráficos da Figura 5.3 são apresentados na Tabela 5.2.

Tabela 5.2 - Médias das componentes Ey e Ez entre 2006 e 2010 no ROJ.

ROJ	102,2 km	105,0 km	107,9 km	110,7 km
Ey (mV/m)	0,21	0,22	0,28	0,44
Ez (mV/m)	9,39	9,45	9,15	10,16

Da mesma forma que é observada no OSL, nota-se um pequeno aumento médio da componente Ey com a altura em Jicamarca, porém essa característica não ocorre para Ez uma vez que há uma diminuição em 107,9 km de altura. A intensidade máxima de 0,44 mV/m da componente Ey ocorre em 110,7 km de altura, enquanto que a menor intensidade de 0,21 mV/m ocorre em 102,2 km. A componente Ez apresenta intensidade máxima de 10,16 mV/m em 110,7 km de altura, e intensidade mínima de 9,15 mV/m em 107,9 km de altura.

Como discutido na Seção 2.4, a ionosfera passa por alterações durante períodos geomagneticamente perturbados. Os efeitos estão relacionados com os campos elétricos de penetração direta e/ou aos campos elétricos do Dínamo Perturbado. Devido a isso, as próximas seções deste trabalho de pesquisa são restringidas ao estudos dos dados dos radares RESCO e JULIA coletados em dias em que $Kp \leq 3$.

5.3 Comparação dos Campos Elétricos do EEJ no Setor Americano: Variações no OSL e ROJ em Períodos com $K_p \leq 3$

Como destacado na Seção anterior, 54% dos dados coletados pelo RESCO e 65% dos dados do JULIA fazem parte do conjunto de dados obtidos durante dias geomagneticamente calmos, em que $K_p \leq 3$. As componentes E_y e E_z foram inferidas para esse conjunto de dados conforme a metodologia discutida no Capítulo 3. Em seguida, as componentes foram separadas em subconjuntos anuais.

Os valores médios amostrais dos campos elétricos para cada uma das quatro alturas estudadas são apresentados em forma de gráficos. Os gráficos das Figuras 5.4 e 5.5 apresentam à esquerda a média amostral de cada componente do campo elétrico, $\langle E_y \rangle$ no painel superior e $\langle E_z \rangle$ no painel inferior, cuja amostras foram tomadas na mesma hora local ao longo dos diversos dias calmos. Os erros experimentais estão associados com a determinação das velocidades Doppler. À direita, estão localizadas as médias de cada componente do campo elétrico para cada uma das quatro alturas com os erros experimentais médios. As médias das componentes do campo elétrico calculadas com dados do RESCO entre 2001 e 2009 são mostradas na Figura 5.4 e com dados do JULIA na Figura 5.5.

As principais características dos campos elétricos no setor brasileiro, Figura 5.4, são:

- a) $\langle E_y \rangle$ varia entre 0,21 mV/m e 0,35 mV/m, que depende da altura de observação, além de um gradiente positivo com aumento da altura; e
- b) $\langle E_z \rangle$ oscila entre 7,09 mV/m e 8,80 mV/m, que depende da altura de observação, com um gradiente negativo com o aumento da altura.

As principais características dos campos elétricos no setor peruano, Figura 5.5, são:

- a) $\langle E_y \rangle$ varia de 0,23 mV/m a 0,45 mV/m, entre 102,2 km e 110,7 km de altura, com gradiente positivo com aumento da altura; e
- b) $\langle E_z \rangle$ oscila entre 9,00 mV/m e 11,18 mV/m na mesma faixa de altura e possui gradiente positivo com o aumento da altura.

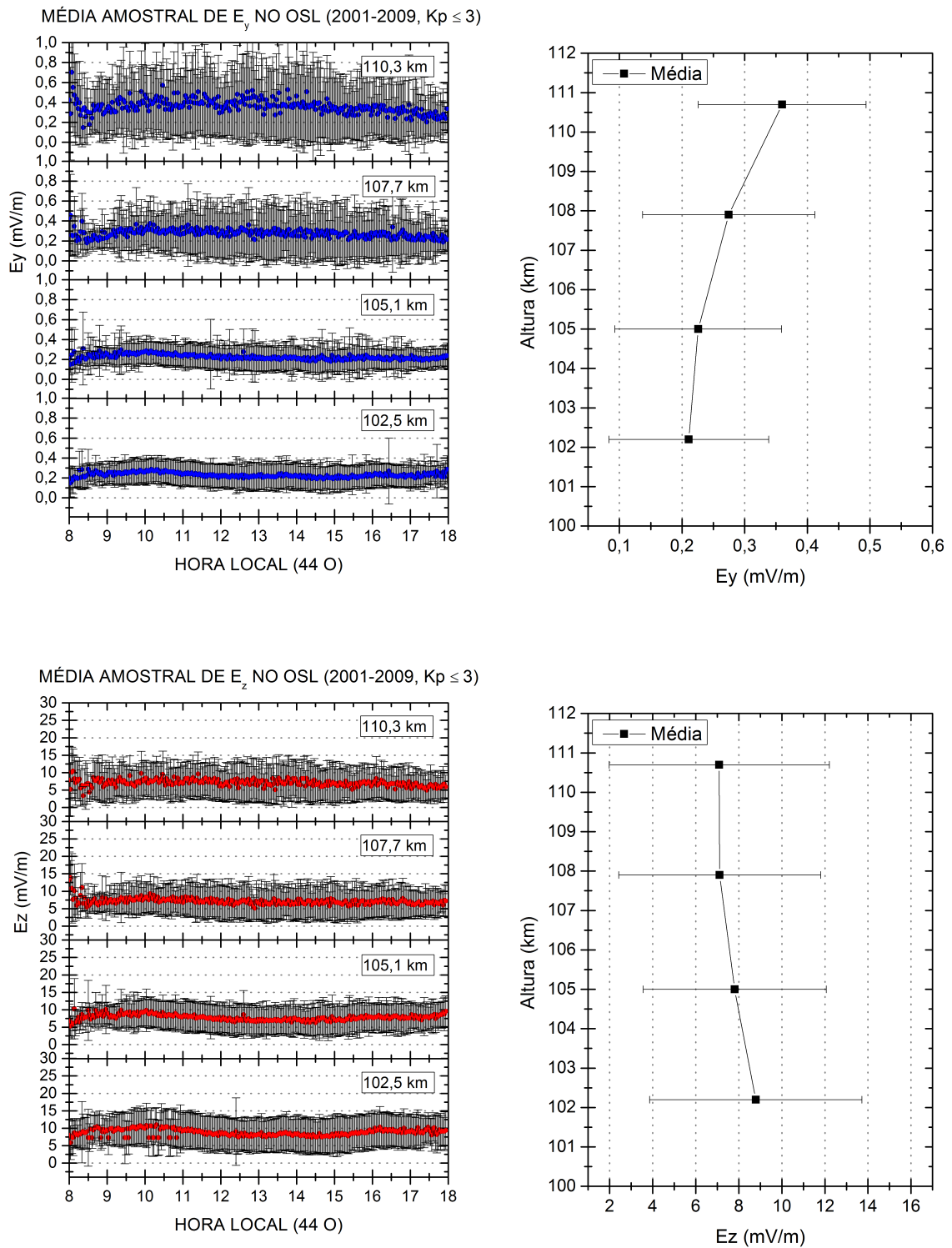


Figura 5.4 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas.

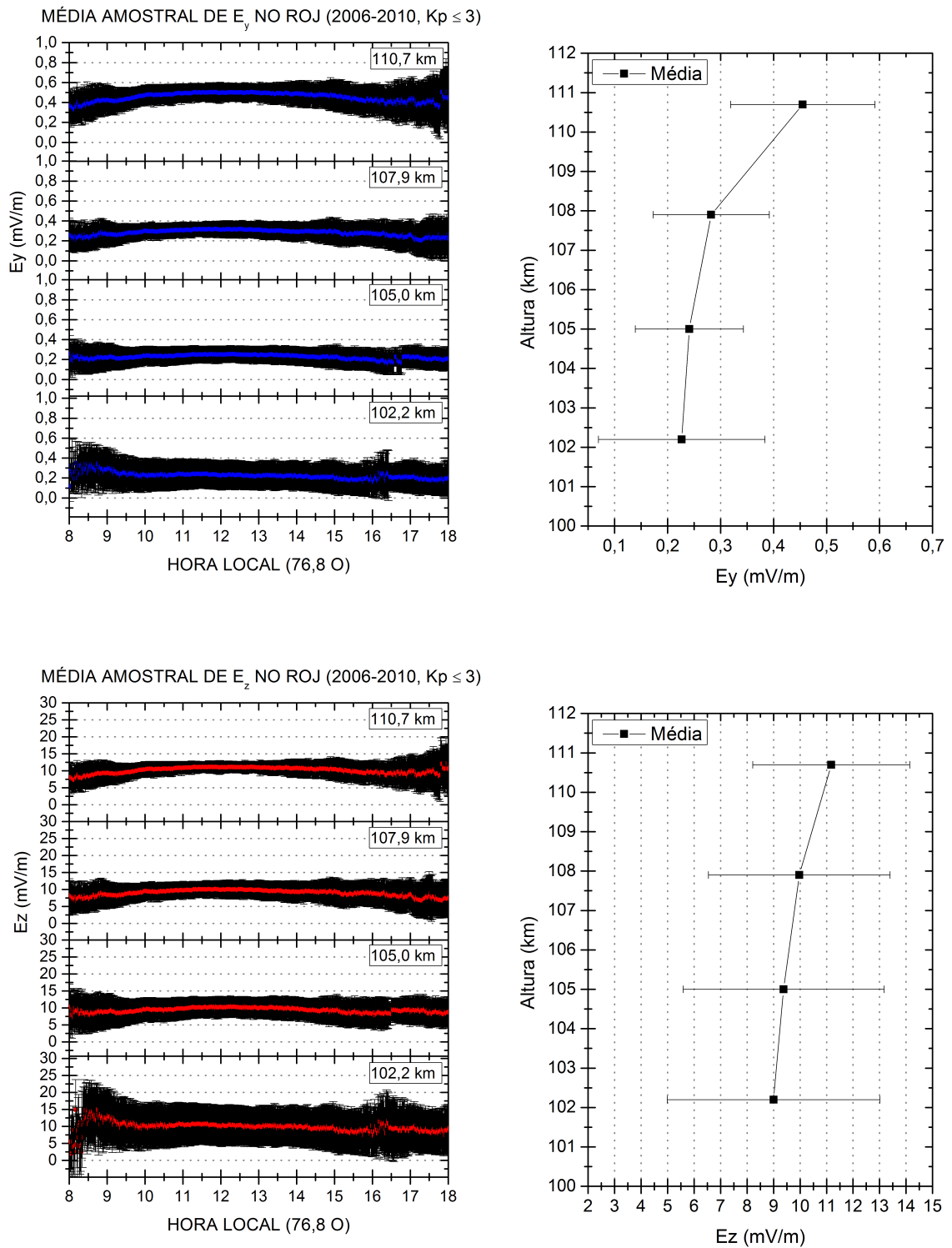


Figura 5.5 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas.

Os gráficos das médias amostrais anuais para OSL e ROJ encontram-se nos Apêndices B e C. É importante salientar que devido a classificação segundo o índice Kp não há dados do OSL para o ano de 2007 e os gráficos referente a 2003 referem-se a somente dois dias de dados do RESCO.

Vários estudos têm sido efetuados para analisar a componente Ey , sobretudo utilizando dados provenientes dos setores peruano e indiano (SUGIURA; CAIN, 1966; SUBBARAYA et al., 1972; BALSLEY, 1973; SCHIELDGE et al., 1973; REDDY, 1977; PRAKASH; MURALIKRISHNA, 1981; REDDY et al., 1987; VISWANATHAN et al., 1987; KELLEY, 1989), e mais recentemente no setor brasileiro (OLÍVIO, 2009; DENARDINI et al., 2013). Alguns resultados publicados referente a Ey calculados e/ou estimados nos setores peruano, indiano e brasileiro, bem como os resultados de nos setores brasileiro e peruano obtidos nesta Tese são apresentados na Tabela 5.3.

Tabela 5.3 - Componente zonal Ey estimada para a região E nos setores peruano, indiano e brasileiro.

Referencia	Intensidade Ey (mV/m)	Setor
Sugiura e Cain (1966)	2,40 (média)	peruano
Balsley (1973)	0,10 a 0,80 (entre 08 e 18 h)	peruano
Schildge et al. (1973)	0,80 (meio dia local)	indiano
Reddy (1977)	0,3 (modelo)	indiano
Reddy et al. (1987)	0,10 a 0,55 (entre 08 e 18 h)	indiano
Viswanathan et al. (1987)	0,10 a 0,60 (entre 08 e 18 h)	indiano
Kelley (1989)	0,50	generalizado
Olívio (2009)	0,13 a 0,49 (entre 08 e 18 h)	brasileiro
Denardini et al. (2013)	0,13 a 0,49 (entre 08 e 18 h)	brasileiro
Presente Trabalho	0,21 a 0,35 (entre 08 e 18 h)	brasileiro
Presente Trabalho	0,23 a 0,45 (entre 08 e 18 h)	peruano

A intensidade diurna de $\langle Ey \rangle$ para os setores brasileiro e peruano obtidos nesse trabalho estão dentro da faixa de valores obtidos pelas principais publicações referentes ao assunto. Isso confirma que a técnica de obtenção de campo elétrico diário a partir da velocidade de deslocamento das irregularidades do Tipo II obtida de dados de radares coerentes mostra-se importante para os estudos do EEJ.

A componente $\langle Ey \rangle$ no setor brasileiro estimada nesta Tese de Doutorado apresenta resultados mais baixos do que os publicados por Olívio (2009) e Denardini et al. (2013). Isso se deve a basicamente duas razões. A primeira é que o Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada foi atualizado, como discutido na Seção 3.7. A

segunda é o fato de que [Olívio \(2009\)](#) e [Denardini et al. \(2013\)](#) utilizaram somente dados do RESCO coletados durante os dias geomagneticamente calmos de 2002, que foi um ano de alta atividade solar.

Como indicado pelos gráficos das Figuras 5.4 e 5.5, os campos elétricos do EEJ variam longitudinalmente na América do Sul entre os setores brasileiro e peruano, apesar de estarem afastados por aproximadamente 30° . Os campos elétricos são mais intensos na região de Jicamarca do que na região de São Luís do Maranhão. As intensidades máximas da componente $\langle Ey \rangle$ são $0,45 \text{ mV/m}$ no ROJ e $0,35 \text{ mV/m}$ no OSL. Para a componente $\langle Ez \rangle$ são observados intensidades máximas de $8,8 \text{ mV/m}$ no OSL e $11,18 \text{ mV/m}$ no ROJ.

O fato da intensidade da corrente do EEJ ser mais intensa no setor peruano do que no setor brasileiro já foi mostrado por vários autores. [Kane e Trivedi \(1982\)](#), através da análise de dados de magnetômetros, observaram que o EEJ é mais intenso em Huancayo, Peru, do que em Fortaleza, Brasil. Posteriormente [Rastogi et al. \(2007\)](#), com dados de magnetômetros instalados em Ancon, Peru, e São Luís do Maranhão, Brasil, estudaram a variabilidade da componente H e verificaram que ela tem maior amplitude no setor peruano do que no brasileiro.

O EEJ é mais intenso no setor peruano do que em outros setores longitudinais, além do Brasil. [Maynard et al. \(1965\)](#) e [Maynard e Cahill Jr. \(1965\)](#), por meio de dados obtidos de foguetes lançados em Trivandrum, Índia, e em vários pontos na costa peruana, mostraram que a densidade de corrente do EEJ é mais intensa no Peru do que na Índia.

A variação do EEJ com a hora local e a longitude foi estudada por meio de um modelo empírico desenvolvido por [Doumouya et al. \(2003\)](#). O modelo reproduz as assinaturas características do EEJ nas componentes H e z do campo geomagnético a nível do solo. O modelo também prevê com boa concordância as variações longitudinais do campo geomagnético nas alturas correspondentes da órbita do satélite *Polar Orbit Geomagnetic Survey* (POGS). As variações mostram que o EEJ é mais intenso no setor americano entre as coordenadas geográficas 80° Oeste e 100° Oeste (que corresponde a costa Oeste da América do Sul), e mais fraco no setor indiano (75° Leste), com um segundo mínimo e máximo centrados, respectivamente, na costa Leste da América do Sul (30° Oeste) e no Oeste do continente africano (10° Leste).

Em um recente estudo de [Yizengaw et al. \(2014\)](#), realizado com dados de magnetômetros, foram estudadas a variabilidade longitudinal e temporal do EEJ e da deriva

$\vec{E} \times \vec{B}$. Os resultados mostram claramente que o EEJ e a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ são mais intensos na costa Oeste da América do Sul do que em qualquer outra longitude entre as costas lestes da América do Sul e África.

Como visto na [Subseção 2.2.4](#), a ionosfera e a atmosfera neutra estão acopladas dinamicamente por meio das marés atmosféricas. Foi observado que o EEJ é modulado por marés atmosféricas com período de 16 dias ([VINEETH et al., 2007](#)). O acoplamento também foi observado entre as variações longitudinais da magnitude do EEJ com as variações longitudinais das marés diurnas e da componente Ey ([ENGLAND et al., 2006](#); [LIN et al., 2007](#)). Portanto, as diferenças longitudinais observadas nos gráficos das Figuras 5.4 e 5.5 podem ser causadas pela diferença na modulação do campo elétrico do dínamo entre São Luís do Maranhão e Jicamarca. Ou seja, a componente Ey produzida pela polarização das cargas elétricas nos terminadouros solares é modulada pelas marés atmosféricas. Consequentemente, Ey modula a amplitude do EEJ (ou ΔH) obtida pelos dados de magnetômetros.

Pode-se observar outras características nos gráficos das Figuras 5.4 e 5.5. Os campos elétricos apresentam maior variabilidade nas maiores alturas do EEJ no setor brasileiro. No setor peruano a maior variabilidade ocorre na região mais baixa do EEJ. Além desse fato verifica-se de maneira geral uma clara intensificação em $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ entre 10 h e 14 h no ROJ. À direita das Figuras 5.4 e 5.5 estão os gráficos que correspondem ao valor médio de $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ para cada altura.

Os perfis à direita das Figuras 5.4 e 5.5 mostram que os gradientes de $\langle Ey \rangle$ no OSL, bem como $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ no ROJ são positivos, ou seja, os campos elétricos são mais intensos nas regiões mais altas. Contudo, $\langle Ez \rangle$ apresenta gradiente negativo no setor brasileiro, o que indica campo elétrico mais intenso em 102,5 km do que 110,3 km de altura.

Para avaliar os gradientes de $\langle Ez \rangle$ nos setores brasileiro e peruano retorna-se para a [Equação 3.12](#). Segundo essa equação, a componente Ez depende da velocidade de deslocamento das irregularidades do Tipo II (V_{DII}), do fator anisotrópico (Ψ_0), do ângulo de sondagem do radar e da intensidade do campo geomagnético.

O gradiente positivo em $\langle Ez \rangle$ deve vir de um gradiente positivo em V_{DII} , uma vez que o campo geomagnético varia muito pouco entre 100 km e 110 km de altura, com um gradiente negativo muito pequeno. [Denardini et al. \(2013\)](#), através dos dados do RESCO coletados em dias geomagneticamente calmos de 2002, observaram que V_{DII} possui gradiente positivo. Essa característica em V_{DII} foi reportada por ou-

tros autores. Tsunoda e Ecklund (2002), por meio de dados do radar de 49,82 MHz instalado em Pohnpei, observaram que a componente vertical de V_{DII} aumenta monotonicamente com a altura. Patra et al. (2005), a partir de dados do radar de 18 MHz instalado em Trivandrum, Índia, também mostrou gradiente positivo em V_{DII} . Assim, espera-se que ocorra um gradiente positivo em $\langle Ez \rangle$ devido a V_{DII} .

A componente Ey é obtida pela Equação 3.13. Ela depende da razão entre as condutividades Pedersen e Hall e a componente Ez . Uma vez que existe gradiente positivo em $\langle Ez \rangle$ devido a V_{DII} , pode-se afirmar que também irá ocorrer um gradiente positivo em $\langle Ey \rangle$. De acordo com a Figura 3.8, a razão Σ_H / Σ_P entre 104 km e 108 km de altura é 25. Acima dessa faixa de altura a intensidade da razão decresce de forma suave. Essa diminuição não irá causar um gradiente negativo em $\langle Ey \rangle$. Portanto, o gradiente positivo em $\langle Ey \rangle$ deve ser devido ao gradiente positivo em $\langle Ez \rangle$.

De acordo com a teoria linear das irregularidades do EEJ apresentadas na Subseção 2.3.1, a instabilidade do tipo deriva de gradiente podem ser observadas em períodos em que o campo elétrico é pouco intenso (COHEN; BOWLES, 1967). Por outro lado, a instabilidade Farley-Buneman só ocorre quando a velocidade de deslocamento dos elétrons alcança a velocidade íon-acústica (Cs), como explícito na condição mostrada na Equação 2.44. São necessários campos elétricos mais intensos para atingir Cs . Alguns autores mostraram que as irregularidades do Tipo I são mais prováveis de serem detectadas em maiores alturas do EEJ. Assim, é coerente afirmar que o campo elétrico é mais intenso na parte superior do que inferior do EEJ. Ou seja, é sensato assumir um gradiente positivo em ambos $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$.

As discussões apresentadas nesta Tese explicam os gradientes em $\langle Ey \rangle$ da Figura 5.4 (OSL) e os gradientes em $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ da Figura 5.5 (ROJ). No entanto, $\langle Ez \rangle$ obtida no setor brasileiro apresenta um gradiente negativo. Podem-se sugerir duas hipóteses para explicar esse gradiente negativo com o aumento da altura. A primeira, refere-se a possibilidade de baixa ocorrência de irregularidades do Tipo I entre 2001 e 2009 no setor brasileiro. A segunda, é a possibilidade do gradiente de $\langle Ez \rangle$ ser negativo devido a um efeito da modelagem na Equação 3.12 do Ψ_0 .

A análise estatística da distribuição com a altura das irregularidades do Tipo I e II foi realizada para investigar a primeira hipótese. Os resultados são mostrados na Figura 5.6. Nesse gráfico, 100% representa a totalidade de dias geomagneticamente calmos de sondagem do RESCO.

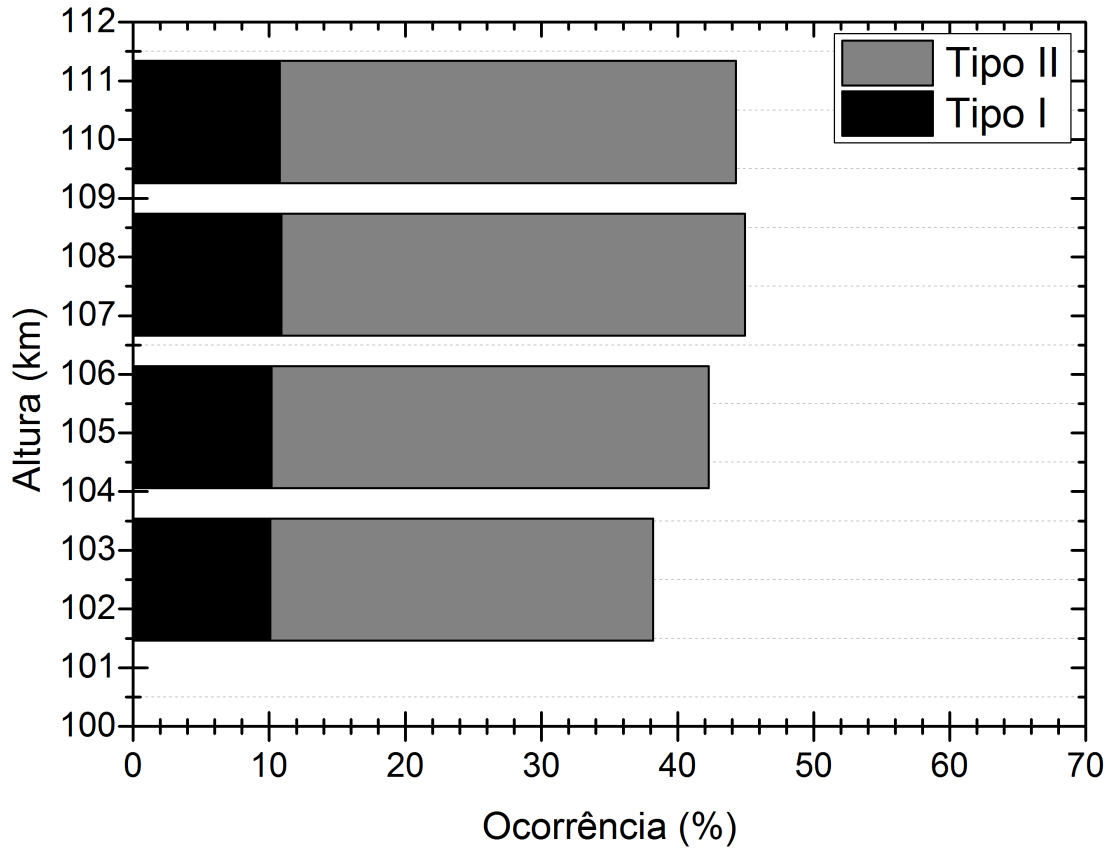


Figura 5.6 - Ocorrências das irregularidades do Tipo I (barra preta) e II (barra cinza) com a altura detectadas pelo radar RESCO nos dias geomagneticamente calmos entre 2001 e 2009.

Irregularidades do Tipo I e II são detectadas nas quatro alturas estudadas como mostra a [Figura 5.6](#). A maior ocorrência do Tipo II foi em 107,9 km de altura em 45% dos dias. Segundo a teoria elas são geralmente detectadas em uma camada de 12 km de espessura, entre 98 km e 110 km, em média. Definitivamente, o EEJ é dominado pelas irregularidades do Tipo II no setor brasileiro. As irregularidades do Tipo I também foram detectadas nas quatro alturas, porém em aproximadamente 12% dos dias geomagneticamente calmos. Uma vez que elas requerem velocidade de fase supersônica, elas ocorrem em uma região próxima ao centro do EEJ, em torno de 107 km de altura.

O gradiente de $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ deve ser de fato positivo com a altura uma vez que ocorre irregularidades do Tipo I nos dias geomagneticamente calmos entre 2001 e 2009. Nesse caso, a segunda hipótese de que o gradiente de $\langle Ez \rangle$ ser negativo é devido a um efeito da modelagem da [Equação 3.12](#) no Ψ_0 parece estar correta.

O Ψ_0 é o quociente entre as frequências de colisão e as girofrequências dos íons e elétrons, e determina a característica do ambiente onde a instabilidade de plasma se desenvolve. As frequências de colisão são modeladas com o IRI-2007 para se obter as densidades dos íons O_2^+ , NO^+ e O^+ e a densidade eletrônica, e com o MSIS-2000 para as densidades de $n(O)$, $n(O_2)$, $n(N_2)$ e a temperatura neutra, que são utilizadas na Equação 3.18.

A influência desses modelos empíricos na obtenção dos campos elétricos foram mostradas nas Tabelas 4.1 e 4.2 da Seção 4.5. Entre o IRI-2007 e MSIS-2000, os maiores erros referem-se ao MSIS-2000. No entanto, os erros referentes ao IRI-2007 também chegam próximos a 5%. Alken e Maus (2010), ao comparar a influência dos dois modelos empíricos ao estimar Ey , concluíram que o IRI-2007 é a principal fonte de erros nas condutividades, principalmente na obtenção das densidades de íons e elétrons. Ressalta-se que o IRI subestima a densidade eletrônica na região equatorial brasileira (ABDU et al., 2004). Por esse fato, os perfis dados pelo IRI-2007 desse trabalho foram corrigidos pelos valores da frequência ordinária da camada E derivados de ionogramas obtidos por sondadores digitais em torno do equador magnético. Essa correção não se aplica para as densidades dos íons O_2^+ , NO^+ e O^+ . Portanto, ao considerar os erros apresentados nas Tabelas 4.1 e 4.2 conclui-se que não foi observado gradiente positivo em $\langle Ez \rangle$ por um efeito da modelagem. No entanto, esses erros não invalidam os valores dos campos elétricos obtidos neste trabalho, uma vez que os erros devido aos modelos empíricos foram discutidos no Capítulo 4, e pode-se observar que é possível ocorrer gradiente positivo em Ez ao considerar os desvios padrões e os erros associados a cada modelo.

As médias anuais das componentes do campo elétrico no OSL são apresentadas entre as Figuras B.1 e B.7. A principal característica observada é a presente na Figura B.7, que mostra a variação de $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ em 2009. Nesse período o radar RESCO sondou o EEJ, em média, entre 9 h e 18 h. Essa decisão administrativa foi tomada porque não eram observados ecos antes e depois desses horários. No entanto, observa-se que para os outros anos haviam ecos do EEJ a partir das 8 h da manhã até às 18 h. A partir dos dados de 2005 verifica-se uma clara diminuição do intervalo de tempo em que ocorrem irregularidades. Elas estavam presentes em 2009, em média, entre 10 h e 15 h 30 min. O ângulo I variou, em 2009, entre $-5,1^\circ$ e $-5,5^\circ$. Como foi visto na Subseção 2.2.4, o EEJ possui extensão na direção Norte-Sul de aproximadamente $\pm 3^\circ$ (FORBES, 1981). Ou seja, as sondagens com o RESCO em 2009 estava ocorrendo nos limites mais externos, nas bordas do EEJ.

Para avaliar o efeito do afastamento do EEJ do setor brasileiro em termos de campo elétrico, um mapa da componente Ez entre 8 h e 18 h para as quatro alturas de estudo é apresentado na [Figura 5.7](#). A [Figura 5.7](#) foi elaborada com a componente Ez inferida para um dia de cada ano entre 2001 e 2009, porém o ano 2008 não está representado. Os dias foram escolhidos de forma a apresentarem as mesmas ou as mais próximas características geofísicas possíveis para não influenciar no resultado. A escala de cores representa a intensidade da componente Ez em mV/m. As porções brancas correspondem aos intervalos de tempo que não houve irregularidades do Tipo II.

A análise da [Figura 5.7](#) mostra ainda que as maiores intensidades de Ez ocorreram em 2002 e 2005, e são mais intensas na região mais baixa do EEJ. Para esses casos, nota-se um decréscimo de Ez com o aumento da altura. No entanto, as intensidades de Ez apresentadas não é o principal resultado. O principal resultado apresentado na [Figura 5.7](#) é que quanto mais afastado de São Luís do Maranhão fica o equador magnético, mais tarde ocorre o desenvolvimento do EEJ e mais cedo ele se encerra.

O EEJ se desenvolveu às 8 h e extinguiu-se às 18 h nas quatro alturas de sondagem do RESCO nos anos de 2001 e 2002. No entanto, observa-se que a partir de 2003 houve certo atraso para o desenvolvimento do EEJ nas alturas superiores, com encerramento antes das 18 h. Essa característica torna-se mais nítida a partir de 2004, pois englobam as quatro alturas sondadas pelo radar. Em 2009, ano em que o EEJ está mais afastado no OSL segundo a presente análise, o EEJ se desenvolveu a partir das 10 h e se encerrou antes das 16 h.

Conforme foi bastante discutido nos primeiros capítulos deste trabalho, o EEJ compreende uma faixa de aproximadamente $\pm 3^\circ$ de extensão na direção meridional, em torno do equador magnético. A região em que se localiza o OSL atingiu esse limiar em 2003. A partir do escaneamento do EEJ por meio da componente Ez mostrado na [Figura 5.7](#) observa-se que ainda há EEJ sobre o OSL em 2009, e o principal efeito não é o desaparecimento por completo do EEJ, mas sim a diminuição do intervalo de tempo em que o EEJ ocorre.

VARIAÇÕES DA COMPONENTE VERTICAL NO OSL (2001 - 2009)

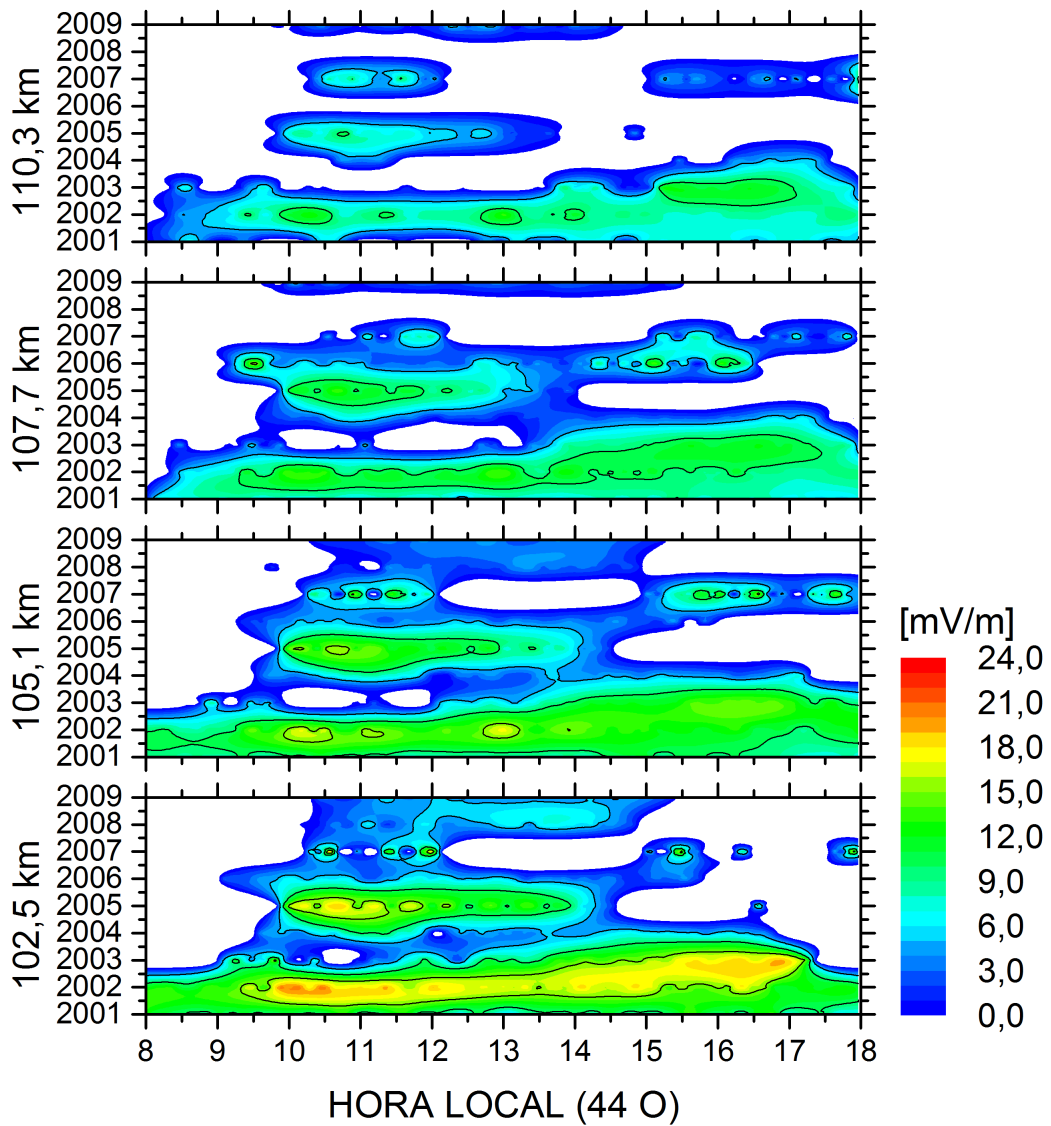


Figura 5.7 - Componente E_z inferida para um dia de referência de cada ano entre 2001 e 2009, para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

5.4 Comparação dos Campos Elétricos do EEJ no Setor Americano: Variações Sazonais no OSL e ROJ com $K_p \leq 3$

As componentes E_y e E_z inferidas para os setores brasileiro e peruano, classificadas de acordo com o índice K_p , são agrupadas de acordo com as estações do ano: solstício de verão (nov., dez., jan., fev.), solstício de inverno (mai., jun., jul., ago.) e equinócio (mar., abr., set., out.). A média amostral e os desvios padrões são calculados em função da hora local e a altura na qual o espectro foi obtido. As variações da média amostral em função da hora local das componentes $\langle E_y \rangle$ e $\langle E_z \rangle$ para os períodos de verão (vermelho), inverno (azul) e equinócio (preto) para OSL e ROJ, respectivamente, são apresentadas nas Figuras 5.8 e 5.9. Finalmente, as médias para cada altura são calculadas e apresentadas nas Tabelas 5.4 e 5.5 junto com os desvios padrões médios para OSL e ROJ, respectivamente.

A análise dos gráficos da Figura 5.8, para o OSL, mostram dispersões em $\langle E_y \rangle$ em 110,3 km de altura, bem como comportamento mais suave nas menores alturas. Não está muito claro qual é a estação do ano em que a componente é mais intensa. No entanto, em 101,3 km $\langle E_y \rangle$ parece ser a mais intensa no verão após as 12 h, seguida por equinócio e inverno. Essa característica também é observada para $\langle E_z \rangle$ em 102,2 km e 105,1 km de altura. Nas alturas superiores não há diferenças significativas de $\langle E_z \rangle$ entre as estações do ano.

A componente $\langle E_y \rangle$ se intensifica com a altura no OSL, com pequena de 102,5 km e 105,1 km de altura, que possuem intensidades muito próximas no equinócio, como apresentado na Tabela 5.4. O maior valor, 0,39 mV/m, encontra-se em 110,3 km de altura no equinócio, enquanto que o menor valor, 0,15 mV/m, refere-se a 102,5 km no inverno. O aumento no valor de $\langle E_z \rangle$ com o aumento da altura depende de cada altura e da estação do ano. As maiores intensidades ocorrem na altura central do EEJ, 105,1 km de altura, durante o verão e equinócio. A maior intensidade é 9,76 mV/m no verão. Assim como $\langle E_y \rangle$, $\langle E_z \rangle$ é mínimo no inverno, com 5,63 mV/m em 102,5 km.

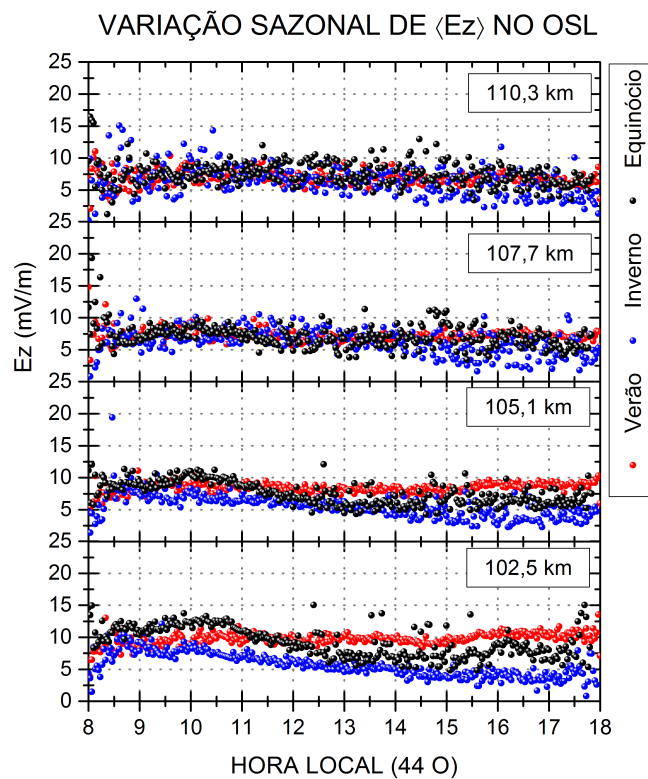
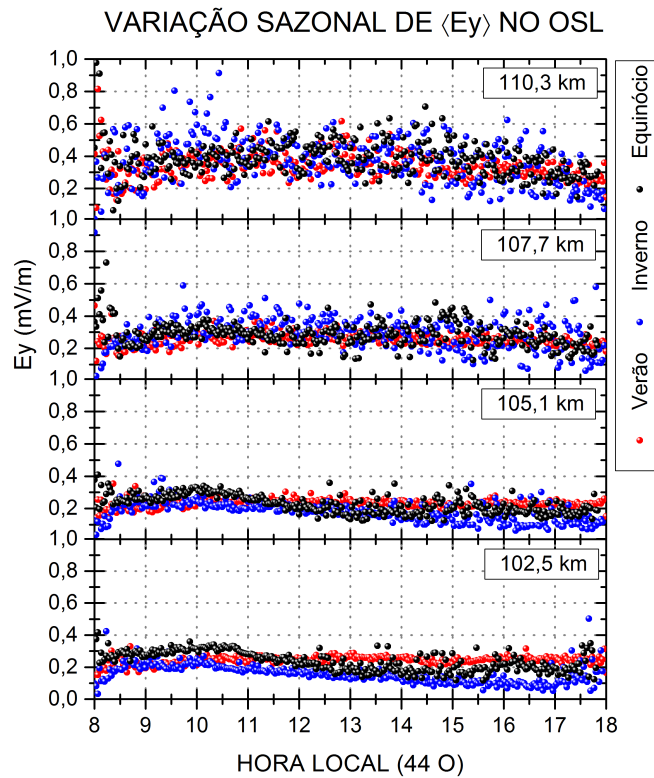


Figura 5.8 - Variação sazonal das componentes $\langle E_y \rangle$ e $\langle E_z \rangle$ para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Tabela 5.4 - $\langle Ey \rangle$ (mV/m) \pm $\langle Erro \rangle$ (mV/m) e $\langle Ez \rangle$ (mV/m) \pm $\langle Erro \rangle$ (mV/m) dos períodos de verão, equinócio e inverno por faixa de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Estação do Ano	Altura (km)	$\langle Ey \rangle \pm \langle Erro \rangle$	$\langle Ez \rangle \pm \langle Erro \rangle$
Verão	110,3	0,33 \pm 0,08	6,96 \pm 1,08
	107,7	0,26 \pm 0,03	7,22 \pm 0,92
	105,1	0,24 \pm 0,02	9,76 \pm 0,97
	102,5	0,24 \pm 0,02	8,39 \pm 0,77
Equinócio	110,3	0,39 \pm 0,10	7,50 \pm 1,90
	107,7	0,29 \pm 0,07	7,11 \pm 1,78
	105,1	0,22 \pm 0,05	9,25 \pm 2,35
	102,5	0,23 \pm 0,06	7,55 \pm 1,78
Inverno	110,3	0,36 \pm 0,14	6,44 \pm 2,25
	107,7	0,29 \pm 0,10	6,37 \pm 2,38
	105,1	0,18 \pm 0,06	5,68 \pm 1,89
	102,5	0,15 \pm 0,05	5,63 \pm 1,80

Os gráficos da [Figura 5.9](#) mostram dispersões em $\langle Ey \rangle$ centradas às 9 h para as três estações do ano em Jicamarca. As irregularidades do Tipo II não foram observadas nas últimas horas antes do término da sondagem nos meses de equinócio e inverno, o que impossibilitou o cálculo do campo elétrico. Assim como observado no OSL, não está muito clara a estação do ano em que a componente é mais intensa. Contudo, ambas as componentes são pouco mais intensas durante os meses de verão na região central do EEJ. Após as 14 h, a componente Ez é mais intensa nos equinócios.

A componente $\langle Ey \rangle$ se intensifica com a altura no verão em Jicamarca, com pequena exceção para as alturas de 102,2 km e 105,0 km no que possuem a mesma intensidade média, como mostra a [Tabela 5.5](#). O maior valor, 0,39 mV/m, encontra-se em 110,3 km de altura no inverno, enquanto que o menor valor, 0,19 mV/m, refere-se a 105,0 km também no inverno. A variação de $\langle Ez \rangle$ com o aumento da altura depende de cada altura e da estação do ano. As maiores intensidades de $\langle Ez \rangle$ ocorrem em 102,2 km de altura no equinócio. Da mesma forma como $\langle Ey \rangle$, $\langle Ez \rangle$ é mínimo no inverno, com 8,39 mV/m em 105,0 km de altura.

Ao contrário do que é percebido no OSL, os campos elétricos no ROJ apresentam uma intensificação após 8 h, com máximo entre 11 h e 13 h e diminui de intensidade até o final da tarde. Esse comportamento é semelhante a um gráfico de uma curva parabólica, com concavidade voltada para baixo. Além disso, observa-se uma leve diferença entre as estações do ano à medida que as horas se aproximam das 18 h.

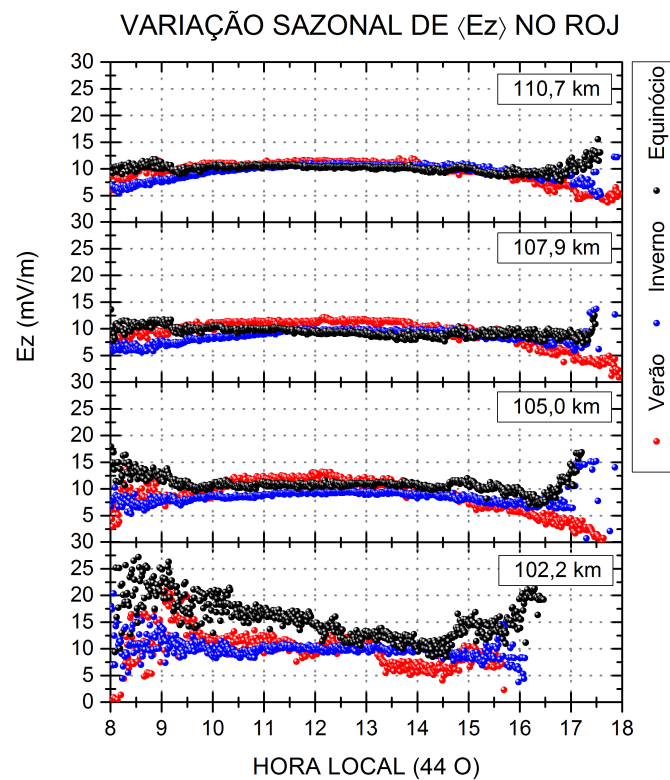
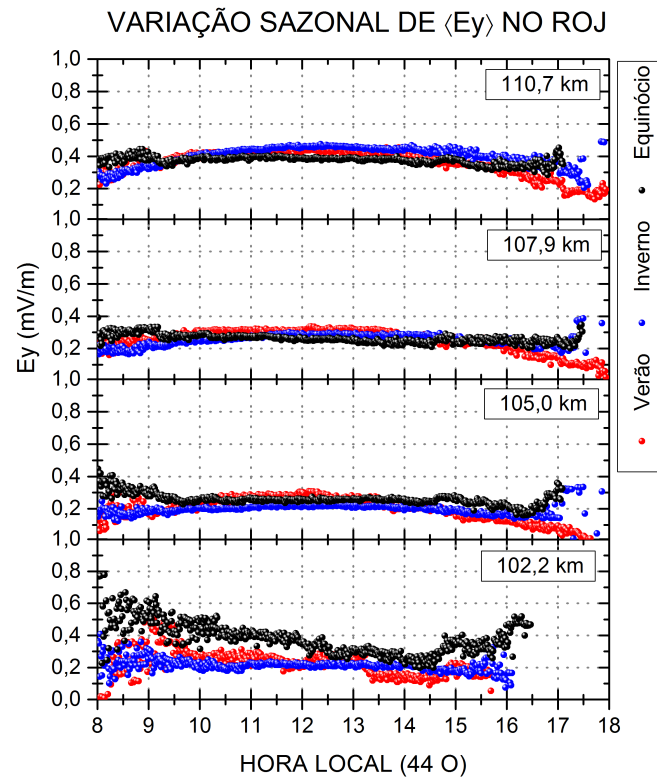


Figura 5.9 - Variação sazonal das componentes $\langle E_y \rangle$ e $\langle E_z \rangle$ para as coordenadas geográficas do radar JULIA.

Tabela 5.5 - $\langle Ey \rangle$ (mV/m) $\pm \langle Erro \rangle$ (mV/m) e $\langle Ez \rangle$ (mV/m) $\pm \langle Erro \rangle$ (mV/m) dos períodos de verão, equinócio e inverno por faixa de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA.

Estação do Ano	Altura (km)	$\langle Ey \rangle \pm \langle Erro \rangle$	$\langle Ez \rangle \pm \langle Erro \rangle$
Verão	110,7	$0,35 \pm 0,07$	$9,59 \pm 1,95$
	107,9	$0,25 \pm 0,06$	$9,34 \pm 2,37$
	105,0	$0,20 \pm 0,07$	$8,83 \pm 3,01$
	102,2	$0,20 \pm 0,08$	$8,73 \pm 3,30$
Equinócio	110,7	$0,38 \pm 0,20$	$10,14 \pm 0,52$
	107,9	$0,26 \pm 0,02$	$9,53 \pm 0,81$
	105,0	$0,26 \pm 0,03$	$11,02 \pm 1,13$
	102,2	$0,30 \pm 0,10$	$12,69 \pm 4,00$
Inverno	110,7	$0,39 \pm 0,05$	$9,61 \pm 1,24$
	107,9	$0,25 \pm 0,03$	$8,62 \pm 1,07$
	105,0	$0,19 \pm 0,02$	$8,39 \pm 0,85$
	102,2	$0,21 \pm 0,03$	$9,98 \pm 1,62$

Em resumo, não se observa clara dependência dos campos elétricos com a estação do ano para ambos os setores longitudinais americanos. As intensidades das componentes calculadas para cada estação do ano, para cada altura, estão dentro das variações dos erros médios associados. Apesar disso, sem considerar os desvios padrões, o campo elétrico é mais intenso durante o verão, seguido por equinócio e inverno na região de São Luís do Maranhão. Na região de Jicamarca o campo elétrico é mais intenso durante os meses de equinócio.

Denardini et al. (2005) estudou o EEJ por meio de médias sazonais dos mapas RTI obtidos dos dados dos feixes Leste e Oeste do radar RESCO durante períodos geomagneticamente calmos e perturbados do ano de 2002. Além de encontrar que a potência do sinal é sempre maior quando obtida pelo feixe Oeste em relação ao feixe Leste, os autores encontraram que a potência retro espalhada é maior durante o verão, seguido por equinócio e inverno.

No que tange o setor peruano, Guizzelli et al. (2012) realizaram um estudo climatológico estatístico sobre a ocorrência das irregularidades de plasma do EEJ no setor Peruano por meio dos dados do radar de Jicamarca obtidos entre os anos de 2007 e 2008. Os autores concluíram que a presença das irregularidades de plasma de 3 m do EEJ ocorre com mais frequência durante o equinócio, seguido por verão e inverno. Portanto, observa-se que os presentes resultados corroboram com os resultados obtidos por outros autores em ambos os setores longitudinais.

As diferenças sazonais dos campos elétricos entre Brasil e Peru podem ser explicadas em termos da diferença da declinação magnética, que é $-20,4^\circ$ em São Luís do Maranhão e $-0,8^\circ$ em Jicamarca. A geometria do campo geomagnético pode causar uma diferença significativa no acoplamento entre as regiões F equatorial e E não equatorial com as estações do ano, uma vez que a condição de paralelismo entre a linha do terminador solar e o meridiano magnético varia de um setor para o outro, para uma mesma estação do ano.

A alta condutividade da região E e a alta mobilidade dos elétrons ao longo de \vec{B} faz com que os campos elétricos da região F, gerados pelos ventos termosféricos, sejam descarregados por correntes que fluem ao longo de \vec{B} até a região E (RISHBETH, 1971). O campo elétrico mapeado para a região E está associado com uma corrente Hall para Leste, que diminui a intensidade de E_y devido ao decréscimo no acúmulo de cargas de polarização nos terminadores solares. Um decréscimo em E_y acarretará na diminuição da intensidade da componente ΔH do EEJ (FANG et al., 2008).

Quando o terminador solar é paralelo as linhas de campo geomagnético, como em Jicamarca, o pôr do Sol é simultâneo em praticamente todo o tubo de fluxo magnético, e o desacoplamento ocorre ao mesmo tempo nas regiões E e F. Tal configuração favorece a geração de campos elétricos de polarização na região F que resulta, inclusive, em um pico pré-reversão mais alto (BATISTA et al., 1986).

Quando há um ângulo entre o terminador solar e o tubo de fluxo magnético, como na região de São Luís do Maranhão, uma das regiões ionosféricas conjugadas permanece iluminada enquanto a outra não. A região não iluminada tem decréscimo na condutividade elétrica devido a menor densidade eletrônica, e a variação da condutividade torna-se mais lenta. Esse fato, inclusive, gera uma taxa de crescimento menor do pico pré-inversão na deriva vertical de plasma (BATISTA et al., 1986).

O mapeamento do campo elétrico da região F para a região E é mais efetivo em São Luís do Maranhão durante os equinócios e o solstício de junho (SHUME et al., 2010). Nesses meses, a alta declinação magnética em São Luís do Maranhão pode não manter simultaneamente altos níveis de condutividades nas duas regiões. No entanto, durante o verão no Hemisfério Sul, a alta condutividade da região E, pode curto-circuitar os campos elétricos de polarização gerados pelo dínamo da região F. Com isso, a componente E_y deve ser mais intensa durante os meses de verão em São Luís do Maranhão.

O estudo das diferenças nas variabilidades sazonais e longitudinais do EEJ entre a costa Leste e Oeste da América do Sul foi realizado por [Shume et al. \(2010\)](#), por meio de dados de magnetômetros. O EEJ foi estudado em São Luís do Maranhão e Jicamarca no máximo (2001/2002) e mínimo solar (2006/2007). A ΔH foi analisada espectralmente por meio da técnica de *wavelet*. Os resultados mostraram que o EEJ é máximo nos equinócios em Jicamarca e durante o verão em São Luís do Maranhão (centrado em dez. e jan.). Independente das condições de atividade solar, o EEJ é sempre mais intenso no setor peruano. Além disso, os autores apresentaram que a magnitude do EEJ é mais variável com a estação do ano e ciclo solar em São Luís do Maranhão do que em Jicamarca. Eles sugerem que as diferenças sazonais que ocorrem com o EEJ nos dois setores são devidas as diferenças entre o ângulo de declinação magnética entre São Luís do Maranhão e Jicamarca, o mesmo argumento que se faz uso para explicar os presentes resultados deste trabalho de Tese.

5.5 Comparação dos Campos Elétricos do EEJ no Setor Americano: Variações com o Fluxo Solar F10.7 no OSL com $K_p \leq 3$

O índice de fluxo solar F10.7 [$10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$] corresponde a emissão do fluxo solar em um comprimento de onda de 10,7 cm na frequência de 2,8 GHz. O F10.7 é representativo do fluxo de radiação solar ultravioleta, que é importante para a produção de íons e elétrons livres na ionosfera, conforme discutido na [Seção 2.1](#). A [Figura 5.10](#) mostra a variação do índice F10.7 entre os anos de 2001 e 2010.

VARIAÇÃO DO FLUXO SOLAR F10.7 ENTRE 2001 E 2010

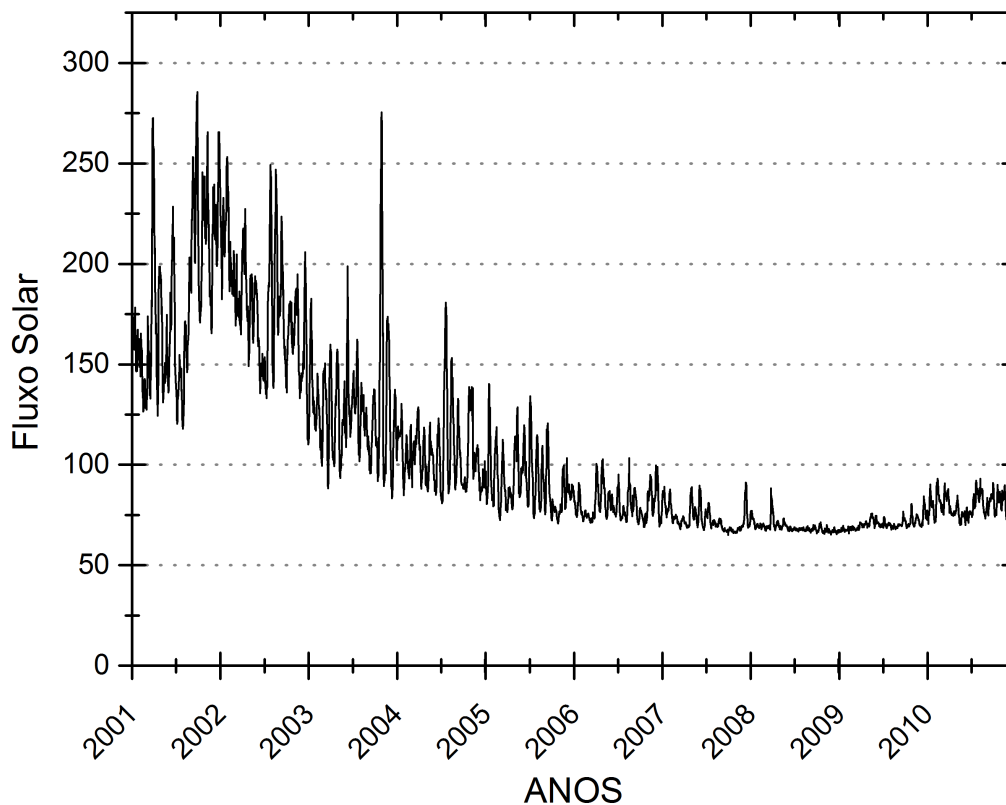


Figura 5.10 - Variação do fluxo solar F10.7 entre 2001 e 2010.

No período de máxima atividade solar (2001-2002) o índice F10.7 foi maior que 150 na maioria dos dias, com alguns picos maiores que 250. Em 2003 houve uma diminuição e os valores concentraram-se entre 100 e 150. O índice diminuiu em 2006 para valores menores que 100. No entanto, podem ocorrer valores eventuais de F10.7 maior que 100 em período de mínima atividade solar.

As componentes E_y e E_z obtidas do conjunto de dias geomagneticamente calmos ($K_p \leq 3$) foram classificadas de acordo com o índice F10.7, medido no dia em que a componente foi inferida. O F10.7 é considerado alto quando ele for maior ou igual a 150, médio entre 100 e 150 e baixo quando ele é menor ou igual a 100. Em seguida, a média amostral e os desvios padrões foram calculados apenas para E_y e E_z no setor brasileiro, uma vez que todos os dados provenientes de Jicamarca (2006-2010) foram obtidos durante baixo fluxo solar. A Figura 5.11 apresenta as variações com a hora local das componentes $\langle E_y \rangle$ e $\langle E_z \rangle$ para alto, médio e baixo fluxo solar. As médias para cada altura foram calculadas e estão na Tabela 5.6 juntamente com os desvios padrões.

A análise dos gráficos da Figura 5.11 mostra dispersões em $\langle E_y \rangle$ em 110,3 km de altura, e evolução ao longo do tempo mais suave nas menores alturas. Não está muito claro na $\langle E_y \rangle$ qual é o valor do fluxo solar em que a componente é mais intensa. No que se refere a $\langle E_z \rangle$ observa-se que ela é mais intensa durante alto fluxo solar. Essa característica é mais nítida entre 9 h e 13 h em todas as alturas.

A componente $\langle E_y \rangle$ se intensifica com a altura em médio e baixo fluxo solar conforme a Tabela 5.6. No entanto, todos os valores adjacentes de altura estão dentro do desvio padrão. O maior valor médio, 0,27 mV/m, encontra-se em 110,3 km de altura durante médio fluxo solar, enquanto que o valor mínimo, 0,19 mV/m, refere-se a 102,5 km durante baixo fluxo solar. O aumento no valor de $\langle E_z \rangle$ com o aumento da altura não é observado. A maior intensidade ocorre em 102,5 km de altura para alto fluxo solar, enquanto que a menor intensidade é 4,65 mV/m em 107,7 km de altura em baixo fluxo solar.

Tabela 5.6 - $\langle Ey \rangle$ (mV/m) $\pm \langle Erro \rangle$ (mV/m) e $\langle Ez \rangle$ (mV/m) $\pm \langle Erro \rangle$ (mV/m) representativos dos períodos de alto, médio e baixo fluxo solar, por faixa de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

Fluxo Solar F10.7	Altura (km)	$\langle Ey \rangle \pm \langle Erro \rangle$	$\langle Ez \rangle \pm \langle Erro \rangle$
Alto (F10.7 \geq 150)	110,3	0,25 \pm 0,04	6,58 \pm 1,23
	107,7	0,22 \pm 0,03	7,29 \pm 0,94
	105,1	0,21 \pm 0,02	8,76 \pm 1,20
	102,5	0,23 \pm 0,03	10,12 \pm 1,30
Médio (150 > F10.7 > 100)	110,3	0,27 \pm 0,12	6,29 \pm 2,04
	107,7	0,22 \pm 0,07	6,50 \pm 1,60
	105,1	0,20 \pm 0,05	7,47 \pm 1,72
	102,5	0,20 \pm 0,05	7,81 \pm 1,87
Baixo (F10.7 \leq 100)	110,3	0,26 \pm 0,12	4,70 \pm 2,13
	107,7	0,20 \pm 0,06	4,65 \pm 1,26
	105,1	0,20 \pm 0,05	6,28 \pm 1,46
	102,5	0,19 \pm 0,04	7,24 \pm 1,82

Na porção inferior do EEJ, Tabela 5.6, parece ocorrer uma redução do Ey na medida em que o índice F10.7 varia de baixo para médio e alto, ou seja, $Ey_{Baixo} < Ey_{Médio} < Ey_{Alto}$. Esse fato pode ser atribuído à maior disponibilidade de radiação ionizante na medida em que o fluxo solar F10.7 aumenta. Sabe-se que as componentes do espectro de emissão do Sol não variam suas amplitudes uma em relação às outras à medida que o ciclo solar aumenta. Em outras palavras, todas as componentes da distribuição espectral de radiação solar aumentam e diminuem na mesma proporção do índice F10.7. Devido a esse fato, é legítimo admitir que a radiação ionizante da região E também ficou mais abundante. Em sequência, observa-se nos resultados apresentados na Tabela 4.1 onde acrescentam-se 10% de ionização, nas quais Ey teve um acréscimo de 2,86% em 102,5 km de altura. Pelo exposto, o aumento do fluxo solar F10.7 causa um aumento de ionização que leva à um aumento da densidade eletrônica que causa um acréscimo de Ey na porção inferior do EEJ, e reduz Ey na parte superior, o que explica os resultados da Figura 5.11 e Tabela 5.6.

Os resultados da Figura 5.11 e Tabela 5.6 mostram que não há diferença para $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ inferidos para a região E ao considerar a intensidade e o desvio padrão. Os valores máximos e mínimos estão dentro da faixa de erro médio. Contudo, há trabalhos que mostram que a deriva vertical de plasma é influenciada pelo fluxo de atividade solar, principalmente no período em que ocorre o pico pré-reversão na deriva vertical de plasma (FEJER et al., 1991; SANTOS et al., 2013).

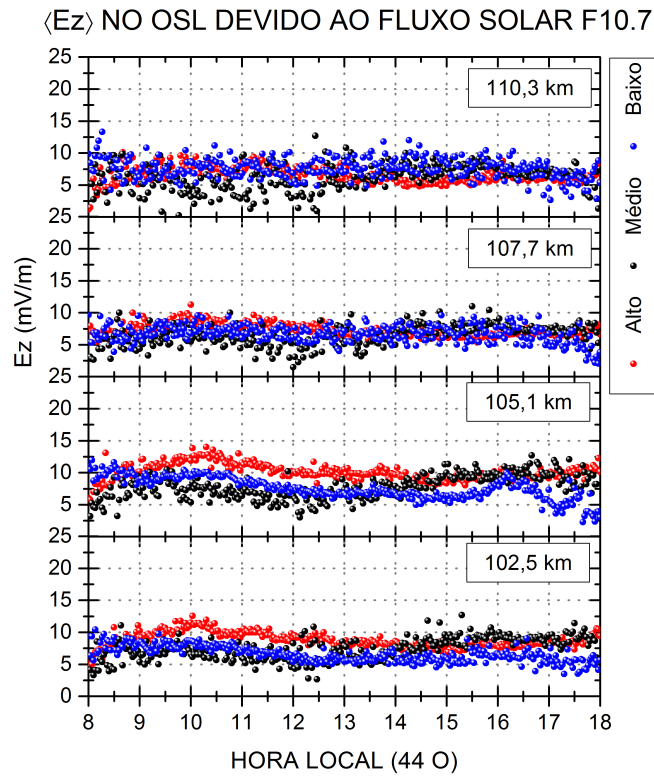
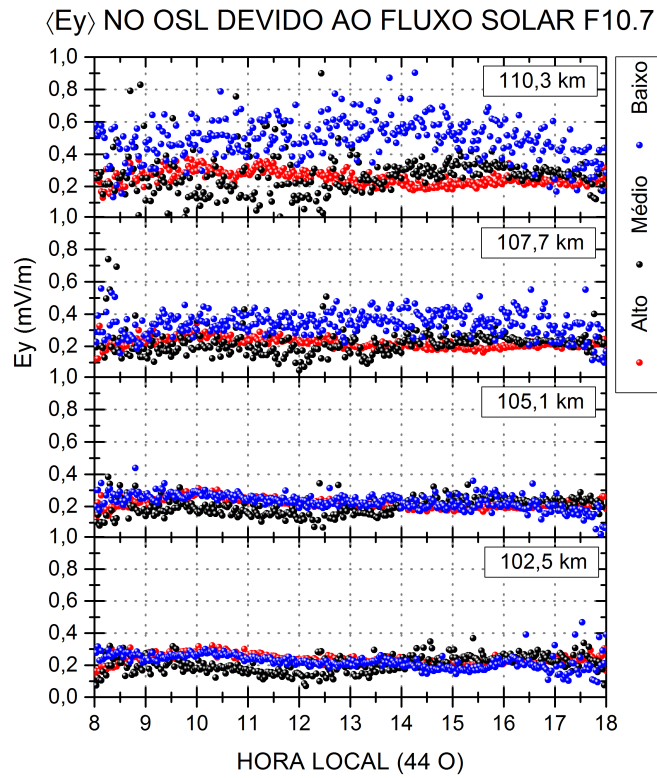


Figura 5.11 - Variação de $\langle E_y \rangle$ e $\langle E_z \rangle$ para alto, médio e baixo fluxo solar para as coordenadas geográficas do radar RESCO.

5.6 Estudo de Caso – Análise Durante Tempestade Geomagnética

A ionosfera passa por uma série de alterações em todos os setores longitudinais durante tempestades geomagnéticas como descrito na Seção 2.4. Essas alterações são analisadas nesta Seção em termos das componentes Ey e Ez do EEJ apenas para o setor brasileiro, em São Luís do Maranhão, uma vez que não foram encontrados dados do JULIA em dias com índice $Dst \leq -30$ nT.

A componente Bz do campo magnético interplanetário, o índice AE e o índice SYM/H são utilizados para caracterizar o período geomagneticamente perturbado que ocorreu entre 28 e 30 de maio de 2003. O SYM/H é utilizado por possuir resolução temporal maior que o índice Dst . As Figuras 5.12, 5.13 e 5.14 mostram para cada dia, de cima para baixo, a variação com a hora local da componente Bz , índice AE, índice SYM/H. As componentes Ey e Ez , em vermelho, são apresentadas nos dois últimos painéis, juntamente com as componentes Ey e Ez do dia de referência, 07 de fevereiro de 2001, em preto. As características mais importantes para descrever as variações de Ey e Ez em 105,1 km de altura, região central do EEJ, são identificadas com as linhas verticais. De acordo com o SYM/H, a fase principal da tempestade geomagnética ocorreu próximo às 20 h do dia 29 de maio de 2003.

Os três dias geomagneticamente perturbados apresentaram intensificações e decaimentos do Bz e AE. A componente Bz apresentou oscilações entre ± 9 nT no dia 28 de maio de 2003. O AE atingiu 1400 nT às 6 h do mesmo dia e o índice SYM/H atingiu -25 nT. Essas oscilações de curtos intervalos de tempo acarretaram em intensificações e inibições no desenvolvimento das irregularidades do Tipo II do EEJ. Consequentemente, os campos elétricos foram caracterizados por apresentarem grande variabilidade, como pode ser visto quando comparado com o dia de referência. A componente Ey apresentou variações entre 0,1 mV/m e 0,9 mV/m enquanto que a componente Ez variou entre 2 mV/m e 25 mV/m, que são valores mais intensos do que os apresentados nos capítulos anteriores.

As irregularidades do Tipo II não foram detectadas entre aproximadamente 8 h e 9 h 30 min do dia 29 de maio de 2003, o que provavelmente foi causado devido aos campos elétricos perturbados oriundos do dia anterior. A componente Bz ficou negativa em torno de 9 h 30 min, quando houve uma intensificação do índice AE indicada pela linha vertical azul. Nesse instante houve, provavelmente, uma penetração de campo elétrico com polaridade Leste - *undershielding* para a região equatorial que favoreceu o desenvolvimento de irregularidades do Tipo II por um intervalo de tempo muito curto antes das 10 h.

A inversão da componente Bz para Norte ocorreu próximo das 10 h do dia 29 de maio de 2003, porém não houve recuperação do AE. Na sequência, Bz ficou novamente negativo por aproximadamente 2 h 30 min, até às 13 h, como indicado pelo retângulo azul. O índice AE mostra três intensificações nesse período, indicado pelas flechas, e observa-se o desenvolvimento das irregularidades do Tipo II durante alguns instantes.

A inversão da componente Bz para Norte com o decaimento de AE após as 13 h inibiu o desenvolvimento das irregularidades do Tipo II devido aos campos elétricos de penetração com polaridade para Oeste - *overshielding* até 15 h 30 min. Devido à incursão negativa de $Bz \leq -20$ nT e intensificação de AE ≥ 3.000 nT houve o desenvolvimento da irregularidade do Tipo II entre 15 h 30min e 16 h 30 min. A fase principal da tempestade geomagnética ocorreu próximo às 23 h do dia 29 de maio de 2003, como mostra o índice SYM/H que apresentou mínimo de -164 nT. A componente Ey apresentou variações entre 0,1 mV/m e 0,8 mV/m e a componente Ez variou entre 1 mV/m e 25 mV/m nesse dia.

O dia 30 de maio de 2003 foi caracterizado por apresentar campos elétricos característicos de dínamo perturbado. O campo elétrico do dínamo perturbado possui polaridade para Oeste durante o dia, e inibiu as irregularidades do EEJ. No entanto, ainda houve incursões negativas do Bz com acréscimo de AE, intensas o suficiente para gerar irregularidades do Tipo II durante curto intervalo de tempo. O desenvolvimento das irregularidades não ocorreu instantaneamente com a inversão de Bz , mas sim após alguns minutos. Isso provavelmente ocorre devido à competição entre campos elétricos de penetração direta e campo elétrico do dínamo perturbado.

Em resumo, tempestades geomagnéticas influenciam diretamente as componentes zonal e vertical do campo elétrico do EEJ. As intensificações no índice AE associadas com componente Bz negativa produzem, em geral, intensificações dos campos elétricos que podem ser atribuídos a penetrações imediatas dos campos *undershielding*, que têm sentido para Leste durante o dia. O decréscimo no campo elétrico, ou até a não detecção de irregularidades do Tipo II são observados quando ocorre recuperação do índice AE associada com incursão positiva do Bz . Esse desaparecimento das irregularidades do EEJ, que impede a inferência dos campos elétricos, está associada com campos elétricos de penetração do tipo *overshielding*, que têm sentido para Oeste durante o dia. A alta variabilidade do campo elétrico do EEJ durante período perturbado está diretamente associada com as intensificações e desaparecimentos das irregularidades do Tipo II.

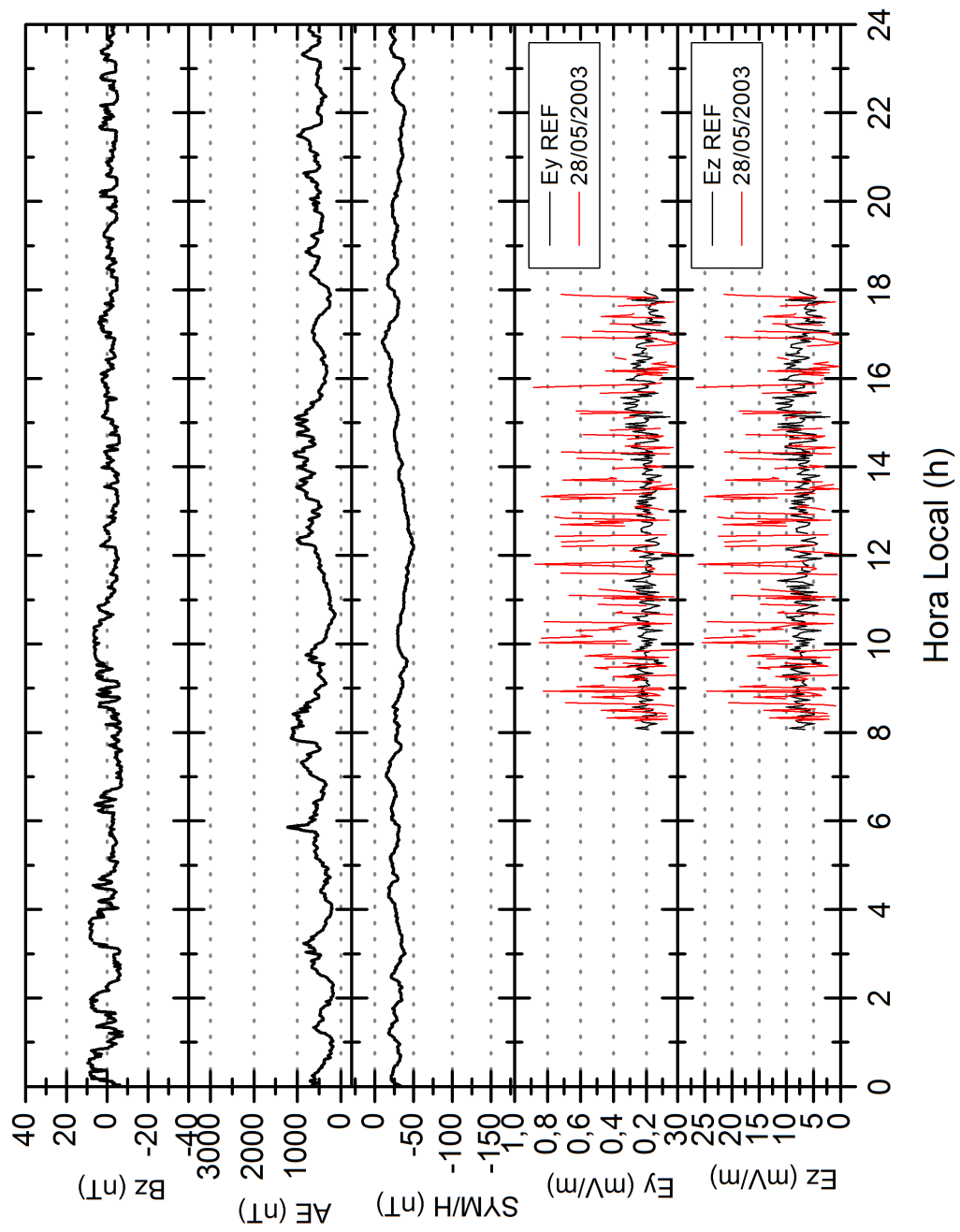


Figura 5.12 - Componente B_z , índices AE e SYM/H e componentes E_y e E_z no OSL no dia 28 de maio de 2003.

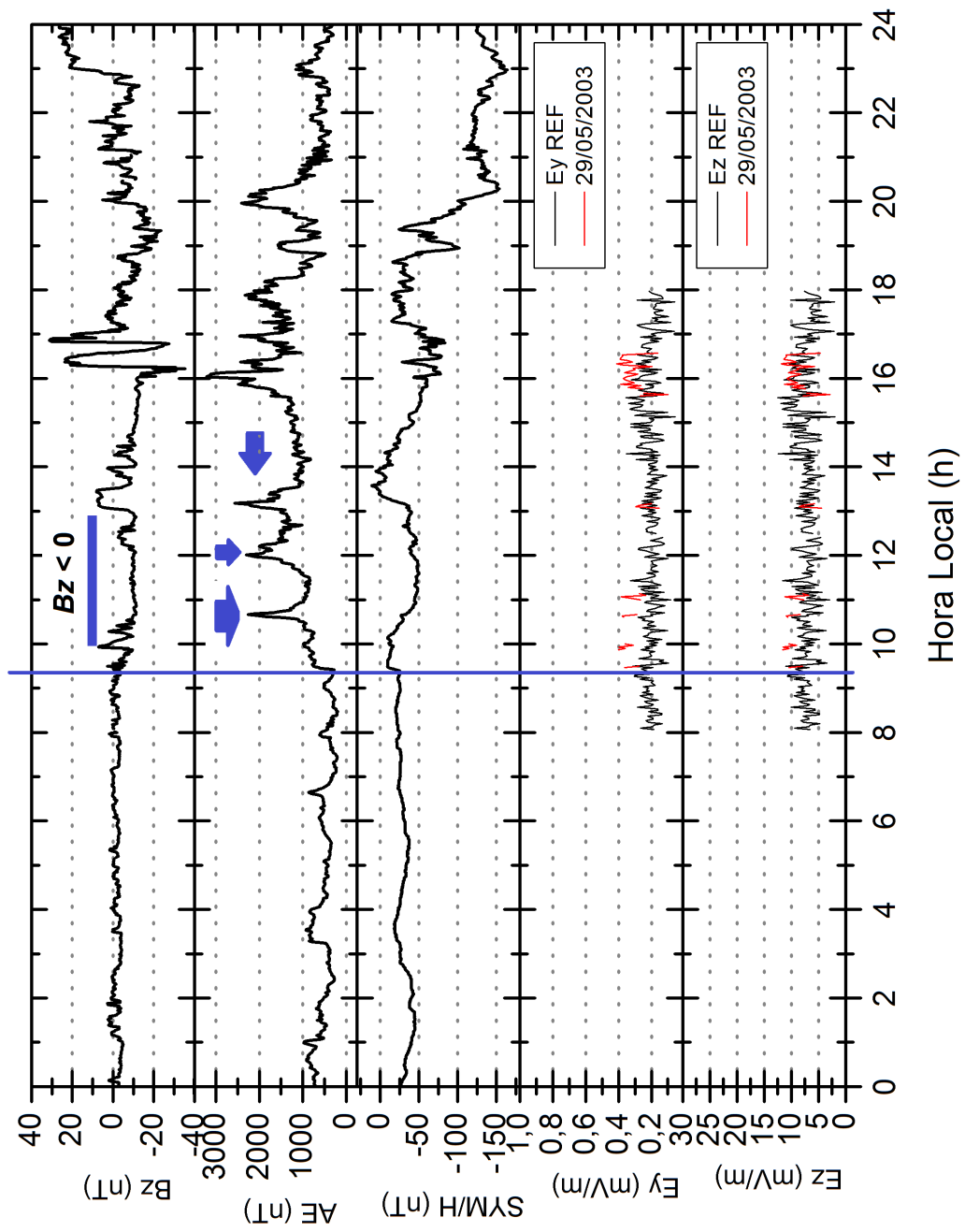


Figura 5.13 - Componente B_z , índices AE e SYM/H e componentes E_y e E_z no OSL no dia 29 de maio de 2003.

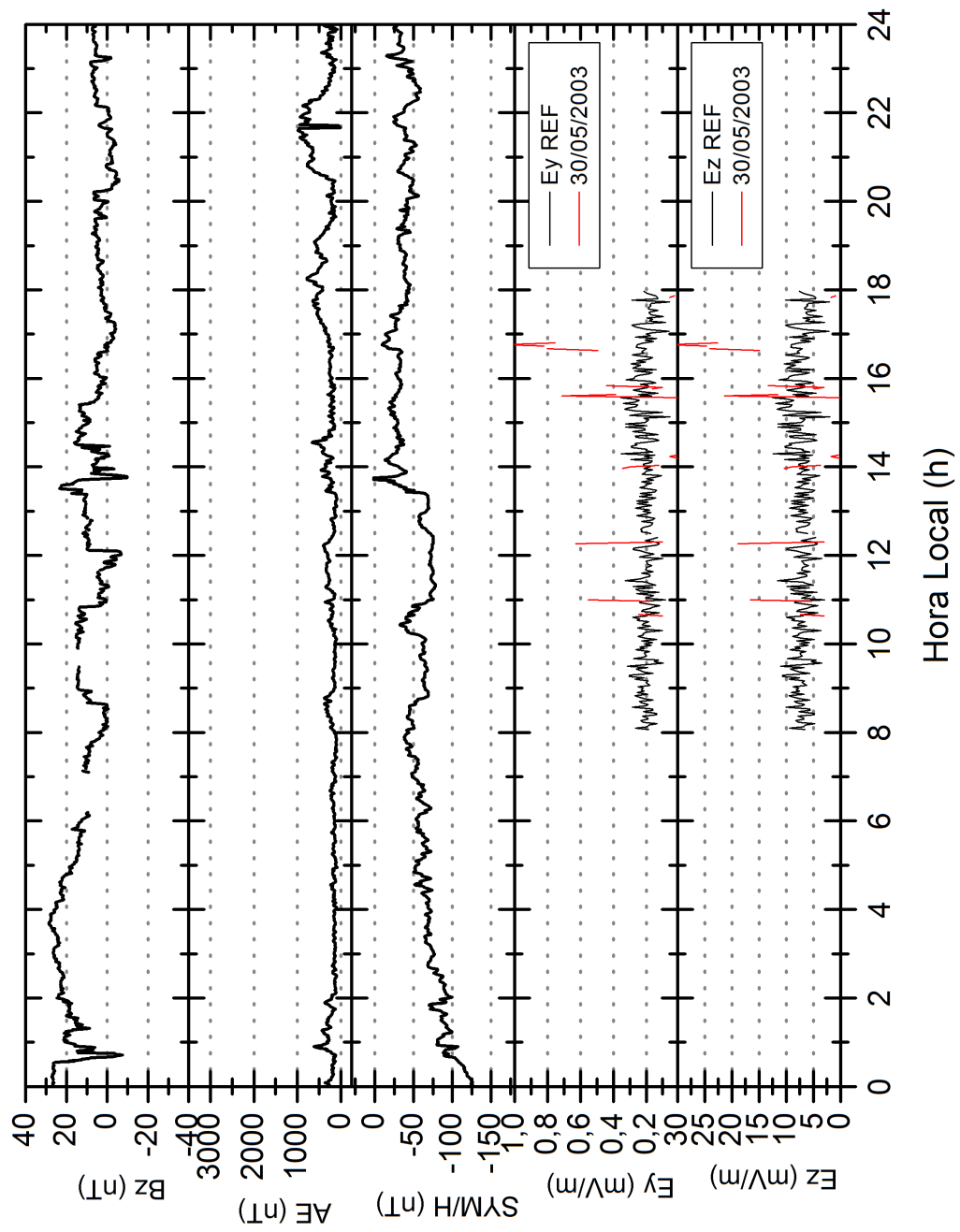


Figura 5.14 - Componente B_z , índices AE e SYM/H e componentes E_y e E_z no OSL no dia 30 de maio de 2003.

6 PRINCIPAIS CONTRIBUIÇÕES, SUMÁRIO DE RESULTADOS, CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho de pesquisa, os campos elétricos do EEJ no setor Americano foram inferidos em dois Observatórios Espaciais situados na região do equador magnético na América do Sul. As componentes E_y e E_z foram inferidas por meio da técnica oblíqua, a partir da análise dos dados do Radar RESCO instalado no Observatório de São Luís do Maranhão - OSL/Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE/MCTI, Brasil (coordenadas geográficas: 2,33° S, 44,2° O), e do sistema de antenas Yagi, que faz parte do modo de operação JULIA, instalado e operacional no Rádio Observatório de Jicamarca - ROJ/*Instituto Geofísico del Perú* - IGP, Peru (coordenadas geográficas: 11,95° S, 76,87° O), que são caracterizados por apresentarem inclinações e declinações magnéticas diferentes. Foram analisados nove anos (2001-2009) de dados adquiridos pelo RESCO e cinco anos (2006-2010) de dados coletados pelo JULIA a fim de estudar as diferenças longitudinais dos campos elétricos do EEJ em longo prazo, em períodos geomagneticamente calmos, com as estações do ano e com o fluxo solar F10.7. As principais contribuições desta pesquisa, além dos principais resultados, conclusões e sugestões para trabalhos futuros são abordados neste Capítulo.

6.1 Principais Contribuições

As principais contribuições da pesquisa realizada no presente trabalho de Tese de Doutorado em Geofísica Espacial do INPE/MCTI são:

- a) Realização de uma comparação inédita dos campos elétricos do EEJ entre os setores brasileiro e peruano por meio de dados coletados por radares coerentes.
- b) Desenvolvimento de ferramentas para a análise de dados do radar JULIA relacionadas com a obtenção da velocidade de deslocamento das irregularidades do Tipo II no setor peruano.
- c) Atualização do Modelo de Condutividade Ionosférica Integrada ao longo das linhas de campo magnético para a região E equatorial brasileira e adaptação desse modelo para a região E equatorial peruana.
- d) Estudo sobre a influência dos modelos empíricos IRI-2007, MSIS-2000 e IGRF-11 no cálculo do campo elétrico do EEJ.

6.2 Sumário de Resultados

A metodologia desenvolvida neste trabalho permite obter as componentes Ey e Ez para cada dia em que ocorreu sondagem do EEJ pelo radar. Os principais resultados desta pesquisa, que se encontram devidamente relacionadas com as discussões apresentadas nos capítulos anteriores, são:

- a) Na hipótese das densidades dos íons O_2^+ , NO^+ e O^+ e a densidade eletrônica obtidas pelo IRI-2007 estiverem com $\pm 10\%$ de variações, a componente Ey terá variação de 8,09% em 110,3 km de altura e Ez terá variação de 6,24% em 102,5 km de altura. O modelo IRI-2007 causa, em média, variações de 4,54% em Ey e 3,24% em Ez .
- b) Na hipótese das densidades dos elementos neutros O, N_2 , O_2 e da temperatura neutra obtidas pelo MSIS-2000 estiverem com $\pm 10\%$ de variações, a componente Ey terá variação de 31,94% e Ez 20,20%, ambas em 102,5 km de altura. O modelo MSIS-2000 causa, em média, variações de 14,42% em Ey e 10,49% em Ez .
- c) Na hipótese do campo geomagnético fornecido pelo IGRF-11 estiver com $\pm 10\%$ de variações, a componente Ey terá variação de 15,32% e Ez 8,73%, ambas em 110,3 km de altura. O modelo IGRF-11 causa, em média, variações de 8,34% em Ey e 4,77% em Ez .
- d) Na hipótese das densidades dos íons O_2^+ , NO^+ e O^+ , densidade eletrônica, densidades dos elementos neutros O, N_2 , O_2 , temperatura neutra e campo geomagnético estiverem com $\pm 10\%$ de variações, a componente Ey terá variação de 27,30% e Ez 23,96%, ambas em 102,5 km de altura. Em média, as variações são 15,37% em Ey e 17,25% em Ez .
- e) A análise simultânea de erros associados aos modelos empíricos mostra que o modelo MSIS-2000 pode ser a maior fonte de erros no cálculo do campo elétrico do EEJ, seguido pelos modelos IGRF-11 e IRI-2007.

- f) As variações em longo prazo das componentes zonal e vertical do campo elétrico no OSL e ROJ foram calculadas diariamente entre 8 h e 18 h para um conjunto maior que 600 dados, obtidos nas mais diversas condições geomagnéticas. Observa-se que as intensidades médias das componentes do campo elétrico no OSL e ROJ não são afetadas pelo afastamento do equador magnético em relação aos radares, uma vez que as intensidades médias foram mais altas em 2009 no OSL e em 2007 e 2010 no ROJ. Uma vez que há condições para o desenvolvimento das irregularidades, elas se desenvolvem e se propagam no meio.
- g) Os valores médios diários de E_y e E_z foram calculadas em longo prazo. A componente E_y varia entre 0,04 mV/m e 1,75 mV/m e a componente E_z varia entre 1,2 mV/m a 30 mV/m entre 102,5 km e 110,3 km de altura no OSL. No ROJ, a componente E_y varia entre 0,1 mV/m e 0,69 mV/m e a componente E_z entre 0,78 mV/m e 23,75 mV/m entre 102,2 e 110,7 km de altura.
- h) A análise de E_y e E_z foi realizada paralelamente para períodos geomagneticamente calmos ($K_p \leq 3$) no setor brasileiro e peruano. Os valores das médias amostrais de $\langle E_y \rangle$ variam entre 0,21 mV/m e 0,35 mV/m no setor brasileiro, dependendo da altura de observação. Um gradiente positivo com aumento da altura é observado. Os valores das médias amostrais de $\langle E_z \rangle$ variam entre 7,09 mV/m e 8,80 mV/m, porém dependem da altura de observação. Observa-se para essa componente um gradiente negativo com o aumento da altura. As médias amostrais da componente zonal e vertical para períodos geomagneticamente calmos no setor peruano revelam que $\langle E_y \rangle$ varia entre 0,23 mV/m e 0,45 mV/m, com gradiente positivo com aumento da altura. $\langle E_z \rangle$, por sua vez, varia entre 9,00 mV/m e 11,18 mV/m com gradiente positivo com o aumento da altura.
- i) A técnica de obtenção da componente zonal do campo elétrico do EEJ por meio da velocidade de deslocamento das irregularidades do Tipo II obtida de dados de radares coerentes RESCO e JULIA estão dentro da faixa de valores obtidos pelas principais publicações referentes ao assunto.

- j) São observadas variações dos campos elétricos do EEJ entre São Luís do Maranhão e Jicamarca apesar de estarem afastados longitudinalmente por aproximadamente 30° . Além disso, os campos elétricos são mais intensos na região de Jicamarca do que na região de São Luís do Maranhão, resultado que também foi encontrado em estudos do EEJ por meio de dados de magnetômetros, foguetes de sondagens, digissondas e satélites por outros autores.
- k) As componentes do campo elétrico apresentam maior variabilidade nas maiores alturas do EEJ no setor brasileiro. No setor peruano a maior variabilidade ocorre na região mais baixa do EEJ. Além desse fato verifica-se de maneira geral uma clara intensificação em $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ entre 10 h e 14 h no setor peruano.
- l) Os gradientes de $\langle Ey \rangle$ no OSL e $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ no ROJ são mais intensos nas regiões mais altas do EEJ. Contudo, $\langle Ez \rangle$ indica que o campo elétrico é mais intenso em 102,5 km do que 110,3 km de altura no setor brasileiro. Isso ocorreu devido a um efeito na modelagem do fator anisotrópico, e deve estar associado a determinação das massas de íons e moléculas neutras pelos modelos IRI-2007 e MSIS-2000 para a região de São Luís do Maranhão.
- m) Fez-se uma análise estatística da distribuição com a altura das irregularidades do Tipo I e II no setor brasileiro e observou-se que as irregularidades do Tipo II dominam o espectro. No entanto, também ocorrem irregularidades do Tipo I, que requerem velocidade de fase super sônica e exigem para isso campos elétricos mais intensos. Observam-se ainda que as irregularidades do Tipo I aparecem na porção mais alta do EEJ com relação as irregularidades do Tipo II. Dessa forma, verificou-se que as velocidades de deslocamento das irregularidades do EEJ possuem gradiente positivo com o aumento da altura.
- n) Foi constatado que houve clara diminuição do intervalo de tempo em que ocorrem irregularidades do EEJ no setor brasileiro a partir de 2005. O ângulo I era $-5,1^\circ$ nesse ano e atingiu $-5,5^\circ$ em 2009. Em 2009, as irregularidades do EEJ estavam presentes, em média, entre 10 h e 15 h 30 min. Ou seja, o RESCO sondava as bordas do EEJ em 2009. Em termos de campo elétrico foi observado que quanto mais afastado de São Luís do Maranhão fica o equador magnético, mais tarde ocorre o desenvolvimento do EEJ. Porém, as irregularidades do EEJ se desenvolvem e se propagam quando o campo elétrico apresenta condições para isso.

- o) Não são observadas claras dependências da intensidade do campo elétrico do EEJ com a estação do ano para ambos os setores longitudinais, porque elas estão dentro das variações dos erros médios associados ao comparar a mesma componente entre as diferentes alturas. Se os desvios padrões não forem considerados, o campo elétrico é mais intenso durante o verão, seguido por equinócio e inverno no setor brasileiro e mais intenso durante os meses de equinócio no setor peruano. Essas diferenças sazonais podem ser explicadas em termos da diferença da declinação magnética entre os dois setores longitudinais.
- p) Apesar de haver trabalhos que mostram que a deriva vertical de plasma é influenciada pelo fluxo de atividade solar, principalmente no período em que ocorre o pico pré-reversão, não há diferença para $\langle Ey \rangle$ e $\langle Ez \rangle$ do EEJ no setor brasileiro no que tange a variação do fluxo solar F10.7.
- q) As tempestades geomagnéticas influenciam diretamente as componentes zonal e vertical do campo elétrico do EEJ através da alta variabilidade de Ey e Ez , que está diretamente associada com as intensificações e desaparecimentos das irregularidades do Tipo II. As intensificações no índice AE associadas com componente Bz negativa produzem, em geral, intensificações dos campos elétricos que podem ser atribuídas a penetrações imediatas dos campos *undershielding*, que têm sentido para Leste durante o dia. O decréscimo no campo elétrico, ou até a não detecção de irregularidades do Tipo II são observados quando ocorre recuperação do índice AE associada com incursão positiva do Bz . Esse desaparecimento das irregularidades do EEJ, que impede a inferência dos campos elétricos, está associada com campos elétricos de penetração do tipo *overshielding*, que têm sentido para Oeste durante o dia.

6.3 Conclusões

As componentes zonal, Ey , e vertical, Ez , do campo elétrico do EEJ apresentam variações longitudinais na América do Sul. As componentes são mais intensas no setor peruano do que no setor brasileiro e apresentam gradientes positivo com aumento da altura nos dois setores, com exceção da componente Ez no setor brasileiro. As diferenças sazonais das componentes do campo elétrico nos dois setores são explicadas em termos do ângulo de declinação magnética entre São Luís do Maranhão e Jicamarca. Além disso, não há diferenças significativas das componentes Ey e Ez com relação as variações do fluxo solar F10.7. Finalmente, as tempestades geomagnéticas influenciam o campo elétrico do EEJ através da penetração imediata dos campos elétrico de altas para baixas latitudes e do campo elétrico do Dínamo Perturbado.

6.4 Trabalhos Futuros

Ressalta-se ainda que a presente Tese de Doutorado mostra o potencial de obtenção de campos elétricos diários por meio da análise dos dados de radares de retro espalhamento coerente. Esse fato permite sugerir tópicos de pesquisas considerados promissores para serem explorados em trabalhos futuros, como:

- Usar os conhecimentos apresentados e demonstrados para desenvolver modelo empírico de campo elétrico para a região E equatorial nos setores brasileiro e peruano.
- Calcular o campo elétrico em alturas maiores que 110 km por meio de dados de ecos de 150 km obtidos com o radar de Jicamarca. Em seguida, compará-los com os campos elétricos do EEJ obtidos neste trabalho.
- Determinar, através de técnicas de redes neurais, os campos elétricos da região E equatorial para diferentes setores longitudinais ao longo do globo terrestre, principalmente entre São Luís do Maranhão e Jicamarca.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDU, M.; BATISTA, I.; REINISCH, B.; CARRASCO, A. Equatorial F-layer heights, evening prereversal electric field, and night E-layer density in the American sector: IRI validation with observations. **Advances in Space Research**, v. 34, n. 9, p. 1953 – 1965, 2004. ISSN 0273-1177. IRI: Quantifying Ionospheric Variability. 49, 88

ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; CARRASCO, A. J.; BRUM, C. G. M. South atlantic magnetic anomaly ionization: a review and a new focus on electrodynamic effects in the equatorial ionosphere. **Journal of Atmospheric, Solar and Terrestrial Physics**, v. 67, p. 1643–1657, dez. 2005. 9

ABDU, M. A.; DENARDINI, C. M.; SOBRAL, J. H. A.; BATISTA, I. S.; MURALIKRISHNA, P.; PAULA, E. R. de. Equatorial electrojet irregularities investigations using a 50 MHz back-scatter radar and a digisonde at Sao Luis: some initial results. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 12-14, p. 1425–1434, 2002. 41

ABDU, M. A.; DENARDINI, C. M.; SOBRAL, J. H. A.; BATISTA, I. S.; MURALIKRISHNA, P.; IYER, K. N.; VELIZ, O.; PAULA, E. R. de. Equatorial electrojet 3-m irregularity dynamics during magnetic disturbances over Brazil: results from the new VHF radar at Sao Luis. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 65, n. 14-15, p. 1293–1308, 2003. 41

ABDU, M. A.; SOUZA, J. R. D.; SOBRAL, J. H. A.; BATISTA, I. S. Magnetic storm associated disturbance dynamo effects in the low and equatorial latitude ionosphere. In: TSURUTANI, B.; MCPHERRON, R.; LU, G.; SOBRAL, J. H. A.; GOPALSWAMY, N. (Ed.). **Recurrent Magnetic Storms: Corotating Solar Wind Streams**. Washington, D. C.: American Geophysical Union, 2006. p. 283–304. ISBN 9781118666456. 1, 31, 32

ALKEN, P.; MAUS, S. Electric fields in the equatorial ionosphere derived from CHAMP satellite magnetic field measurements. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 72, n. 4, p. 319 – 326, 2010. ISSN 1364-6826. The equatorial and low latitude ionosphere/thermosphere in quiet and disturbed times: New techniques and coordinated observations. 71, 88

ANDERSON, D.; ANGHEL, A.; YUMOTO, K.; ISHITSUKA, M.; KUDEKI, E. Estimating daytime vertical ExB drift velocities in the equatorial F-region using

- ground-based magnetometer observations. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 12, p. 37–1–37–4, 2002. ISSN 1944-8007. [21](#), [22](#)
- BALSLEY, B. Electric fields in the equatorial ionosphere: A review of techniques and measurements. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, n. 6, p. 1035 – 1044, 1973. ISSN 0021-9169. [83](#)
- Balsley, B. B. Some additional features of radar returns from the equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 70, p. 3175–3182, jul. 1965. [24](#)
- BALSLEY, B. B. Measurement of electron drift velocities in the night-time equatorial electrojet. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 31, n. 3, p. 475 – 478, 1969. ISSN 0021-9169. [2](#), [24](#)
- _____. Some characteristics of non-two-stream irregularities in the equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 74, n. 9, p. 2333–2347, 1969. ISSN 2156-2202. [22](#)
- BALSLEY, B. B.; ECKLUND, W. L. VHF power spectra of the radar aurora. **Journal of Geophysical Research**, v. 77, n. 25, p. 4746–4760, 1972. ISSN 2156-2202. [39](#)
- BANKS, P. M.; KOCKARTS, G. **Aeronomy**: Part A. New York: Academic Press, 1973. [48](#)
- BATISTA, I. S.; ABDU, M. A.; BITTENCOURT, J. A. Equatorial F region vertical plasma drifts - Seasonal and longitudinal asymmetries in the American sector. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, p. 12055–12064, nov. 1986. [96](#)
- BILITZA, D. 35 years of International Reference Ionosphere - Karl Rawer's legacy. **Advances in Radio Science**, v. 2, p. 283–287, 2004. [60](#)
- BILITZA, D.; REINISCH, B. International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters. **Advances in Space Research**, v. 42, n. 4, p. 599 – 609, 2008. ISSN 0273-1177. [49](#), [60](#), [71](#)
- BLANC, M.; RICHMOND, A. D. The ionospheric disturbance dynamo. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, p. 1669–1686, abr. 1980. [32](#)
- BOOKER, H. A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflections from the aurora. In: 1958 IRE INTERNATIONAL CONVENTION RECORD, New York, NY, USA. **IRE International Convention Record**. New York: IEEE, 1956. v. 4, p. 28–28. [39](#)

- BOWLES, K. L.; COHEN, R. A study of radio wave scattering from sporadic E near the magnetic equator. p. 51, 1962. [23](#)
- BOWLES, K. L.; COHEN, R.; BALSLEY, B. B. Field-aligned E-region irregularities identified with acoustic plasma waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 68, n. A9, p. 2485–2501, 1963. [23](#), [24](#), [29](#)
- BOWLES, K. L.; COHEN, R.; OCHS, G. R.; BALSLEY, B. B. Radio echoes from field-aligned ionization above the magnetic equator and their resemblance to auroral echoes. **Journal of Geophysical Research**, v. 65, n. A6, p. 1853–1855, 1960. [23](#), [35](#)
- BREIT, G.; TUVE, M. A. A radio method of estimating the height of the conducting layer. **Nature**, v. 116, p. 357, set. 1925. [35](#)
- BUNEMAN, O. Excitation of field aligned sound waves by electron streams. **Physics Review Letters**, American Physical Society, v. 10, p. 285–287, Apr 1963. [22](#), [23](#), [24](#), [26](#), [28](#)
- CARTER, D. A.; BALSLEY, B. B.; ECKLUND, W. L. VHF Doppler radar observations of the African equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, n. 16, p. 2786–2794, 1976. ISSN 2156-2202. [25](#)
- CHAPMAN, S. The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru, and elsewhere. **Meteorology and Atmospheric Physics**, Springer Wien, v. 4, p. 368–390, 1951. ISSN 0177-7971. [10.1007/BF02246814](#). [21](#)
- _____. The electrical conductivity of the ionosphere: a review. **Nuova Cimento**, v. 4, 1956. [18](#), [47](#)
- CHAPMAN, S.; BARTELS, J. **Geomagnetism**. 2. ed. Oxford: University Press, 1940. [18](#)
- CHIAN, A. C.-L.; REUSCH, M. F. (Ed.). **Física de plasma**. Niterói - RJ: Universidade Federal Fluminense, 1979. Acesso em: 23 out. 2014. [31](#)
- COHEN, R. Phase velocities of irregularities in equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. A13, p. 2222–2231, 1973. [44](#)
- COHEN, R.; BOWLES, K. L. The association of plane-wave electron-density irregularities with the equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 68, p. 2503–2525, maio 1963. [23](#), [25](#)

_____. Secondary irregularities in equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 72, n. A3, p. 885–894, 1967. 24, 30, 86

CROCHET, M.; HANUISE, C.; BROCHE, P. HF radar studies of 2-stream instability during an equatorial counter-electrojet. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 84, n. NA9, p. 5223–5233, 1979. 30

DENARDINI, C.; AVEIRO, H.; SOBRAL, J.; BAGESTON, J.; GUIZELLI, L.; RESENDE, L.; MORO, J. E region electric fields at the dip equator and anomalous conductivity effects. **Advances in Space Research**, v. 51, n. 0, p. 1857–1869, 2013. ISSN 0273-1177. 40, 83, 84, 85

DENARDINI, C. M. **Desenvolvimento de um sistema de correcao de fase para o radar ionosferico de Sao Luis do Maranhao**. 137 p. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Sao Jose Campos, 1999-03 1999. 41

DENARDINI, C. M. **Estudo da eletrodinâmica da iosfera equatorial durante o período de máxima atividade solar (1999-2002)**. 282 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2003-10-22 2003. 41, 43, 44, 45, 58

DENARDINI, C. M. A conductivity model for the Brazilian equatorial E-region: Inicial results. **Brazilian Journal of Geophysics**, v. 25, n. 2, p. 87–94, 2007. 47

DENARDINI, C. M.; ABDU, M. A.; PAULA, E. R. de; SOBRAL, J. H. A.; WRASSE, C. M. Seasonal characterization of the equatorial electrojet height rise over Brazil as observed by the RESCO 50 MHz back-scatter radar. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 67, n. 17-18, p. 1665–1673, 2005. 21, 95

DENARDINI, C. M.; ABDU, M. A.; SOBRAL, J. H. A. VHF radar studies of the equatorial electrojet 3-m irregularities over São Luis: day-to-day variabilities under auroral activity and quiet conditions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 17, p. 1603–1613, 2004. 1, 33

DOUGHERTY, J. P.; FARLEY, D. T. Ionospheric E-region irregularities produced by nonlinear coupling of unstable plasma waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 72, p. 895–901, jan. 1967. 24

DOUMOUYA, V.; COHEN, Y.; ARORA, B.; YUMOTO, K. Local time and longitude dependence of the equatorial electrojet magnetic effects. **Journal of**

Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v. 65, n. 14-15, p. 1265–1282, 2003. 84

ENGLAND, S. L.; MAUS, S.; IMMEL, T. J.; MENDE, S. B. Longitudinal variation of the E-region electric fields caused by atmospheric tides. **Geophysical Research Letters**, v. 33, n. 21, p. 1–4, 2006. ISSN 1944-8007. 85

FANG, T. W.; RICHMOND, A. D.; LIU, J. Y.; MAUTE, A. Wind dynamo effects on ground magnetic perturbations and vertical drifts. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A11, p. 1–11, 2008. ISSN 2156-2202. 96

FARLEY, D. T. A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 68, p. 6083–97, 1963. 22, 23, 24, 26, 28

_____. Two-stream plasma instability as a source of irregularities in the ionosphere. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 10, p. 279–282, Apr 1963. 22, 23, 24

_____. The equatorial E-region and its plasma instabilities: a tutorial. **Annales Geophysicae**, v. 27, p. 1509–1520, abr. 2009. 9, 22, 28

FARLEY, D. T.; BALSLEY, B. B. Instabilities in the equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. 1, p. 227–239, 1973. ISSN 2156-2202. 30

FEJER, B. Low latitude electrodynamic plasma drifts : a review. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 53, n. 8, p. 677 – 693, 1991. ISSN 0021-9169. 19

FEJER, B. G. Natural ionospheric plasma waves. In: KOHL, H.; RÜSTER, R.; SCHLEGEL, K. (Ed.). **Modern Ionospheric Science**. 1st. ed. Katlenburg-Lindau: European Geophysical Society, 1996. v. 08, p. 216–273. 22

FEJER, B. G.; FARLEY, D. T.; BALSLEY, B. B.; WOODMAN, R. F. Vertical structure of VHF backscattering region in equatorial electrojet and gradient drift instability. **Journal of Geophysical Research**, v. 80, n. A10, p. 1313–1324, 1975. 22

FEJER, B. G.; JENSEN, J. W.; KIKUCHI, T.; ABDU, M. A.; CHAU, J. L. Equatorial ionospheric electric fields during the November 2004 magnetic storm. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A10, p. A10304, 2007. ISSN 2156-2202. 1

- FEJER, B. G.; KELLEY, M. C. Ionospheric irregularities. **Reviews of Geophysics**, v. 18, n. 2, p. 401–454, 1980. 22, 29, 30
- FEJER, B. G.; PAULA, E. R. de; GONZÁLEZ, S. A.; WOODMAN, R. F. Average vertical and zonal F region plasma drifts over Jicamarca. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 96, n. A8, p. 13901–13906, 1991. ISSN 2156-2202. 100
- FEJER, B. G.; SCHERLIESS, L. Time dependent response of equatorial ionospheric electric fields to magnetospheric disturbances. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 7, p. 851–854, 1995. ISSN 1944-8007. 33
- FINLAY, C. C.; MAUS, S.; BEGGAN, C. D.; BONDAR, T. N.; CHAMBODUT, A.; CHERNOVA, T. A.; CHULLIAT, A.; GOLOVKOV, V. P.; HAMILTON, B.; HAMOUDI, M.; HOLME, R.; HULOT, G.; KUANG, W.; LANGLAIS, B.; LESUR, V.; LOWES, F. J.; LÜHR, H.; MACMILLAN, S.; MANDEA, M.; MCLEAN, S.; MANOJ, C.; MENVIELLE, M.; MICHAELIS, I.; OLSEN, N.; RAUBERG, J.; ROTHER, M.; SABAKA, T. J.; TANGBORN, A.; TØFFNER-CLAUSEN, L.; THÉBAULT, E.; THOMSON, A. W. P.; WARDINSKI, I.; WEI, Z.; ZVEREVA, T. I. International geomagnetic reference field: the eleventh generation. **Geophysical Journal International**, v. 183, p. 1216–1230, dez. 2010. 49, 66, 71
- FORBES, J. M. The equatorial electrojet. **Reviews of Geophysics**, v. 19, n. 3, p. 469–504, 1981. 1, 21, 78, 88
- FORBES, J. M.; LINDZEN, R. S. Atmospheric solar tides and their electrodynamic effects. III - The polarization electric field. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 39, p. 1369–1377, out. 1977. 10
- GIRAUD, A.; PETIT, M. Ionospheric techniques and phenomena. **Geophysics and Astrophysics Monographs**, v. 13, 1978. 11
- GONZALES, C.; KELLEY, M.; FEJER, B.; VICKREY, J.; WOODMAN, R. Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions 2. implications of simultaneous auroral and equatorial measurements. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 84, n. A10, p. 5803–5812, 1979. ISSN 2156-2202. 1
- GUIZELLI, L. M.; DENARDINI, C. M.; RESENDE, L. C. A.; MORO, J. Climatological study of the daytime occurrence of the 3-meter EEJ plasma irregularities observed over the Jicamarca close to the solar minimum (2007 and 2008). v. 65, n. 1, p. 39–44, 2012. 95

HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment**: an introduction to geospace - the science of the upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere. New York: Cambridge University Press, 1992. 7

HEDIN, A. E. A Revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data: MSIS-83. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 88, n. A12, p. 10170–10188, 1983. ISSN 2156-2202. 64

_____. MSIS-86 Thermospheric model. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 92, n. A5, p. 4649–4662, 1987. ISSN 2156-2202. 64

_____. Extension of the MSIS Thermosphere model into the middle and lower atmosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 96, n. A2, p. 1159–1172, 1991. ISSN 2156-2202. 64

HEDIN, A. E.; SALAH, J. E.; EVANS, J. V.; REBER, C. A.; NEWTON, G. P.; SPENCER, N. W.; KAYSER, D. C.; ALCAYDÉ, D.; BAUER, P.; COGGER, L.; MCCLURE, J. P. A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS, 1. N₂ density and temperature. **Journal of Geophysical Research**, v. 82, n. 16, p. 2139–2147, 1977. ISSN 2156-2202. 64

HEELIS, R.; KENDALL, P.; MOFFETT, R.; WINDLE, D.; RISHBETH, H. Electrical coupling of the E- and F-regions and its effect on F-region drifts and winds. **Planetary and Space Science**, v. 22, n. 5, p. 743 – 756, 1974. 10, 18

HOH, F. C. Instability of penning type discharges. **Physics of Fluids (1958-1988)**, v. 6, n. 8, p. 1184–1191, 1963. 24, 25

HYSELL, D. L.; BURCHAM, J. D. Ionospheric electric field estimates from radar observations of the equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 105, n. A2, p. 2443–2460, 2000. ISSN 2156-2202. 2

HYSELL, D. L.; DREXLER, J.; SHUME, E. B.; CHAU, J. L.; SCIPION, D. E.; VLASOV, M.; CUEVAS, R.; HEINSELMAN, C. Combined radar observations of equatorial electrojet irregularities at Jicamarca. **Annales Geophysicae**, v. 25, p. 457–473, mar. 2007. 42

HYSELL, D. L.; LARSEN, M. F.; WOODMAN, R. F. JULIA radar studies of electric fields in the equatorial electrojet. **Geophysical Research Letters**, v. 24, n. 13, p. 1687–1690, 1997. ISSN 1944-8007. 2, 42

KANE, R. P.; TRIVEDI, N. B. Comparison of equatorial electrojet characteristics at Huancayo and Eusebio Fortaleza in the South American region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 44, p. 785–792, set. 1982. 84

KELLEY, M. C. **The Earth's ionosphere**. San Diego: Academic Press, 1989. 47, 83

KELLEY, M. C.; FEJER, B. G.; GONZALES, C. A. An explanation for anomalous equatorial ionospheric electric fields associated with a northward turning of the interplanetary magnetic field. **Geophysical Research Letters**, v. 6, n. 4, p. 301–304, 1979. ISSN 1944-8007. 32

KELLY, M. C. **The Earth's Ionosphere: plasma physics and electrodynamics**. San Diego: Academic Press, 2009. 19, 20, 31

KIVELSON, M. G.; RUSSEL, C. T. **Introduction on space physics**. New York: Cambridge University Press, 1995. 31

KNOTT, E. F.; SHAEFFER, J. F.; TULEY, M. T. Book; Book/Illustrated. **Radar cross section**. 2nd ed. ed. Boston: Boston : Artech House, 1993. Includes bibliographical references and index. ISBN 0890066183. 39

KNOX, F. B. A contribution to the theory of the production of field-aligned ionisation irregularities in the equatorial electrojet. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 26, p. 239–249, fev. 1964. 24

KUDEKI, E.; FARLEY, D. T.; FEJER, B. G. Long wavelength irregularities in the equatorial electrojet. **Geophysical Research Letters**, v. 9, n. 6, p. 684–687, 1982. ISSN 1944-8007. 2

KUDEKI, E.; FAWCETT, C. D. High resolution observations of 150 km echoes at Jicamarca. **Geophysical Research Letters**, v. 20, n. 18, p. 1987–1990, 1993. ISSN 1944-8007. 2

LIN, C. H.; HSIAO, C. C.; LIU, J. Y.; LIU, C. H. Longitudinal structure of the equatorial ionosphere: time evolution of the four-peaked EIA structure. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A12, p. A12305, 2007. ISSN 2156-2202. 85

LINDZEN, R. S.; CHAPMAN, S. Atmospheric Tides. **Space Science Reviews**, v. 10, p. 3–188, out. 1969. 18

- MAEDA, K.; KATO, S. Electrodynamics of the Ionosphere. **Space Science Reviews**, v. 5, p. 57–79, jan. 1966. [18](#)
- MAEDA, K.; TSUDA, T.; MAEDA, H. Theoretical interpretation of the equatorial sporadic E layers. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 11, p. 406–407, Nov 1963. [24](#)
- MATSUSHITA, S. Intense Es ionization near the magnetic equator. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v. 3, n. 2, p. 44–46, 1951. [23](#)
- _____. Dynamo currents, winds, and electric fields. **Radio Science**, v. 4, n. 9, p. 771–780, 1969. ISSN 1944-799X. [10](#)
- MAYNARD, N. C.; CAHILL JR., L. J. Measurement of the equatorial electrojet over India. **Journal of Geophysical Research**, v. 70, p. 5923–5936, dez. 1965. [84](#)
- MAYNARD, N. C.; CAHILL, L. J.; SASTRY, T. S. G. Preliminary results of measurements of the equatorial electrojet over India. **Journal of Geophysical Research**, v. 70, n. 5, p. 1241–1245, 1965. ISSN 2156-2202. [84](#)
- MORO, J.; DENARDINI, C. M.; ABDU, M. A.; CORREIA, E.; SCHUCH, N. J.; MAKITA, K. Latitudinal dependence of cosmic noise absorption in the ionosphere over the SAMA region during the September 2008 magnetic storm. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v. 117, p. 6311, jun. 2012. [9](#)
- _____. Correlation between the cosmic noise absorption calculated from the SARINET data and the energetic particles measured by MEPED: Simultaneous observations over SAMA region. **Advances in Space Research**, v. 51, p. 1692–1700, maio 2013. [9](#)
- OLÍVIO, . P. A. **Estudo das condutividades e campos elétricos na região Equatorial brasileira**. 97 p. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Sao Jose Campos, 2009-03 2009. Acesso em: 13 abr. 2011. [47](#), [48](#), [83](#), [84](#)
- PATRA, A. K.; TIWARI, D.; DEVASIA, C. V.; PANT, T. K.; SRIDHARAN, R. East-west asymmetries of the equatorial electrojet 8.3 m type-2 echoes observed over Trivandrum and a possible explanation. **Journal of Geophysical Research**, v. 110, 2005. [86](#)
- PEEBLES, P. Z. J. **Radar Principles**. New York: A Wiley-Interscience publication, 1998. [35](#)

PICONE, J. M.; HEDIN, A. E.; DROB, D. P.; AIKIN, A. C. Nrlmsise-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 107, n. A12, p. S15 15–1–S15 15–16, 2002. ISSN 2156-2202. [49](#), [64](#), [71](#)

PRAKASH, S.; GUPTA, S. P.; SUBBARAYA, B. H. Irregularities in the equatorial E region over Thumba. **Radio Science**, v. 4, p. 791–796, set. 1969. [25](#)

PRAKASH, S.; JAIN, C. L.; BALSLEY, B. B.; GREENWALD, R. A. Evidence of two types of electron density irregularities in the electrojet over Thumba, India. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, n. 28, p. 4334–4336, 1974. ISSN 2156-2202. [25](#)

PRAKASH, S.; MURALIKRISHNA, P. E and F region electric fields over dip equator. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 86, n. A4, p. 2095–2098, 1981. ISSN 2156-2202. [83](#)

RASTOGI, R. G.; CHANDRA, H.; CHAKRABARTY, D.; KITAMURA, K.; YUMOTO, K. Day-to-day correlation of equatorial electrojet at two stations separated by 2000 km. **Annales Geophysicae**, v. 25, n. 4, p. 875–880, 2007. [84](#)

RAWER, K.; BILITZA, D.; RAMAKRISHNAN, S. Goals and status of the international reference ionosphere. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 16, p. 177–181, maio 1978. [60](#)

REDDY, C.; VIKRAMKUMAR, B.; VISWANATHAN, K. Electric fields and currents in the equatorial electrojet deduced from VHF radar observations-I. A method of estimating electric fields. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 49, n. 2, p. 183 – 191, 1987. ISSN 0021-9169. [2](#), [83](#)

REDDY, C. A. The equatorial electrojet and the associated plasma instabilities. **Journal of Scientific & Industrial Research**, v. 36, p. 580–589, 1977. [46](#), [83](#)

REDDY, C. A.; SOMAYAJULU, V. V.; VISWANATHAN, K. S. Backscatter radar measurements of storm-time electric field changes in the equatorial electrojet. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 43, p. 817–827, ago. 1981. [1](#)

REID, G. C. The Formation of Small-Scale Irregularities in the Ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 73, p. 1627, mar. 1968. [22](#), [25](#)

- RICHMOND, A. D. Equatorial electrojet-i. development of a model including winds and instabilities. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, p. 1083–1103, jun. 1973. 2, 17, 46, 54
- RICHMOND, A. D.; LU, G. Upper-atmospheric effects of magnetic storms: a brief tutorial. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, p. 1115–1127, ago. 2000. 31
- RICHMOND, A. D.; PEYMIRAT, C.; ROBLE, R. G. Long-lasting disturbances in the equatorial ionospheric electric field simulated with a coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere model. **Journal of Geophysical Research**, v. 108, p. 1118, mar. 2003. 32
- RISHBETH, H. The F-layer dynamo. **Planetary and Space Science**, v. 19, n. 2, p. 263 – 267, 1971. ISSN 0032-0633. 10, 96
- _____. The ionospheric E-layer and F-layer dynamos - a tutorial review. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 59, p. 1873–1880, out. 1997. 10
- RISHBETH, H.; GARIOTT, O. G. **Introduction to ionospheric physics**. New York: Academic Press, 1969. 331p. 5
- ROETTGER, J. The instrumental principles of MST radars and incoherent scatter radars and the configuration of radar system hardware. In: FUKAO, S. (Ed.). **Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. Volume 30**. Kiruna: EISCAT scientific association, 1989. v. 30, p. 54–113. 37
- ROGISTER, A.; D'ANGELO, N. Type II Irregularities in Equatorial Electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 75, n. A19, p. 3879–3887, 1970. 27, 31
- ROSTOKER, G. Geomagnetic indices. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 10, p. 935–950, 1972. 5
- SANTOS, A. M.; ABDU, M. A.; SOBRAL, J. H. A.; MASCARENHAS, M.; NOGUEIRA, P. A. B. Equatorial evening prereversal vertical drift dependence on solar EUV flux and F10.7 index during quiet and disturbed periods over Brazil. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 118, n. 7, p. 4662–4671, 2013. ISSN 2169-9402. 100
- SATO, T. Unified theory of type I and II irregularities in the equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. 13, p. 2232–2243, 1973. ISSN 2156-2202. 31

SCHIELDGE, J. P.; VENKATESWARAN, S.; RICHMOND, A. The ionospheric dynamo and equatorial magnetic variations. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, n. 6, p. 1045 – 1061, 1973. ISSN 0021-9169. 83

SCHLEGEL, K. Coherent backscatter from ionospheric E-region plasma irregularities. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 58, n. 8-9, p. 933–941, 1996. 27, 39, 40

SCHUNK, R. W. **Solar-terrestrial energy program: Handbook of ionospheric models**. Logan, UT: Center for Atmospheric and Space Sciences, 1996. August, 1996. 47

SCHUNK, R. W.; NAGY, A. F. **Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry**. New York: Cambridge University Press, 2000. Cambridge Books. ISBN 9780511551772. 1, 5, 7, 8, 49

SHUME, E. B.; DENARDINI, C. M.; PAULA, E. R. de; TRIVEDI, N. B. Variabilities of the equatorial electrojet in Brazil and Perú. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A6, p. 1–9, 2010. ISSN 2156-2202. 96, 97

SHUME, E. B.; PAULA, E. R. de; ABDU, M. A. Modulation of equatorial electrojet plasma waves by overshielding electric field during geomagnetic storms. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A8, p. 1–9, 2011. ISSN 2156-2202. 33

SIMON, A. Instability of a partially ionized plasma in crossed electric and magnetic fields. **Physics of Fluids (1958-1988)**, v. 6, n. 3, p. 382–388, 1963. 24, 25

SKOLNIK, M. I. **Introduction to radar systems**: Third edition. Singapore: McGraw Hill, 1981. 590p. 35, 36, 38, 40

SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; GONZALEZ, W. D.; TSURUTANI, B. T.; BATISTA, I. S.; GONZALEZ, A. L. C. de. Effects of intense storms and substorms on the equatorial ionosphere/thermosphere system in the American sector from ground-based and satellite data. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 102, n. A7, p. 14305–14313, 1997. ISSN 2156-2202. 33

SUBBARAYA, B.; MURALIKRISHNA, P.; SASTRY, T.; PRAKASH, S. A study of the structure of electrical conductivities and the electrostatic field within the

equatorial electrojet. **Planetary and Space Science**, v. 20, n. 1, p. 47 – 52, 1972. ISSN 0032-0633. [83](#)

SUDAN, R. N. Unified theory of Type I and Type II irregularities in the equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 88, n. A6, p. 4853–4860, 1983. ISSN 2156-2202. [31](#)

SUGIURA, M.; CAIN, J. C. A model equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, v. 71, n. A7, p. 1869–1877, 1966. [83](#)

TSUNODA, R. T.; ECKLUND, W. L. East-west asymmetry in type-2 echoes and enhanced electron drift in the equatorial electrojet. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 8, p. 211–214, 2002. ISSN 1944-8007. [86](#)

VINEETH, C.; PANT, T. K.; DEVASIA, C. V.; SRIDHARAN, R. Atmosphere-ionosphere coupling observed over the dip equatorial MLTI region through the quasi 16-day wave. **Geophysical Research Letters**, v. 34, n. 12, p. L12102, 2007. ISSN 1944-8007. [85](#)

VISWANATHAN, K.; VIKRAMKUMAR, B.; REDDY, C. Electric fields and currents in the equatorial electrojet deduced from VHF radar observations II. Characteristics of electric fields on quiet and disturbed days. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 49, n. 2, p. 193–200, 1987. ISSN 0021-9169. [83](#)

WALKER, D. N.; AMATUCCI, W. E.; GANGULI, G. I.; FERNSLER, R. F. Ion joule heating as a function of electric field scale size. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v. 107, p. 1158, ago. 2002. [6](#)

WOODMAN, R. F. Spectral moment estimation in MST radars. **Radio Science**, v. 20, n. 6, p. 1185–1195, 1985. ISSN 1944-799X. [35](#)

YIZENGAW, E.; MOLDWIN, M. B.; ZESTA, E.; BIOUELE, C. M.; DAMTIE, B.; MEBRAHTU, A.; RABIU, B.; VALLADARES, C. F.; STONEBACK, R. The longitudinal variability of equatorial electrojet and vertical drift velocity in the African and American sectors. **Annales Geophysicae**, v. 32, n. 3, p. 231–238, 2014. [84](#)

APÊNDICE A - Fluxograma Para Inferir o Campo Elétrico do EEJ

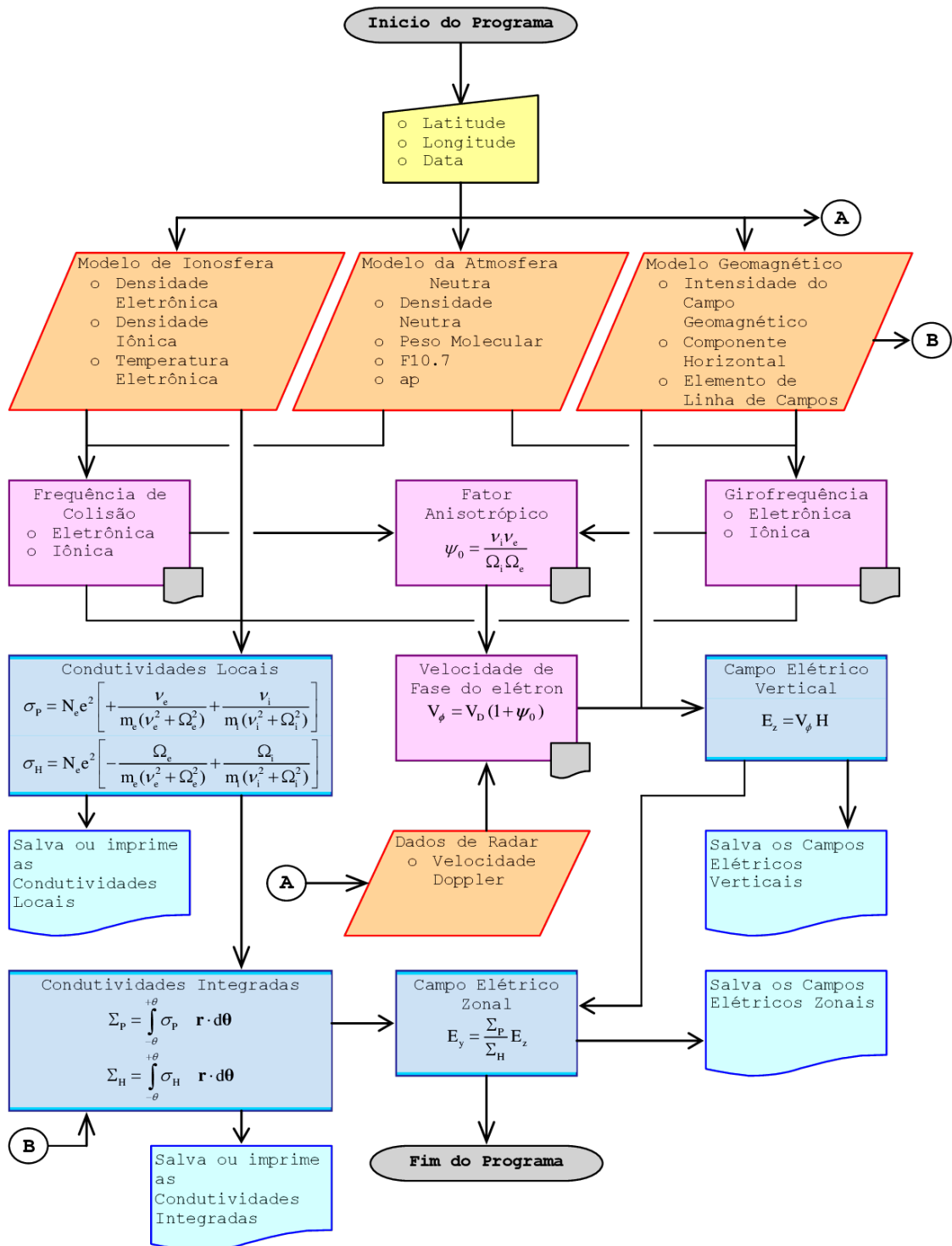


Figura A.1 - Representação esquemática dos passos seguidos para inferir as componentes zonal e vertical do campo elétrico do Eletrojato Equatorial.

APÊNDICE B - Médias Amostrais Anuais dos Campos Elétricos no OSL para 2001, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006 e 2009.

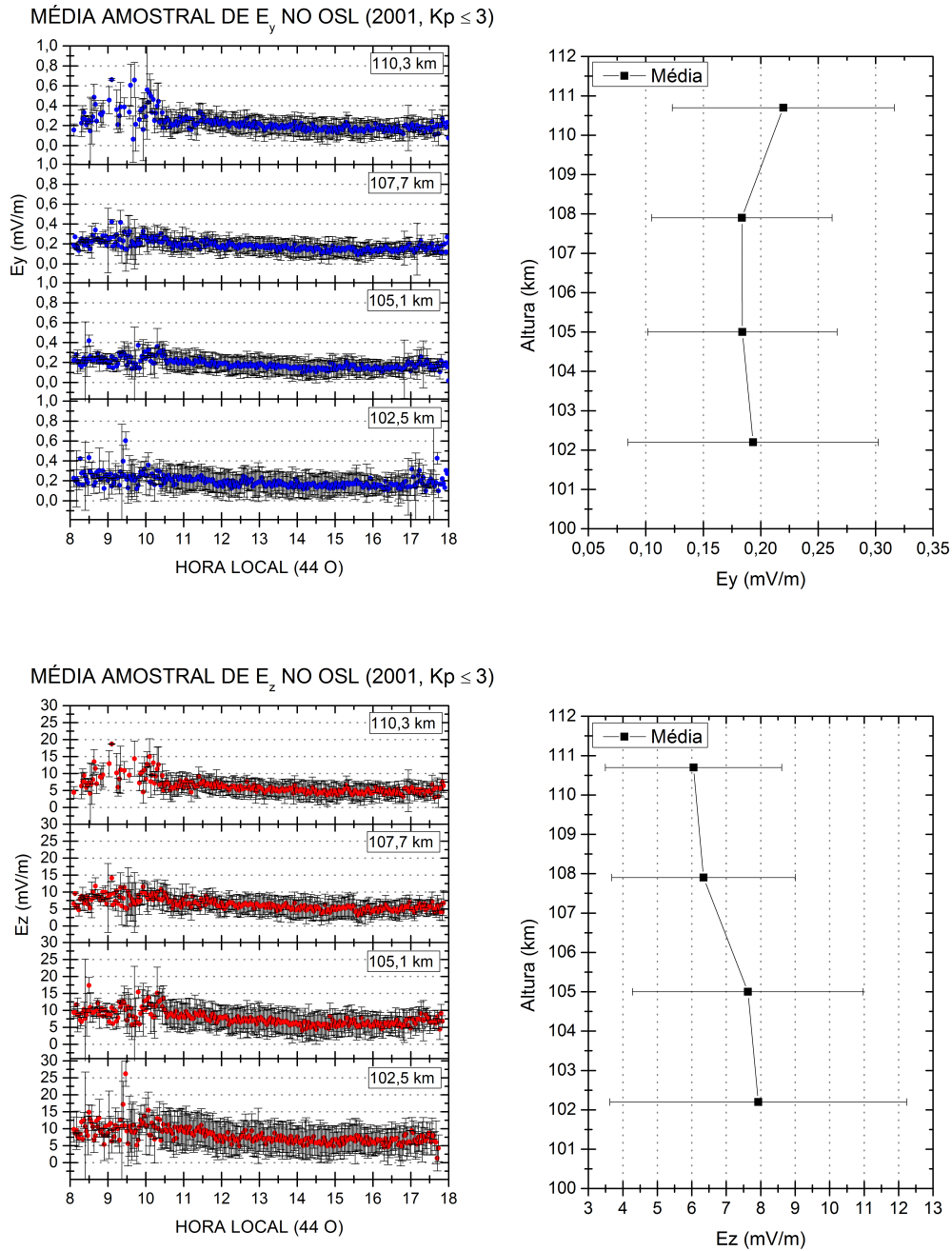
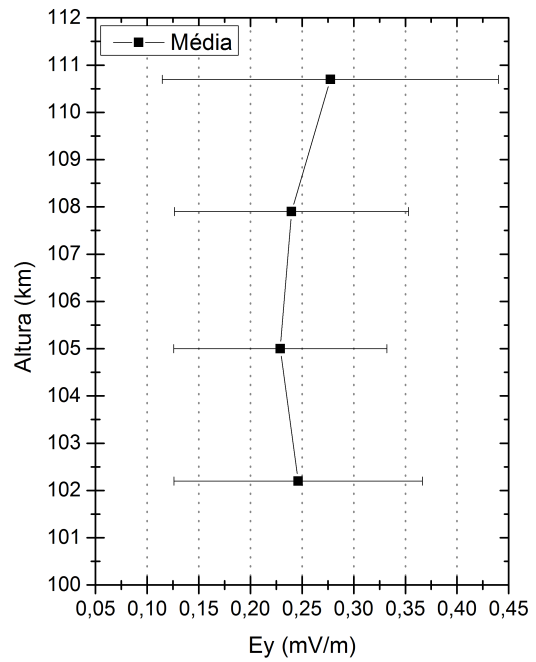
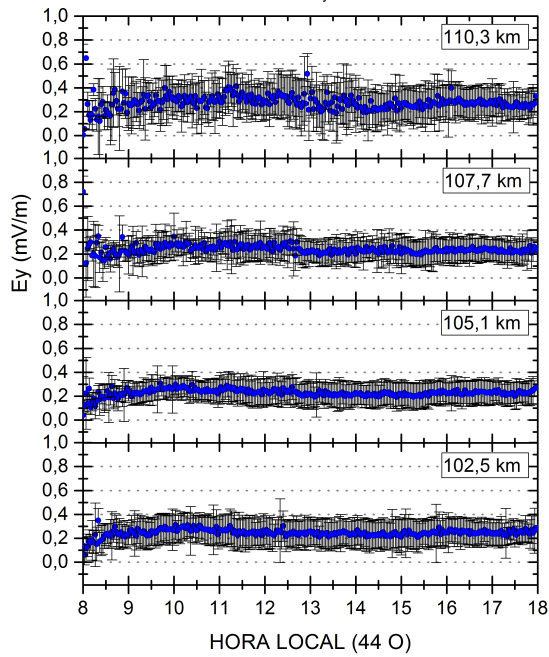


Figura B.1 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2001. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

MÉDIA AMOSTRAL DE E_y NO OSL (2002, $K_p \leq 3$)



MÉDIA AMOSTRAL DE E_z NO OSL (2002, $K_p \leq 3$)

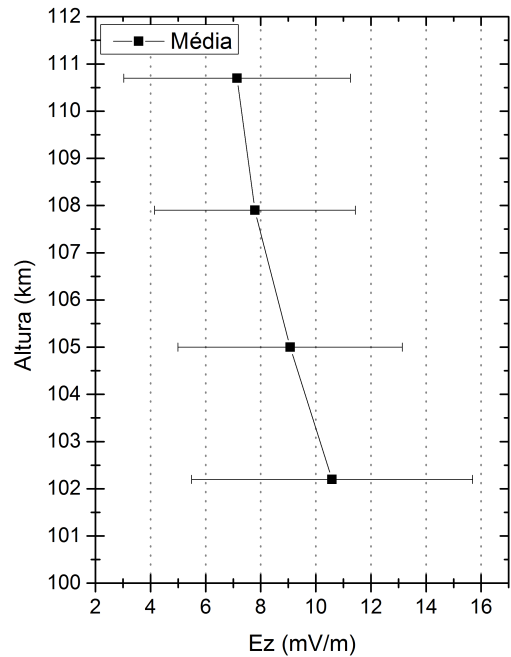
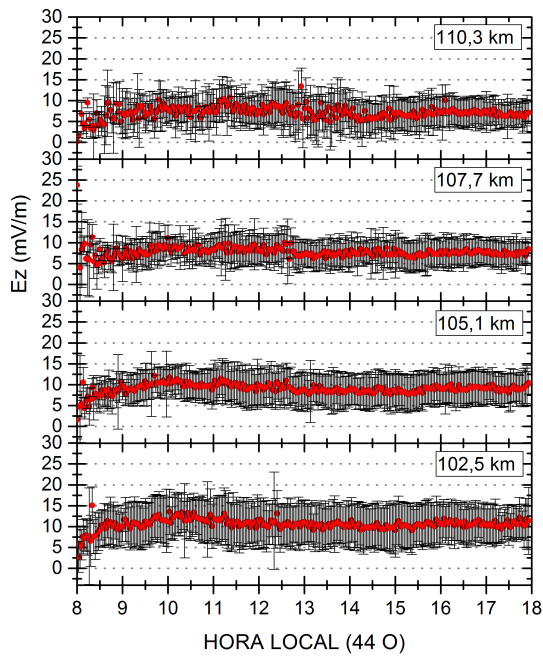
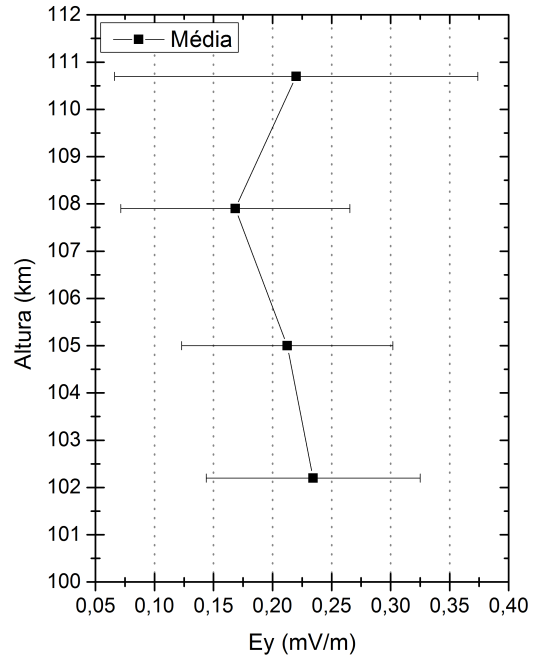
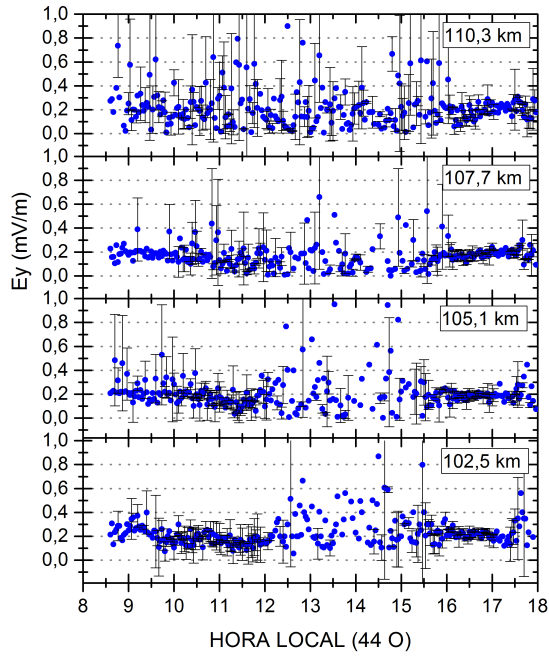


Figura B.2 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2002. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

MÉDIA AMOSTRAL DE E_y NO OSL (2003, $K_p \leq 3$)



MÉDIA AMOSTRAL DE E_z NO OSL (2003, $K_p \leq 3$)

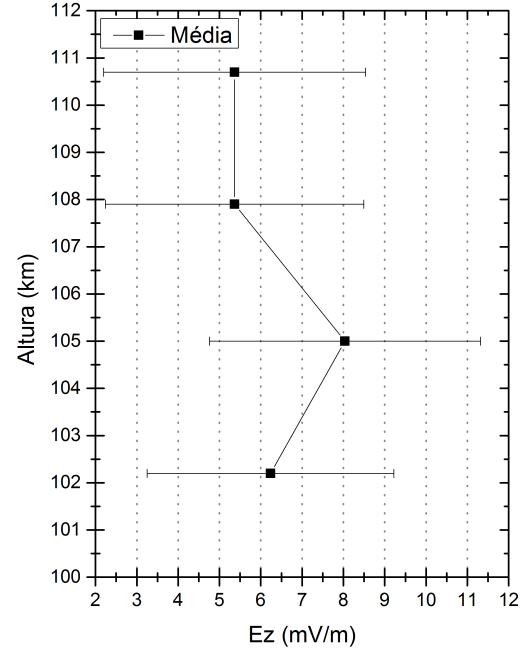
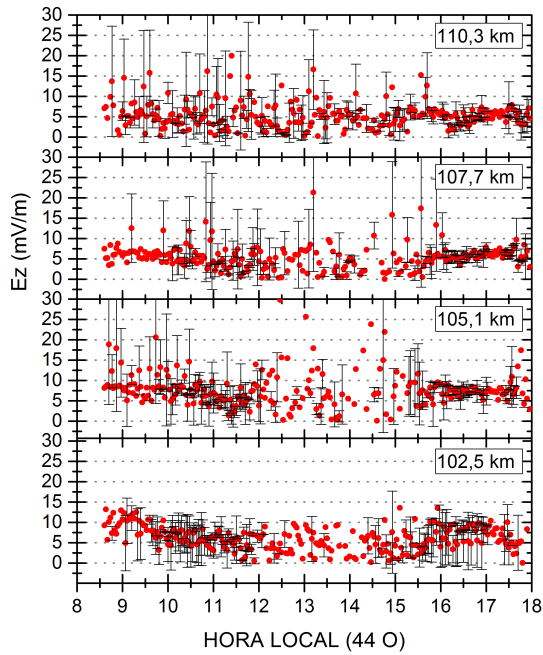
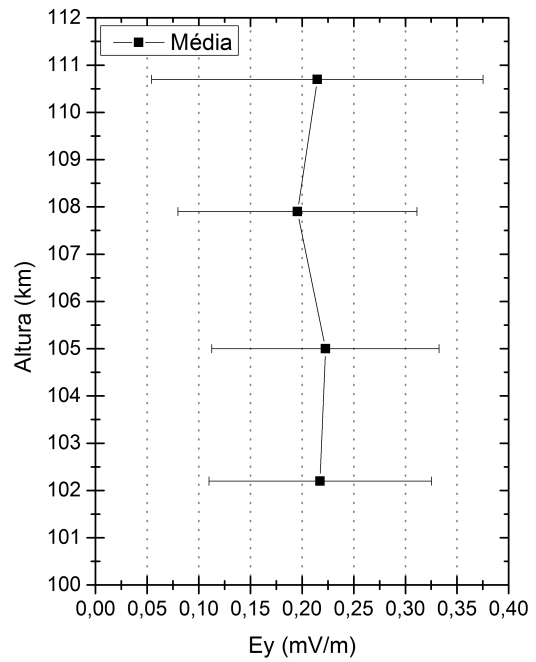
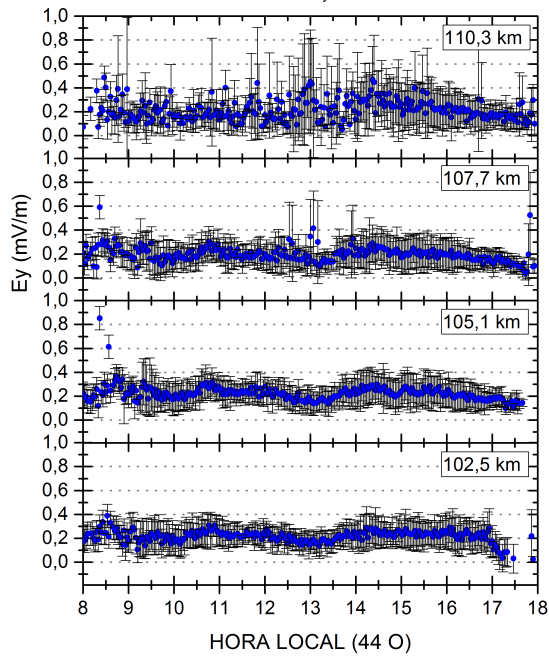


Figura B.3 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2003. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

MÉDIA AMOSTRAL DE E_y NO OSL (2004, $K_p \leq 3$)



MÉDIA AMOSTRAL DE E_z NO OSL (2004, $K_p \leq 3$)

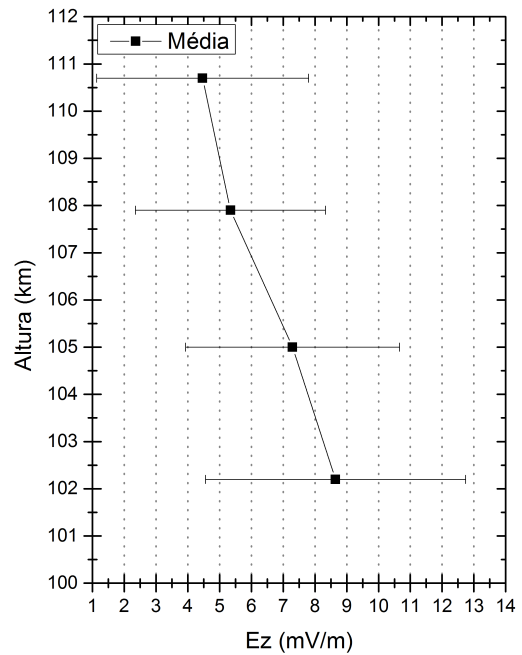
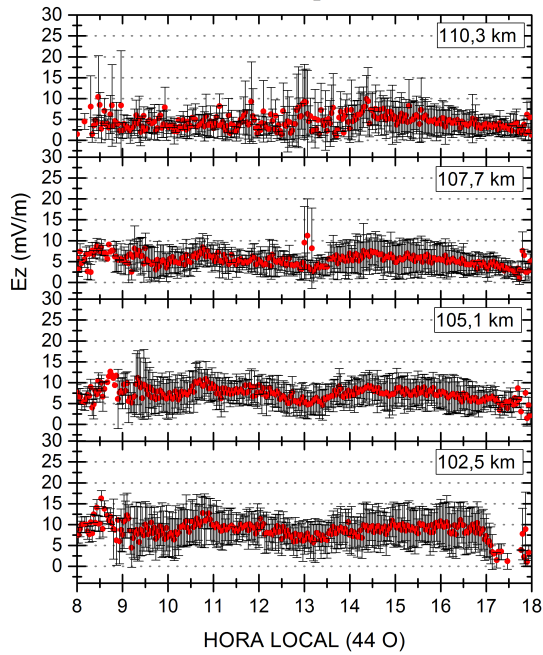
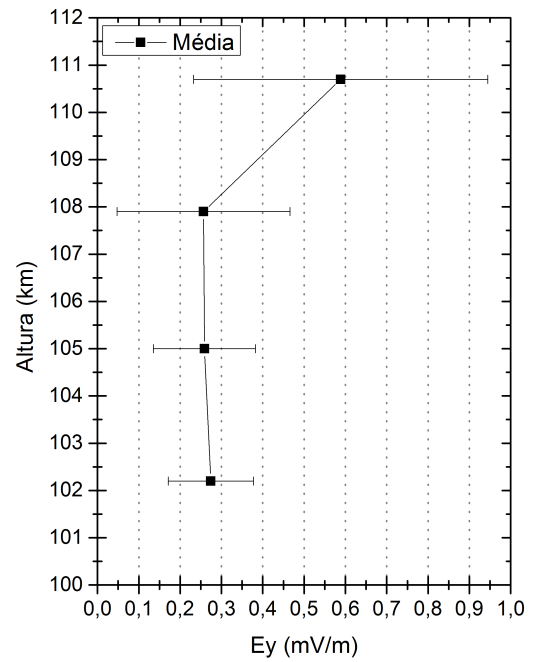
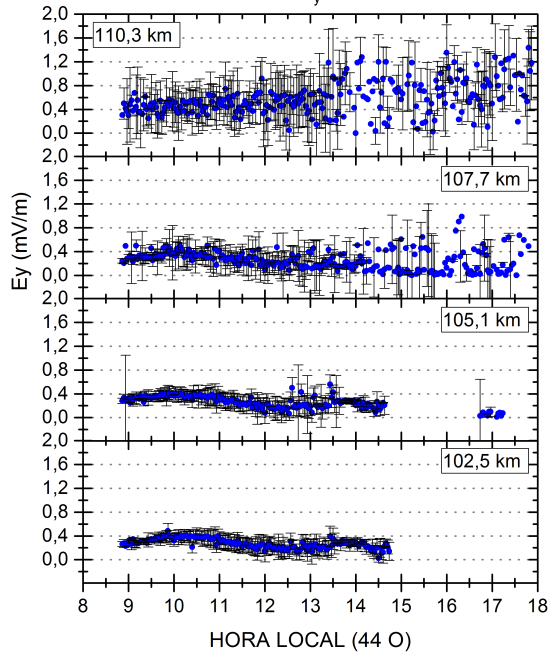


Figura B.4 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2004. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

MÉDIA AMOSTRAL DE E_y NO OSL (2005, $K_p \leq 3$)



MÉDIA AMOSTRAL DE E_z NO OSL (2005, $K_p \leq 3$)

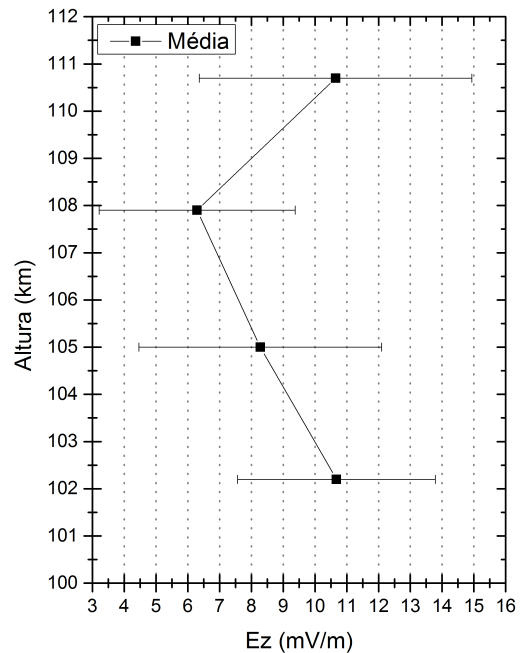
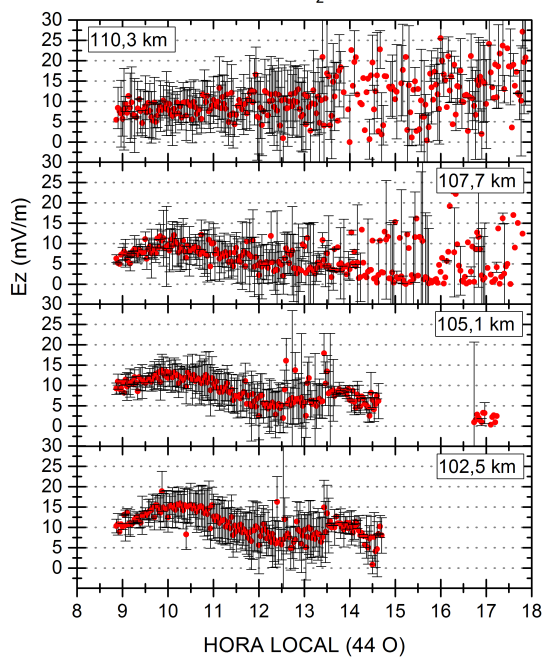


Figura B.5 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2005. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

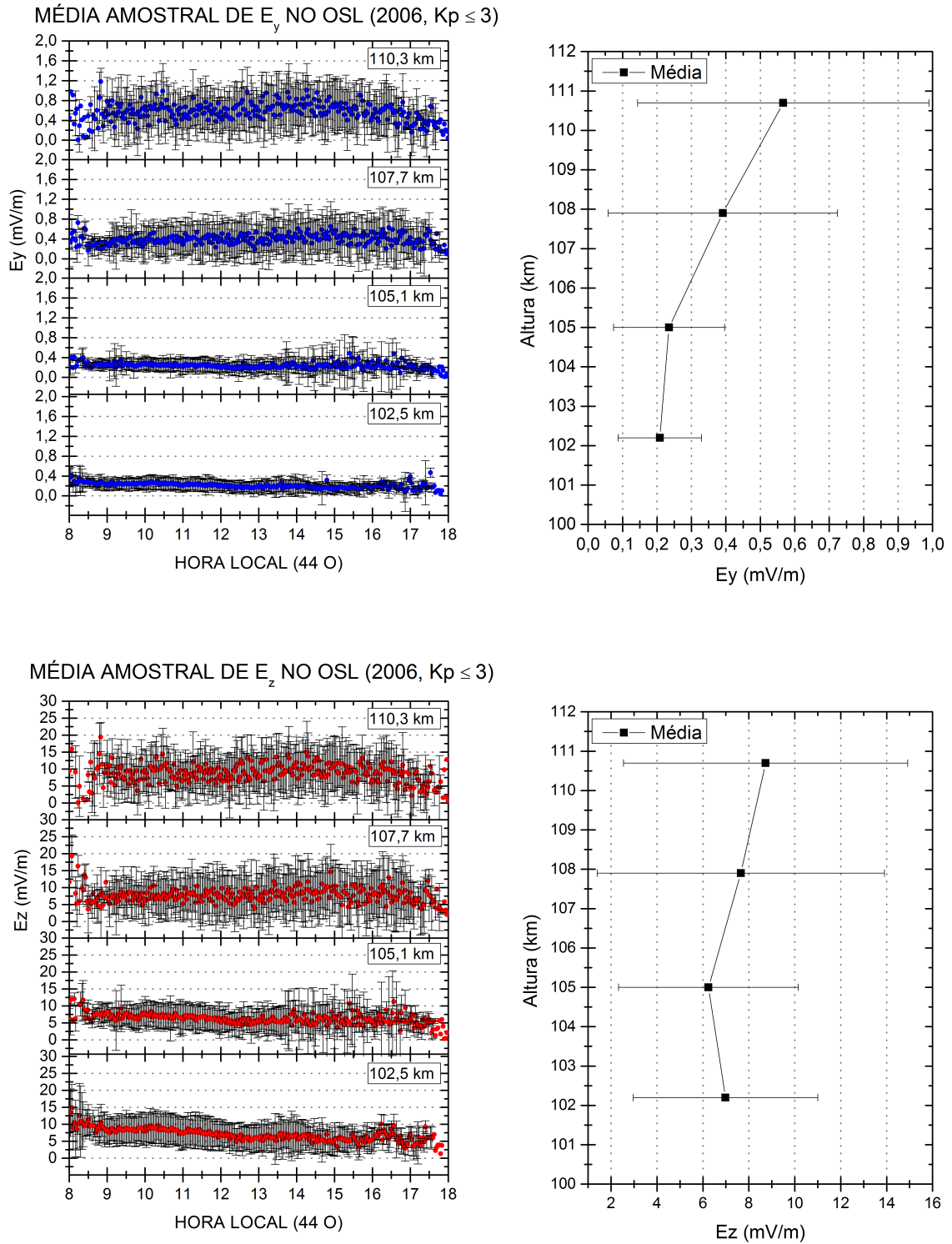
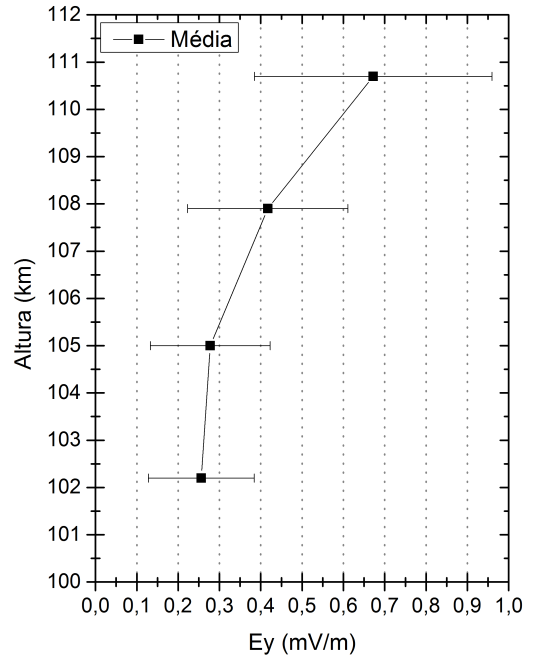
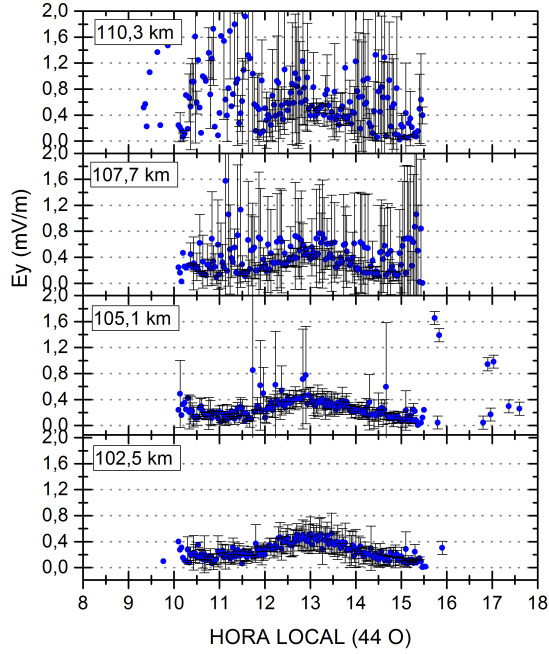


Figura B.6 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2006. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

MÉDIA AMOSTRAL DE E_y NO OSL (2009, $K_p \leq 3$)



MÉDIA AMOSTRAL DE E_z NO OSL (2009, $K_p \leq 3$)

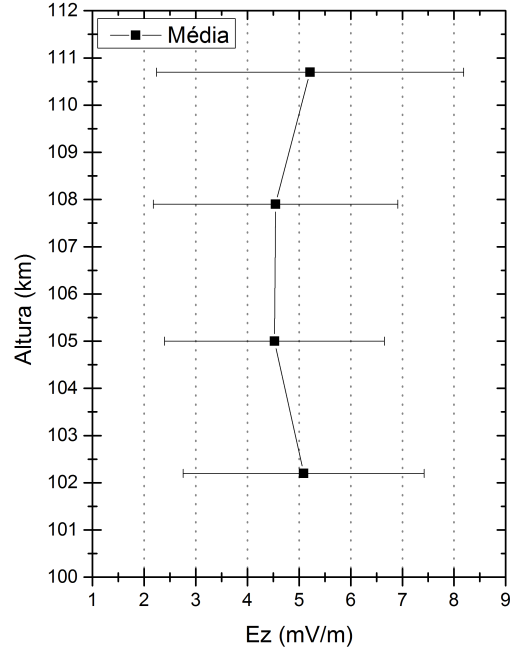
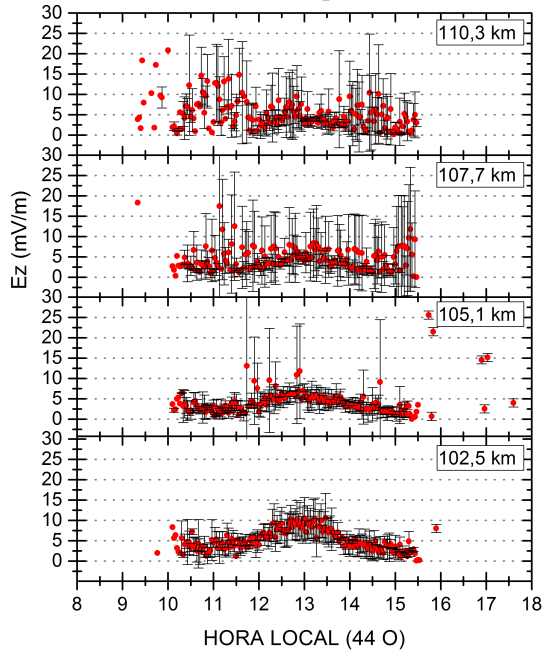


Figura B.7 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,5, 105,1, 107,7 e 110,3) km de altura para as coordenadas geográficas do radar RESCO em 2009. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

APÊNDICE C - Médias Amostrais Anuais dos Campos Elétricos no ROJ para 2006, 2007, 2008, 2009 e 2010.

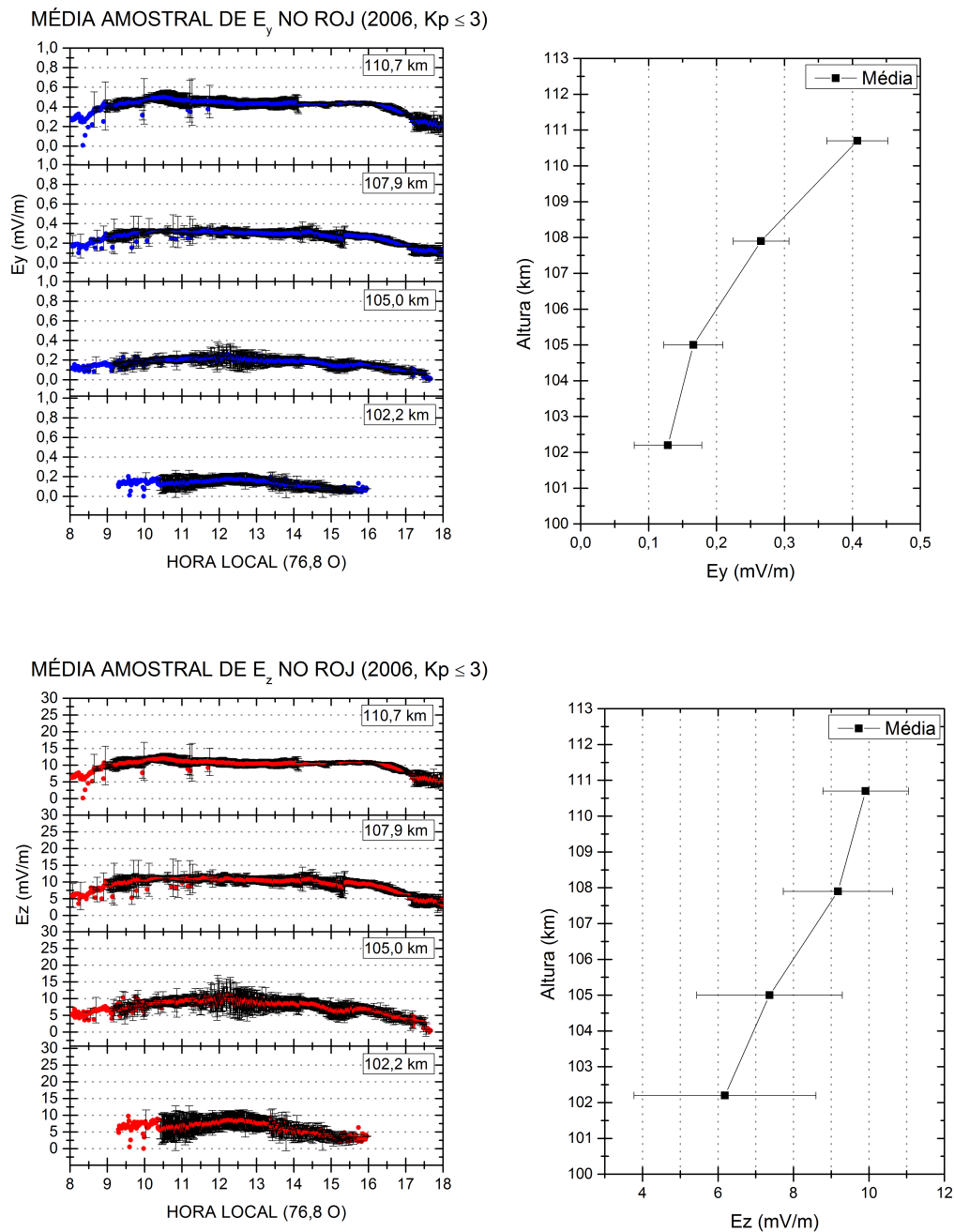
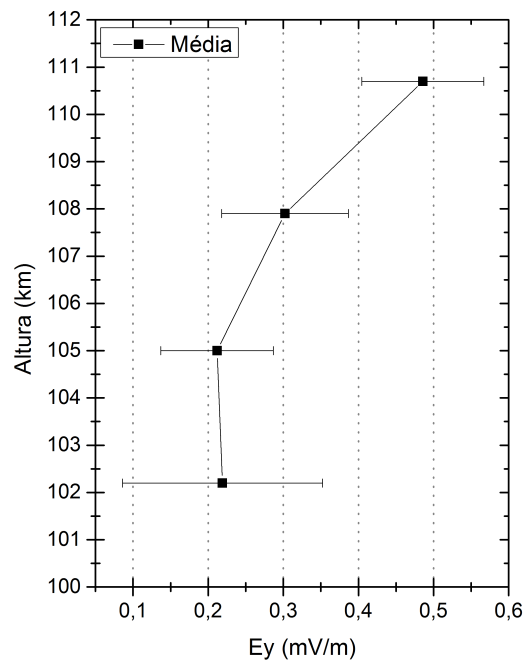
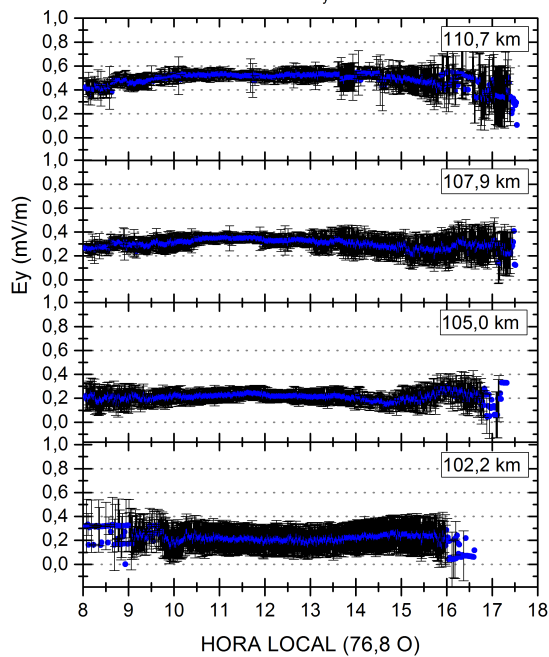


Figura C.1 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2006. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

MÉDIA AMOSTRAL DE E_y NO ROJ (2007, $K_p \leq 3$)



MÉDIA AMOSTRAL DE E_z NO ROJ (2007, $K_p \leq 3$)

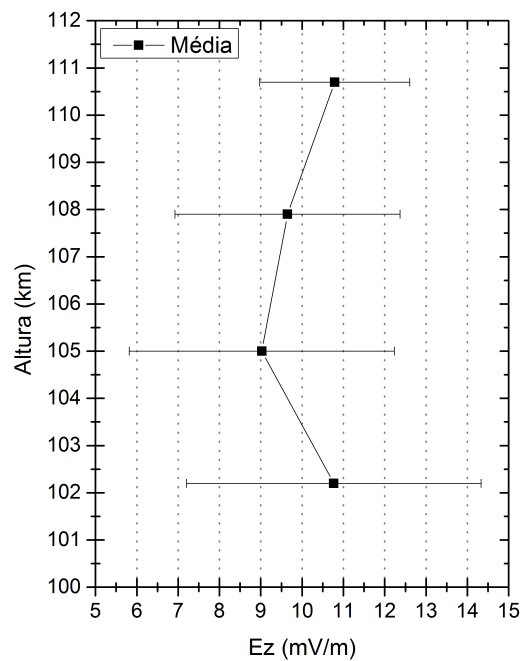
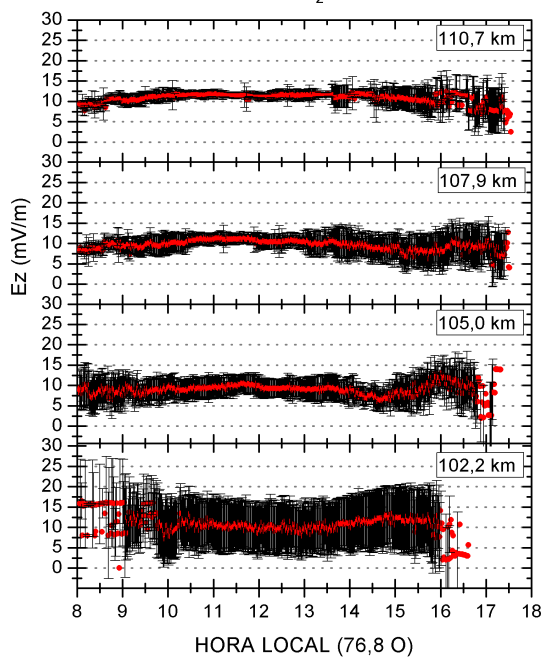
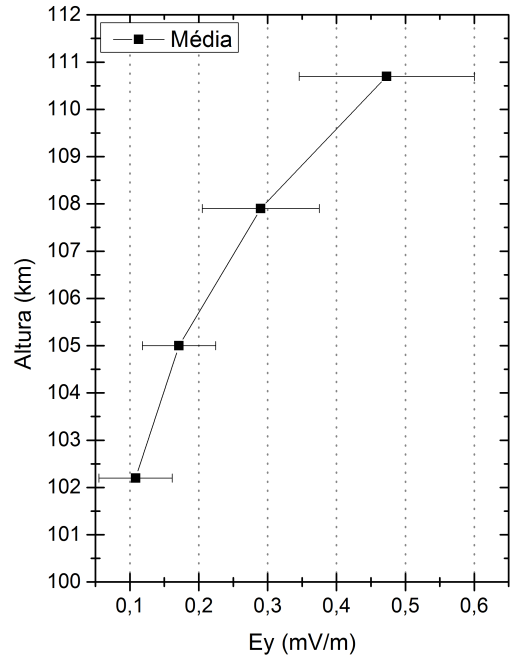
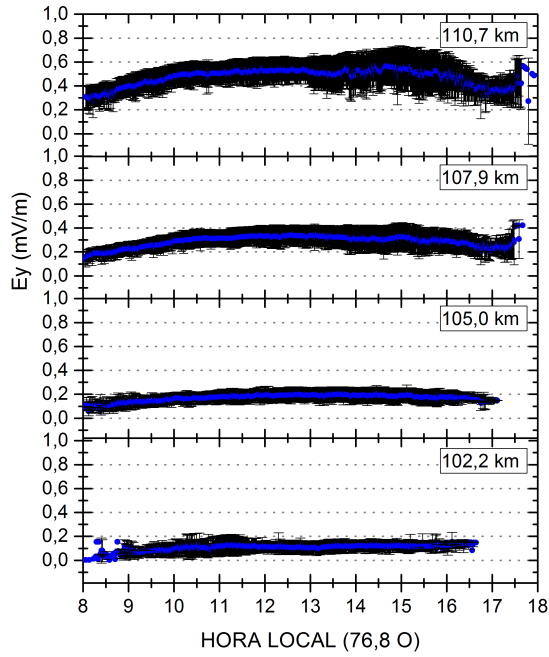


Figura C.2 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2007. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

MÉDIA AMOSTRAL DE E_y NO ROJ (2008, $K_p \leq 3$)



MÉDIA AMOSTRAL DE E_z NO ROJ (2008, $K_p \leq 3$)

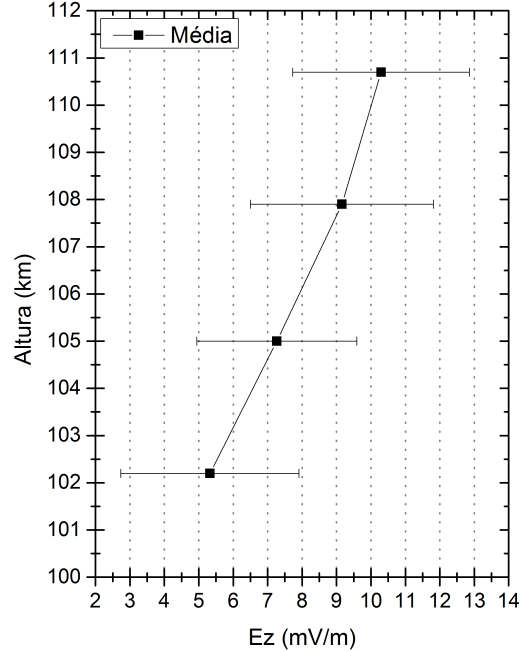
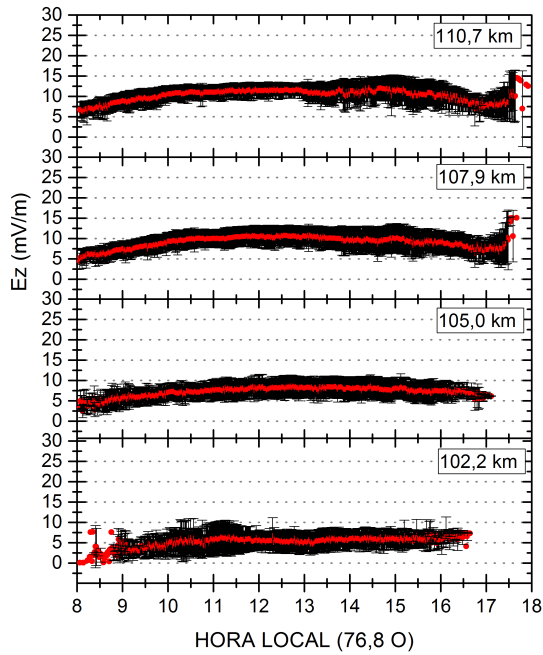
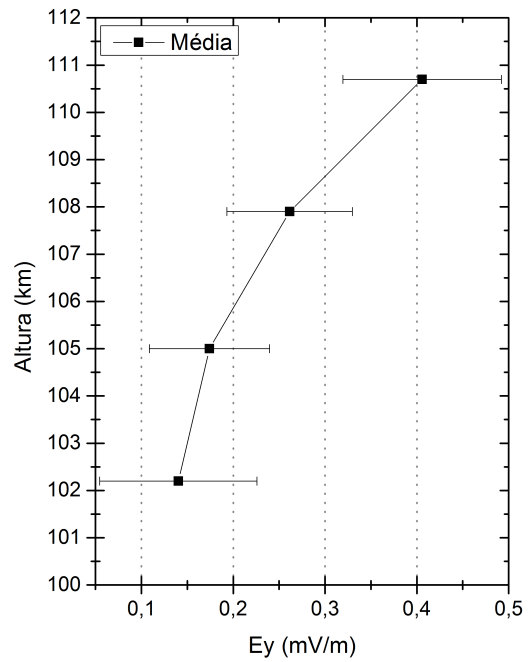
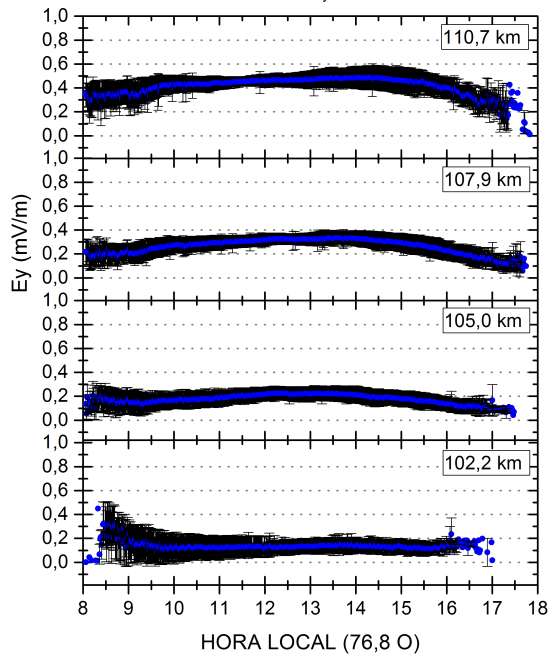


Figura C.3 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2008. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

MÉDIA AMOSTRAL DE E_y NO ROJ (2009, $K_p \leq 3$)



MÉDIA AMOSTRAL DE E_z NO ROJ (2009, $K_p \leq 3$)

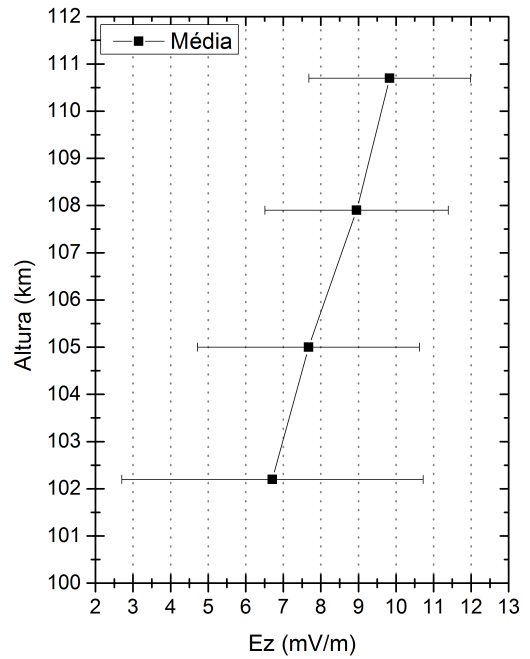
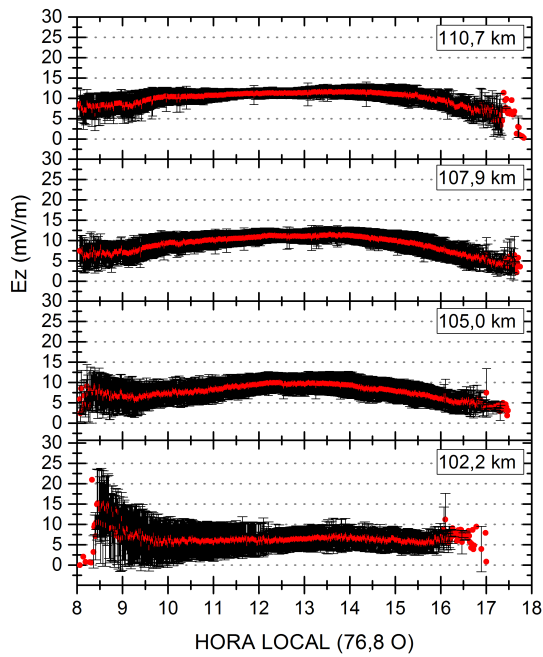
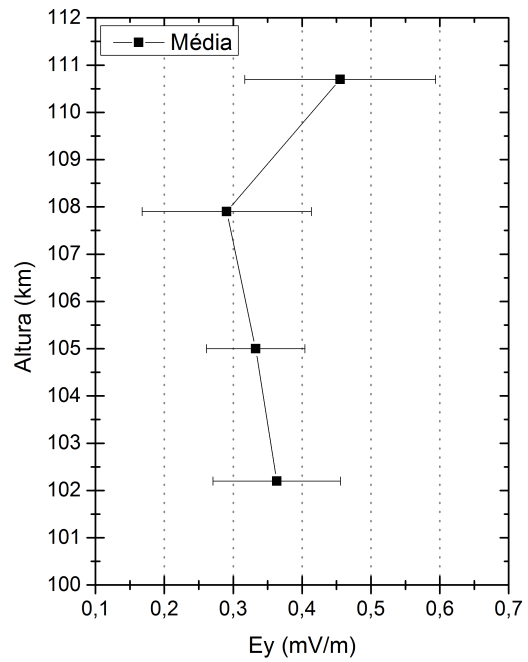
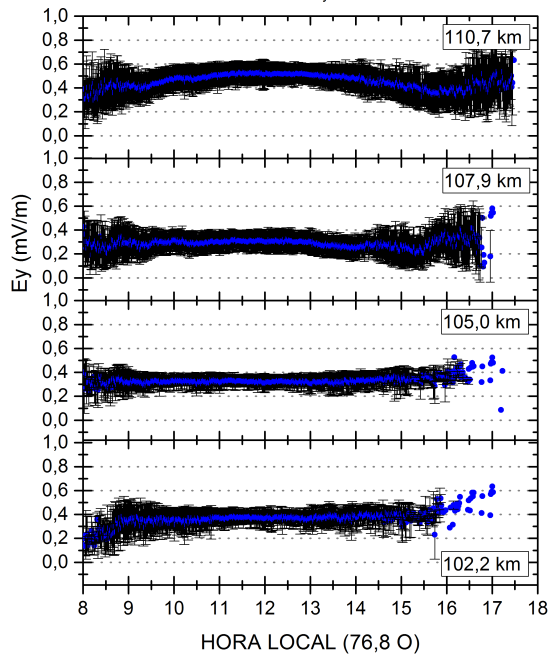


Figura C.4 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2009. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

MÉDIA AMOSTRAL DE E_y NO ROJ (2010, $K_p \leq 3$)



MÉDIA AMOSTRAL DE E_z NO ROJ (2010, $K_p \leq 3$)

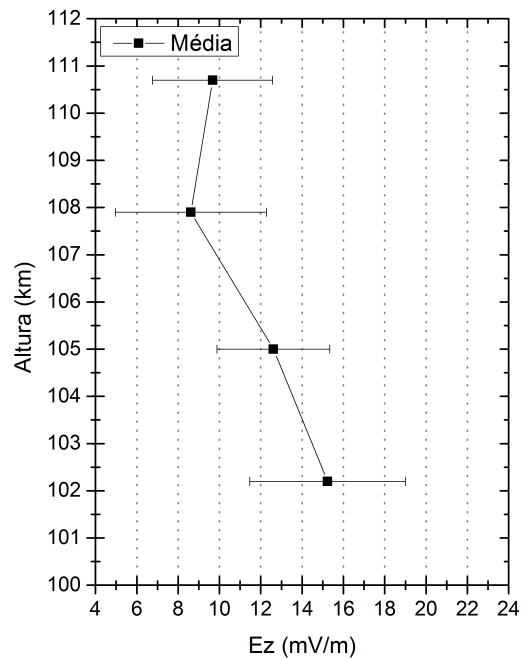
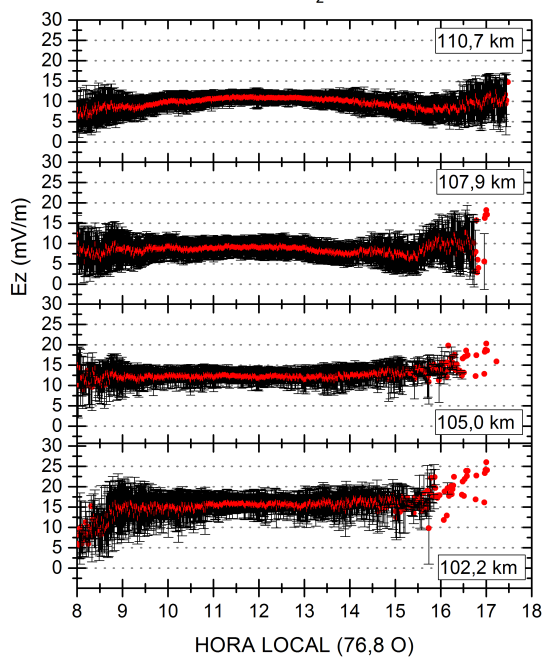


Figura C.5 - À esquerda: média horária de E_y e E_z em função da hora local para (102,2, 105,0, 107,9 e 110,7) km de altura para as coordenadas geográficas do radar JULIA em 2010. À direita: média e erro médio de E_y e E_z para as mesmas alturas e ano.

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

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

Manuais Técnicos (MAN)

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

Notas Técnico-Científicas (NTC)

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

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

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

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

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

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

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

Programas de Computador (PDC)

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

Pré-publicações (PRE)

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