



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-10554-TDI/941

**ESTUDO DA ELETRODINÂMICA DA IONOSFERA
EQUATORIAL DURANTE O PERÍODO DE MÁXIMA ATIVIDADE
SOLAR (1999-2002)**

Clezio Marcos Denardini

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos
Drs. Mangalathayil Ali Abdu e José Humberto Sobral, aprovada em
22 de outubro de 2003

523.4 - 853

DENARDINI, C. M.

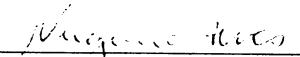
Estudo da eletrodinâmica durante o período de máxima atividade solar (1999-2002) / C. M. Denardini. – São José dos Campos: INPE, 2003.

271p. – (INPE-10554-TDI/941).

1.radar coerente. 2.Ecos de radares. 3.Aeronomia. Região E. 4.Eletrojato Equatorial. 5.Campos elétricos.
I.Título.

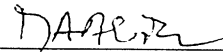
Aprovado pela Banca Examinadora em cumprimento a requisito exigido para a obtenção do Título de **Doutor em Geofísica Espacial.**

Dr^a Maria Virgínia Alves



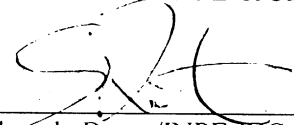
Presidente/INPE-SJCampos/SP

Dr. Mangalathayil Ali Abdu



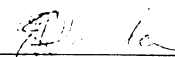
Orientador/INPE-SJCampos/SP

Dr. Severino Luiz Guimarães Dutra



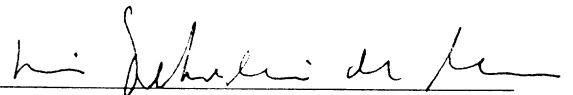
Membro da Banca/INPE-SJCampos/SP

Dr. Eurico Rodrigues de Paula



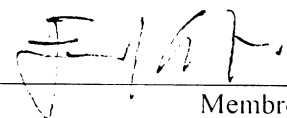
Membro da Banca/INPE-SJCampos/SP

Dr. Rui Tertuliano de Medeiros



Membro da Banca
Convidado UFRN, Natal/RN

Dr. Emanuel Paiva de Oliveira Costa



Membro da Banca
Convidado PUC, Rio de Janeiro/ RJ

Candidato (a): Clezio Marcos Denardini

São José dos Campos, 22 de outubro de 2003.

Certo dia comentei com minha mãe que estava feliz em trabalhar no INPE. Que estava quase realizado e que estava orgulhoso de ter me esforçado para sair de uma cidade no interior do Rio Grande do Sul e ir trabalhar com pessoas do mundo todo, muitas das quais eu admiro. Então ela, uma pessoa com pouca instrução mas com anos de sabedoria, me disse algo que tem pautado meu trabalho desde então:

*“Meu filho, cuidado para o sucesso não subir
a tua cabeça. Da onde viemos e para onde
vamos não precisamos de tanto orgulho.”*

[Riqueta Maria Stangherlin De Nardin, 2000]

Para minha surpresa, apenas algumas semanas depois, lendo alguns poemas de Mario Quintana, um homem reconhecidamente culto, encontrei este poeminha intitulado “biografia” que completou minha lição de humildade.

*“Era um grande nome – ora que dúvida!
Uma verdadeira glória.
Um dia adoeceu, morreu, virou rua...
E continuaram a pisar em cima dele.”*

[Mario Quintana, Na Volta da Esquina, 1979]

Ao final deste trabalho de tese, me deparei com uma pergunta que gostaria de compartilhar com todos. Mas eu sempre acho que as palavras ficam melhores na boca dos poetas, então é melhor deixar Carlos Drummond de Andrade fazer a pergunta por mim.

José

E agora, José?
A festa acabou,
a luz apagou,
o povo sumiu,
a noite esfriou,
e agora, José?
e agora, você?
você que é sem nome,
que zomba dos outros,
você que faz versos,
que ama, protesta?
e agora, José?

Está sem mulher,
está sem discurso,
está sem carinho,
já não pode beber,
já não pode fumar,
cuspir já não pode,
a noite esfriou,
o dia não veio,
o bonde não veio,
o riso não veio,
não veio a utopia
e tudo acabou
e tudo fugiu
e tudo mofou,
e agora, José?

E agora, José?
Sua doce palavra,
seu instante de febre,
sua gula e jejum,
sua biblioteca,
sua lavra de ouro,
seu terno de vidro,
sua incoerência,
seu ódio – e agora?

Com a chave na mão
quer abrir a porta,
não existe porta;
quer morrer no mar,
mas o mar secou;
quer ir para Minas,
Minas não há mais.
José, e agora?

Se você gritasse,
se você gemesse,
se você tocasse
a valsa vienense,
se você dormisse,
se você cansasse,
se você morresse...
Mas você não morre,
você é duro, José!

Sozinho no escuro
qual bicho-do-mato,
sem teogonia,
sem parede nua
para se encostar,
sem cavalo preto
que fuja a galope,
você marcha, José!
José, para onde?

À minha mãe, **Riqueta Maria Stangherlin De Nardin**,
que transformou os sonhos de seus filhos em seus,
permitindo que nós fossemos felizes, com profundo
agradecimento e reconhecimento dedico.

AGRADECIMENTOS

Sempre agradeço a Deus em primeiro lugar. Algumas vezes não o faço explicitamente, não por opção ou por vergonha, mas porque isso não é necessário. Neste caso específico, faço questão de agradecê-Lo. Depois Dele, agradeço a todos aqueles que contribuíram para o cumprimento dessa etapa, em especial ao meu padrinho.

Meu agradecimento muito especial ao Doutor Mangalathayil Ali Abdu e ao Doutor José Humberto Andrade Sobral, por terem sido os guias deste trabalho. Sem eles, que atuaram em diversos e diferentes momentos da realização de meus trabalhos no INPE, esta tese não seria uma realidade.

Também devo um agradecimento especial ao Doutor Jorge L. Chau, pesquisador do *Jicamarca Radio Observatory*, que contribuiu significativamente para o desenvolvimento deste trabalho durante o período de estágio realizado nesta instituição. Sem sua ajuda a análise de dados desta tese não teria sido possível. Aproveitamos também para agradecer aos Engenheiros Marco Milla, Pablo Reyes e Danny Scipion pelas frutíferas e muitas discussões realizadas sobre os ajustes gaussianos, com especial destaque para os esforços do Engenheiro Marco Milla em compreender e esclarecer minhas dúvidas.

Agradeço à equipe do laboratório: Engenheiro Lázaro Camargo e Tecnólogo Francisco V. P. Mesquita, pelo suporte prestado ao projeto do radar RESCO. Também agradeço pelas informações fornecidas sobre os detalhes dos programas de aquisição entre outras minúcias. Aqui aproveito para agradecer ao Engenheiro João Gualberto Cerqueira Júnior pelo suporte ao sistema de alta potência do radar RESCO. Também deve ser lembrada a equipe que trabalha no Observatório Espacial de São Luís, sob a coordenação do Engenheiro Acácio Cunha Neto: o Engenheiro Edil James dos Santos e o Tecnólogo Paulo Roberto Alves Silva, além de toda sua equipe de apoio. Agradeço pelo bom trabalho que vocês vêm prestando em todos estes anos.

Aos membros das bancas examinadoras, de qualificação, proposta e tese. Aqui também devem ser lembrados todos os coordenadores acadêmicos do curso de pós-graduação em Geofísica Espacial pelo seu desprendimento e esforço em manter o excelente padrão deste curso. Também menciono meu agradecimento aos membros do Conselho de Pós-Graduação pelo seu tempo voluntarioso dedicado ao curso.

Aos pesquisadores do grupo de pesquisa da Divisão de Aeronomia pela convivência agradável e acolhedora. Aqui presto um agradecimento especial àqueles pesquisadores que apontaram soluções e levantaram problemas e questionamentos ao longo dos meus doutorado e mestrado. Todos os comentários ajudaram a enriquecer este trabalho. Ao pessoal da equipe de redução de dados que continuamente mostram seu empenho em ajudar-nos neste difícil e, muitas vezes cheio de surpresas, trabalho de processamento de dados. Aqui também merece reconhecimento os Acadêmicos Hugo Santana de Araújo e Erick Monfrinatti Cogliandro, que ajudaram no trabalho de catalogação dos dados do radar RESCO.

Agradeço aos pesquisadores que cooperaram em diversas fases do processo de desenvolvimento de uma tese, dentre eles: Doutor Bella Fejer, Doutor Jorge Chau, Doutor Ronald Woodman, Doutor Erhan Kudeki. Todas as discussões que tivemos foi de grande valia. Também agradeço aos demais pesquisadores que sugeriram e apontaram possíveis explicações nos congressos em que participei. É sempre agradável quando alguém com experiência nos campos onde trabalhamos dedica atenção ao nosso trabalho.

Agradeço ao Doutor Toyo Kamei da Universidade de Kyoto, que providenciou e continua providenciando o índice auroral, ao Doutor Nalin B. Trivedi e ao Doutor Severino L. G. Dutra pelos dados de magnetômetros fornecidos, ao Doutor Eurico Rodrigues de Paula pelos mapas RTI do radar coerente de 30 MHz que ilustraram algumas seções desta tese, ao *National Geophysical Data Center* (NOAA) pela disponibilização do índice Dst.

Agradeço ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) pelo suporte fornecido ao longo de todo o trabalho de doutorado. Com isso sintam-se agradecidos todos os funcionários que vêm contribuindo de qualquer forma para o bom trabalho desenvolvido nesta instituição: o pessoal da gráfica e as secretárias em especial. Neste momento, aproveito para agradecer aos chefes da Divisão de Aeronomia (DAE) que desenvolveram seus trabalhos durante o período em que realizei minhas atividades e apoiaram este projeto.

Agradeço à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) por apoiar este projeto de doutoramento através do projeto nº 98/16156-8. Meus agradecimentos também pelo apoio dispensado ao projeto de desenvolvimento do radar RESCO (processo nº 99/00437-0). Também não devo esquecer o Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico (CNPq) que contribui com o financiamento das bolsas de iniciação científica, através do programa institucional PIBIC/UFSP, e com a bolsa de mestrado. Sem este apoio fundamental no início das minhas atividades científicas, não seria possível ter chegado ao nível de doutorado.

Agradeço aos colegas de trabalho, que antigamente eu costumava denominar colegas de turma, pelo excelente tempo em que estivemos juntos. Aqui estão incluídos todos os amigos que dividiram suas horas de folga comigo e que ajudaram a recuperar-me deste estressante trabalho que é realizar um doutorado neste instituto. Aqui dedico um agradecimento especial ao Doutor Luís Eduardo Antunes Vieira e ao Doutor Alisson Dal Lago que ajudaram a reduzir o número de erros tipográficos e ortográficos, além de ajudar a melhorar a clareza e a interpretação do texto.

A todos aqueles que contribuíram profissionalmente, direta ou indiretamente, para que este trabalho fosse realizado e para que eu pudesse chegar até este ponto de minha vida acadêmica, meus sinceros agradecimentos. Não posso deixar de evidenciar um agradecimento especial ao Dr. Nelson Jorge Schuch.

Agradeço sempre aos meus pais pelo seu empenho em minha formação. Em especial a minha mãe, Riqueta Maria Stangherlin De Nardin. Agradeço também a toda minha família pelo apoio demonstrado de diversas formas, em especial à minha irmã Cleiva de Fátima De Nardin, que sempre demonstrou interesse pelo meu trabalho.

Também desejo fazer um agradecimento carinhoso a minha professora de ciências do primeiro grau, a professora Cléa Bitencourt do Nascimento, pelas suas aulas de física elementar no Instituto de Educação Olavo Bilac, em Santa Maria - RS, que me cativaram e, possivelmente, abriram meus olhos para a beleza da ciência. Também agradeço seu dinamismo e entusiasmo em promover todas as aulas práticas. Saiba que considero seu trabalho extremamente valioso. Isto demonstra o valor da escola pública de qualidade.

Por último, agradeço à minha esposa Alice Altissimo. Este agradecimento vem ao final não por exclusão mas pela certeza de que ela sabe estar na base de tudo o que faço e de que este trabalho não teria seu êxito sem seu apoio, incentivo, compreensão e, principalmente, envolvimento.

RESUMO

Esta tese de doutorado apresenta os resultados dos estudos da eletrodinâmica da ionosfera equatorial durante o período de máxima atividade solar (1999-2000). Para este estudo foi desenvolvida uma nova abordagem na análise dos dados do radar de espalhamento coerente de 50 MHz através da estimação de parâmetros de curvas Gaussianas ajustadas aos espectros Doppler. Esta técnica é apresentada, demonstrada e validada com dados de teste e experimentais. Um estudo da variabilidade das irregularidades de 3 metros do eletrojato equatorial sob atividade auroral calma e perturbada é apresentado com objetivo de demonstrar a diversidade de fenômenos no eletrojato equatorial e suas grandes variabilidades no setor longitudinal brasileiro. Este estudo proporcionou um bom panorama de alguns aspectos importantes do eletrojato equatorial sob condições magneticamente calmas e perturbadas. Uma análise do formato e intensidade do eletrojato, baseada em sua parametrização foi realizada, em duas etapas. A primeira etapa foi feita com o conjunto de dados cobrindo o período de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001. Este estudo serviu para confirmar as expectativas iniciais e para refinarmos a técnica de parametrização do eletrojato equatorial que foi desenvolvida. A segunda etapa foi extensão deste estudo para todo o conjunto de dados de 2002, separado de acordo com a atividade magnética e a sazonalidade. Este estudo ratificou as conclusões do estudo inicial mostrando a existência de uma assimetria leste-oeste na potência do sinal recebido pelo espalhamento dos pulsos do radar nas irregularidades de 3 metros do eletrojato equatorial no setor brasileiro. Além disso, são apresentadas características das variações diárias e sazonais desta assimetria. Também é apresentado o surgimento de uma região de espalhamento nos horários após o pôr-do-Sol no período calmo de verão. A técnica de estimação de parâmetros de curva Gaussiana aplicada aos espectrogramas determinou as frequências Doppler das irregularidades de plasma que foram usadas para calcular campos elétricos de polarização e zonal em várias alturas do eletrojato. Este estudo inclui a análise da variação destes campos com a altura, com as estações do ano e com a geometria da observação. Além do mais, os nossos resultados foram comparados com valores dos campos elétricos do eletrojato equatorial encontrados na literatura científica. Neste estudo, pudemos confirmar a presença de uma assimetria nas frequências / velocidades tipo 2, semelhante àquela observada para a potência recebida pelos feixes leste e oeste nos estudos anteriores.

STUDY OF THE EQUATORIAL IONOSPHERE ELECTRODYNAMICS DURING THE SOLAR MAXIMUM PERIOD (1999-2002)

ABSTRACT

This thesis presents the results from the study of the equatorial ionosphere electrodynamics during the solar maximum period (1999-2002). For this study a new approach in the analysis of the 50 MHz coherent back-scatter radar data based on Gaussians fitting of the Doppler spectra was developed. The technique is presented, demonstrated and validated with test and experimental data. The variability of the 3-meter irregularities of the equatorial electrojet is studied during quiet and disturbed auroral activity to demonstrate the diversity of the equatorial electrojet phenomenology and its variability in the Brazilian sector. This study had given us a good idea of some important aspects of the equatorial electrojet during quiet and disturbed conditions. An analysis of intensity and format of the equatorial electrojet based on its parameterization was carried on in two steps. First step of analysis comprehended the data set covering the period from January 23 to February 15, 2001. This step confirmed the initial expectations and was used to improve the technique of parameterizations. Second step was an extension of the preliminary study using the 2002 data set covering the whole year. In this step, the data set was separated according to the magnetic activity and season. The second step analysis confirmed the presence of an East-West power asymmetry in the back-scatter radar signal in the Brazilian sector, as seen in the first step. Besides, some daily and seasonal characteristics of this power asymmetry are presented. The appearance of a scattering region after sunset during magnetically quiet conditions around the summer solstice is also shown. The Gaussian fitting applied to the spectrograms yielded the Doppler frequencies of the plasma irregularities that were used to calculate the polarization and the zonal electric fields at various electrojet heights. This study included an analysis of the variability of these fields in height, season and according the geometry of the sounding. Moreover, the results from our calculations were compared to the others values of electric fields from the equatorial electrojet available in the scientific literature. From this study we could confirm the presence of an asymmetry in the frequencies/velocities type 2, similar to the power asymmetry observed in the earlier studies.

SUMÁRIO

	Pág.
LISTA DE FIGURAS	
LISTA DE TABELAS	
LISTA DE SÍMBOLOS	
LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS	
CAPÍTULO 1 INTRODUÇÃO	35
CAPÍTULO 2 A REGIÃO E DA IONOSFERA, O ELETROJATO EQUATORIAL E SUAS IRREGULARIDADES DE PLASMA	37
2.1 A Ionosfera Terrestre	37
2.2 Região E	39
2.3 O Dínamo Ionosférico	40
2.3.1 A Teoria do Dínamo Atmosférico	40
2.4 O Eletrojato Equatorial	44
2.4.1 Condutividade da Ionosfera Equatorial	45
2.4.2 A Formação do Eletrojato Equatorial	47
2.5 As Irregularidades do Eletrojato Equatorial	51
2.5.1 Características Gerais das Irregularidades Ionosféricas	52
2.5.2 Condição Limite para o Campo Elétrico	54
2.5.3 Seção Plana de Espalhamento	54
2.5.4 Altura de Proveniência dos Ecos do Eletrojato	56
2.5.5 Turbulência do Eletrojato	57
2.5.6 Influência da Temperatura e do Vento Neutro	58
2.5.7 Mecanismos de Geração das Irregularidades	60
2.5.7.1 Instabilidade do tipo Dois Feixes ou Farley-Buneman	61
2.5.7.2 Instabilidade do tipo Deriva de Gradiente	67
2.5.8 Frequência de Oscilação e Taxa de Crescimento Linear	68
2.5.9 Observação Simultânea de Irregularidades tipo Farley-Buneman e tipo Deriva de Gradiente e as Teorias Lineares	72

CAPÍTULO 3 UTILIZAÇÃO DE RADARES EM ESTUDO DE IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS	77
3.1 Princípios Gerais dos Radares	78
3.2 Teorias dos Espalhamentos Coerente e Incoerente	80
3.2.1 Espalhamento Coerente	80
3.2.2 Espalhamento Incoerente	83
3.3 O Efeito Doppler e o Cálculo da Velocidade	85
3.4 A Transformada de Fourier	87
3.5 Estudo Ionosféricos Utilizando Radares Coerentes	89
3.6 Exemplos de Estudos Utilizando Radares Coerentes na Região Equatorial	90
3.7 Características Técnicas Básicas do Radar de Retro-Espalhamento Coerente de 50 MHz (RESCO)	93
CAPÍTULO 4 MÉTODO DE ANÁLISE DE DADOS DO RADAR RESCO	95
4.1 O Pré-Processamento dos Dados Brutos do Radar	96
4.1.1 Controle e Transmissão dos Sinais do Radar RESCO	96
4.1.2 Aquisição dos Ecos Retro-Espalhados	97
4.1.3 Análise Espectral, Espectrogramas e Mapas RTI	99
4.2 Método de Obtenção de Parâmetros dos Espectros de Potência	102
4.3 Determinação do Nível de Potência de Ruído	104
4.4 Modelagem dos Espectros de Potência por Curvas Gaussianas	108
CAPÍTULO 5 AVALIAÇÃO, DEFINIÇÃO E VALIDAÇÃO DOS MÉTODOS DE ESTIMAÇÃO DE PARÂMETROS DE ESPETROS DE POTÊNCIA	111
5.1 Estudos de Restrições nos Parâmetros Estimados	111
5.1.1 Estimação de Parâmetros em um Espectrograma Característico	111
5.1.2 Estimação de Parâmetros de Espectros de Potências com Características Diversas	115
5.2 Estudos de Janelamento dos Espectros de Potência	122
5.3 Validação dos Parâmetros Obtidos Baseados em Características Conhecidas dos Espectros de Potência das Irregularidades	129

CAPÍTULO 6 ESTUDOS DA VARIABILIDADE DAS IRREGULARIDADES DE 3-METROS DO EEJ SOB ATIVIDADE AURORAL CALMA E PERTURBADA	137
6.1 Introdução.....	137
6.2 Aquisição, Processamento e Método de Análise dos Dados.....	140
6.3 Transientes na Intensidade de Potência Recebida das Irregularidades de 3 metros e Correlação da Intensidade do EEJ com as Flutuações na Atividade Auroral	141
6.4 Dependência da Resposta do EEJ à Atividade Auroral de Acordo com a Hora Local	148
6.5 Variabilidade na Intensidade de Potência Recebida das Irregularidades de 3 metros sob Condições Calmas.....	149
6.6 Distribuição Vertical das Características Espectrais das Irregularidades Farley-Buneman e de Deriva de Gradiente	152
CAPÍTULO 7 ANÁLISE DE INTENSIDADE E FORMATO DO ELETROJATO EQUATORIAL	159
7.1 Parâmetros das Sondagens e Método de Análise de Dados	159
7.2 Estudo com o Conjunto de Dados do Início de 2001	163
7.2.1 Resultados Obtidos e Discussões	164
7.2.1.1 Centro da Região de Retro-Espalhamento (EJC).....	165
7.2.1.2 Espessura da Região de Retro-Espalhamento (EJT).....	168
7.2.1.3 Potência de Sinal Retro-Espalhado (EJP)	172
7.2.1.4 Nível de Ruído da Região de Retro-Espalhamento (EJN).....	175
7.3 Estudo com o Conjunto de Dados de 2002	176
7.3.1 Resultados Obtidos e Discussões	177
7.3.1.1 Ascensão do Centro da Região de Retro-Espalhamento	182
7.3.1.2 Assimetria Leste-Oeste na Potência de Sinal.....	187
7.3.1.3 Região de Espalhamento nos Horários Após o Pôr-do-Sol	191
CAPÍTULO 8 CÁLCULO DE CAMPOS ELÉTRICOS DA REGIÃO E IONOSFÉRICA UTILIZANDO DADOS DE ESPALHAMENTO COERENTE	199

8.1	Revisão do Estudo de Campos Elétricos do EEJ	199
8.2	Parâmetros das Sondagens e Método de Análise de Dados	202
8.3	Modelo de Condutividade Ionosférica Desenvolvido	205
8.4	Resultados Obtidos e Discussões	213
8.4.1	Variação dos Campos Elétricos do EEJ com Altura	221
8.4.2	Variação Diária e Sazonal dos Campos Elétricos do EEJ	223
8.4.3	Variação dos Campos Elétricos do EEJ com a Geometria de Observação pelo Radar	225
CAPÍTULO 9 CONCLUSÕES		229
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		239
APÊNDICE A - Fluxograma da Rotina de Determinação do Nível de Potência Espectral de Ruído		259
APÊNDICE B - Algoritmo da Rotina de Determinação do Nível de Potência Espectral de Ruído		261
APÊNDICE C - Método de Estimação de Parâmetros e Ajuste de Curvas à Dados Experimentais		263
C.1	Método de Ajuste Pela Estimativa da Máxima Probabilidade	264
C.2	Gradiente e Linearização da Função “Objetivo”	266
C.3	Modificação de Levenberg-Marquardt	270
C.4	Restrições aos Parâmetros	271
APÊNDICE D - Efeito da Amostragem do Eco Recebido na Obtenção dos Parâmetros Espectrais		275
APÊNDICE E - Prova Matemática da Eliminação do Fator 2 na Transformação da Equação (C.11) para (C.16)		277
APÊNDICE F - Rotina de Aplicação de Restrições aos Parâmetros Ajustados pelo Modelo		279
APÊNDICE G - Fluxograma da função <i>EVALUATE_PAR</i>		281

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
2.1 - Exemplo de perfis diurnos dos principais constituintes da atmosfera neutra (linhas tracejadas) terrestres, baseado em medidas de espectrômetros de massa, e da ionosfera (linhas sólidas). A linha grossa define o perfil de densidade eletrônica, o qual é equivalente ao somatório de todos os constituintes ionizados	38
2.2 - Variações magnéticas de várias latitudes geomagnéticas, durante o período de equinócio, sob condições de dia calmo Sq, onde $\Delta X'$, $\Delta Y'$ e $\Delta Z'$ são desvios do campo B vistos nos magnetogramas, respectivamente com sentido para norte, leste e para baixo	41
2.3 - Formação do sistema Sq de correntes, baseado na teoria do dínamo atmosférico. No esquema são mostrados os ventos neutros U no sentido dos pólos no lado iluminado pelo Sol, as correntes de altas latitudes $\mathbf{J} = \underline{\sigma} \cdot ((\mathbf{U} \times \mathbf{B}) - \nabla\phi)$ que polarizam os terminadores e o eletrojato equatorial $\mathbf{J} = \underline{\sigma} \cdot \mathbf{E}$	44
2.4 - Perfil de condutividade mostrando a variação das condutividades longitudinal (σ_0), Pedersen (σ_1) e Hall (σ_2) com a altura. [1 e.m.u. (cgs) = 1011 S/m (SI)]	47
2.5 - Perfis verticais de densidades das três variáveis de interesse na formação da corrente do EEJ: a relação entre as condutividades Pedersen e Hall; o campo elétrico de polarização vertical; e a própria corrente do EEJ	49
2.6 - Espectro de potência de ecos de 110 km de altura nos horários das (a) 11 h 1 min e (b) 1 h 20 min; obtidos com radar Doppler de 49,93 MHz, do Jicamarca <i>Radio Observatory</i> , com o feixe da antena direcionado 45° para oeste	50
2.7 - Espectros de potência característicos de sinais retro-espalhados pelas irregularidades do eletrojato equatorial, para um radar Doppler de 50 MHz. O eixo horizontal é a faixa de excursão do deslocamento Doppler e o eixo vertical é a amplitude de potência do sinal retro-espalhado	53
2.8 - Desenho representativo da variação da seção plana de espalhamento, com respeito ao ângulo de zênite do feixe do radar, mostrando (a) uma ilustração física do formato das irregularidades e (b) os dois modos de sondagem atualmente operacionais no radar	55
2.9 - Seqüência temporal de espectros obtidos de sondagens verticais (a) diurnas da altitude de 105,75 km; e noturnas das alturas de (b) 96 km e (c) 109,5 km	58

2.10 - Variação (a) de velocidade zonal do vento neutro U (positivo para oeste) e (b) variação da temperatura média de 210 K a 0° (curva sólida), 6° (curva tracejada), 12° (curva traço-ponto) e 18° (curva traço-duplo ponto) de latitude, em condições de equinócios, para a altitude de 105 km	59
2.11 - Velocidade de fase de ondas longitudinais, com diferentes comprimentos de onda, necessária para excitar uma instabilidade de plasma com diferentes ângulos α entre o vetor de onda \mathbf{k} e o campo magnético \mathbf{B}	65
2.12 - Velocidade de fase requerida para excitar ondas com diferentes comprimentos de ondas e várias razões de crescimento. Somente ondas perpendiculares com o campo magnético são consideradas	66
2.13 - Representação simplificada do mecanismo de instabilidade de deriva de gradiente no eletrojato equatorial diurno	68
2.14 - Variação da componente H do campo geomagnético (linha contínua) sobreposta pela velocidade para oeste VR das irregularidades relacionadas com instabilidades do tipo Farley-Buneman (quadrados) e deriva de gradiente (pontos) em Addis Ababa, para um dia típico de condições normais de EEJ (21 de julho de 1977)	73
2.15 - Variação da componente H do campo geomagnético (linha contínua) sobreposta pela velocidade para oeste VR das irregularidades relacionadas com as instabilidades do tipo Farley-Buneman (quadrados) e deriva de gradiente (pontos) em Addis Abeba, para um dia de forte CEJ (21 de janeiro de 1977)	74
3.1 - Região espalhando em ressonância. A fase do campo incidente muda completamente ao longo do comprimento da região	82
3.2 - Efeito Doppler no sinal recebido, quando temos uma irregularidade ionosférica se afastando ou se aproximando do radar com velocidade \mathbf{v}	86
3.3 - Mapa de variação temporal de intensidade médio, referente ao período entre 23 de janeiro e 15 de fevereiro de 2001, gerado a partir dos dados do radar RESCO, obtidos em São Luís do Maranhão – MA	91
3.4 - Mapa de variação temporal de intensidade de potência (RTI) do sinal retro-espalhado de irregularidades ionosféricas de 5 metros, obtido com o radar de São Luís do Maranhão, Brasil	92
4.1 - Diagrama temporal contendo os pulsos de sinais transmitidos e as janelas de amostragem do eco recebido pelo radar de retro-espalhamento coerente de 50 MHz de São Luís do Maranhão	97

4.2 - Esquema de funcionamento da primeira filtragem de informação utilizando os detectores de fase e os filtros de 50 kHz. Nessa figura, A é a amplitude de uma onda genérica, δ é o coeficiente devido ao efeito Doppler e ω é a frequência angular da onda devido ao sinal emitido	97
4.3 - Exemplo de variação das componentes em fase e em quadratura com os pulsos recebidos e do espectro de potência obtido através da análise espectral de Fourier. Os dados foram obtidos em São Luís do Maranhão - MA em 06 de dezembro de 2000, às 14 h 07 min 06 s e correspondem à altitude de 107,8 km	100
4.4 - Exemplo de espectrograma obtido pelo agrupamento de todos os espectros referentes à altura de 107,8 km (gate 12). Os dados foram obtidos em São Luís do Maranhão - MA em 06 de dezembro de 2000	101
4.5 - Exemplo de ajuste de curvas Gaussianas (linha azul grossa e tracejada) a um espectro de potência simulado (linha preta contínua). As linhas vermelhas tracejadas determinam o centro da distribuição de frequência das curvas Gaussianas. A diferença entre as linhas vermelha e cor-de-rosa tracejadas determinam os respectivos desvios padrões das curvas Gaussianas. A linha verde traço-ponto determina o nível de ruído do espectro simulado. A área amarela determina a soma das áreas das duas curvas Gaussianas	103
4.6 - Exemplo de espectro de potência obtido pela análise dos ecos retro-espalhado pelas irregularidades de 3 metros do EEJ e recebido pelo radar RESCO	105
4.7 - Diagrama esquemático do método de ajuste por mínimos erros médios quadrados, de curvas Gaussianas aos espectros de potência dos sinais retro-espalhados das irregularidades do EEJ	108
5.1 - Espectrogramas obtidos pela pré-análise dos dados brutos simulados, ajustados pelo (a) método convencional de Levenberg-Marquardt e pelo (b) método com restrições de parâmetros	113
5.2 - Espectrograma com as suas 7 regiões características da influência da presença das irregularidades de plasma tipo 1 e tipo 2 nos espectros de potência	118
5.3 - Espectrogramas com 360 espectros sem suavização tipo 2 (simulação 5) e 90 espectros sem suavização tipo 1 (simulação 3), ajustados pelo (a) método convencional de Levenberg-Marquardt e pelo (b) método com restrições de parâmetros	118
5.4 - Variação da frequência Doppler tipo 2 ao longo do dia 06/12/2000, estimada por 4 métodos diferentes: (a) com janelamento do espectro e com restrição no espaço de parâmetros; (b) somente com restrição no espaço de busca dos parâmetros; (c) com janelamento do espectro; e (d) sem janelamento do espectro	125

5.5 - Variação da frequência Doppler tipo 2, suavizada pelo método de média móvel de 5 pontos, ao longo do dia 06/12/2000, estimada por 4 métodos diferentes: (a) com janelamento do espectro e com restrição no espaço de parâmetros; (b) somente com restrição no espaço de busca dos parâmetros; (c) com janelamento do espectro; e (d) sem janelamento do espectro	127
5.6 - Variação da frequência Doppler associada com as irregularidades tipo 2, avaliada com base na física do fenômeno, ao longo do dia 06/12/2000, estimada por 4 métodos diferentes: (a) com janelamento do espectro e com restrição no espaço de parâmetros; (b) somente com restrição no espaço de busca dos parâmetros; (c) com janelamento do espectro; e (d) sem janelamento do espectro	132
5.7 - Variação da frequência Doppler associada com as irregularidades tipo 2, avaliada com base na física do fenômeno e suavizada pelo método de média móvel de 5 pontos, ao longo do dia 06/12/2000, estimada por 4 métodos diferentes: (a) com janelamento do espectro e com restrição no espaço de parâmetros; (b) somente com restrição no espaço de busca dos parâmetros; (c) com janelamento do espectro; e (d) sem janelamento do espectro	134
6.1 - Variação do índice auroral AE e de suas componentes AU e AL, para o período de 1° a 20 de dezembro de 1999	139
6.2 - Mapas de Variação de Intensidade do EEJ para os três dias perturbados: 11, 12 e 13 de dezembro de 1999, obtido com o radar RESCO (painel inferior). No painel superior de cada gráfico são apresentados os índices aurorais AU (linha azul) e AL (linha vermelha), e também o índice relacionado com a corrente anelar (Dst). O painel central mostra a variação da componente horizontal (ΔH) do campo magnético terrestre registrada em Vassouras (linha azul) e em Jicamarca (linha vermelha). A linha preta representa o efeito da perturbação determinado pela diferença entre as componentes ΔH em Jicamarca e Vassouras	142
6.3 - Evolução de uma seqüência de tempestades magnéticas, representada pelo índice auroral (painel superior), que ocorreram em 13 de dezembro de 1999 (linha contínua), relacionadas com as perturbações na componente horizontal do campo magnético em Jicamarca (painel inferior). As linhas tracejadas representam as variações da componente horizontal do campo magnético em Jicamarca no dia 14 de dezembro de 1999 (painel inferior), o qual foi um dia quieto tomado com referência (painel superior)	147

6.4 - Diagrama de dispersão da amplitude do efeito da perturbação obtido dos dados de magnetômetros contra o índice auroral para 12 de dezembro de 1999. O diagrama à esquerda contém valores obtidos para os horários em torno do meio-dia local (entre 10 e 14 h). O diagrama à direita contém valores obtidos para os horários do amanhecer e do entardecer (antes das 10 h e após as 14 h)	148
6.5 - Mapas de Variação de Intensidade do EEJ para os três dias calmos: 15, 16 e 17 de dezembro de 1999, obtido com o radar RESCO (painel inferior). No painel superior de cada gráfico são apresentados os índices aurorais AU (linha azul) e AL (linha vermelha), e também o índice relacionado com a corrente anelar (Dst). O painel central mostra a variação da componente horizontal (ΔH) do campo magnético terrestre registrada em Vassouras (linha azul) e em Jicamarca (linha vermelha). A linha preta representa o efeito da perturbação determinado pela diferença entre as componentes ΔH em Jicamarca e Vassouras	151
6.6 - Conjunto de espectrogramas para os três dias perturbados (11,12 e 13 de dezembro de 1999) apresentados na FIGURA 6.2	154
6.7 - Conjunto de espectrogramas para os três dias calmos (15, 16 e 17 de dezembro de 1999) apresentados na FIGURA 6.5	155
6.8 - Perfil vertical de velocidade Doppler para os dias 16 (dia calmo) e 11 (dia perturbado) de dezembro de 1999	157
7.1 - Mapa de variação temporal de intensidade médio, correspondente ao período de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001 para os feixes oeste e leste. Nestes mapas a resolução temporal é de 2 min com amostragem em altura de 2,6 km. A escala de cores representa a potência de sinal recebido	165
7.2 - Variação do EJC médio estimado do conjunto de mapas RTI do período de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001 para os feixes oeste e leste. As barras de erros foram calculadas para uma confiança estatística de 98%	166
7.3 - Variação do EJ_{T_w} e do EJ_{T_e} estimado à meia potência de sinal (painel superior) e estimado ao nível do dobro da potência de ruído (painel inferior). Os gráficos da esquerda mostram o EJT estimado considerando o EEJ totalmente horizontal, enquanto os gráficos da direita mostram o EJT estimado considerando o EEJ inclinado, com respeito ao feixe do radar. As barras de erro foram calculadas para uma confiança estatística de 98%	169
7.4 - Variação temporal do EJP_w (painel superior) e do EJP_e (painel inferior). As barras de erro foram calculadas para uma confiança estatística de 98%	173

7.5 - Variação da razão simples EJP_w / EJP_e (painel superior), da razão considerando a espessura à meia potência (painel do meio) e da mesma razão considerando a espessura ao nível do dobro do ruído (painel inferior)	174
7.6 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período perturbado ($Kp > 3+$) em torno do solstício de verão de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts	178
7.7 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período calmo ($Kp \leq 3+$) em torno do solstício de verão de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts	178
7.8 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período perturbado ($Kp > 3+$) em torno do solstício de inverno de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts	179
7.9 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período calmo ($Kp \leq 3+$) em torno do solstício de inverno de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts	179
7.10 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período calmo ($Kp > 3+$) em torno dos equinócios de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts	180

7.11 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período calmo ($Kp \leq 3+$) em torno dos equinócios de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts	180
7.12 - Variação diária do EJC médio, estimado do conjunto de mapas RTI obtidos com o radar RESCO durante os períodos calmos (cores frias) e perturbados (cores quentes), separados de acordo com a direção do feixe utilizada e de acordo com a estação do ano	183
7.13 - Variação diária dos fatores assimétricos médios: simples (R_1) e por espessura (R_2), calculados do conjunto de parâmetros EJP e EJT, obtidos dos mapas RTI durante os períodos calmos (cores frias) e perturbados (cores quentes), separados de acordo com a estação do ano	188
7.14 - Evolução temporal dos parâmetros médios: EJC, EJT, EJP e EJN; calculados pela média dos mesmos parâmetros estimados dos perfis de potência individuais obtidos com o feixe oeste do radar RESCO, para o período de solstício de verão	193
7.15 - Deriva vertical média de plasma medida em Jicamarca durante o período de equinócio (março - abril e setembro - outubro), inverno (maio - agosto) e verão (novembro - fevereiro) para três níveis de atividade solar	195
8.1 - Desenho esquemático representando a configuração de linhas de campo magnético (para as alturas de 89 a 125 km) sobre o meridiano magnético, correspondente à longitude magnética de São Luís do Maranhão. Nesta figura estão localizados o radar RESCO, o meridiano magnético e os equadores geográfico e magnético	206
8.2 - Exemplos de perfis diurnos dos constituintes da ionosfera (linhas tracejadas), do equivalente perfil de densidade eletrônica (linha contínua grossa) e dos perfis dos constituintes da atmosfera neutra (linhas traço-ponto), utilizados no modelo de condutividade integrada	208
8.3 - Perfis verticais de taxas de colisão íons-neutros (linha vermelha) e elétrons-neutros (linha azul) calculados para as alturas de 90 a 130 km, para período de equinócio, nos horários em torno das 12 h (hora local)	209
8.4 - Perfis verticais da relação entre as condutividades locais Hall (σ_H) e Pedersen (σ_P) calculados com o modelo da Universidade de Kyoto e com o nosso modelo de condutividades locais	211

8.5 - Perfis verticais da relação entre as condutividades Hall e Pedersen locais (linha contínua) e integradas ao longo da linha de campo magnético (linha pontilhada)	212
8.6 - Variação com altura do campo elétrico de polarização (E_z) médio ao longo do dia para os três períodos de 2002: (azul) solstício de verão; (violeta) solstício de inverno; e (verde) equinócios, obtidos dos dados do radar RESCO operando com o feixe: (LESTE) com ângulo de zênite de 30° leste e (OESTE) com ângulo de zênite de 30° oeste	215
8.7 - Variação com altura do campo elétrico zonal (E_y) médio ao longo do dia para os três períodos de 2002: (azul) solstício de verão; (violeta) solstício de inverno; e (verde) equinócios, obtidos dos dados do radar RESCO operando com o feixe: (LESTE) com ângulo de zênite de 30° leste e (OESTE) com ângulo de zênite de 30° oeste	218
8.8 - Variação diárias das relações entre os desvios padrões das frequências Doppler médias (com respeito ao seu valor médio) e as próprias frequências Doppler médias estimada no período de verão nas quatro alturas de estudo, para os feixes leste e oeste do radar RESCO	220
8.9 - Variação diária das velocidades Doppler médias para o período de solstício de verão de 2002 sob condições calmas ($kp \leq 3+$) obtidas pelo radar RESCO observando a região do EEJ utilizando feixe inclinado com ângulo de zênite de 30° para oeste. As barras de erro representam a variância da respectiva velocidade Doppler ajustada pelo método de estimação de parâmetros	222
8.10 - Geometria da sondagem oblíqua do EEJ pelo radar RESCO na presença de um movimento descendente das irregularidades (V_z), sobreposto ao seu deslocamento natural para oeste (V_y)	226
8.11 - Variação do campo elétrico de polarização (E_z) médio nos horários entre 8 e 9 h, calculado para a altura de 105,2 km e para o período de equinócios, obtidos dos dados do radar RESCO operando com o feixe: com ângulo de zênite de 30° leste (pontos azuis) e com ângulo de 30° oeste (pontos vermelhos)	227
D.1 - Espectros de potência do tipo 1 simulados (superior) sem incluir o efeito do janelamento amostral sobre o conjunto de dados e (inferior) incluindo este efeito	275

LISTA DE TABELAS

	Pág.
3.1 - Características Técnicas Básicas do Radar RESCO	93
5.1 - Parâmetros utilizados na primeira simulação dos dados brutos de radares coerentes, os quais serviram de teste do método de estimação de parâmetros	112
5.2 - Parâmetros utilizados na segunda simulação dos dados brutos de radares coerentes, os quais serviram de teste do método de estimação de parâmetro	116
5.3 - Erros % na estimação de parâmetros de acordo com a simulação	119
5.4 - Erros % na estimação de parâmetros de acordo com a região do espectrograma ..	121
5.5 - Estatística do conjunto de frequências Doppler tipo 2, para os diferentes métodos de estimação de parâmetros dos espectros de potência	126
5.6 - Estatística do conjunto de frequências Doppler tipo 2, suavizadas pelo método de média móvel de 5 pontos, para os diferentes métodos de estimação de parâmetros dos espectros de potência	128
5.7 - Estatística do conjunto de frequências Doppler tipo 2, para os diferentes métodos de estimação de parâmetros dos espectros de potência, avaliadas com base na física do fenômeno	131
5.8 - Estatística do conjunto de frequências Doppler tipo 2, para os diferentes métodos de estimação de parâmetros dos espectros de potência, avaliadas com base na física do fenômeno e após, suavizadas pelo método de média móvel de 5 pontos	134
7.1 - Classificação dos dados adquiridos usando o radar RESCO em 2002, de acordo com o nível de perturbação magnética e a estação do ano	162
7.3 - Assimetrias médias sazonais, parciais (de acordo com o nível de perturbação magnética) e total anual para o período de um dia de aquisição de dados no ano de 2002	190
8.1 - Valores do campo elétrico zonal nas alturas do eletrojato equatorial calculados, estimados e/ou supostos em estudos realizados nos setores peruanos e indianos	201
8.2 - Valores médios diários, máximos e mínimos dos campos elétricos de polarização (E_z) representativos dos períodos de verão, inverno e equinócios do ano de 2002, por faixa de altura e por feixe do radar, correspondente aos espectrogramas a partir dos quais eles foram obtidos	216
8.3 - Valores médios diários, máximos e mínimos dos campos elétricos zonais (E_y) representativos dos períodos de verão, inverno e equinócios do ano de 2002, por faixa de altura e por feixe do radar, correspondente aos espectrogramas a partir dos quais eles foram obtidos	217

LISTA DE SÍMBOLOS

Latinos

A	- peso molecular ponderado entre os componentes neutros e os componentes ionizados, u. m. a.
$A_{n,i}$	- peso molecular ponderado dos componentes neutros e dos componentes ionizados, u. m. a.
\mathbf{B}	- vetor campo magnético, nT
B	- modulo do vetor campo magnético, nT
c	- velocidade da luz no vácuo, $2,99792458 \times 10^8$ m / s
C_s	- velocidade íon-acústica (Equação 2.8), m / s
$d\theta$	- vetor elemento de linha de campo magnético, rad
\mathbf{E}	- vetor campo elétrico, mV / m
E_y	- campo elétrico zonal, mV / m
E_z	- campo elétrico de polarização, mV / m
H	- componente horizontal do campo magnético terrestre, nT
\mathbf{J}	- vetor corrente elétrica, A
\mathbf{k}	- vetor propagação de onda eletromagnética, m^{-1}
k	- constante de Boltzmann, $1,3806503(24) \times 10^{-23}$ J / K
$ k $	- módulo do vetor propagação de onda eletromagnética, m^{-1}
$m_{i,e}$	- massa média iônica e massa eletrônica, kg
$N_{n,i,e}$	- densidade da atmosfera neutra, iônica e eletrônica, cm^{-3}
q_e	- carga elétrica da partícula elementar, $1,602176462 \times 10^{-19}$ C
\mathbf{r}	- vetor posição do elemento de linha de campo magnético, m
R_1	- fator assimétrico médio simples (Equação 7.2), adimensional
R_2	- fator assimétrico médio por espessura obtida pelo método tradicional (Equação 7.2), adimensional
R_3	- fator assimétrico médio por espessura obtida pelo novo método, baseado no nível de ruído (Equação 7.2), adimensional
$T_{i,e}$	- temperatura da iônica e eletrônica, K

T_n	- temperatura da atmosfera neutra, K
\mathbf{U}	- vetor vento neutro, m / s
\mathbf{V}	- vetor velocidade de deslocamento, m / s
V_D	- velocidade de deslocamento Doppler, m / s
V_ϕ	- velocidade de fase, m / s

Gregos

Γ	- taxa de crescimento linear da instabilidade de plasma, s^{-1}
θ	- ângulo de inclinação do feixe do radar com respeito ao zênite, $^\circ$
λ	- comprimento de onda, m
$\nu_{i,e}$	- taxa de colisão íons-neutros e elétrons-neutros, s^{-1}
ξ	- constante utilizada no ajuste exponencial de EJC, 1 km
$\underline{\sigma}$	- tensor condutividade ionosférica (Equação 2.4), S
σ_0	- condutividade longitudinal, S / m
σ_1, σ_P	- condutividade Pedersen, S / m
σ_2, σ_H	- condutividade Hall, S / m
σ_3, σ_C	- condutividade Cowling, S / m
Σ_P	- condutividade Pedersen integrada ao longo da linha de campo, S
Σ_H	- condutividade Hall integrada ao longo da linha de campo, S
τ	- constante de tempo para crescimento por um fator "e", s
ψ_0	- fator anisotrópico (Equação 2.12), adimensional
ω	- frequência de oscilação de onda de plasma, Hz
$\Omega_{i,e}$	- girofrequência iônica e eletrônica, s^{-1}

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

AE	- índice relacionado com a atividade do eletrojato auroral
AL	- índice auroral relacionado com a corrente do eletrojato auroral com sentido oeste
AU	- índice auroral relacionado com a corrente do eletrojato auroral com sentido leste
EJC	- centro da região de espalhamento no perfil de potência constituinte do mapa de variação temporal de intensidade
EJN	- nível de ruído do perfil de potência constituinte do mapa de variação temporal de intensidade
EJP	- potência total de sinal retro-espalhada pelas irregularidades do eletrojato equatorial
EJT	- espessura da região de espalhamento no perfil de potência constituinte do mapa de variação temporal de intensidade
DFT	- transformada discreta de Fourier
<i>Dst</i>	- índice de atividade magnética relacionado com a corrente anelar
FFT	- transformada rápida de Fourier
IGRF	- modelo do campo geomagnético (do inglês, <i>International Geomagnetic Reference Field</i>)
IPP	- período de tempo entre transmissões de pulsos consecutivos
IRI	- modelo de densidade eletrônica (do inglês, <i>International Reference Ionosphere Model</i>)
<i>Kp</i>	- índice de atividade magnética global
NG	- número de janelas de amostragem de sinal
NP	- número de pulsos de transmissão
PW	- largura do pulso de transmissão do radar RESCO
RTI	- variação temporal de intensidade de potência
SNR	- relação da potência de sinal para a potência de ruído
SW	- largura da janela de amostragem de sinal digitalizado
TD	- tempo de espera para início do processo de amostragem do eco

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A ionosfera terrestre é o constituinte ionizado da atmosfera neutra terrestre, na forma de camadas condutoras localizadas entre, aproximadamente, 70 e 2000 km de altitude. Ela pode ser descrita como um plasma magnetizado multi-espécie, parcialmente ionizado e colisional, distribuído não homogeneamente em altura (camadas), latitude e longitude. Essas camadas de plasma oferecem uma gama de fenômenos ionosféricos capazes de interferir nos canais de telecomunicações ionosféricos e transionosféricos, além das diversas aplicações espaciais utilizando satélites. Entre esses fenômenos temos a anomalia equatorial e as irregularidades de plasma, numa grande escala espectral. Neste trabalho tratamos especificamente das irregularidades de plasma de 3 metros do eletrojato equatorial (EEJ, do inglês: *equatorial electrojet*), uma forte corrente eletrônica que flui nas alturas da região E da ionosfera.

No capítulo 2 será feita uma breve revisão dos conceitos e definições geofísicas relacionadas com o nosso objeto de estudo, o eletrojato equatorial. Além disso, apresentamos os fenômenos de irregularidades de plasma observados com radares coerentes, as quais consideramos nosso “traçador” para investigação do EEJ.

No capítulo 3 apresentaremos as teorias utilizadas nas sondagens ionosféricas pelos radares coerentes. Nós pretendemos apresentar de forma simplificada a maioria dos conceitos que são diretamente relacionados com a obtenção dos dados de radares. Também apresentaremos neste capítulo, a física e a matemática básicas usadas no pré-processamento dos dados de radar.

No capítulo 4, será explicitada a teoria de ajuste gaussiano que foi usada sobre os espectrogramas e sobre os mapas de variação temporal de intensidade

(RTI, do inglês: *range time intensity*). Também está incluída nesse capítulo, uma seção que trata da validação dos métodos.

No capítulo 5, apresentaremos os resultados das análises preliminares utilizadas para aferir nossos resultados e para verificar e certificar a eficiência do método utilizado.

No capítulo 6 apresentaremos os resultados dos estudos da variabilidade das irregularidades de 3 metros do eletrojato equatorial sob atividade auroral calma e perturbada, realizado com os dados coletados com o radar de espalhamento coerente de 50 MHz de São Luís (RESCO), nas campanhas de 1999.

No capítulo 7 apresentaremos e discutimos os resultados obtidos na nossa investigação do formato e intensidade do eletrojato equatorial. Este estudo que foi realizado em duas etapas. A primeira foi efetuada com os dados de janeiro e fevereiro de 2001, onde a técnica foi definida e refinada. Em seguida, este estudo foi entendido para todo o conjunto de dados coletados em 2002. Nesta etapa os dados foram divididos de acordo com a atividade magnética e com as estações do ano.

No capítulo 8 apresentaremos e discutimos a técnica de obtenção de campos elétricos do eletrojato equatorial a partir das irregularidades de plasma do tipo de deriva de gradiente. Também apresentamos os resultados deste cálculo para o período calmo de 2002 para as alturas do eletrojato equatorial e discutimos alguns aspectos dos resultados.

E, finalmente, no capítulo 9 sumariaremos as principais contribuições deste trabalho de tese e as conclusões obtidas pela interpretação dos resultados apresentados nos capítulos anteriores.

CAPÍTULO 2

A REGIÃO E DA IONOSFERA, O ELETROJATO EQUATORIAL E SUAS IRREGULARIDADES DE PLASMA

Neste capítulo, vamos rever conceitos geofísicos relacionados diretamente com a região E da ionosfera equatorial, onde está imerso nosso objeto de estudo: o eletrojato equatorial. Inicialmente definimos a região E da ionosfera terrestre e apresentamos seus principais formadores, constituintes e características. Em seguida introduzimos a teoria do dínamo ionosférico, fenômeno responsável pela formação do eletrojato equatorial e as condições da ionosfera local que proporcionam sua geração. Finalmente, são sumarizadas as características das irregularidades de plasma de 3 metros, as quais são responsáveis pelo retro-espalhamento dos sinais do radar coerente de 50 MHz. Também está incluída, ao final deste capítulo, a teoria que identifica os mecanismos de geração destas irregularidades ionosféricas.

2.1 A Ionosfera Terrestre

A ionosfera é mantida, principalmente, pela ionização solar nos comprimentos de onda do ultravioleta (EUV) e das bandas de Raios-X. Contudo, existem outros agentes ionizantes de menor importância para a ionosfera como um todo, mas que são de extrema relevância para regiões específicas da ionosfera. Um exemplo são os raios cósmicos e as partículas energéticas capazes de ionizar os constituintes da parte inferior da ionosfera.

A FIGURA 2.1 mostra exemplos de perfis diurnos dos principais constituintes da ionosfera (linhas contínuas) e o equivalente perfil de densidade eletrônica (linha contínua grossa). Ela também mostra exemplo de perfis de alguns constituintes da atmosfera neutra terrestres (linhas tracejadas) obtidos de medidas de espectrômetros de massa. Neste perfil é possível identificar um pico de densidade em torno de, aproximadamente, 250 km de altitude,

conhecido como pico da região F. A altura onde a máxima densidade eletrônica da ionosfera é encontrada varia com a latitude, do nível de atividade solar, da hora do dia, entre outras variáveis (Rishbeth e Garriott, 1969; Davies, 1965; Kelley, 1989).

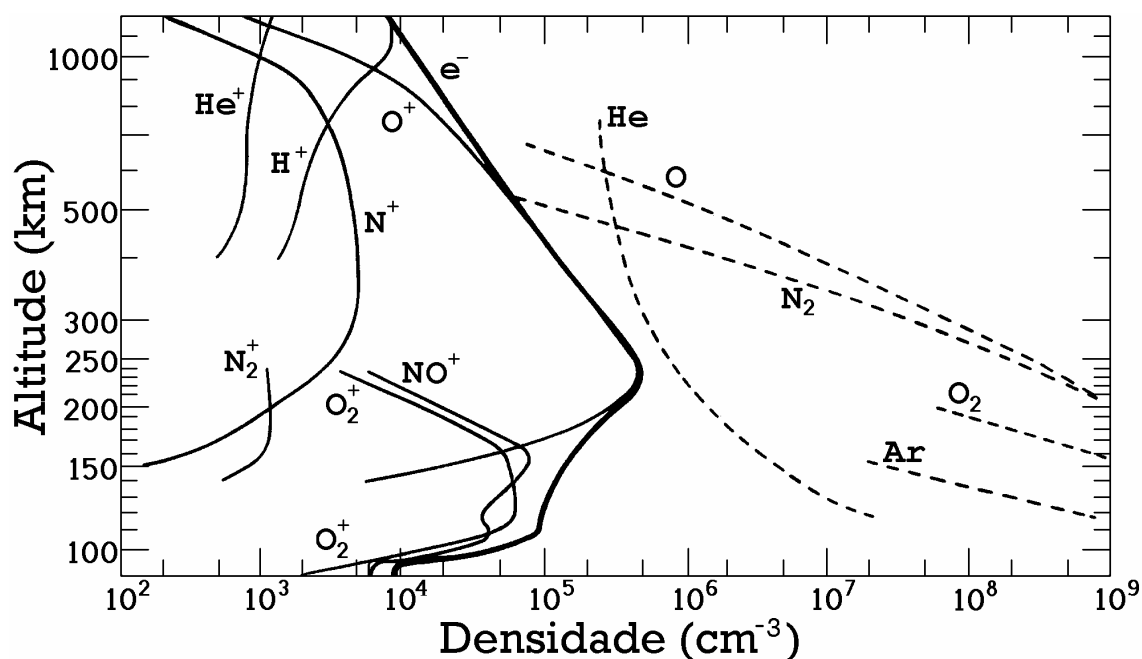


FIGURA 2.1 - Exemplo de perfis diurnos dos principais constituintes da atmosfera neutra (linhas tracejadas) terrestres, baseado em medidas de espectrômetros de massa, e da ionosfera (linhas sólidas). A linha grossa define o perfil de densidade eletrônica, o qual é equivalente ao somatório de todos os constituintes ionizados. FONTE: Kivelson e Russell (1995, p. 196).

A região F, ou camada F, é a denominação da porção superior da ionosfera. Esta camada subdivide-se em duas outras camadas: uma porção inferior, denominada região F1; e uma porção superior, denominada região F2. Na região F1, a competição entre os processos químicos de perda (quadrática e linear) de ionização produz um pico (ou uma inflexão) no perfil de densidade eletrônica. A região F2 é formada, basicamente, pela ionização do átomo de oxigênio enquanto a eficiência do processo de perda linear de ionização cai sensivelmente com altura, formando um máximo de densidade por volta de 250 - 300 km. Acima de seu máximo, a densidade de ionização decresce

exponencialmente com o aumento da altitude, em equilíbrio difusivo (Rishbeth e Garriott, 1969).

A porção inferior da ionosfera, na faixa entre, aproximadamente, 60 e 90 km de altitude é denominada região D. Devido, principalmente, a ela estar sob uma alta pressão da coluna de ar e sofrer ionização por diversas fontes, esta camada é a parte mais complexa da ionosfera do ponto de vista químico. A região intermediária entre as regiões F e D é conhecida como região E, a qual será descrita em detalhes nas seções subseqüentes.

2.2 Região E

A região E da ionosfera terrestre é caracterizada pela dominância dos processos químicos de fotoionização e dissociação recombinativa. Em geral, nesta região os processos de transporte, importantes na região F, podem ser negligenciados. Entretanto, no processo de formação da camada E-esporádica os processos de transporte devem ser considerados.

Os maiores constituintes neutros da região E são o nitrogênio molecular (N_2), o oxigênio molecular (O_2) e o oxigênio atômico (O). Temos ainda o óxido nítrico (NO), que mesmo sendo um constituinte minoritário é parte importante nas reações de produção eletrônica. Apesar da maior densidade iônica ser formada por fotoionização dos constituintes neutros mencionados, medidas *in situ* (Aikin e Goldberg, 1973) mostraram que os íons majoritários são o NO^+ e o O_2^+ . Isso pode ser explicado pelas constantes de tempo muito pequenas das reações de troca de carga, envolvendo os reagentes N_2^+ e O^+ , resultando em NO^+ .

Outra característica peculiar da região E é a presença significativa de íons metálicos como o Fe^+ , Mg^+ , Ca^+ e Si^+ entre outros (Narcisi e Bailey, 1965; Narcisi, 1966). Estes íons são provenientes, principalmente, de precipitações meteóricas na atmosfera terrestre resultando na decomposição dos bólidos em material ionizado.

2.3 O Dínamo Ionosférico

O campo elétrico do dínamo ionosférico da região E tem sido estudado já há bastante tempo desde que a teoria do dínamo atmosférico foi sugerida pela primeira vez (Chapman e Bartels, 1940; Vestine, 1960; Maeda e Kato, 1966; Lindzen e Chapman, 1969, Matsushita, 1969). Portanto, seu entendimento já está sedimentado e a teoria envolvida bem aceita pela comunidade científica.

Apesar de menos relevante para nosso trabalho, não se pode deixar de mencionar a existência do campo elétrico relacionado com o dínamo da região F. O primeiro a reportar a existência de um dínamo ionosférico nas alturas da região F, capaz de gerar campos elétricos foi Rishbeth (1971b). Desde então vários estudos envolvendo o dínamo da região F se sucederam (Rishbeth 1971a; Rishbeth 1981; Takeda e Araki, 1985; Goel et al., 1990; Crain et al., 1993).

O conhecimento do comportamento e formação dos dínamos ionosféricos e de seus campos elétricos é importante pela influência que eles exercem sobre outros fenômenos conhecidos. Acredita-se, por exemplo que o dínamo da região E é a força motriz formadora do eletrojato equatorial e de suas irregularidades (Forbes, 1981; Kudeki et al., 1987; Krishna Murthy et al., 1998). Quanto ao dínamo da região F, sua morfologia e os processos físicos relacionados ainda não estão completamente explicados. Contudo, existem estudos sobre a formação das bolhas de plasma na região F (Woodman e La Hoz, 1976; Sobral e Abdu, 1991; Abdu et al., 1992; Abdu, 1993) que levam em consideração o dínamo da região F ou a sua interconexão com a região E a fim de determinar se as instabilidades se desenvolverão ou não.

2.3.1 A Teoria do Dínamo Atmosférico

A teoria do dínamo atmosférico foi sugerida pela primeira vez por Balfour Stewart em 1882 e mais tarde foi desenvolvida por Chapman e Bartels (1940), Maeda e Kato (1966) e Lindzen e Chapman (1969), levando em conta a

existência de um sistema de correntes ionosféricas global. Medidas de variações magnéticas de várias latitudes geomagnéticas durante o período de equinócio sob condições de dia calmo (*Solar quiet - Sq*) apresentaram um padrão de variação diurno conforme mostra a FIGURA 2.2.

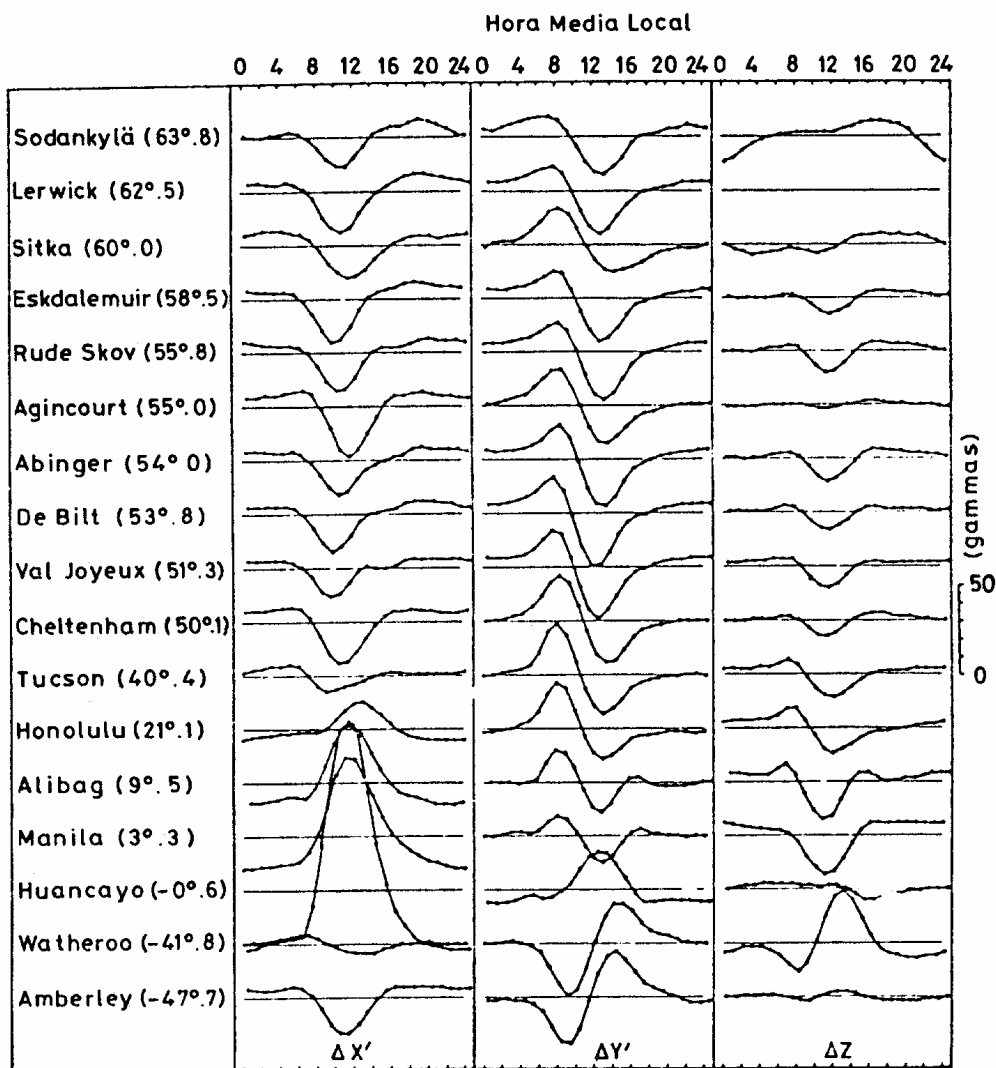


FIGURA 2.2 - Variações magnéticas de várias latitudes geomagnéticas, durante o período de equinócio, sob condições de dia calmo Sq, onde $\Delta X'$, $\Delta Y'$ e $\Delta Z'$ são desvios do campo B vistos nos magnetogramas, respectivamente com sentido para norte, leste e para baixo.

FONTE: Vestine (1960, p. 226).

Nesta figura, a escala de variação vertical (em gamas) está referenciada à abscissa de Tucson, a qual serve para todas as estações, bastando apenas

ajustar a referência zero. Uma representação conveniente da fonte dessa variação magnética regular é uma lâmina de corrente, fluindo nas alturas da região E da ionosfera, aproximadamente a 100 km de altitude, onde a condutividade máxima é encontrada (Rishbeth e Garriott, 1969). Uma lâmina de corrente para leste a essa altitude produz uma componente de campo magnético direcionada para norte ao nível do solo, enquanto uma lâmina de corrente direcionada para oeste produz uma componente para sul. Portanto, em latitudes norte menores que 40°, nos horários diurnos, uma corrente se desenvolveu para leste e produziu um acréscimo em $\Delta X'$. Entretanto, nos mesmos horários, em altas latitudes, a corrente que se desenvolveu teve sentido para oeste, reduzindo $\Delta X'$ (FIGURA 2.2). A transição entre os sentidos da lâmina de corrente ocorre nas latitudes aproximadas de Tucson e Watheroo.

Observando que, para os horários diurnos, o desvio em $\Delta X'$ é o inverso dos horários noturnos, podemos identificar que no lado iluminado pelo Sol teremos lâminas de corrente em sentidos opostos àqueles do lado não iluminado. Verificando a simetria das curvas $\Delta X'$ da FIGURA 2.2, em relação ao equador geomagnético, verificamos que devem haver lâminas de correntes de sentidos opostos para os hemisférios, norte e sul.

A geração desse sistema de correntes se dá segundo a teoria do dínamo atmosférico. Nessa teoria, marés atmosféricas dirigidas pelo aquecimento solar e pela atração lunar provocam o surgimento de ventos neutros. Esses ventos neutros, de velocidade \mathbf{U} , durante o dia sopram em direção aos pólos, através do campo geomagnético induzindo campos elétricos $\mathbf{E} = \mathbf{U} \times \mathbf{B}$ em altas latitudes, pois nessas regiões a inclinação do campo magnético é maior. Esses campos geram correntes \mathbf{J} , dadas por:

$$\mathbf{J} = \underline{\sigma} \cdot \mathbf{E} \Rightarrow I = \int \hat{j} \cdot \hat{n} ds , \quad (2.1)$$

na qual $\underline{\sigma}$ é o tensor condutividade elétrica. Nesta equação, a integral de área ($\int ds$) de todos os elementos de corrente \hat{j} , é a corrente integrada I . Essas correntes podem ser divergentes, mas para os pontos onde $\nabla \cdot \mathbf{J} \neq 0$, cargas de polarização serão criadas instantaneamente para modificar a densidade de corrente, tornando o campo não divergente. Esse campo elétrico de polarização pode ser representado por um gradiente de potencial escalar ϕ (Kudeki, 1983). Assim, o campo total do dínamo gerado será:

$$\mathbf{E}_D = (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) - \nabla \phi , \quad (2.2)$$

na qual ϕ é o potencial escalar eletrostático. A densidade de corrente total será:

$$\mathbf{J} = \underline{\sigma} \cdot \mathbf{E}_D = \underline{\sigma} \cdot ((\mathbf{U} \times \mathbf{B}) - \nabla \phi) . \quad (2.3)$$

Esse sistema de correntes polariza positivamente o terminador do lado do amanhecer e negativamente do lado do anoitecer. Devido às configurações de condutividades, a ação do dínamo é mais efetiva na região do equador magnético, a uma altura entre 90 e 120 km. Nessa região, surge uma corrente que flui do terminador do amanhecer para o terminador do anoitecer nos dois lados da Terra, lado iluminado e lado escuro. Dessa forma, a corrente terá sentido leste no lado iluminado e sentido oeste no lado escuro. Entretanto, sua intensidade do lado iluminado é superior a do lado escuro devido à densidade eletrônica ser maior neste lado. Um esquema resumindo a teoria envolvida nessa seção é apresentado na FIGURA 2.3.

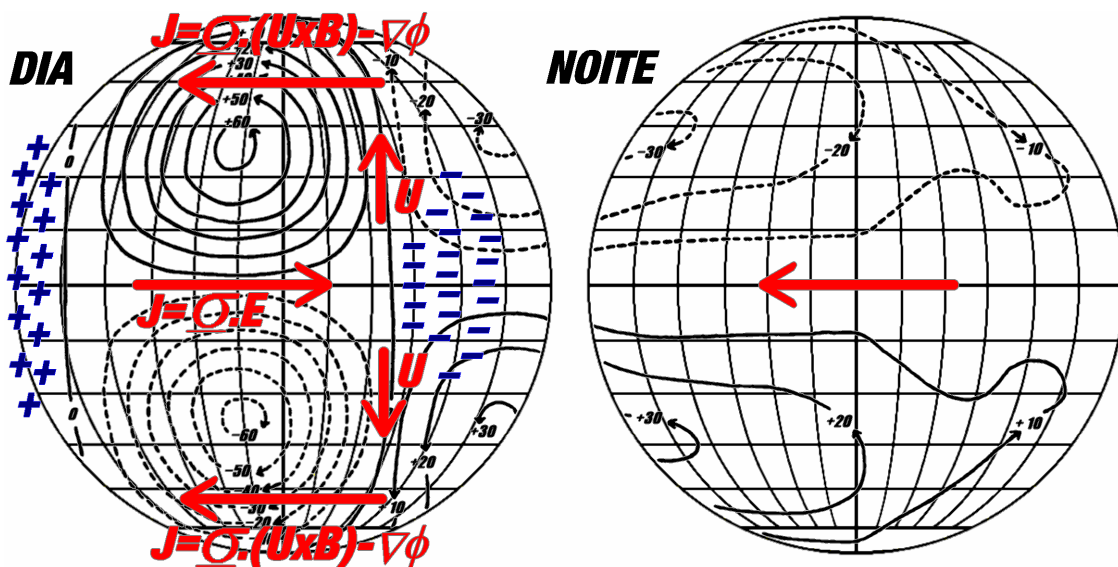


FIGURA 2.3 - Formação do sistema Sq de correntes, baseado na teoria do dínamo atmosférico. No esquema são mostrados os ventos neutros U no sentido dos pólos no lado iluminado pelo Sol, as correntes de altas latitudes $\mathbf{J} = \sigma \cdot ((\mathbf{U} \times \mathbf{B}) - \nabla\phi)$ que polarizam os terminadores e o eletrojato equatorial $\mathbf{J} = \sigma \cdot \mathbf{E}$. FONTE: Adaptada de Chapman e Bartels (1940, p. 228).

2.4 O Eletrojato Equatorial

Os estudos baseados em dados de magnetômetros realizados por Graham levaram-no a notar, em 1724, variações diárias regulares no campo magnético terrestre. Em 1922, estudos das variações da componente horizontal do campo magnético em Huancayo, próximos ao equador magnético, revelaram que a magnitude da variação diária é da ordem de 2,5 vezes superior ao observado em estações mais afastadas do equador. Isso indica a existência de uma faixa de intensa corrente centrada no equador magnético. Essa faixa foi chamada de “eletrojato equatorial” por Sidney Chapman (1951).

O eletrojato equatorial (EEJ) é, em essência, uma corrente eletrônica horizontal que flui ao longo do equador magnético. Esta corrente está confinada a seção muito específica da região E equatorial, mais precisamente em torno de 90 e 120 km de altitude em uma faixa de 600 km de extensão na direção norte-sul. Ele pode ser considerado como uma resposta da região E equatorial à presença do sistema global do dínamo ionosférico. Com isso, é possível

também mencionarmos que o sentido do EEJ segue os campos impostos pelo dínamo, ou seja, para leste durante o dia e para oeste durante a noite.

A explicação para a localização e para o confinamento do EEJ nos limites mencionados acima é encontrada nas condições peculiares da região E da ionosfera equatorial. Essas condições são a orientação horizontal do campo magnético terrestre e as altas condutividades ionosféricas locais (Forbes, 1981; Reddy, 1981; Reddy, 1989), as quais serão apresentadas em detalhes nas seções que se seguem.

O EEJ, assim como outras regiões da ionosfera terrestre, apresenta também a ocorrência de densidades irregulares no plasma. Estas irregularidades apresentam uma grande variedade de tamanhos, são fortemente alinhadas ao campo magnético e estão presentes dia e noite. Além disso, elas podem desempenhar um importante papel na redistribuição de momento e de energia do plasma ionosférico. Elas ainda podem servir como excelente diagnóstico do comportamento do ambiente onde estão inseridas (Fejer, 1996), o qual pode ser obtido através de sondagens por ondas eletromagnéticas.

2.4.1 Condutividade da Ionosfera Equatorial

A condutividade elétrica do meio determina quão permeável esse meio é ao fluxo de uma corrente eletrônica. Devido à anisotropia causada pelo campo magnético terrestre, usamos o tensor condutividade elétrica $\underline{\sigma}$ já introduzido nas Equações (2.1) e (2.3). Como foi visto, o tensor $\underline{\sigma}$ relaciona os campos elétricos do dínamo com as correntes ionosféricas. Ele também relaciona a força de indução (campo elétrico) ($\mathbf{U} \times \mathbf{B}$) provocada pela perpendicularidade dos ventos neutros \mathbf{U} e campo magnético \mathbf{B} com as correntes em altas latitudes que polarizam os terminadores. A forma mais simplificada do mesmo tensor $\underline{\sigma}$ relaciona o campo elétrico \mathbf{E} da região E equatorial com a corrente do eletrojato. Considerando um sistema de coordenadas onde a direção x é para

norte, y é para oeste e z é para cima, esse tensor condutividade elétrica $\underline{\sigma}$ é dado por (Maeda, 1977):

$$\underline{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_0 \cdot \cos^2(I) + \sigma_1 \cdot \sin^2(I) & \sigma_2 \cdot \sin(I) & -(\sigma_0 - \sigma_1) \cdot \sin(I) \cdot \cos(I) \\ -\sigma_2 \cdot \sin(I) & \sigma_1 & -\sigma_2 \cdot \cos(I) \\ -(\sigma_0 - \sigma_1) \cdot \sin(I) \cdot \cos(I) & \sigma_2 \cdot \cos(I) & \sigma_1 \cdot \cos^2(I) + \sigma_0 \cdot \sin^2(I) \end{bmatrix}, \quad (2.4)$$

na qual o termo σ_0 é a condutividade longitudinal e se refere à condutividade na direção da componente do campo elétrico \mathbf{E} que é paralela à direção do campo geomagnético \mathbf{B} ; o termo σ_1 é a condutividade Pedersen e refere-se à condutividade na direção da componente de \mathbf{E} que é perpendicular à direção de \mathbf{B} ; o termo σ_2 é a condutividade Hall e refere-se à condutividade na direção perpendicular, simultaneamente, às direções de \mathbf{B} e da componente de \mathbf{E} perpendicular à direção de \mathbf{B} ; e o ângulo I (positivo no hemisfério norte) é a inclinação do campo geomagnético \mathbf{B} .

No equador magnético o ângulo de inclinação é zero, portanto, o tensor condutividade $\underline{\sigma}$ resume-se a:

$$\underline{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_1 & -\sigma_2 \\ 0 & \sigma_2 & \sigma_1 \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

Maiores detalhes sobre estas condutividades podem ser encontrados em Baker e Martyn (1953), Rishbeth e Garriott (1969) e Kelley (1989). Para nossos propósitos vamos apenas mencionar que estas condutividades são funções das frequências ciclotrônicas, das frequências de colisões e das massas de ambos: íons e elétrons, além da densidade de plasma local. Além disso, todas estas últimas quantidades mencionadas apresentam variação com a altura.

Assim, é natural que as condutividades sigam tal comportamento, o que de fato ocorre conforme pode ser visualizado na FIGURA 2.4.

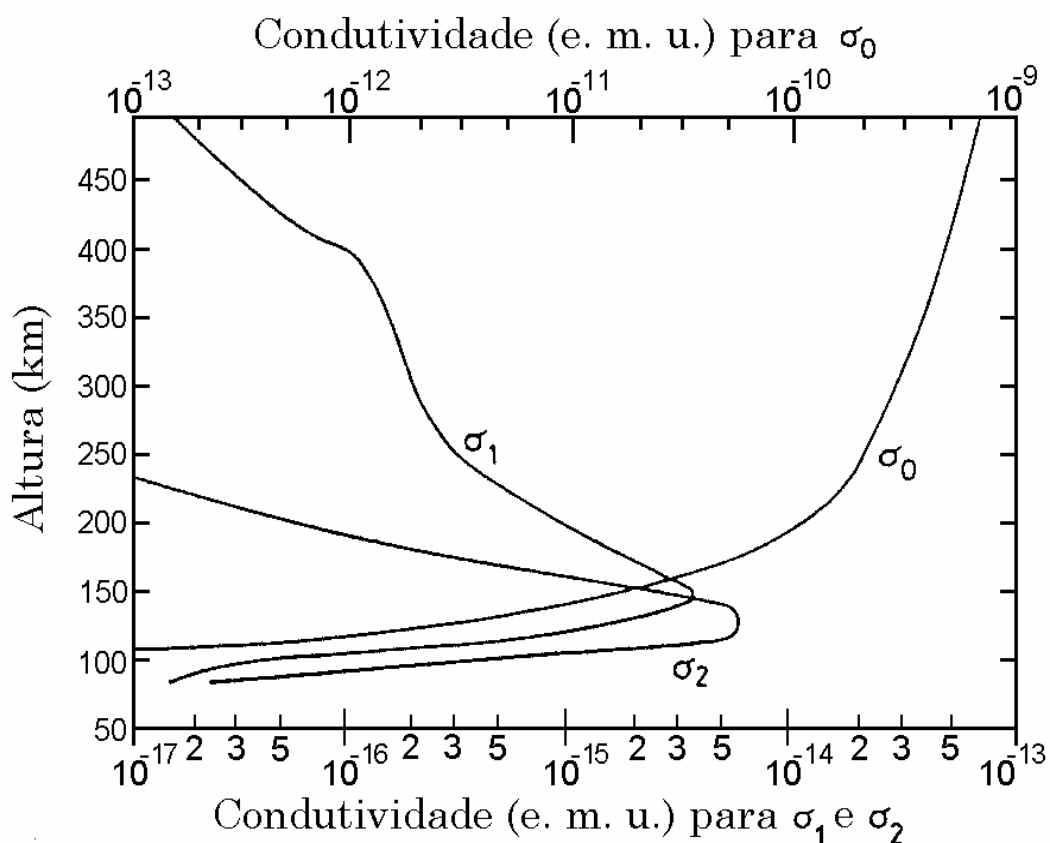


FIGURA 2.4 - Perfil de condutividade mostrando a variação das condutividades longitudinal (σ_0), Pedersen (σ_1) e Hall (σ_2) com a altura. [1 e.m.u. (cgs) = 1011 S/m (SI)].
 FONTE: Akasofu e Chapman (1972, p. 244).

Neste gráfico podemos ver que as condutividades Pedersen e Hall apresentam um máximo nas alturas da região E, decaindo rapidamente para alturas abaixo e acima do máximo. No equador magnético esse pico fica em torno de 140 km para a condutividade Pedersen e 125 km para a condutividade Hall.

2.4.2 A Formação do Eletrojato Equatorial

Já mencionamos que o EEJ é parte de um sistema global de campos elétricos e correntes guiadas pela ação do dínamo do vento neutro. Já sabemos também que estas correntes do dínamo estão confinadas na região E, onde a

condutividade é mais elevada e que elas são essencialmente horizontais, exceto em altas latitudes. Assim, fica evidente que a razão básica da existência do EEJ é o alto valor das condutividades Pedersen e Hall em torno do equador magnético.

Num modelo simplificado, um campo elétrico devido à polarização dos terminadores E_y é aplicado à ionosfera equatorial na direção leste-oeste. O seu sentido é para leste durante o dia e para oeste durante a noite. O alto valor das condutividades Pedersen e Hall da camada E permite que esse campo gere uma corrente Pedersen na direção do campo elétrico e uma corrente Hall na direção perpendicular aos campos elétrico e magnético, simultaneamente. Como a corrente Hall fica inibida pela queda acentuada da condutividade Hall em torno de seu máximo (veja FIGURA 2.4), um campo elétrico de polarização vertical E_z é formado. Usando a relação $\mathbf{J} = \underline{\sigma} \cdot \mathbf{E}$, vamos obter o seguinte sistema de equações:

$$\begin{aligned} J_z &= \sigma_2 \cdot E_y + \sigma_1 \cdot E_z = 0 ; \\ J_y &= \sigma_1 \cdot E_y - \sigma_2 \cdot E_z . \end{aligned} \tag{2.6}$$

Resolvendo este sistema verificamos que J_y é relacionada ao campo elétrico por um efeito combinado das condutividades Pedersen e Hall.

$$J_y = \left(\sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \right) \cdot E_y \Rightarrow J_y = \sigma_3 \cdot E_y \tag{2.7}$$

Na equação (2.7), o termo entre parênteses é denominado condutividade Cowling σ_3 (Cowling, 1945). Esta última é a condutividade resultante na direção da corrente do eletrojato equatorial. Como ela é uma função das condutividades Pedersen e Hall, o seu máximo também ficará em torno de

100 km. A FIGURA 2.5 apresenta os perfis verticais de densidades das três variáveis de interesse na formação da corrente do EEJ: a relação entre as condutividades Pedersen e Hall; o campo elétrico de polarização vertical; e a própria corrente do EEJ.

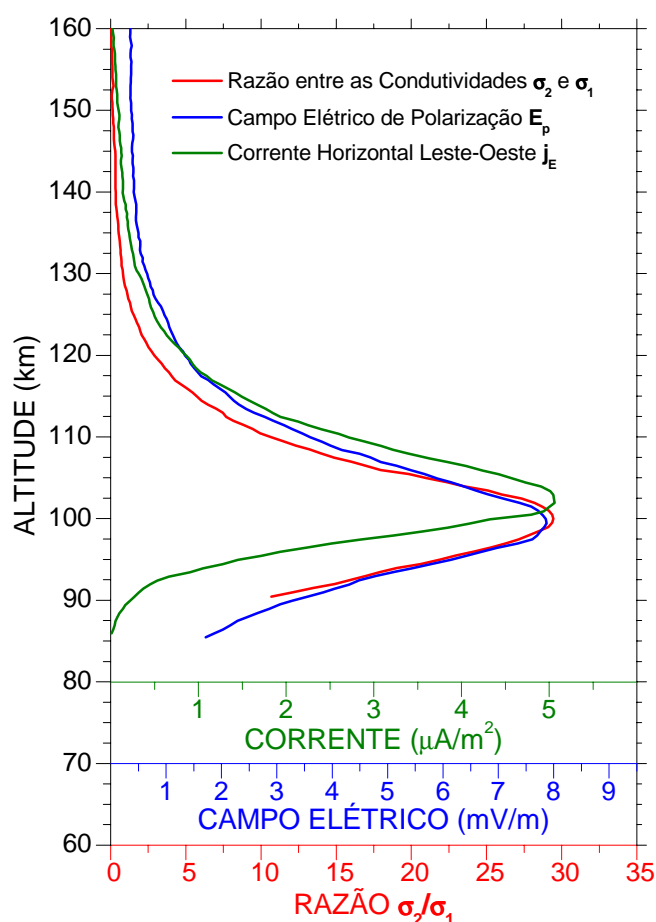


FIGURA 2.5 - Perfis verticais de densidades das três variáveis de interesse na formação da corrente do EEJ: a relação entre as condutividades Pedersen e Hall; o campo elétrico de polarização vertical; e a própria corrente do EEJ.
 FONTE: Adaptada de Sugiura e Cain (1966) e de Reddy (1981).

Na região equatorial, o campo elétrico leste-oeste é de aproximadamente 0,5 mV/m, e o máximo valor do campo de polarização fica entre 10 e 15 mV/m, para uma altura de 105 km (Fejer e Kelley, 1980). Com isso, a máxima velocidade de deslocamento leste-oeste dos elétrons fica em torno de 400 a 600 m/s, sendo o sentido do deslocamento para oeste durante o dia e para leste durante a noite. Esse deslocamento está exemplificado através da

FIGURA 2.6, onde estão apresentados dois espectros de potência dos sinais retro-espalhados nas irregularidades do eletrojato, (a) diurno e (b) noturno.

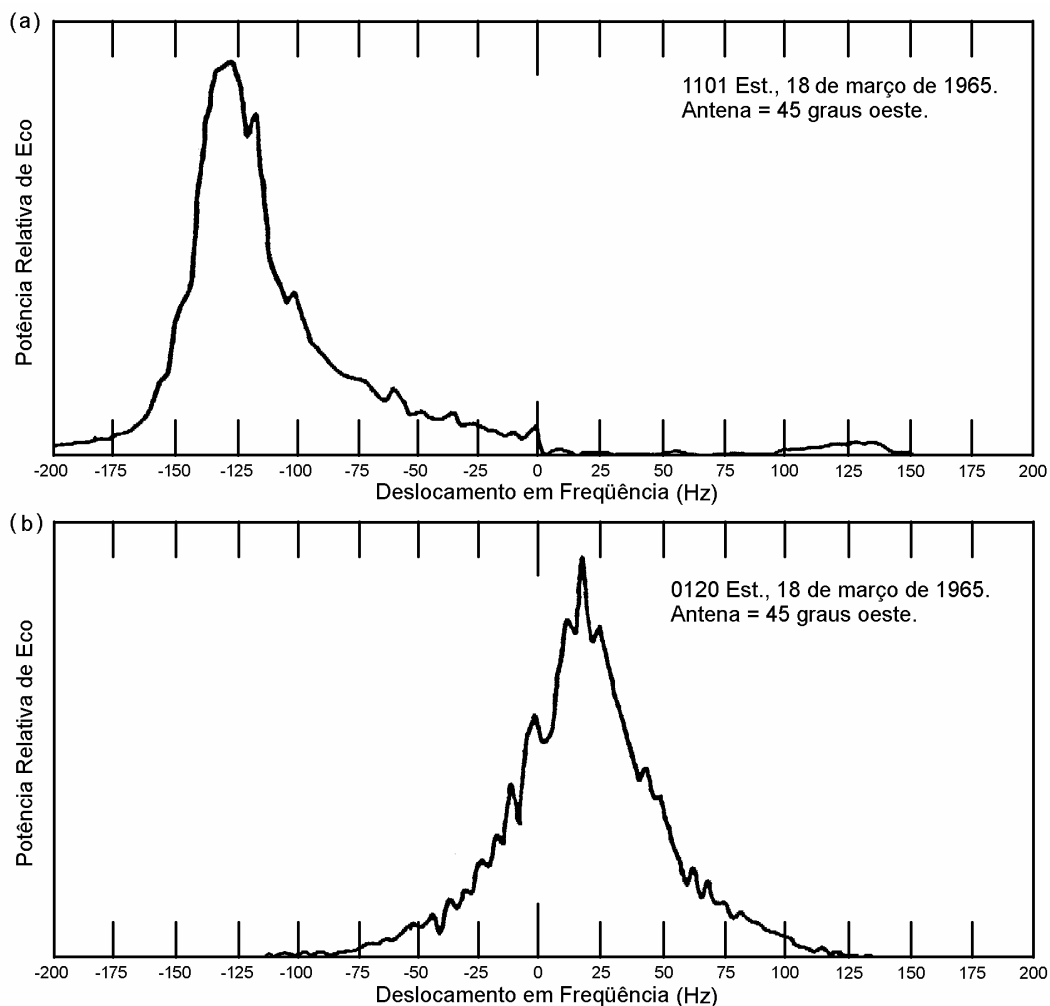


FIGURA 2.6 - Espectro de potência de ecos de 110 km de altura nos horários das (a) 11 h 1 min e (b) 1 h 20 min; obtidos com radar Doppler de 49,93 MHz, do *Jicamarca Radio Observatory*, com o feixe da antena direcionado 45° para oeste.
FONTE: Balsley (1966).

Nesses espectros pode ser verificado que o deslocamento de frequência tem sinal invertido do dia para a noite, significando uma inversão no sentido do deslocamento das irregularidades e, portanto, do eletrojato. Essa figura também comprova que as irregularidades oferecem um excelente diagnóstico do comportamento do EEJ, conforme mencionado anteriormente.

2.5 As Irregularidades do Eletrojato Equatorial

A ionosfera terrestre freqüentemente apresenta a ocorrência regiões de densidades de plasma irregulares com uma grande variedade de tamanhos em todas as longitudes, latitudes e em quase todas altitudes (Fejer, 1996). Em especial no equador magnético, as fortes correntes e a geometria dos campos elétrico e magnético proporcionam alguns fenômenos de instabilidade de plasma. As características destas instabilidades de plasma do EEJ têm sido investigadas extensivamente usando radares VHF e experimentos a bordo de foguetes, os quais têm esclarecido muitas características importantes a respeito da dinâmica e da morfologia destas irregularidades (veja, por exemplo, Cohen et al., 1962; Balsley, 1966; Balsley e Woodman, 1969; Fejer et al., 1975b; Farley, 1985; Reddy, 1981; Prakash et al., 1971; Pfaff et al., 1987). Considerações teóricas sobre as instabilidades de plasma e também sobre a eletrodinâmica do EEJ são encontradas nos trabalhos de Matsushita (1951), Farley (1963), Buneman (1963), Fejer e Kelley (1980), Forbes (1981), Kudeki et al. (1985) e Fejer (1996).

Estas instabilidades causam flutuações de densidade eletrônica, isto é, irregularidades na distribuição do plasma local. Assim, as irregularidades ionosféricas são definidas como variações aleatórias espaciais e temporais na densidade eletrônica local. Elas são fortemente alinhadas ao campo geomagnético, tendo seu comprimento muito menor na direção perpendicular do que na direção paralela às linhas de campo magnético, e estão presentes dia e noite, exceto durante curtos períodos no alvorecer e ao anoitecer.

A ocorrência de uma região de espalhamento anômalo nas alturas da região E, próxima ao equador magnético, foi observada inicialmente em registros de ionossondas. Esses ecos foram chamados de camada E esporádica equatorial (E_{sq}), devido a sua aparente similaridade com o fenômeno chamado camada E esporádica (E_s), o qual também ocorre em outras latitudes. Entretanto, as características dos mecanismos desses dois fenômenos já foram identificadas

e são diferentes. Inicialmente, Matsushita (1951) mostrou que a intensidade da E_{sq} está bem relacionada com a intensidade do EEJ. Mais tarde, experimentos de espalhamento ionosférico no comprimento de onda na faixa do VHF mostraram que os ecos retro-espalhados eram causados por espalhamentos em irregularidades de densidade eletrônica imersas no EEJ.

Estas irregularidades na densidade do plasma podem desempenhar importante papel na redistribuição de momento e de energia do plasma ionosférico, além de prover um diagnóstico do comportamento do ambiente onde estão inseridas. Segundo Reddy et al. (1981), a frequência Doppler média dos sinais retro-espalhados de irregularidades do tipo de deriva de gradiente, a qual será apresentada adiante, é uma medida do campo elétrico do EEJ.

Nas seções que se seguem apresentaremos inicialmente as características gerais e específicas dos dois tipos de irregularidades de plasma encontrados no EEJ. Somente então, apresentamos as teorias aceitas dos mecanismos de formação destas irregularidades.

2.5.1 Características Gerais das Irregularidades Ionosféricas

Na região E ionosférica, as irregularidades podem ser encontradas desde a calota polar até latitudes equatoriais, associadas a correntes ionosféricas e deslocamentos de plasma. A classificação destas irregularidades ocorreu à medida que elas foram sendo observadas através do processamento dos sinais recebidos por retro-espalhamento ionosférico (ecos) utilizando radares coerentes operando na faixa do VHF. Os espectros de potência obtidos na análise espectral dos ecos apresentam assinaturas da presença de irregularidades. De acordo com as características do espectro de potência, as irregularidades de plasma de pequenas escalas de comprimento foram classificadas em quatro tipos básicos (Fejer, 1996, p. 200).

Os nomes dados aos tipos de espectros referem-se à ordem cronológica com que foram sendo identificados através de observações de radares equatoriais

(tipos 1 e 2) e aurorais (tipos 3 e 4). O prevalecimento de uma ou outra característica do espectro de potência depende da intensidade do campo elétrico, bem como da frequência, resolução espacial e temporal e direção de observação do radar. Exemplos de espectros de potência associados com as irregularidades do tipo 1 e 2 são apresentados nos exemplos da FIGURA 2.7.

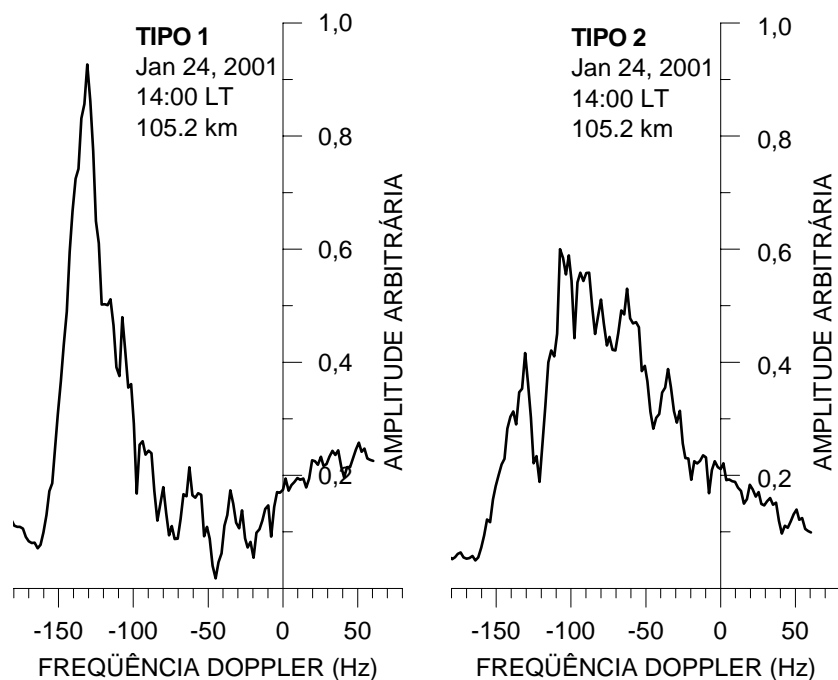


FIGURA 2.7 - Espectros de potência característicos de sinais retro-espalhados pelas irregularidades do eletrojato equatorial, para um radar Doppler de 50 MHz. O eixo horizontal é a faixa de excursão do deslocamento Doppler e o eixo vertical é a amplitude de potência do sinal retro-espalhado.

Nesta figura podemos verificar que os espectros apresentam características diferenciadas. Enquanto o espectro relacionado às irregularidades do tipo 1 (à esquerda) apresenta largura de espectro estreita, com seu centro de distribuição sobre a velocidade correspondente à velocidade íon-acústica (~ 120 Hz para o radar RESCO), o espectro de potência relacionado às irregularidades tipo 2 (à direita) tem sua largura de espectro maior e seu centro de distribuição sobre uma velocidade inferior à velocidade íon-acústica. Assim, podemos dizer que o espectro de potência do sinal retro-espalhando possui uma assinatura da presença da irregularidade ionosférica.

A velocidade íon-acústica é a velocidade relacionada à energia térmica do plasma ($E = k \cdot T$). Esta velocidade é obtida através da equação:

$$C_s = \left[\frac{k(T_i + T_e)}{m_i} \right]^{1/2}, \quad (2.8)$$

na qual k é a constante de Boltzmann, T_i e T_e são, respectivamente, as temperaturas iônica e eletrônica, e m_i é a massa do íon (Kudeki, 1983).

2.5.2 Condição Limite para o Campo Elétrico

As irregularidades tipo 2 são observadas mesmo em períodos onde o campo elétrico proporciona baixos valores de deslocamentos (Cohen e Bowles, 1967). Sondagens por ionossondas e medidas de radares têm mostrado que estas irregularidades estão ausentes durante períodos ocasionais de contra eletrojato. À noite, irregularidades tipo 2 são quase sempre observadas. A exceção ocorre nos períodos nos quais o campo elétrico está mudando seu sentido (Rastogi, 1972). Nestes casos, ambos tipos de irregularidades desaparecem momentaneamente, reaparecendo somente mais tarde em diferentes altitudes.

Portanto parece não haver uma condição limite de campo elétrico para o surgimento de ecos tipo 2. Em contrapartida, parece haver uma condição limite bem definida para a excitação de ecos tipo 1, pois esta só ocorre quando a velocidade de deslocamento alcança a velocidade íon acústica (≈ 360 m/s). O valor e a causa desse limite são melhor discutidos na seção que trata dos mecanismos de geração das irregularidades.

2.5.3 Seção Plana de Espalhamento

A seção plana de espalhamento das irregularidades tipo 2 é aproximadamente proporcional ao quadrado da velocidade de deslocamento (Balsley, 1969;

Farley e Balsley, 1973), mas é independente do ângulo de zênite. A seção plana do espalhamento de irregularidade tipo 1 aumenta rapidamente com o ângulo de zênite (Bowles et al., 1963), com pico próximo à posição horizontal. Nesta condição, o feixe do radar é quase paralelo ao fluxo de corrente do eletrojato.

O efeito da variação de seção de espalhamento com respeito ao ângulo de zênite do feixe do radar pode ser interpretado fisicamente como uma diferença no formato das irregularidades. Se imaginarmos que as irregularidades têm um formato bem comportado, conforme apresentado na FIGURA 2.8, isso pode ajudar no entendimento do comportamento da seção plana de espalhamento. Porém, é sempre importante lembrar que este desenho representativo é uma ilustração do problema e não há nenhuma comprovação observacional ou teórica desse formato.

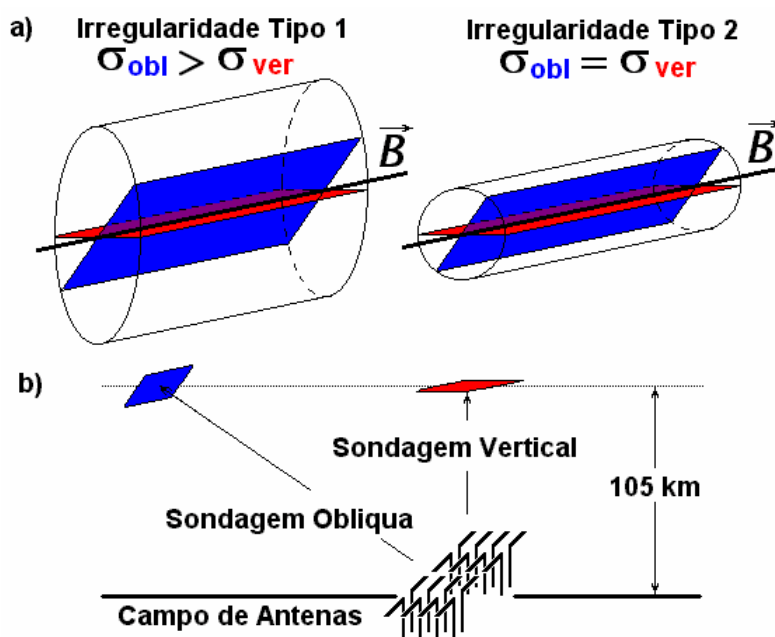


FIGURA 2.8 - Desenho representativo da variação da seção plana de espalhamento, com respeito ao ângulo de zênite do feixe do radar, mostrando (a) uma ilustração física do formato das irregularidades e (b) os dois modos de sondagem atualmente operacionais no radar.

Observando essa ilustração é possível notar que, quando o radar realiza sondagens verticais, as seções planas de espalhamento das irregularidades do tipo 1 são razoavelmente menores do que quando ele está sondando com um grande ângulo de zênite. Ao contrário, as seções de espalhamento das irregularidades tipo 2 não apresentam grande variação, não importando se a sondagem está sendo realizada verticalmente ou com qualquer ângulo zenital.

2.5.4 Altura de Proveniência dos Ecos do Eletrojato

Há uma considerável diferença entre as alturas onde as irregularidades são observadas quando comparamos os ecos diurnos e noturnos. Pfaff et al. (1987) mostraram que existem três regiões distintas no EEJ nos horários diurnos. A partir de dados de foguetes e radar eles definiram que da região superior do EEJ, em torno de 103 e 111 km, provêm principalmente os ecos tipo 1. Eles determinaram uma região inferior entre, aproximadamente, 90 e 107 km, de onde provêm principalmente os ecos tipo 2. E, finalmente, determinaram uma região intermediária, entre 103 e 107 km, onde ambos tipos de ecos foram encontrados. Kudeki et al. (1987) também observaram a região superior do EEJ utilizando um radar interferométrico VHF e um radar de espalhamento HF e obtiveram, quase que unicamente, ecos tipo 1. Eles atribuíram a predominância das irregularidades tipo 1 à ausência das ondas dois feixes de larga escala propagando-se verticalmente, acima de 105,75 km, enquanto a velocidade de deslocamento eletrônica continuou a aumentar com a altura. Segundo sua teoria, isto causou o desaparecimento abrupto de irregularidades do tipo 2.

Denardini et al. (2003a) apresentaram resultados de um estudo comparativo de observação de irregularidades do EEJ em períodos calmos e perturbados, realizado com dados do Radar de Espalhamento Coerente (RESCO). Os resultados obtidos concordam com aqueles apresentados por Pfaff et al. (1987) para o período calmo. No caso do período perturbado eles verificaram que a

região inferior de ecos tipo 2 parece estender-se até alturas um pouco mais elevadas.

No período noturno o espectro dominante é o tipo 2, pois as condições necessárias para formação das irregularidades tipo 1 não são satisfeitas. Fejer e Kelley (1980) mostraram alguns perfis espalhados do eletrojato entre 18-19 de fevereiro de 1971, observados sobre Jicamarca com resolução de altitude de 3 m. Durante os horários diurnos, os perfis em função da altura apresentaram um simples pico que permaneceu constante em altura em torno de 103 km. Nos horários noturnos, a altura e a distribuição de intensidade de eco de retorno variaram ao longo de uma faixa de alturas entre 90 e 130 km.

2.5.5 Turbulência do Eletrojato

Durante a noite, os ecos do eletrojato equatorial são apreciavelmente mais fracos que durante o dia, devido à grande redução na densidade eletrônica. Entretanto, as instabilidades apresentam variações mais intensas e o espectro indica um alto nível de turbulência na parte superior do EEJ (Fejer et al., 1975b). As rápidas mudanças espectrais estão, possivelmente, associadas com convecções de estruturas turbulentas de média e grande escala. A FIGURA 2.9 apresenta exemplos do comportamento turbulento do EEJ diurno na altura de 105,75 km e da porção superior do EEJ noturno. Ela também mostra o contraste do comportamento não turbulento da parte inferior do EEJ noturno.

Observando as seqüências de espectros de irregularidades de 3 metros da figura anterior é possível verificar mudanças rápidas de velocidade da fase em escala de tempo de segundos, definindo um caráter turbulento para o EEJ. Em seu trabalho, Kudeki et al. (1987) realizaram sondagens verticais do EEJ, onde observaram a existência de uma camada turbulenta na porção superior (≈ 108 km de altitude) do EEJ noturno. O formato espectral observado mostrou que o deslocamento das irregularidades do EEJ diurno variou muito

rapidamente do ascendente para o descendente, sugerindo a presença de ondas de larga escala e definindo um comportamento turbulento.

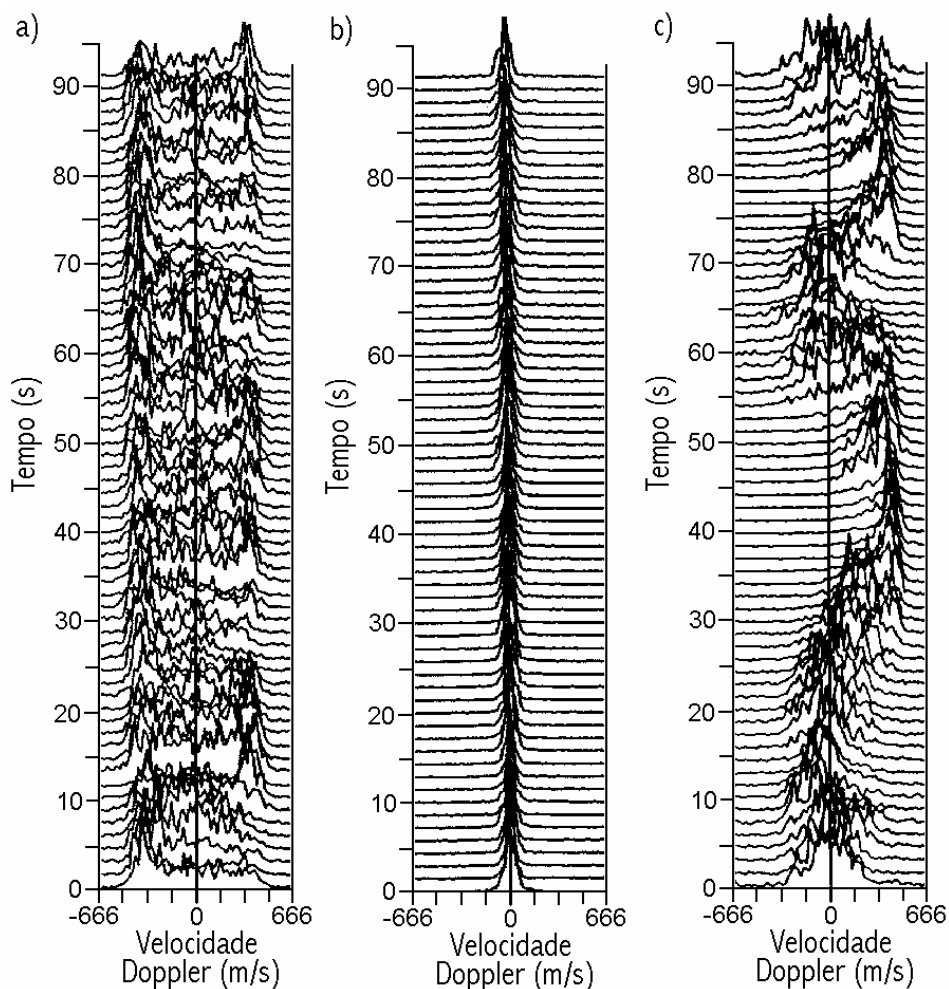


FIGURA 2.9 - Seqüência temporal de espectros obtidos de sondagens verticais (a) diurnas da altitude de 105,75 km; e noturnas das alturas de (b) 96 km e (c) 109,5 km. FONTE: Adaptada de Kudeki et al. (1987, p. 13566).

2.5.6 Influência da Temperatura e do Vento Neutro

Há duas perspectivas pelas quais podemos ver a relação das características das irregularidades do EEJ com as oscilações nos ventos da atmosfera neutra e com as variações de temperatura. Em primeiro lugar, podemos considerar que os campos elétricos obtidos através de medidas das velocidades de fase das irregularidades tipo 2 estão “contaminados” pelos efeitos da atmosfera

neutra. Por outro lado, se fixarmos parâmetros suficientes através de uma criteriosa escolha dos modos de operação do radar, teremos potencial para inferir propriedades da atmosfera neutra a partir dos dados recolhidos das irregularidades.

Para a altura de 105 km e uma temperatura média de 210 K, a FIGURA 2.10 mostra que a temperatura pode variar na faixa de 175 a 265 K. Ela também mostra que a intensidade do vento neutro zonal pode variar de -60 a +60 m/s (positivo para oeste) próximo ao equador geomagnético.

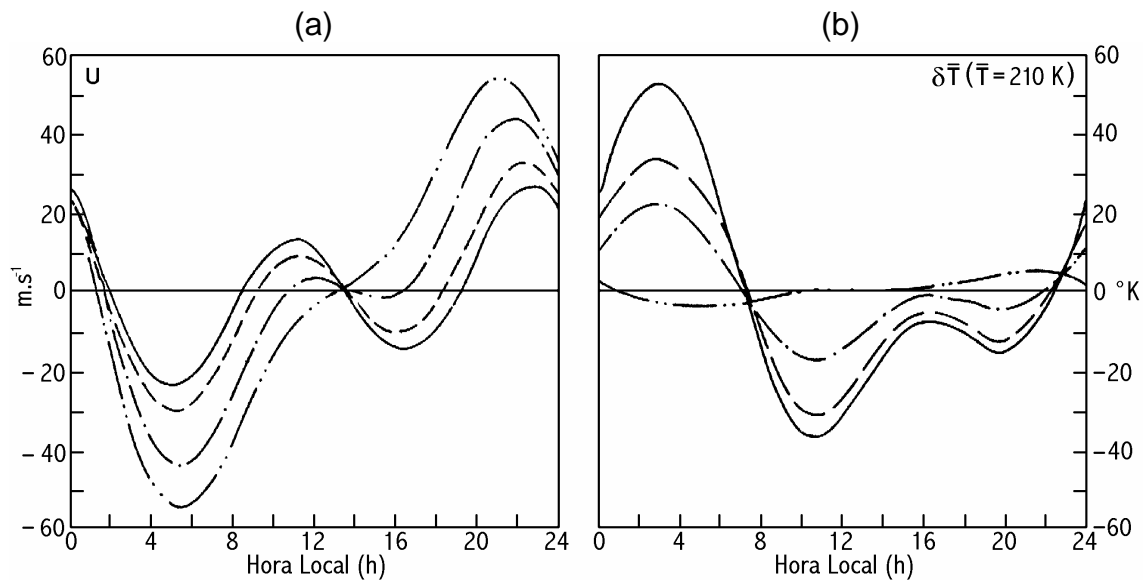


FIGURA 2.10 - Variação (a) de velocidade zonal do vento neutro U (positivo para oeste) e (b) variação da temperatura média de 210 K a 0° (curva sólida), 6° (curva tracejada), 12° (curva traço-ponto) e 18° (curva traço-duplo ponto) de latitude, em condições de equinócios, para a altitude de 105 km.
 FONTE: Forbes (1981, p.490).

Como a velocidade íon acústica varia com a raiz quadrada da temperatura, isto implica em uma variação $\pm 15\%$ em torno de um valor de 340 m/s, na velocidade íon-acústica. Quanto ao vento neutro, Forbes (1981) escreveu a equação (2.9) a seguir:

$$V_1 = C_s + U \cdot \text{sen}(\theta) \quad . \quad (2.9)$$

Esta equação relaciona a velocidade de fase da irregularidade tipo 1 com o efeito do vento neutro U e com o seno do ângulo de zênite do feixe do radar (θ). Uma vez que a velocidade de deslocamento das irregularidades do tipo 1 satura no valor da velocidade íon-acústica (C_s), a velocidade de deslocamento das irregularidades para o feixe vertical ($\theta = 0^\circ$) é a própria velocidade íon-acústica, pois a influência do vento neutro é nula.

Em teoria, se a variação longitudinal de U for pequena, medidas de V_1 em uma faixa de ângulos θ menores que digamos 30° , deveriam produzir pontos dos dados em linha reta. O ponto onde a reta interceptasse o eixo das velocidades daria o valor da velocidade C_s e a sua inclinação daria a intensidade do vento neutro.

2.5.7 Mecanismos de Geração das Irregularidades

As atuais teorias dos mecanismos de geração das irregularidades de plasma do EEJ, apesar de bastante elaboradas e, em certos aspectos, bem complexas, ainda não proporcionam a completa explicação de todos os fenômenos associados à presença das irregularidades observadas através de sondagens por radares (Krishna Murthy et al., 1998). Apesar dos mecanismos lineares, quase-lineares e não lineares explicarem muitos dos fenômenos, ainda restam várias questões que não foram esclarecidas.

Nesta seção apresentamos apenas as teorias lineares, as quais explicam boa parte da fenomenologia relacionada às irregularidades. As teorias lineares foram o primeiro passo na direção de entender os mecanismos capazes de ampliar eficientemente as flutuações térmicas de densidade do plasma do EEJ, para a formação das irregularidades de plasma.

Existem dois mecanismos associados às irregularidades, conhecidos como instabilidade de dois feixes e instabilidade de deriva de gradiente. As irregularidades formadas por estes mecanismos são conhecidas pelos mesmos nomes. A seguir, apresentaremos esses mecanismos.

2.5.7.1 Instabilidade do tipo Dois Feixes ou Farley-Buneman

A presença das irregularidades do tipo 1 do EEJ é explicada pela teoria da instabilidade de dois feixes modificada, à qual nos referenciamos somente como teoria da instabilidade de dois feixes, ou ainda mecanismo de dois feixes. Essa teoria foi desenvolvida em trabalhos independentes de Farley (1963) e Buneman (1963) para explicar o mecanismo pelo qual as irregularidades do tipo 1 eram formadas e suas assinaturas observadas nos ecos de sondagens do EEJ por radares coerentes. Neste trabalho, não vamos explicitar a teoria matemática relacionada com esse mecanismo de formação de irregularidades. Toda a formulação está bem apresentada no trabalho de Farley (1963). Para nossos propósitos, vamos nos restringir a apresentar seus aspectos principais e a resumir suas conclusões.

Segundo suas teorias as ondas de plasma criadas espontaneamente, ou irregularidades Farley-Buneman, somente aparecerão em regiões onde há a presença de fortes correntes. Neste caso, as irregularidades se propagarão a velocidades próximas da velocidade íon-acústica (≈ 360 m/s) e velocidades como a elétron-acústica ($\approx 80 \times 10^3$ m/s) nunca são atingidas. Apesar de relativamente simples, a aplicação da teoria de dois feixes para a ionosfera não é uma tarefa elementar. Na região E da ionosfera terrestre temos o efeito das colisões entre partículas neutras e carregadas e a presença do campo magnético terrestre. Essa presença, ao mesmo tempo em que traz complicações para a formulação da teoria, é muito importante pois as irregularidades são fortemente alinhadas a esse campo.

Em seu trabalho, Farley (1963) derivou a relação de dispersão da onda a partir das equações de Boltzmann e de Maxwell, relacionando o vetor de propagação da onda acústica \mathbf{k} com sua frequência de oscilação ω . Ao resolver esta equação de dispersão numericamente, ele encontrou que instabilidades existem, ou seja, a solução encontrada é ω complexo. Estas instabilidades

ocorrem em regiões onde fortes correntes ionosféricas estão presentes, normais ao campo magnético, dando origem a ondas longitudinais.

Buneman (1963) apresentou uma abordagem que pode ser considerada um pouco mais simplificada com relação à solução encontrada através da aplicação da equação de Boltzmann. Ele considerou o fenômeno do EEJ sob o ponto de vista hidrodinâmico utilizando a equação de Navier-Stokes. Sua conclusão foi muito semelhante à de Farley (1963), com poucas diferenças. Sua solução apresentou a adição de um termo extra em sua relação de dispersão. Esse termo é devido à força restauradora elástica das partículas neutras, a qual é proporcional à razão de densidade entre as partículas carregadas e as partículas neutras.

Segundo os argumentos apresentados por Farley (1963), esse termo adicional é completamente desprezível nas alturas do EEJ, pois a razão entre as densidades de partículas carregadas e neutras é da ordem de 10^{-7} . Isso significa dizer que o acoplamento elástico da onda gerada pela instabilidade de plasma com a atmosfera neutra não é relevante. Portanto, ambas as teorias apontam para um mesmo resultado.

Em essência, um plasma altamente ionizado e não colisional constituído de dois ou mais feixes interpenetrantes de partículas carregadas será instável (ondas longitudinais vão crescer espontaneamente) se a velocidade média das partículas de um dos feixes for suficientemente grande 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 (Farley, 1963). Partículas viajando a velocidades próximas à velocidade de fase da onda interagem com a onda. Se um conjunto suficiente de partículas é acelerado e desacelerado, então a amplitude da onda cresce às custas da energia das partículas.

Finalmente, Farley (1963), baseado na teoria cinética, e Buneman (1963), usando as equações Navier-Stokes, mostraram que o plasma do EEJ é instável

quando o feixe de elétrons se desloca com uma velocidade em relação aos íons V_d acima de um limite conhecido como velocidade íon-acústica C_s (veja equação (2.8)). No caso da onda propagando-se em um cone de θ graus de abertura, é necessário que a componente do deslocamento relativo elétrons-íons na direção da onda exceda o limite da velocidade íon-acústica local ($V_d \cdot \cos \theta > C_s$). Desse modo, formam-se instabilidades de plasma do tipo dois feixes (tipo 1). Estas também são conhecidas como instabilidades Farley-Buneman, em homenagem aos pesquisadores que propuseram as teorias lineares que explicam seu mecanismo de formação.

Essa diferença de velocidade no EEJ pode ocorrer porque os elétrons movem-se com grande liberdade a uma velocidade aproximada de $(\mathbf{E}_p \times \mathbf{B}) / B^2$, ao passo que os íons permanecem praticamente estacionários, devido às colisões com as partículas neutras. Contudo, ainda é necessário que a força inercial dos íons, associada à perturbação de densidade, exceda a força do gradiente de pressão que tende a destruir a perturbação causando difusão através da linha de campo magnético. Isto tende a acontecer somente quando a diferença entre a velocidade dos elétrons com relação à dos íons exceder a velocidade íon-acústica.

Um outro aspecto interessante da teoria cinética (Farley, 1963) e da teoria dos fluídos (Buneman, 1963) é que ambas trataram a instabilidade Farley-Buneman predizendo que sua velocidade de fase aumentaria com a velocidade de deslocamento dos elétrons. Entretanto, observacionalmente, as irregularidades Farley-Buneman movem-se à velocidade fixa ($\approx C_s$). Portanto, a consideração de um modelo de EEJ turbulento parece ser necessária para adicionar uma saturação à velocidade de fase das instabilidades Farley-Buneman no valor da velocidade íon acústica.

Dentre as principais conclusões retiradas da equação de dispersão de Farley-Buneman, ainda ressaltamos duas: (1) as ondas longitudinais propagam-se em

direções próximas à perpendicular ao campo magnético terrestre e (2) as irregularidades de 3 metros são as mais prováveis de se desenvolver.

A FIGURA 2.11 apresenta as velocidades de fase das ondas longitudinais para diferentes ângulos α entre o vetor de onda \mathbf{k} e o campo magnético \mathbf{B} , considerando diferentes comprimentos de onda. Nesta figura, v_i e v_e são, respectivamente, as frequências de colisão íons-neutros e elétrons-neutros. A relação θ_i entre as velocidades de fase da onda e a térmica das partículas foi, convencionalmente, chamada por Farley (1963) de frequência de oscilação da onda normalizada pelo vetor de onda, considerando um modelo isotérmico. Esta quantidade é definida pela Equação (2.10), a seguir:

$$\theta_i = \frac{\omega}{|\mathbf{k}|} \cdot \left(\frac{m_i}{2 \cdot k \cdot T} \right)^{1/2} . \quad (2.10)$$

Nesta figura, verificamos que a velocidade de fase da onda diminui consideravelmente à medida que nos afastamos da perpendicular. Além disso, esta é inferior à velocidade íon-acústica quando o vetor de onda está fora da perpendicular por mais de alguns graus. Outro aspecto interessante sobre esta figura é que comprimentos de onda menores apresentam maiores velocidades de fase quando presentes (Farley, 1963).

A FIGURA 2.12 apresenta a velocidade de fase requerida para que instabilidades de plasma, com diferentes comprimentos de onda, sejam desenvolvidas com diferentes taxas de crescimento. Somente ondas perpendiculares ao campo magnético são consideradas ($\alpha = 90^\circ$). Nesta figura, considera-se τ o tempo para uma onda crescer de um fator “e”.

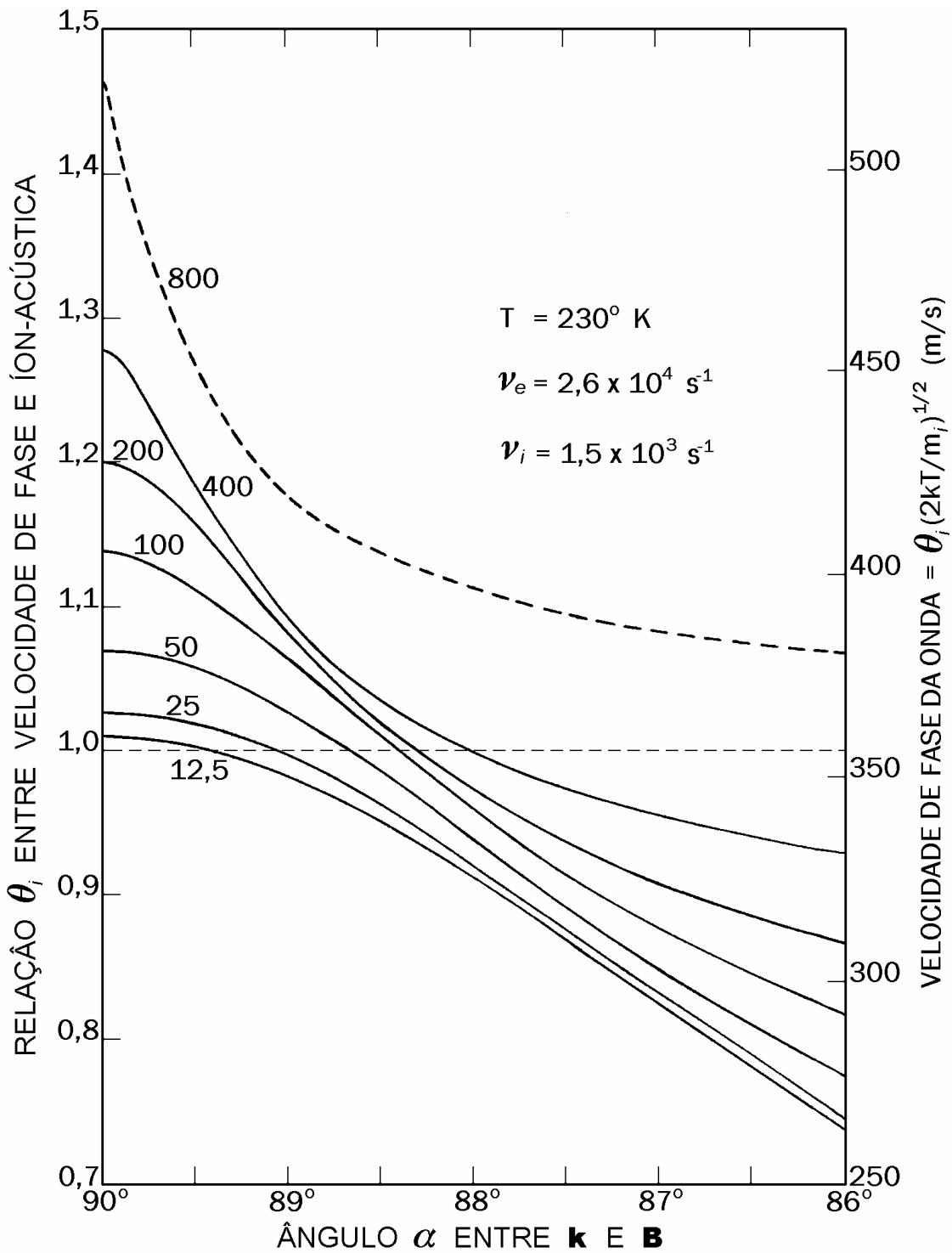


FIGURA 2.11 - Velocidade de fase de ondas longitudinais, com diferentes comprimentos de onda, necessária para excitar uma instabilidade de plasma com diferentes ângulos α entre o vetor de onda \mathbf{k} e o campo magnético \mathbf{B} .
 FONTE: Farley (1963, p. 35).

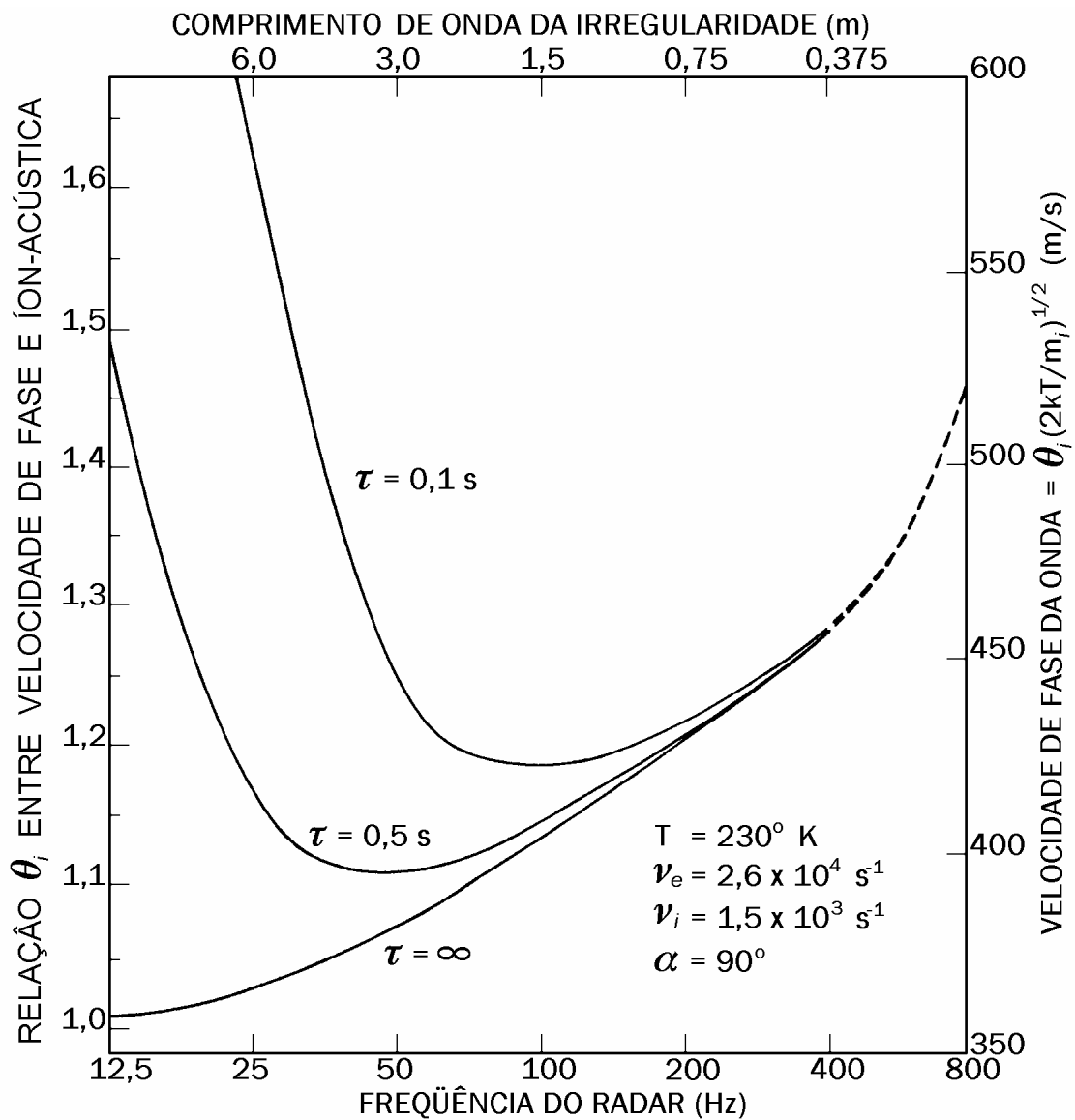


FIGURA 2.12 - Velocidade de fase requerida para excitar ondas com diferentes comprimentos de ondas e várias razões de crescimento. Somente ondas perpendiculares com o campo magnético são consideradas.
 FONTE: Farley (1963, p. 37).

Neste gráfico, notamos que ondas de pequena escala de comprimento (entre, aproximadamente, 1 e 5 m) apresentam menor velocidade limiar necessária para seu desenvolvimento. Com isso, espera-se que irregularidades deste tamanho de escala sejam observadas com mais frequência no EEJ, ou que sejam parte dominante do espectro de irregularidades.

2.5.7.2 Instabilidade do tipo Deriva de Gradiente

Os ecos tipo 2 têm sido associados a irregularidades de plasma geradas por instabilidades chamadas de deriva de gradiente. Este tipo de instabilidade foi estudado inicialmente em laboratórios por Simon (1963) e Hoh (1963) e é semelhante à instabilidade gravitacional (Rosenbluth e Longmire, 1957), na qual um fluido menos denso suporta outro (ou o mesmo) fluido mais denso.

A instabilidade de deriva de gradiente pode ser gerada em plasmas não-homogêneos, os quais apresentam um gradiente de densidade de ionização e uma diferença no deslocamento dos elétrons com relação ao deslocamento dos íons, na direção perpendicular ao gradiente de densidade. Neste caso, a não homogeneidade do deslocamento dos íons em relação ao deslocamento dos elétrons permite que um campo elétrico horizontal ($\delta\mathbf{E}$) seja gerado pela diferença de densidade, também chamado de campo elétrico da perturbação.

Para que essa irregularidade se desenvolva, é necessária a presença de um campo elétrico ambiente no sentido do gradiente de densidade eletrônica com intensidade suficiente para amplificar a perturbação inicial. No caso do EEJ esse campo elétrico é o campo de polarização \mathbf{E}_p . Satisfeitas estas condições, o aparecimento desse campo elétrico leva a um deslocamento de densidade eletrônica na direção $\delta\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ (FIGURA 2.13), que será ascendente nas regiões de baixa densidade eletrônica e descendente nas regiões de alta densidade eletrônica. Estes deslocamentos, na presença do campo de polarização \mathbf{E}_p tendem a amplificar a perturbação, tornando o processo instável.

A não-homogeneidade na diferença de velocidade de deslocamento dos elétrons em relação à velocidade de deslocamento dos íons pode ocorrer na região do EEJ, devido à taxa de colisão elétrons-neutros ($4 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$) ser uma ordem de magnitude maior que a taxa de colisão íons-neutros ($2,5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$).

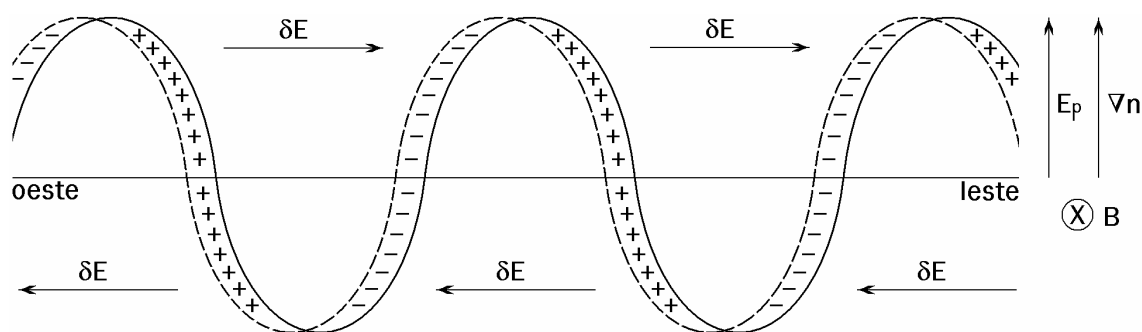


FIGURA 2.13 - Representação simplificada do mecanismo de instabilidade de deriva de gradiente no eletrojato equatorial diurno.
 FONTE: Fejer e Kelley (1980, p. 416).

O mesmo processo capaz de produzir irregularidades do tipo deriva de gradiente no EEJ diurno também pode operar no EEJ noturno. Contudo, o sentido do EEJ é invertido e sua intensidade é bem inferior ao EEJ diurno. O perfil de densidade ionosférica mostra uma grande diminuição na densidade eletrônica da região E noturna. Além do mais, Kato (1973) mostrou que o perfil de densidade eletrônica da região E noturna é bastante irregular, podendo apresentar um formato “serrilhado”. Todos estes fatores somados indicam que a densidade de irregularidades noturnas é inferior à densidade diurna. Esta afirmação é confirmada por sinais retro-espalhados de radares VHF, os quais apresentam intensidades inferiores no período noturno, comparados com o período diurno.

2.5.8 Freqüência de Oscilação e Taxa de Crescimento Linear

Os efeitos da difusão e da recombinação química se opõem ao crescimento da irregularidade de plasma gerada pela instabilidade de deriva de gradiente e estabelecem um limite mínimo para o seu desenvolvimento (Fejer e Kelley, 1980). Contudo, não há evidência experimental de uma condição limite para a ocorrência de irregularidades de deriva de gradiente (Balsley, 1969; Farley e Balsley, 1973). Apenas o gradiente de densidade e os campos elétricos devem estar nas direções e sentidos apropriados, conforme discutido anteriormente.

O crescimento das irregularidades do tipo Farley-Buneman está intimamente ligado à velocidade de propagação da onda gerada, acima do limiar da velocidade íon-acústica C_s . Esse limiar, por sua vez, está relacionado ao comportamento quase-estático dos íons e cinético dos elétrons nas alturas do EEJ. Ambos os comportamentos estão relacionados à taxa de colisão elétrons-neutros e íons-neutros.

A partir desse breve sumário, devemos esperar que equação que define a taxa de crescimento, relacionada com as instabilidades tipo deriva de gradiente, apresente termos contendo informação do gradiente de densidade local e da taxa de recombinação. Da mesma maneira, devemos contar com termos envolvendo a velocidade íon-acústica e as taxas de colisão elétrons-neutros e íons-neutros.

De fato, Farley e Fejer (1975), Fejer e Kelley (1980), Kudeki (1983) e Hysell et al. (1997) apresentam suas interpretações das teorias que discorrem sobre o desenvolvimento de instabilidades de plasma de pequena escala no EEJ, as quais concordam com o exposto no parágrafo anterior. O desenvolvimento das equações apresentadas nesta seção é explicitado nos trabalhos mencionados e nos trabalhos listados nas referências destes. Nós vamos apresentar aqui seus principais resultados. A seguir, apresentamos a frequência de oscilação da onda de instabilidade ω_r e a taxa de crescimento linear da instabilidade Γ para ambas irregularidades Farley-Buneman e de deriva de gradiente:

$$\omega_r = \frac{\mathbf{k} \cdot (\mathbf{V}_{oe} + \psi \mathbf{V}_{oi})}{1 + \psi}$$

$$\Gamma = \frac{1}{1 + \psi} \left\{ \frac{\psi}{v_i} \left[(\omega_r - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_{oi})^2 - k^2 C_s^2 \right] + \right. \quad (2.11)$$

$$\left. + \frac{1}{L_N k^2} \left[(\omega_r - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_{oi}) \left(\frac{v_i}{\Omega_i} k_y \right) \right] \right\} - 2\alpha N_o$$

Muitas das variáveis destas equações já foram definidas nas seções anteriores. Assim, definiremos somente as variáveis que ainda não foram definidas e aquelas que merecem destaque especial. Nas equações (2.11), V_{oe} e V_{oi} são as respectivas velocidades de deslocamento dos elétrons e dos íons (positivas para a direção oeste); \mathbf{k} é o vetor de onda, k seu módulo, e k_y sua componente na direção y (leste); Ω_e , Ω_i são as respectivas velocidades ciclotrônicas para os elétrons e para os íons; $L_N = N(\partial N/\partial z)^{-1}$ é a escala de altura do gradiente de densidade eletrônica, positivo para densidades crescentes com altitude; N_0 é a densidade eletrônica de fundo, α é o coeficiente de recombinação linear nas alturas do EEJ ($\alpha \approx 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$); e ψ é definido por:

$$\psi = \psi_0 \left(\frac{k_{\perp}^2}{k^2} + \frac{\Omega_e^2}{v_e^2} \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} \right), \text{ onde } \psi_0 = \frac{v_e v_i}{\Omega_e \Omega_i}. \quad (2.12)$$

Observando a equação da taxa de crescimento linear (2.11), verificamos que o primeiro e o terceiro termo do lado direito se referem, respectivamente, às instabilidades Farley-Buneman e de deriva de gradiente, como esperado. O segundo termo descreve o amortecimento difusivo. E o quarto termo, fora das chaves, é o amortecimento recombinacional.

Uma observação importante é que o tratamento de fluido só é válido para comprimentos de onda muito maiores que o livre caminho médio dos íons ($\lambda_i \approx 0,15 \text{ m}$). Além disso, as ondas consideradas neste tratamento são essencialmente eletrostáticas, uma vez que o meio onde o EEJ está inserido é um plasma de baixo β ($\approx 10^{-6}$), onde β é a razão entre a pressão do plasma e a densidade de energia magnética do meio. Isso significa dizer que as perturbações causadas por flutuações magnéticas são desprezíveis (Chen, 1974; Bittencourt, 1995).

Em resumo, várias aproximações foram utilizadas neste tratamento. A quase-neutralidade é suposta, uma vez que os comprimentos de onda de interesse

são muito maiores que o comprimento de Debye ($\lambda_D \leq 10$ cm). Os íons são considerados não-magnetizados, pois sua girofrequência é muito inferior a sua taxa de colisão com as partículas neutras. A inércia dos elétrons é negligenciada, pois sua taxa de colisão com as partículas neutras e a sua velocidade ciclotrônica são muito maiores que o deslocamento Doppler na frequência da onda instável, causado pela sua propagação em relação ao plasma eletrônico. Supõe-se também que essa onda instável se propaga na direção perpendicular ao campo magnético. E também, os efeitos da propagação e os efeitos causados pela refração são negligenciados.

Farley e Fejer (1975) apresentaram também uma aproximação simplificada da taxa de crescimento Γ para ondas do tipo Farley-Buneman, ou seja, uma simplificação da Equação (2.11). Nela foram negligenciados os efeitos da recombinação, foi considerada a teoria dos fluidos ($v_i > \omega_r \gg \Gamma$), foi suposto o arraste iônico, ψ foi aproximado para ψ_0 e foram consideradas somente ondas propagando-se normais ao campo magnético \mathbf{B} . O resultado é dado por:

$$\Gamma \cong \frac{\psi_0}{(1+\psi_0)v_i} \cdot \left[\omega_r^2 + \omega_r \left(\frac{v_i}{v_e} \right) \frac{\Omega_e k_y}{L_N k^2} - k^2 C_s^2 \right] . \quad (2.13)$$

Se considerarmos agora somente ondas propagando-se horizontalmente ($k = k_y$) para comprimentos de ondas entre, aproximadamente, 1 m e 20 m, a condição limite de crescimento da onda pode ser escrita da forma:

$$\omega_r^2 + \left(\frac{v_i}{v_e} \right) \frac{\Omega_e}{L_N k} \omega_r - k^2 C_s^2 = 0 . \quad (2.14)$$

Resolvendo essa equação para raízes positivas, considerando que o segundo termo é positivo para elétrons deslocando-se para oeste e que a densidade eletrônica aumenta com a altura, obtém-se:

$$\omega_r = kC_s \left[\sqrt{1 + F^2} - F \right] , \quad (2.15)$$

na qual:

$$F = \frac{v_i}{v_e} \frac{\Omega_e}{2k^2 L_N C_s} . \quad (2.16)$$

Para valores típicos das alturas do EEJ, digamos: $v_i = 2,5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$; $v_e = 4 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$; $\Omega_e = 5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$; e $C_s = 360 \text{ m/s}$, encontramos que:

$$F = \frac{11\lambda^2}{L_N} . \quad (2.17)$$

Dessa forma, se tomarmos 6 km como um valor de escala de altura do EEJ diurno, as irregularidades tipo Farley-Buneman com escala de 3 m de comprimento ($\lambda = 3 \text{ m}$) devem ser observadas com velocidades de fase de $\approx 98,4 \%$ do valor da velocidade íon-acústica C_s . Para as irregularidades tipo Farley-Buneman com escala de 5 m de comprimento esse valor cai para $\approx 95,5 \%$ de C_s .

Portanto, como mencionamos anteriormente, fica evidente a íntima relação entre o crescimento das irregularidades do tipo Farley-Buneman e a velocidade de propagação da onda de instabilidade acima do limiar de aproximadamente a velocidade íon-acústica C_s .

2.5.9 Observação Simultânea de Irregularidades tipo Farley-Buneman e tipo Deriva de Gradiente e as Teorias Lineares

As teorias lineares dos mecanismos de formação das irregularidades Farley-Buneman e deriva de gradiente não são completamente excludentes. Além

disso existem aspectos das observações das irregularidades que não foram discutidos até este ponto. Um bom exemplo é a saturação da velocidade de deslocamento das irregularidades Farley-Buneman no valor da velocidade ión-acústica. Veja na FIGURA 2.11, que a teoria não determina uma saturação para essa velocidade. Pelo contrário, a teoria linear prediz que a velocidade deveria aumentar, proporcionalmente a intensidade do campo elétrico de polarização.

Nesta seção vamos discutir alguns dos aspectos remanescentes sobre as irregularidades do EEJ e algumas das limitações das teorias lineares. Faremos isso à medida que mostramos estudos de observações simultâneas das irregularidades Farley-Buneman e de deriva de gradiente.

Um exemplo de observação de irregularidades do EEJ diurno na África é mostrado na FIGURA 2.14, na qual está sobreposta a variação da intensidade da componente H do campo magnético terrestre. Nesta figura, os quadrados são as velocidades de deslocamento das irregularidades do tipo Farley-Buneman e os pontos são as velocidades de deslocamento das irregularidades do tipo deriva de gradiente. Os quadrados e pontos são distribuídos horizontalmente de acordo com a hora da observação destas velocidades.

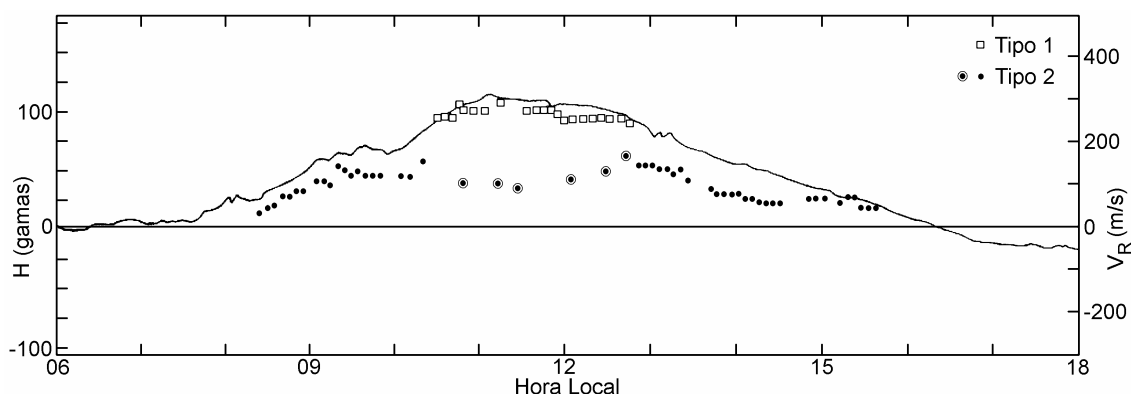


FIGURA 2.14 - Variação da componente H do campo geomagnético (linha contínua) sobreposta pela velocidade para oeste V_R das irregularidades relacionadas com instabilidades do tipo Farley-Buneman (quadrados) e deriva de gradiente (pontos) em Addis Ababa, para um dia típico de condições normais de EEJ (21 de julho de 1977).

FONTE: Crochet et al. (1979, p. 5225).

Os espectros de potência característicos das irregularidades do tipo deriva de gradiente observados durante a presença de irregularidades Farley-Buneman não são bem definidos, portanto são apresentados com um círculo ao redor de seu ponto. Os ecos relacionados com as irregularidades tipo Farley-Buneman foram observados nos horários entre as 10 h e 13 h (hora local), quando a velocidade de fase das irregularidades alcançou a velocidade íon-acústica. Os ecos de irregularidades tipo deriva de gradiente aparecem de manhã e persistem até o anoitecer porque o gradiente de densidade eletrônica é positivo (apontando para cima) e regular durante o dia. Isto representa uma situação instável na presença de um campo elétrico de polarização do EEJ (E_P) também positivo (Fejer e Kelley, 1980; Forbes, 1981).

Observe agora a inversão no sentido do eletrojato equatorial, chamada contra eletrojato (CEJ, do inglês: *counter electrojet*), apresentada na FIGURA 2.15. Nesta situação o campo elétrico alterou seu sentido em torno das 13 h, ao passo que o gradiente de densidade permaneceu constante. Isso fez com que a situação de instabilidade não mais ocorresse. Portanto, os ecos relacionados com as irregularidades de deriva de gradiente não foram observados durante o CEJ, apenas irregularidades do tipo Farley-Buneman foram observadas.

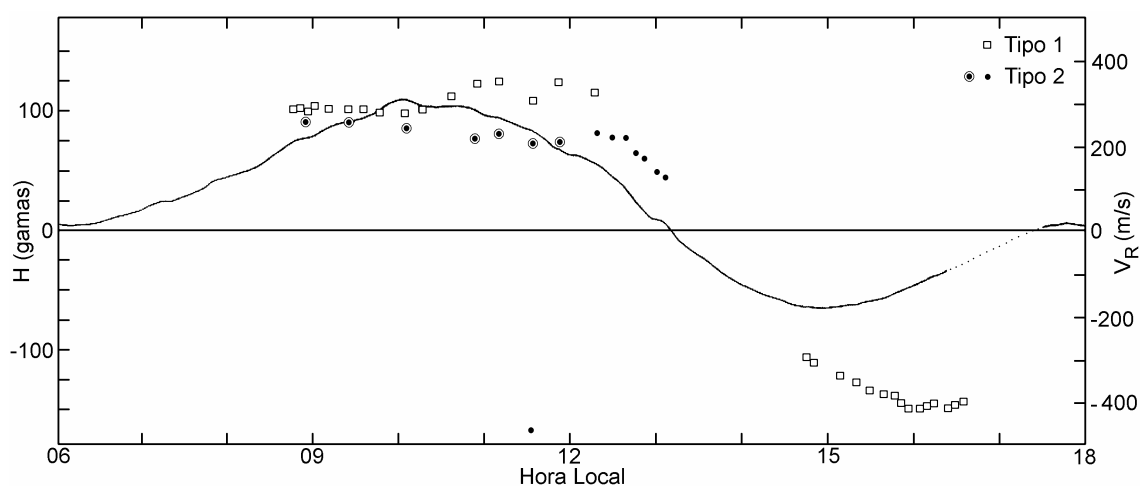


FIGURA 2.15 - Variação da componente H do campo geomagnético (linha contínua) sobreposta pela velocidade para oeste V_R das irregularidades relacionadas com as instabilidades do tipo Farley-Buneman (quadrados) e deriva de gradiente (pontos) em Addis Ababa, para um dia de forte CEJ (21 de janeiro de 1977).
 FONTE: Crochet et al. (1979, p. 5225).

A observação dos ecos relacionados com as irregularidades do tipo Farley-Buneman é explicada pela teoria linear, discutida nas seções anteriores. Uma vez que gradiente de densidade positivo ainda está presente, para que este tipo de instabilidade se desenvolva, o fator determinante é o valor de campo elétrico, o qual deve atingir um valor limite próximo à velocidade íon-acústica (≈ 360 m/s). Além disso, é importante notar que, uma vez que o campo elétrico do CEJ apresenta polaridade invertida com relação ao campo do EEJ, as velocidades de deslocamento das irregularidades devem, obrigatoriamente, inverter seu sentido. De fato, observe na FIGURA 2.15, que somente velocidades de deslocamento para leste, acima da velocidade limite, são observadas.

Também é interessante notar que a velocidade radial relacionada com as irregularidades Farley-Buneman, em contraste com aquelas observadas ao meio dia local, apresenta um crescimento linear de 100 m/s em um período de 90 min, em concordância com a variação da intensidade da componente H do campo geomagnético ao nível de solo. Além disso, as velocidades alcançam valores acima de 400 m/s, superiores ao limite de saturação em torno da velocidade íon-acústica. Crochet et al. (1979) verificaram que, de fato, esse tempo e velocidade parecem estar em acordo com as teorias lineares, pois essa variação não saturada na velocidade íon-acústica está associada à estrutura laminar da camada de corrente do CEJ, em contraste com a estrutura turbulenta da camada de corrente do EEJ.

Entretanto, este assunto não está encerrado. Krishna Murthy et al. (1998) realizaram observações de irregularidades de pequena escala (3 metros) da região E equatorial em Gadanki, na Índia (dip $1,25^\circ$ N), e verificaram que as irregularidades do tipo deriva de gradiente foram observadas principalmente em duas faixas de alturas distintas, entre 90-97 km e 102-113 km. Além disso, as irregularidades das alturas mais elevadas estavam afastando-se do radar durante o dia e aproximando-se do radar durante a noite, ao passo que as irregularidades das alturas mais baixas estavam aproximando-se do radar

durante o dia e afastando-se do radar durante a noite. Eles concluíram que a força responsável pelo deslocamento das irregularidades das alturas mais elevadas é de origem eletrodinâmica e possivelmente proveniente dos campos elétricos da base da camada F, acoplados à região E pelas linhas de campos magnéticos. Em contra-partida, a responsabilidade pelo deslocamento das irregularidades das alturas mais baixas foi atribuída à componente meridional do vento neutro.

Recentemente, Woodman e Chau (2002) publicaram as primeiras observações de irregularidades de plasma do tipo Farley-Buneman em Jicamarca, em condições de CEJ, durante o dia. Entre outros aspectos, eles verificaram a presença de irregularidades tipo 1 com características de espectro turbulento. Para explicar esta característica, eles postularam que longas ondas primárias horizontais, puramente tipo 1, quebraram-se em instabilidades secundárias do tipo deriva de gradiente.

Portanto, fica evidente que apesar de existirem modelos mais aceitos para os mecanismos de formação das irregularidades, identificar a fonte provável de sua geração é sempre um trabalho difícil. No EEJ quase sempre encontramos esses dois tipos de irregularidades e, dependendo do sentido do campo elétrico e do gradiente de densidade eletrônica, os dois tipos de mecanismo geradores de irregularidades podem adicionar-se ou subtrair-se (Fejer e Kelley, 1980).

CAPÍTULO 3

UTILIZAÇÃO DE RADARES EM ESTUDO DE IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS

Os primeiros experimentos de espalhamento ionosféricos em VHF (Bowles et al., 1960; Bowles e Cohen, 1962) mostraram que os ecos recebidos com essa técnica eram devidos ao espalhamento de sinais de radar pelas irregularidades ionosféricas. Na técnica de radares de espalhamento coerente, uma parte do pulso de sinal transmitido é retro-espalhado pela região onde as irregularidades têm dimensão igual à metade do comprimento de onda do sinal transmitido do radar, na direção do vetor de onda do radar. Assim, no caso de radares operando a 50 MHz ($\lambda = 6$ m) o sinal será retro-espalhado por irregularidades com comprimento em torno de 3 m. Na técnica de radares de espalhamento incoerente, uma parte da energia transmitida é retro-espalhada por cada elétron livre presente na região iluminada pelo radar. Portanto, quanto maior a densidade eletrônica, maior o eco de retorno.

Uma vez que as irregularidades são fortemente alinhadas ao campo magnético, a geometria básica para suas observações baseadas em radares de solo é determinada pela condição de perpendicularidade do vetor de onda sondador para o campo magnético terrestre. No equador magnético, a sondagem pode ser feita verticalmente em qualquer ponto, uma vez que o campo magnético nesta região é totalmente horizontal. Para observação da região auroral, a localização do radar deve ser bem ao sul (norte), no caso do hemisfério norte (sul).

Os radares de espalhamento incoerente detectam as irregularidades como flutuações de densidade no perfil de densidade eletrônica. Eles também são utilizados para determinação das derivas ionosféricas. Os radares de espalhamento coerente obtêm características da presença das irregularidades da ionosfera e fornecem informações sobre suas velocidades de deslocamento.

Neste trabalho vamos mencionar alguns princípios gerais dos radares e discutir aspectos da técnica utilizada, além de apresentar a matemática básica envolvida nas observações de radares. Por fim, vamos apresentar alguns exemplos de estudos que podem ser desenvolvidos utilizando a técnica de radares coerentes.

3.1 Princípios Gerais dos Radares

O nome radar reflete a ênfase dada aos primeiros experimentos, nos quais o objetivo era detectar e medir a distância de um “objeto” em relação ao radar. Portanto, *radar* é a contração das palavras “*radio detection and ranging*”. Esse termo foi adotado oficialmente pela marinha dos Estados Unidos em 1940. Mas, inicialmente foram criadas denominações específicas em diferentes países. A Inglaterra utilizou a sigla *RDF*, na qual o significado da letra *R* ainda permanece em discussão entre os historiadores, mas *DF* significam “*Direction Finding*”. A França utilizou a sigla *DEM* para representar “*détection électromagnétique*”. A Alemanha adotou o termo “*Funkmessgerät*”, o qual poderia ser traduzido como aparelho de rádio medidas. Atualmente o termo radar é mundialmente reconhecido e aceito.

O radar pode ser definido como um dispositivo eletrônico para detecção e localização de “objetos”. Ele opera transmitindo um tipo particular de forma de onda e detectando a natureza do sinal de eco. A forma mais simples é uma onda senoidal modulada por um trem de pulsos. A distância *R* entre o “objeto” e o radar é determinada medindo-se o tempo gasto desde que um pulso foi emitido até seu retorno.

$$R = \frac{c \cdot \Delta t}{2} \quad (3.1)$$

Na equação acima, *c* é a velocidade da luz, *R* é a distância percorrida (*range*) e Δt é o tempo gasto entre a emissão do pulso e a detecção do eco. A direção,

ou posição angular, do “objeto” em relação ao radar pode ser determinada através da direção de chegada do eco de retorno. O método usual para medida de direção do “objeto” é utilizar um feixe de antena bastante estreito.

Outra importante característica dos radares é a taxa de repetição de pulsos (f_{RP}). Uma vez transmitido um pulso, deve ser assegurado que o eco retorne e seja detectado em um tempo inferior ao início da transmissão do próximo pulso. Portanto, a razão com que os pulsos devem ser transmitidos é determinada pela maior distância esperada entre o radar e o “objeto”. Caso a f_{RP} não seja limitada, podemos ter ambigüidade na determinação da posição R_N do “objeto”. Para um determinado radar, a máxima distância não ambígua é dada por:

$$R_N = \frac{c}{2 \cdot f_{RP}} \quad (3.2)$$

A potência de operação dos radares é um parâmetro que depende bastante da aplicação para a qual o radar será empregado. Radares de espalhamento incoerente necessitam de uma maior potência. Para um mesmo radar, a utilização de um feixe de antena mais ou menos direcional também influencia na potência necessária. Existem também técnicas de modulação (codificação) de pulsos, que não serão abordadas neste trabalho, com as quais é possível extrair informações de ecos extremamente fracos, permitindo que a potência de operação dos radares seja reduzida sensivelmente. A equação geral que relaciona a potência transmitida com a potência por unidade de área que obteremos na região a ser observada é (Skolnik, 1962):

$$P_{irrad} = \frac{P_t}{4\pi R^2} \quad (3.3)$$

Nesta equação, a potência por unidade de área a uma distância R do radar é proporcional à razão da potência transmitida P_t pela área de uma superfície esférica imaginária de raio R . Para este cálculo é considerado que a antena utilizada é omnidirecional, isto é, irradia uniformemente em todas as direções. Se considerarmos uma antena mais diretiva, essa potência irradiada deve ser multiplicada pelo ganho da antena G_t . A potência irradiada pelo “objeto”, é obtida multiplicando-se o último resultado pela seção plana do próprio “objeto” σ . Dessa forma, a densidade de potência recebida do eco será a potência transmitida pelo “objeto” dividida pela mesma área de uma superfície esférica imaginária de raio R . Por fim, a porção da potência do eco recebida pelo radar será o último resultado multiplicado pela área efetiva da antena A_r . A potência sentida pelo radar devido ao retro-espalhamento causado pela presença do “objeto” pode, então, ser apresentada na forma da Equação (3.4).

$$P_r = \frac{P_t \cdot G_t \cdot A_r \cdot \sigma}{(4\pi R^2)^2} \quad (3.4)$$

3.2 Teorias dos Espalhamentos Coerente e Incoerente

Por convenção, radares detectando flutuações térmicas do meio, onde a coerência de fase é muito pequena, têm sido chamados de incoerentes, enquanto outros medindo estruturas com coerência de fase do sinal do eco, são chamados coerentes. Um radar desenvolvido para receber ecos de estruturas físicas em meio ionizado é usualmente chamado de radar de espalhamento coerente. Contudo, a literatura especializada ainda não é suficientemente clara em se tratando da física do espalhamento coerente.

3.2.1 Espalhamento Coerente

As primeiras teorias que tratam do espalhamento coerente por radares são relacionadas ao espalhamento turbulento na troposfera (Booker e Gordon,

1950). No caso do EEJ, o espalhamento é causado pelas irregularidades de plasma que aparecem devido à presença dos campos elétricos locais. O surgimento destas irregularidades pode ser explicado pelas teorias lineares e a saturação das ondas instáveis é devido aos processos não lineares, os quais podemos relacionar com turbulência. A presença das irregularidades de plasma causa flutuações irregulares no índice de refração para ondas eletromagnéticas que atravessam o meio.

Dessa forma, quando uma onda eletromagnética atinge uma irregularidade de plasma, correntes elétricas fluem dentro e na sua superfície, de acordo com as equações de Maxwell e as correspondentes condições de contorno (Knott et al., 1985). Essas correntes induzidas geram seu próprio campo eletromagnético. Esse campo é chamado “campo espalhado” do objeto e, geralmente, se propaga em todas as direções com várias amplitudes e fases. Quando o campo é espalhado na direção do vetor de onda do radar, mas com sentido contrário a este, esse campo é chamado assinatura monoestática.

O sinal retro-espalhado será coerente no caso em que as irregularidades presentes no EEJ apresentem dimensão igual à metade do comprimento de onda (λ) do sinal utilizado pelo radar ou múltiplos deste (Rao, 1991). Neste caso, os sinais espalhados por cada porção da irregularidade apresentaram um efeito aditivo ao longo do eixo coincidente com o vetor de onda do sinal emitido. E também, apesar de ser uma composição de várias componentes de frequências, a componente predominante no espectro de Fourier do sinal retro-espalhado será aquela que apresenta comprimento de onda igual à metade do comprimento de onda do sinal emitido pelo radar.

Na literatura de radares, três regimes de espalhamento são conhecidos e caracterizados pela relação entre o comprimento de onda e o tamanho do “objeto” observado. Para o caso de irregularidades ionosféricas, o regime de espalhamento é o ressonante, onde o tamanho da irregularidade é da ordem do comprimento de onda do sinal do radar. Neste tipo de espalhamento, a fase

do campo incidente muda significativamente devido ao comprimento da irregularidade, conforme mostra a FIGURA 3.1. Esta é a região de ressonância, onde cada parte do espalhamento afeta as outras partes. O campo em cada parte da irregularidade é o somatório do campo incidente e de um campo espalhado pelas outras partes.

Portanto, dentro da região em ressonância, o sinal retro-espalhado tem forte característica do sinal transmitido. Se tivermos uma transmissão pulsada modulada por um sinal senoidal, a fase do eco recebido permanece previsível entre pulsos consecutivos e a energia será encontrada em linhas discretas com um envelope espectral, ao invés de espalhada sobre uma banda espectral (Barton, 1964).

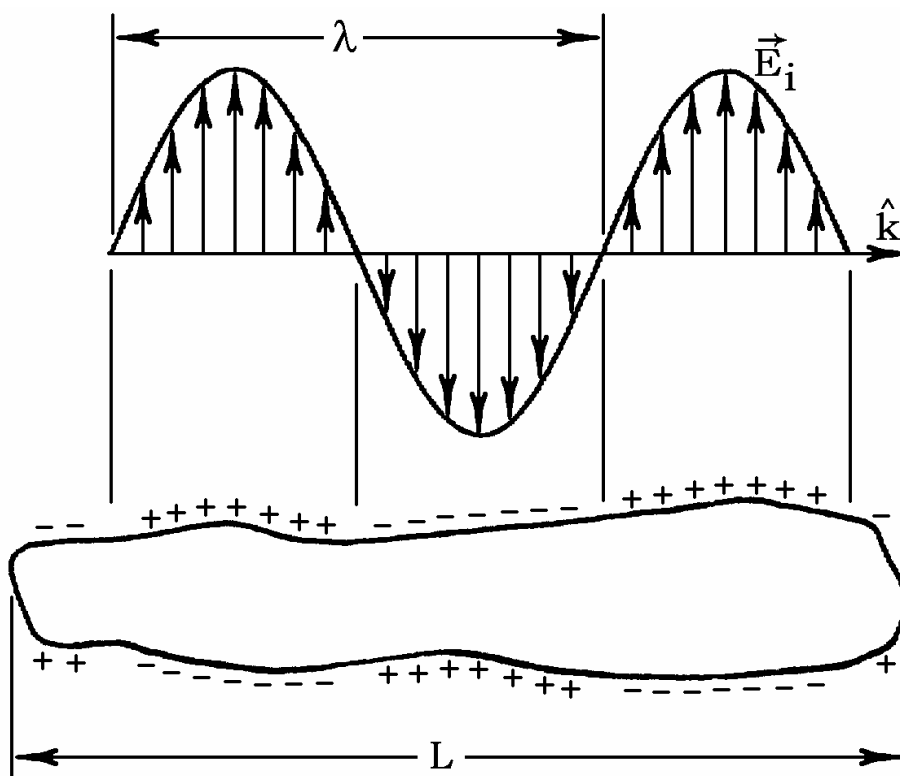


FIGURA 3.1 - Região espalhando em ressonância. A fase do campo incidente muda completamente ao longo do comprimento da região.
FONTE: Knott et al. (1985, p. 56).

O termo coerente implica, portanto, que o espalhamento ocorre devido à presença de uma densidade de irregularidades na distribuição de plasma, cujos tamanhos são múltiplos de meio comprimento de onda do sinal emitido pelo radar. Se há coerência dos sinais retro-espalhados, suas fases se igualam e os ecos são somados em intensidade, tornando o eco forte o suficiente para ser detectado por sistemas de radares. Uma vez que a ionosfera apresenta uma variedade de irregularidades de diferentes tamanhos podemos imaginar que uma fração da energia incidente será espalhada de cada parte da fronteira da irregularidade com o meio.

3.2.2 Espalhamento Incoerente

Apesar de não estar diretamente relacionado com o nosso estudo, decidimos introduzir os conceitos básicos relacionados ao espalhamento incoerente nesta seção para que a visão sobre a utilização de radares ionosféricos seja um pouco mais completa.

A densidade eletrônica pode ser medida através de espalhamento incoerente dos elétrons. O espalhamento incoerente de um meio ionizado é normalmente muito fraco, mas pode oferecer potência retro-espalhada suficiente para ser detectado se for sondado através de radares bastante potentes.

Esta técnica não está limitada à porção da ionosfera abaixo do máximo de densidade eletrônica, tal como ocorre para sondadores em HF (Gordon e LaLonde, 1961). Um simples elétron livre tem sua seção de espalhamento dada pela seguinte relação (Gordon, 1958; Gordon e LaLonde, 1961):

$$\sigma_e = \left(\frac{\mu \cdot e^2}{4\pi \cdot m} \text{sen} \psi \right)^2 \cong 8 \times 10^{-30} \cdot \text{sen}^2 \psi \Rightarrow [\sigma_e] = m^2 \quad (3.5)$$

Nesta equação, μ é a permeabilidade do meio, e é a carga do elétron, m é a massa do elétron, e ψ é o ângulo de polarização definido como o ângulo entre

a direção de polarização do campo incidente e a direção do espalhamento para o receptor. A seção de espalhamento de um elétron é definida como a potência espalhada por unidade de ângulo sólido, por unidade de potência incidente e por elétrons.

É importante notar que a seção de espalhamento de um elétron não depende da frequência utilizada na sondagem. Dessa forma, se tivermos n elétrons por metro cúbico, todos os quais espalhando incoerentemente, a seção de espalhamento por unidade de volume será:

$$\sigma_v = n \cdot \sigma_e \Rightarrow [\sigma_v] = \text{m}^{-1} . \quad (3.6)$$

O espalhamento de uma onda eletromagnética pode ser coerente, parcialmente coerente ou incoerente, dependendo da relação entre a frequência da onda portadora e a frequência de colisão dos elétrons com as moléculas neutras, além da geometria envolvida. Em espalhamento coerente, geralmente, a frequência de operação necessária é mais baixa que em espalhamento incoerente.

Se o deslocamento da frequência devido ao efeito Doppler, causado pelo movimento térmico dos elétrons, for maior que a sua frequência de colisão, então a onda portadora terá alguns ciclos a mais ou a menos. Dessa forma, a energia associada com a onda incidente aparece na forma de uma onda espalhada com frequência diferente e, portanto, incoerente. Caso contrário, o efeito do deslocamento Doppler será pouco pronunciável e as ondas incidente e retro-espalhada podem ser consideradas em fase.

O movimento térmico dos elétrons é aleatório. Movimentos aleatórios fazem com que a energia da onda incidente se espalhe sobre uma faixa de frequência, a qual é determinada pela frequência da onda incidente e pela velocidade da região dos espalhamentos. Portanto, quando a frequência

transmitida é alta, a largura do espectro do sinal de eco pode ser significativa. Para um espalhamento da ordem de 100 kHz é necessária uma frequência da portadora de 200 MHz. Uma vez que a frequência espalhada é proporcional ao movimento aleatório dos elétrons, isto pode ser usado para determinar a temperatura da região dos espalhamentos (Pineo et al., 1960).

A densidade eletrônica pode ser determinada através da intensidade dos ecos devido aos espalhamentos incoerentes. Substituindo a seção de espalhamento por unidade de volume, na equação para alvos volumétricos (Skolnik, 1962), a potência média do sinal recebido pelo radar deve ser:

$$\overline{P}_r = \frac{P_t \cdot h \cdot A_e \cdot n \cdot \sigma_e}{32 \cdot R^2} . \quad (3.7)$$

Na Equação (3.7), P_t é a potência transmitida em um pulso do radar, h é a largura do pulso em espaço, A_e é a área efetiva da antena, R é a distância entre o radar e o volume espalhado. Todos os parâmetros desta equação são assumidos conhecidos, exceto a densidade eletrônica n , a qual será determinada pelas medidas do radar.

3.3 O Efeito Doppler e o Cálculo da Velocidade

O eco recebido por um radar pulsado não indica somente que o alvo está presente, ele dá também a sua distância em relação ao radar. Este eco, apesar de potência consideravelmente menor que o sinal enviado, possui a informação da velocidade com que o alvo se aproxima ou se distancia (Gill, 1965). Eliminando a característica do sinal enviado presente no eco recebido, é possível verificar a presença de uma modulação de frequência muito baixa, em relação à frequência de operação do radar. O aparecimento dessa modulação é devido ao efeito Doppler, discutido nessa seção. A técnica do efeito Doppler vem sendo utilizada há anos para determinação das velocidades dos “objetos” estudados por radares (Greenwald, 1972).

A FIGURA 3.2 ilustra a forma como o efeito Doppler pode ser visualizado, quando temos uma irregularidade ionosférica se afastando ou se aproximando do radar com velocidade v . Neste exemplo, observamos a compressão entre as frentes de ondas do eco quando as irregularidades estão se aproximando e o distanciamento entre as frentes de ondas, quando elas estão se afastando.

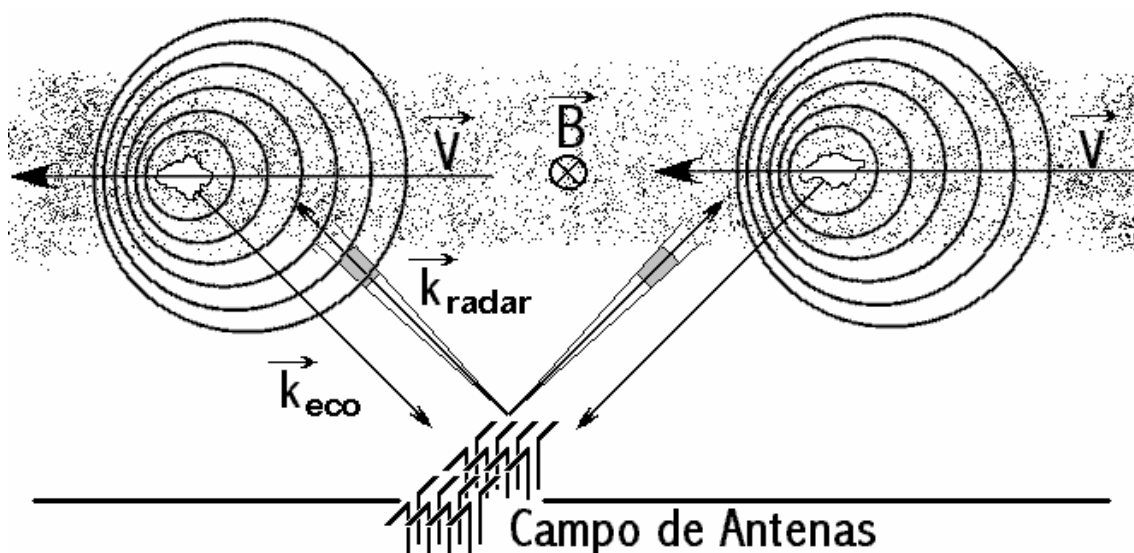


FIGURA 3.2 - Efeito Doppler no sinal recebido, quando temos uma irregularidade ionosférica se afastando ou se aproximando do radar com velocidade v .

Imaginemos que as irregularidades equatoriais, imersas no eletrojato, estão a uma distância D do radar ionosférico. Desta forma, o número total de ondas contidas em duas vezes essa distância é $(2.D)/\lambda$, onde λ é o comprimento de onda correspondente à frequência de operação do radar (f_0). Assim, a variação angular total ϕ percorrida durante o tempo de emissão da onda e seu retorno é $(2.D/\lambda).2\pi$ radianos. Como as irregularidades estão se movimentando, a variação angular ϕ está constantemente mudando à medida que a distância D entre o radar e as irregularidades está aumentando ou diminuindo. Se a velocidade de deslocamento das irregularidades é constante, a taxa com que essa variação angular ocorre é dada pela equação:

$$\omega = 2\pi f_d = \frac{d\phi}{dt} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{dD}{dt} = \frac{4\pi v_i}{\lambda} . \quad (3.8)$$

Nesta equação, f_d é freqüência de deslocamento devido ao efeito Doppler, ω é a velocidade de variação angular, correspondente a esta freqüência, e v_i é a velocidade de deslocamento das irregularidades ionosféricas em relação ao radar. Dessa forma, a freqüência devido ao deslocamento Doppler pode ser expressa por:

$$f_d = \frac{2v_i}{\lambda} = \frac{2v_i f_o}{c} , \quad (3.9)$$

na qual c é a velocidade da luz no vácuo (299.792.458 m/s; Mohr e Taylor, 2002).

Por fim, com a utilização desta equação e observando os espectros de potência, temos condições de determinar a velocidade de propagação das irregularidades ionosféricas.

3.4 A Transformada de Fourier

O método de transformada integral, particularmente a de Fourier, tem importantes aplicações em análises de dados. A principal utilização da transformada de Fourier é no estudo do comportamento periódico de sinais contínuos variantes no tempo. Nas áreas das engenharias, esta ferramenta matemática é freqüentemente utilizada para transformação de sinais do domínio do tempo para o domínio da freqüência. Isso se aplica em áreas como propagação de ondas acústicas, óptica e teoria de ondas eletromagnéticas para, por exemplo, estimarmos o espectro de potência na convolução de duas séries temporais para a montagem de filtro (Bergland, 1969).

A transformada de Fourier é utilizada na técnica de radares para estimativas do espectro de potência do sinal retro-espalhado pelas irregularidades ionosféricas. Baseado neste espectro, nós temos condições de determinar o deslocamento Doppler causado pelo movimento relativo das irregularidades em relação ao radar, conforme foi mencionado na seção anterior. A integração desse espectro resulta na potência total retro-espalhada pelas irregularidades contidas na faixa de altura a qual esse espectro representa.

A transformada de Fourier se aplicada no caso de funções contínuas, implicando uma extensão infinita do sinal. Entretanto, quando realizamos uma análise de dados, a série temporal formada pelo conjunto de dados é finita em extensão, pois o nosso conjunto de dados é finito (Cooley e Tukey, 1969; Bergland, 1969). Assim, a forma de onda analisada é discreta. Neste caso, devemos utilizar a transformada de Fourier na sua versão discreta (DFT, do inglês: *Discrete Fourier Transform*).

Assim, como utilizamos a transformada de Fourier para transformar sinais do domínio do tempo para o domínio da frequência, utilizamos a transformada inversa de Fourier para transformar sinais do domínio da frequência para o domínio do tempo. A transformada de Fourier para um sinal contínuo, no domínio do tempo $x(t)$, pode ser escrita da forma:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot t} dt , \quad (3.10)$$

e sua transformada inversa é dada por:

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f) \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot t} df . \quad (3.11)$$

Analogamente, a transformada discreta de Fourier (DFT) e sua inversa podem ser escritas da forma:

$$X(j) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} x(k) \cdot e^{\frac{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot j \cdot k}{N}} \quad e \quad (3.12)$$

$$x(k) = \sum_{j=0}^{N-1} X(f) \cdot e^{\frac{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot j \cdot k}{N}},$$

para $j = 0, 1, \dots, N-1$; $k = 0, 1, \dots, N-1$, com $x(k)$ e $X(f)$ sendo séries complexas.

A transformada de Fourier para funções discretas é perfeitamente aplicável. Entretanto, novos métodos computacionais foram desenvolvidos e a DFT sofreu uma evolução no seu algoritmo. Foi criada a transformada rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform* - FFT), que é um método computacional mais eficiente para o cálculo da DFT de uma série temporal. Sua eficiência está no fato de calcular os coeficientes da DFT iterativamente (Cochran et al., 1967). O cálculo direto dos coeficientes de uma série com N amostras requer cerca de N^2 operações aritméticas, contra $2 \cdot N \cdot \log_2(N)$ operações efetuadas pela FFT.

A eficiência da transformada rápida de Fourier torna mais acessível o tratamento de alguns problemas, sobretudo aqueles com grande número de dados, o que é geralmente o caso na análise de dados de radares.

3.5 Estudo Ionosféricos Utilizando Radares Coerentes

A técnica de radares de espalhamento pode ser aplicada para estudar as características da ionosfera terrestre em diferentes latitudes e em toda sua faixa de altura. Entretanto, essa técnica é mais aplicada nas alturas da região E e F, além de estudar fenômenos distintos nas diferentes latitudes. Existem vários trabalhos bastante amplos sobre irregularidades ionosféricas observadas com radares de espalhamento, os quais examinam vários aspectos das

irregularidades (Bowles et al., 1960; Bowles e Cohen, 1962; Fejer, 1979; Fejer e Kelley, 1980; Hanuise, 1983; Fejer, 1985; Fejer e Providakes, 1987; Krishna Murthy e Sudha Ravindran, 1994; Krishna Murthy et al., 1998).

A análise espectral dos ecos espalhados de irregularidades eletrônicas é uma importante ferramenta da obtenção de informações sobre as características das derivas ionosféricas, além de agregar conhecimento aos estudos das instabilidades de plasma (Balsley, 1971). Através do estudo das derivas, podemos, indiretamente, estudar os campos elétricos da região de observação, uma vez que a força primária que origina as derivas é $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ (Greenwald, 1996; Hysell e Burcham, 2000).

Os mais pronunciados fenômenos da região E detectados através de retro-espalhamento ocorrem no equador magnético e em altas latitudes (região auroral). Nesta localização já era conhecido, através de medidas de magnetômetros, o fenômeno dos eletrojatos. Hoje em dia, é bastante aceito que os eletrojatos desempenham um papel importante na geração e sustentação de turbulência eletrostática em ambas regiões (Haldoupis, 1989). Essa turbulência é a responsável indireta pelo espalhamento coerente de onda de rádio em frequências na faixa de VHF ou superior.

3.6 Exemplos de Estudos Utilizando Radares Coerentes na Região Equatorial

A utilização de radares no estudo das irregularidades da região equatorial permite não só obtermos informação das próprias irregularidades e seus mecanismos de formação, mas permitem também observarmos a dinâmica do meio no qual estão inseridas. A FIGURA 3.3 demonstra a forma usual de apresentação dos sinais retro-espalhados pelas irregularidades do EEJ variando nos domínios do tempo e altitudes. Esta figura mostra um mapa de variação temporal de intensidade de sinais (RTI, do inglês: *Range Time Intensity*) retro-espalhados pelas irregularidades do EEJ, os quais foram

emitidos pelo radar coerente de 50 MHz RESCO. Este mapa é um mapa médio para o período entre 23 de janeiro e 15 de fevereiro de 2001.

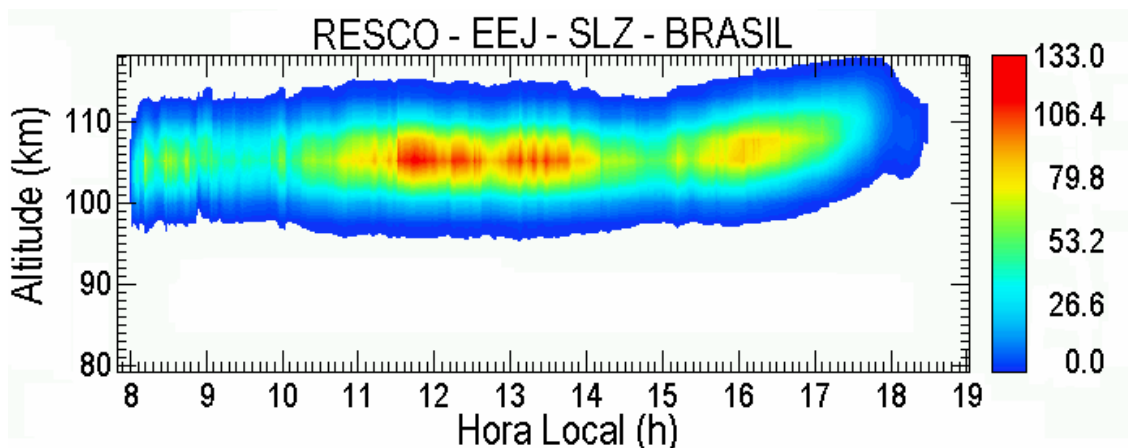


FIGURA 3.3 - Mapa de variação temporal de intensidade médio, referente ao período entre 23 de janeiro e 15 de fevereiro de 2001, gerado a partir dos dados do radar RESCO, obtidos em São Luís do Maranhão - MA.

A simples observação dessa figura demonstra o comportamento da região de espalhamento do sinal ao longo do dia. Há um comportamento de “turbulência” nas primeiras horas da manhã até aproximadamente às 10 h local, quando o EEJ parece ter se estabelecido completamente. Em torno do meio dia local é quando os sinais retro-espalhados mais intensos são recebidos pelo sistema do radar. A partir das 15 h local a região de espalhamento começa uma ascensão, elevando o centro do perfil de distribuição de potência de 105 km de altitude para, aproximadamente, 110 km.

A FIGURA 2.9 apresenta exemplos de espectros de potência de observação de irregularidades do eletrojato equatorial utilizando um radar VHF. Nessa figura é possível verificar o comportamento laminar da base do EEJ (96 km) em contraste com a sua porção superior (109,5 km). Também é possível verificar a grande variabilidade espectral da região central do eletrojato (105,75 km). Nestes exemplos, fica clara a maneira pela qual é possível, por meio de investigação das irregularidades ionosféricas, obter importantes características da dinâmica que domina a ionosfera.

Outro fenômeno que domina a região equatorial é a bolha de plasma da região F (*Spread-F*). Capaz de prejudicar as telecomunicações transionosféricas, esse fenômeno já tinha sido observado utilizando-se sondadores de HF, satélites e de fotômetros. Entretanto, a forma de sua estrutura vertical ficou bem determinada a partir da utilização da técnica de espalhamento. Estas estruturas são basicamente regiões de densidades de plasma menor que a densidade do plasma ambiente, que podem ser detectadas por espalhamento coerente e incoerente. Utilizando o radar do *Jicamarca Radio Observatory* (Peru), Woodman e La Hoz (1976) observaram *Spread-F* que se estendiam desde a base da camada F até a faixa de 800-900 km de altura. Em São Luís do Maranhão - MA, temos o radar de espalhamento coerente de 30 MHz, o qual também já vem detectando esse tipo de eventos no setor brasileiro, como apresenta o exemplo da FIGURA 3.4. Detalhes do sistema deste radar e do tratamento dos dados podem ser encontrados no manuscrito de de Paula e Hysell (2003).

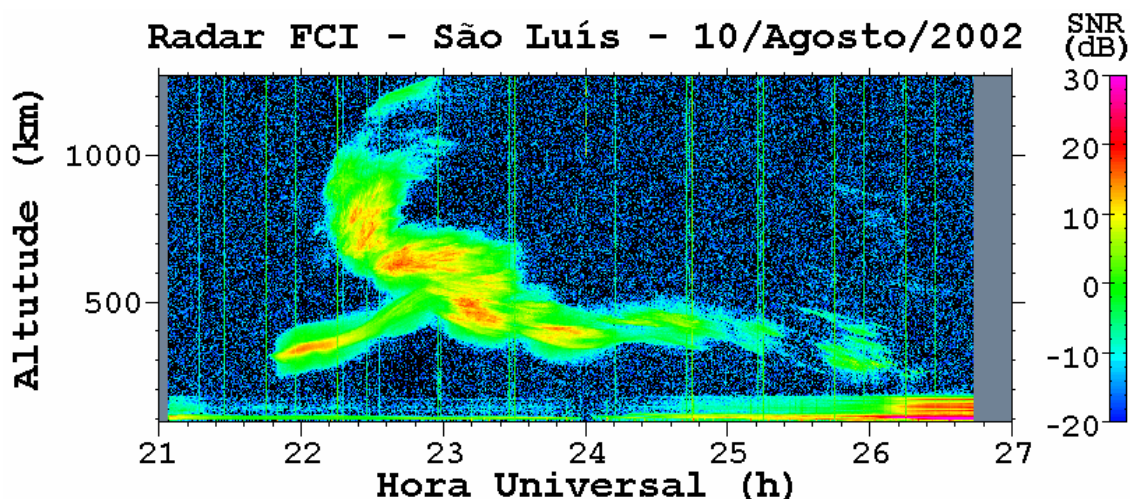


FIGURA 3.4 - Mapa de variação temporal de intensidade de potência (RTI) do sinal retro-espalhado de irregularidades ionosféricas de 5 metros, obtido com o radar de São Luís do Maranhão, Brasil.

As técnicas de radares vêm sendo desenvolvidas para aprimorar os estudos em relação à morfologia e à dinâmica das irregularidades de plasma.

Recentemente, Hysell (1999) publicou um trabalho apresentando uma técnica interferométrica para produzir imagens bidimensionais do espalhamento coerente, mapeando instantaneamente a irregularidade. Podemos dizer que, utilizando a técnica de radares de espalhamento, foi acumulado substancial conhecimento através de intensivos esforços científicos nos últimos anos, os quais providenciaram um considerável entendimento dos fenômenos físicos mencionados neste trabalho. Porém, ainda há muito a ser investigado.

3.7 Características Técnicas Básicas do Radar de Retro-Espalhamento Coerente de 50 MHz (RESCO)

O radar de retro-espalhamento coerente de 50 MHz, desenvolvido e construído no INPE, está totalmente operacional em São Luís do Maranhão (2,33° S; 44,2° O; Inclinação: -1,9 °; Declinação: 20,3 °), desde 1999. Observações das irregularidades de plasma de 3 metros do EEJ são conduzidas rotineiramente durante 10 dias por mês, cobrindo o Calendário Geofísico Internacional ou períodos específicos de interesse científico. A tabela a seguir mostra as características básicas do radar RESCO (Denardini, 1999; Cunha Neto, 2003).

TABELA 3.1 - Características Técnicas Básicas do Radar RESCO.

PARÂMETROS	BREVE DESCRIÇÃO
Transmissão	Sistema modular consistindo de 8 transmissores com controle de fase do sinal transmitido.
Potência de Pico	120 kW (projetado).
Conjunto de Antenas	16 antenas magneticamente alinhadas norte-sul do tipo COCO (<i>collinear co-array</i>) com 48 dipolos cada uma, usadas para transmissão e recepção.
Feixe da Antena	Possui abertura de ~5° no plano leste-oeste e ~3° no plano norte-sul, com possibilidade de inclinação no plano leste-oeste.
Resolução de Altura	A resolução determinada pela janela de amostragem normalmente empregada para a região E é de 2,6 km, para o feixe oblíquo com 30° de ângulo de zênite.

CAPÍTULO 4

MÉTODO DE ANÁLISE DE DADOS DO RADAR RESCO

Este capítulo versa, essencialmente, sobre o método de análise dos dados do radar RESCO. Faremos uma breve apresentação do radar de retro-espalhamento coerente de 50 MHz (RESCO). Não nos aprofundaremos nos detalhes do sistema do radar porque isto está muito bem apresentado no trabalho de Janardhanan (1983).

Nas seções que se seguem, mostraremos quais são os parâmetros de controle dos sinais emitidos pelo radar para realização dos estudos desejados e como eles são escolhidos. Apresentaremos, em seqüência, a forma como os ecos das irregularidades de plasma do EEJ são recebidos pelo radar e armazenados adequadamente. Demonstraremos a forma como os dados brutos do radar RESCO são pré-processados, desde sua organização até a obtenção dos espectrogramas e mapas RTI diários.

Em seguida, apresentamos o método pelo qual obtemos parâmetros dos espectros de potência, os quais contém as características das irregularidades de plasma.

Apresentaremos os parâmetros dos espectros de potências das irregularidades do EEJ (dentre os quais o nível de potência do ruído dos dados) que foram estimados pelo ajuste de duas Gaussianas. Neste contexto, discutiremos os efeitos da discretização do sinal no momento de sua amostragem, o qual foi levado em consideração em toda nossa análise. Finalmente apresentaremos o modelo de ajuste escolhido, o método utilizado, algumas considerações que foram verificadas durante a análise e, por último, toda a abordagem matemática necessária para a utilização deste método. No nosso caso trataremos exclusivamente de Gaussianas, porém a abordagem apresenta um

formato genérico permitindo que esta técnica seja utilizada com qualquer tipo de curva.

4.1 O Pré-Processamento dos Dados Brutos do Radar

São considerados dados brutos do radar RESCO, os dados digitalizados dos dois canais de recolhimento dos sinais: em fase e em quadratura. Nas seções a seguir, estão detalhados os meios como estes dados são obtidos, como é sua estrutura, qual a informação contida nestes e os processos matemáticos aplicados a eles até obtermos os mapas RTI e espectrogramas.

4.1.1 Controle e Transmissão dos Sinais do Radar RESCO

O radar RESCO emite um sinal senoidal de 50 MHz, modulado por pulsos de largura controlável. Esse sinal de radiofrequência, modulado por pulsos, é emitido pelo conjunto de antenas do radar, o qual permite transmissão de forma oblíqua (30° de ângulo de zênite) ou de forma vertical.

A largura dos pulsos moduladores (PW, do inglês: *pulse width*) é variável de 20 μ s a 100 μ s. Porém, a largura mais usada para sondagem na região E é de 20 μ s. O número de pulsos emitidos (NP) é outro parâmetro de controle do radar. A quantidade de pulsos varia de acordo com o fenômeno que está sendo observado, pois aumentar a quantidade de pulsos implica em aumentar a resolução de frequência do espectro obtido pela análise de Fourier, o que é aplicável aos estudos onde pequenos efeitos Doppler são esperados. Os valores usuais de NP são 256, 512 ou 1024 pulsos de onda quadrada. O período entre pulsos consecutivos (IPP, do inglês: *inter-pulse period*) é o terceiro parâmetros de controle dos sinais transmitidos. Ele é variável de 1 ms até 20 ms. Para os estudos da região E o valor usual de IPP é 1 ms.

Em resumo, os parâmetros de controle do sinal emitido pelo radar são a largura de pulso de transmissão, o número de pulsos transmitidos e o período entre

pulsos consecutivos. A FIGURA 4.1 mostra um diagrama temporal contendo os pulsos de sinais transmitidos e as janelas de amostragem do eco recebido.

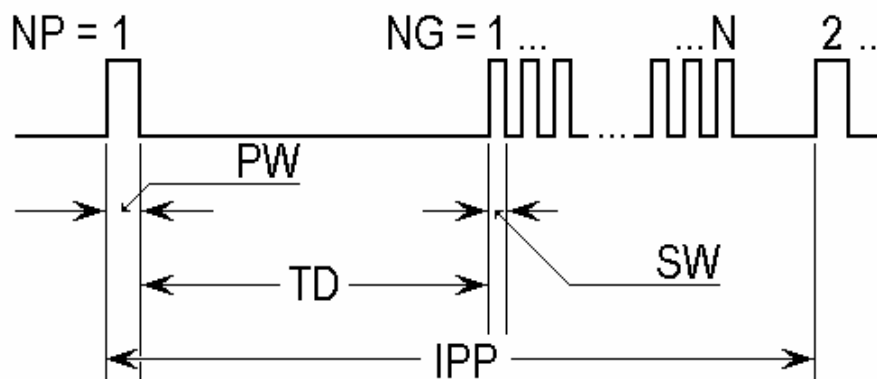


FIGURA 4.1 - Diagrama temporal contendo os pulsos de sinais transmitidos e as janelas de amostragem do eco recebido pelo radar de retro-espalhamento coerente de 50 MHz de São Luís do Maranhão.

Nesta figura estão demonstrados também outros parâmetros de controle do radar RESCO. O tempo de espera para iniciar a amostragem e aquisição dos ecos (TD, do inglês: *time delay*) é o parâmetro que determina o início da faixa de altura que está sendo estudada. O número de amostras do eco (NG, do inglês: *number of gates*), as quais serão digitalizadas, é outro parâmetro de controle apresentado na figura. Normalmente, o valor de NG mais usado é 16, porém este parâmetro pode ser modificado. A largura da janela de amostragem (SW, do inglês: *sample width*) também é controlada, modificando a porção do eco que esta sendo amostrada, ou seja, a resolução de altura. Tipicamente, este parâmetro é ajustado para 20 μ s.

4.1.2 Aquisição dos Ecos Retro-Espalhados

Quando um sinal retro-espalhado pelas irregularidades de 3 metros do EEJ é recebido pelo conjunto de antenas, ele é amplificado e reconstituído de acordo com o tipo de inclinação de feixe utilizada na transmissão. Em seguida, ele é transformado para a frequência de 30 MHz e dividido em dois sinais idênticos. Esses dois sinais seguem para dois detectores de fase distintos. Em um destes

detectores de fase o sinal recebido é comparado com o sinal senoidal de referência de 30 MHz, o qual é gerado pelo radar e combinado com o sinal de 80 MHz para produzir os 50 MHz utilizados na transmissão. No outro detector de fase, o sinal recebido é comparado com o mesmo sinal senoidal de referência, porém com este defasado de 90° elétricos.

O resultado da comparação do sinal recebido com o sinal de referência em fase é um sinal com uma frequência mais alta, adicionado do co-seno do efeito Doppler percebido no eco. No resultado da outra comparação, observa-se o seno do efeito Doppler, ao invés do co-seno. Estes dois sinais resultantes são filtrados, em separado, com a utilização de filtros passa-baixa (LPF, do inglês: *low pass filter*) de 50 ou 100 kHz. O resultado desta filtragem são o seno e o co-seno do efeito Doppler, ou seja, as componentes complexas (seno e co-seno) do efeito Doppler sofrido pelo sinal emitido ao ser retro-espalhado pelas irregularidades de plasma do EEJ. A FIGURA 4.2 exemplifica matematicamente e de forma simplificada os processos eletrônicos descritos acima.

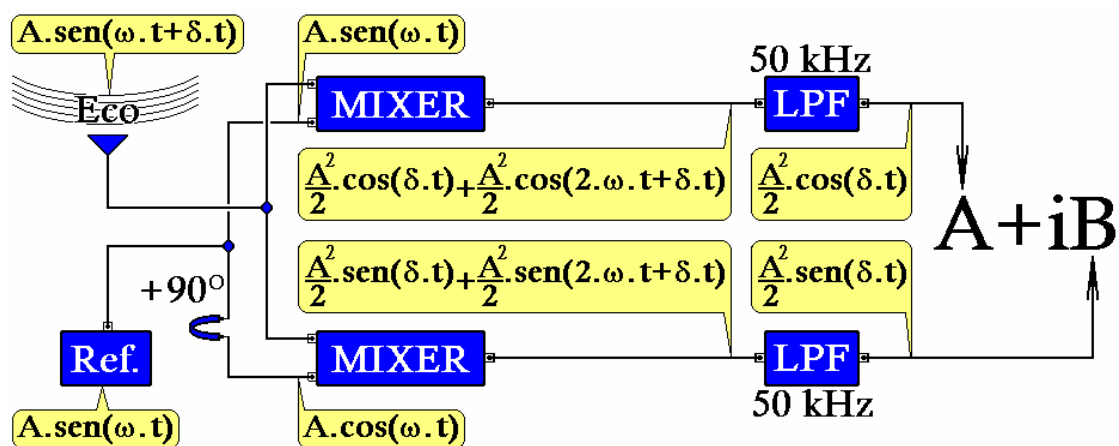


FIGURA 4.2 - Esquema de funcionamento da primeira filtragem de informação utilizando os detectores de fase e os filtros de 50 kHz. Nessa figura, A é a amplitude de uma onda genérica, δ é o coeficiente devido ao efeito Doppler e ω é a frequência angular da onda devido ao sinal emitido.

Por fim, estes dois sinais são amostrados, digitalizados e gravados em arquivos binários. O número de amostras tomadas do eco determina o número de faixas de alturas que escolhemos para analisar individualmente, ou seja, o número de *gates* (NG).

Esse processo se repete para todos os pulsos emitidos pelo radar, cujos ecos processados são armazenados no mesmo arquivo binário. Portanto, para o caso de 256 pulsos emitidos ($NP = 256$) e 16 *gates* amostrados ($NG = 16$), cada arquivo binário gerado pelo sistema terá $NP \times NG$ pares complexos, ou seja, 4096 pares complexos, neste exemplo.

A repetição dos processos de emissão de vários conjuntos de pulsos, seguida da amostragem e gravação dos ecos recebidos pelo radar, produz uma quantidade significativa de arquivos binários ao longo de um dia completo de sondagem. Estes arquivos binários são denominados de dados brutos.

4.1.3 Análise Espectral, Espectrogramas e Mapas RTI

A técnica usual de processamento dos dados brutos é baseada na análise espectral de Fourier. Contudo, antes de procedermos à análise espectral das componentes em fase e em quadratura (real e imaginária, respectivamente) do efeito Doppler, estas componentes são analisadas individualmente. O primeiro passo é verificar se nenhum nível de tensão contínua foi adicionado a essas componentes em qualquer processo antes do armazenamento das amostras. Para isso, é tomada a média da variação de cada componente para o conjunto de pulsos recolhidos. Em seguida, essa média é subtraída de cada valor do conjunto. O segundo passo é verificar se não há a presença de ruídos espúrios no sinal digitalizado. Neste processo é verificado se não é observada nenhuma variação brusca no conjunto de amplitudes relativas ao conjunto de pulsos sendo processados. No caso positivo, essas variações bruscas são eliminadas.

Após estas verificações, as componentes complexas são transportadas para o domínio da frequência. De cada arquivo de dados brutos é obtido um espectro

de potência para cada *gate* que foi amostrado. No caso do arquivo bruto do exemplo anterior, onde foram tomadas amostras de 16 *gates*, são obtidos 16 espectros por arquivo.

A FIGURA 4.3 mostra um exemplo da variação das componentes em fase e em quadratura de acordo com a seqüência de ecos recebidos. Neste exemplo, já foram eliminados quaisquer níveis contínuos ou picos espúrios. Ainda nesta figura, é apresentado o gráfico correspondente do espectro de potência obtido pela análise de Fourier desta série complexa.

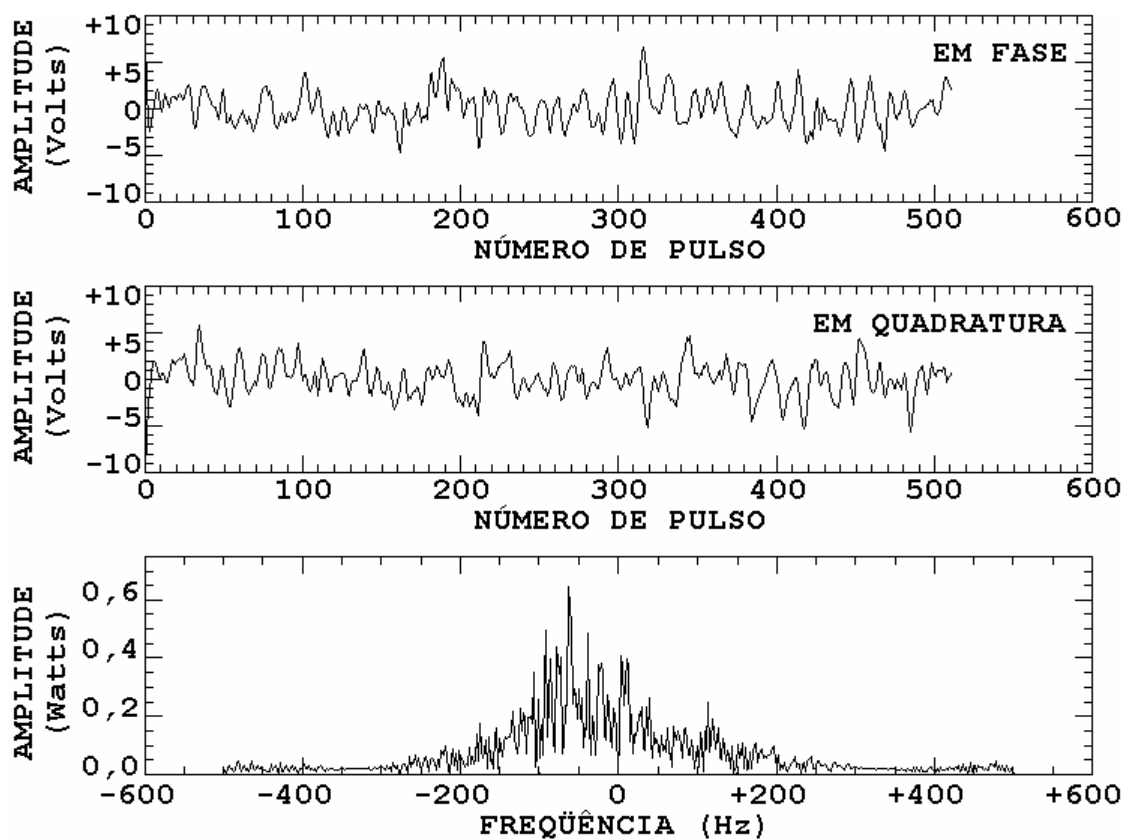


FIGURA 4.3 - Exemplo de variação das componentes em fase e em quadratura com os pulsos recebidos e do espectro de potência obtido através da análise espectral de Fourier. Os dados foram obtidos em São Luís do Maranhão - MA em 06 de dezembro de 2000, às 14 h 07 min 06 s e correspondem à altitude de 107,8 km.

A análise espectral de todos os dados brutos produz vários conjuntos de espectros. Os espectrogramas são obtidos pelo agrupamento em ordem

cronológica de todos estes espectros relativos ao mesmo *gate*. Portanto, ao final da análise espectral de todo o conjunto de dados coletado durante um dia, teremos tantos espectrogramas quantos forem os *gates* utilizados na amostragem do eco recebido. Além disso, cada espectrograma terá tantos espectros quantos forem os arquivos de dados brutos. No caso do corrente exemplo, teríamos obtido 16 espectrogramas.

A FIGURA 4.4 apresenta um exemplo de espectrograma obtido pelo agrupamento de todos os espectros referentes à altura de 107,8 km do mesmo conjunto de dados da FIGURA 4.3. Nesta figura, o código de cores determina a distribuição da potência espectral (em decibéis) do eco recebido ao longo dos horários do dia.

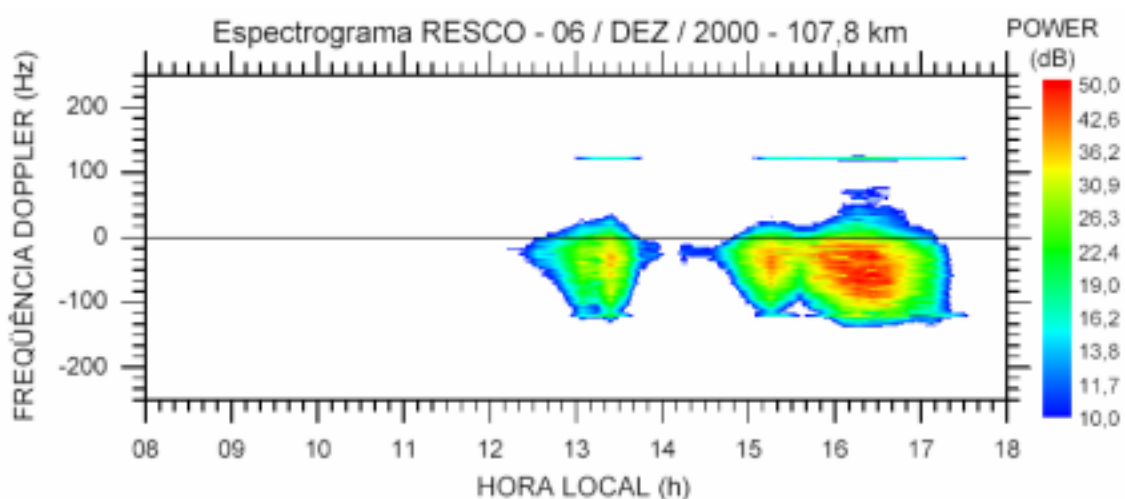


FIGURA 4.4 - Exemplo de espectrograma obtido pelo agrupamento de todos os espectros referentes à altura de 107,8 km (*gate* 12). Os dados foram obtidos em São Luís do Maranhão - MA em 06 de dezembro de 2000.

Na etapa seguinte, todos os espectrogramas são integrados em frequência e agrupados de acordo com a altura à qual correspondem. A integração em frequência de cada espectro de potência componente dos espectrogramas resulta na variação da potência total de sinal retro-espalhado ao longo do período de aquisição, para a faixa de altura correspondente do espectrograma. A coleção de todos os valores integrados de potência obtidos dos espectrogramas, organizados por altura, forma o mapa de variação temporal de

intensidade de potência (mapas RTI) para o dia de aquisição. A FIGURA 3.3 apresenta um exemplo de mapa RTI médio, obtido pela integração dos espectrogramas de todas alturas. Neste mapa é possível visualizar a região que está retro-espalhando o sinal transmitido pelo radar em relação à hora local e à altitude. O código de cores deste mapa representa a intensidade de potência recebida (em Watts). Um comentário pertinente é que este mapa já foi corrigido com relação ao nível de ruído. Este aspecto será discutido na seção apropriada subsequente.

4.2 Método de Obtenção de Parâmetros dos Espectros de Potência

Conforme comentado nos capítulos anteriores, os dois tipos de irregularidades de plasma do EEJ co-existem durante períodos determinados. Um exemplo de observação de ambos os tipos de irregularidades de plasma durante um dia de EEJ normal foi apresentado na FIGURA 2.14. Uma vez que cada tipo de irregularidade apresenta características distintas no formato espectral do sinal recebido, estas características aparecem sobrepostas no mesmo espectro de potência quando ambos tipos de irregularidades são observados. Portanto, o modelo espectral adotado utiliza o somatório de duas Gaussianas.

Dessa forma, o método de obtenção de parâmetros dos espectros de potência consiste em ajustar cada espectro de potência com o somatório de duas curvas Gaussianas. A modelagem é aplicada sobre cada espectro individualmente. Assim, ao invés de cada espectro ser representado por um conjunto de pontos obtidos experimentalmente, ele será representado pelos parâmetros de duas curvas Gaussianas que melhor se ajustam a este conjunto de pontos e por um nível de potência de ruído comum às duas curvas Gaussianas. A FIGURA 4.5 exemplifica os parâmetros que obtemos de cada espectro utilizando esta abordagem.

O motivo de escolhermos Gaussianas para modelar os dados de espectros de potência de radares é uma pergunta bem pertinente. Entretanto, sua resposta não é trivial. Alguns pesquisadores, os quais têm trabalhado com radares,

tendem a dizer que é um simples caso de semelhança entre curvas. E, desde os primeiros experimentos de retro-espalhamento nas irregularidades do EEJ, os espectros sempre têm mostrado grande semelhança com curvas Gaussianas, sustentando essa resposta (Cohen, 1973). Contudo, encontramos na literatura especializada alguns pesquisadores que discutem distribuições Gaussianas de dados de radares (Kudeki et al., 1999; Chau et al., 2000), mas nunca dando enfoque específico ao ajuste de espectro de potência. Assim, após realizar uma busca nos artigos relacionados e baseados em nossa própria experiência, reunimos um conjunto de informações que nos leva a uma possível conclusão.

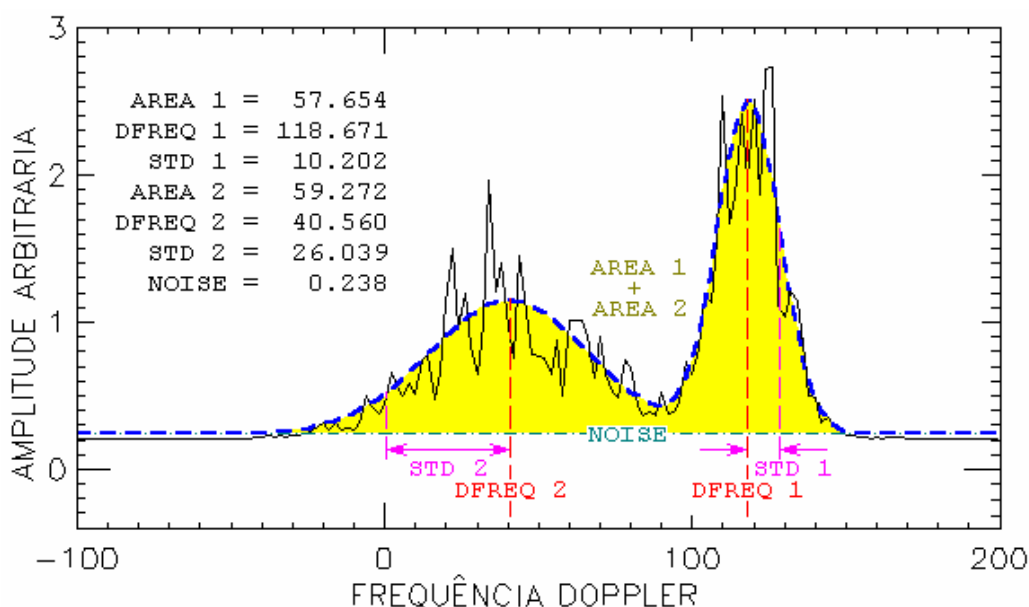


FIGURA 4.5 – Exemplo de ajuste de curvas Gaussianas (linha azul grossa e tracejada) a um espectro de potência simulado (linha preta contínua). As linhas vermelhas tracejadas determinam o centro da distribuição de frequência das curvas Gaussianas. A diferença entre as linhas vermelha e cor-de-rosa tracejadas determinam os respectivos desvios padrões das curvas Gaussianas. A linha verde traço-ponto determina o nível de ruído do espectro simulado. A área amarela determina a soma das áreas das duas curvas Gaussianas.

Quando obtemos o conjunto de dados de um grande somatório, como é o caso dos problemas de estimação espectral, a estatística Gaussiana pode ser justificada (Fukao, 1989; Kudeki et al., 1999). Esse é exatamente o caso dos espectros das irregularidades do EEJ. Somado a isso, temos o fato de que, em

geral, realizamos diversas integrações incoerentes para obter um espectro mais representativo e menos ruidoso. Essas integrações são nada mais que a soma de diversas medidas de uma grandeza em um curto espaço de tempo comparado com a escala de tempo do evento. Além disso, associado a cada medida, temos as incertezas do equipamento, da amostragem e da própria natureza aleatória do evento natural. Assim, cada medida do radar, mesmo que realizada em intervalos de 6 segundos, difere de sua média subsequente por um erro aleatório.

Com isso, podemos afirmar que nossos espectros de potência representam a distribuição estatística das velocidades de propagação das irregularidades do EEJ que retro-espalharam o sinal emitido pelo radar. Assim, a característica aleatória do evento fica bem caracterizada (Jenkins e Watts, 1968).

4.3 Determinação do Nível de Potência de Ruído

Como já foi mencionado na seção anterior, o nível de potência de ruído dos espectros de potência é um dos sete parâmetros que são obtidos pelo método de estimação de parâmetros. Para a obtenção deste parâmetro nos baseamos nas características de formação dos espectros de potência. Na FIGURA 4.6, apresentamos um exemplo de espectro de potência normalizado, típico do EEJ. Nela estão identificados os parâmetros do espectro usados para determinar o nível de potência de ruído. Nesta figura, PS é densidade espectral de potência média do sinal recebido, PN é a densidade espectral de potência média do ruído espectral, σN é o desvio padrão do ruído ou flutuação de nível de ruído. A faixa de frequência é determinada pelo IPP do sinal transmitido pelo radar.

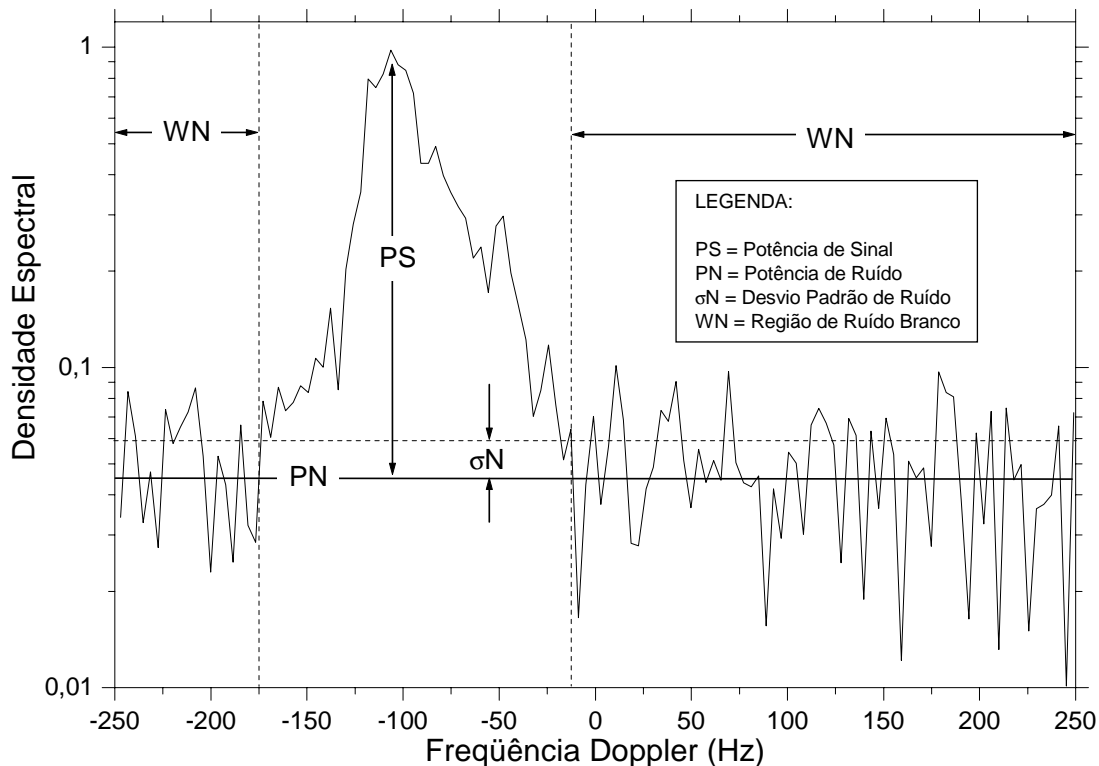


FIGURA 4.6 - Exemplo de espectro de potência obtido pela análise dos ecos retro-espalhado pelas irregularidades de 3 metros do EEJ e recebido pelo radar RESCO.

Para a melhor compreensão de como o nível de ruído é determinado, temos que introduzir o conceito de detectabilidade. Um critério de detectabilidade de um sinal retro-espalhado por um alvo não-rígido está definido no trabalho de Gage e Balsley (1978) e Balsley e Gage (1980). Este critério é reproduzido aqui na forma da Equação (4.1).

$$\frac{PS}{\sigma N} \cong \frac{\overline{P}_t \cdot A_e \cdot F_1 \cdot F_2 \cdot c \cdot \tau \cdot \eta \cdot \alpha^2 \cdot \sqrt{n_i}}{16 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot R^2 \cdot k \cdot (T_s + \alpha T_c) \cdot \delta f} \quad (4.1)$$

Na Equação (4.1), definimos como \overline{P}_t a potência média transmitida; A_e a área efetiva da antena; F_1 a fração do sinal que passa pelo filtro de recepção; F_2 a fração de sinal que sofre processo de integração coerente; c a velocidade da luz no vácuo; τ a largura do pulso de transmissão; η a refletividade volumétrica

do processo de espalhamento; α a eficiência linear de transmissão; n_i o número de integrações incoerentes; R a distância do radar à região de espalhamento; k a constante de Boltzmann; T_s a temperatura de ruído; T_c a temperatura de ruído cósmico nos terminais da antena; e finalmente, δf a faixa de frequência do espectro.

Apesar de aparentemente complexa, a Equação (4.1) determina uma relação direta entre a potência espectral do sinal, o desvio padrão do ruído e o número de integrações coerentes. Se definirmos D como a detectabilidade como:

$$D \equiv \frac{\bar{P}_t \cdot A_e \cdot F_1 \cdot F_2 \cdot c \cdot \tau \cdot \eta \cdot \alpha^2}{16 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot R^2 \cdot k \cdot (T_s + \alpha T_c) \cdot \delta f} , \quad (4.2)$$

podemos re-escrever a Equação (4.1) da forma:

$$\frac{PS}{\sigma N} \cong D \cdot \sqrt{n_i} \quad (4.3)$$

e representar a detectabilidade por:

$$D \cong \frac{PS}{\sigma N \cdot \sqrt{n_i}} . \quad (4.4)$$

Em observações de radar de espalhamento, é usual postular que é possível realizar a estimação de parâmetros espectrais se a detectabilidade for superior a três (Fukao, 1989).

Uma vez definida a detectabilidade de um radar, dada pela Equação (4.4), temos que lembrar que no caso do ruído branco (região definida como WN na FIGURA 4.6) a potência espectral do ruído PN é da ordem de grandeza ou maior que o desvio padrão do ruído σN (Fukao, 1989). Em outras palavras, a

relação entre potência espectral do ruído PN e o desvio padrão do próprio ruído σN é, estatisticamente, maior ou igual a um.

Agora temos as ferramentas para determinar o nível de ruído em distribuições espectrais de potência. Se calcularmos a detectabilidade dentro da região de ruído, estaremos usando a potência espectral do ruído PN ao invés da densidade espectral de potência do sinal recebido médio PS . Usando também a relação recém mencionada entre a potência espectral do ruído PN e desvio padrão do ruído σN , vamos chegar a seguinte relação:

$$\frac{PN}{\sigma N \cdot \sqrt{n_i}} \geq 1 \Rightarrow \sigma N \leq \frac{PN}{\sqrt{n_i}} \quad (4.5)$$

Finalmente, temos uma função de teste para determinar a potência de ruído em espectros de potência. É necessário apenas ordenar os pontos do espectro em ordem crescente de amplitude de modo que o ruído esteja localizado na parte inferior do vetor de amplitudes. Em seguida, é necessário percorrer o vetor de amplitudes verificando a relação (4.5), aumentando o número de pontos tomados gradativamente. No ponto em que essa relação não for mais satisfeita, denominado k -ésimo ponto, a potência espectral de ruído está determinada. O nível de ruído do espectro estará entre o k -ésimo elemento e seu antecessor. Por razões de simplicidade costuma-se assumir que a potência de ruído é a potência espectral do elemento imediatamente anterior ao k -ésimo elemento.

Neste algoritmo temos de um lado o cálculo do desvio padrão da amplitude de um conjunto de pontos tomados e de outro o somatório das amplitudes desses pontos, levando em conta o número de integrações incoerentes realizadas para obter o espectro. Como o somatório envolve uma grande quantidade de pontos ruidosos e alguns poucos pontos com sinal, quando o desvio padrão das amplitudes for superior ao outro lado da desigualdade significa que estamos

entrando na região de sinal. Em outras palavras, houve uma variação abrupta de amplitude espectral comparada com a amplitude média corrente. No Apêndice apresentamos o fluxograma deste método de determinação de ruído e no Apêndice , o algoritmo do método para seu melhor entendimento.

4.4 Modelagem dos Espectros de Potência por Curvas Gaussianas

A modelagem dos espectros de potência, através do ajuste do somatório de duas curvas Gaussianas, proporciona a obtenção dos outros seis parâmetros espectrais (FIGURA 4.5): o centro da distribuição de frequência; a largura da Gaussiana à meia potência (o dobro do desvio padrão); e a área total da curva, para cada um dos dois tipos de assinatura espectral presentes. O fluxograma do método de ajuste que utilizamos para obter os parâmetros dos espectros de potência do radar RESCO está esquematizado na FIGURA 4.7.

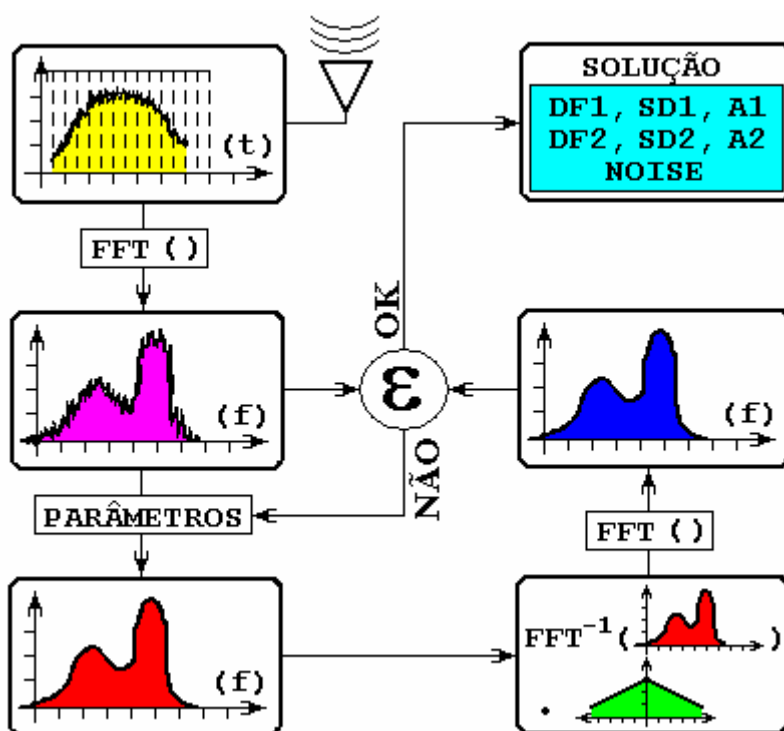


FIGURA 4.7 - Diagrama esquemático do método de ajuste por mínimos erros médios quadrados, de curvas Gaussianas aos espectros de potência dos sinais retro-espalhados das irregularidades do EEJ.

Segundo este fluxograma, o sinal recebido pela antena é amostrado e sofre a transformada para o domínio da frequência. Desse espectro resultante são retirados os parâmetros iniciais que vão gerar a primeira curva Gaussiana ajustada. Em seguida, esta função Gaussiana é transportada para o domínio do tempo e multiplicada pela função de correlação da janela unitária para incluir o efeito da amostragem do eco recebido. Na seqüência, o resultado dessa multiplicação é novamente transportado para o domínio da frequência e comparado com o espectro original. Se os erros médios quadráticos (ϵ) forem satisfatórios, os últimos parâmetros utilizados na geração da curva Gaussiana que foi ajustada são tomados como solução. Caso contrário, os parâmetros sofrem modificações segundo uma função “objetivo” até que o ajuste obtenha a convergência ou que um número máximo de iterações seja atingido.

O modo pelo qual os parâmetros da curva Gaussiana são obtidos é, na verdade, o cerne desse método. Ele envolve a função “objetivo” que minimiza o processo de escolha dos parâmetros e toda a matemática computacional necessária para isto. As demais etapas do modelo, apesar de necessárias, são simples testes da eficiência do método de determinação dos parâmetros. A função principal das etapas periféricas é, na realidade, fornecer respostas e/ou estímulos que definem o quão bem o ajuste está sendo realizado. Com base nesses estímulos, o método se ajusta e/ou se adapta para convergir para a resposta solicitada. A formulação matemática do ajuste das curvas Gaussianas aos espectros de potência e a função “objetivo” utilizada neste método são apresentadas no Apêndice .

No Apêndice é apresentado o efeito da amostragem do eco recebido na obtenção dos parâmetros espectrais. Este apêndice foi incluído porque mencionamos nesta seção que o efeito da amostragem do eco recebido é levado em consideração na determinação dos parâmetros das funções Gaussianas.

Também merece ser comentado que, quando o espectro se mostrou muito ruidoso, foi necessário utilizarmos artifícios matemáticos para melhorar o desempenho do algoritmo. Entre eles o que apresentou o melhor resultado foi o método de suavização do espectro de potência.

CAPÍTULO 5

AVALIAÇÃO, DEFINIÇÃO E VALIDAÇÃO DOS MÉTODOS DE ESTIMAÇÃO DE PARÂMETROS DE ESPECTROS DE POTÊNCIA

Antes de analisarmos o conjunto de dados escolhido para realizarmos os estudos pretendidos, todas as etapas do processamento dos dados foram avaliadas. Diversos testes com dados simulados e/ou reais foram realizados para testar cada etapa de análise de dados e determinar qual a formulação mais conveniente para o nosso estudo. Foram também aplicadas diferentes variações dos métodos escolhidos para testar sua eficácia.

Alguns dos testes realizados, como por exemplo o efeito da amostragem do eco, não têm grande impacto no resultado obtido e já foram mencionados em capítulos anteriores. Neste capítulo serão apresentadas somente algumas das análises principais que têm relevância na obtenção dos resultados intermediários e/ou finais dos nossos estudos.

5.1 Estudos de Restrições nos Parâmetros Estimados

O método de estimação dos parâmetros de duas Gaussianas, utilizando restrição nos parâmetros de ajuste em comparação com o método tradicional de Levenberg-Marquardt (Marquardt, 1963; Levenberg, 1944), foi testado para verificar seu percentual de sucesso. Este teste foi aplicado em espectros de potência simulados a partir de parâmetros conhecidos. Este teste foi realizado em duas etapas: a estimação de parâmetros de espectros de potência característicos e a estimação de parâmetros de espectro sob diversas situações.

5.1.1 Estimação de Parâmetros em um Espectrograma Característico

Inicialmente, foi simulado um conjunto de dados de retro-espalhamento de radar coerente. Estes dados foram pré-analisados, conforme apresentado no

capítulo anterior, e foram obtidos os espectrogramas dos dados simulados. O algoritmo de simulação utilizado se baseia em parâmetros iniciais de frequência Doppler, entre outras características, para gerar um conjunto de dados de componentes reais e imaginárias típico de sondagens do EEJ por radares coerentes. Nestes dados simulados são incluídos o efeito da amostragem dos sinais e um ruído aleatório. A TABELA 5.1 apresenta as características desejada nos espectros de potência que foram simuladas nos dados brutos.

TABELA 5.1 - Parâmetros utilizados na primeira simulação dos dados brutos de radares coerentes, os quais serviram de teste do método de estimação de parâmetros.

PARÂMETROS	TIPO 1	TIPO 2
Número de pontos por espectro	256	256
Número total de espectros	90	360
Número de espectros até a saturação	10	20
Número de espectros até a iniciar a redução	80	340
Tempo de amostragem do sinal	0,002 ms	0,002 ms
Frequência Doppler inicial	-110 Hz	-50 Hz
Desvio padrão inicial	10 Hz	25 Hz
SNR inicial	3 dB	3 dB
Passo de mudança de frequência central	- 0,1 Hz	- 2 Hz
Passo de mudança do desvio padrão	sem mudança	sem mudança
Passo de mudança de SNR	3 dB	1 dB
Nível mínimo de sinal após somatório	0,1 dB	

Foram simulados dados brutos de modo a se obter 360 espectros com as características da presença de irregularidades de plasma ionosféricas do tipo deriva de gradiente (tipo 2). Este número foi escolhido para simularmos a operação do radar RESCO entre as 7 e 19 h em um dia de condições normais da presença do EEJ, com sondagens a cada 2 min.

Em separado, foram simulados dados brutos de modo a se obter 90 espectros com as características da presença de irregularidades do tipo Farley-Buneman (tipo 1). Este número foi escolhido para simularmos a presença deste tipo de

irregularidades de plasma entre os horários das 11 às 14 h, seu horário esperado de ocorrência. Novamente, a resolução temporal foi de 2 min.

Os 90 espectros com características de irregularidades do tipo Farley-Buneman foram somados, ponto a ponto, com os 90 espectros com características de irregularidades do tipo deriva de gradiente que cobrem os horários entre 11 e 14 h. Dessa forma, foram obtidos espectrogramas formados por 360 espectros de potência, cobrindo o período das 7 e 19 h, sendo que entre 11 e 14 h os espectros possuem características dos dois tipos de irregularidades do EEJ, simultaneamente. Nos demais horários os espectros de potência possuem somente características de irregularidades do tipo deriva de gradiente. A FIGURA 5.1 ilustra exemplos de espectrogramas obtidos pela pré-análise dos dados brutos simulados.

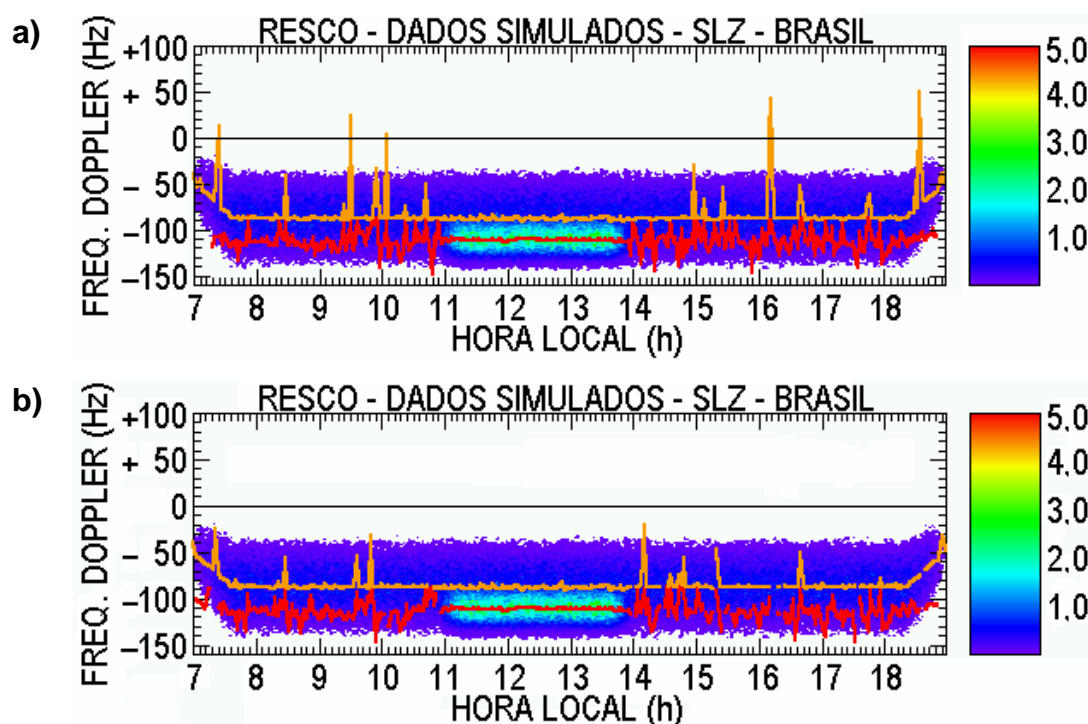


FIGURA 5.1 – Espectrogramas obtidos pela pré-análise dos dados brutos simulados, ajustados pelo (a) método convencional de Levenberg-Marquardt e pelo (b) método com restrições de parâmetros.

Os espectrogramas resultantes foram processados conforme discutido na Seções 4.2, 4.3 e 4.4. A FIGURA 5.1-a apresenta o espectrograma cujos espectros foram ajustados pelo método convencional de mínimos quadrados com a modificação de Levenberg-Marquardt. A FIGURA 5.1-b apresenta o espectrograma cujos espectros foram ajustados pelo método de mínimos quadrados com a modificação de Levenberg-Marquardt e incluindo restrições no domínio dos parâmetros permitidos. A linha vermelha, a qual sobrepõe os espectrogramas, mostra a variação da frequência Doppler relacionada com as irregularidades tipo 1, a qual foi estimada pelo respectivo método. A linha laranja determina a variação da frequência Doppler relacionada com as irregularidades tipo 2.

O caso da FIGURA 5.1-a pode ser chamado de caso clássico, no qual as restrições no espaço de parâmetros é perfeitamente aplicável. Como pode ser observado na TABELA 5.1, os dados brutos foram simulados para o caso do feixe do radar apontando para oeste. Isso é o mesmo que dizer deslocamento Doppler negativo.

Podemos ver claramente na FIGURA 5.1-a que, apesar do número de sucessos elevados de ajuste de espectros tipo 2 (linha laranja), são observados alguns poucos casos onde o modelo não ofereceu o melhor ajuste. Em alguns destes casos, a resposta do ajuste chega a ultrapassar a barreira de frequência para o lado positivo das frequências. Isso seria aceitável em casos de contra-eletrojato (CEJ), o que não é o caso aqui. Foram simulados dados obtidos em condições de EEJ normal. Neste caso, frequências Doppler positivas não têm significado e são inaceitáveis do ponto de vista físico.

Aplicando o método com restrições no mesmo espectrograma (FIGURA 5.1-b), observamos uma redução no número total de indeterminações da frequência Doppler de 16 para 10. Além disso, as 5 respostas do método de ajuste que ultrapassaram para o lado proibido das frequências ficaram dentro da região permitida neste caso. Quantitativamente, podemos dizer que tivemos uma

redução de 4,4% para 2,8% no número de espectros que não foram ajustados neste exemplo. Além disso, e talvez o mais importante aspecto dessa modificação, 100 % das soluções oferecidas pelo algoritmo ficaram dentro da região de validade dos parâmetros. Essa característica torna-se extremamente importante quando a melhor solução está localizada na vizinhança da região proibida.

5.1.2 Estimação de Parâmetros de Espectros de Potências com Características Diversas

Para comprovar a eficácia do método de estimação com restrições de parâmetros, foi realizado um estudo específico para determinar os parâmetros de espectros de potências com características diversas. Neste estudo, 9000 espectros de potência tiveram seus parâmetros ajustados.

Foram simulados 5 conjuntos de dados brutos para que fossem obtidos 360 espectros com as características da presença de irregularidades do tipo deriva de gradiente (tipo 2). Em separado, foram simulados outros 5 conjuntos de dados brutos para que fossem obtidos 90 espectros com as características da presença de irregularidades do tipo Farley-Buneman (tipo 1). Entre conjuntos, foram modificadas características, como por exemplo, a frequência Doppler e relação sinal ruído dos espectros.

A TABELA 5.2 apresenta as características desejada nos espectros de potência que foram simuladas nos dados brutos. Os parâmetros que diferenciam um conjunto de dados simulados dos demais conjuntos estão destacados nos valores da tabela.

Os 5 conjuntos de espectros com assinaturas das irregularidades do tipo deriva de gradiente, com características distintas, foram denominados de simulação 1, simulação 2, e assim por diante. A mesma denominação foi aplicada no caso dos 5 conjuntos de espectros com assinaturas das irregularidades do tipo

Farley-Buneman. Portanto, na TABELA 5.2, as características de cada conjunto de espectros estão sob os rótulos SIM.1, SIM.2, etc.

Assim como no caso anterior, cada conjunto de espectros tipo 1 foi somado a um dos conjuntos de espectros do tipo 2. Portanto, foram realizadas 25 combinações, dois a dois, de conjuntos de espectros tipo 1 e tipo 2. Isso resultou em 25 espectrogramas com características específicas.

TABELA 5.2 - Parâmetros utilizados na segunda simulação dos dados brutos de radares coerentes, os quais serviram de teste do método de estimação de parâmetro.

	PARÂMETROS	SIM. 1	SIM. 2	SIM. 3	SIM. 4	SIM. 5
Conjunto de Espectros Tipo 1	Pontos por espectro	256	256	256	256	256
	Total de espectros	90	90	90	90	90
	Espectro de saturação	10	10	10	10	10
	Início da redução	80	80	80	80	80
	Amostragem (ms)	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002
	Freq. Doppler inicial (Hz)	-110,000	-100,000	-110,000	-110,000	-110,000
	Desvio Padrão inicial (Hz)	10,000	10,000	10,000	15,000	10,000
	SNR Inicial (dB)	3,000	3,000	3,000	3,000	3,000
	Mudança de freq. (Hz)	-0,100	-2,000	-0,100	-0,100	-0,100
	Mudança do SD (Hz)	0,000	0,000	0,100	0,100	0,000
	Mudança de SNR	3,000	3,000	3,000	3,000	0,000
Conjunto de Espectros Tipo 2	Pontos por espectro	256	256	256	256	256
	Total de espectros	360	360	360	360	360
	Espectro de saturação	20	20	20	20	20
	Início da redução	340	340	340	340	340
	Amostragem (ms)	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002
	Freq. Doppler inicial (Hz)	-50,000	-10,000	-50,000	-50,000	-50,000
	Desvio Padrão inicial (Hz)	25,000	25,000	25,000	30,000	25,000
	SNR Inicial (dB)	3,000	3,000	3,000	3,000	3,000
	Mudança de freq. (Hz)	-2,000	-5,000	-2,000	-2,000	-2,000
	Mudança do SD (Hz)	0,000	0,000	1,000	1,000	0,000
	Mudança de SNR	1,000	1,000	1,000	1,000	0,000

Neste estudo, diferente do estudo preliminar, cada espectrograma foi dividido em 7 regiões características, a fim de definir em qual região do espectrograma cada método apresenta a sua melhor resposta. As 7 regiões definidas para esse estudo foram:

Região 1: a porção inicial do espectrograma onde as irregularidades do tipo 2 estão iniciando seu aparecimento;

Região 2: a porção seguinte do espectrograma onde as irregularidades tipo 2 estão presentes e bem estabelecidas;

Região 3: a porção do espectrograma onde se inicia o aparecimento das irregularidades tipo 1 sobrepostas às irregularidades tipo 2;

Região 4: a porção do espectrograma onde há ocorrência clara e simultânea de irregularidades tipo 1 e tipo 2;

Região 5: a porção do espectrograma onde se inicia o desaparecimento das irregularidades tipo 1 sobrepostas às tipo 2;

Região 6: a porção final do espectrograma onde somente as irregularidades tipo 2 estão presentes e bem estabelecidas; e

Região 7: a porção final do espectrograma onde as irregularidades do tipo 2 estão iniciando seu desaparecimento.

A FIGURA 5.2 apresenta um exemplo de espectrograma obtido pela pré-análise dos dados brutos simulados. Neste, estão identificadas as 7 regiões de estudo.

Cada um dos espectrogramas teve seus espectros avaliados individualmente para testar a eficiência do método de estimação de parâmetros sob diversas condições. Cada espectro teve seus parâmetros estimados de 6 formas distintas. Foram estimados os parâmetros do espectro original e suavizado com médias corridas de 5 e 10 pontos, com e sem restrições no método de busca.

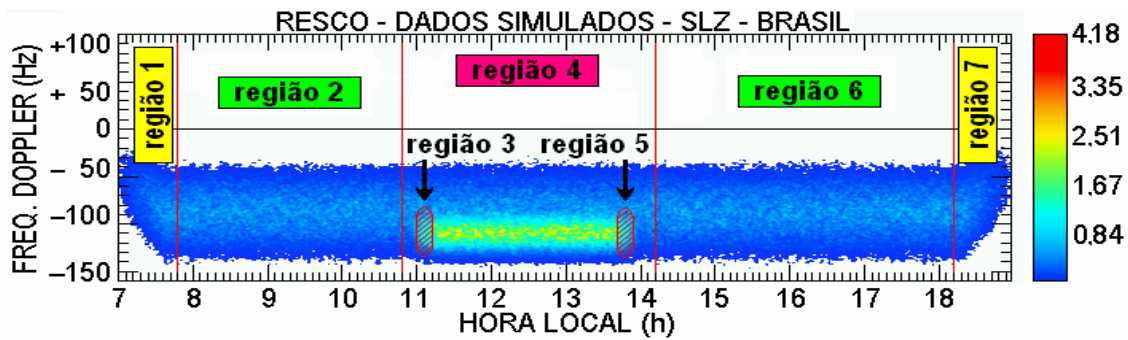


FIGURA 5.2 - Espectrograma com as suas 7 regiões características da influência da presença das irregularidades de plasma tipo 1 e tipo 2 nos espectros de potência.

Como exemplo, a FIGURA 5.3 apresenta o espectrograma resultante da soma do conjunto de espectros tipo 1, obtidos na simulação 3, com o conjunto de espectros tipo 2, obtidos na simulação 5. Nessa figura, a linha vermelha une os pontos que determinam a frequência Doppler tipo 1 em cada espectro. A linha verde une os pontos que determinam a frequência Doppler tipo 2.

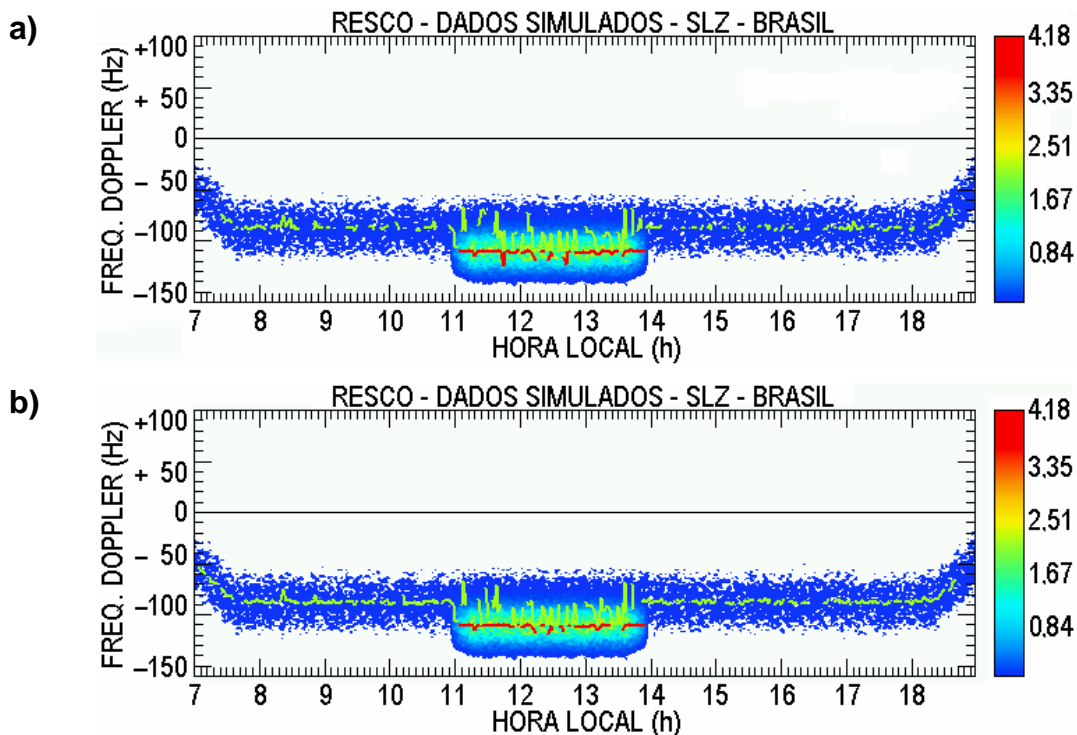


FIGURA 5.3 - Espectrogramas com 360 espectros sem suavização tipo 2 (simulação 5) e 90 espectros sem suavização tipo 1 (simulação 3), ajustados pelo (a) método convencional de Levenberg-Marquardt e pelo (b) método com restrições de parâmetros.

Como medida da eficiência dos métodos de estimação dos parâmetros dos espectros de potência com as diversas características, foi escolhido a diferença percentual entre as frequências Doppler estimadas pelos métodos e a frequência Doppler utilizada na geração dos dados brutos. A TABELA 5.3 e a TABELA 5.4 resumem os principais resultados obtidos dessa análise.

A TABELA 5.3 apresenta a distribuição dos erros percentuais de acordo com as características dos espectros, isto é, de acordo com as simulações realizadas. Além disso, são apresentados os erros percentuais para os diferentes níveis de suavizações do espectro.

TABELA 5.3 - Erros % na estimação de parâmetros de acordo com a simulação.

	Simulação	Frequência Doppler Tipo 1			Frequência Doppler Tipo 2		
		Normal	Restrito	Diferença	Normal	Restrito	Diferença
Sem Suavização	1	0,32	0,32	0,00	1,62	2,05	-0,43
	2	0,27	0,35	-0,08	0,92	1,40	-0,48
	3	0,29	0,30	-0,01	2,03	2,45	-0,42
	4	0,72	0,72	0,00	2,14	2,68	-0,54
	5	0,36	0,36	0,00	5,38	5,52	-0,14
Suavização de 5 pontos	1	0,30	0,31	-0,01	1,48	2,33	-0,85
	2	0,28	0,35	-0,07	1,20	1,81	-0,61
	3	0,29	0,29	0,00	2,05	2,42	-0,37
	4	0,73	0,75	-0,02	2,15	2,70	-0,55
	5	0,36	0,36	0,00	5,29	5,46	-0,17
Suavização de 10 pontos	1	0,30	0,31	-0,01	1,50	1,98	-0,48
	2	0,28	0,37	-0,09	1,24	1,62	-0,38
	3	0,29	0,28	0,01	2,14	2,43	-0,29
	4	0,74	0,76	-0,02	2,16	2,71	-0,55
	5	0,36	0,36	0,00	5,06	5,35	-0,29
Média		0,39	0,41	-0,02	2,42	2,86	-0,44

Comparando os resultados obtidos pelos dois métodos, com e sem restrições de parâmetros, para os diferentes níveis de suavizações de espectro, verificamos que não há significativa alteração na determinação do valor da

freqüência Doppler em nenhum dos casos. Os erros percentuais encontrados nessa tabela variam de 0,27 a 0,76 %, para a freqüência Doppler do tipo 1, e variam entre 0,92 e 5,52 para a freqüência Doppler do tipo 2.

Os maiores erros percentuais na determinação das freqüências Doppler do tipo 1, foram obtidos na estimação dos parâmetros do conjunto de espectros da simulação 4. No conjunto de espectros desta simulação a largura do espectro de potência foi ampliada, com relação aos demais conjuntos. Acreditamos que este fato seja a causa do acréscimo nos erros percentuais, nestes casos.

No caso das freqüências Doppler do tipo 2, os maiores erros percentuais foram verificados no conjunto de espectros da simulação 5. A característica, a qual acreditamos ser a causa do aumento nos erros, neste caso, é a relação sinal-ruído. Isto mostra que, nos casos de um EEJ muito fraco, o método pode ter dificuldade na determinação dos parâmetros dos espectros de potência.

Na comparação dos resultados obtidos entre os dois métodos verificamos que os erros percentuais obtidos pelo método original de Levenberg-Marquardt (sob a coluna "Normal") são, quase sempre, menores que os erros percentuais obtidos pelo método com restrições de parâmetros (sob a coluna "Restrito"). Isto é observado independente do nível de suavização dos espectros e dos parâmetros usados na simulação. Essa afirmação fica evidente, observando-se os erros percentuais médios, na linha inferior da TABELA 5.3. Contudo, a diferença entre os métodos é de menos de 0,5 %.

A TABELA 5.4 apresenta os erros percentuais entre as freqüências Doppler aplicada nos dados simulados e as freqüências Doppler estimadas pelo método, obtidos de acordo com as 7 regiões do espectrograma, isto é, de acordo com a complexidade dos espectros a serem analisados. Assim como na tabela anterior, são apresentados os erros percentuais para os diferentes níveis de suavizações do espectro.

TABELA 5.4 - Erros % na estimação de parâmetros de acordo com a região do espectrograma.

	Região	Frequência Doppler Tipo 1			Frequência Doppler Tipo 2		
		Normal	Restrito	Diferença	Normal	Restrito	Diferença
Sem Suavização	1				1,52	2,16	-0,64
	2				1,41	2,27	-0,86
	3	0,75	0,79	-0,04	3,19	3,27	-0,08
	4	0,91	0,92	-0,01	4,31	4,29	0,02
	5	1,09	1,16	-0,07	3,24	3,48	-0,24
	6				1,53	2,30	-0,77
	7				1,72	1,98	-0,26
Suavização de 5 pontos	1				1,75	2,65	-0,90
	2				1,44	2,19	-0,75
	3	0,76	0,79	-0,03	3,19	3,27	-0,08
	4	0,91	0,94	-0,03	4,29	4,31	-0,02
	5	1,09	1,16	-0,07	3,18	3,36	-0,18
	6				1,54	2,28	-0,74
	7				1,65	2,56	-0,91
Suavização de 10 pontos	1				1,71	2,28	-0,57
	2				1,60	2,15	-0,55
	3	0,78	0,79	-0,01	3,27	3,33	-0,06
	4	0,91	0,95	-0,04	4,34	4,27	0,07
	5	1,07	1,19	-0,12	2,88	3,34	-0,46
	6				1,53	2,20	-0,67
	7				1,61	2,15	-0,54
Média		0,92	0,97	-0,05	2,42	2,86	-0,44

Novamente, os erros percentuais obtidos pelo método original de Levenberg-Marquardt (sob a coluna “Normal”) são quase sempre menores que os erros percentuais obtidos pelo método com restrições de parâmetros (sob a coluna “Restrito”), independente do tipo de frequências Doppler sendo estimada. Estes resultados também parecem ser independentes do nível de suavização dos espectros e dos parâmetros usados na simulação. Mais uma vez, os erros percentuais médios (última linha da TABELA 5.4) confirmam essa afirmação com uma diferença menor de 0,5 % entre os dois métodos.

Na determinação das frequências Doppler do tipo 1, os maiores erros percentuais foram obtidos para os espectros da região 5 dos espectrogramas. E, nos casos estudados, parece que a suavização dos espectros não produziu qualquer melhora.

Os maiores erros percentuais, no caso das frequências Doppler do tipo 2, foram verificados na região 4 dos espectrogramas, com as regiões 2 e 3 também apresentando valores de erros próximos aos desta região. Este era um resultado esperado, pois nestas regiões os dois tipos de irregularidades estão presentes.

Os resultados deste estudo forneceram informações da estimação de parâmetros de espectros de potência com características diversas. Além disso, eles mostram que, na comparação entre os dois métodos de estimação de parâmetros (com e sem restrições), a restrição no espaço de busca dos parâmetros não se mostrou capaz de produzir melhora significativa. Porém, não foram testadas, por exemplo, modificações no valor do peso da função de penalidades dos parâmetros. Modificações como estas poderiam influenciar significativamente no resultado obtido.

Dessa forma, a conclusão desta análise é que o método tradicional de Levenberg-Marquardt apresenta um melhor resultado nos casos estudados. Porém, não pode ser considerado como definitivo para todos os casos de estimação de parâmetros.

5.2 Estudos de Janelamento dos Espectros de Potência

Neste estudo foi verificada a influência do truncamento do espectro de potência, antes deste ser processado para estimativa de seus parâmetros. Neste teste estudamos a determinação da frequência Doppler relacionada com a presença de irregularidades de plasma do tipo deriva de gradiente. Este truncamento nada mais é do que uma multiplicação do espectro de potência

por uma função pulso de frequência com amplitude unitária para faixa de frequência desejada, ou seja, um janelamento do espectro. A função pulso de frequência utilizada neste janelamento de frequência foi restrita à faixa de - 250 a + 100 Hz. Esta influência foi verificada para permitir que a busca dos parâmetros do espectro pudesse ser restrita, através do prévio conhecimento das características do espectro.

Por exemplo, sabendo-se que o feixe do radar está direcionado para oeste, sondando as irregularidades de 3 metros de EEJ em condições normais, esperamos que sejam obtidos espectros de potência com deslocamento de frequências Doppler negativos. Uma vez que os espectros de potência obtidos nas análises espectrais são simétricos com respeito à frequência zero, seria possível limitar este espectro de potência para as frequências negativas. Das características das irregularidades do EEJ, discutidas nos capítulos anteriores, sabemos que não são observadas frequências Doppler fora da faixa de aproximadamente ± 150 Hz, utilizando-se radares de 50 MHz. Dessa forma, também poderia se limitar o espectro do exemplo para frequências dentro desta faixa. Portanto, os parâmetros do espectro de potência, os quais são obtidos por processos iterativos e puramente matemáticos, podem ser limitados pelas características físicas do fenômeno ionosférico que está sendo estudado.

Nos estudos anteriores, apresentados na Seção 5.1, foram utilizados espectros de potência obtidos de dados brutos simulados. O estudo apresentado nesta seção, ao contrário, foi realizado utilizando-se espectros de potência obtidos de dados reais, obtidos no dia 06 de dezembro de 2000. Este dia foi escolhido por apresentar índice de atividade magnética (Dst) e índice de atividade auroral (AE) relativamente baixos.

No dia 06 de dezembro de 2000, o radar foi operado das 8 h até as 18 h 18 min 30 s, sondando o EEJ a cada 6 s com feixe inclinado 30° para oeste com respeito ao zênite. A quantidade de pulsos utilizada por sondagem foi de 512 pulsos (NP = 512), com uma taxa de repetição de pulsos de 1 ms (IPP = 1 ms)

e uma largura de pulso de $20 \mu\text{s}$ ($PW = 20 \mu\text{s}$). De acordo com esses parâmetros de operação, sabemos que os 6186 espectros obtidos da análise espectral dos dados brutos possuem uma resolução espectral de $0,98 \text{ Hz}$ e uma frequência máxima de 500 Hz . Além disso, como o radar estava sondando com feixe direcionado para oeste, sabemos também que o efeito Doppler, esperado no eco recebido, deve ser negativo.

Os 6186 espectros de potência foram processados pelo algoritmo de estimação de parâmetros de 4 formas distintas:

- a) sem janelamento do espectro de potência;
- b) com janelamento do espectro de potência;
- c) somente com restrição no espaço de busca dos parâmetros; e
- d) com janelamento do espectro de potência e com restrição no espaço de parâmetros.

Os resultados obtidos, para os 4 casos descritos acima, são apresentados nos gráficos da FIGURA 5.4.

Visualmente, é possível verificar que os valores da frequência Doppler tipo 2 estimada dos espectros sem o efeito do janelamento apresentam uma maior variabilidade (FIGURA 5.4-b e FIGURA 5.4-d), se comparados com os valores estimados dos espectros com o efeito do janelamento (FIGURA 5.4-a e FIGURA 5.4-c). Para quantificar essa variabilidade foram calculadas estatísticas de cada conjunto de dados. Foram calculados: a frequência Doppler média e o desvio padrão do conjunto. Foi computado o número de sucessos em estimar este parâmetro. Também foram determinados: os valores máximo e mínimo da frequência Doppler; e a sua excursão máxima. Todos estes valores são apresentados na TABELA 5.5.

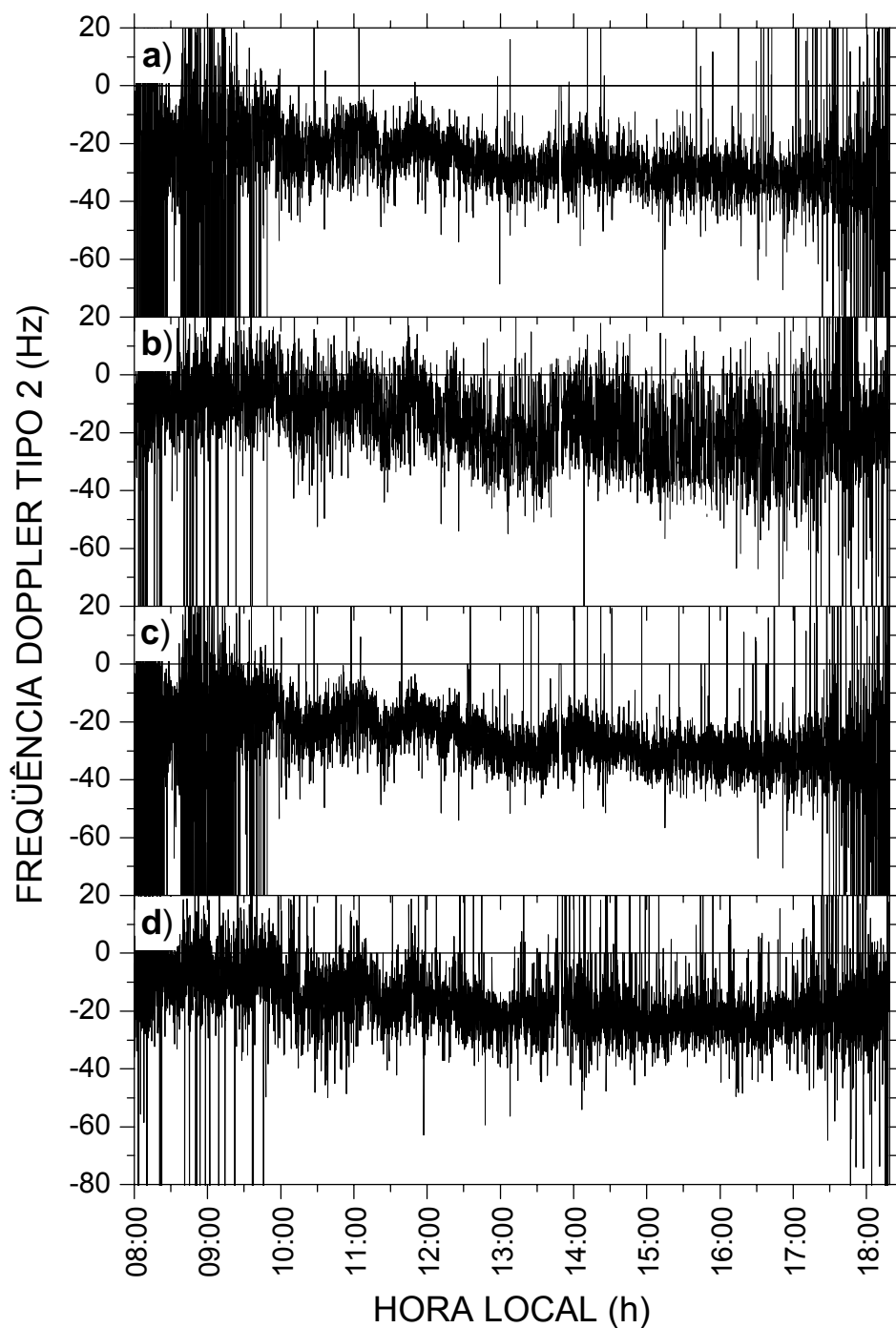


FIGURA 5.4 - Variação da frequência Doppler tipo 2 ao longo do dia 06/12/2000, estimada por 4 métodos diferentes: (a) com janelamento do espectro e com restrição no espaço de parâmetros; (b) somente com restrição no espaço de busca dos parâmetros; (c) com janelamento do espectro; e (d) sem janelamento do espectro.

TABELA 5.5 - Estatística do conjunto de freqüências Doppler tipo 2, para os diferentes métodos de estimação de parâmetros dos espectros de potência.

Método	Qtd. de Amostras	Qtd. de Sucessos	Valor Médio (Hz)	Desvio Padrão (Hz)	Valor Mínimo (Hz)	Valor Máximo (Hz)	Variação (Hz)
Normal	6186	6186	-16,22	16,36	-143,72	160,32	304,04
Janelamento	6186	6143	-28,34	26,45	-598,08	307,31	905,40
Restrito	6186	5475	-15,37	20,00	-152,50	135,77	288,27
Janelamento e Restrito	6186	5719	-28,06	25,64	-207,30	319,75	527,05

Observando estes resultados, verificamos que os menores desvios padrões na freqüência Doppler foram encontrados utilizado-se o método tradicional de Levenberg-Marquardt ou com restrição de parâmetros, sem janelamento do espectro. Os valores para estes casos são, respectivamente, 16,36 Hz e 20 Hz. Os desvios padrões obtidos para os mesmos métodos quando foi utilizado o janelamento do espectro são, respectivamente, 26,45 Hz e 25,64 Hz.

Contudo, estes desvios padrões parecem não refletir a variabilidade da freqüência Doppler ao longo de todo o dia. Isto porque eles são calculados sobre todo o conjunto de freqüências. No caso dos métodos com janelamento do espectro, como pode ser visualizado na FIGURA 5.4 (gráficos a e c), estes valores apresentam grande variabilidade nos primeiros horários da manhã e ao entardecer. Em contra partida, para estes mesmos conjuntos de valores, nos horários em torno do meio dia local, parece haver menor flutuação nos valores da freqüência Doppler, se comparados com os outros dois conjuntos.

Os quatro conjuntos de freqüências, obtidas como resposta, foram suavizados numa tentativa de eliminar o efeito indesejado da variabilidade matinal e crepuscular. Para isso, foram tomadas as médias corridas dos quatro conjuntos de freqüências. Esta média móvel pode ser aplicada porque a resolução temporal é de 6 s e a velocidade de fase do deslocamento das irregularidades tipo 2 do EEJ, responsáveis por este deslocamento Doppler na freqüência, não deve sofrer alteração significativamente nesta escala de tempo. Os resultados da suavização nos conjuntos de freqüência Doppler estão na FIGURA 5.5.

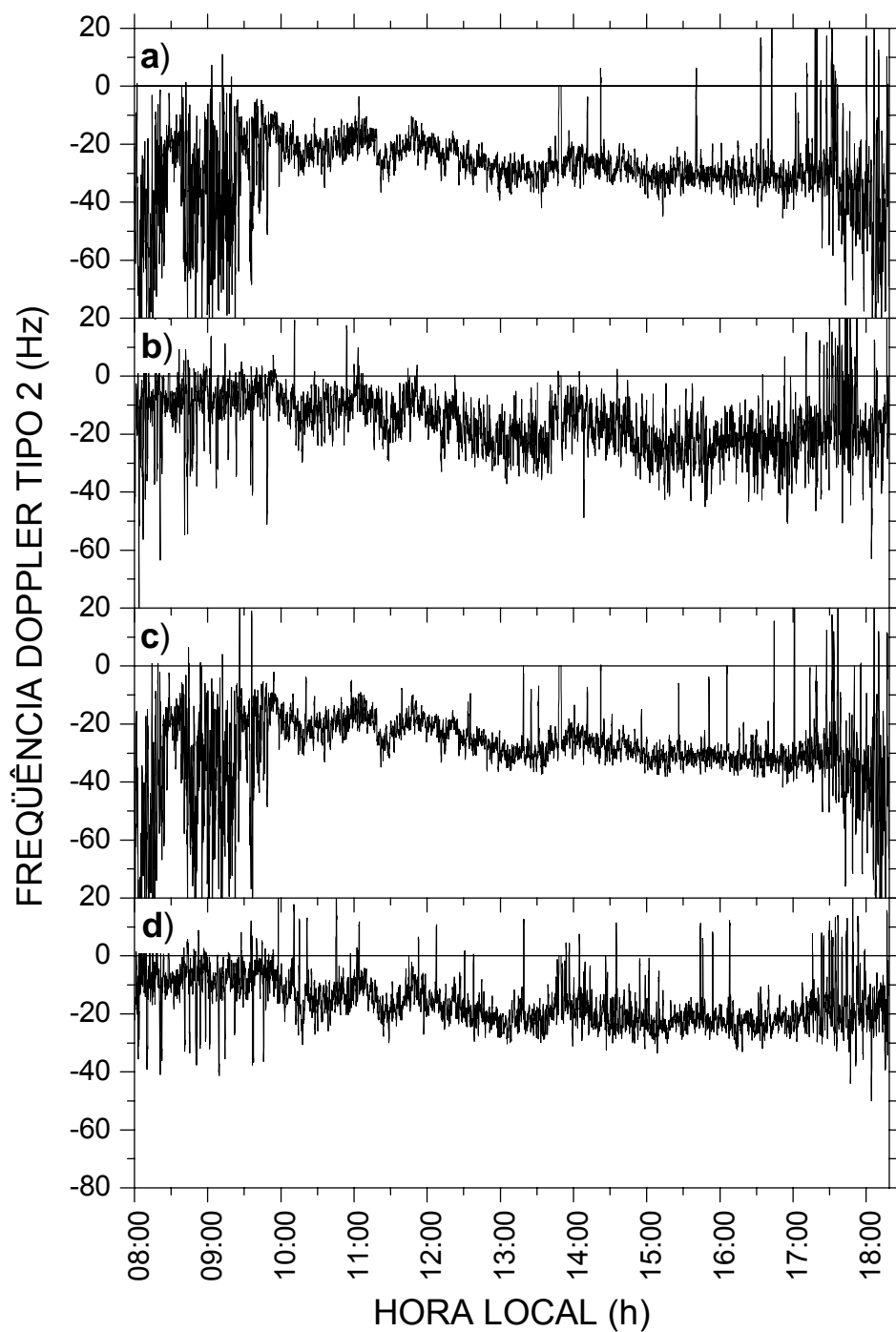


FIGURA 5.5 - Variação da frequência Doppler tipo 2, suavizada pelo método de média móvel de 5 pontos, ao longo do dia 06/12/2000, estimada por 4 métodos diferentes: (a) com janelamento do espectro e com restrição no espaço de parâmetros; (b) somente com restrição no espaço de busca dos parâmetros; (c) com janelamento do espectro; e (d) sem janelamento do espectro.

Observando os gráficos da FIGURA 5.5, mais uma vez verificarmos que os valores da frequência Doppler tipo 2 estimada do espectro de potência sem o efeito do janelamento (FIGURA 5.5-b e FIGURA 5.5-d) parecem apresentar uma maior variabilidade quando comparados com os valores estimados do espectro de potência com o efeito do janelamento (FIGURA 5.5-a e FIGURA 5.5-c). A grande variabilidade nos primeiros horários da manhã e ao entardecer foi reduzida, mas ainda é muito significativa nos valores de frequência Doppler estimados usando o janelamento do espectro.

Assim como anteriormente, foram calculadas as estatísticas dos quatro conjuntos de frequências, suavizadas pelo método de média móvel de 5 pontos. Os valores calculados destas estatísticas são os mesmos descritos para o caso sem suavização e estão apresentados na TABELA 5.6.

TABELA 5.6 - Estatística do conjunto de frequências Doppler tipo 2, suavizadas pelo método de média móvel de 5 pontos, para os diferentes métodos de estimação de parâmetros dos espectros de potência.

Método	Qtd. de Amostras	Qtd. de Sucessos	Valor Médio (Hz)	Desvio Padrão (Hz)	Valor Mínimo (Hz)	Valor Máximo (Hz)	Variação (Hz)
Normal	6186	6186	-16,23	8,65	-50,02	30,98	81,00
Janelamento	6186	6177	-28,24	13,63	-113,14	49,58	162,73
Restrito	6186	6185	-15,86	10,61	-96,55	53,28	149,82
Janelamento e Restrito	6186	6179	-28,29	13,13	-130,01	48,11	178,12

Observando os resultados desta tabela, verificamos que os desvios padrões foram sensivelmente reduzidos. Porém, mesmo suavizando os valores de frequência Doppler, os menores valores de desvios padrões ainda foram encontrados quando os métodos sem o janelamento do espectro foram utilizados. Os desvios padrões para os casos sem janelamento são, respectivamente, 8,65 Hz e 10,61 Hz. Enquanto isso, para os métodos que utilizam o janelamento do espectro são, respectivamente, 13,63 Hz e 13,13 Hz. Outros aspectos também merecem destaque. A variação da frequência diminuiu significativamente com esta suavização e os valores máximos e mínimos aproximaram-se sensivelmente dos valores fisicamente possíveis.

Porém, nos horários entre as 9 h e 30 min e às 17 h e 30 min, os gráficos com as variações da frequência Doppler estimadas pelo métodos com janelamento do espectro (FIGURA 5.5-a e FIGURA 5.5-c) apresentam menor variabilidade. As estatísticas dos conjuntos de frequências, por sua vez, apontam o contrário. Contudo, através dos gráficos é possível identificar que este resultado provém da variabilidade dos valores destas frequências nos primeiros horários da manhã e nos horário do entardecer.

Dessa forma, a conclusão deste estudo é que os parâmetros obtidos pelo algoritmo de estimação deveriam ser melhor avaliados, em especial nos horários da manhã e nos horários do entardecer. Pois, se considerarmos somente os horários intermediários os métodos que utilizam o janelamento do espectro apresentam um melhor resultado.

5.3 Validação dos Parâmetros Obtidos Baseados em Características Conhecidas dos Espectros de Potência das Irregularidades

Devido à variabilidade observada na frequência Doppler do tipo 2 nos horários discutidos na seção anterior, foi elaborado um algoritmo de validação dos parâmetros resultantes da estimação de parâmetros. Esta avaliação não tem influência na escolha dos parâmetros que são estimados pelo método, mas serve para definir que parâmetros são fisicamente coerentes.

A validação consiste em comparar entre si e com valores pré-estabelecidos, os 6 parâmetros resultantes do ajuste das duas curvas Gaussianas aos espectros de potência. Os valores pré-estabelecidos foram escolhidos baseados em características conhecidas dos espectros de potência das irregularidades do EEJ (Fejer e Kelley, 1980). No Apêndice deste trabalho está anexado o fluxograma deste algoritmo de validação de parâmetros. Basicamente, o algoritmo realiza as seguintes comparações:

- a) verifica se as áreas individuais das Gaussianas, ajustadas aos espectros de potência, são 5 % superiores ao máximo valor de área do conjunto, quando este é suavizado com média móvel de 3 pontos;
- b) verifica se as larguras dos espectros de potência são inferiores a 40 Hz para aqueles das irregularidades do tipo 1 e se estão abaixo de 200 Hz para os relacionados com as irregularidades do tipo 2; e
- c) verifica se as variâncias das frequências Doppler são inferiores a 2 Hz, para o tipo 1, e se estão abaixo de 20 Hz, para o tipo 2.

A eliminação das áreas menores que 5 % da máxima área encontrada é necessária para eliminarmos picos espúrios no espectro de frequência. Além disso, se uma área muito pequena for estimada, mesmo que o espectro possua uma forma Gaussiana, essa Gaussiana pode ser devida a uma interferência de frequência fixa. Para evitar incerteza na observação, estas áreas foram eliminadas.

A verificação da largura do espectro está relacionada as características conhecidas dos espectros de potência de irregularidades do EEJ. No caso de irregularidades do tipo 1, as quais apresentam um espectro mais estreito, a maior largura de espectro admitida é de 40 Hz. Quanto à largura do espectro de potência relacionado com as irregularidades do tipo 2, o máximo valor admitido é de 200 Hz. Este último foi utilizado somente para limitar a largura do espectro por um valor superior.

O critério da variância é utilizado como verificador do método de estimação. Se o método for eficiente e/ou se os dados forem de boa qualidade, as variâncias das frequências Doppler devem apresentar um baixo valor. Assim, foram atribuídos limites máximos aceitáveis de 2 e 20 Hz para as variâncias das frequências Doppler tipo 1 e 2, respectivamente. Estes valores são baseados exclusivamente na experiência adquirida nas análises realizadas.

Finalmente, os parâmetros reprovados por estes critérios são descartados. No caso do descarte dos parâmetros, o resultado do algoritmo de busca é definido como insucesso na determinação.

Estabelecidos os critérios de aceitação dos parâmetros, os 6186 espectros do dia 06 de dezembro de 2000 foram novamente processados utilizando o algoritmo de estimação de parâmetros das 4 formas distintas descritas na seção anterior. Estes foram submetidos aos critérios de aceite descritos aqui e os resultados obtidos estão apresentados nos gráficos da FIGURA 5.6.

Observando os gráficos da FIGURA 5.6, verificamos através do número de pontos das curvas que a quantidade de sucessos na aceitação dos parâmetros é superior nos métodos com janelamento do espectro de potência (gráficos a e c). Para confirmar esta observação foram calculadas as estatísticas dos quatro conjuntos de frequências. Os valores destas estatísticas estão na TABELA 5.7.

TABELA 5.7 - Estatística do conjunto de frequências Doppler tipo 2, para os diferentes métodos de estimação de parâmetros dos espectros de potência, avaliadas com base na física do fenômeno.

Método	Qtd. de Amostras	Qtd. de Sucessos	Valor Médio (Hz)	Desvio Padrão (Hz)	Valor Mínimo (Hz)	Valor Máximo (Hz)	Variação (Hz)
Normal	6186	1931	-19,10	8,48	-46,63	14,84	61,47
Janelamento	6186	3010	-26,75	8,52	-71,26	6,81	78,07
Restrito	6186	1528	-20,64	12,28	-83,54	95,91	179,45
Janelamento e Restrito	6186	2475	-27,00	9,55	-87,18	79,73	166,91

As estatísticas dos conjuntos de frequências confirmam o maior número de sucessos na aceitação dos parâmetros estimados pelos algoritmos que usam o janelamento do espectro de potência. Além disso, o valor máximo observado na frequência Doppler entre aquelas obtidas pelo método tradicional de Levenberg-Marquardt com janelamento é o menor de todos. Este valor, apesar de positivo, é bastante próximo a zero. Isto é um forte indicador da boa qualidade dos parâmetros estimados dessa forma.

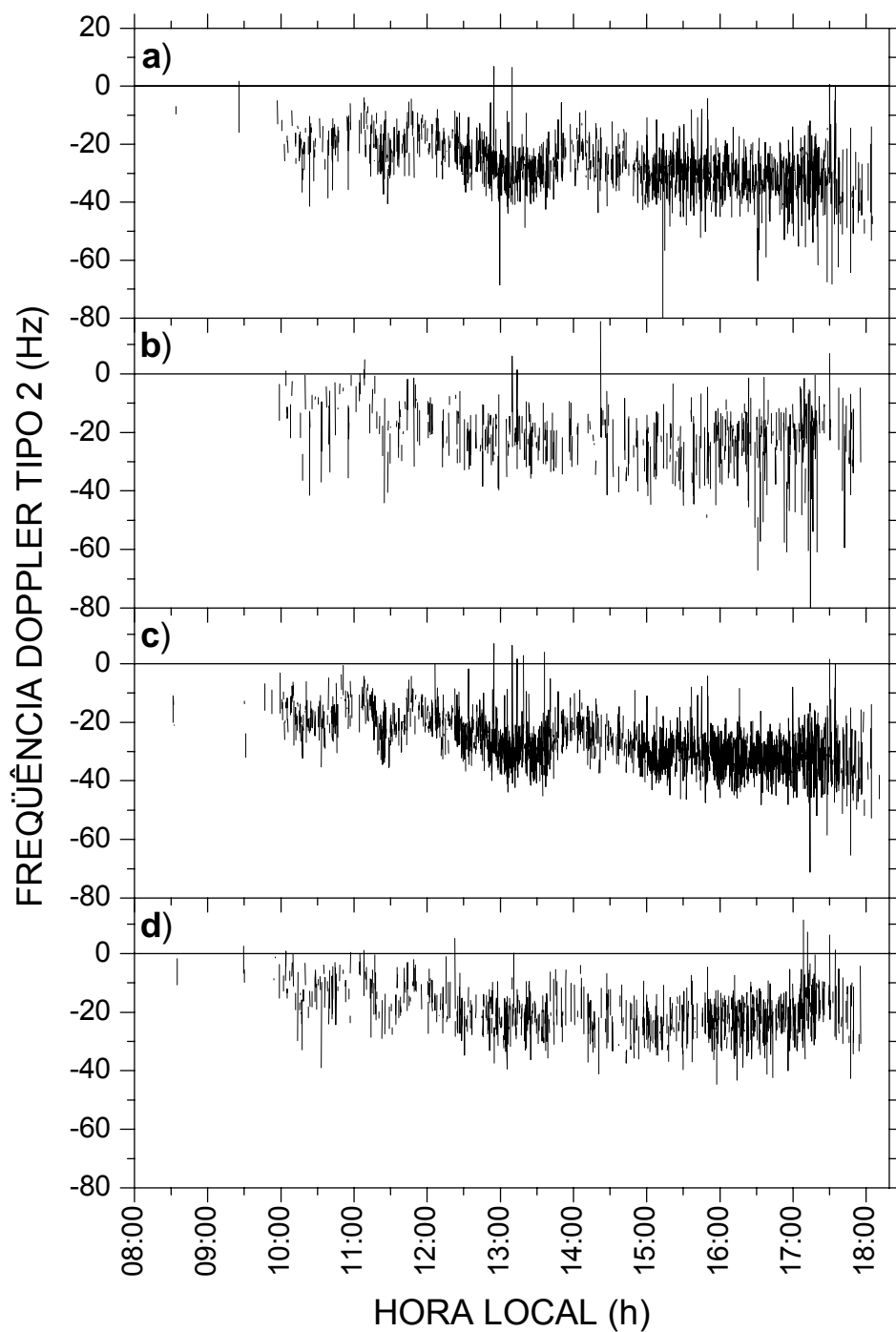


FIGURA 5.6 - Variação da frequência Doppler associada com as irregularidades tipo 2, avaliada com base na física do fenômeno, ao longo do dia 06/12/2000, estimada por 4 métodos diferentes: (a) com janelamento do espectro e com restrição no espaço de parâmetros; (b) somente com restrição no espaço de busca dos parâmetros; (c) com janelamento do espectro; e (d) sem janelamento do espectro.

O desvio padrão dos conjuntos de freqüências foi reduzido em todos os casos, porém essa redução foi mais acentuada no caso do método tradicional de Levenberg-Marquardt com janelamento. Este fato é outro ponto a favor deste método. Além disso, o valor do desvio padrão para este método aproximou-se sobremaneira do valor de desvio padrão para o método tradicional. Neste estudo, o desvio padrão para o método tradicional ficou em 8,52 Hz, enquanto o desvio padrão para o método tradicional com janelamento foi de 8,48 Hz.

A pouca variabilidade na freqüência Doppler é consistente com a variabilidade da velocidade de deslocamento das irregularidades tipo deriva de gradiente que, por sua vez, depende da variabilidade do campo elétrico de polarização do EEJ. Ou seja, a baixa variância reflete a pouca variabilidade do campo elétrico de polarização do EEJ. Portanto, a freqüência Doppler estimada com o método tradicional com janelamento se aproximou do modelo físico do EEJ.

Mesmo apresentando bons indicadores, o número de sucessos na estimação dos parâmetros pelo método tradicional de Levenberg-Marquardt com janelamento ainda é relativamente baixo (48,66 %). Portanto, os conjuntos de freqüências foram suavizados pelo método de média móvel de 5 pontos com o intuito de aumentar o número de sucessos e com base na baixa variabilidade esperada da freqüência Doppler. Os 4 conjuntos de freqüências Doppler suavizados estão apresentados nos gráficos da FIGURA 5.7, enquanto os resultados estatísticos estão apresentados na TABELA 5.8.

TABELA 5.8 - Estatística do conjunto de freqüências Doppler tipo 2, para os diferentes métodos de estimação de parâmetros dos espectros de potência, avaliadas com base na física do fenômeno e após, suavizadas pelo método de média móvel de 5 pontos.

Método	Qtd. de Amostras	Qtd. de Sucessos	Valor Médio (Hz)	Desvio Padrão (Hz)	Valor Mínimo (Hz)	Valor Máximo (Hz)	Variação (Hz)
Normal	6186	4530	-18,37	7,78	-42,29	14,84	57,14
Janelamento	6186	5035	-25,57	7,85	-58,54	1,63	60,17
Restrito	6186	4172	-20,17	10,38	-62,30	17,83	80,13
Janelamento e Restrito	6186	4875	-26,07	8,26	-67,31	13,08	80,39

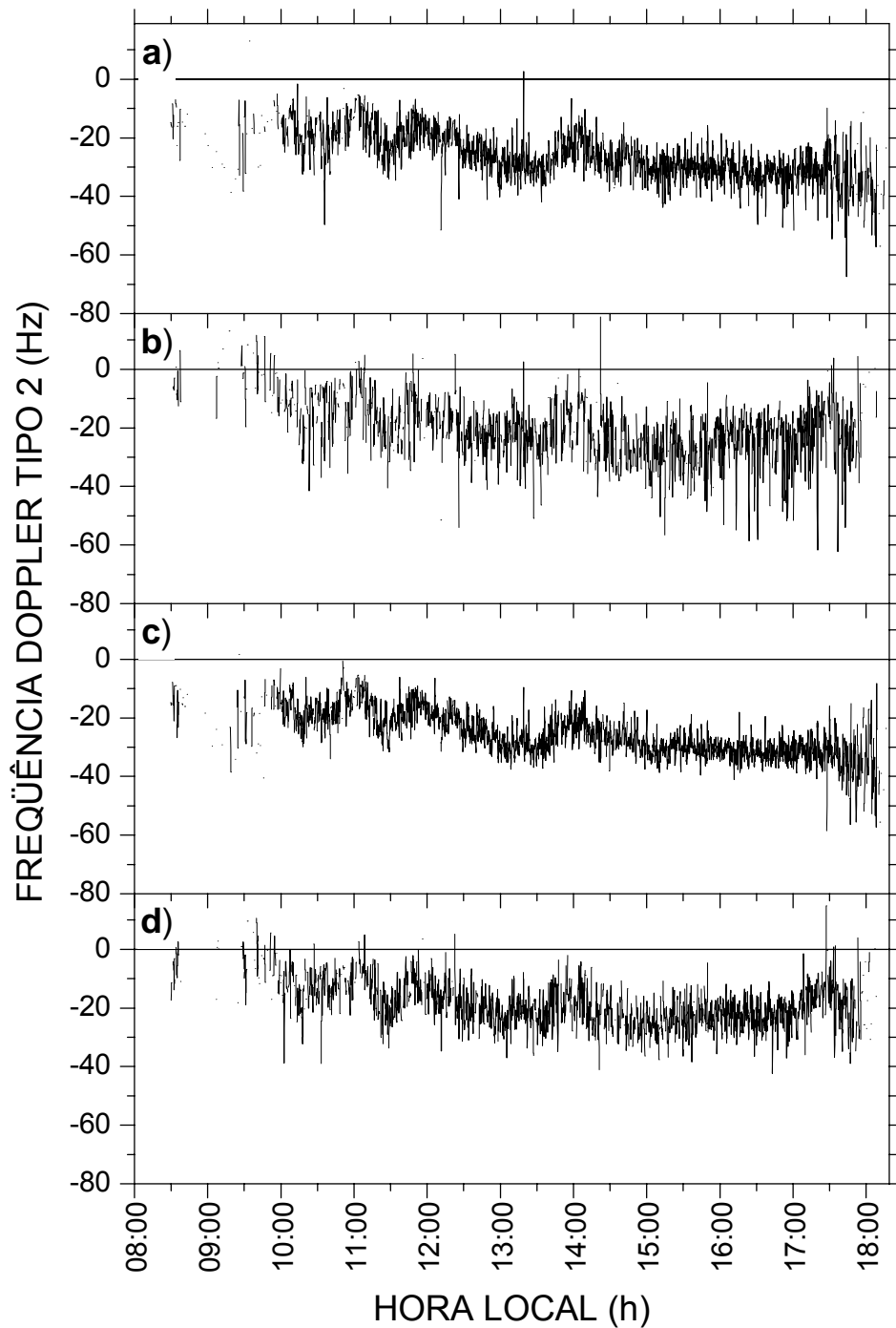


FIGURA 5.7 - Variação da frequência Doppler associada com as irregularidades tipo 2, avaliada com base na física do fenômeno e suavizada pelo método de média móvel de 5 pontos, ao longo do dia 06/12/2000, estimada por 4 métodos diferentes: (a) com janelamento do espectro e com restrição no espaço de parâmetros; (b) somente com restrição no espaço de busca dos parâmetros; (c) com janelamento do espectro; e (d) sem janelamento do espectro.

Como pode ser observado tanto na tabela como nos gráficos, a suavização trouxe uma redução dos desvios padrões da frequência Doppler. Além disso, o valor máximo de frequência Doppler observado no conjunto relativo ao método tradicional com janelamento foi reduzido de 6,81 Hz para apenas 1,63 Hz. Enquanto isso, no conjunto de frequências relativas ao método tradicional sem janelamento não houve redução nesse critério.

Porém, o maior benefício desta suavização, no caso do método tradicional com janelamento foi o aumento no número de sucessos na determinação dos parâmetros de 48,66 % para 81,39 %. Este aumento significativo é devido, principalmente, ao fato dos insucessos na determinação dos parâmetros ter ocorrido nas vizinhanças de sucessos. Com isso, a média móvel de 5 pontos (que representa 30 s neste caso) pôde cobrir a maioria dos insucessos com valores dos arredores.

Finalmente, a conclusão de nossos estudos demonstrou que o método de estimação de parâmetros que melhor estima os valores da frequência Doppler relacionadas com o deslocamento das irregularidades de plasma do EEJ do tipo deriva de gradiente é o método tradicional de Levenberg-Marquardt utilizando o janelamento do espectro. Contudo, os valores obtidos para esta frequência devem ser avaliados baseados em critérios físicos que envolvem o fenômeno em estudo. Além disso, por se conhecer a baixa variabilidade desta frequência em pequenas escalas de tempo, é recomendável a suavização do conjunto de frequências por alguns dos métodos conhecidos a fim de aumentar o número de sucessos na determinação dos parâmetros.

CAPÍTULO 6

ESTUDOS DA VARIABILIDADE DAS IRREGULARIDADES DE 3 METROS DO EEJ SOB ATIVIDADE AURORAL CALMA E PERTURBADA

No período inicial deste trabalho de tese, ainda antes de aplicarmos a técnica de separação dos espectros de potência para os dados do radar RESCO, foram realizados estudos sobre a variabilidade das irregularidades de 3 metros do EEJ sob atividade auroral calma e perturbada. Nós analisamos dados coletados durante a campanha observacional das irregularidades de plasma do EEJ realizada em dezembro de 1999, usando o radar RESCO.

Os sete dias eleitos para este estudo foram caracterizados por um período inicial perturbado de 3 dias, seguido por um período magneticamente calmo. Uma análise de correlação entre os índices relacionados com o eletrojato auroral e as variações observadas em dados de magnetômetros foi conduzida para investigar as diferentes características da resposta das instabilidades do EEJ aos campos elétricos perturbados que penetraram até as latitudes equatoriais, associados com perturbações magnéticas em latitudes aurorais. Foram observadas, mesmo na ausência de qualquer perturbação auroral, grandes variabilidades dia-a-dia na intensidade de corrente do EEJ, na potência dos ecos recebido devido às irregularidades de 3 metros e nas características espectrais das assinaturas das irregularidades.

6.1 Introdução

O EEJ e suas instabilidades são conhecidos por apresentar significantes variabilidades de curto período. O grande grau de variabilidade dia-a-dia na intensidade do EEJ e nas características espectrais de suas instabilidades tem sido observado no setor brasileiro, conforme mostrado nas análises preliminares dos dados iniciais do radar RESCO (Abdu et al., 2002). Não está

claro, contudo, se tal variabilidade é uma característica distinta do setor longitudinal brasileiro.

Neste estudo analisamos o conjunto de dados coletados durante a campanha de uma semana de dezembro de 1999. O objetivo é obter um maior esclarecimento destas características de variabilidade do EEJ em função da atividade do eletrojato auroral, através dos índices aurorais AU e AL (Rostoker, 1972), da intensidade da corrente anelar (em alguns casos) e dos distúrbios causados por fontes locais (possivelmente oriundas da dinâmica da atmosfera neutra). O período inicial de 3 dias (11-13 dez.) do conjunto de dias da campanha foi marcado por eventos de moderada intensificação do eletrojato auroral (sub-tempestades), enquanto o período posterior de 3 dias (15-17 dec.) pode ser caracterizado, de forma geral, como não-perturbado, exceto por algumas fracas perturbações no índice AE do dia 17 de dezembro.

A FIGURA 6.1 mostra a variação temporal (resolução de 1 h) dos índices aurorais AE, AU e AL para o período de 1 a 20 de dezembro de 1999. O período selecionado para o presente estudo, de 11 a 17 de dezembro, é mostrado na área hachurada que cobre os 3 dias perturbados e os 3 dias calmos.

Vários estudos sobre as respostas do EEJ às perturbações aurorais têm sido conduzidos nos aspectos: variabilidade da corrente do EEJ e dinâmica das irregularidades de plasma (Fejer et al., 1976; Gonzales et al., 1979; Reddy et al., 1979; Abdu et al., 2003). Estudos de penetração de campos elétricos de regiões aurorais para regiões equatoriais também têm sido feitos durante as últimas décadas usando outras técnicas (Nishida et al., 1966; Kikuchi et al. 1978; Fukushima, 1989; Abdu et al., 1991; Sastri et al., 1993; Fejer e Scherliess, 1997; Abdu et al., 1998).

Os aspectos das variabilidades observadas no EEJ discutidos neste trabalho são: (1) a dependência do desenvolvimento / decaimento das irregularidades de 3 metros da fase de mudanças transientes no índice AE sob condições

calmas; (2) a dependência da resposta do EEJ à penetração de campos elétricos sob atividade auroral com a hora local; e (3) as características da dominância relativa das irregularidades do tipo Farley-Buneman e do tipo deriva de gradiente e suas velocidades durante condições calmas e perturbadas. Pfaff et al. (1987) e Kudeki et al. (1987) mostraram que as irregularidades do tipo Farley-Buneman são usualmente observadas em altitudes mais elevadas que as das irregularidades do tipo deriva de gradiente (também verificado em nossos trabalhos, Abdu et al., 2003). Neste trabalho, tencionamos mostrar a distribuição vertical das irregularidades do EEJ observada no setor brasileiro em comparação com os trabalhos anteriores e algumas diferenças verificadas entre as condições calma e perturbada.

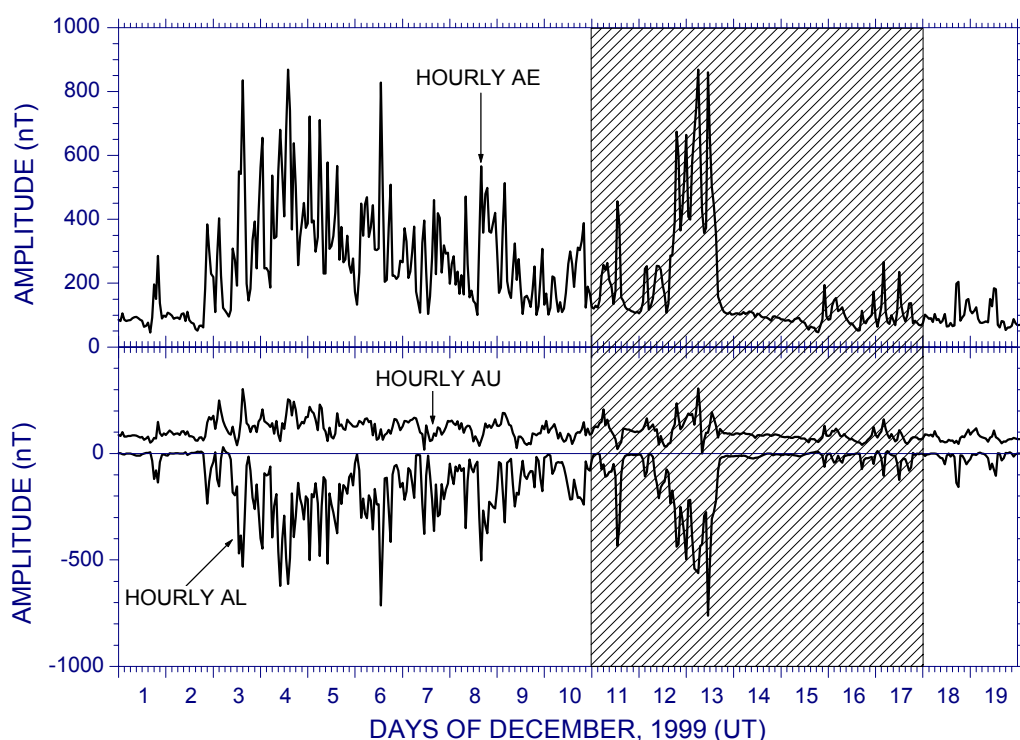


FIGURA 6.1 - Variação do índice auroral AE e de suas componentes AU e AL, para o período de 1° a 20 de dezembro de 1999.

6.2 Aquisição, Processamento e Método de Análise dos Dados

Os procedimentos de aquisição e processamento de dados utilizados neste estudo são aqueles apresentados nas seções 4.1.2 e 4.1.3. Para os dados coletados durante a campanha de dezembro de 1999 foram utilizados na transmissão: IPP = 1 ms; NG = 16; TD = 620 μ s; NP = 1024, com resolução temporal de 6 s entre os conjuntos consecutivos. Com isso, a frequência de corte (*aliasing frequency*) dos espectros de potência é 500 Hz (1500 m/s) com ~ 1 Hz (~ 3 m/s) de resolução de frequência. Integrando incoerentemente no tempo 10 espectros subseqüentes obtivemos os espectrogramas (veja FIGURA 4.4) com resolução temporal de 1 min para cada altura de estudo (NG). Integrando, agora em frequência, cada espectrograma, nós obtivemos a variação temporal (com 1 min de resolução) da potência total recebida para cada altura de estudo. Arranjadas apropriadamente, as 16 variações foram usadas para a geração dos mapas RTI de cada dia.

Para os dias desta análise, apesar dos ecos terem sido adquiridos da região do EEJ entre as alturas de 79,2 km a 118,2 km, dividida em 16 amostras (NG) com 2,6 km de altura cada uma (20 μ s em visada), somente as 8 amostras com maior relação sinal-ruído (SNR) foram selecionadas. Estas faixas de alturas estendem-se de 97,4 km a 115,6 km.

Nas seções seguintes discutiremos as variabilidades da potência dos ecos recebidos de irregularidades de 3 metros do EEJ apresentadas na forma de mapas RTI. A correlação das mudanças transientes na intensidade dos ecos com os índices aurorais durante os 3 dias perturbados (11-13 dez) e o controle da condutividade ionosférica na resposta do EEJ a campos elétricos aurorais são discutidos primeiro. Nas seções subseqüentes são discutidas, para os períodos perturbado e calmo, as variabilidades da potência dos ecos sob condições calmas (15-17 dez.) e as dominâncias dos dois tipos de irregularidades do EEJ com respeito à altura.

6.3 Transientes na Intensidade de Potência Recebida das Irregularidades de 3 metros e Correlação da Intensidade do EEJ com as Flutuações na Atividade Auroral

Apresentamos na FIGURA 6.2, os resultados para os 3 dias perturbados. Para cada dia, o painel superior mostra a variação dos índices aurorais (com 1 min de resolução temporal) e a variação do índice horário D_{st} , relacionado com a corrente anelar. O D_{st} proporciona uma boa indicação do nível de perturbações magnéticas em baixas latitudes, enquanto que os índices aurorais, em geral, representam o grau de variabilidade nas fontes magnetosféricas dos campos elétricos perturbados que penetram até latitudes equatoriais.

O painel central de cada gráfico da FIGURA 6.2 mostra as variações da componente horizontal (H) do campo magnético em Jicamarca - JIC (12° S, 76.9° W, dip: 1°), no Peru, e Vassouras - VSS (22.4° S, 43.7° W, dip: -34°), no Rio de Janeiro. Estas variações são apresentadas através da variação de ΔH , que é a diferença entre o valor da componente H com respeito ao seu valor de meia-noite local. A estação de JIC foi escolhida porque não havia dados de magnetômetros disponíveis para o sítio de São Luís - SLZ no período em que se refere a essa campanha. Deve ser observado que as variações de ΔH para estas duas estações, localizadas em setores longitudinais distintos, não são adequadas para determinar a intensidade de corrente do EEJ sob condições calmas. Mas, a separação longitudinal é pequena suficiente para permitir a obtenção da correta magnitude das flutuações de corrente do EEJ sob condições perturbadas (Abdu et al., 2003). Portanto, o efeito perturbado mostrado nos painéis centrais de cada gráfico foi obtido subtraindo-se as variações ΔH de VSS das variações ΔH de JIC ($\Delta H_{JIC} - \Delta H_{VSS}$).

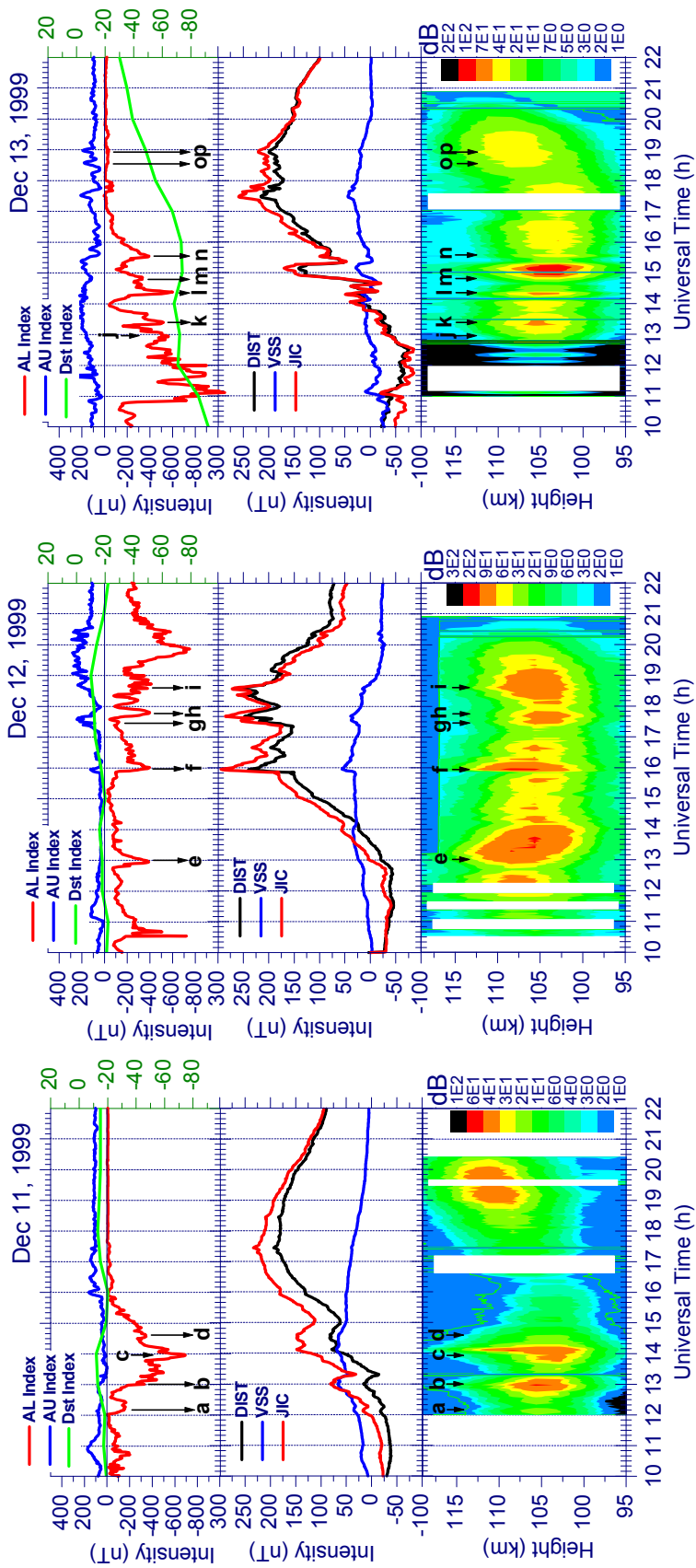


FIGURA 6.2 - Mapas de Variação de Intensidade do EEJ para os três dias perturbados: 11, 12 e 13 de dezembro de 1999, obtido com o radar RESCO (painel inferior). No painel superior de cada gráfico são apresentados os índices aurorais AU (linha azul) e AL (linha vermelha), e também o índice relacionado com a corrente anelar (Dst). O painel central mostra a variação da componente horizontal (? H) do campo magnético terrestre registrada em Vassouras (linha azul) e em Jicamarca (linha vermelha). A linha preta representa o efeito da perturbação determinado pela diferença entre as componentes ? H em Jicamarca e Vassouras.

Os painéis inferiores mostram os mapas RTI obtidos com o radar RESCO. As flutuações nas penetrações de campos elétricos, representadas pelos índices aurorais, podem ser correlacionadas com as intensificações simultâneas observadas na potência dos ecos das irregularidades dos mapas RTI. Chamamos a atenção ao fato de que cada mapa RTI apresentado neste estudo tem uma escala de potência diferente, devido às variações dia-a-dia do próprio EEJ. Cada escala de potência foi escolhida baseada na máxima potência recebida durante cada dia de sondagem. Deve ser notado também que os horários em todos os gráficos são apresentados em hora universal (UT).

Os 3 dias perturbados são marcados por episódios de intensificação e decaimento do AE que são características de sub-tempestades, enquanto o aumento no índice *Dst* que caracteriza tempestades magnéticas ocorreu somente no dia 13 de dezembro. No dia 11 de dezembro uma intensificação do AE (de ~200 nT) às 12 UT (09 LT, hora local) coincidiu com um pequeno aumento na intensidade de potência dos ecos das irregularidades de 3 metros no início do mapa RTI gerado para este dia. Este evento, que durou ~4 h, foi estruturado em séries de eventos de intensificações e decaimentos de curta duração. Os mais notáveis deles estão identificados com as setas 'a', 'b', 'c' e 'd', as quais têm associados estruturas correspondentes na componente H e na potência dos ecos das irregularidades de 3 metros. As intensificações de AE de relativamente grande amplitude ('b' e 'c') produzem correspondentes aumentos de grande amplitude de H e na potência das irregularidades de 3 metros, se comparadas às intensificações relativamente fracas de AE ('a' e 'd').

Também se nota que grandes aumentos de AE causam um significativo alargamento da região de espalhamento do EEJ. Além disso, verifica-se que a fase de decaimento do índice AE que segue cada uma das intensificações produz um decréscimo correspondente na componente H e na potência dos ecos das irregularidades de 3 metros. Este comportamento sugere que os aumentos (reduções) de AE, nestes casos, estão associados com penetrações

imediatas para latitudes equatoriais, de campos elétricos perturbados (PP) com origem nas latitudes aurorais com polaridade para leste (oeste). Estes campos facilitam (inibem) os processos de geração das irregularidades de 3 metros e causam a intensificação (decaimento) na intensidade da componente H.

A relação da polaridade dos campos elétricos PP com as fases de atividade auroral, apresentada nestes casos, está em concordância com os resultados do modelo de convecção de plasma publicados por Spiro et al. (1988) e Fejer et al. (1990). Este e outros modelos existentes predizem que, para as condições diurnas, campos elétricos PP com polaridade para leste (oeste) em baixas latitudes correspondem a acréscimos (decréscimos) na diferença de potencial da calota polar, representando a fase de crescimento (decaimento) da atividade auroral. Contudo, a relação entre a magnitude do campo elétrico PP observado no equador com a causativa intensificação da atividade auroral (acrécimo na diferença de potencial da calota polar) não está clara nos modelos existentes. A dependência da resposta do EEJ às intensificações na atividade auroral (AE), com respeito às variações na condutividade ionosférica local também é apresentada neste trabalho.

É interessante notar que o decréscimo na potência do eco, associado com a fase de decaimento de AE logo após a fase de intensificação em 'd', parece durar além da fase de recuperação da atividade auroral às ~16 UT. A redução contínua na intensidade dos ecos das irregularidades de 3 metros até às ~18 UT pode ter sido causada pela dinâmica ionosférica que, por sua vez, pode ter causado um enfraquecimento do EEJ sobre São Luís. Infelizmente, não podemos verificar este fato devido à ausência de magnetogramas desta estação. A julgar pelo mapa RTI nos horários matutinos, esta situação parece caracterizar a maior parte do dia, pois este mostra que a potência dos ecos das irregularidades de 3 metros é devida à intensificação da atividade auroral. No final da tarde, a geração normal (sob condições calmas) de irregularidades de 3 metros parece ter sido retomada às 18 UT (15 LT), sob condições favoráveis da dinâmica da atmosfera neutra.

No dia 12 de dezembro (o gráfico central), a intensidade do EEJ também parece ser enfraquecida, com aumentos transientes ocorrendo durante intensificações da atividade auroral. A intensificação do AE às 13 UT (10 LT), identificada como 'e', produziu um aumento significativo dos ecos das irregularidades de 3 metros com pouco efeito na componente H. As intensificações subseqüentes de AE, identificadas como 'f', 'g', 'h' e 'i', produziram efeitos significativamente maiores na corrente do EEJ, com aumentos moderados na potência dos ecos das irregularidades de 3 metros. A rápida intensificação de AE que ocorreu próximo ao meio dia local (às ~16 UT / 13 LT) parece ter produzido o efeito mais intenso e de menor duração na potência dos ecos recebidos das irregularidades de 3 metros e na componente magnética H. A resposta da componente H às flutuações em AE parece ser mais fraca nas horas distantes do meio dia local. A relação entre as fases de intensificação / decaimento da potência dos ecos das irregularidades de 3 metros (ou da componente H) com as mesmas fases na atividade auroral deste dia é muito similar àquela discutida nos eventos do dia 11 de dezembro.

As características da resposta do EEJ à atividade auroral no dia 13 de dezembro (gráfico mais à direita) apresentam uma complexidade significativamente maior, devido à tempestade magnética de moderada intensidade com D_{st} decrescendo a ~ -90 nT, a qual dominou as horas matutinas desse dia. Um campo elétrico perturbado do dínamo *dawn-dusk* (Blanc e Richmond, 1980; Scherliess e Fejer 1997; Abdu et al., 1997) em combinação com um campo elétrico com sentido oeste, associado com a recuperação gradual e estruturada da atividade auroral, parece ser o responsável pela componente H apresentar valores menores que o normal e pela inibição nas irregularidades de 3 metros até às ~13 UT (10 LT) nesse dia. Próximo ao meio-dia, as amplitudes das respostas na componente H e na potência dos ecos das irregularidades de 3 metros do EEJ são mais desenvolvidas do que em outros horários (com exceção da resposta observada em torno das 17 h 30 min UT). Há indicação de que a polaridade do campo

elétrico PP (associado com as fases de intensificação / decréscimo em AE e que é esperado ser com sentido leste / oeste, como visto nos dois dias anteriores) é revertida na presença de um campo elétrico com sentido oeste (de uma fonte associada ao D_{st}), o que parece ser o caso neste dia. Isto pode ser verificado comparando-se a resposta da componente H e da potência dos ecos das irregularidades de 3 metros às variações de AE, identificadas com as letras 'j', 'k', 'l', 'm' e 'n', observadas neste dia com variações similares ocorridas nos dias anteriores. Por exemplo, o decréscimo de AE começando nestes pontos identificados parece ter causado aumento na potência dos ecos das irregularidades de 3 metros sugerindo a presença de um campo elétrico com sentido leste, associado com os aumentos de AE, em contraste com as mesmas variações de AE que causaram campos elétricos com sentido oeste nos dias anteriores.

As variações nos índices AE e as perturbações na componente H ocorridas no dia 13 de dezembro entre às 10-17 h UT, apresentados na FIGURA 6.2, são mostrados em destaque na FIGURA 6.3 para permitir um exame mais detalhado da correlação entre estes dois parâmetros.

No painel inferior desta figura, a perturbação da componente H no dia 13 de dezembro em Jicamarca é comparada com a variação da mesma componente observada no dia 14 de dezembro, tomando como uma curva de referência de dia calmo. Notamos que a intensidade do EEJ é mais fraca dia 13 em comparação com dia 14, conforme esperado sob possível influência do campo elétrico do dínamo perturbado (Mazaudier e Venkateswaran, 1990).

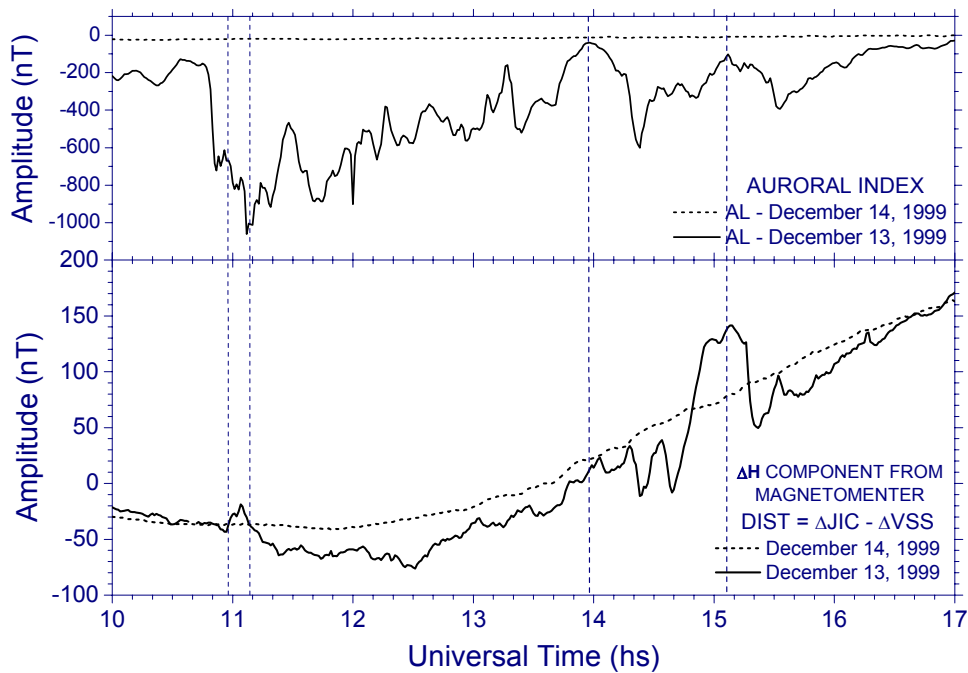


FIGURA 6.3 - Evolução de uma seqüência de tempestades magnéticas, representada pelo índice auroral (painel superior), que ocorreram em 13 de dezembro de 1999 (linha contínua), relacionadas com as perturbações na componente horizontal do campo magnético em Jicamarca (painel inferior). As linhas tracejadas representam as variações da componente horizontal do campo magnético em Jicamarca no dia 14 de dezembro de 1999 (painel inferior), o qual foi um dia quieto tomado com referência (painel superior).

Estas curvas podem não representar os valores absolutos da variação do EEJ sobre Jicamarca, devido ao uso dos dados da estação de Vassouras gerar diferenças nestas curvas, conforme explicado anteriormente. Existe também a possibilidade de que o campo elétrico com sentido oeste do dia 13 tenha sido devido à atividade na corrente anelar. Em todo caso, alguns dos pontos principais de comparação entre as variações de AE e de ΔH podem ser verificados: (a) um aumento inicial em ΔH que ocorreu em torno das 11 h UT (08 LT) parece ter sido produzido por um campo elétrico PP com sentido leste causado pelo rápido aumento de AE, como foi o caso dos eventos similares observados nos dias anteriores; e (b) durante os outros dois eventos de intensificação do AE, começando nos horários marcados com as linhas verticais (próximo às 14 h UT e 15 h UT), as respostas de ΔH foram com fases opostas / ambíguas. Estes pontos, assim como os aspectos relacionados com

as gerações das irregularidades de 3 metros, discutidos acima parecem ser importantes questões que devem ser reconhecidas no estudo da resposta do EEJ à campos elétricos PP associados com atividades aurorais.

6.4 Dependência da Resposta do EEJ à Atividade Auroral de Acordo com a Hora Local

Na seção anterior, entre outros aspectos, observamos que a amplitude da resposta do EEJ às perturbações na atividade auroral apresenta uma dependência significativa da hora local (FIGURA 6.2 e FIGURA 6.3). Este ponto será discutido em maiores detalhes nesta seção. No início da manhã e nos horários do entardecer, a condutividade ionosférica é menor que seus valores em torno do meio dia, quando a taxa de ionização, a qual é dependente do ângulo de zênite solar, é alta. O efeito da condutividade ionosférica na resposta do EEJ aos campos elétricos PP é caracterizada na FIGURA 6.4.

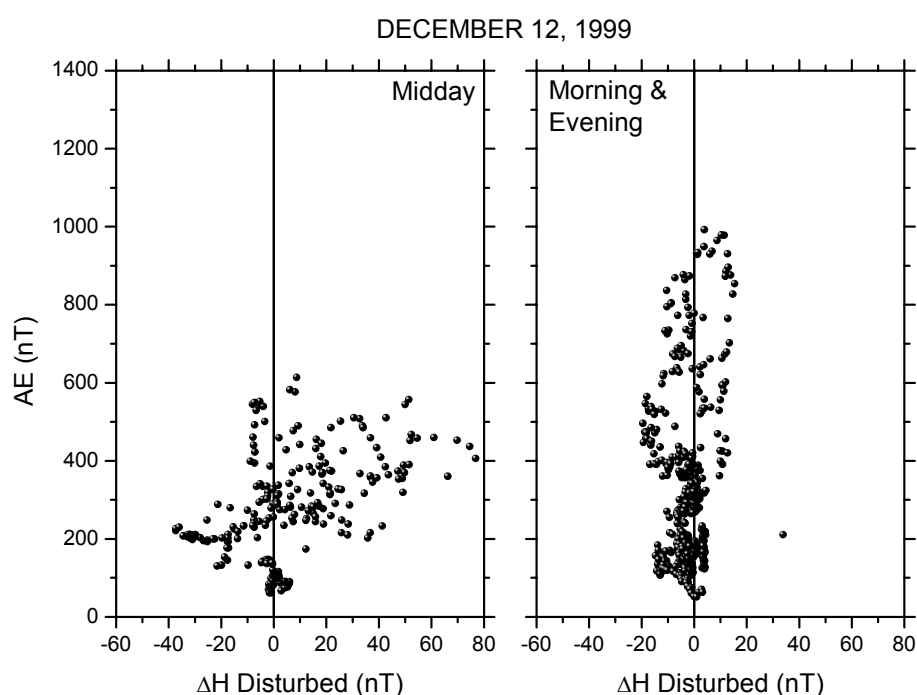


FIGURA 6.4 - Diagrama de dispersão da amplitude do efeito da perturbação obtido dos dados de magnetômetros contra o índice auroral para 12 de dezembro de 1999. O diagrama à esquerda contém valores obtidos para os horários em torno do meio-dia local (entre 10 e 14 h). O diagrama à direita contém valores obtidos para os horários do amanhecer e do entardecer (antes das 10 h e após as 14 h).

Esta figura representa o diagrama de dispersão da amplitude do efeito da perturbação na componente H do campo magnético contra o índice auroral para o dia 12 de dezembro de 1999. Nós calculamos a amplitude do efeito da perturbação subtraindo os valores de ΔH com 1 min de resolução temporal de seus valores obtidos após ser tomada a sua média móvel de 2 h. O gráfico à esquerda se refere aos horários do meio dia local (entre às 10 e 14 h LT), enquanto o outro refere-se aos horários matutinos e vespertinos (antes das 10 e após às 14 h LT).

Os dados correspondentes às horas centradas em torno do meio-dia local, mostrados no gráfico à esquerda, indicam que uma perturbação no índice AE na faixa de 50 nT a 600 nT poderia produzir variações entre -40 nT e +80 nT na componente ΔH equatorial. Por outro lado, amplitudes significativamente maiores na variação de AE observadas no gráfico à direita, na faixa de 50 nT a 1000 nT, produzem variações ΔH de somente ± 20 nT durante os períodos afastados do meio dia. Isto é uma forte indicação de que nos horários matutinos e vespertinos, mesmo fortes perturbações podem ter muito pouca influência no EEJ. Deve ser destacado que este resultado não sugere qualquer dependência dos campos elétricos PP com a hora local. Este resultado sugere que a resposta do EEJ, a um dado campo elétrico PP presente em latitudes equatoriais, tem uma forte dependência da hora local. Ele também sugere que esta resposta é, aparentemente, controlada pela densidade / condutividade eletrônica da região E, a qual é dependente do ângulo de zênite solar.

6.5 Variabilidade na Intensidade de Potência Recebida das Irregularidades de 3 metros sob Condições Calmas

Os resultados obtidos para os dias calmos (15-17 de dezembro) são mostrados na FIGURA 6.5. O formato dos gráficos é o mesmo apresentado para o período perturbado na FIGURA 6.2. No dia 15 de dezembro os índices AE mostram uma condição completamente calma do eletrojato auroral, enquanto os outros dois dias apresentaram flutuações discretas nos índices AE. Contudo, a ΔH

equatorial mostrou algumas variações / intensificações no dia 15 de dezembro, no período da tarde, em Jicamarca. A causa destas flutuações não é clara. Algumas destas flutuações na potência dos ecos das irregularidades de 3 metros do EEJ sobre São Luís parecem estar associadas às flutuações em ΔH . Um caso similar de flutuações associadas na potência dos ecos das irregularidades de 3 metros e em ΔH , sem a presença causativa das variações nos índices AE, pode ser identificado também no dia 16 (~ 16 h 40 min UT). Em virtude da separação geográfica de São Luís e Jicamarca, estas características correlatas são improváveis de serem causadas pela dinâmica da atmosfera neutra. Uma explicação mais consistente estaria relacionada com um campo elétrico perturbado global (similar ao campo elétrico PP) ser responsável por estas perturbações. Se, de fato, um campo elétrico PP está envolvido, isto sugere que a obtenção dos índices AE não inclui dados de magnetômetros de estações que seriam importantes para um campo elétrico perturbado observado em um setor longitudinal restrito.

A principal diferença entre os padrões dos mapas RTI dos dias perturbados e destes dias calmos é que estes últimos são caracterizados por uma potência do eco das irregularidades de 3 metros relativamente maior e com padrão mais contínuo, em contraste com potências mais fracas e transientes relacionados com as flutuações em AE nos casos anteriores. Ainda assim, há significantes flutuações nos padrões dos mapas RTI dos dias calmos, cujas causas necessitam ser pesquisadas nas peculiaridades observadas da dinâmica da atmosfera neutra local nestas localidades. Por exemplo, no dia 15 de dezembro a potência dos ecos das irregularidades de 3 metros fica totalmente ausente até, aproximadamente, o meio-dia local em São Luís, mesmo quando a atividade magnética é bastante calma.

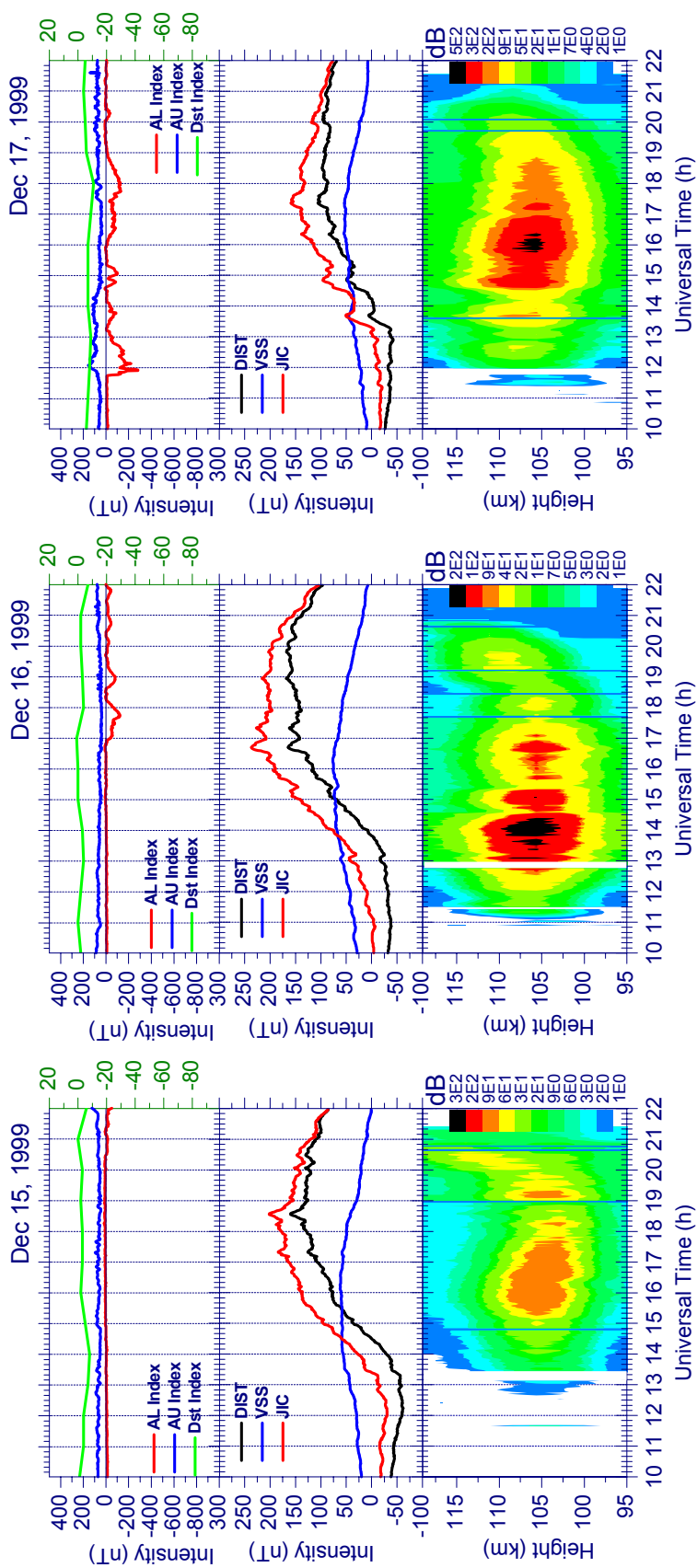


FIGURA 6.5 - Mapas de Variação de Intensidade do EEJ para os três dias calmos: 15, 16 e 17 de dezembro de 1999, obtido com o radar RESCO (painel inferior). No painel superior de cada gráfico são apresentados os índices aurorais AU (linha azul) e AL (linha vermelha), e também o índice relacionado com a corrente anelar (Dst). O painel central mostra a variação da componente horizontal (ΔH) do campo magnético terrestre registrada em Vassouras (linha azul) e em Jicamarca (linha vermelha). A linha preta representa o efeito da perturbação determinado pela diferença entre as componentes ΔH em Jicamarca e Vassouras.

Deve ser observado que a variação de ΔH em Jicamarca mostra intensidade abaixo do normal, durante este período. Portanto, um EEJ com aspectos gerais fracos no Brasil e no Peru poderia sugerir a presença de um padrão de vento neutro estendido geograficamente sobre todo setor americano. A presença de tal dinâmica neutra é evidente nos padrões de modulação dos mapas RTI e é observada também nos outros dois dias. Uma clara ascensão na altura onde a máxima potência de eco é verificada no entardecer dos dias 15 e 16 de dezembro, porém com menor grau neste último. Este aspecto foi motivo de estudos específicos que serão apresentados no próximo capítulo.

Apesar de considerado como dia calmo neste estudo, o dia 17 de dezembro apresenta perturbações de menor intensidade nos índices AE, as quais afetam as irregularidades de 3 metros e provocam maiores amplificações em ΔH em torno do meio-dia local, em concordância com o que foi discutido anteriormente. Abdu et al. (2003) discutiram em maiores detalhes as características das respostas das irregularidades de 3 metros observadas no mapa RTI obtido para o dia 17 de dezembro de 1999.

6.6 Distribuição Vertical das Características Espectrais das Irregularidades Farley-Buneman e de Deriva de Gradiente

Pfaff et al. (1987) e Kudeki et al. (1987) identificaram três regiões distintas no perfil vertical do EEJ. Eles usaram dados de um radar interferométrico em VHF e dados de um radar de retro-espalhamento em HF, concorrentes com dois experimentos *in situ* a bordo de foguetes obtidos durante a campanha “*Condor Equatorial Electrojet*”. Eles identificaram uma região inferior (próxima a 100 km) dominada por ondas do tipo 2 associadas às irregularidades de plasma do tipo deriva de gradiente, uma região superior (próxima a 105 km) com predominância de ondas do tipo 1 devido às instabilidades Farley-Buneman, e uma região de transição conectando as duas anteriores. Nossos resultados (Abdu et al., 2003) estão em concordância com estas caracterizações.

Discutiremos, a seguir, as variações das alturas de dominância relativa dos dois tipos de irregularidades, durante os intervalos perturbados e calmos do presente conjunto de dados. A FIGURA 6.6 mostra o conjunto de espectrogramas obtidos para o período contendo os três dias perturbados (11, 12 e 13 de dezembro), e a FIGURA 6.7 mostra os resultados similares para os três dias calmos (15, 16 e 17 de dezembro). Em cada uma destas figuras são apresentados 5 espectrogramas para os 5 intervalos de alturas com maior relação sinal-ruído, com 2,6 km de intervalo entre eles, cobrindo a região entre as alturas de 98,7 km a 111,7 km. Foram usados espectros de potência médios com resolução de 1 min entre eles para construir estes espectrogramas.

Deve-se destacar que sob condições normais de desenvolvimento de campo elétrico com sentido leste nos horários diurnos o processo de instabilidade que primeiro é iniciado é o do tipo deriva de gradiente (tipo 2) o qual requer um limiar de campo elétrico menor do que o requerido para inicialização do processo de instabilidade do tipo Farley-Buneman (tipo 1). Também é esperado que a potência espectral integrada do eco seja maior quando as ondas do tipo 1 estão presentes se comparada às condições quando somente ondas do tipo 2 estão presentes. Esta situação pode ser verificada pela comparação dos espectrogramas de dois dias quietos: 15 e 17 de dezembro, na FIGURA 6.7.

Da FIGURA 6.5 notamos que a máxima potência espectral integrada no dia 17 é significativamente maior que no dia 15. Como resultado, nós podemos observar que os espectrogramas deste dia são dominados por ecos do tipo 1, enquanto os espectrogramas do dia 15 são dominados por espectros do tipo 2.

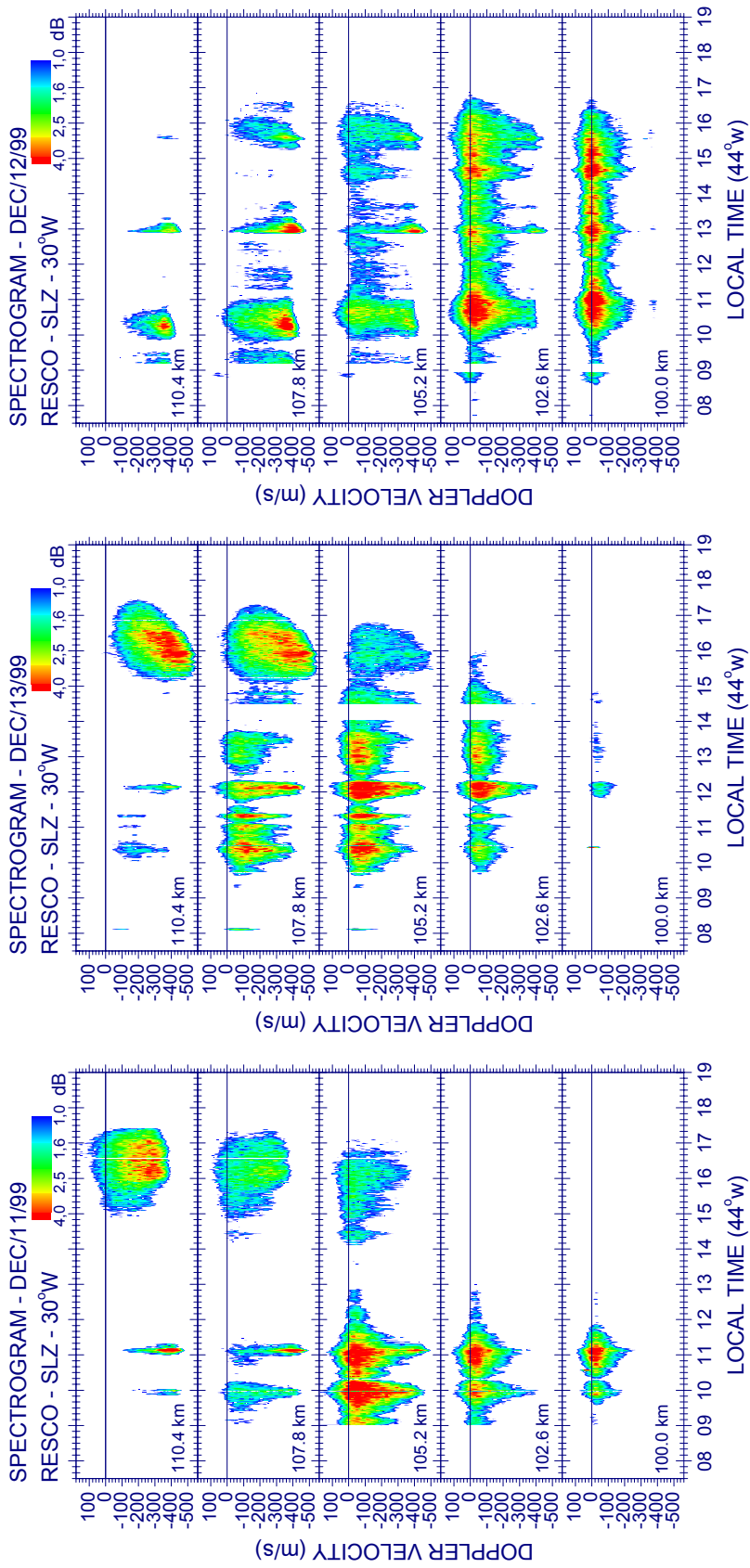


FIGURA 6.6 - Conjunto de espectrogramas para os três dias perturbados (11, 12 e 13 de dezembro de 1999) apresentados na FIGURA 6.2.

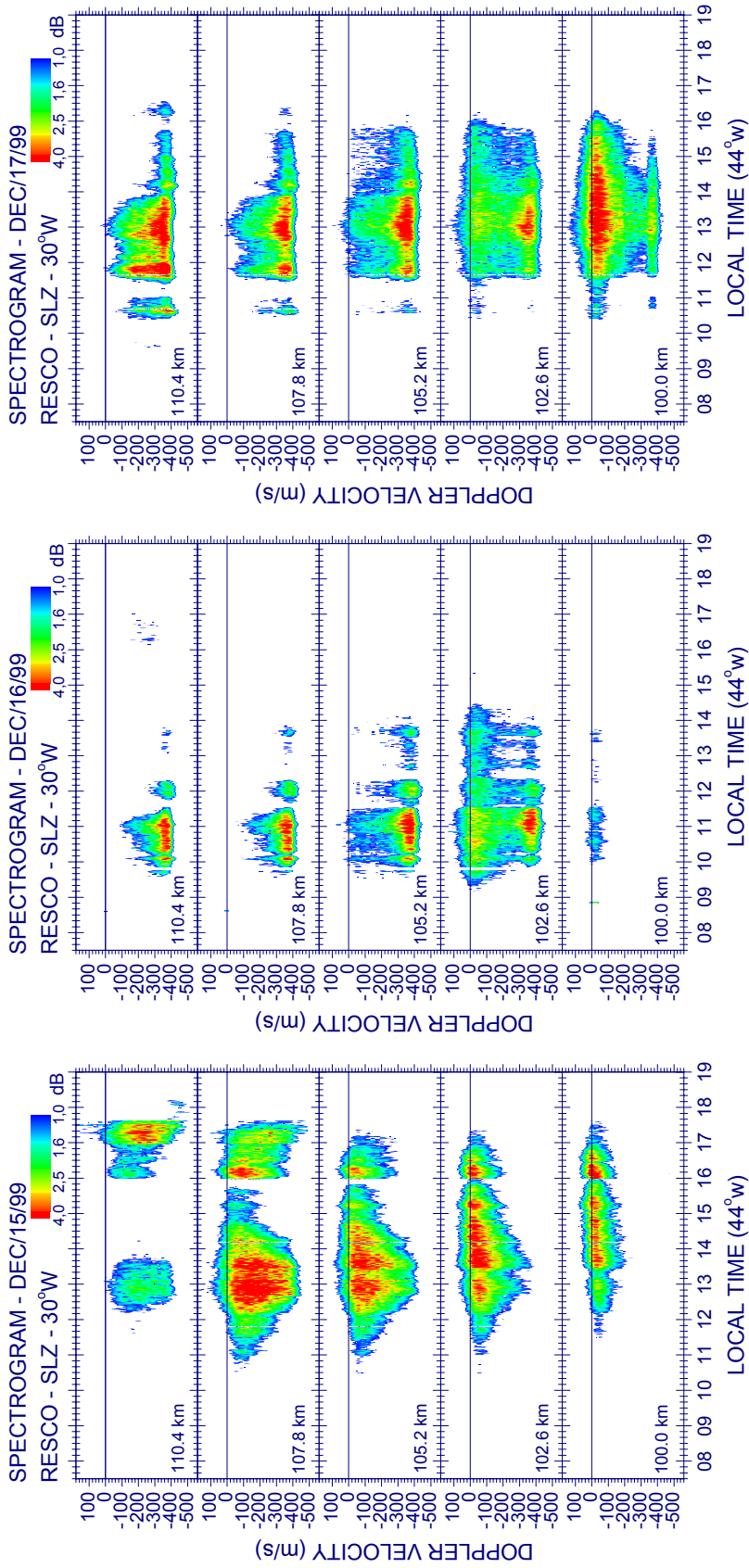


FIGURA 6.7 - Conjunto de espectrogramas para os três dias calmos (15, 16 e 17 de dezembro de 1999) apresentados na FIGURA 6.5.

Em termos gerais, podemos observar que o campo elétrico zonal ambiente é mais fraco nos três dias perturbados, a julgar pela pouca ocorrência de irregularidades neste dia (exceto por efeitos transientes). Como consequência, o processo de irregularidade dominante é o do tipo deriva de gradiente, como pode ser verificado nos espectrogramas da FIGURA 6.6, em contraste com a dominância dos espectros do tipo 1 na FIGURA 6.7. Nestes dias perturbados, porém, o surgimento de campos elétricos transitórios (isto é, campos elétricos PP, devido a intensificações transientes em AE) produzem principalmente instabilidades tipo 1, como pode ser verificado no bom exemplo do dia 12 de dezembro às 13 h UT da FIGURA 6.6.

Outro aspecto a ser notado é que a altura da região aonde os ecos tipo 2 dominam sob condições calmas parece, de algum modo, ascender durante condições perturbadas, como também é demonstrado no trabalho de Abdu et al. (2003). Um exemplo deste efeito é mostrado na FIGURA 6.8, a qual apresenta espectros da velocidade Doppler durante períodos de condições fortemente favoráveis ao surgimento de irregularidades, para a faixa de altura coberta pelos espectrogramas em um dia calmo (16 de dezembro) e em um dia perturbado (11 de dezembro). Pode ser observado que, enquanto a potência espectral das ondas do tipo 2 reduziu consideravelmente a partir de ~102,6 km no dia 16, ela continua a ser importante até ~105,2 km no dia 11 de dezembro.

Um ponto importante a ser destacado é que a velocidade íon-acústica nominal, que limita a velocidade de fase das ondas do tipo 1, é da ordem de 350 m/s nos espectros Doppler do dia 16 (veja FIGURA 6.8) porém é significativamente maior, da ordem de 440 m/s, no caso dos espectros Doppler do dia 11 de dezembro. Ainda há alguns outros instantes, sob condições perturbadas, quando velocidades Doppler maiores que a velocidade íon-acústica típica de períodos calmos são observadas. Como exemplo, observe na FIGURA 6.6 as velocidades Doppler excedendo 500 m/s, nos horário próximo às 16 h LT, nas alturas de 107,8 km e 110,4 km, no dia 13 de dezembro. Também observe que elas excedem 450 m/s às 13 h LT na faixa de altura de 102,6 km a 110,4 km,

no dia 12 de dezembro. Ainda não temos uma explicação verificável para este aumento anômalo das velocidades do tipo 1. Contudo, uma vez que a velocidade íon-acústica é diretamente proporcional às temperaturas iônica e eletrônica, nós atribuímos o efeito observado a um possível aumento destas temperaturas, causado pelo depósito de energia que pode ocorrer em condições de perturbações magnéticas. Nós ainda buscamos, em futuros trabalhos, verificar esta e outras possíveis causas deste efeito.

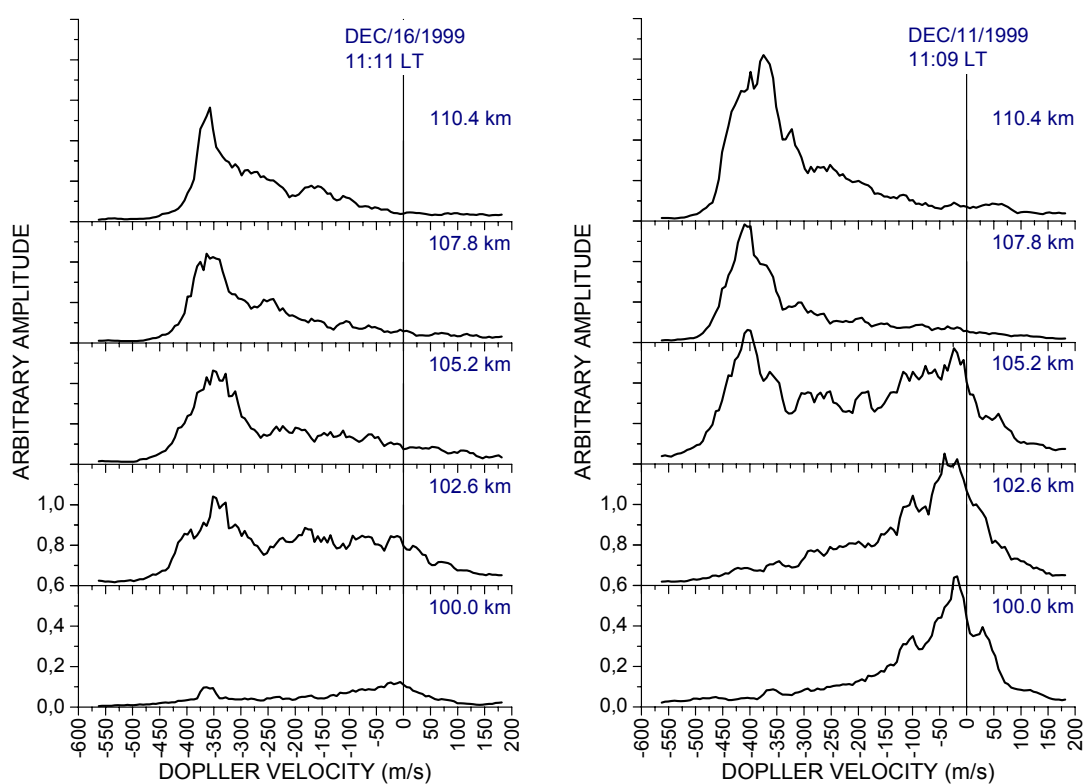


FIGURA 6.8 - Perfil vertical de velocidade Doppler para os dias 16 (dia calmo) e 11 (dia perturbado) de dezembro de 1999.

CAPÍTULO 7

ANÁLISE DE INTENSIDADE E FORMATO DO ELETROJATO EQUATORIAL

Depois de estabelecida e levantada a confiabilidade do método de estimação de parâmetros, foram realizados os estudos pretendidos de análise e formato do EEJ. Neste capítulo, tratamos da intensidade e do formato do eletrojato equatorial sob dois aspectos. Inicialmente, apresentamos os resultados do trabalho realizado com o conjunto de dados de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001. Este estudo serviu para confirmar nossas expectativas iniciais e para refinarmos a técnica que desenvolvemos de parametrização do EEJ. Em seguida, apresentamos o estudo estendido sobre todo o conjunto de dados de 2002, separado de acordo com a atividade magnética e a sazonalidade.

Ambos os trabalhos apresentaram um fenômeno interessante de assimetria de potência leste-oeste nos ecos recebidos pelo radar, em maior ou menor grau. Além disso, foi observada assimetria nas espessuras das regiões de espalhamento leste-oeste, entre outras peculiaridades que serão discutidas nas seções que se seguem.

7.1 Parâmetros das Sondagens e Método de Análise de Dados

O modo mais usado de operação do radar RESCO tem sido com o conjunto de antenas em modo de chaveamento entre o feixe inclinado 30° para oeste e 30° para leste com respeito à vertical, no plano vertical leste-oeste. O tempo de chaveamento utilizado é de, normalmente, 1 min. Entre cada mudança de posição de feixe, o radar realiza 10 sondagens, com 512 ou 1024 pulsos cada uma. A largura de pulso utilizada foi de $20 \mu\text{s}$ com o tempo entre pulsos subsequentes de 1 ms. A largura da janela de amostragem do sinal recebido foi de $20 \mu\text{s}$ e foram tomadas 16 amostras, representando 16 alturas distintas do EEJ. Em 2001 foram utilizados 1024 pulsos por sondagem. Em 2002, por razões de otimização do sistema, foram utilizados 512 pulsos por sondagem.

Todos os dados coletados foram pré-processados conforme discutido nas seções 4.1.2 e 4.1.3 desta tese. Foram obtidos, para cada dia de operação do radar, 2 mapas RTI (1 para cada feixe) e 32 espectrogramas (16 para cada feixe). A resolução temporal dos mapas RTI, após a integração em tempo, foi de 12 s. Cada mapa RTI cobre uma faixa de 80 a 120 km com amostragem de altura de 2,6 km (correspondente a 3 km na linha de visada do radar).

Os perfis verticais de potência retro-espalhadas do EEJ apresentaram um formato similar a uma curva Gaussiana. Portanto, nós usamos um algoritmo para determinar os parâmetros representativos de uma curva Gaussiana, através do método de estimação de momentos (Jenkins e Watts, 1968). Dessa forma, foi possível obtermos os parâmetros dos diferentes perfis de potência e quantificar as diferenças entre os dois feixes (Denardini et al., 2003b). Os parâmetros estimados foram: a potência total de sinal retro-espalhada pelas irregularidades do EEJ (EJP), a espessura da região de espalhamento no perfil (EJT), a altura do centro da região de espalhamento, ou seja, o centro do perfil de potência (EJC) e o nível de ruído correspondente de cada perfil de potência (EJN). A parametrização foi aplicada individualmente a todos os ~3000 perfis de potência que constituem cada mapa RTI, obtidos em cada dia de observação do EEJ.

A aplicação desta nova abordagem na análise dos mapas RTI foi feita em duas etapas. Os dados obtidos em 2001 foram analisados em separado dos dados de 2002. Isto foi feito para verificarmos se esta abordagem de análise de dados seria eficiente na determinação das características desejadas do EEJ. Assim, para cada ano, todos os parâmetros foram agrupados em dois grupos correspondentes aos feixes leste e oeste. Dessa forma, para cada conjunto de parâmetros, foram calculados seus valores médios de acordo com a hora local na qual o perfil foi obtido, levando à obtenção dos valores médios de EJP, EJT, EJC e EJN em função da hora local, para cada um dos feixes.

Para os dados coletados em 2002, os parâmetros foram separados também em subgrupos, de acordo com o nível de atividade magnética e com as estações do ano. Portanto, os grupos de parâmetros separados de acordo com a direção do feixe do radar, ou seja, leste e oeste, foram ainda divididos em 2 subgrupos de acordo com o nível de perturbação magnética. Estes últimos foram divididos em 4 outros subgrupos de acordo com as estações do ano. Para cada conjunto e/ou subconjunto de parâmetros, foram calculados seus valores médios, de acordo com a hora local, na qual o perfil foi obtido, levando à obtenção dos valores médios de EJP, EJT, EJC e EJNI em função da hora local, para cada conjunto e/ou subconjunto.

A classificação da atividade magnética foi baseada no índice de atividade magnética k_p (Rostoker, 1972). Os dias de sondagens que apresentaram, em qualquer horário do dia, um índice K_p maior que 3^+ foram classificados como dias perturbados (Wrenn et al., 1987). Todos os demais foram classificados como magneticamente calmos. A classificação dos dados adquiridos em 2002, de acordo com os critérios expostos, é apresentada na TABELA 7.1.

No processo de obtenção dos parâmetros médios de EJP, EJT, EJC e EJNI foram incluídas sub-rotinas de verificação e limpeza dos dados para garantir a integridade dos resultados. Antes de cada conjunto diário de parâmetros ser incluído no subconjunto que está sendo processado, este conjunto é analisado individualmente. São retirados picos espúrios oriundos de má interpretação do programa de estimação dos parâmetros e valores provenientes de erros, devido aos métodos computacionais utilizados, os quais não são condizentes com os valores fisicamente aceitáveis. Só então, são tomados os valores médios de cada um dos 4 parâmetros em questão, sempre considerando o horário do perfil do qual ele foi estimado, para todos os dias do subconjunto.

Finalmente, após obtenção dos valores médios de EJP, EJT, EJC e EJNI com resolução temporal de 12 s, para cada conjunto e/ou subconjunto foram tomados valores médios a cada intervalo de 2 min e foram calculados os

valores médios absolutos para o período completo de um dia. A finalidade desse procedimento final foi reduzir o número de parâmetros, sem perder qualidade de análise e fornecer um valor médio representativo do subconjunto.

TABELA 7.1 - Classificação dos dados adquiridos usando o radar RESCO em 2002, de acordo com o nível de perturbação magnética e a estação do ano, para cada feixe.

Condição	Estação	Meses	Dias
Calma	Solstício de Verão	Janeiro	21, 22, 23, 28, 29 e 30
		Novembro	14, 15, 16, 18, 19, 26, 28 e 29
		Dezembro	02, 03, 05, 06, 09, 10, 11 e 12
	Solstício de Inverno	Maio	24, 28 e 29
		Junho	20, 21, 24, 25, 26 e 27
		Julho	24 e 26
	Equinócio de Primavera	Setembro	12, 13, 17 e 20
		Novembro	08 e 09
	Equinócio de Outono	Fevereiro	14, 15, 16, 18, 20, 21, 22, 23, 24, 25 e 26
		Março	19, 21, 22, 26, 27 e 28
Abril		23, 24, 25, 26, 29 e 30	
Maio		02	
Perturbada	Solstício de Verão	Dezembro	01, 04, 07 e 08
		Novembro	13, 17, 20, 22, 23, 24, 25, 27 e 30
	Solstício de Inverno	Maio	23 e 27
		Julho	23 e 25
	Equinócio de Primavera	Agosto	14 e 26
		Setembro	10 e 11
		Novembro	05, 06, 07, 10, 11 e 12
	Equinócio de Outono	Fevereiro	17, 19, 27 e 28
		Março	20 e 25
		Abril	22

Como último procedimento do método de análise são calculados os fatores assimétricos simples e por espessura do EEJ. O fator assimétrico simples é obtido pela razão entre as potências dos sinais recebidos pelos feixes oeste (EJP_w) e leste (EJP_e). O fator assimétrico por espessura é obtido pela razão entre as potências dos sinais recebidos pelos feixes oeste (EJP_w) e leste

(EJP_e), divididas pelas respectivas espessuras do EEJ (EJT_w e EJT_e). Estes fatores são, respectivamente, os fatores R_1 e R_2 que serão definidos na seções subseqüentes.

Após a obtenção dos mapas RTI, foi qualitativamente fácil observar a diferença significativa na potência dos ecos recebidos com os feixes distintos. Em todos os casos, a potência recebida durante a utilização do feixe oeste na sondagem foi, pelo menos, três vezes superior à potência recebida no caso do feixe apontando para leste. A parametrização aplicada individualmente a todos os perfis constituintes de todos os mapas RTI obtidos para todos os dias selecionados permitiu uma análise comparativa dia-a-dia das características do EEJ. Esta análise inicial ajudou a confirmar a informação qualitativa que obtivemos das escalas dos mapas RTI.

7.2 Estudo com o Conjunto de Dados do Início de 2001

O período de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001 foi escolhido para realizarmos o estudo inicial de intensidade e formato do EEJ e definirmos a metodologia a ser empregada na análise. Utilizando a parametrização dos perfis de potência constituintes dos mapas RTI, pudemos quantificar a assimetria de potência entre os ecos recebidos quando o radar está sondando a região E a oeste e quando o radar está sondando a região E a leste. Além disso, pudemos determinar algumas de suas características mais importantes.

Esta assimetria nas potências dos ecos recebidos das irregularidades de 3 metros já foi reportada no setor peruano (Cohen e Bowles, 1967; Balsley, 1970; Fejer, et al., 1975; Balsley et al., 1976; Kudeki, 1983; Kudeki et al., 1985; Chau, 2000), no setor africano (Hanuise e Crochet, 1978) e no setor indiano (Ravindran e Murthy, 1997). Apesar de algumas teorias terem sido propostas para explicar tal assimetria, como por exemplo, de que esta é um reflexo da assimetria vertical, ou ainda que é devida a fatores orográficos (no caso do setor peruano), várias questões ainda permanecem não resolvidas. Além disso,

as teorias dos mecanismos de geração de irregularidades do EEJ ainda não são capazes de prever este fenômeno (Fejer e Kelley, 1980).

Estas razões nos motivaram a investigar se este comportamento assimétrico da potência dos ecos do EEJ também seria observado no setor longitudinal brasileiro assim como nos demais setores. De fato, nossas observações no setor brasileiro confirmam que este é um fenômeno global, como pode ser observado nas seções a seguir. Além disso, as seções seguintes apresentam o método usado para quantificar a assimetria de potência, relatam os resultados incluindo outros aspectos inesperados desta assimetria e nossas conclusões.

7.2.1 Resultados Obtidos e Discussões

Na FIGURA 7.1 apresentamos os mapas RTI médios para os feixes leste e oeste, representativos do período de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001. Eles foram reconstruídos a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis verticais de potência (EJP, EJT, EJC e EJNI). Estes mapas têm resolução temporal de 2 min e amostragem em altura de 2,6 km, para assemelhar-se aos mapas RTI originais obtidos em cada dia do período selecionado. A escala de cores representa a relação sinal-ruído e a escala de tempo refere-se à hora local.

A comparação do painel superior (correspondente ao feixe oeste) com o painel inferior (correspondente ao feixe leste) mostra diferença significativa na potência do eco recebido em todas alturas para todo o período, com a potência obtida do feixe oeste sempre superior à potência do feixe leste. Esta assimetria entre os perfis de potência do feixe oeste e leste está de acordo com as observações das irregularidades do EEJ realizadas no *Jicamarca Radio Observatory*, no setor peruano (Chau, 2000).

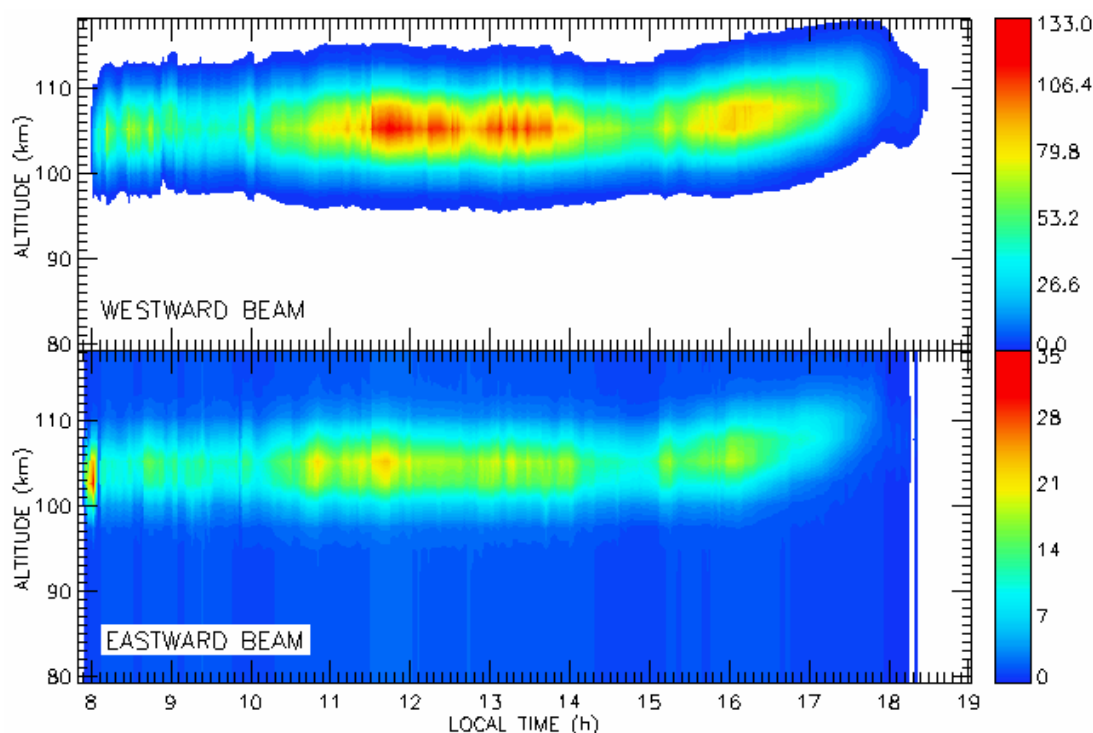


FIGURA 7.1 - Mapa de variação temporal de intensidade médio, correspondente ao período de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001 para os feixes oeste e leste. Nestes mapas a resolução temporal é de 2 min com amostragem em altura de 2,6 km. A escala de cores representa a potência de sinal recebido e a escala de tempo refere-se à hora local.

Também é possível ser verificado de uma forma rudimentar na FIGURA 7.1 que, nas alturas do pico de intensidade do EEJ, a potência do eco recebido com o feixe oeste é aproximadamente três vezes superior à potência recebida com o feixe leste. Apesar deste resultado confirmar a assimetria de potência recebida das irregularidades do EEJ, nós também analisamos o comportamento dos parâmetros EJP, EJT e EJC médios. Os resultados são apresentados seguir.

7.2.1.1 Centro da Região de Retro-Espalhamento (EJC)

A ascensão de toda a região de retro-espalhamento do EEJ no final da tarde foi evidenciada em alguns mapas RTI apresentados no trabalho anterior de Abdu et al. (2002). De fato, nós observamos na FIGURA 7.1 uma clara evidência de tal ascensão. O centro médio da região de retro-espalhamento do EEJ (EJC),

obtido da estimação de parâmetros de uma curva Gaussiana, é mostrado em função da hora local na FIGURA 7.2 para ambos os feixes: leste e oeste. Os valores do EJC foram obtidos com resolução temporal de 2 min e os resultados mostrados aqui representam o comportamento médio ao longo de um dia, válido para o período de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001. As barras de erros foram calculadas para um limite estatístico de confiança de 98 %. A variação do EJC médio, em ambos os feixes, mostra que a ascensão do EJC começa, aproximadamente, às 13 h 40 min. A taxa de ascensão é exponencial, o que leva o EJC a um aumento em torno de 5 km até às 17 h 40 min. Quando atingiu a máxima altitude, esta região de espalhamento que ascendeu parece desaparecer e, 15 min após, dar lugar a uma nova região de espalhamento que surge 2,5 km abaixo. Esta nova região de espalhamento parece ser uma característica real e sua possível causa poderia ser obtida nos processos eletrodinâmicos do pôr-do-sol.

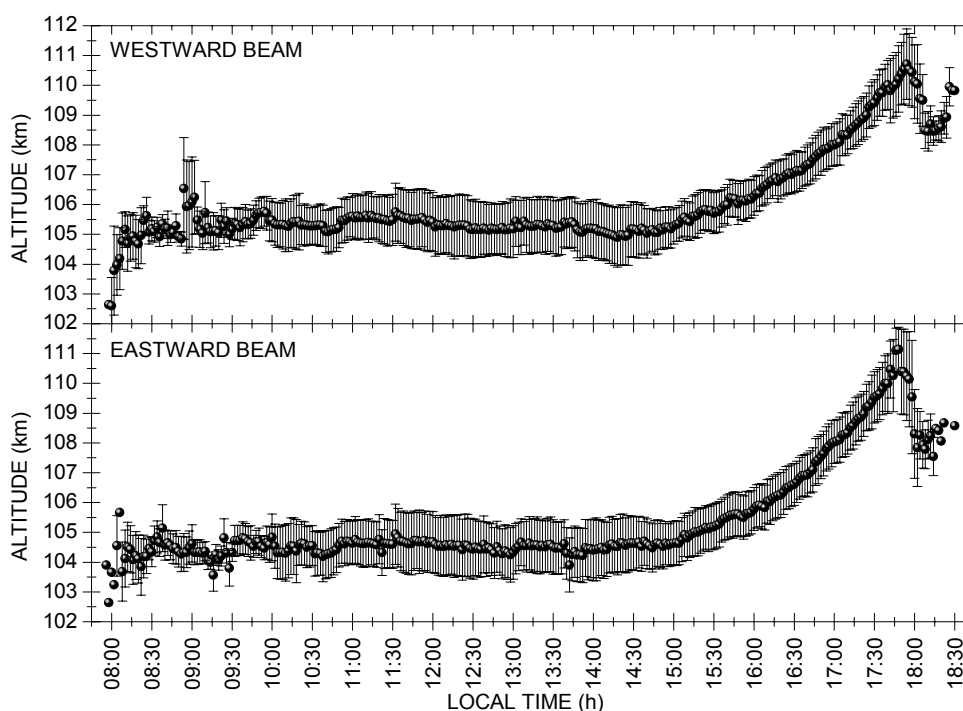


FIGURA 7.2 - Variação do EJC médio estimado do conjunto de mapas RTI do período de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001 para os feixes oeste e leste. As barras de erros foram calculadas para uma confiança estatística de 98%.

Utilizando-se um ajuste exponencial do tipo $h = h_0 + \xi e^{\Delta t/\tau}$, onde $\xi = 1$ km, para a curva do EJC do feixe oeste, obtivemos uma constante de tempo (τ) de 2,39 h com o termo de altura inicial (h_0) de 103,8 km (correlação = 0,9621). O mesmo ajuste apresentou uma constante de tempo (τ) de 2,15 h com o termo de altura inicial (h_0) igual a 103,1 km (correlação = 0,98397) para o feixe leste.

O mecanismo básico de geração do EEJ é a alta condutividade Cowling próxima ao equador magnético, combinada com o forte campo de polarização vertical E_z , o qual é gerado pela completa inibição da corrente vertical Hall (Fejer e Kelley, 1980). O campo de polarização vertical é dado por:

$$E_z \approx \frac{\nu_i}{\Omega_i} \frac{E_p}{1 + (\nu_i \nu_e / \Omega_i \Omega_e)}, \quad (7.1)$$

na qual E_p é o campo elétrico Pedersen horizontal e ν_i , ν_e , Ω_i e Ω_e são as taxas de colisões e frequências ciclotrônicas iônicas e eletrônicas. Usando valores típicos (Kudeki, 1983) para os parâmetros da Equação (7.1), encontramos que o máximo efeito (máximo valor de E_z) ocorrerá quando o fator $\nu_i \nu_e / \Omega_i \Omega_e \approx 1/3$, em torno de 105 km de altitude. Nas FIGURA 7.1 e FIGURA 7.2 notamos que a potência máxima do eco recebido é oriunda das alturas próximas desta altura, antes da ascensão do EJC ocorrer.

Portanto, devemos assumir na presente discussão, que a máxima potência está associada com a altura na qual a razão $\nu_i \nu_e / \Omega_i \Omega_e$ alcança seu valor de $\approx 1/3$, o qual está localizado próximo a 105 km antes das 14 h. Dessa forma, esta altura de referência ascende durante as horas da tarde, como pode ser claramente visto no gráficos da FIGURA 7.2. Na Equação (7.1), se E_p é suposto ser constante no tempo, o fator de maior influência sobre o valor de E_z é a razão ν_i / Ω_i . Uma vez que Ω_i pode ser considerado independente da altura (numa faixa de alturas restrita e sob certas condições) a taxa de colisão íons-neutros ν_i parece ser o principal parâmetro que pode influenciar E_z .

Nós sabemos que v_i é proporcional a $e^{-z/H}$, onde H é a altura de escala da atmosfera neutra. Isso parece indicar que uma ascensão na altura onde $v_i v_e / \Omega_i \Omega_e \approx 1/3$ pode ser causada por um aumento na escala de altura da atmosfera neutra devido, possivelmente, a um aumento da deposição de energia térmica.

Abdu et al. (2002) mostraram que a altura da base da camada E_{sq} , a qual está relacionada com o fenômeno do EEJ na região equatorial, apresenta um aumento recorrente a partir das 14 h sobre São Luís (veja a figura 2, p. 1428). Este estudo foi feito a partir da análise de ionogramas relativos ao período de dezembro de 1999. Eles mostraram que, na região de São Luís, há uma ascensão na altura da camada E_{sq} como um todo, indicando que o gradiente de densidade pode estar acompanhando essa ascensão. Uma vez que as irregularidades do tipo deriva de gradiente são dominantes nos horários vespertinos (Fejer e Kelley, 1980) e estão diretamente relacionadas com o gradiente de densidade (Equação (2.11)), é bastante provável que a porção da região E com gradiente de densidade favorável a formação deste tipo de irregularidades esteja se ascendendo também.

Dessa forma, propusemos aqui uma alternativa de explicação para o efeito observado da ascensão de toda a região de espalhamento do EEJ através da superposição da ascensão da porção da região E com gradiente de densidade favorável a formação das irregularidades do tipo deriva de gradiente com deposição de energia térmica. Quanto à variação do EJC após as 18 h, um efeito dominante dos processos relacionados com a eletrodinâmica do pôr-do-Sol pode estar influenciando o surgimento de uma nova região de espalhamento em altitudes mais baixas.

7.2.1.2 Espessura da Região de Retro-Espalhamento (EJT)

Observando-se a espessura da região de retro-espalhamento do EEJ (EJT) na FIGURA 7.1 é fácil notar que ela se alarga no período da manhã até,

aproximadamente, o meio-dia local, e então se estreita no período da tarde. Este parece ser seu comportamento natural. Para quantificá-lo, também parametrizamos a EJT e investigamos seu comportamento médio em função da hora local para esse período de estudo.

Nós usamos a parametrização tradicional para estimar o EJT. O EJT tradicional é definido como a espessura do perfil de potência retro-espalhada quando a potência de sinal cai à metade de seu valor máximo. Além disso, os cálculos iniciais foram realizados desconsiderando o efeito da ascensão do final da tarde, observada nos mapas RTI. Os resultados obtidos são mostrados na FIGURA 7.3-a. Incluindo o efeito da ascensão (veja a discussão abaixo), os cálculos levaram à variação apresentada na FIGURA 7.3-b.

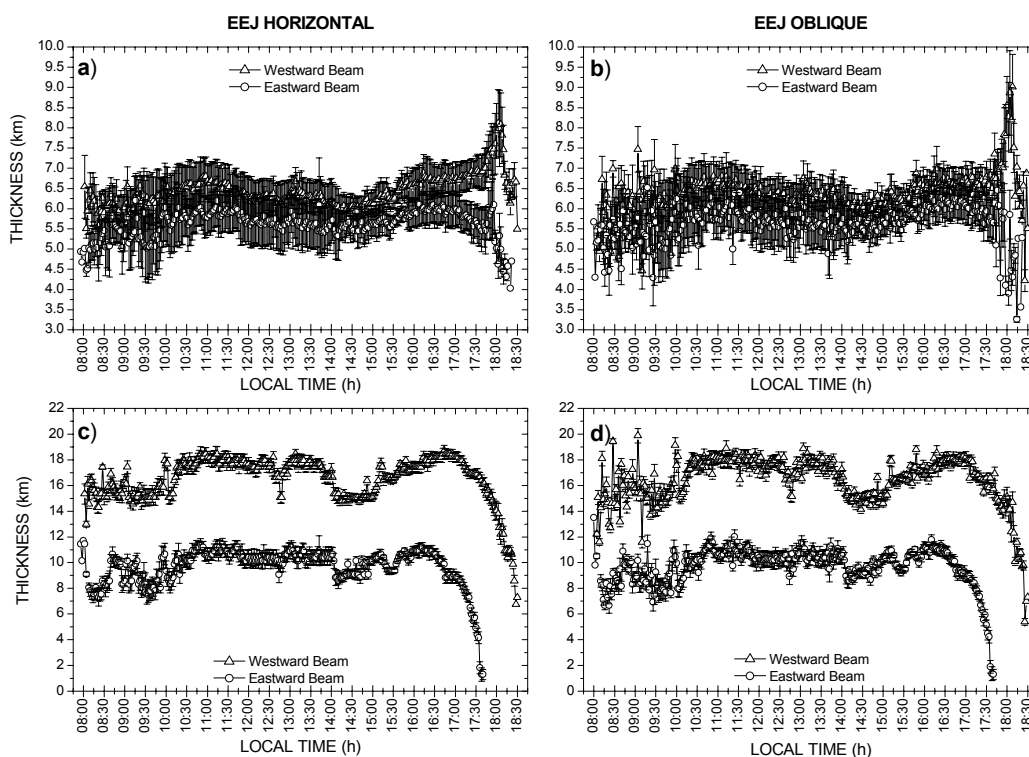


FIGURA 7.3 - Variação do EJT_w e do EJT_e estimado à meia potência de sinal (painel superior) e estimado ao nível do dobro da potência de ruído (painel inferior). Os gráficos da esquerda mostram o EJT estimado considerando o EEJ totalmente horizontal, enquanto os gráficos da direita mostram o EJT estimado considerando o EEJ inclinado, com respeito ao feixe do radar. As barras de erro foram calculadas para uma confiança estatística de 98%.

Ambas as figuras mostram, de forma grosseira, uma concordância com os mapas RTI apresentados anteriormente. Há um comportamento “turbulento” nas primeiras horas da manhã até, aproximadamente, 09 h 30 min. Após, há um estreitamento do EEJ até, em torno de, 13 h seguido de um alargamento até, aproximadamente, 17 h. Também observamos um efeito assimétrico no EJT após as 17 h. O comportamento “turbulento” inicial pode implicar em uma grande variabilidade dia-a-dia no campo elétrico da região E, nos horários matutinos. Esta variabilidade dia-a-dia também tem sido observada na componente horizontal do campo magnético nos dados de magnetômetros de São Luís. Este aspecto merece um estudo futuro para sua confirmação.

A ascensão da região de espalhamento de potência do EEJ nos horários do fim da tarde, vista nas FIGURA 7.1 e FIGURA 7.2, faz com que o feixe do radar sonde o perfil do EEJ com um ângulo mais oblíquo quando apontado para oeste do que quando está apontado para leste. Esta diferença na inclinação do feixe do radar com relação à região de espalhamento produz uma diferença na obtenção do EJT. Compensada esta diferença, a assimetria no EJT nos horários do entardecer foi reduzida sensivelmente (FIGURA 7.3-b).

Contudo, ainda permanece uma discrepância no período próximo às 18 h. De acordo com o modelo *International Geomagnetic Reference Field* (IGRF), a declinação magnética de São Luís, quando o conjunto de antenas do radar RESCO foi instalado em 1994, era $-20,1^\circ$. Em janeiro de 2001, quando o conjunto de dados em estudo foi coletado, a declinação magnética no Observatório Espacial de São Luís era de $-20,5^\circ$. Essa pequena variação do feixe do radar com respeito ao plano leste-oeste pode ter contribuído com uma pequena parte na assimetria leste deste parâmetro.

A natureza da concordância grosseira entre o estreitamento e o posterior alargamento do EEJ visto na FIGURA 7.1 com os gráficos apresentados nas FIGURA 7.3-a e FIGURA 7.3-b pode ser atribuída ao método matemático usado para estimar o EJT, neste caso. A definição de EJT no algoritmo é a

definição tradicional apresentada anteriormente. Matematicamente, EJT é igual ao dobro do desvio padrão da curva Gaussiana que ajusta o perfil de potência. Portanto, quanto maior a potência retro-espalhada centrada no pico de potência, menor o desvio padrão com relação à máxima densidade da distribuição de potência. Portanto, mais estreito será o EJT. Assim, não consideramos o EJT, se definido com os conceitos tradicionais, como o melhor qualificador da espessura da região de retro-espalhamento do EEJ.

Dessa forma, para melhor estimarmos o EJT nós adotamos um novo método. Definimos o EJT como a espessura do perfil de potência da região de retro-espalhamento do EEJ no nível correspondente ao dobro do nível de ruído. Os resultados obtidos estão apresentados nas FIGURA 7.3-c e FIGURA 7.3-d. Este novo método de estimação do EJT parece refletir melhor a variação diária da espessura do EEJ, observado na FIGURA 7.1. Esta abordagem também parece reduzir o efeito da variação do ângulo de sondagem entre os feixes leste e oeste, o qual ocorre quando o EEJ ascende no final do dia. Mesmo assim, a diferença devido ao ângulo de sondagem também foi compensada no método do dobro do nível de ruído. O resultado é apresentado na FIGURA 7.3-d. Ainda assim, em todos os casos considerados, o EJT é sempre maior quando observado com o feixe oeste com relação ao feixe leste. Isto é, de certa forma, reflexo da assimetria entre os perfis de potência obtidos com os dois feixes.

Na FIGURA 7.3-d também observamos que o EJT, obtido para o feixe oeste para os horários após às 18 h, apresenta uma redução gradual de seu valor, ao contrário do que é visto na FIGURA 7.3-c. Contudo, no novo método de cálculo do EJT, baseado no dobro do nível de ruído, não é possível de se determinar o valor da espessura do EEJ sondado com o feixe leste, logo após às 17 h 45 min. Este efeito foi causado pela redução do nível de potência do sinal do feixe leste abaixo do limite estabelecido, ou seja, abaixo do dobro do nível de ruído. Nestes casos, o algoritmo falhou na determinação do EJT.

De qualquer modo, a FIGURA 7.3-d mostra uma concordância muito boa entre o padrão de variação do EJT estimado para os dois feixes, ao longo de todos os horários. O EJT estimado para o feixe oeste (EJT_w) foi quase sempre o dobro do EJT estimado para o feixe leste (EJT_e). Também veremos nas próximas seções que a assimetria de potência observada entre os dois feixes é reduzida quando levado em consideração o EJT estimado pelo método do dobro do nível de ruído, em comparação com o método usual.

7.2.1.3 Potência de Sinal Retro-Espalhado (EJP)

Desde o final da década de 60 e início da década de 70, é sabido que há uma assimetria de potência retro-espalhada do EEJ quando este é sondado com feixes inclinados em direções opostas no plano leste-oeste, mesmo que utilizando ângulos de sondagem idênticos (Balsley, 1970). Agora, vemos que os resultados obtidos com o radar RESCO mostram que tal assimetria também está presente no setor brasileiro.

Através da parametrização dos perfis verticais de potência retro-espalhadas do EEJ sobre São Luís, nós obtivemos a variação temporal do EJP mostrado na FIGURA 7.4. Observando os valores da escala de potência, marcados nas ordenadas dos gráficos desta figura, é fácil perceber a evidente assimetria na potência integrada em altura, retro-espalhada pelas irregularidades do EEJ quando estas são sondadas com feixe direcionado para oeste (EJP_w), em comparação com a mesma potência quando o feixe do radar é apontado para leste (EJP_e).

Outro aspecto interessante é o aumento súbito das barras de confiabilidade do EJP após, aproximadamente, às 11 h 30 min, especialmente em EJP_w . Nós atribuímos este súbito acréscimo à grande variabilidade dia-a-dia das condições limites para a geração de irregularidades Farley-Buneman, as quais tendem a aparecer em torno deste horário. Sabemos que as instabilidades Farley-Buneman somente se desenvolvem se o deslocamento dos elétrons com respeito aos íons exceder a velocidade íon acústica em ~6-7% (Cohen e

Bowles, 1967; Kudeki et al., 1985). Também sabemos que a seção plana de espalhamento das irregularidades Farley-Buneman é sensível ao ângulo de sondagem. Para baixos ângulos de elevação do feixe do radar termos ecos mais fortes oriundos destas irregularidades. Portanto, o aparecimento súbito das irregularidades Farley-Buneman no EEJ aumentaria consideravelmente o total de potência recebida pelo radar.

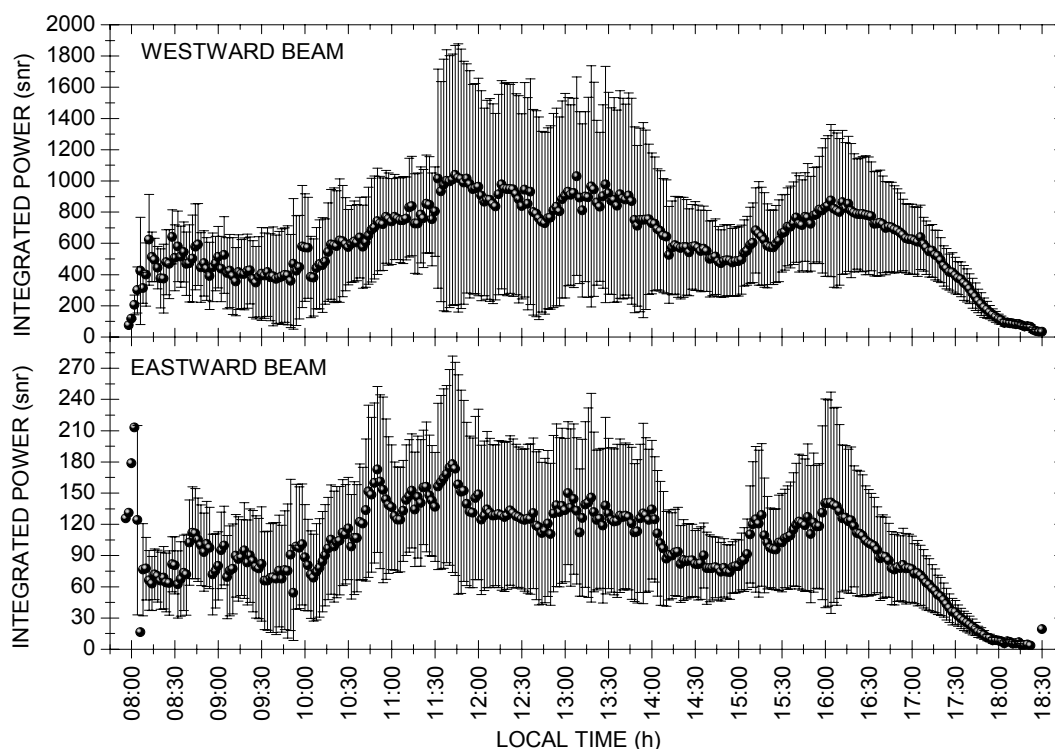


FIGURA 7.4 - Variação temporal do EJP_w (painel superior) e do EJP_e (painel inferior). As barras de erro foram calculadas para uma confiança estatística de 98%.

Para quantificar a assimetria entre as potências recebidas (integradas em altura) com o feixe oeste (EJP_w) e leste (EJP_e), nós tomamos a razão entre elas. As razões entre estas potências foram calculadas de três formas distintas. Foi calculada a razão simples entre as potências recebidas pelos dois feixes, a qual denominamos de R_1 . Foi calculada a razão entre as potências EJP_w e leste EJP_e , divididas pelas respectivas espessuras do EEJ obtidas com o método usual (EJT), a qual foi denominada R_2 . E também foi calculada a razão

entre as potências EJP_w e leste EJP_e , divididas pelas respectivas espessuras do EEJ obtidas com o método do dobro do nível de ruído (EJT^n), a qual denominamos de R_3 . O conjunto de Equações (7.2) mostra a maneira pela qual estas razões foram obtidas.

$$R_1 = \frac{EJP_w}{EJP_e} \quad ; \quad R_2 = \frac{EJP_w}{EJP_e} \times \frac{EJT_e}{EJT_w} \quad e \quad R_3 = \frac{EJP_w}{EJP_e} \times \frac{EJT_e^n}{EJT_w^n} \quad (7.2)$$

As variações destas razões ao longo do dia são mostradas nos gráficos da FIGURA 7.5. No gráfico superior desta figura é mostrada a variação da razão simples (R_1). No gráfico central é mostrada a razão entre EJP_w e EJP_e por EJT , quando a espessura é obtida do modo usual (R_2). A razão entre EJP_w e EJP_e por espessura, quando EJT é obtida usando-se o dobro do nível de ruído (R_3), é apresentada no gráfico inferior da figura.

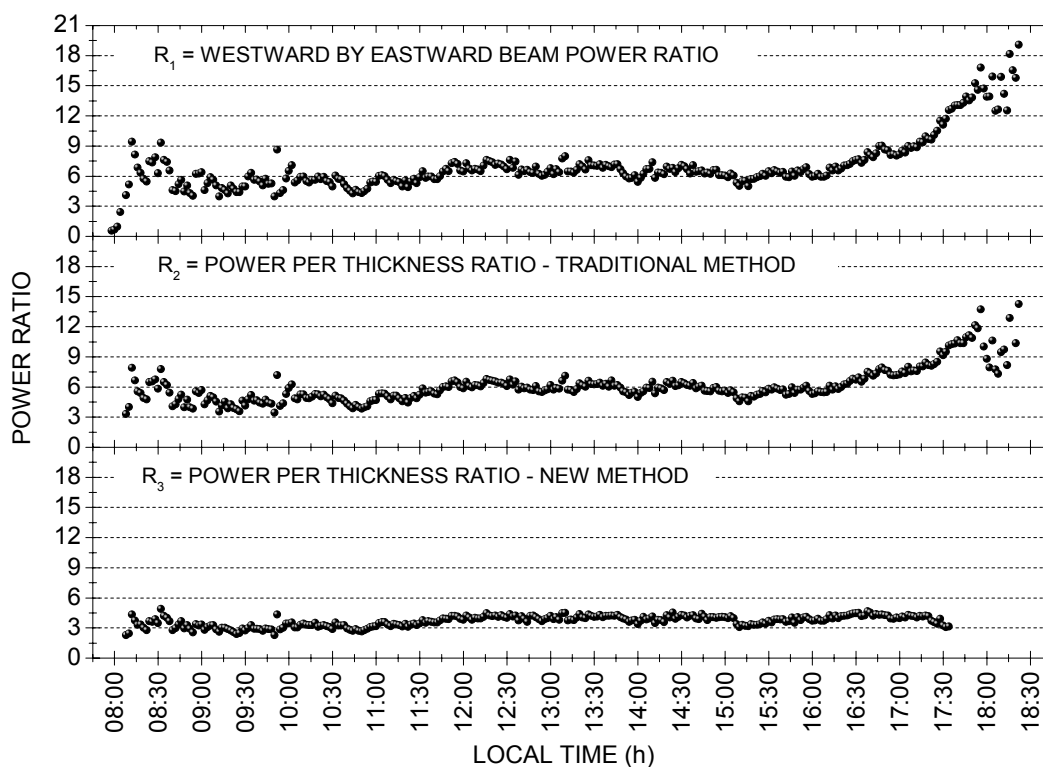


FIGURA 7.5 - Variação da razão simples EJP_w / EJP_e (painel superior), da razão considerando a espessura à meia potência (painel do meio) e da mesma razão considerando a espessura ao nível do dobro do ruído (painel inferior).

Observando os dois gráficos superiores da FIGURA 7.5, observamos um acréscimo na assimetria de potência nos horários próximos ao pôr-do-Sol. Contudo, há uma pequena diferença na taxa destes aumentos. Em R_2 a taxa de aumento é menor que em R_1 . Porém, este acréscimo na assimetria de potência não está evidenciado nos mapas RTI da FIGURA 7.1.

O resultado apresentado no gráfico inferior da FIGURA 7.5 não mostra qualquer aumento na razão assimétrica R_3 , no final da tarde. Pelo contrário, ele mostra um fator assimétrico quase constante na faixa de 2,63 a 4,90, com um valor médio de 3,67. Isto sugere que o meio mais apropriado de estimação do EJT, em se tratando de assimetria de potência, seria através do método utilizando a espessura da região de espalhamento no nível correspondente ao dobro do nível de ruído.

Essa assimetria de potência observada no EEJ ainda é ponto de discussão na comunidade científica. Kudeki et al. (1985) apresentaram uma teoria onde uma perturbação puramente senoidal de larga escala pode produzir um movimento líquido descendente de elétrons que reflete na determinação das velocidades Doppler horizontais, estimadas pelo radar. Este movimento vertical poderia contribuir em até 5 % no valor da assimetria leste-oeste. Eles também afirmam que, considerados os efeitos não lineares, a contribuição deste movimento vertical na assimetria leste-oeste poderia chegar a 20 %.

Acreditamos que a teoria apresentada aponta para o caminho certo, contudo, temos razões para acreditar que a assimetria vertical do EEJ não pode explicar completamente a assimetria leste-oeste observada no setor brasileiro. Neste trabalho apontamos diversos aspectos que consideramos que devem ser levados em consideração em se tratando deste tema.

7.2.1.4 Nível de Ruído da Região de Retro-Espalhamento (EJN)

A variação do nível de ruído não será discutida neste trabalho. Somente vamos apresentar o método de estimação do nível de ruído porque ele é parte de

nosso processo de parametrização do perfil de potência retro-espalhada do EEJ. Outra razão é que ele é utilizado na determinação do EJT, discutido acima. Além disso, o EJT não apresenta assimetria notável entre os sinais recebidos pelos dois feixes. Em ambos os casos, o nível de ruído aumentou lentamente durante o período matutino até, aproximadamente, 13 h e lentamente reduziu-se no período vespertino. Este comportamento parece estar bem correlacionado com o ruído térmico ionosférico e com o ângulo de zênite solar.

O método de determinação do EJT é idêntico ao método utilizado para determinação no nível de ruído de espectros de potência, discutido na seção 4.3 deste trabalho. Ele é originalmente baseado na detecção de sinais de alvos não-rígidos definidos nos trabalhos de Gage e Balsley (1978) e Balsley e Gage (1980). Baseado neste critério, Fukao (1989) estabeleceu que esta parametrização poderia ser feita para sinais retro-espalhados de radar se a detectabilidade fosse igual ou superior a 3. Assim, pode ser usada a relação apresentada na Equação (7.3) para se determinar a potência de ruído (PN), baseada na flutuação do sinal recebido.

$$\frac{PN}{\sigma N \cdot \sqrt{n_i}} \geq 1 \Rightarrow \sigma N \leq \frac{PN}{\sqrt{n_i}} \quad (7.3)$$

Nesta equação, PN é a potência média de ruído, σN é o desvio padrão médio da potência média de ruído e n_i é o número de integrações incoerentes realizadas com o sinal recebido.

7.3 Estudo com o Conjunto de Dados de 2002

No estudo realizado com todos os dados coletados pelo radar RESCO em 2002, nós investigamos o problema da assimetria leste-oeste do ponto de vista de perturbação magnética e da sazonalidade. Assim como no estudo com os dados do início de 2001, observamos uma assimetria recorrente entre os totais

de potência dos sinais recebidos com observação do EEJ orientadas para oeste e leste, comprovando que este é um fenômeno global.

Nos pareceu conveniente abordarmos o problema da análise do EEJ através de parametrização dos perfis de potência, pois dessa forma, além de tentarmos quantificar a assimetria, poderíamos produzir variáveis que podem ser de valor na construção de modelos empíricos. Ela também permite a inter-relação de parâmetros, como no caso da potência por espessura realizadas neste estudo.

Nos trabalhos anteriormente mencionados (Cohen e Bowles, 1967; Balsley, 1970; Fejer, et al., 1975a; Balsley et al., 1976; Hanuise e Crochet, 1978; Kudeki, 1983; Kudeki et al., 1985; Ravindran e Murthy, 1997; Chau, 2000), os quais também verificaram essa assimetria, não encontramos referências a um estudo sazonal deste efeito. Tampouco encontramos referências discutindo a ascensão da região de espalhamento do EEJ no final do dia, apesar deste fenômeno já ter sido observado nos dados de Jicamarca. Isto nos motivou a realizar o estudo que é apresentado nesta seção. A extensão deste estudo para determinar a existência de uma correspondente assimetria nas frequências Doppler das irregularidades do tipo Farley-Buneman e deriva de gradiente é uma sugestão de trabalho futuro.

7.3.1 Resultados Obtidos e Discussões

Nas FIGURAS de 7.6 a 7.11, apresentamos os mapas RTI médios para os feixes leste e oeste, representativos dos 8 períodos apresentados na TABELA 7.1. Os períodos de equinócios foram agrupados e analisados como um único período, neste caso. Portanto, somente foram gerados um mapa RTI para o feixe oeste e outro para o feixe leste, referentes aos dois equinócios. Estes mapas foram reconstruídos a partir dos parâmetros EJC, EJT e EJP médios, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura. As escalas de cores representam a potência do sinal e a escala de tempo refere-se à hora local.

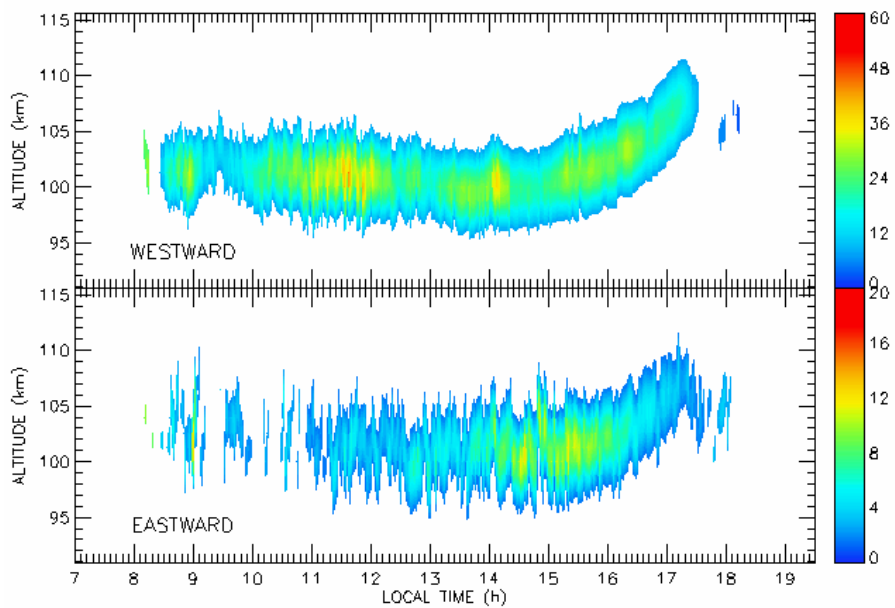


FIGURA 7.6 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período perturbado ($Kp > 3+$) em torno do solstício de verão de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts.

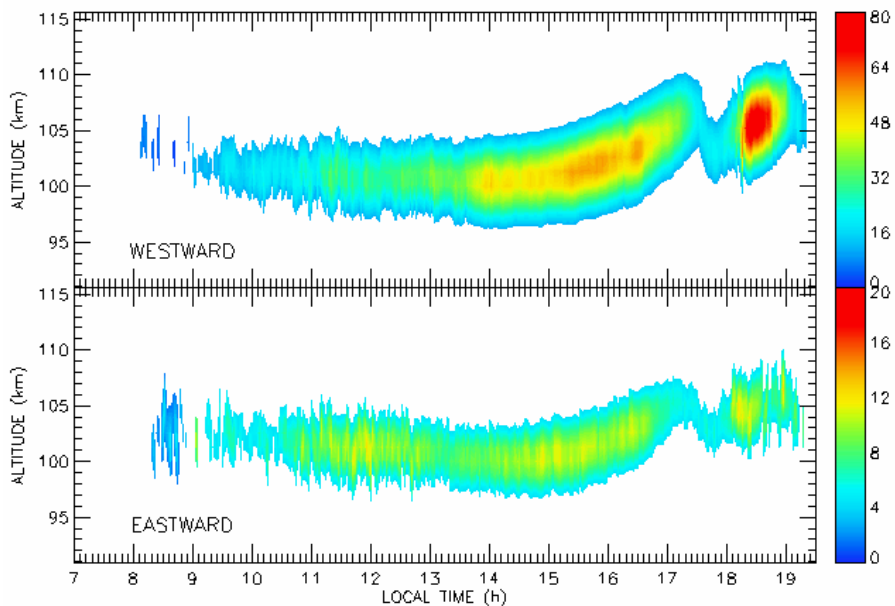


FIGURA 7.7 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período calmo ($Kp \leq 3+$) em torno do solstício de verão de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts.

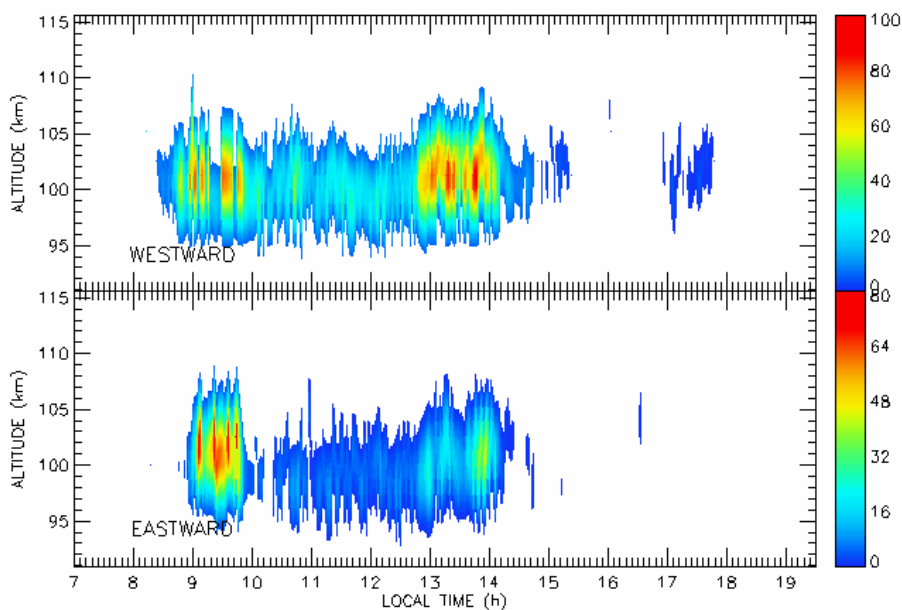


FIGURA 7.8 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período perturbado ($Kp > 3+$) em torno do solstício de inverno de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts.

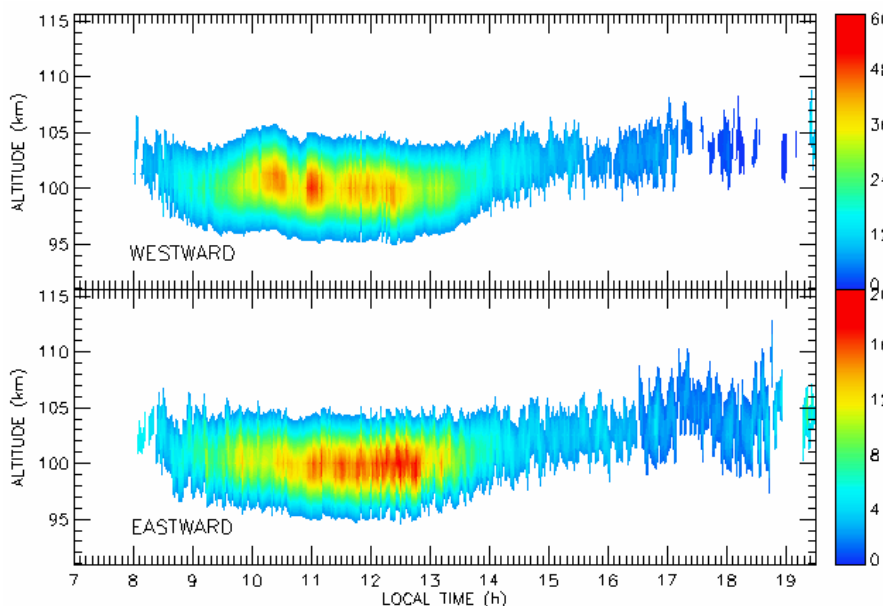


FIGURA 7.9 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período calmo ($Kp \leq 3+$) em torno do solstício de inverno de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts.

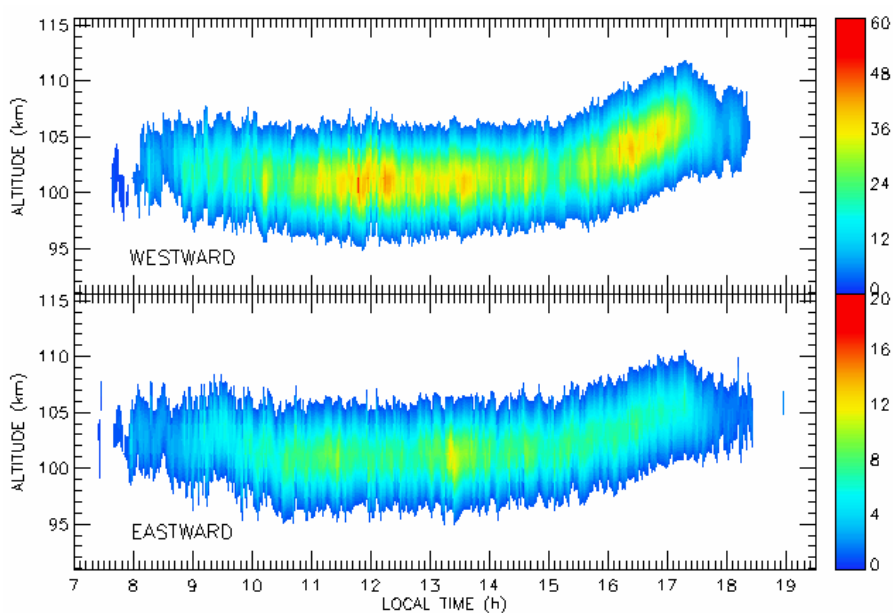


FIGURA 7.10 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período calmo ($Kp > 3+$) em torno dos equinócios de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts.

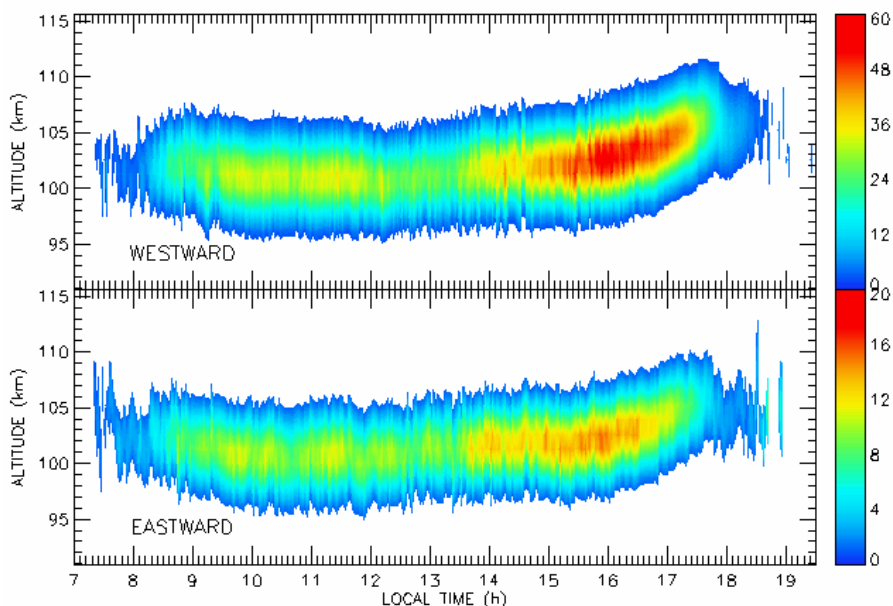


FIGURA 7.11 - Mapas RTI médios, recriados a partir dos valores médios dos 4 parâmetros estimados dos perfis do EEJ, para o período calmo ($Kp \leq 3+$) em torno dos equinócios de 2002, com resolução temporal de 2 min em intervalos de 2,6 km em altura, obtidos com o radar RESCO em sondagens utilizando feixe com ângulo de zênite de 30° (acima) oeste e (abaixo) 30° leste. A escala de cores representa a potência de sinal recebida em Watts.

A comparação de todos os painéis superiores (correspondente ao feixe oeste) com os painéis inferiores (correspondente ao feixe leste) mostra uma diferença apreciável entre as potências dos ecos recebidos em todos os períodos de estudos, em todas as alturas e todos os horários, assim como no caso do estudo com os dados do início de 2001. Além disso, também se pode observar que, em todos os casos, a assimetria de potência nas alturas dos picos do EEJ é sempre da ordem de três vezes ou mais. Os valores mais precisos de assimetria foram obtidos pelas análises individuais dos parâmetros EJP e EJT. Nas seções seguintes serão apresentados estes resultados.

Também verificamos em todos os mapas, independente do feixe utilizado, uma ascensão da região de espalhamento do EEJ nos períodos vespertinos. Esta ascensão ocorre em maior ou menor proporção, dependendo da estação do ano. No solstício de verão ela é mais acentuada, com o EJC ascendendo da altura de ~100 km até ~108 km. Em contrapartida, no solstício de inverno ela não é notável. Contudo, o conjunto de dados selecionados para os períodos calmos e perturbados de inverno parecem não apresentar a qualidade ideal para a presente análise. Nos equinócios a ascensão também é significativa, porém a escala de variação de altura é menor, o EJC varia entre ~101 e ~107 km neste período. Uma análise mais detalhada é apresentada na seção apropriada.

Um outro aspecto marcante que pode ser observado nos mapas RTI da FIGURA 7.7 (solstício de verão) é o surgimento de uma região de espalhamento nos horários após o pôr-do-Sol (entre ~18 h e 19 h 30 min). O horário de ocorrência deste evento traz à memória um outro fenômeno bastante conhecido que ocorre nesta mesma faixa de horário, neste mesmo período do ano: o pico de pré-inversão da região F (Woodman, 1970; Abdu et al. 1983). O aparecimento desta região será discutido na seção oportuna a seguir.

7.3.1.1 Ascensão do Centro da Região de Retro-Espalhamento

A ascensão de toda região de espalhamento do EEJ ao entardecer, a qual foi observada no estudo anterior (cobrindo o período de 23 de janeiro a 15 de fevereiro de 2001) e previamente verificada nos mapas RTI do trabalho de Abdu et al. (2002) também foi observada nos mapas RTI do ano de 2002. Isto mostra que esta característica do EEJ é recorrente e merece um estudo mais aprofundado. Portanto, a seguir, foi realizada uma análise sazonal da variação diária do EJC com a finalidade de entender melhor este fenômeno e confirmar nossas conclusões obtidas no estudo anterior.

A FIGURA 7.12 apresenta a variação diária do EJC médio, o qual foi estimado do conjunto de mapas RTI obtidos durante os períodos calmos (cores frias) e perturbados (cores quentes), separados de acordo com a direção do feixe do radar utilizada (leste ou oeste) e de acordo com a estação do ano (equinócios e solstícios de verão e inverno). Os limites de confiança médios diários estão apresentados no canto inferior direito de cada gráfico. Estes limites foram obtidos pela média dos limites de confiança de cada ponto do seu respectivo subconjunto de EJC. Os limites individuais de cada ponto, por sua vez, foram calculados para um índice de confiança estatística de 98 %.

A observação desta figura mostra que, apesar da dispersão dos valores de EJC variar significativamente para as diferentes condições magnéticas e sazonais, a variação diária do EJC médio em todos os gráficos apresenta uma ascensão do EJC que começa em torno das 14 h. A ascensão apresenta um formato aproximadamente exponencial que leva o EJC a um aumento de 5 a 7 km em um período de, aproximadamente, 4 h.

A maior dispersão dos pontos nos gráficos do feixe leste pode ser explicada pela maior incerteza na determinação do EJC, causada pela menor potência de sinal recebida neste feixe. Isto leva a uma menor precisão dos perfis individuais da região de espalhamento, devido à menor relação sinal-ruído. Com isso, no momento de tomarmos o valor médio, a maior incerteza se reflete numa maior

variação em torno do valor mais provável, levando a um maior índice de confiança para a mesma percentagem de 98 % em todos os casos.

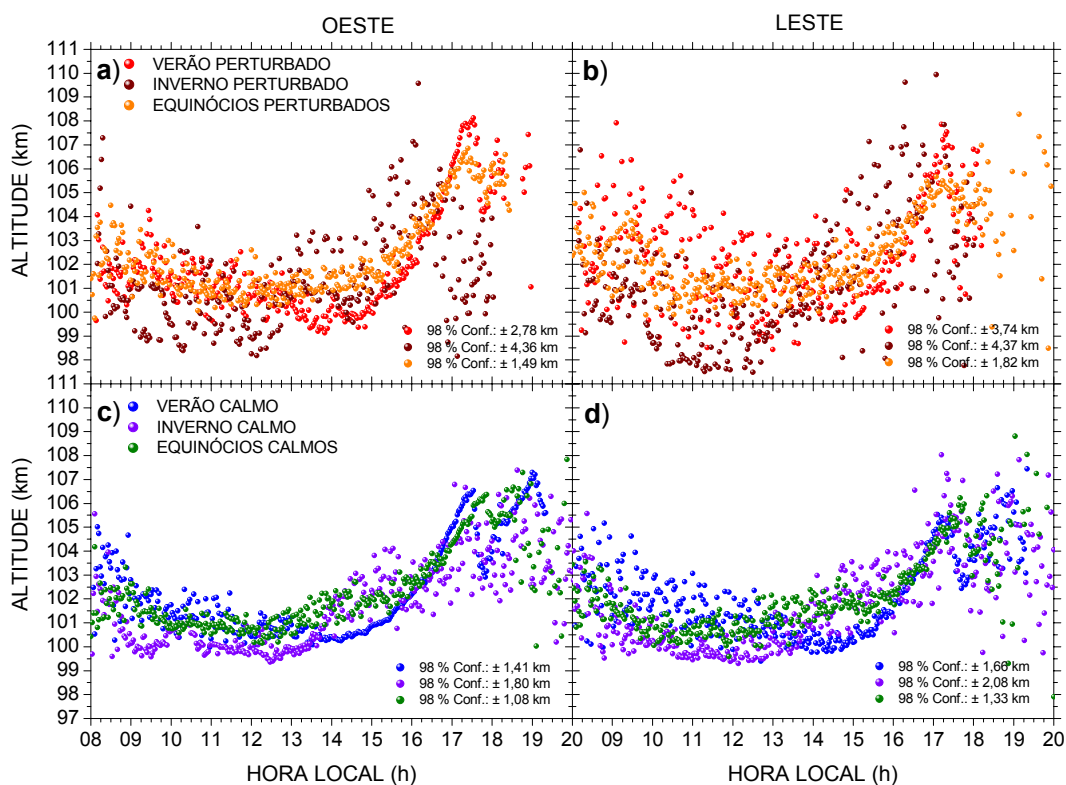


FIGURA 7.12 - Variação diária do EJC médio, estimado do conjunto de mapas RTI obtidos com o radar RESCO durante os períodos calmos (cores frias) e perturbados (cores quentes), separados de acordo com a direção do feixe utilizada e de acordo com a estação do ano.

Também podemos verificar que os gráficos relativos aos períodos perturbados apresentam uma maior dispersão dos valores de EJC. Isso é esperado devido à condição perturbada provocar uma maior variabilidade dia-a-dia das características do EEJ, entre elas o EJC. Durante os períodos perturbados, a deposição de energia na termosfera altera a circulação termosférica global e, conseqüentemente, altera a geração de campos elétricos e correntes em médias e baixas latitudes, causadas pelo vento do dínamo ionosférico (Blanc e Richmond, 1980). Obviamente, as condições normais do EEJ ficam sujeitas aos efeitos do dínamo perturbado e à presença de eventos que são favorecidos sob condições perturbadas, tal como a propagação de campos elétricos das

regiões aurorais para as regiões equatoriais. Novamente, a maior variabilidade das condições do EEJ causa uma maior variação da altura do EJC, em torno do valor mais provável para aquele horário.

Através de um ajuste do tipo crescimento exponencial ($h = h_0 + \xi e^{\Delta t/\tau}$, onde $\xi = 1$ km) para as diferentes curvas do EJC, restrito aos horários entre as 14 h e 17 h, foram determinadas as constantes de tempo (τ) e as alturas iniciais (h_0) para todos os casos apresentados, para suas combinações e seus subgrupos. Os valores dos parâmetros resultantes dos ajustes e os respectivos índices de correlação linear destes ajustes estão apresentados na TABELA 7.2.

No estudo com os dados do início de 2001, na discussão em torno da Equação (7.1) verificamos que ao usarmos valores típicos para os seus parâmetros, o máximo efeito (máximo valor de E_z) ocorrerá quando o fator $v_1 v_e / \Omega_i \Omega_e \approx 1/3$. Também mencionamos que o valor de $\sim 1/3$ para essa razão normalmente é encontrado em torno de 105 km de altitude. Finalmente, verificamos que nas FIGURA 7.1 e FIGURA 7.2, a máxima potência do eco recebido é oriunda de alturas próximas desta altura, antes da ascensão do EJC ocorrer.

Assim, se a máxima potência retro-espalhada está associada com a altura onde a razão $v_1 v_e / \Omega_i \Omega_e$ alcança seu valor de $\sim 1/3$, no presente estudo esta altura de referência parece estar localizada abaixo dos valores verificados no caso anterior. Isto é constatado na observação da altura de máxima potência dos mapas RTI, nos gráficos da FIGURA 7.12 e também nos valores do parâmetro h_0 da TABELA 7.2.

Considerando que h_0 é definido como a altura 1 km abaixo da altura do EJC para o horário das 14 h, o valor de EJC médio encontrado neste horário variou de ~ 100 a 103 km para os dados coletados em 2002. Enquanto isso, o EJC em torno das 14 h estava entre ~ 104 e 105 km na análise dos dados do início de 2001 (veja FIGURA 7.2). Contudo, há concordância na ascensão do EJC nas horas vespertinas. Isto é observável em todos os casos mencionados.

TABELA 7.2 - Parâmetros de ajustes do tipo crescimento exponencial $h = h_0 + \xi e^{\Delta t/\tau}$ para as diferentes curvas do EJC restrito aos horários entre as 14 h e 17 h.

Condição	Estação	Parâmetro	Feixe Oeste	Feixe Leste
Calma	Solstício de Verão	$h_0 =$	99,4 km	99,5 km
		$\tau =$	1,58 h	1,17 h
		Correlação =	0,99437	0,94487
	Solstício de Inverno	$h_0 =$	99,4 km	100,3 km
		$\tau =$	5,67 h	2,81 h
		Correlação =	0,68753	0,79493
Equinócios	$h_0 =$	100,9 km	100,1 km	
	$\tau =$	1,80 h	3,19 h	
	Correlação =	0,95137	0,84690	
Equinócio de Primavera	$h_0 =$	100,8 km	99,5 km	
	$\tau =$	1,70 h	2,67 h	
	Correlação =	0,76870	0,73088	
Equinócio de Outono	$h_0 =$	100,9 km	100,3 km	
	$\tau =$	2,12 h	3,29 h	
	Correlação =	0,93705	0,84629	
Todos dias Calmos	$h_0 =$	100,1 km	99,8 km	
	$\tau =$	2,19 h	2,32 h	
	Correlação =	0,98433	0,95127	
Perturbada	Solstício de Verão	$h_0 =$	100,1 km	99,9 km
		$\tau =$	1,50 h	1,78 h
		Correlação =	0,75692	0,57724
	Solstício de Inverno	$h_0 =$	101,6 km	101,6 km
		$\tau =$	3,84 h	3,13 h
		Correlação =	0,59034	0,62172
Equinócios	$h_0 =$	99,9 km	101,0 km	
	$\tau =$	1,82 h	1,40 h	
	Correlação =	0,97702	0,88147	
Equinócio de Primavera	$h_0 =$	99,8 km	99,9 km	
	$\tau =$	1,45 h	1,30 h	
	Correlação =	0,97490	0,92817	
Equinócio de Outono	$h_0 =$	101,0 km	100,8 km	
	$\tau =$	2,39 h	3,27 h	
	Correlação =	0,63649	0,52546	
Todos dias Perturbados	$h_0 =$	100,1 km	101,3 km	
	$\tau =$	1,22 h	1,50 h	
	Correlação =	0,96482	0,85865	
Total	Todo o Ano de 2002	$h_0 =$	100,0 km	100,4 km
		$\tau =$	1,85 h	1,72 h
		Correlação =	0,98796	0,96405

A explicação proposta para essa ascensão foi dada em termos da elevação de da região com gradiente de densidade eletrônica favorável a formação das irregularidades do tipo deriva de gradiente superposto com um aumento da temperatura local.

Um indício de que nossa explicação através da variação da temperatura, parece ser consistente, são os valores das constantes de tempo τ obtidas neste estudo. Os menores valores de τ foram encontrados no período de solstício de verão. Em contrapartida, no solstício de inverno, τ apresentou os valores mais elevados. Isto mostra a influência da insolação e, por conseqüência, da temperatura na ascensão do EJC que ocorre nos horários vespertinos. Nos horários de maior insolação durante os dias em torno do solstício de verão temos uma maior taxa de foto-ionização, acompanhada de uma maior temperatura ionosférica. Conseqüentemente, nestes períodos o aumento percebido na escala de altura da distribuição do perfil de densidade eletrônica nos horários da tarde deve ser mais significativo. Logo, a taxa ν_i , proporcional a $e^{-z/H}$, deve influenciar o campo elétrico de polarização E_z e também a formação das instabilidades de plasma, dependentes de ambos parâmetros: campo elétrico e gradiente de densidade eletrônica.

Outro fato que vem corroborar nossa explicação de dependência da temperatura é o fato de que a grande maioria das constantes de tempo τ , estimadas para os períodos perturbados, serem menores do que as constantes de tempo τ obtidas para os períodos calmos. Veja, por exemplo, que as constantes de tempo obtidas ao agruparmos todos os dias perturbados (1,22 h para o feixe oeste e 1,50 h para o feixe leste) são menores que aquelas obtidas ao agruparmos todos os dias calmos (2,19 h para o feixe oeste e 2,32 h para o feixe leste). Este fato está relacionado com a deposição de energia na termosfera, a qual também deve possuir uma componente de aquecimento. Nesta linha de raciocínio, para condições semelhantes de insolação (mesma estação do ano) uma maior deposição de energia, devido a distúrbios magnéticos (que podem ocorrer em qualquer tempo), causaria um maior aumento da temperatura e, por conseqüência, uma ascensão mais rápida do EJC, isto é, uma menor τ .

Em seu trabalho, Wiens et al. (2002) usou um imageador interferométrico a bordo do satélite UARS, observando na linha verde O (1S) 558 nm. Entre suas conclusões eles mostram evidências de um aquecimento termosférico, o qual foi causado por tempestades magnéticas que ocorreram durante dois dias próximos ao equinócio em 1993. Nestas tempestades o índice K_p excedeu a intensidade 7 e o espectro da linha verde apresentou um alargamento Doppler, indicando o aumento da temperatura termosférica.

Entretanto, a deposição de energia se dá quase que exclusivamente em altas latitudes. Neste caso, devemos esperar uma defasagem entre a deposição da energia em altas latitudes e seu reflexo nas regiões equatoriais. Porém, este é um estudo complexo e envolve penetração de campos elétricos, os quais ainda podem, por sua vez, causar um efeito joule associado. Portanto, na presente discussão, preferimos considerar somente os valores médios obtidos para os períodos calmos e perturbados como indício de que nossa explicação pode estar correta e em concordância com as observações do Wiens et al. (2002).

Finalmente, também verificamos na TABELA 7.2 que os índices de correlação dos ajustes são, de um modo geral, melhores nos períodos calmos em comparação com os períodos perturbados, o que é condizente com a condição de perturbação discutida anteriormente.

7.3.1.2 Assimetria Leste-Oeste na Potência de Sinal

A assimetria observada na potência dos sinais recebidos entre os feixes leste e oeste, a qual foi discutida nas seções anteriores (análise dos dados do início de 2001), foi observada em todo o conjunto de dados coletado em 2002. Com isso, ratificamos as conclusões de que este é um fenômeno global e excluimos por completo a possibilidade deste ser um fenômeno relacionado com a geografia do setor onde ele é observado.

Anteriormente, discutimos a assimetria de potência somente em termos da espessura da região de espalhamento do EEJ. Neste trabalho, a discussão é

estendida para verificarmos seu comportamento também em termos das perturbações magnética e da sazonalidade. A FIGURA 7.13 mostra a variação diária dos fatores assimétricos médios: simples (R_1) e por espessura (R_2), calculados do conjunto de parâmetros EJP e EJT, obtidos dos mapas RTI durante os períodos calmos (cores frias) e perturbados (cores quentes), separados de acordo com a estação do ano.

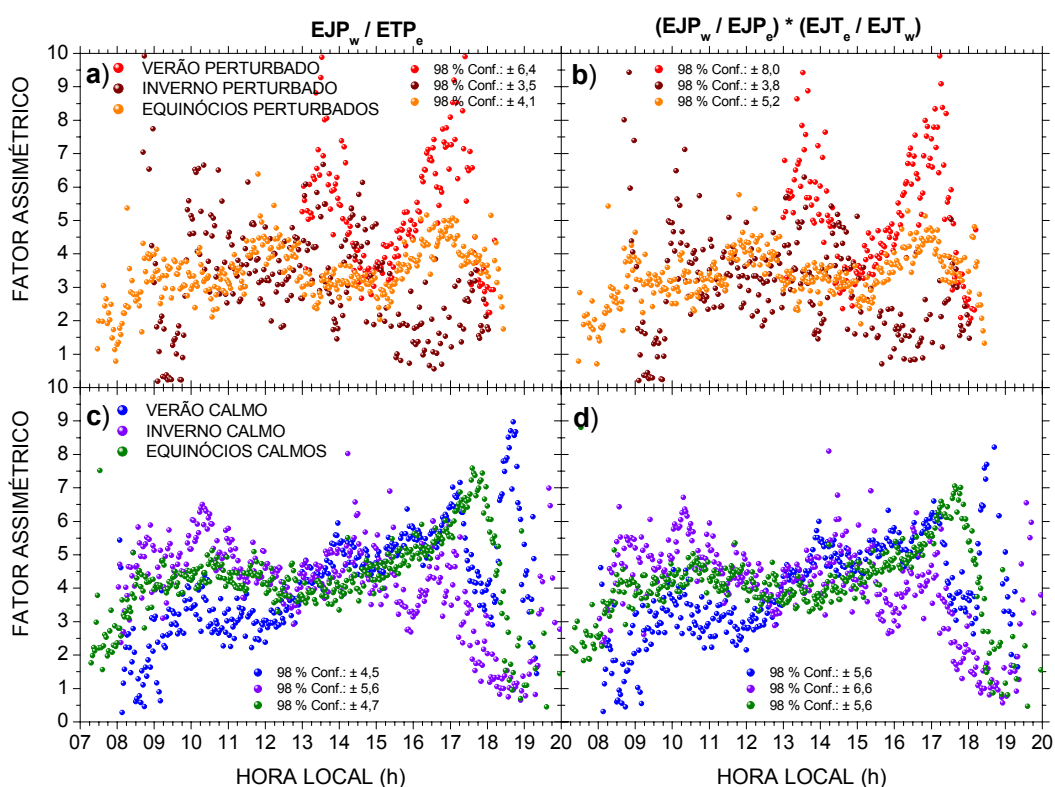


FIGURA 7.13 - Variação diária dos fatores assimétricos médios: simples (R_1) e por espessura (R_2), calculados do conjunto de parâmetros EJP e EJT, obtidos dos mapas RTI durante os períodos calmos (cores frias) e perturbados (cores quentes), separados de acordo com a estação do ano.

Observe que, no período perturbado relativo ao solstício de verão, foram incluídos somente fatores assimétricos médios correspondentes aos horários após as 13 h. A exclusão dos fatores anteriores a este horário foi efetuada devido ao alto nível de ruído observado nos dados recolhidos com o feixe leste, durante os horários da manhã deste período. O ruído excessivo provocou uma diminuição considerável na relação sinal-ruído no mapa RTI deste feixe

(FIGURA 7.6). Uma maior dispersão dos pontos dos gráficos do período perturbado (FIGURA 7.13-a e FIGURA 7.13-b) era uma característica esperada, inerente das condições eletromagnéticas destes períodos, nos quais a presença de campos elétricos perturbados pode alterar as condições limites (ou necessárias) de geração das irregularidades de plasma de 3 metros do EEJ (Abdu et al. 2002; Denardini et al., 2003a).

A observação da FIGURA 7.13 mostra que a potência do sinal recebido pelo feixe oeste é em torno de 3-4 vezes maior do que a potência do sinal recebido pelo feixe leste. Estes valores confirmam a expectativa apresentada através da verificação das escalas de potência dos mapas apresentados nas FIGURAS de 7.6 a 7.11. Também verificamos que a assimetria de potência entre os ecos oriundos do leste e do oeste é bastante variável nos horários antes das 9 h e após as 17 h, independente do nível de perturbação magnética. Nos períodos de equinócios, os fatores assimétricos se mantêm em torno de seu valor médio, mesmo em períodos magneticamente ativos. Ainda notamos uma pequena amplificação dos fatores assimétricos nos horários vespertinos, assim como no estudo com os dados do início de 2001 (veja FIGURA 7.5). Parte deste aumento é devido ao método de obtenção da espessura do EEJ (veja a Seção 7.2.1.2) e parte é devido à elevação do próprio EEJ no final da tarde, o que causa uma variação no ângulo de sondagem do radar RESCO (Denardini et al., 2003b).

O aumento do fator assimétrico para o período em torno do solstício de verão, sob condições magneticamente calmas, nos horários entre às 17 h 50 min e 18 h 40 min parece ser condizente com a diferença de potência observada nos mapas RTI da FIGURA 7.7. No mapa RTI referente ao feixe oeste há uma clara e bem definida região de retro-espalhamento nestes horários. Em contrapartida, no mapa RTI referente ao feixe leste, esta região não é claramente observada. Esta questão não está totalmente esclarecida do ponto de vista dos dados analisados. Porém, uma tentativa de explicação pode estar relacionada com os processos relacionados com a eletrodinâmica do pôr-do-Sol.

Também foram calculados os fatores assimétricos diários: simples (R_1) e por espessura (R_2). Eles foram obtidos tomando-se os valores médios diários dos fatores individuais. Seus valores estão apresentados na TABELA 7.3. Nesta tabela também estão incluídos os fatores assimétricos de todo o conjunto de parâmetros de 2002 e também do conjunto total de dias perturbados e de dias quietos. Além disso, foi incluída uma coluna que apresenta a diferença percentual entre os dois fatores assimétricos, onde os valores positivos indicam uma vantagem em favor do fator assimétrico simples.

TABELA 7.3 - Assimetrias médias sazonais, parciais (de acordo com o nível de perturbação magnética) e total anual para o período de um dia de aquisição de dados no ano de 2002.

Condição	Estação	Dias	Ass EJP	Ass EJP/EJT	Dif. %
Calma	Solstício de Verão	22	4,18576	3,95394	5,5
	Solstício de Inverno	11	4,10338	4,05169	1,3
	Equinócios	30	4,16162	4,01768	3,5
	Equinócio de Primavera	06	4,17140	4,13413	0,9
	Equinócio de Outono	24	4,17799	4,02114	3,8
	Todos dias Calmos	63	4,09653	3,97514	3,0
Perturbada	Solstício de Verão	13	5,34345	5,08604	4,8
	Solstício de Inverno	04	3,27041	3,32852	-1,8
	Equinócios	17	3,43635	3,35032	2,5
	Equinócio de Primavera	10	3,74242	3,63928	2,8
	Equinócio de Outono	07	3,24298	3,23078	0,4
	Todos dias Perturbados	34	3,63080	3,52086	3,0
Total	Todo o Ano de 2002	97	3,85531	3,74789	2,8

Observando os valores médios diários apresentados nesta tabela é possível constatar que a assimetria de potência leste-oeste é dependente do nível de perturbação magnética. Nos períodos magneticamente calmos, o valor médio diário do fator assimétrico simples fica em torno de 4,1. Em contraste, nos períodos magneticamente ativos, o valor médio diário do fator assimétrico simples varia entre 3,2 e 3,7 (excetuando o período de solstício de verão). Se observado o fator assimétrico por espessura, no período calmo temos um valor

em torno de 4, comparado com um valor de, aproximadamente, 3,5 no período perturbado.

Contudo, esta dependência não está evidente nos gráficos da FIGURA 7.13. Tomando-se o período de equinócios, por exemplo, é possível notar que os fatores relativos aos períodos calmos apresentam, de forma geral, um valor mais elevado do que aqueles obtidos para os períodos perturbados. Porém, os valores dos fatores assimétricos, tanto simples quanto por espessura, parecem apresentar um aumento mais acentuado nos horários a partir das 15 h nos períodos calmos, se comparados com os mesmos valores e horários nos períodos perturbados. Esta característica também pode ser verificada para o período de inverno, apesar de menos evidente. Portanto, uma parcela considerável da diferença entre as assimetrias de potência leste-oeste para os períodos calmos e perturbados parece ser obtida a partir das 15 h.

7.3.1.3 Região de Espalhamento nos Horários Após o Pôr-do-Sol

Conforme observado nos mapas RTI da FIGURA 7.7 (relativo ao solstício de verão, sob condições magneticamente calmas) verificamos o claro surgimento de uma região de espalhamento nos horários entre ~18 h e 19 h 30 min, após o pôr-do-Sol. O horário médio em que ocorreu o pôr-do-Sol nos dias de verão selecionados para esta análise foi, aproximadamente, às 18 h. O final do crepúsculo neste período se deu em torno das 19 h 13 min. Estes valores foram calculados para as coordenadas geográficas do Observatório Espacial de São Luís (2,33°S; 44,2°O), onde o radar RESCO está instalado.

Este fenômeno não é observado nos demais mapas RTI apresentados aqui. Apesar de uma tendência de aparecimento (ou formação) deste evento poder ser percebida em torno das 18 h no mapa RTI relativo à condição perturbada do período de solstício de verão, parece que seu desenvolvimento é, de alguma forma, inibido. Esta inibição merece ser checada em termos da eletrodinâmica dos processos perturbados, possivelmente correlacionando com dados de magnetômetros e índices aurorais, além do índice relacionado com a

corrente anelar (Dst). Também seria conveniente se fosse possível determinarmos um limite onde o nível de perturbação tende a inibir este processo. Todos estes aspectos devem ser verificados em trabalhos futuros.

A FIGURA 7.14 mostra a evolução temporal dos parâmetros médios: EJC, EJT, EJP, e EJNI; os quais foram calculados pela média dos mesmos parâmetros estimados dos perfis de potência individuais obtidos com o feixe oeste do radar RESCO, para o período de solstício de verão. O feixe oeste foi escolhido por apresentar a melhor relação sinal-ruído, além de apresentar mais claramente em seus parâmetros o fenômeno em discussão.

O gráfico à esquerda (FIGURA 7.14-a) mostra a variação temporal dos parâmetros médios calculados para o período calmo, enquanto o gráfico à direita (FIGURA 7.14-b) mostra a mesma variação para os parâmetros médios calculados para o período perturbado. As escalas de todos os parâmetros são idênticas, com exceção das escalas do EJP, as quais diferem por um fator 2. Esta diferença de escala é necessária pois, conforme discutido no trabalho de Denardini et al. (2003a), em períodos calmos a potência do sinal recebido é normalmente maior do que a potência do sinal recebido em períodos perturbados. No presente caso, a diferença de potência entre o período perturbado e o período calmo é em torno do dobro.

Observamos no gráfico do EJP, relativo ao período calmo desta figura, um aumento evidente e considerável na potência de sinal recebido pelo radar nos horários do final da tarde. A primeira linha vertical em ambos os gráficos marca o horário das 17 h 45 min, imediatamente antes do pôr-do-Sol (~18 h), onde há um ressurgimento da região de retro-espalhamento no gráfico de EJP. A segunda linha vertical no gráfico relativo às condições calmas marca o horário das 19 h 20 min, onde a potência retro-espalhada desvaneceu por completo. Em conjunto com esse aumento de potência, nos horários a partir das ~14 h, o EJC apresenta uma ascensão similar àquela observada em todos mapas RTI e na FIGURA 7.12, à qual atribuímos ao aumento da temperatura ionosférica.

Concordante com o ressurgimento da região de retro-espalhamento e com a ascensão do EJC, o nível de potência de ruído percebido pelo radar (EJN) também aumenta no período calmo.

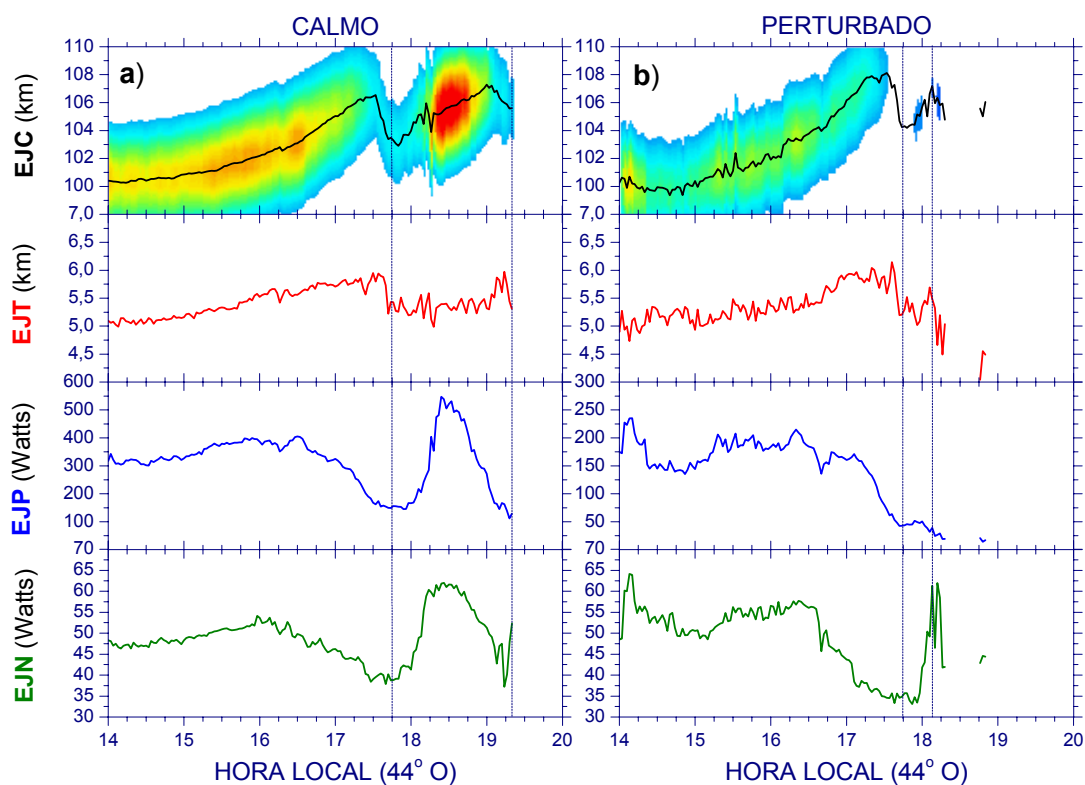


FIGURA 7.14 - Evolução temporal dos parâmetros médios: EJC, EJT, EJP, e EJN; calculados pela média dos mesmos parâmetros estimados dos perfis de potência individuais obtidos com o feixe oeste do radar RESCO, para o período de solstício de verão.

Nos dias relacionados no período perturbado, o EJN também mostra certa concordância com a ascensão do EJC. Além disso, um aumento quase imperceptível em EJP também é verificado nestes horários. Porém, os parâmetros EJC e EJN apresentam uma redução abrupta após ~30 min do início do ressurgimento da região de retro-espalhamento para os dias perturbados. A segunda linha vertical, no gráfico relativo às condições perturbadas, marca o horário das 18 h 06 min, onde a potência retro-espalhada alcançou seu valor máximo, antes da redução abrupta.

O aumento de E_{JN}, acompanhando a ascensão do E_{JC} nos horários onde se observa esta região de retro-espalhamento, é mais um indício de que a temperatura local pode estar participando no controle desta ascensão. Isto porque, a temperatura ionosférica está relacionada com o nível de ruído do sinal percebido nos terminais da antena do radar (Gage e Balsley, 1978; Balsley e Gage, 1980).

Comparando-se os horários médios do pôr-do-Sol e de final do crepúsculo, respectivamente, com os horários do início do ressurgimento da região de retro-espalhamento e seu posterior evanescimento, vem à memória outro fenômeno bastante conhecido, o qual ocorre nesta mesma faixa de horário: o pico de pré-inversão da deriva da região F.

Este fenômeno é causado pela intensificação do campo elétrico zonal da região F devido à presença dos ventos neutros termosféricos (Woodman, 1970; Abdu et al., 1983). No setor brasileiro, no período em torno do solstício de verão, este fenômeno tende a colaborar mais efetivamente para a elevação da camada F e, indiretamente, para a formação de bolhas de plasma da região F, também conhecidas como *Spread-F*. A FIGURA 7.15 mostra a deriva vertical média de plasma, medida em Jicamarca (no setor peruano) durante o período de equinócio (março - abril e setembro - outubro), inverno (maio - agosto) e verão (novembro - fevereiro), para três níveis de atividade solar. Nesta figura vemos claramente o efeito pré-inversão na velocidade de deslocamento vertical do plasma da região F. Para o período de verão sob fluxo solar elevado (> 150) o efeito pré-inversão tem início, aproximadamente, às 18 h e alcança seu valor máximo em torno das 19 h 30 min.

Em seu trabalho, Balsley e Woodman (1969) já haviam apontado para uma intensificação do campo elétrico da região E como uma possível explicação para esta intensificação da deriva vertical da região F nos horários após o pôr-do-Sol. Eles verificaram que existe uma correlação muito boa entre as velocidades de deslocamento vertical da região F e de deslocamento leste-

oeste das irregularidades de plasma da região E (veja FIGURA 1, p. 866 em Balsley e Woodman, 1969). Por sua vez, a intensificação da velocidade de deslocamento das irregularidades de plasma da região E está intimamente ligada ao campo elétrico de polarização do EEJ (Fejer e Kelley, 1980).

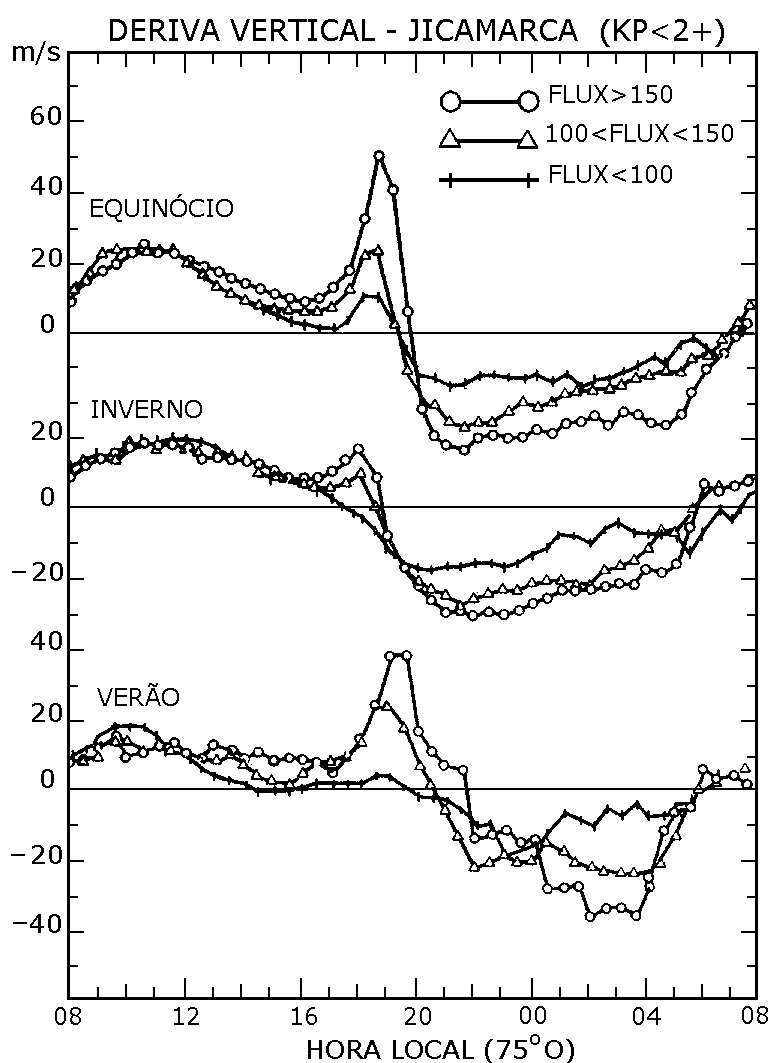


FIGURA 7.15 - Deriva vertical média de plasma medida em Jicamarca durante o período de equinócio (março - abril e setembro - outubro), inverno (maio - agosto) e verão (novembro - fevereiro) para três níveis de atividade solar.
 FONTE: Fejer et al. (1991)

Recentemente, em sua análise estatística das observações de *Spread-F* sobre Jicamarca, Hysell e Burcham (2002) confirmaram o trabalho anterior de Fejer et al. (1999) verificando que a amplitude do pico de pré-inversão, sob condições

calmas, é maior nos períodos de maior fluxo solar. Além disso, verificaram que a climatologia das irregularidades de plasma é fortemente influenciada pela climatologia do campo elétrico zonal.

Neste trabalho, foram analisados dados coletados no ano de 2002, portanto, próximo do máximo do ciclo de atividade solar. O fenômeno da ressurgência de uma região de retro-espalhamento foi mais claramente observado nos mapas RTI referentes ao período calmo do verão. Batista et al. (1986) derivaram de ionogramas a velocidade vertical iônica a 300 km de altitude e também observaram nos que no período de verão a deriva é bastante pronunciada sobre Fortaleza (veja FIGURA 6, p. 12061). Assim, além do horário do fenômeno, parece que todos os aspectos discutidos sugerem que há indícios de que este ressurgimento da região de retro-espalhamento após as 18 h possa estar relacionado com o fenômeno conhecido com o campo elétrico de pré-inversão. Porém, nesta seção não vamos discutir este fenômeno do ponto de visto do campo elétrico. Os campos elétricos relacionados com este fenômeno serão oportunamente discutidos no capítulo seguinte.

Porém, destacamos que nesta análise o fenômeno dessa ressurgência da região de espalhamento foi observado somente nos mapas RTI referentes ao período do solstício de verão. Enquanto isso, nos dados de derivas da região F sobre Jicamarca, o pico de pré-inversão é mais observável nos períodos de equinócio e de solstício de verão. Uma explicação provável pode estar correlacionada com a mesma explicação oferecida por Abdu (1993) à maior ocorrência de bolhas de plasma no período do verão no setor brasileiro.

Devido à redução abrupta de condutividade da região E na transição dia-noite, acompanhada pela superposição dos terminadores do dia com o meridiano magnético no período do verão para o setor brasileiro, o circuito elétrico entre as regiões E e F fica interrompido. Com isso, é formado um campo de polarização vertical na região F, devido à presença de ventos termosféricos zonais. Este campo é mapeado para a região E, em torno de $\pm 15^\circ$ de latitude, e

provoca o surgimento de correntes Hall e Pedersen. Estas, por sua vez, criam um campo de polarização na região E, que mapeado de volta para a região F, intensifica o seu campo elétrico zonal (Heelis et al., 1974). Esta intensificação do campo elétrico da região F provoca a deriva verticalmente ascendente desta região. Portanto, uma hipótese para a explicação da região de ressurgência é que os campos elétricos da região E das latitudes $\pm 15^\circ$ podem estar interagindo com os campos elétricos da região E equatorial.

Alguns pesquisadores acreditam que há vários aspectos teóricos sobre o pico de pré-inversão que ainda merecem serem discutidos (Fesen et al., 2000). Eccles (1998), por exemplo, contestou a proposta de que a causa do pico de pré-reversão sejam as correntes Hall desenvolvidas em latitudes fora do equador geomagnético. Porém, ele afirma que estas correntes são capazes de intensificar / modificar a intensidade do fenômeno observado. Neste contexto, nós estamos apresentando mais um aspecto sobre este fenômeno numa tentativa de relacionar a ele a ressurgência da região de retro-espalhamento no EEJ após o pôr-do-Sol.

CAPÍTULO 8

CÁLCULO DE CAMPOS ELÉTRICOS DA REGIÃO E IONOSFÉRICA UTILIZANDO DADOS DE ESPALHAMENTO COERENTE

A técnica de radares coerentes tem se mostrado bastante eficiente na determinação da presença das irregularidades ionosféricas de plasma. Uma vez que estas irregularidades participam / influenciam na dinâmica do meio onde estão inseridas, acreditamos que a utilização das informações contidas nos sinais retro-espalhados destas irregularidades pode contribuir para o melhor entendimento de toda a eletrodinâmica destas regiões. Isto nos motivou a verificar o comportamento sazonal médio do campo elétrico do EEJ, sob condições magneticamente calmas, calculado a partir das velocidades de deslocamento das irregularidades de plasma do EEJ, no setor brasileiro.

Neste capítulo apresentamos uma breve revisão dos estudos de campos elétricos do EEJ, incluindo alguns resultados obtidos através de outros métodos. Apresentamos a metodologia de análise adotada, a qual aplicamos aos dados do radar coerente RESCO. Ainda neste item, demonstramos o modelo de condutividade ionosférica desenvolvido para este tipo de análise. E, finalmente, apresentamos e discutimos os resultados obtidos, juntamente com as conclusões deste estudo.

8.1 Revisão do Estudo de Campos Elétricos do EEJ

Sugiura e Cain (1966) apresentaram um modelo de EEJ baseado nas medidas da variação da componente H do campo magnético terrestre, obtidas com magnetômetros posicionados em torno do equador magnético ao longo do meridiano magnético, nas longitudes de 80° L (Índia) e 75° O (Peru). Em seu manuscrito eles citam trabalhos anteriores que foram importantes em suas pesquisas: estudos da região equatorial com foguetes na costa da Índia (Maynard e Cahill Jr., 1965a) e na costa do Peru (Maynard e Cahill Jr., 1965b).

Entre suas conclusões, eles afirmam que a região do EEJ é mais larga no Peru comparada com a Índia e que a densidade de corrente é maior no Peru. Além disso, em seu trabalho, o valor médio obtido para o campo elétrico zonal na faixa de altura que vai de 90-130 km foi de 2,4 mV/m, no setor peruano.

Balsley e Woodman (1971) publicaram no *World Data Center* um relatório de medidas de velocidades de derivas das irregularidades de plasma de 3 metros sobre Jicamarca - Peru. Este trabalho também incluiu uma breve discussão do trabalho de Sugiura e Cain (1966) e apresenta uma equação que relaciona velocidades das irregularidades do EEJ com campo elétrico zonal. De acordo com sua fórmula, uma velocidade zonal de 65 m/s corresponde a um campo elétrico zonal de $\sim 0,38$ mV/m e uma velocidade zonal de 350 m/s corresponde a um campo elétrico zonal de $\sim 2,06$ mV/m. Em seu trabalho de revisão das técnicas de observação do EEJ, Balsley (1973) apresenta a mesma equação do trabalho de Balsley e Woodman (1971), mas a figura 3 de seu manuscrito apresenta o campo elétrico zonal variando em torno de 0,1 e 0,8 mV/m, nos horários entre 8 e 18 h.

Em seu trabalho Fejer et al. (1975a) contestam alguns dos resultados obtidos por Sugiura e Cain (1966), especialmente a altura onde a máxima velocidade das irregularidades do EEJ é encontrada. De acordo com Sugiura e Cain (1966) esta altura deveria ser próxima a 100 km. Contudo, Fejer et al. (1975a) demonstraram que o máximo ocorre em torno de 104 km no setor peruano. Além disso, eles observaram o EEJ utilizando o radar de Jicamarca com dois feixes inclinados 60° com relação ao zênite e verificaram que no período da tarde a velocidade obtida com o feixe oeste diferia da velocidade obtida com o feixe leste em até 30%. Nesta ocasião, este fenômeno foi atribuído à diferença de temperatura entre as regiões de observação e/ou à presença de ventos neutros nas alturas do EEJ.

A partir da metade da década de 70 e durante os anos 80 foram publicados diversos trabalhos revisando e revendo as teorias relacionadas com as

velocidades de propagação das irregularidades de plasma e sua relação com os campos elétricos zonais e de polarização do EEJ: Schieldge et al. (1973), Farley e Fejer (1975), Reddy (1977), Marriott et al. (1979), Reddy (1981), Reddy e Devasia (1981), Viswanathan et al. (1987), Vikramkumar et al. (1987), Reddy et al. (1987), Kelley (1989). Recentemente, Hysell et al. (1997) e Hysell e Burcham (2000), usando técnicas de interferometria, re-avaliaram os resultados anteriores. Os principais resultados obtidos para o valores do campo elétrico zonal nas alturas do EEJ, nos setores peruanos e indianos, publicados nos trabalhos citados acima, estão sumarizados na TABELA 8.1.

TABELA 8.1 - Valores do campo elétrico zonal nas alturas do eletrojato equatorial calculados, estimados e/ou supostos em estudos realizados nos setores peruanos e indianos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	CAMPO ELÉTRICO ZONAL (mV/m)	REGIÃO DE ESTUDO DO ELETROJATO
Sugiura e Cain (1966)	2,4 [médio]	setor peruano
Balsley e Woodman (1971)	~ 0,38 - 2,06	setor peruano
Balsley (1973)	~ 0,1 - 0,8 [entre 8 e 18 h]	setor peruano
Schildge et al. (1973)	~ 0,8 [meio dia local]	setor indiano
Reddy (1977)	0.3 [valor assumido]	modelagem
Marriott et al. (1979)	1 [valor típico]	modelagem [peruano]
Viswanathan et al. (1987)	~ 0,1 - 0,6 [entre 8 e 18 h]	setor indiano
Reddy et al. (1987)	~ 0,1 - 0,55 [entre 8 e 18 h]	setor indiano
Kelley (1989)	~ 0,5	generalizado

Neste contexto, nosso trabalho é apresentado como uma nova tentativa de abordagem no cálculo de campos elétricos na região de retro-espalhamento do EEJ, a partir das velocidades de deslocamento das irregularidades do tipo deriva de gradiente. Além disso, oferecemos uma alternativa para obtenção dos valores do campo elétrico zonal no setor brasileiro, o qual acreditamos ter sido muito pouco explorado.

8.2 Parâmetros das Sondagens e Método de Análise de Dados

Para a realização deste estudo, foram utilizados os dados do radar RESCO coletados durante os dias magneticamente calmos de 2002. Em cada dia de operação, o radar RESCO realizou 10 sondagens com 512 pulsos ($NP = 512$) a cada minuto. As posições de feixe do radar foram 30° para leste e 30° para oeste, com relação ao ângulo de zênite. O tempo de chaveamento entre as mudanças de posição do feixe foi de 1 min. A largura de pulso utilizada foi de $20 \mu s$ ($PW = 20 \mu s$) com o tempo entre pulsos subseqüentes de 1 ms ($IPP = 1 \text{ ms}$). Foram tomadas 16 amostras ($NG = 16$) do eco, representando 16 alturas distintas da região do EEJ, com a largura das janelas de amostragem de $20 \mu s$ (3 km em visada).

Os dados foram pré-processados conforme discutido nas seções 4.1.2 e 4.1.3 desta tese. Para cada dia de operação do radar foram obtidos: 2 mapas RTI (um para o feixe leste e outro para o oeste) e 32 espectrogramas (16 para cada posição do feixe). A resolução temporal obtida para os mapas e para os espectrogramas foi de 12 s. Cada espectrograma possui uma frequência de corte (*aliasing frequency*) dos espectros de 250 Hz ($\sim 750 \text{ m/s}$) com $\sim 1 \text{ Hz}$ ($\sim 3 \text{ m/s}$) de resolução de frequência. Para este estudo foram selecionados os 5 espectrogramas com maior relação sinal-ruído em torno do centro da região de retro-espalhamento do EEJ, observada nos mapas RTI. Estes espectrogramas correspondem à faixa de altura que vai de 100 a 110,3 km. Porém, ao longo das análises os espectrogramas correspondentes ao feixe leste para a altura de 110,3 km não apresentaram a qualidade desejada no presente estudo, forçando o descarte dos dados correspondentes a esta altura, de ambos os feixes.

Utilizamos o algoritmo dos “Mínimos Erros Médios Quadráticos” modificado por Levenberg-Marquardt, o qual foi discutido no Capítulo 4 desta tese, para ajustar duas curvas Gaussianas a cada um dos espectros de potência formadores dos espectrogramas. Foram observados os resultados obtidos no Capítulo 5 para a

escolha do método de estimação mais adequado. Foram estimados os valores de frequência Doppler das assinaturas dos dois tipos de irregularidades de plasma contidos nos espectros de potência. A estimativa de parâmetros foi aplicada individualmente a todos os ~ 3000 espectros de potência constituintes de cada um dos 8 espectrogramas (4 para cada feixe) selecionados em cada dia de observação do EEJ realizada em 2002. Ao final, estas frequências Doppler foram convertidas em velocidades de deslocamento Doppler das irregularidades de plasma de 3 metros.

As velocidades foram separadas em grupos e subgrupos de acordo com as características de operação do radar e com a estação do ano. Elas foram inicialmente agrupadas de acordo com a direção do feixe do radar utilizada, ou seja, leste e oeste. Estes grupos, por sua vez, foram divididos em 3 outros subgrupos de acordo com as estações do ano: solstício de verão, solstício de inverno e equinócios. Os valores médios das velocidades foram calculados para cada conjunto e/ou subconjunto, de acordo com a hora local e com a altura na qual o espectro foi obtido. Com isso, foram obtidos valores médios de velocidade de deslocamento, em função da hora local e das alturas de estudo, para cada conjunto e/ou subconjunto de dias.

O critério para a classificação da atividade magnética foi baseada no índice global k_p (Rostoker, 1972). Os dias de sondagens que apresentaram, em qualquer horário do dia, um índice k_p maior que 3^+ foram classificados como dias perturbados (Wrenn et al., 1987) e, portanto, descartados desta análise. Todos os demais dias foram classificados como magneticamente calmos.

A classificação dos dados adquiridos em 2002, de acordo com os critérios expostos, é apresentada na TABELA 7.1. As velocidades das irregularidades de plasma de cada subconjunto desta tabela foram corrigidas, com base no ângulo de sondagem (Balsley, 1969; Cohen, 1973; Hanuise e Crochet, 1978; Forbes, 1981). Esta correção foi efetuada conforme comentado na Seção 2.5.6 deste trabalho. Porém, o vento neutro não é levado em consideração neste

trabalho. Após a obtenção das velocidades corrigidas, foram calculadas as velocidades de fase das irregularidades de plasma. Estas velocidades foram obtidas pela utilização da relação (8.1) abaixo (Fejer et al., 1975b; Farley e Fejer, 1975; Reddy, 1977):

$$V_{\phi} = V_D \cdot (1 + \psi_o)^{-1} , \quad (8.1)$$

na qual ω_o é o fator anisotrópico correspondente da região do EEJ. Este fator determina a característica do ambiente onde a instabilidade de plasma se desenvolveu, através da inter-relação entre as frequências de colisões e ciclotrônicas dos elétrons e íons, conforme apresentado na Equação (8.2).

$$\psi_o = \frac{v_i v_e}{\Omega_i \Omega_e} \quad (8.2)$$

Finalmente, o campo elétrico de polarização (E_z) foi calculado a partir da relação vetorial $\mathbf{V} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$. Nesta equação, \mathbf{V} é o vetor velocidade de fase das irregularidades de plasma (V_{ϕ} com sentido oeste), \mathbf{E} é o vetor campo elétrico de polarização (E_z com sentido para cima) e \mathbf{B} é o vetor campo magnético (H com sentido norte), o qual foi obtido para a região de São Luís através do modelo *International Geomagnetic Reference Field* - IGRF (Bilitza, 2003a). O campo elétrico zonal (E_y) pôde, então, ser obtido a partir do campo de polarização (E_z) e da sua relação com as condutividades Pedersen (σ_P) e Hall (σ_H) na região do EEJ, através da relação:

$$E_z = \frac{\sigma_H}{\sigma_P} \cdot E_y . \quad (8.3)$$

Neste caso, os valores adotados para a relação entre as condutividades Pedersen (σ_P) e Hall (σ_H) são valores locais. Richmond (1973) e Forbes e Lindzen (1976) apresentaram modelos que incluem a possibilidade da presença de uma corrente vertical no equador magnético. Para incluir este

feito, o modelo de Richmond (1973) envolveu integração da equação das correntes do EEJ ao longo das linhas de campo magnético. Isto foi feito porque o campo elétrico de polarização (E_z) mapear-se ao longo das linhas de campo magnético e, portanto, o seu valor depende da condutividade integrada ao longo das linhas de campo magnético. Dessa forma, o campo de polarização do EEJ (E_z) torna-se $(\Sigma_H / \Sigma_P) \cdot E_y$ em vez de $(\sigma_H / \sigma_P) \cdot E_y$. Assim, as condutividades integradas ao longo das linhas de campo são usadas ao invés dos valores locais. Em contrapartida, nos recentes trabalhos publicados de Hysell et al. (1997) e Hysell e Burcham (2000), os valores das condutividades locais foram usadas para o cálculo de campos elétricos. Em nossos cálculos de campos elétricos zonais, nós optamos pela abordagem de Richmond (1973) e utilizamos as condutividades integradas ao longo das linhas de campos, correspondentes às alturas de estudo. Portanto, a relação utilizada para o cálculo do campo zonal deste trabalho foi:

$$E_z = \frac{\int_{-\theta}^{+\theta} \sigma_H \mathbf{r} \cdot d\theta}{\int_{-\theta}^{+\theta} \sigma_P \mathbf{r} \cdot d\theta} \cdot E_y \Rightarrow E_z = \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} \cdot E_y , \quad (8.4)$$

onde \mathbf{r} é o vetor posição do elemento de linha de campo magnético na geometria de dipolo, θ é a latitude magnética, $d\theta$ é o vetor do elemento em latitude de linha de campo magnético e as quantidades Σ_H e Σ_P representam, respectivamente, as condutividade Hall e Pedersen integradas ao longo da linha de campo magnético, das alturas correspondentes ao estudo das velocidades Doppler.

8.3 Modelo de Condutividade Ionosférica Desenvolvido

Para o cálculo das condutividades ionosféricas integradas, apresentadas na Equação (8.4), foi desenvolvido um modelo de condutividades ionosféricas locais baseado em características da atmosfera neutra (Banks e Kockarts, 1973), na densidade eletrônica e na composição iônica da região E obtidas do

modelo *International Reference Ionosphere - IRI* (Bilitza, 2003b) e em dados de digissondas da região E equatorial. A partir destas condutividades locais e do cálculo das linhas de campo magnético foram obtidas as condutividades ionosféricas integradas ao longo destas linhas de campo magnético para todas as alturas de estudo do radar, em função da hora local e da estação do ano. O cálculo das linhas de campos magnético incluiu o efeito de declinação magnética e do deslocamento do radar RESCO em relação ao equador geomagnético e geográfico.

A FIGURA 8.1 apresenta um desenho esquemático representando a configuração de linhas de campo magnético (para as alturas de 89 a 125 km) sobre o meridiano magnético, correspondente à longitude magnética de São Luís do Maranhão, onde o radar está instalado.

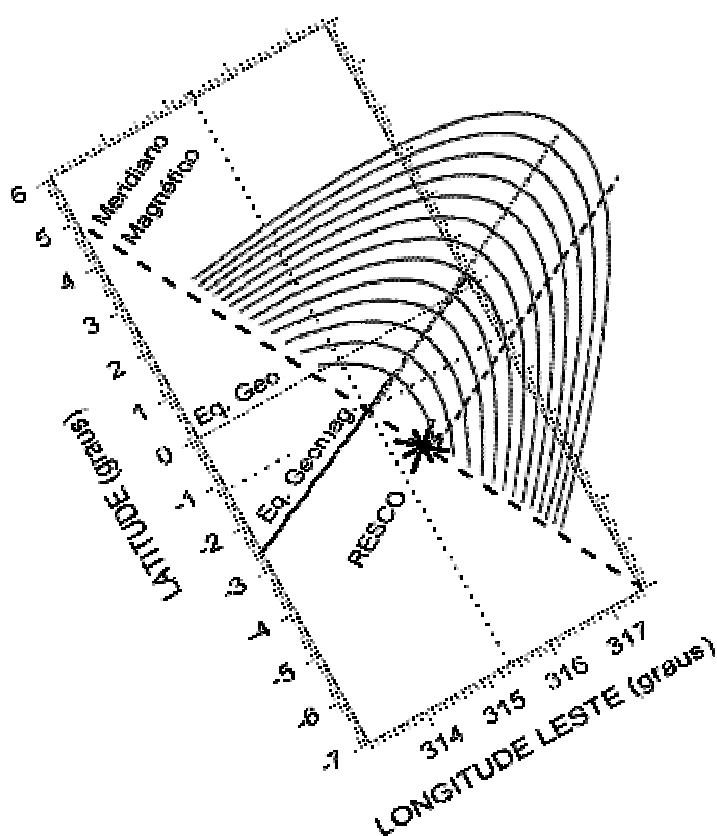


FIGURA 8.1 - Desenho esquemático representando a configuração de linhas de campo magnético (para as alturas de 89 a 125 km) sobre o meridiano magnético, correspondente à longitude magnética de São Luís do Maranhão. Nesta figura estão localizados o radar RESCO, o meridiano magnético e os equadores geográfico e magnético.

Nesta figura estão localizados o radar RESCO, o meridiano magnético (sob o qual o radar está localizado) e os equadores geográfico e magnético. As coordenadas do meridiano magnético e do equador geomagnético foram obtidas através do modelo IGRF (Bilitza, 2003a).

O modelo de atmosfera neutra utilizado é constituído, exclusivamente, pelos gases: nitrogênio molecular (N_2), oxigênio molecular (O_2), oxigênio atômico (O) e argônio (Ar). O modelo de atmosfera ionizada adotado é constituído pelos íons: óxido nítrico (NO^+), de oxigênio molecular (O_2^+) e oxigênio atômico (O^+). Os perfis de densidade eletrônica e de composição iônica foram obtidos através de simulações usando o modelo IRI.

Os valores de densidade eletrônica obtidos nas simulações do IRI foram normalizados para a densidade eletrônica média do pico da região E obtida de sondagens por digissondas instaladas em Campo Grande (20,5° S; 54,7° E; Dec.: -15,1°), Cachimbo (9,5° S; 54,8° E; Dec.: -16,7°) e Boa Vista (2,8° N; 60,7° E; Dec.: -14,0°). Para esta correção foram selecionados dados obtidos em alguns dias magneticamente calmos de 2002. Cada perfil de densidade eletrônica simulado teve seu pico de densidade corrigido para a densidade eletrônica média do pico da região E do horário correspondente, com respeito à hora local. Por consequência, os valores obtidos para as demais altitudes também foram corrigidos. O gráfico da FIGURA 8.2 apresenta exemplos da distribuição vertical dos constituintes da atmosfera neutra e da região E da ionosfera (normalizada com dados de digissonda) para o verão, para o horário das 12 h. As linhas tracejadas mostram os perfis dos constituintes iônicos, a linha contínua grossa mostra o perfil de densidade eletrônica e as linhas traço-ponto mostram os perfis dos constituintes da atmosfera neutra.

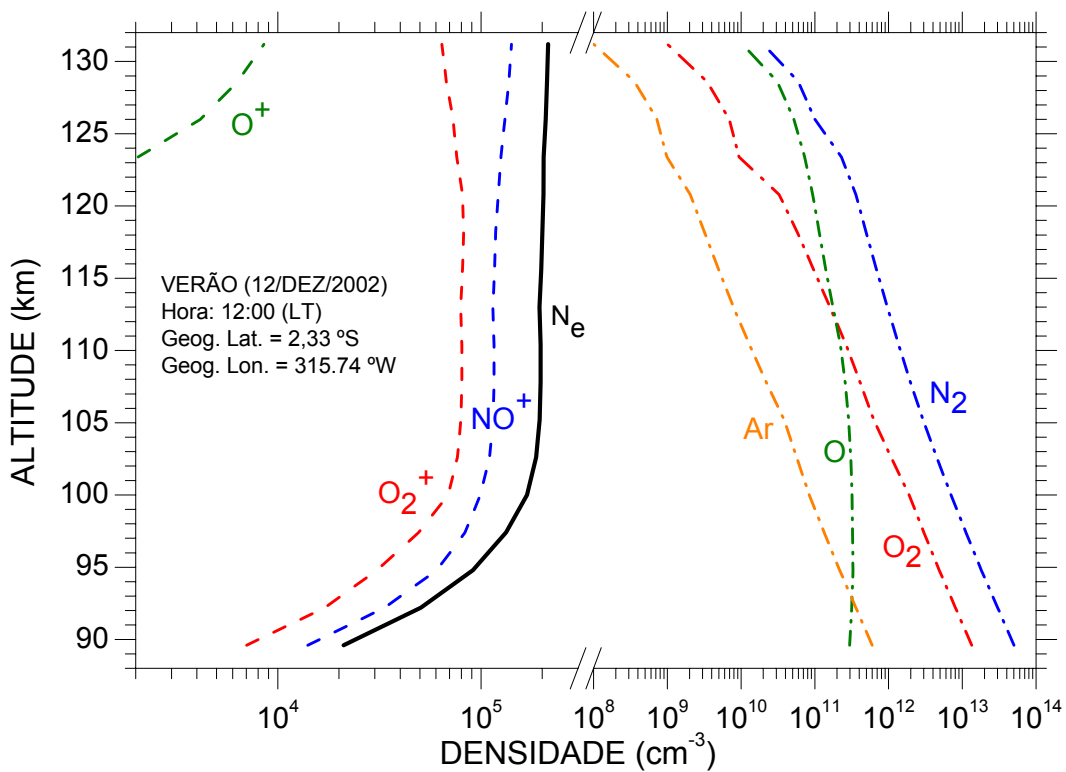


FIGURA 8.2 - Exemplos de perfis diurnos dos constituintes da ionosfera (linhas tracejadas), do equivalente perfil de densidade eletrônica (linha contínua grossa) e dos perfis dos constituintes da atmosfera neutra (linhas traço-ponto), utilizados no modelo de condutividade integrada.

A partir destes modelos de atmosfera neutra e ionizada, a taxa de colisão íons-neutros, necessária para calcular as condutividades ionosféricas, foi obtida com base na seguinte equação (Kelley, 1989):

$$v_i = (2,6 \times 10^{-9}) \cdot (N_n + N_i) \cdot A^{-1/2} \quad (8.5)$$

Nesta equação, N_n é a densidade da atmosfera neutra, N_i é a densidade iônica do meio e $A (= A_n + A_i)$ é o peso molecular ponderado das partículas neutras e ionizadas, envolvidas no processo de colisão. Uma vez que, nas alturas da região E, a densidade iônica é de 3 a 7 ordens de grandeza menor do que a densidade da atmosfera neutra, o termo $(N_n + N_i)$ foi aproximado para N_n . Da mesma forma, como o peso molecular A é ponderado pela densidade dos componentes da atmosfera, este último foi aproximado para A_n . Finalmente, a Equação (8.5) foi reduzida para:

$$\nu_i = (2,6 \times 10^{-9}) \cdot N_n \cdot A_n^{-1/2} . \quad (8.6)$$

A taxa de colisão elétrons-neutros (s^{-1}) foi obtida da equação (Kelley, 1989):

$$\nu_e = (5,4 \times 10^{-9}) \cdot N_n \cdot T_e^{1/2} . \quad (8.7)$$

Nesta equação, T_e é a temperatura eletrônica da altura em que a taxa de colisão esta sendo calculada. Na faixa de altura em que estamos interessados, a temperatura pode ser aproximada pela temperatura da atmosfera neutra (T_n).

O gráfico da FIGURA 8.3 mostra um exemplo de perfis verticais das taxas de colisão íons-neutros (linha vermelha) e elétrons-neutros (linha azul) calculados a partir dos modelos e das equações descritos acima.

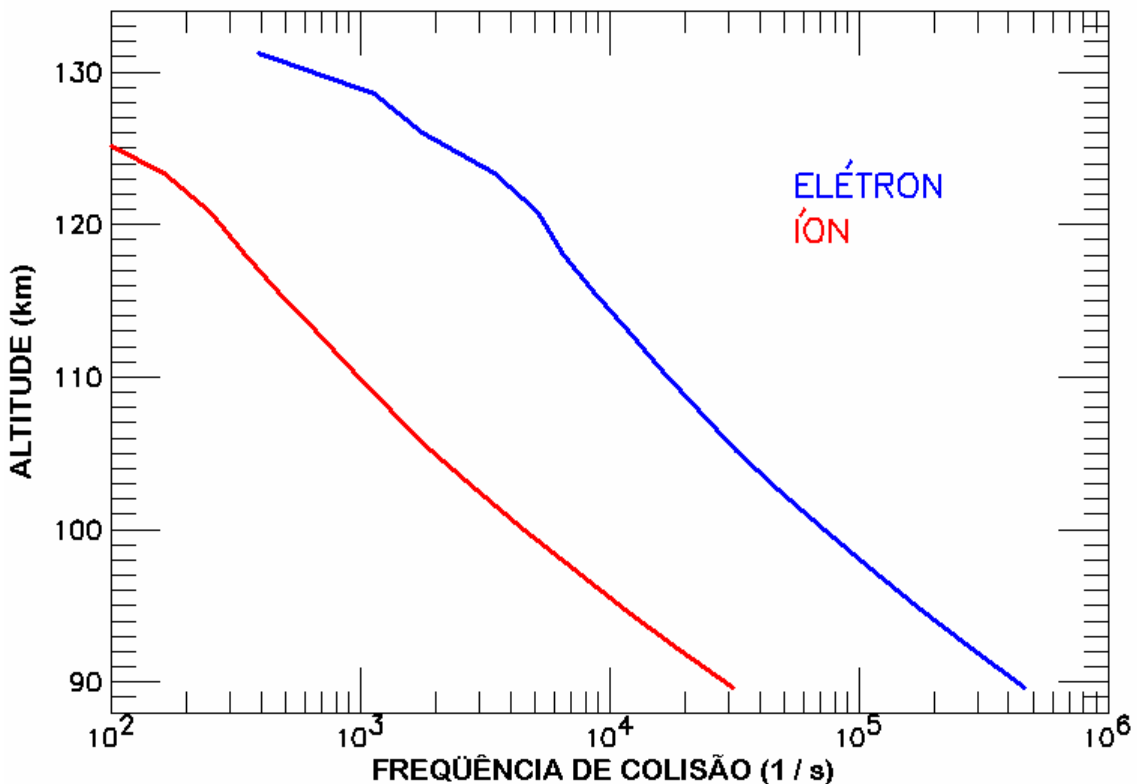


FIGURA 8.3 - Perfis verticais de taxas de colisão íons-neutros (linha vermelha) e elétrons-neutros (linha azul) calculados para as alturas de 90 a 130 km, para período de equinócio, nos horários em torno das 12 h (hora local).

As frequências ciclotrônicas iônicas (Ω_i) e eletrônicas (Ω_e) foram calculadas com as seguintes equações:

$$\Omega_i = \frac{q_e \cdot B}{m_i} \quad \text{e} \quad \Omega_e = \frac{q_e \cdot B}{m_e} \quad , \quad (8.8)$$

na qual, B é a intensidade do campo magnético (obtido do modelo IGRF), q_e é a carga elétrica da partícula elementar ($1,602176462 \times 10^{-19}$ C; Mohr e Taylor, 2002) e as quantidades m_i e m_e são, respectivamente, as massas média iônica e eletrônica.

Como forma de avaliar nosso modelo, as condutividades locais obtidas foram comparadas com as condutividades fornecidas pelo modelo de condutividade ionosférica da Universidade de Kyoto - Japão. A FIGURA 8.4 apresenta a comparação do perfil vertical da relação entre as condutividades locais Hall (σ_H) e Pedersen (σ_P) calculado com o modelo da Universidade de Kyoto com o mesmo perfil calculado com o nosso modelo de condutividades locais.

O modelo da Universidade de Kyoto, apesar de eficiente, oferece apenas média mensal para os valores das condutividades locais e tem sua grade de cálculo significativamente maior do que a nossa. Além disso, ele é baseado na versão de 1990 do modelo do IRI, enquanto nosso modelo é baseado na versão 1995-2000. O modelo de Kyoto também não utiliza a normalização da densidade eletrônica do pico da região E, que no nosso modelo foi aplicada aos resultados obtidos nas simulações do IRI. Portanto, acreditamos que estas características são capazes de promover as diferenças observadas entre os perfis verticais da FIGURA 8.4.

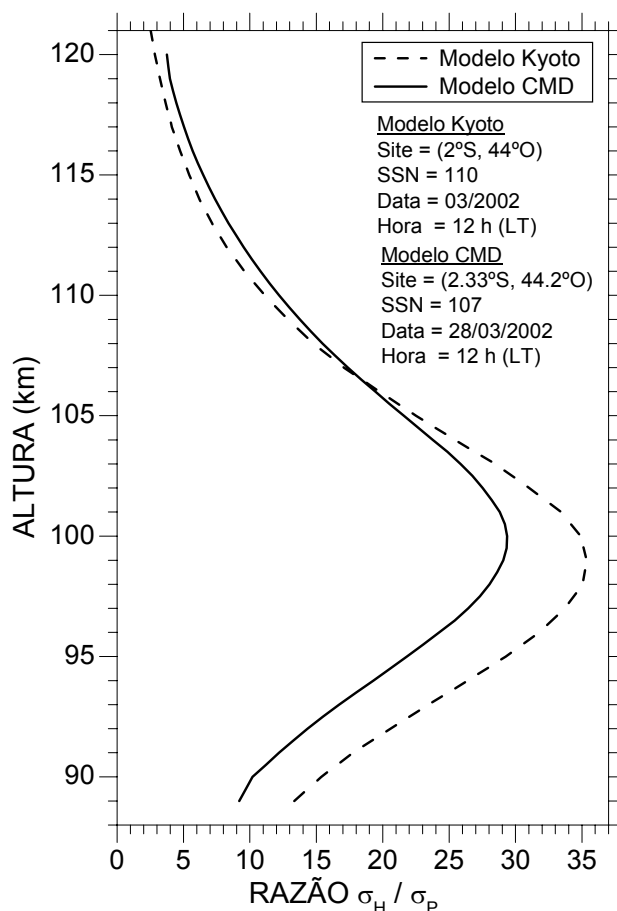


FIGURA 8.4 - Perfis verticais da relação entre as condutividades locais Hall (σ_H) e Pedersen (σ_P) calculados com o modelo da Universidade de Kyoto e com o nosso modelo de condutividades locais.

Observando estes gráficos, verificamos que o perfil calculado pelo nosso modelo apresentou melhor localização para a altura do pico desta relação de condutividades (veja a FIGURA 2.5), ou seja, acima de 100 km, em concordância com os cálculos de Sugiura e Cain (1966). A diferença entre os valores máximos encontrados nos perfis verticais é devida às diferentes equações adotadas para os cálculos das taxas de colisões íons-neutros (ν_i) e elétrons-neutros (ν_e) (Schunk, 1996; Kelley, 1989) e também é devida às variações com altura escolhidas para as densidades da atmosfera neutra (Banks e Kockarts, 1973). Portanto, concluímos que o nosso modelo de condutividade eletrônica local oferece resultados consistentes com os

encontrados na literatura e é adequado para os cálculos de condutividade integrada da ionosfera equatorial do setor brasileiro.

Porém, assim como o modelo de Richmond (1973), nosso modelo utiliza a relação entre as condutividades Hall e Pedersen integradas ao longo das linhas de campo magnético. A FIGURA 8.5 mostra o efeito desta integração através da comparação do perfil vertical da relação entre as condutividades locais Hall (σ_H) e Pedersen (σ_P) com o perfil vertical da mesma relação entre as condutividades integradas Hall (Σ_H) e Pedersen (Σ_P). Estes perfis foram calculados com características da atmosfera neutra e ionizada no período de equinócio, para o horário das 12 h (hora local), na longitude magnética correspondente à latitude do radar RESCO.

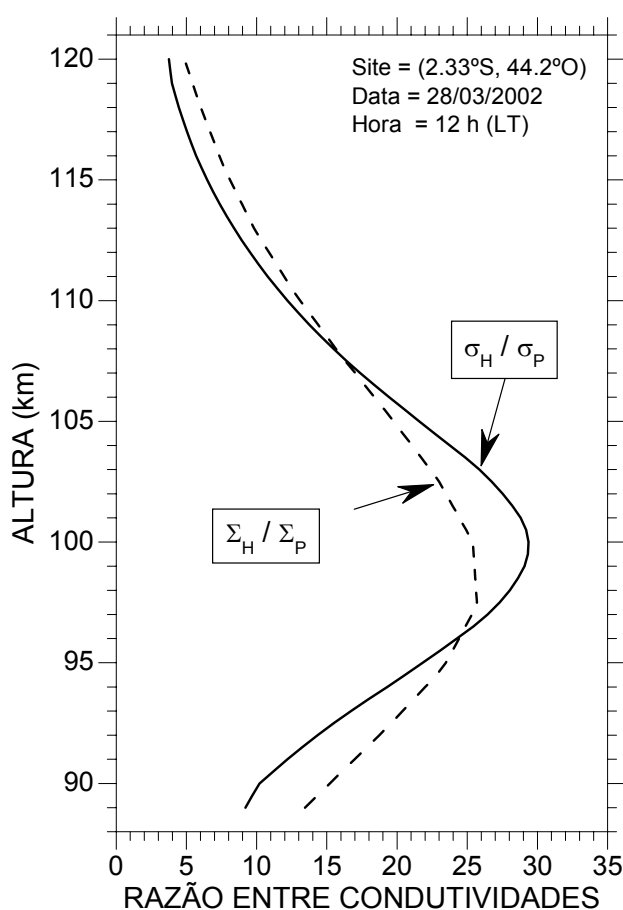


FIGURA 8.5 - Perfis verticais da relação entre as condutividades Hall e Pedersen locais (linha contínua) e integradas ao longo da linha de campo magnético (linha pontilhada).

8.4 Resultados Obtidos e Discussões

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos. As variações horárias dos campos elétricos médios dos períodos de estudo são apresentadas em forma de gráficos. Os valores médios diários dos campos elétricos para cada uma das alturas de estudo são apresentados em forma de tabelas. Nas subseções seguintes são comentadas e discutidas as características dos campos elétricos do EEJ, com respeito a sua variação com altura, a sua variação sazonal e a sua variação com a geometria de observação pelo radar.

A FIGURA 8.6 apresenta a variação com altura dos campos elétricos de polarização (E_z) médios, calculados a partir das velocidades de fase das irregularidades do tipo deriva de gradiente (estimada dos espectrogramas) e do campo geomagnético local (obtido com do modelo IGRF). As cores dos pontos correspondem aos campos elétricos calculados para os três períodos de 2002: (azuis) solstício de verão; (violeta) solstício de inverno; e (verdes) equinócios, nos quais os dados do RESCO foram coletados.

Os gráficos da coluna sob o rótulo LESTE correspondem aos campos elétricos calculados a partir dos espectrogramas obtidos com o feixe do radar inclinado, com ângulo de zênite de 30° para o leste. Da mesma forma, os gráficos da coluna OESTE correspondem aos campos elétricos obtidos com o feixe inclinado 30° para oeste. Os números nos cantos superiores de cada gráfico, identificados como erros médios, representam a variância média do campo elétrico médio diário, associada à determinação das velocidades Doppler.

A TABELA 8.2 apresenta os valores médios diários, máximos e mínimos dos campos elétricos de polarização (E_z) representativos dos três períodos de estudo de 2002, por faixa de altura e por feixe do radar. A coluna RANGE apresenta a diferença entre os valores máximos e mínimos, obtidos em cada feixe. As duas colunas DIFERENÇA representam as diferenças entre os dois feixes. A primeira é a diferença entre os valores médios diários e a outra é a

diferença percentual entre os erros médios diários. Nas linhas inferiores desta tabela estão apresentados os valores médios dos períodos por altura e por feixe. Na última linha (em destaque) estão apresentados os valores médios absolutos para cada feixe do radar, considerando todas as alturas. Da mesma forma, a TABELA 8.3 apresenta os valores dos campos elétricos zonais (E_y).

A FIGURA 8.7 apresenta a variação com altura dos campos elétricos zonais (E_y) médios, calculados a partir da relação dos campos elétricos de polarização com as condutividades ionosféricas integradas ao longo das linhas de campo magnético, para as alturas indicadas. As cores e disposições dos gráficos seguem a mesma regra apresentada para os gráficos da FIGURA 8.6.

Observando estas figuras e tabelas, verificamos que todos os valores que encontramos em nossos cálculos de campos elétricos estão dentro da faixa de valores apresentados nos estudos compilados na TABELA 8.1. Isto confirma que a técnica de obtenção dos campos elétricos a partir de dados de radares coerentes utilizada neste estudo pode ser de grande valia nos estudos do EEJ na região brasileira. O radar RESCO pode prover dados com resolução temporal da ordem de segundos, possibilitando inclusive estudos de eventos específicos. É necessário, para tanto, que sejam conhecidas as condições do EEJ, no que diz respeito a seus campos elétricos, sob condições calmas para todas as estações do ano e diversas condições de atividade magnética.

Observando a variação diária dos campos elétricos da FIGURA 8.6 e da FIGURA 8.7, verificamos que eles mostram um aumento no seu valor com a altura, independente da estação do ano e do horário do dia. Os valores médios diários para cada altura na TABELA 8.2 e na TABELA 8.3 confirmam esta observação. Os estudos da variabilidade das irregularidades do EEJ já haviam mostrado uma presença dominante das irregularidades do tipo 1 nas alturas superiores, ou seja, um indício que o campo elétrico poderia ter um valor mais elevado nestas alturas. Este aspecto será discutido em maiores detalhes na subseção a seguir.

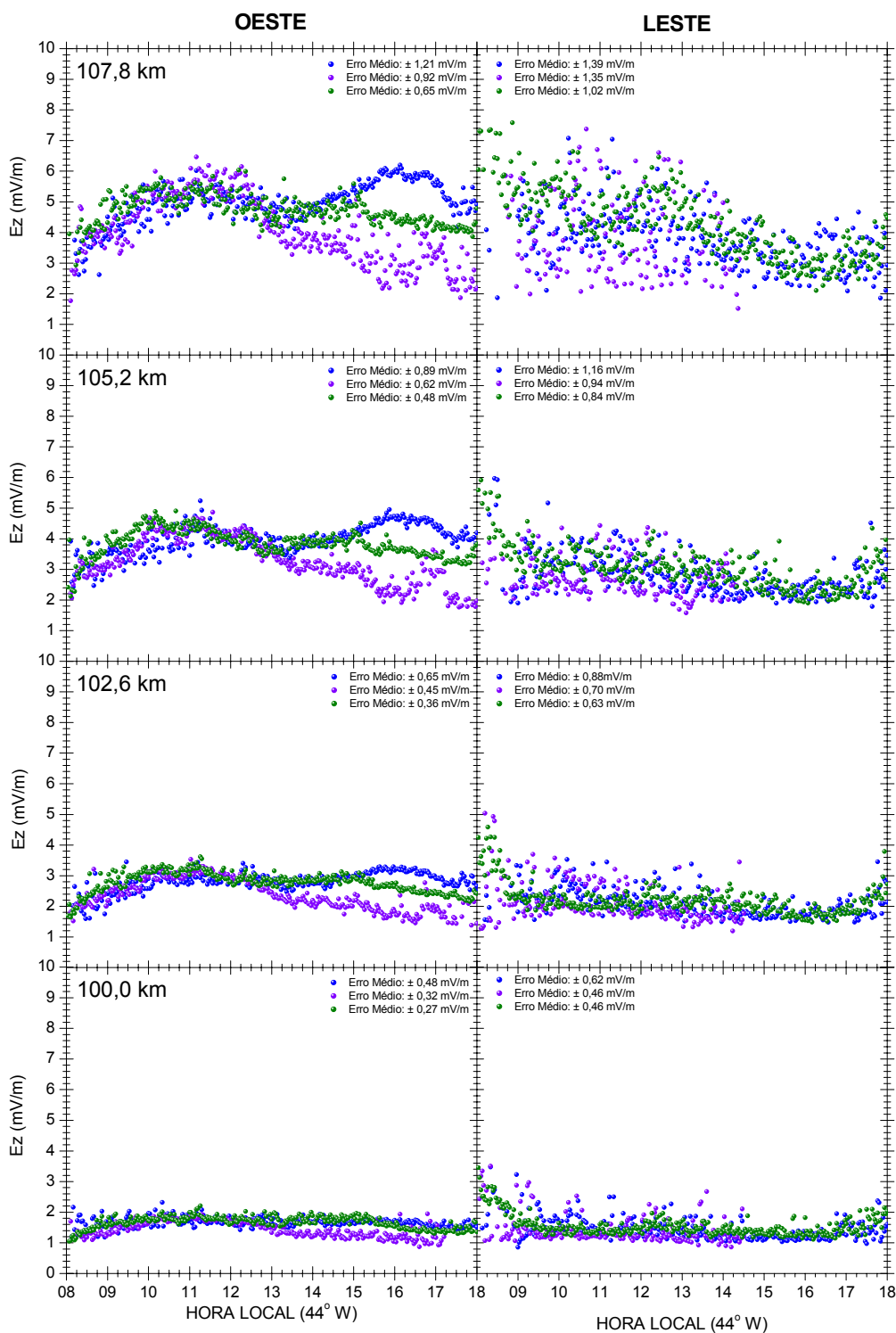


FIGURA 8.6 - Variação com altura do campo elétrico de polarização (E_z) médio ao longo do dia para os três períodos de 2002: (azul) solstício de verão; (violeta) solstício de inverno; e (verde) equinócios, obtidos dos dados do radar RESCO operando com o feixe: (LESTE) com ângulo de zênite de 30° leste e (OESTE) com ângulo de zênite de 30° oeste.

TABELA 8.2 - Valores médios diários, máximos e mínimos dos campos elétricos de polarização (E_z) representativos dos períodos de verão, inverno e equinócios do ano de 2002, por faixa de altura e por feixe do radar, correspondente aos espectrogramas a partir dos quais eles foram obtidos.

ALT. (km)	LESTE					OESTE					DIFERENÇA	
	E_z (mV/m)	ERRO (mV/m)	MIN. (mV/m)	MAX. (mV/m)	RANGE (mV/m)	E_z (mV/m)	ERRO (mV/m)	MIN. (mV/m)	MAX. (mV/m)	RANGE (mV/m)	E_z (mV/m)	ERRO (%)
VERÃO	107,8	3,78	1,39	7,07	5,22	4,98	1,21	2,62	6,20	3,58	1,20	12,8
	105,2	2,80	1,16	5,97	4,18	3,98	0,89	2,42	5,24	2,82	1,18	22,9
	102,6	2,09	0,88	3,53	2,05	2,82	0,65	1,60	3,45	1,85	0,73	26,6
	100,0	1,44	0,62	3,47	2,62	1,67	0,48	1,18	2,32	1,14	0,23	22,9
INVERNO	107,8	4,01	1,35	11,31	9,79	4,07	0,92	1,77	6,46	4,70	0,06	32,1
	105,2	2,76	0,96	4,43	2,85	3,27	0,62	1,76	4,86	3,10	0,51	35,0
	102,6	2,13	0,70	5,04	3,84	2,37	0,45	1,38	3,53	2,16	0,24	35,5
	100,0	1,44	0,46	3,50	2,64	1,45	0,32	0,87	1,95	1,08	0,01	30,6
EQUIN.	107,8	4,31	1,02	7,58	5,48	4,73	0,65	2,94	6,03	3,10	0,42	36,1
	105,2	3,06	0,84	5,91	4,01	3,84	0,48	2,13	4,90	2,78	0,78	42,9
	102,6	2,21	0,63	4,59	3,11	2,78	0,36	1,64	3,62	1,98	0,57	43,3
	100,0	1,56	0,46	3,46	2,35	1,67	0,27	1,05	2,21	1,15	0,11	40,3
MÉDIAS	107,8	4,03	1,25	8,65	6,83	4,59	0,93	2,44	6,23	3,79	0,56	26,0
	105,2	2,87	0,99	5,44	3,68	3,70	0,67	2,10	5,00	2,90	0,82	32,5
	102,6	2,14	0,74	4,38	3,00	2,66	0,49	1,54	3,53	2,00	0,51	34,2
	100,0	1,48	0,51	3,48	2,54	1,60	0,36	1,03	2,16	1,12	0,12	30,4
MEDIA		2,11	0,70	4,39	3,21	2,51	0,49	1,42	3,39	1,96	0,40	25,4

TABELA 8.3 - Valores médios diários, máximos e mínimos dos campos elétricos zonais (E_z) representativos dos períodos de verão, inverno e equinócios do ano de 2002, por faixa de altura e por feixe do radar, correspondente aos espectrogramas a partir dos quais eles foram obtidos.

ALT. (km)	LESTE					OESTE					DIFERENÇA		
	E_z (mV/m)	ERRO (mV/m)	MIN. (mV/m)	MAX. (mV/m)	RANGE (mV/m)	E_z (mV/m)	ERRO (mV/m)	MIN. (mV/m)	MAX. (mV/m)	RANGE (mV/m)	E_z (mV/m)	ERRO (%)	
VERÃO	107,8	0,248	0,090	0,120	0,721	0,601	0,321	0,078	0,169	0,400	0,231	0,073	13,8
	105,2	0,145	0,061	0,095	0,268	0,173	0,208	0,047	0,127	0,260	0,132	0,063	23,1
	102,6	0,092	0,039	0,065	0,156	0,090	0,125	0,029	0,071	0,153	0,082	0,033	26,6
	100,0	0,057	0,025	0,034	0,137	0,103	0,066	0,019	0,047	0,092	0,045	0,009	22,9
INVERNO	107,8	0,247	0,086	0,097	0,554	0,458	0,260	0,059	0,122	0,410	0,289	0,013	31,8
	105,2	0,144	0,050	0,082	0,248	0,166	0,171	0,033	0,094	0,252	0,159	0,027	34,4
	102,6	0,090	0,030	0,053	0,163	0,110	0,104	0,020	0,061	0,155	0,094	0,014	34,5
	100,0	0,057	0,018	0,034	0,138	0,104	0,057	0,013	0,034	0,076	0,042	0,001	31,0
EQUIN.	107,8	0,267	0,064	0,135	0,410	0,274	0,302	0,042	0,188	0,383	0,195	0,036	35,2
	105,2	0,156	0,043	0,099	0,269	0,170	0,199	0,025	0,111	0,254	0,142	0,043	42,7
	102,6	0,096	0,028	0,065	0,171	0,106	0,122	0,016	0,072	0,159	0,087	0,026	43,2
	100,0	0,062	0,018	0,044	0,135	0,092	0,066	0,011	0,041	0,087	0,046	0,004	40,3
MÉDIAS	107,8	0,254	0,080	0,117	0,562	0,444	0,294	0,059	0,160	0,398	0,238	0,041	25,9
	105,2	0,148	0,051	0,092	0,262	0,169	0,193	0,035	0,111	0,255	0,145	0,044	32,3
	102,6	0,093	0,032	0,061	0,163	0,102	0,117	0,021	0,068	0,156	0,088	0,024	33,8
	100,0	0,058	0,020	0,037	0,137	0,100	0,063	0,014	0,041	0,085	0,045	0,005	30,5
MÉDIA		0,111	0,037	0,062	0,225	0,163	0,133	0,026	0,076	0,179	0,103	0,023	25,3

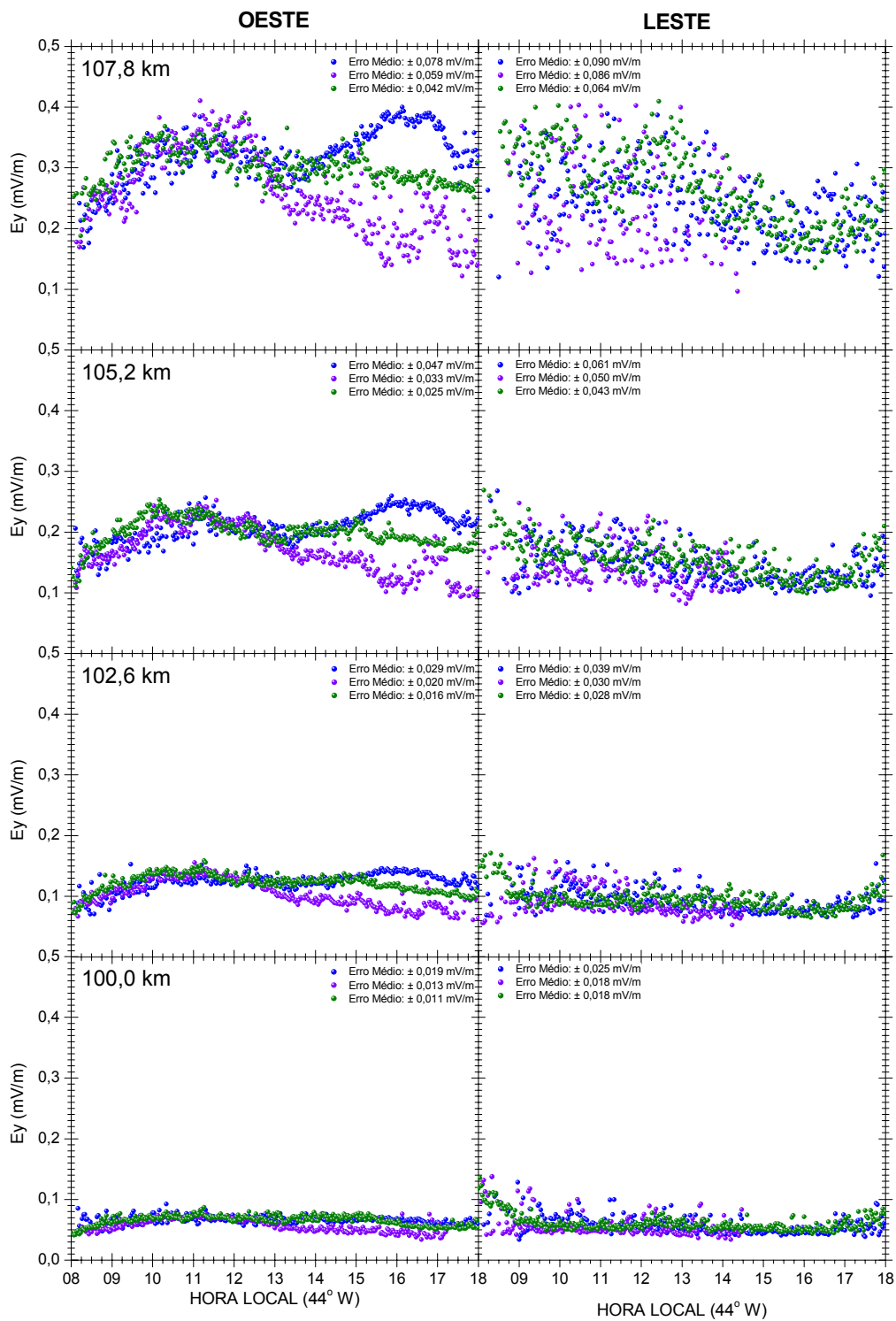


FIGURA 8.7 - Variação com altura do campo elétrico zonal (E_y) médio ao longo do dia para os três períodos de 2002: (azul) solstício de verão; (violeta) solstício de inverno; e (verde) equinócios, obtidos dos dados do radar RESCO operando com o feixe: (LESTE) com ângulo de zênite de 30° leste e (OESTE) com ângulo de zênite de 30° oeste.

Também serão discutidas na subseção 8.4.2, a seguir, as características dos campos elétricos do EEJ com respeito às suas variações diárias e diferenças sazonais. Em seguida, será comentada na subseção apropriada, a variação observada entre os valores dos campos elétricos obtidos com feixes leste e oeste, a qual ocorre nos primeiros horários da manhã até aproximadamente às 9 h, independente da altura de estudo.

As discussões com respeito às variações diárias, sazonais e ao perfil vertical dos campos elétricos se darão sobre os resultados obtidos com o feixe oeste. Isto foi feito porque, para quase todos os horários do dia, os valores dos campos elétricos observados com o feixe leste, especialmente os valores calculados para a altura de 107,8 km, apresentam uma dispersão acentuada.

Os reflexos desta dispersão estão evidentes nos valores das variâncias dos campos elétricos, as quais são de 15 a 40 % maiores do que as variâncias observadas para os dados do feixe oeste, nos mesmos períodos (veja a coluna de erros percentuais da TABELA 8.2 e da TABELA 8.3). Além disso, verificamos que o percentual de sucesso na determinação dos campos elétricos, a partir da estimação da frequência Doppler pelo programa de ajuste, atinge, no máximo, 91 % para os dados do feixe leste, enquanto que no caso do feixe oeste os percentuais de sucesso atingem até 98 %.

Porém, o argumento mais forte para a desconsideração dos valores dos campos elétricos do feixe leste, nestas discussões, ainda é de que os dados do feixe leste realmente apresentam uma dispersão muito maior do que aquela observada nos dados do feixe oeste, como pode ser comprovado pelo gráfico da FIGURA 8.8.

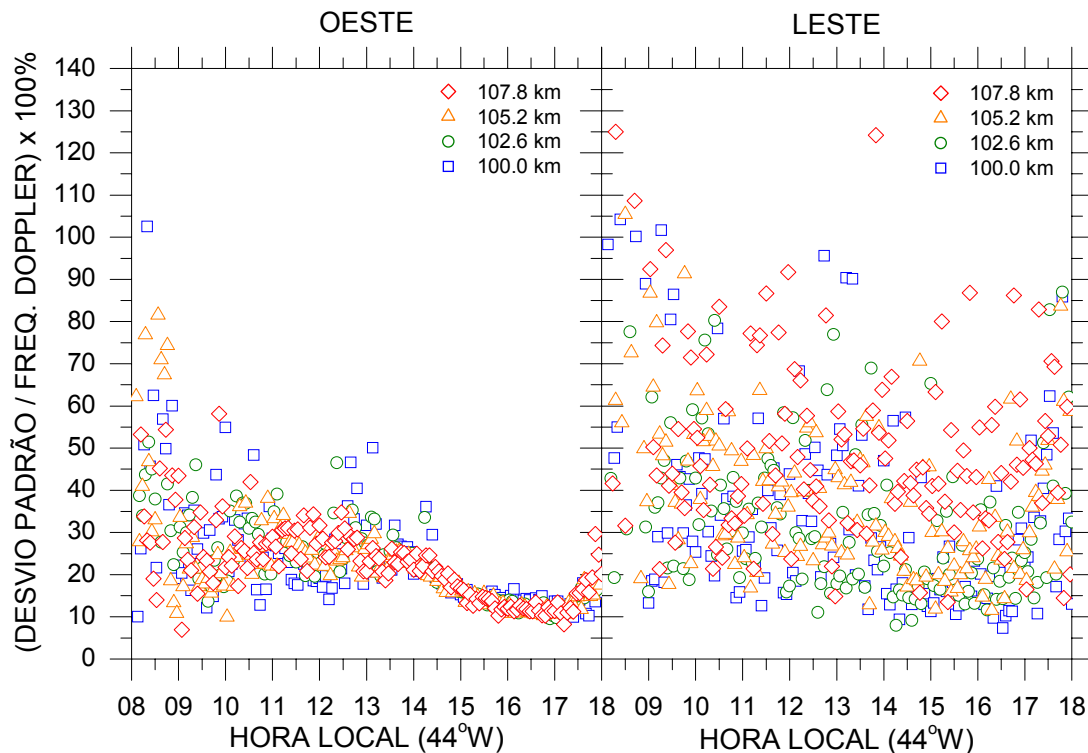


FIGURA 8.8 - Variação diárias das relações entre os desvios padrões das frequências Doppler médias (com respeito ao seu valor médio) e as próprias frequências Doppler médias estimada no período de verão nas quatro alturas de estudo, para os feixes leste e oeste do radar RESCO.

Nesta figura estão apresentadas, para os feixes leste e oeste do radar RESCO, as variações diárias das relações entre os desvios padrões das frequências Doppler médias (com respeito ao seu valor médio) e as próprias frequências Doppler médias estimadas no período de verão nas quatro alturas de estudo. Nós consideramos a dispersão dos dados obtidos com o feixe leste um reflexo da relação sinal-ruído muito baixa para este feixe, dificultando a correta estimativa da frequência Doppler. Na verdade, este fato não é completamente inesperado, pois nas análises de intensidade e formato do EEJ já havíamos observado uma assimetria de potência a favor do feixe oeste.

Porém, um aspecto importante que deve ser ressaltado é que a dispersão observada não invalida a obtenção dos campos elétricos calculados para o feixe leste, uma vez que a dispersão ocorre em torno do valor mais provável.

Isto pode ser verificado pela ordem de magnitude obtida para os valores, a qual está em concordância com a ordem de magnitude obtida com o feixe oeste. Entretanto, a dispersão das frequências dificulta uma análise mais aprofundada do perfil vertical, das variações sazonais e variações diárias. Assim, preferimos enfatizar os resultados obtidos com o feixe oeste, nestes casos.

8.4.1 Variação dos Campos Elétricos do EEJ com Altura

Nesta seção é discutido o aumento no valor dos campos elétricos à medida que aumenta a altura de observação do EEJ. Tanto os gráficos da FIGURA 8.6 quanto os gráficos da FIGURA 8.7 mostram que, para todos os horários do dia e independente da estação do ano, este aumento é observado. Os valores médios dos campos elétricos zonais (TABELA 8.2) variam de 1,5 a 4,6 mV/m, para ambos os feixes, na faixa de altura de 100 a 107,8 km. O mesmo ocorre com os valores médios do campo elétrico de polarização (TABELA 8.3), que variam entre 0,06 e 0,30 mV/m, para a mesma faixa de altura.

De fato, esta característica não é surpreendente. Nas análises da variabilidade das irregularidades do EEJ, discutidas nos capítulos anteriores, havíamos observado uma presença dominante das irregularidades do tipo Farley-Buneman na porção superior do EEJ. É sabido que este tipo de irregularidades de plasma somente se desenvolve quando o campo elétrico local atinge o limiar capaz de proporcionar o seu desenvolvimento. Portanto, sua observação predominante nas alturas mais elevadas do EEJ sugere que o valor dos campos elétricos deveria ser mais elevado na porção superior do EEJ, em comparação com seu valor apresentado nas porções inferiores.

A FIGURA 8.9 apresenta um exemplo de perfil vertical das velocidades das irregularidades de plasma do tipo deriva de gradiente para as alturas do EEJ. Esta figura mostra a variação diária das velocidades Doppler médias para as quatro alturas de estudo, no período de solstício de verão de 2002, sob condições calmas ($Kp \leq 3^+$), obtidas pelo radar RESCO, com feixe inclinado 30° para oeste. As barras de erro representam a variância da respectiva velocidade

Doppler, derivada do ajuste de curvas Gaussianas aos espectros de potência, pelo método de estimação de parâmetros, discutido no Capítulo 4.

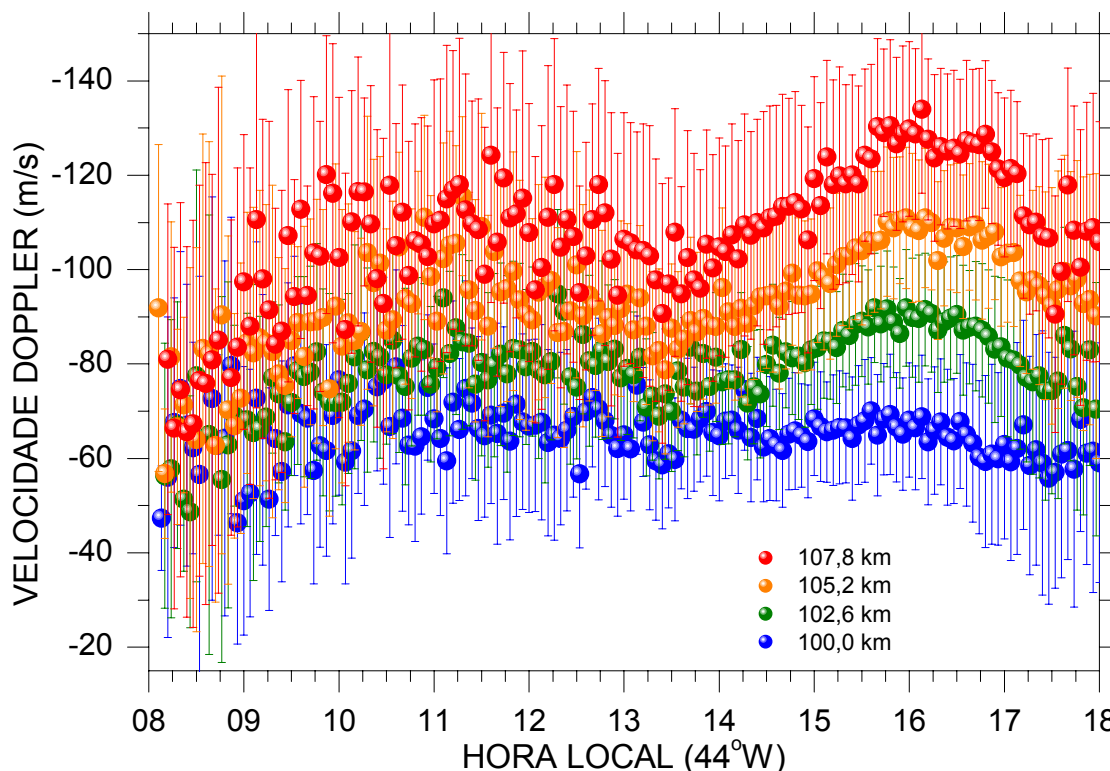


FIGURA 8.9 - Variação diária das velocidades Doppler médias para o período de solstício de verão de 2002 sob condições calmas ($Kp \leq 3^+$) obtidas pelo radar RESCO observando a região do EEJ utilizando feixe inclinado com ângulo de zênite de 30° para oeste. As barras de erro representam a variância da respectiva velocidade Doppler ajustada pelo método de estimação de parâmetros.

Como pode ser verificado neste gráfico, as velocidades de deslocamento Doppler das irregularidades do tipo deriva de gradiente apresentam os valores mais elevados na porção superior do EEJ. Este padrão foi observado em todos os períodos deste estudo. Estas velocidades de deslocamento são diretamente proporcionais ao campo elétrico de polarização e inversamente proporcionais ao campo magnético. Uma vez que o campo magnético varia menos de 1 % na faixa de altura de 100 a 110 km, esta variabilidade com altura nas velocidades é devida quase que exclusivamente aos campos elétricos. Portanto, podemos afirmar que os campos elétricos do EEJ apresentam valores mais elevados na sua porção superior.

Contudo, enquanto as velocidade de deslocamento Doppler apresentadas na FIGURA 8.9 aumentam com altura, por exemplo às 13 h, de 60 para 100 m/s, o campo elétrico de polarização (E_z) apresenta um aumento de 1,2 mV/m para, aproximadamente, 4,8 mV/m, no mesmo horário. Ou seja, enquanto as velocidades aumentam de um percentual de $\sim 70\%$, o campo elétrico de polarização quadruplica. Este efeito é devido à redução com altura do fator anisotrópico (ν_0), utilizado na Equação (8.1).

O valor dos campos elétricos zonais (E_y) segue o mesmo padrão dos campos elétricos de polarização (E_z). Mas a variação de E_y no horário das 13 h, tomado como exemplo, é maior do que a variação em E_z , ficando em torno de seis vezes (de 0,05 para 0,30 mV/m). Isto ocorre porque a Equação (8.4), a qual relaciona os campos elétricos de polarização e zonais, utiliza a condutividade integrada ao longo da linha de campo magnético. Quanto mais longas as linhas de campo, mais positiva será esta relação. Portanto, de acordo com os resultados observados, a integração da condutividade Hall e Pedersen ao longo das linhas de campo magnético parece estar compensando o efeito da redução da sua relação na faixa de altura de 100 a 107,8 km (veja FIGURA 8.5).

Finalmente, quando calculamos os campos elétricos de polarização a partir das velocidades de deslocamento Doppler, observamos uma amplificação do efeito da variação com altura porque o fator anisotrópico apresenta uma redução com altura. Da mesma forma, quando calculamos os campos elétricos zonais, a partir dos campos elétricos de polarização, observamos outra amplificação do efeito da variação com altura, devido à integração das condutividades Hall e Pedersen ao longo das linhas de campo magnético compensarem os efeitos de redução da relação entre estas condutividades na faixa de altura de estudo.

8.4.2 Variação Diária e Sazonal dos Campos Elétricos do EEJ

Nesta seção serão comentadas e discutidas, de forma inter-relacionada, as variações diária e sazonal nos valores dos campos elétricos do EEJ. Com

respeito à variação diária do valor dos campos elétricos do EEJ, podemos dividir o dia em dois períodos distintos. O primeiro período vai das primeiras horas da manhã até em torno das 13 h. O segundo período se inicia neste horário e vai até o final do dia.

No primeiro período do dia, observamos uma quase concordância nos valores dos campos elétricos, independente da estação. Todas as curvas apresentam um aumento no seu valor, alcançando um máximo em torno das 11 h, seguido de um pequeno decréscimo até aproximadamente às 13 h. A partir deste ponto o segundo período se inicia. As curvas dos valores dos campos elétricos divergem de acordo com as estações do ano. Na altura de 100 km, os valores correspondentes ao verão se confundem com os valores correspondentes ao período de equinócios, mas os primeiros nitidamente sobressaem-se em todas as alturas superiores. Com respeito aos valores correspondentes ao período de inverno, eles são os menores em todas as alturas.

O comportamento dos valores do campo elétrico do segundo período do dia difere com relação ao primeiro. Enquanto, os valores do campo elétrico no verão apresentam uma recuperação até o horário aproximado das 16 h, seguido de um posterior decréscimo, os valores do campo elétrico para os demais períodos continuam a decrescer após as 13 h. Porém, no inverno os valores se reduzem com uma taxa maior do que aqueles referentes ao período de equinócios. Neste ponto de nosso estudo, ainda não temos condições de identificar a causa provável da recuperação dos campos elétricos, a qual ocorre somente nos horários da tarde do período do verão, a ponto dos campos apresentarem um segundo máximo de intensidade em torno das 16 h. Mas é fato que a condutividade Hall foi favorecida em relação à condutividade Pedersen, levando ao aumento da relação entre estas condutividades. Este aumento foi intensificado devido ao efeito integrado ao longo da linha de campo magnético. Além disso, o fator anisotrópico deve ter sido reduzido, o que causa o aumento da velocidade de fase, explicando o fenômeno observado.

Uma tentativa de explicação poderia ser atribuída a um aumento nas taxas de recombinação das reações químicas de perda de densidade eletrônica. Com uma redução na densidade eletrônica, as taxas de colisões elétrons-neutros teriam uma redução maior do que as taxas de colisões íons-neutros, enquanto as frequências ciclotrônicas não sofreriam alterações significativas. Isto poderia explicar as variações sugeridas nas condutividades Hall e Pedersen.

8.4.3 Variação dos Campos Elétricos do EEJ com a Geometria de Observação pelo Radar

A comparação que realizamos entre os feixes leste e oeste diz respeito à variação dos campos elétricos nos primeiros horários da manhã, até aproximadamente às 9 h. Mesmo considerando a dispersão observada nos dados do feixe leste, nesta faixa de horário, há uma discrepância evidente nos resultados dos valores de campo elétrico. Nos resultados observados com os dados do feixe leste, os campos elétricos apresentam uma clara diminuição de seu valor. Enquanto isso, nos resultados observados com os dados do feixe oeste, eles aumentam o seu valor. Veja, por exemplo, os campos elétricos correspondentes aos períodos de equinócios (pontos verdes) na FIGURA 8.6.

Esta diferença no comportamento dos campos elétricos neste horário é o reflexo da diferença dos valores das velocidades de deslocamento Doppler das irregularidades de plasma do tipo deriva de gradiente, as quais seguem o mesmo padrão. Esta diferença confirma a presença de uma assimetria em frequências / velocidades, semelhante àquela observada para a potência recebida pelos feixes leste e oeste (Capítulo 7).

Segundo Kudeki et al. (1985) esta assimetria é um reflexo do movimento líquido descendente de elétrons nas alturas do EEJ, que ocorre durante o dia. Em seus cálculos eles afirmam que na presença de uma perturbação puramente senoidal, a assimetria entre os valores observados para os dois feixes pode chegar a 6%. Ainda em seu trabalho, eles afirmam que esta

diferença pode crescer até 20 % se considerados os efeitos não lineares das irregularidades de plasma.

Observando a geometria da sondagem do EEJ pelo radar RESCO, verificamos que esta teoria pode ser uma alternativa de explicação para a diferença observada entre os campos elétricos obtidos com os dois feixes nos horários até às 9 h. Na FIGURA 8.10 representamos a geometria da sondagem do EEJ pelo radar RESCO, na presença de um movimento descendente (V_z) das irregularidades, sobreposto ao seu deslocamento natural para oeste (V_y).

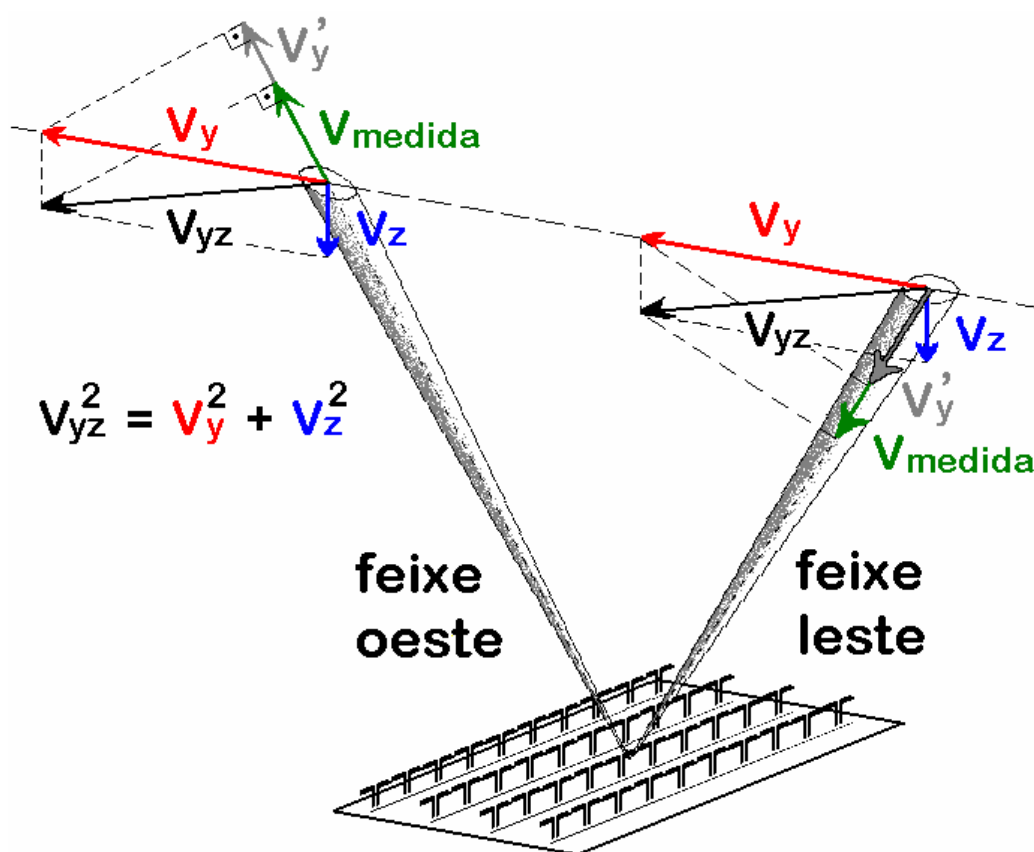


FIGURA 8.10 - Geometria da sondagem oblíqua do EEJ pelo radar RESCO na presença de um movimento descendente das irregularidades (V_z), sobreposto ao seu deslocamento natural para oeste (V_y).

Como pode ser observado, na presença do movimento descendente (V_z), a velocidade medida pelo radar (V_{medida}), quando este está sondando o EEJ com feixe oeste, é inferior à componente da velocidade de propagação horizontal

(V_y) na direção do feixe do radar (V_y'), devido ao resultado líquido do movimento. Quando o radar está sondando com feixe leste, ocorre o contrário. Ou seja, a velocidade medida pelo radar (V_{medida}) é superior à componente da velocidade de propagação horizontal (V_y) na direção do feixe do radar (V_y').

A FIGURA 8.11 apresenta em detalhe a variação do campo elétrico de polarização (E_z) médio, restrito aos horários entre 8 e 9 h, calculado para a altura de 105,2 km e para o período de equinócio, obtidos dos dados do radar RESCO, operando com o feixe inclinado 30° para leste (pontos azuis) e 30° para oeste (pontos vermelhos). Nesta figura, observamos que a diferença entre os valores obtidos entre os dois feixes é superior a 50 % (~ 5,5 mV/m para o feixe leste e ~ 2,5 mV/m para o feixe oeste) nos horários próximos às 8 h.

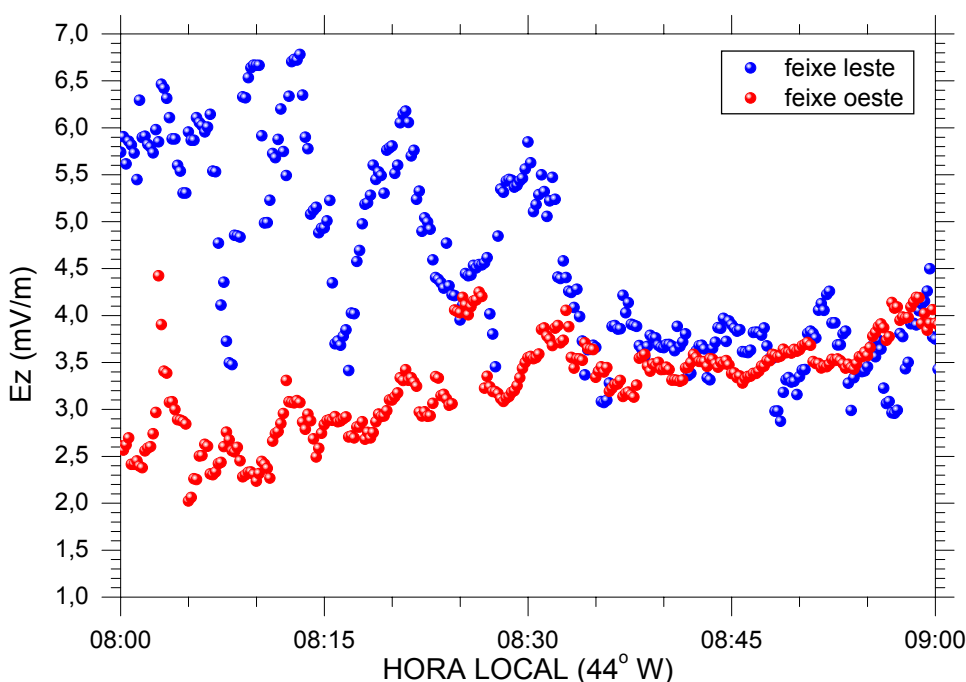


FIGURA 8.11 - Variação do campo elétrico de polarização (E_z) médio nos horários entre 8 e 9 h, calculado para a altura de 105,2 km e para o período de equinócios, obtidos dos dados do radar RESCO operando com o feixe: com ângulo de zênite de 30° leste (pontos azuis) e com ângulo de 30° oeste (pontos vermelhos).

Dessa forma, a teoria apresentada por Kudeki et al. (1985) para explicar esta diferença pode estar correta mas, como pôde ser visto, certamente ela não explica a totalidade da diferença. Contudo, apesar de apontarmos que a teoria

de Kudeki et al. (1985) pode não estar completa, ainda não temos condições de apresentar uma teoria completa para explicar o fenômeno da assimetria leste-oeste de frequências. A apresentação de uma teoria mais completa é, contudo, um objetivo de estudo futuro.

Uma outra característica dos campos elétricos que pode ser observada na FIGURA 8.6, na FIGURA 8.7 e, mais claramente, na FIGURA 8.11 é a presença de algumas oscilações em pequena escala de tempo (~ 5 min). Também é um dos objetivos de trabalhos futuros, uma análise espectral destes campos elétricos. Com isso, tentamos identificar os principais períodos destas variações e, em uma segunda etapa, tentar identificar e/ou relacionar possíveis fontes destas variações.

CAPÍTULO 9

CONCLUSÕES

As principais contribuições deste estudo da eletrodinâmica da ionosfera equatorial durante o período de máxima atividade solar (1999-2002) são listadas a seguir.

1. Criação de uma ferramenta de análise de dados de radares coerentes que utiliza uma nova abordagem desta técnica, otimizando a análise para variações temporais ao invés de espaciais.
2. Criação de uma rotina genérica de restrição no espaço de busca de parâmetros de curvas matemáticas ajustadas a dados físicos. Esta rotina permitirá a investigação da melhor abordagem com respeito ao peso aplicado sobre a função de penalidades dos parâmetros que tenderem a um mínimo local;
3. Realização de uma análise inédita no setor longitudinal brasileiro com respeito à verificação das características da presença de irregularidades de plasma de 3 metros, sob condições magnéticas perturbada e calma. Esta análise também incluiu o estudo da dependência da intensidade das irregularidades com campos elétricos de penetração imediata, os quais podem ocorrer em períodos magneticamente perturbados.
4. Verificação de uma dependência na resposta das irregularidades aos campos elétricos de propagação imediata, relacionados com períodos perturbados e com a hora local. Esta verificação fornece uma importante característica da região equatorial que pode ser usada numa tentativa de previsão do clima espacial.
5. Ratificação dos resultados obtidos em trabalhos anteriores sobre a distribuição vertical das irregularidades de plasma e demonstração

inédita de que as irregularidades do tipo deriva de gradiente apresentam sensibilidade ao nível de perturbação magnética, uma vez que elas podem ser observadas mais intensamente em altitudes superiores às normalmente esperadas, em condições magnéticas perturbadas.

6. Criação de um novo método de parametrização dos mapas RTI que tornou possível a obtenção de, pelo menos, quatro parâmetros da região de espalhamento do EEJ, permitindo que diversos aspectos desta região possam ser analisados em separado ou correlacionados. Com isso, fornecemos importantes variáveis que podem contribuir na criação de modelos empíricos do EEJ.
7. Realização de um estudo da potência recebida pelos feixes leste e oeste do radar RESCO, determinando a presença da assimetria de potência leste-oeste no setor brasileiro e confirmando que este é um fenômeno global e independente da atividade magnética e da sazonalidade.
8. Criação de um método de estimação da assimetria de potência que permitiu a quantificação desta em termos de relação de potência e da espessura da região de espalhamento do EEJ.
9. Observação de uma elevação do centro da região de espalhamento do EEJ e sua variabilidade sazonal e de acordo com o nível de perturbação magnética;
10. Observação de uma região de espalhamento após o pôr-do-Sol no solstício de verão, sob condições magneticamente calmas. Além disso, verificação de indícios de sua formação e sua inibição no mesmo período, sob condições magneticamente perturbadas.
11. Criação de uma nova abordagem na metodologia de cálculo de campos elétricos do EEJ, baseado na sua relação com as velocidades de deslocamento das irregularidades de plasma e com as condutividades

ionosféricas, permitindo que, pela primeira vez, fossem determinados os valores do campo elétrico de polarização e zonais nas alturas do EEJ, para o setor brasileiro, a partir de dados de radares coerentes.

12. Desenvolvimento de um modelo de condutividade integrada, baseado em simulações de densidade eletrônica, as quais são corrigidas por dados de sondagens por ionossondas, e de características da atmosfera neutra, para a região do EEJ no setor longitudinal brasileiro, levando em consideração a declinação magnética e o deslocamento do equador magnético em relação ao equador geográfico.

13. Estudo das variações horárias, sazonais e com altura dos campos elétricos de polarização e zonal do EEJ, sob atividade magnética calma, mostrando características de aumento do campo elétrico com altura de estudo, variações diurnas diferenciadas entre as estações do ano, assimetria de frequência e oscilações de pequena escala de tempo.

As principais conclusões deste estudo, as quais podem ser arroladas das discussões apresentadas nos capítulos anteriores, são:

A escolha do método de restrições no espaço de busca dos parâmetros para estimação de duas Gaussianas dos espectros de potência obtidos com o radar RESCO mostrou não produzir melhora significativa, nos moldes como foi aplicada a restrição. Contudo, acreditamos que essa técnica apresenta um excelente potencial em casos específicos.

O método de estimação de parâmetros escolhido para estimação dos parâmetros dos espectros de potência foi o método tradicional de Levenberg-Marquardt, utilizando o janelamento do espectro. Ele apresenta uma melhor capacidade de estimar os valores da frequência Doppler das irregularidades de plasma do tipo deriva de gradiente do EEJ. Porém, os valores obtidos para esta frequência devem ser avaliados com base em critérios físicos envolvidos no fenômeno em estudo.

O estudo da variabilidade das irregularidades de 3 metros do EEJ no setor longitudinal brasileiro, sob atividade auroral calma e perturbada, proporcionou um bom panorama de alguns aspectos importantes do EEJ, baseado na análise de dados de uma semana de campanha.

Um elevado grau de variabilidade de curto período foi observado nas características da potência espectral das irregularidades de 3 metros do EEJ, durante o período observacional selecionado para o estudo. Durante períodos de sub-tempestades magnéticas, associados com intensificação do eletrojato auroral, as mudanças transientes no EEJ estão claramente correlacionadas com as variações nos índices aurorais.

Intensificações no índice auroral produzem, em geral, um acréscimo na intensidade de corrente do EEJ e nas suas instabilidades de plasma de 3 metros. Estas intensificações podem ser atribuídas a penetrações imediatas, em latitudes equatoriais, de campos elétricos com sentido leste gerados na região auroral, devido a perturbações magnéticas. A fase de recuperação, após a intensificação dos índices aurorais, foi associada com um decréscimo dos efeitos observados no EEJ, devido a campos elétricos PP com sentido oeste.

A relação entre as fases da atividade auroral e os efeitos observados no EEJ estão em boa concordância com resultados anteriores e com as predições de modelos globais. Contudo, como um resultado novo, foi verificado que, na presença de uma intensificação na corrente anelar, tal relação de fases torna-se ambígua ou até é invertida em alguns casos.

Foi constatado que a amplitude da resposta do EEJ, em termos da intensidade de corrente e da potência espectral dos ecos das irregularidades de 3 metros, é dependente da hora local, apresentando maiores amplitudes próximas ao meio-dia local e menores amplitudes nos horários matutinos e vespertinos. Estes resultados mostram a influência da condutividade ionosférica na resposta do EEJ às perturbações de campo elétrico. De nenhum modo sugerem um padrão de variação do próprio campo elétrico perturbado com a hora local.

Em média, o campo elétrico da região E equatorial enfraquece em um dia perturbado, se comparado com um dia magneticamente calmo. Como consequência, as irregularidades do tipo deriva de gradiente tornam-se predominantes nas alturas do EEJ (exceto por transientes causados pelo efeito perturbado). Em adição, foi observado que a altura da região onde as irregularidades do tipo 2 dominam aumenta em dias perturbados.

Como outro resultado importante, verificamos que a velocidade de fase observada das ondas do tipo 1, a qual é limitada ao valor da velocidade iônica-acústica, é sensivelmente aumentada (alcançando valores da ordem de 500 m/s) durante condições perturbadas. Este fenômeno é atribuído a um possível aumento das temperaturas do plasma.

Uma grande variabilidade da intensidade de corrente do EEJ e da potência dos ecos das irregularidades de 3 metros sobre São Luís é observada mesmo sob o período com condições magneticamente “calmas” deste estudo. As características destas variabilidades sugerem a influência de uma dinâmica da atmosfera neutra estendida geograficamente sobre toda área do setor sul-americano. Porém, a ausência de dados relacionados com a dinâmica neutra não nos permite a confirmação desta possibilidade com base quantitativa. Uma verificação desta hipótese é uma boa sugestão de futuros trabalhos relacionados com a variabilidade do EEJ.

O estudo de análise de intensidade e formato do EEJ, baseado nos dados do radar RESCO obtidos no período inicial de 2001, confirma a existência de uma assimetria leste-oeste na potência do sinal recebido pelo espalhamento dos pulsos do radar nas irregularidades de 3 metros do EEJ, no setor brasileiro. Este estudo inicial mostrou que a potência recebida, quando o feixe da antena está direcionado para oeste, é de ~3,7 vezes mais forte do que a mesma potência quando o feixe está observando à leste. Além disso, este fator se mantém quase constante durante todo o dia.

A extensão deste estudo para verificarmos os efeitos da sazonalidade e do nível de perturbação magnética, realizado com os dados do radar RESCO, obtidos no ano de 2002, ratifica a conclusão acima. Foi confirmada a existência de uma assimetria leste-oeste na potência do sinal recebido pelo espalhamento dos pulsos do radar nas irregularidades de 3 metros do EEJ, no setor brasileiro. Este estudo estendido mostrou que a potência recebida, quando o feixe da antena está direcionado para oeste é de 3 a 4 vezes mais forte do que a mesma potência, quando o feixe está observando à leste. Além disso, a assimetria é menor durante os horários do amanhecer e mais elevada no final da tarde, devido, em parte, à abordagem da análise de ruído. Mas, de uma forma geral, ela se mantém aproximadamente constante durante os horários em torno do meio-dia local. Finalmente, a assimetria de potência leste-oeste pode diminuir em até 1/4 do seu valor durante períodos magneticamente perturbados, porém não há diferença significativa entre as estações do ano.

A análise do EJC mostrou que seu comportamento médio diurno é caracterizado por uma ascensão no período do entardecer. Tal ascensão apresenta uma forma exponencial, com EJC aumentando em torno de 5 km em um período de, aproximadamente, 4 h, no estudo realizado com os dados de 2001, e aumentando de 5 a 7 km no mesmo período, no estudo estendido com os dados de 2002.

Uma explicação para esta elevação foi sugerida em termos de um possível aumento da taxa de colisão íons-neutros (ν_i), através do aumento da temperatura ionosférica, superposto a uma ascensão da porção da região E com gradiente de densidade favorável à formação das irregularidades do tipo deriva de gradiente, dominantes nos horários vespertinos. Índícios que colaboram para esta teoria foram apresentados em termos da maior insolação nos períodos em torno do solstício de verão e da deposição de energia, devido a distúrbios magnéticos.

Uma característica curiosa do EJC também foi evidenciada na forma do surgimento de uma nova região de espalhamento em alturas inferiores do EEJ, aproximadamente, às 17 h 40 min.

Nossa análise do EJT mostrou que este parâmetro apresenta, nas horas matutinas, uma variabilidade acentuada, a qual foi atribuída à variabilidade dia-a-dia do campo elétrico da região E, em conformidade com a variabilidade da componente horizontal do campo magnético, observadas com magnetômetros em São Luís.

Foram observados um estreitamento e um alargamento da região de espalhamento do EEJ, ao longo das horas do dia. Esta é uma característica normal que faz parte do padrão médio de variação de comportamento diurno do EEJ. O efeito assimétrico observado após as 17 h, foi, em parte, atribuído a um possível deslocamento do feixe do radar da direção magnética leste-oeste ideal. A diferença significativa entre EJT_w e EJT_e , apresentada ao longo de todos os horários, é inerente à assimetria em EJP.

A análise de EJP para este período parece ter trazido à tona o aspecto interessante do súbito aparecimento de instabilidade Farley-Buneman no EEJ. Essa característica manifesta-se como um repentino aumento nas barras de confiança do EJP, que ocorre pouco antes do meio dia local.

O claro surgimento de uma região de espalhamento, nos horários após o pôr-do-Sol (entre ~18 h e 19 h 30 min), foi observado nos mapas RTI relativos ao período calmo de verão nos dados de 2002. Nos mapas relativos ao período perturbado, apenas uma tendência de aparecimento (ou formação) deste evento foi percebida. Concordante com esse ressurgimento da região de retro-espalhamento, foi observada uma ascensão do EJC e um acréscimo no EJN percebido pelo radar. O aumento do EJN, acompanhado da ascensão do EJC, nos horários nos quais a região de retro-espalhamento é observada, é um indício de que a temperatura local pode estar participando no controle desta ascensão. Uma tentativa de explicação para o aparecimento desta região foi

apresentada, relacionando a sua observação ao fenômeno conhecido do pico de pré-inversão do campo elétrico zonal.

Com relação aos estudos de campos elétricos nas alturas do EEJ, mostramos que os valores encontrados neste estudo são concordantes e estão dentro da faixa de valores apresentados em estudos semelhantes, realizados por outros pesquisadores, para os setores peruano e indiano. Com isso, confirmamos que a técnica desenvolvida de obtenção dos campos elétricos, a partir de dados de radares coerentes, utilizada neste estudo contribui para os estudos do EEJ na região brasileira.

No presente estudo, realizamos os primeiros experimentos neste sentido. Criamos um modelo de condutividade eletrônica que se mostrou capaz de oferecer resultados consistentes com outros encontrados na literatura e que é adequado para os cálculos de condutividade integrada da ionosfera equatorial do setor brasileiro.

Nós mostramos que o perfil do campo elétrico apresenta um aumento nos seus valores à medida que a altura de observação do EEJ aumenta. Mostramos ainda, que este aumento ocorre para todos os horários do dia e independente da estação do ano. Verificamos que ao calcularmos os campos elétricos de polarização a partir das velocidades de deslocamento Doppler, observamos uma amplificação do efeito da variação com altura porque o fator anisotrópico apresenta uma redução com altura. De forma semelhante, verificamos que ao calcularmos os campos elétricos zonais a partir dos campos elétricos de polarização, nós observamos outra amplificação do efeito da variação com altura devido à integração das condutividades Hall e Pedersen ao longo das linhas de campo magnético compensarem os efeitos de redução da relação entre estas condutividades na faixa de altura de 100 a 107,8 km.

Com respeito à sazonalidade e à variação diária dos valores dos campos elétricos, mostramos que eles apresentam uma boa concordância nos horários matutinos até aproximadamente às 13 h, independente das estações do ano.

Todas as curvas apresentam um aumento no seu valor, alcançando um máximo em torno das 11 h, seguido de um decréscimo. A partir deste ponto, as curvas dos campos elétricos divergem de acordo com as estações do ano. Os valores dos campos elétricos correspondentes ao verão sobressaem-se em quase todas as alturas. Eles apresentam uma recuperação no seu valor até o horário aproximado das 16 h, seguido de um posterior decréscimo. Os valores do campo elétrico para os demais períodos de estudo continuam a decrescer após as 13 h, sendo que com uma taxa maior no período de inverno. Uma tentativa de identificar a causa provável da recuperação dos campos elétricos nos horários da tarde, a qual ocorre somente no período do verão, foi apresentada em termos de um aumento nas taxas de recombinação das reações de perda de densidade eletrônica.

Ainda no estudo de campos elétricos do EEJ, confirmamos a presença de uma assimetria em frequências / velocidades, semelhante àquela observada para a potência recebida pelos feixes leste e oeste. Apresentamos em detalhes a variação do campo elétrico zonal médio, onde identificamos uma diferença entre os valores dos campos elétricos obtidos entre os dois feixes, superior a 50 % ($\sim 5,5$ mV/m para o feixe leste e $\sim 2,5$ mV/m para o feixe oeste), nos horários próximos às 8 h. Com isso, sugerimos que a teoria apresentada por Kudeki et al. (1985) para explicar esta diferença pode estar correta mas, certamente, ela não explica a totalidade da diferença. Finalmente, observamos a presença de oscilações em pequena escala de tempo (~ 5 min) nos valores dos campos elétricos.

Apresentamos a seguir uma pequena lista de sugestões de estudos futuros que podem ser realizados relacionados a partir deste trabalho de tese.

1. Realizar um estudo de ajuste de curvas Gaussianas aos espectros de potência obtidos de dados simulados e reais, utilizando a técnica de restrição no espaço de parâmetros, inferindo diferentes pesos para a função de penalidades dos parâmetros.

2. Estudar a variação com a hora local da altura da base da camada E_{sq} , obtida de ionogramas da estação de São Luís, separando de acordo com o nível de atividade magnética e com as estações do ano, com a finalidade de entender o estudo prévio realizado com os dados de 1999.
3. Estender o estudo de assimetria da potência leste-oeste para determinar a existência de uma correspondente assimetria nas frequências Doppler das irregularidades do tipo Farley-Buneman e deriva de gradiente.
4. Separar os dados do radar RESCO obtidos nos solstício de verão de 2002, de acordo com o nível de perturbação magnética para determinar o nível de perturbação capaz de inibir a ressurgência de uma região de retro-espalhamento.
5. Implementar métodos de determinação de ventos neutros dos dados do radar RESCO pelo método de 3 ou mais feixes, com a finalidade de determinar a componente zonal desta variável e aperfeiçoar os cálculos de campos elétricos.
6. Realizar uma análise espectral dos valores dos campos elétricos, obtidos com os feixes leste e oeste do radar RESCO, restrita aos primeiros horários da manhã, com objetivo de precisar o período das variações de pequena escala de tempo observada nestes horários e tentar correlacionar estas variações com sua fonte causadora.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Abdu, M. A. *Equatorial spread F and ionosphere – thermosphere system: a review*. **Trends in Geophysical Research**, v. 2, p. 193-209, 1993.
- Abdu, M. A., Batista, I. S., Sobral, J. H. A. *A new aspect of magnetic declination control of equatorial spread F and F region dynamo*. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. A10, p. 14897-14904, Oct. 1992.
- Abdu, M. A., Sobral, J. H. A., de Paula, E. R., Batista, I. S., *Magnetospheric disturbance effects on equatorial ionization anomaly (EIA): an overview*. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 53, n. 8, p. 757-771, 1991.
- Abdu, M. A., Denardini, C. M., Sobral, J. H. A., Batista, I. S., Muralikrishna P., de Paula, E. R., *Equatorial electrojet irregularities investigations using a 50 MHz back-scatter radar and a Digisonde at São Luís: Some initial results*. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n.12-14, p. 1425-1434, 2002.
- Abdu, M. A., Denardini, C. M., Sobral, J. H. A., Batista, I. S., Muralikrishna P., Iyer, K. N., Veliz, O., de Paula, E. R., *Equatorial electrojet 3-m irregularity dynamics during magnetic disturbances over Brazil: results from the new VHF radar at São Luís*. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, in press, 2003.
- Abdu, M. A., Medeiros, R. T., Sobral, J. H. A., Bittencourt, J. A. *Spread F plasma bubble vertical rise velocities determined from spaced ionosonde observations*. **Journal of Geophysical Research**, v. 88, n. A11, p. 9197-9204, Dec. 1983.

- Abdu, M. A., Sastri, J. H., Luhr, H., Tachihara, H., Kitamura, T., Trivedi, N. B., Sobral, J. H. A. *DP 2 electric field fluctuations in the dusk-time dip equatorial ionosphere*. **Geophysical Research Letters**, n. 25, n. 9, p. 1511-1514, May 1998.
- Abdu, M. A., Sastri, J. H., MacDougall, J., Batista, I. S., Sobral, J. H. A. *Equatorial disturbance dynamo electric field longitudinal structure and spread F: a case study from GUARA/EITS campaigns*. **Geophysical Research Letters**, v. 24, n. 13, p. 1707-1710, July 1997.
- Aikin A. C., Goldberg, R. A. *Metallic ions in the equatorial ionosphere*. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. A7, p. 734-745, 1973.
- Akasofu, S. I., Chapman, S. **Solar–Terrestrial Physics**. Oxford: Oxford University Press, 1972.
- Baker, W. G., Martyn, D. F. *Conductivity of the ionosphere*. **Nature**, v. 170, n. 4339, p. 1090-1092, 1953.
- Balsley, B. B. *A portable, frequency coherent spectrum analyzer for radar applications*. **NOAA Technical Report**, Mar. 1971. (ERL 204-AL 5)
- Balsley, B. B. *A longitudinal variation of electron drift velocity in the equatorial electrojet*. **Journal of Geophysical Research**, v. 75, n. A22, p. 4291-4297, Aug. 1970.
- Balsley, B. B. *Electric fields in the equatorial ionosphere: a review of technique and measurements*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, p. 1035-1044, 1973.
- Balsley, B. B. *Evidence of the nighttime current reversal in the equatorial electrojet*. **Annales de Géophysique**, v. 22, fasc. 3, p. 406-470, 1966.

- Balsley, B. B. *Some characteristics of non-two stream irregularities in the equatorial electrojet*. **Journal of Geophysical Research**, v. 74, n. A09, p. 2333-2347, May 1969.
- Balsley, B. B., Gage, K. S. *The MST radar technique: potential for middle atmosphere studies*. **Pure and Applied Geophysics**, v. 118, p. 452-493, 1980.
- Balsley, B. B., Woodman, R. F. *Ionospheric drift velocity measurements at Jicamarca, Peru (July 1967 – March 1970)*. **World Data Center A - Upper Atmosphere Geophysics**. Boulder - CO - USA, 1971. (Report UAG-17)
- Balsley, B. B., Woodman, R. F. *On the control of the F–region drift velocity by the E–region electric field: experimental evidence*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 31, p. 865-867, 1969.
- Balsley, B. B., Fejer, B. G., Farley, D. T. *Radar measurements of neutral winds and temperatures in the equatorial E region*. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, n. A7, p. 1457-1459, Mar. 1976.
- Banks, P. M., Kockarts, G. **Aeronomy**. London: Academic Press, 1973
- Bard, Y. **Non linear parameter estimation**. Academic Press, 1974.
- Barton, D. K. **Radar system analysis**. New Jersey: Prentice Hall, 1964.
- Batista, I. S., Abdu, M. A., Bittencourt, J. A. *Equatorial F region vertical plasma drift: seasonal and longitudinal asymmetries in the American sector*. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. A11, p. 12055-12064, Nov. 1986.
- Bergland, G. D. *A guided tour of the fast Fourier transform*. **IEEE Spectrum**, v. 6, p. 41-52, 1969.
- Bevington, P. R., Robinson, D. K. **Data reduction and error analysis for the physical science**. McGraw-Hill, 1992.

Bilitza, D. **DGRF / IGRF Geomagnetic Field Model 1945 - 2005**. Disponível em: <<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model/models/igrf.html>> Acesso em: Jun. 2003a.

Bilitza, D. **International Reference Ionospheric Model - IRI**. Disponível em: <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model/models/iri_n.html> Acesso em: Nov. 2003b.

Bittencourt, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. São José dos Campos: FAPESP, 1995.

Blanc, M., Richmond, A. D., *The ionospheric disturbance dynamo*. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, n. A4, p. 1669-1686, Apr. 1980.

Booker, H. G., Gordon, W. E. *Outline of a theory of radar scattering in the troposphere*. **Journal of Geophysical Research**, v. 55, n. 3, p. 241-246, Sep. 1950.

Bowles, K. L., Balsley, B. B., Cohen, E. *Field aligned E region irregularities identified with acoustic plasma waves*. **Journal of Geophysical Research**, v. 68, n. A9, p. 2485-2501, May 1963.

Bowles, K. L., Cohen, R. *A study of radio wave scattering from sporadic E near the magnetic equator*. In: Smith, E. K. e Matsushita, S. ed., **Ionospheric sporadic E**, London: Pergamon Press, 1962. Cap. 5.

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, Jun. 1960.

Buneman, O. *Excitation of field aligned sound waves by electron streams*. **Physical Review Letters**, v. 10, n.7, p. 285-287, Apr. 1963.

- Chapman, S., *The Equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru and elsewhere*. **Archives Fur Meteorology, Geophysics And Bioclimatologie**, A 44, p. 368-390, 1951.
- Chapman, S., Bartels, J. **Geomagnetism**. London: Oxford University Press, 1940. v. 2.
- Chau, J. L., Farley, D. T., Balsley, B. B., *East-West asymmetry in type 1 electrojet echoes at Jicamarca*. In: International Symposium on Equatorial Aeronomy, ISEA 10, May 2000, Antalya (Turkey). **Abstract Notebook**, 2000.
- Chen, F. F. **Introduction to plasma physics**. New York: Plenum Press, 1974.
- Cochran, T. W., Cooley, J. W., Favin, D. L., Helms, H. D., Kaenel, R. A., Lang, W. W., Maling Jr., G. C., Nelson, D. E.; Rader, C. M.; Welch, P. D. *What is the fast Fourier transform?* **IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics**, v. AU-15, p. 45-55, 1967.
- Cohen, R. *Phase velocities of irregularities in the equatorial electrojet*. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. A13, p. 2222-2231, May 1973.
- Cohen, R., Bowles, K. L., Calvert, W. *On the nature of equatorial slant sporadic E*. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, n. A3, p. 965-972, Mar. 1962.
- Cohen, R., Bowles, K. L. *Secondary irregularities in the equatorial electrojet*. **Journal of Geophysical Research**, v. 72, n. A03, p. 885-894, Feb. 1967.
- Cooley, J. W., Tukey, J. W. *An algorithm for the machine calculation of complex of complex Fourier series*. **Mathematics of Computation**: The American Mathematical Society, v. 19, p. 297-301, 1969.
- Cowling, T. G. *The electrical conductivity of an ionized gas in a magnetic field, with applications to the solar atmospheric and the ionosphere*. **Proceeding of the Royal Society of London** , v. A183, n. 995, p. 453-479, 1945.

- Crain, D. J., Heelis, R. A., Bailey, G. J. *Effects of electrical coupling on equatorial ionosphere motion: when is the F region a dominant driver in the low latitude dynamo?* **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. A4, p. 6033-6037, Apr. 1993.
- Crochet, M., Hanuise, C., Broche, P. *HF radar studies of two stream instability during an equatorial counter electrojet.* **Journal of Geophysical Research**, v. 84, n. A09, p. 5223-5233, Nov. 1979.
- Cunha Neto, A. **Observatório Espacial de São Luís - MA**. Disponível em: <<http://www.dae.inpe.br/slz/>> Acesso em: Out. 2003.
- Curry, H. B. *The method of steepest descent for non-linear minimization problem.* **Quarterly Applied Mathematics**, v. 2, n.1, p. 258-261, Apr. 1944.
- Davies, K. **Ionospheric Radio Propagation**. Washington: National Bureau of Standards Monograph, 1965.
- Denardini, C. M. **Desenvolvimento de um sistema de correção de fase para o radar ionosférico de São Luís do Maranhão**. São José dos Campos. 137p. Dissertação (Mestrado) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1999.
- Denardini, C. M., Abdu, M. A., Sobral, J. H. A. *VHF radar studies of the equatorial electrojet 3-meter irregularities over Sao Luis: day-to-day variabilities under auroral activity and quiet conditions.* **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, (aceito), 2003a.
- Denardini, C. M., Abdu, M. A., Sobral, J. H. A. *East-West asymmetry in the back-scatter power signal from 3m-irregularities of the EEJ in the Brazilian sector detected through EEJ parameterization.* **Advances in Space Research**, (submetido), 2003b.

- de Paula, E. R., Hysell, D. L. *The São Luís 30 MHz coherent scatter ionospheric radar: system description and initial results*. **Radio Science** (in press), 2003.
- Eccles, J. V. *Modeling investigation of the evening prereversal enhancement in the zonal electric field in the equatorial ionosphere*. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. A11, p. 26709-26719, Nov. 1998.
- Farley, D. T. *A plasma instability resulting in field aligned irregularities in the ionosphere*. **Journal of Geophysical Research**, v. 68, n. A22, p. 6083-6097, Nov. 1963.
- Farley, D. T., *Theory of equatorial electrojet plasma waves - new developments and current status*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 47, p. 729-744, 1985.
- Farley, D. T., Balsley, B. B. *Instabilities in the equatorial electrojet*. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. A01, p. 227-239, Jan. 1973.
- Farley, D. T., Fejer, B. G. *The effect of the Gradient Drift term on type 1 electrojet irregularities*. **Journal of Geophysical Research**, v. 80 n. A22, p. 3087-3090, Aug. 1975.
- Fejer, B. G. *Natural ionospheric plasma waves*. In: Kohl, H., Rüster, R., Schleger, K. eds. **Modern ionospheric Science**, Max-Planck Institute fur Aeronomy, Katlenburg-Lindau: Germany, 1996. Cap. 8, p. 216-273.
- Fejer, B. G. *Small scale plasma irregularities in the auroral ionosphere*. **Proceedings of the 1982-1984 MIT symposia**, v. 5, p. 73-97, 1985.
- Fejer B. G, Kelley, M. C. *Ionospheric Irregularities*. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 18, n. 2, p. 401-454, May 1980.
- Fejer, B. G., Providakes, J. F. *High latitude E region irregularities: new results*. **Physica Scripta**, t. 18, p. 167-178, 1987.

- Fejer, B. G., Scherliess, L. *Empirical models of storm time equatorial zonal electric fields.* **Journal of Geophysical Research**, v. 102, p. 24047-24056, 1997.
- Fejer, B. G., Scherliess, L., de Paula, E. R. *Effect of the vertical plasma drift velocity on the generation and evolution of equatorial spread-F.* **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. A9, p. 19859-19869, Sep. 1999.
- Fejer, B. G., de Paula, E. R., Gonzales, S. A., Woodman, R. F. *Average vertical and zonal F region plasma drift over Jicamarca.* **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. A8, p. 13901-13906, Aug. 1991.
- Fejer, B. G., Farley, D. T., Balsley, B. B., Woodman, R. F. *Oblique VHF radar spectral studies of the equatorial electrojet.* **Journal of Geophysical Research**, v. 80, n. A10, p. 1307-1312, Apr. 1975a.
- Fejer B. G, Farley, D. T., Balsley, B. B., Woodman, R. F. *Vertical structure of the VHF backscattering region in the equatorial electrojet and the Gradient Drift instability.* **Journal of Geophysical Research**, v. 80, n. A10, p. 1313-1324, Mar. 1975 b.
- Fejer B. G, Farley, D. T., Balsley, B. B., Woodman, R. F. *Radar studies of anomalous velocity reversals in the equatorial ionosphere.* **Journal of Geophysical Research**, v. 81, n. A25, p. 4621-4626, 1976.
- Fejer, B. G., Farley, D. T. Woodman, R. F., Calderon, C. *Dependence of the equatorial F-region vertical drifts on season and solar cycle.* **Journal of Geophysical Research**, v. 84, n. A10, p. 5792-5796, 1979.
- Fejer, B. G., Spiro, R. W., Wolf, R. A., Foster, J. C. *Latitudinal variations of perturbation electric fields during magnetically disturbed periods: 1986 SUNDIAL observations and model results.* **Annales Geophysicae**, v. 8, n 6, p. 441-454, 1990.

- Fejer, J. A. *Ionospheric instabilities and fine structure*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 41, p. 895-915, 1979.
- Fesen, C. G., Crowley, G., Roble, R. G., Richmond, A. D., Fejer, B. G. *Simulation of pre-reversal enhancement in low latitude vertical drifts*. **Geophysical Research Letters**, v. 27, n. 13, p. 1851-1854, 2000.
- Forbes, J. M. *The equatorial electrojet*. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 19, n. 3, p. 469-504, Aug. 1981.
- Forbes, J. M., Lindzen, R. S. *Atmospheric solar tides and their electrodynamic effects II. The equatorial electrojet*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 38, n. 9-10, p. 911-920, 1976.
- Fukao, S. **Middle atmosphere program – Handbook for map: International school on atmospheric radar**, v. 30, Urbana (IL): SCOSTEP Secretariat, Oct. 1989.
- Fukushima, N. *Contribution to geomagnetic Sq-field and equatorial electrojet from the day/night asymmetry of ionospheric current under dawn-to-dusk electric field of magnetospheric origin*. **Pure and Applied Geophysics**, v. 131, n. 3, p. 437-446, 1989.
- Gage, K. S., Balsley, B. B. *Doppler radar probing of the clear atmosphere*. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 59, n. 9, p. 1074-1093, Sep. 1978.
- Gill, T. P. ***The Doppler Effect***. London: Academic Press, 1965.
- Goel, M. K., Singh, S. S, Rao, B. C. N. *Post sunset rise of F layer height in the equatorial region and its relation to the F layer dynamo polarization field*. **Journal of Geophysical Research**, v. 95, n. A5, p. 6237-6246, May. 1990.

- Gonzales, S. A., Kelley, M. C., Fejer, B. G., Vickrey, J. F., Woodman, R. F.
Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions 2. Implications of simultaneous auroral and equatorial measurements. **Journal of Geophysical Research**, v. 84, n. A10, p. 5803-5812, Oct. 1979.
- Gordon, W. E. *Incoherent scattering of radio waves by free electrons with applications to space exploration by radar.* **Proceedings of the IRE**, v. 46, p. 1824-1829, Nov. 1958.
- Gordon, W. E., LaLonde, L. M. *The design and capabilities of an ionospheric radar probe.* **IRE Transactions on Antenna and Propagation**, v. 9, p. 17-22, Jan. 1961.
- Greenwald, R. A. *Doppler spectrum analysis using minicomputer.* **NOAA Technical Report**, Mar. 1972. (ERL 241-AL 7)
- Greenwald, R. A. *The role of coherent radar in ionospheric and magnetospheric research.* In: Kohl, H., Rüster, R., Schleger, K. eds. **Modern ionospheric Science**, Max-Planck Institute für Aeronomie, Katlenburg-Lindau: Germany, 1996. Cap. 13, p. 391-414.
- Haldoupis, C. *A review on radio studies of auroral E-region ionospheric irregularities.* **Annales Geophysicae**, v. 7, n. 3, p. 239-258. May 1989.
- Hanuise, C. *High latitude ionospheric irregularities. A review of recent results.* **Radio Science**, v. 18, p. 1093-1121, 1983.
- Hanuise, C., Crochet, M. *Oblique HF radar studies of plasma instabilities in equatorial electrojet in Africa.* **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 40, n. 1, p. 49-59, 1978.
- Heelis, R. A., Kendall, P. C., Moffett, R. J., Windle, D. W., 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, p. 725-733, 1974.

- Hoh, F. C. *Instability of Penning-type discharge*. **Physics of Fluids**, n. 6, v. 8, p. 1184-1191, 1963.
- Hysell, D. L. *Imaging coherent backscatter radar studies of equatorial spread F*. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 61, p. 701-716, 1999.
- Hysell, D. L., Burcham, J. D. *Ionospheric electric field estimates from radar observations of the equatorial electrojet*. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. A2, p. 2443-2460, Feb. 2000.
- Hysell, D. L., Burcham, J. D. *Long term studies of equatorial spread F using the JULIA radar at Jicamarca*. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 12-14, p. 1531-1543, 2002.
- Hysell, D. L., Larsen, M. F., Woodman, R. F. *JULIA radar studies of the electric field in the equatorial electrojet*. **Geophysical Research Letters**, v. 24, n. 13, p. 1687-1690, Jul. 1997.
- Janardhanan, K. V. **A coherent VHF backscatter radar for INPE**. São José dos Campos: INPE, 1983. (INPE-2808-NTI/180).
- Jenkins, G. M., Watts, D. G. **Spectral analysis and its applications**. San Francisco (CA): Holden-Day, 1968.
- Kato, S. *Movement of irregularities in the equatorial E region – A review*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, p. 1073-1082, 1973.
- Kelley, M. C. **The Earth's ionosphere**. San Diego: Academic Press, 1989.
- Kikuchi, T., Araki, T., Maeda, H., Maekawa, K., *Transmission of polar electric fields to equator*. **Nature**, v. 273, n. 5664, p. 650-651, 1978.

- Kivelson, M. G., Russell, C. T. ed. ***Introduction to space physics***.
Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- Knott, E. F., Shaeffer, J. F., Tuley, M. T. ***Radar cross section***. Norwood:
Artech House, 1985.
- Krishna Murthy, B. V., Sudha Ravindran *Effects of small-scale plasma
turbulence on altitude profiles of electron drift velocity in the equatorial
electrojet: An experimental study*. **Journal of Geophysical Research**, v. 99,
n. A10, p. 19549-19554, Oct. 1994.
- Krishna Murthy, B. V., Sudha Ravindran, Viswanathan, K. S., Subbarao, K. V.
Small-scale (~3 m) E region irregularities at and off the magnetic equator.
Journal of Geophysical Research, v. 103, n. A9, p. 20761-20772,
Sep. 1998.
- Kudeki, E. ***Plasma turbulence in the equatorial electrojet***. Cornell. 186p.
Tese (Doutorado) – Cornell University, 1983.
- Kudeki, E., Bhattacharya, S., Woodman, R. F. *A new approach in incoherent
scatter F region E x B drift measurements at Jicamarca*. **Journal of
Geophysical Research**, v. 104, n. A12, p. 28145-28162, Dec. 1999.
- Kudeki, E., Farley, D. T., Fejer, B. G. *Theory of spectral asymmetries and non-
linear currents in the equatorial electrojet*. **Journal of Geophysical
Research**, v. 90, n. A1, p. 429-436, Jan. 1985.
- Kudeki, E., Fejer, B. G., Farley, D. T., Hanuise, C. *The condor equatorial
electrojet campaign: radar results*. **Journal of Geophysical Research**,
v. 92, n. A12, p. 13561-13577, Dec. 1987.
- Levenberg, K. *A method for the solution of certain non-linear problem in least
square*. **Quarterly Applied Mathematics**, v. 2, n.1, p. 164-168, Apr. 1944.

- Lim, J. S., Oppenheim, A. V. *Advanced topics in signal processing*. New Jersey: Prentice Hall, 1988.
- Lindzen, R. S., Chapman, S. *Atmospheric tides*. **Space Science Review**, v. 10, n. 3, 1969.
- Maeda, K. *Conductivity and drifts in the ionosphere*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 39, p. 1041-1053, 1977.
- Maeda, K., Kato, S. *Electrodynamics of the ionosphere*. **Space Science Review**, v. 5, n. 57, 1966.
- Marquardt, D. W. *An algorithm for least square estimation of non linear parameters*. **Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics**, v. 2, n. 2, p. 431-441, 1963.
- Marriott, R. T., Richmond, A. D., Venkateswaran, S. V. *Quiet-time equatorial electrojet and counter-electrojet*. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v. 31, n.3, p. 311-340, 1979.
- Martyn, D. F. *Electric currents in the ionosphere – ionization drifts due to the wind and electric fields*. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, v. A246, n. 913, p. 306-320, 1953.
- Matsushita, S. *Dynamo currents, winds and electric fields*. **Radio Science**, v. 4, n. 9, p. 771, 1969.
- Matsushita, S. *Intense E_s ionization near the magnetic equator*. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v. 3, p. 44, 1951.
- Maynard N. C., Cahill Jr., L. J. *Measurements of the equatorial electrojet over India*. **Journal of Geophysical Research**, v. 70, n. A23, p. 5923-5936, 1965 a.

Maynard N. C., Cahill Jr., L. J. *Preliminary results of the measurements of Sq currents and equatorial electrojet near Peru.* **Journal of Geophysical Research**, v. 70, n. A23, p. 5975-5978, 1965 b.

Mazaudier, C., Venkateswaran, S. V., *Delayed ionospheric effects of the geomagnetic storm of March 22, 1979 studied by the sixth coordinated data analysis workshop (CDAW-6).* **Annales Geophysicae**, v. 8, p. 511-518, 1990.

Mohr, P. J., Taylor, B. N. *The fundamental physics constants.* **Physics Today** (supplement), Melville, NY, v. 55, n. 8, p. BG6-BG13, Aug. 2002.

Narcisi, R. S. *Ion composition measurements and related ionospheric processes in D and lower E regions.* **Annales de Géophysique**, v. 22, fasc. 2, p. 224, 1966.

Narcisi, R. S., Bailey, A. D. *Mass spectrometric measurements of positive ions at altitudes from 64 to 112 kilometers.* **Journal of Geophysical Research**, v. 70, n. A15, p. 3687-3690, 1965.

Nishida, A., N. Iwasaki, and T. Nagata, *The origin of fluctuations in the equatorial electrojet; a new type of geomagnetic variation.* **Annales de Géophysique**, t. 22, fasc. 3, p. 478-484, 1966.

Pfaff, R. F., Kelley, M. C., Kudeki, E., Fejer, B. G., Baker, K. D. *Electric field and plasma density measurements in the strongly driven daytime equatorial electrojet. 1. The unstable layer and the Gradient Drift waves.* **Journal of Geophysical Research**, v. 92, n. A12, p. 13578-13596, Dec. 1987.

Pineo, V. C., Kraft, L. G., Briscoe, H. W. *Ionospheric backscatter observations at 440 MHz.* **Journal of Geophysical Research**, v. 65, n. A5, p. 1620-1621, May 1960.

- Prakash, S., Gupta, S. P., Subbaraya, B. H., Jain, C. L., *Electrostatic plasma instabilities in the equatorial electrojet. Nature*, v. 233, p. 56, 1971.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. **Numerical recipes in C: the art of scientific computing**. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
- Rao, P. B. *Basic theory of atmospheric scattering*. In: **First Winter School on Indian MST Radar**, Tirupati: S. V. University, Feb. 1991. p. 59. Lecture Notes.
- Rastogi, R. G. *Sudden disappearance of E_{sq} and the reversal of the equatorial electric fields. Annales de Géophysique*, v. 28, fasc. 4, p. 717-727, 1972.
- Ravindran, S., Murthy, B. V. K. *Up-down asymmetry of type I plasma waves in the equatorial electrojet region. Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences*, v. 15, n. 6, p. 774-778, 1997.
- Reddy, C. A. *The equatorial electrojet and the associated plasma instabilities. Journal of Scientific & Industrial Research*, v. 36, n. 11, p. 580-589, 1977.
- Reddy, C. A. *The equatorial electrojet. Pure and Applied Geophysics*, v. 131, n. 3, p. 486-508, 1989.
- Reddy, C. A. *The equatorial electrojet: a review of the ionospheric and geomagnetic aspects. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 43, n. 5/6, p. 557-571, 1981.
- Reddy, C. A., Devasia, C. V. *Height and latitude structure of the electric fields and currents due to local East-West winds in the equatorial electrojet. Journal of Geophysical Research*, v. 86, n. A7, p. 5751-5767, Jul. 1981.

- Reddy, C. A., Devasia, C. V., Somayajulu, V. V. *Global scale electron dynamic coupling of auroral and equatorial dynamo region on quiet days*. In: Advance in Space Exploration COSPAR Symposium Sciences, 1979, London, **Proceedings**, v. 8. London: Pergamon Press, 1979.
- Reddy, C. A., Somayajulu, V. V., Viswanathan, K. S. *Backscattering radar measurements of storm-time electric field changes in the equatorial electrojet*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 43, n. 8, p. 817-827, 1981.
- Reddy, C. A., Vikramkumar, B. T., Viswanathan, K. S. *Electric fields and currents in the equatorial electrojet deduced from VHF radar observations - I. A method of estimating electric fields*. **Journal of Atmospheric Terrestrial Physics**, v. 49, n. 2, p. 183-191, 1987.
- Richmond, A. D. *The equatorial electrojet - I. Development of a model including winds and instabilities*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, n. 6, p. 1083-1103, 1973.
- Rishbeth, H. *Polarization fields produced by winds in the equatorial F region*. **Planetary Space Science**, v. 19, p. 357-369, 1971 a.
- Rishbeth, H. *The F layer dynamo*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 43, n. 5/6, p. 387-392, 1981.
- Rishbeth, H. *The F layer dynamo*. **Planetary Space Science (Research Notes)**, v. 19, p. 263-267, 1971b.
- Rishbeth, H., Garriott, O. K. *Introduction to ionospheric physics*. New York: Academic, 1969.
- Rosenbluth, M. N., Longmire, C. *Stability of plasma confined by magnetic fields*. **Annals of Physics**, n. 1, v. 2, p. 120-140, 1957.

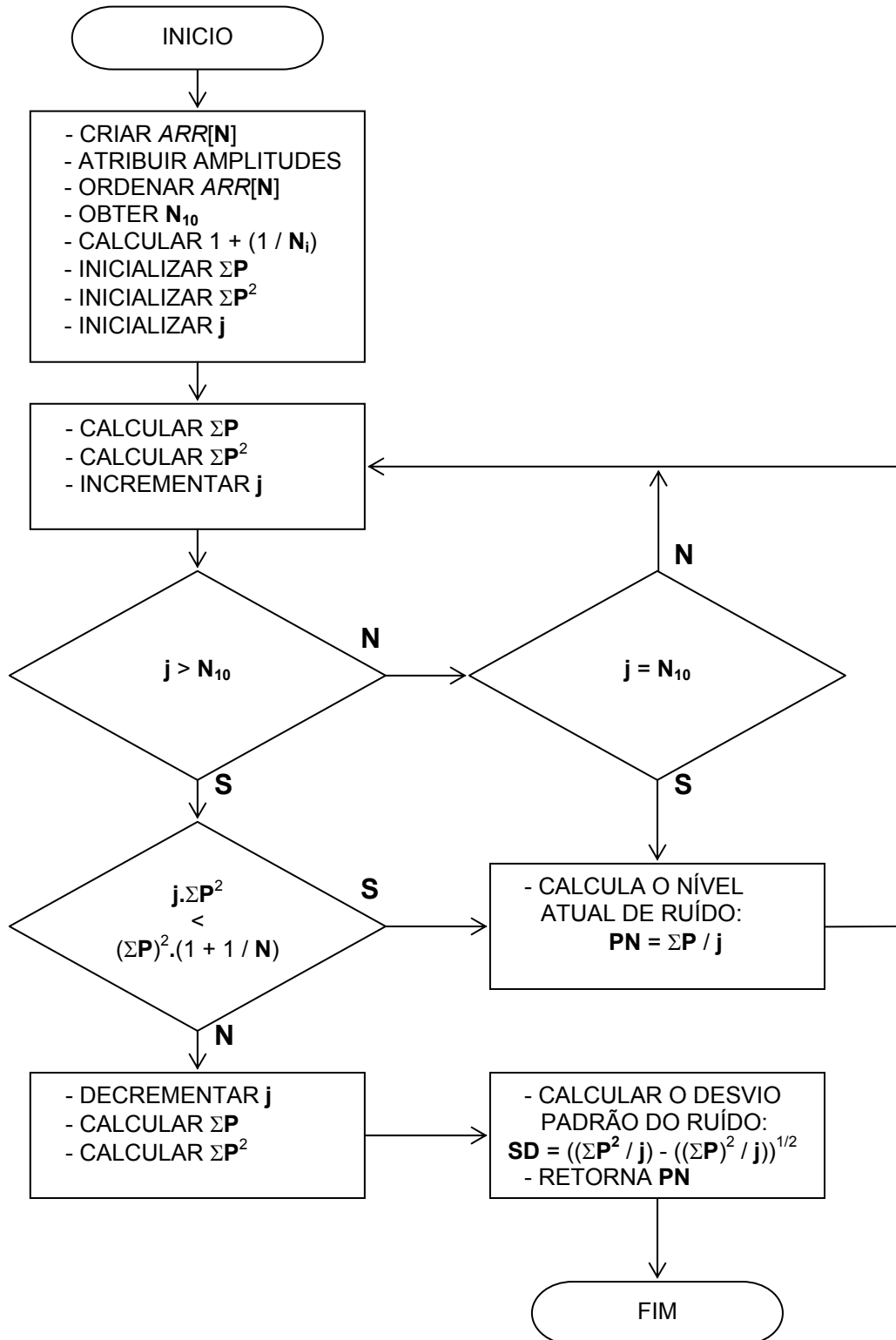
- Rostoker, G. *Geomagnetic indices*. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 10, n. 4, p. 935-950, Nov. 1972.
- Sastri, J. H., Rao, J. V. S. V., Ramesh, K. B. *Penetration of polar electric field to the nightside dip equator at times of geomagnetic sudden commencements*. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. A10, p. 17517-17523, Oct. 1993.
- Scherliess, L., Fejer, B. G. *Strom time dependence of equatorial disturbance dynamo zonal electric field*. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A11, p. 24037-24046, 1997.
- Schildge, J. P., Venkateswaran, S. V., Richmond, A. D. *Ionospheric dynamo and equatorial magnetic variations*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, n. 6, p. 1045-1061, 1973.
- Schunk, R. W. **Solar-Terrestrial energy program: handbook of ionospheric models**. SCOSTEP secretariat, Boulder - CO, Aug. 1996.
- Simon, A. *Instability of partially ionized plasma in crossed electric and magnetic fields*. **Physics of Fluids**, n. 6, v. 3, p. 382-388, 1963.
- Skolnik, M. I. **Introduction to radar systems**. New York: McGraw Hill, 1962.
- Sobral, J. H. A., Abdu, M. A. *Solar activity effect on equatorial plasma bubble zonal velocity and its gradient as measured by airglow scanning photometers*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 53, n. 8, p. 729-742, 1991.
- Spiro, R. W., Wolf R. A., Fejer B. G., *Penetration of high-latitude electric field effects to low latitudes during SUNDIAL 1984*. **Annales Geophysicae**, v. 6, p. 39-50, 1988.
- Sugiura, M., Cain, J. C., *A model equatorial electrojet*. **Journal of Geophysical Research**, v. 71, n. A7, p. 1869-1877, Apr. 1966.

- Takeda, M., Araki, T. *Electric conductivity of the ionosphere and nocturnal currents*. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 47, n. 6, p. 601-609, 1985.
- Thompson, D. **Física Computacional**, Lima. 296p. Apostila (Notas de Aulas) – Pontificia Universidad Católica del Perú, 1998.
- Vestine, E. H. *The upper atmosphere and geomagnetism*. In: Ratcliffe, J. A. ed., **Physics of the Upper Atmosphere**, New York, 1960. Cap. 10.
- Vikramkumar, B. T., Rao, P. B., Viswanathan, K. S., Reddy, C. A. *Electric fields and currents in the equatorial electrojet deduced from VHF radar observations - III. Comparison of observed ΔH values with those estimated from measured electric fields*. **Journal of Atmospheric Terrestrial Physics**, v. 49, n. 2, p. 201-207, 1987.
- Viswanathan, K. S., Vikramkumar, B. T., Reddy, C. A. *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 Terrestrial Physics**, v. 49, n. 2, p. 193-200, 1987.
- Wiens, R. H., Bhatnagar, V.P., Thuillier, G. *Geomagnetic storm heating effects on low-latitude dayside thermosphere from WINDII observations equinox*. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 12-14, p. 1393-1400, 2002.
- Woodman, R. F. *Vertical drift velocities and East-West electric fields at the magnetic equator*. **Journal of Geophysical Research**, v. 75, n. A31, p. 6249-6259, Nov. 1970.
- Woodman, R. F., Chau, J. L. *First Jicamarca radar observations of two-stream E region irregularities under daytime counter equatorial electrojet conditions*. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, n. A12, p. 1482-1489, Dec. 2002.

Woodman, R. F., LaHoz, C. *Radar observations of F-region equatorial irregularities.* **Journal of Geophysical Research**, v. 81, n. A31, p. 5447-5466, Nov. 1976.

Wrenn, G. L., Rodger, A. S., Rishbeth, H. *Geomagnetic storms in the Antarctic F-Region. I. Diurnal and seasonal patterns for main phase effects.* **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 49, n. 9, p. 901-913, 1987.

APÊNDICE A - FLUXOGRAMA DA ROTINA DE DETERMINAÇÃO DO NÍVEL DE POTÊNCIA ESPECTRAL DE RUÍDO



APÊNDICE B - ALGORITMO DA ROTINA DE DETERMINAÇÃO DO NÍVEL DE POTÊNCIA ESPECTRAL DE RUÍDO

- 1) Determinar o número de pontos **N** do espectro a ser processado;
- 2) Criar um vetor com **N** pontos para ser manipulado nesta função;
- 3) Atribuir os valores das amplitudes ao vetor e ordenar seus valores em ordem crescente;
- 4) Determinar um número mínimo **N₁₀** de 10% do total de pontos **N** que devem ser utilizados na primeira avaliação;
- 5) Calcular o valor constante $(1 + 1 / N_i)$, onde **N_i** é o número de integrações incoerentes que foram realizadas para obter o espectro;
- 6) Preparar as variáveis acumuladoras, a variável índice dos dados **j** e o *flag* de parada;
- 7) Enquanto o número de pontos **j** for menor que o número mínimo **N₁₀** estipulado em 4 e o *flag* de parada não for sinalizado, permanecer dentro do laço de repetição:
 - 7.1) Calcular o somatório de todas amplitudes ΣP , o somatório do quadrado das amplitudes ΣP^2 e incrementar o índice dos dados **j**;
 - 7.2) Verificar se o índice dos pontos **j** é maior que o número mínimo de pontos iniciais **N₁₀**;
 - 7.2.1) Caso afirmativo verificar se a inequação $j \cdot \Sigma P^2 < (\Sigma P)^2 \cdot (1 + 1 / N)$ é verdadeira usando o número atual de pontos;
 - 7.2.1.1) Caso afirmativo ainda está na região de ruído, portanto:
 - calcular o nível atual de ruído $P_N = \Sigma P / j$ e retornar a 7.1;
 - 7.2.1.2) Caso negativo, foi adicionado o primeiro ponto de sinal, portanto:
 - decrementar o índice dos dados **j**;
 - recalcular os somatórios ΣP e ΣP^2 ; e
 - sinalizar o *flag* de parada para sair do laço de repetição;
 - 7.2.2) Caso negativo verificar se o número de pontos **j** é igual ao número mínimo de pontos iniciais **N₁₀** calculados em 4;
 - 7.2.2.1) Caso afirmativo calcular o nível de ruído $P_N = \Sigma P / j$ e retornar a 7.1;
- 8) Calcular o desvio padrão dos dados da região de ruído $SD = ((\Sigma P^2 / j) - ((\Sigma P)^2 / j))^{1/2}$
- 9) Retornar o último nível de ruído calculado em 7.2.1.1. ou em 7.2.2.1.

APÊNDICE C - MÉTODO DE ESTIMAÇÃO DE PARÂMETROS E AJUSTE DE CURVAS À DADOS EXPERIMENTAIS

Um modelo pode ser considerado um sumário do conjunto de dados que queremos representar. Em muitos casos, o modelo é simplesmente uma classe de funções, como um conjunto de polinômios ou uma curva Gaussiana, que se ajusta ao conjunto de dados com os coeficientes ou parâmetros apropriados. Em outros casos, o modelo está baseado em uma teoria que determina o comportamento básico do evento, o qual limita o conjunto de respostas (Thompson, 1998). Enfim, existem muitas variações de modelagem para um conjunto de dados, como por exemplo, interpolações e extrapolações a partir de um conjunto conhecido de respostas, entre outras técnicas (Press et al., 1992).

Porém, em todos os casos a abordagem é sempre a mesma. Uma função “objetivo” mede a concordância entre o conjunto de dados e o modelo escolhido baseado na escolha de um conjunto particular de parâmetros que determinam e/ou modificam as características do modelo. Essa função “objetivo” é escolhida de modo que o seu máximo resultado represente a melhor aproximação entre o modelo e os dados. Por fim, o conjunto de parâmetros é ajustado para que a função “objetivo” apresente como resposta seu máximo valor.

Neste apêndice apresentamos a formulação matemática do método de estimação de parâmetros baseado no método da máxima probabilidade (maximização da função “objetivo”). Apresentamos também como o gradiente desta função é utilizado e o método de linearização desta função. Finalmente, são introduzidas a modificação de Levenberg-Marquardt e as restrições ao espaço de parâmetros.

C.1 Método de Ajuste Pela Estimativa da Máxima Probabilidade

Se o conjunto de dados foi obtido de forma aleatória uma técnica usual de ajuste é a estimativa da máxima probabilidade (MLE, do inglês *Maximum Likelihood Estimate*) (Lim e Oppenheim, 1988). A estimativa de máxima probabilidade dos parâmetros de um modelo consiste em escolher o conjunto de parâmetros \mathbf{a} ($a_1, a_2, a_3, \dots, a_k$) que maximizam todas as probabilidades individuais P_i ($P\{y_1 \dots y_n\} | \mathbf{a}_1, P\{y_1 \dots y_n\} | \mathbf{a}_2, \dots, P\{y_1 \dots y_n\} | \mathbf{a}_k$) de obtermos todos os valores y_i ($y_1 \dots y_n$).

Se o conjunto de pontos y_i possui uma distribuição normal em torno de um valor médio, como no caso de grandes somatórios (Press et al., 1992), cada ponto tem associado um erro puramente aleatório em torno de seu valor “verdadeiro”. Neste caso, as variâncias σ_i^2 de todos os pontos são idênticas entre si ($\sigma_1 = \sigma_2 = \dots \sigma_n = \sigma$) e a distribuição é chamada Gaussiana. Porém, se cada ponto y_i possui uma variância σ_i^2 independente das demais, então a distribuição é chamada Chi-Quadrada e um certo número de variáveis independentes deve ser considerado. Neste último caso, as variâncias independentes σ_i^2 são obtidas pela repetição no número de medidas ao se obter o conjunto de dados y_i .

Finalmente, a probabilidade de ajustarmos o ponto y_i , o qual possui uma variância associada σ_i^2 , com o modelo que resulta um valor $y(x_i, \mathbf{a})$, a partir do conjunto de parâmetros \mathbf{a} , é dada por (Bevington e Robinson, 1992):

$$P_i = \frac{1}{\sigma_i \cdot \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}))^2}{2 \cdot \sigma_i^2}\right]. \quad (\text{C.1})$$

Portanto, a probabilidade do modelo ajustar todos os pontos y_i é dada pelo produto das probabilidades individuais de cada ponto.

$$P = \prod_{i=1}^n P_i = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{n}{2}} \cdot \prod_{i=1}^n \sigma_i} \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}))^2}{\sigma_i^2}\right] \quad (\text{C.2})$$

Mas estamos procurando os parâmetros \mathbf{a} , para o qual temos a máxima probabilidade do modelo ajustar todos os pontos y_i com respeito a esse conjunto de parâmetros. Assim, torna-se evidente que procuramos a solução para a qual a derivada do produto das probabilidades P em relação ao conjunto \mathbf{a} de parâmetros é igual a zero.

Normalmente, ao invés de minimizar a equação (C.2), o método mais usual é minimizar somente o argumento de sua exponencial. Isso é possível porque, ao se minimizar esse argumento, estamos tornando o produto das probabilidades P próximo da unidade, o que também significa maximizar o somatório das probabilidades.

$$\frac{\partial P}{\partial \mathbf{a}} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial \mathbf{a}} \left[-\frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}))^2}{\sigma_i^2} \right] = 0 \quad (\text{C.3})$$

Por fim, o problema da aplicação do método MLE se reduziu a um problema de minimização dos erros médios quadráticos.

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{a}} \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}))^2}{\sigma_i^2} = 0 \quad (\text{C.4})$$

Esse método tem se mostrado bastante eficiente mesmo quando o conjunto de dados não é normalmente distribuído. Porém, nestes casos, a estimativa dos parâmetros \mathbf{a} , necessariamente, não convergirá para a resposta ótima com respeito à maximização das probabilidades.

C.2 Gradiente e Linearização da Função “Objetivo”

Quando a função de ajuste é uma função linear é possível encontrar o conjunto dos parâmetros \mathbf{a} que minimizam os erros médios quadráticos em um único passo. Entretanto, quando a relação é não-linear, o que ocorre na maioria dos casos, incluindo o nosso, deve-se procurar iterativamente pelo mínimo no espaço de parâmetros \mathbf{a} . A busca por esse mínimo requer um ponto de partida e uma direção para o primeiro passo. As escolhas do valor inicial e do tamanho do passo é o que, na verdade, diferenciam os métodos de busca de soluções em problemas não-lineares (Bard, 1974).

No caso da função “objetivo” ser a função dos erros médios quadráticos, apresentada na Equação (C.5), pode-se optar por um método que direcione os passos no sentido negativo do gradiente da função.

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}))^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{C.5})$$

O método do gradiente consiste em ordenarmos os passos iterativos do processo sempre no sentido da máxima variação da função “objetivo”, até atingirmos seu mínimo.

$$\nabla \chi^2 = \frac{\partial}{\partial \mathbf{a}} \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}))^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{C.6})$$

Entretanto, sua utilização não é recomendada na região próxima do mínimo da função, pois a determinação do gradiente que define o sentido e a dimensão do passo, torna-se bastante imprecisa neste caso. Porém, esse método torna-se efetivo nas regiões próximas do mínimo quando combinado com outras técnicas. Uma das técnicas é aproximar a função “objetivo” por uma função linearizada equivalente.

Segundo Bard (1974), a superfície que melhor aproxima a superfície χ^2 em torno de um mínimo local \mathbf{a}_{j+1} é a quadrática obtida da expansão em série de Taylor da função “objetivo”.

$$\chi^2(\mathbf{a}_{j+1}) \approx \chi_j^2 + \nabla \chi_j^2 \cdot \delta \mathbf{a} + \frac{1}{2} \cdot \delta \mathbf{a} \cdot \mathbf{H}_j \cdot \delta \mathbf{a} \quad (\text{C.7})$$

Na Equação (C.7), as grandezas com índice j são os valores obtidos com os parâmetros correntes, $\delta \mathbf{a}$ representa a variação nos parâmetros \mathbf{a} , dada por:

$$\delta \mathbf{a} = \mathbf{a}_{j+1} - \mathbf{a}_j \quad (\text{C.8})$$

e \mathbf{H} é a matriz contendo as segundas derivadas parciais da função “objetivo”, também conhecida como matriz Hessiana. Esta matriz é definida da forma:

$$\mathbf{H} = \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \mathbf{a}_j \partial \mathbf{a}_m} \quad (\text{C.9})$$

Com a equação expandida podemos facilmente aplicar o método do gradiente. Assim, igualando a zero a derivada da Equação (C.7) em relação aos parâmetros \mathbf{a} , obtemos:

$$\nabla \chi_j^2 + \mathbf{H}_j \cdot \delta \mathbf{a} = 0 \quad (\text{C.10})$$

A mudança nos parâmetros $\delta \mathbf{a}$ pode, então, ser obtida com uma iteração, se a matriz Hessiana for não-singular. Para isso, tomamos a inversa da matriz Hessiana multiplicada pelo gradiente da função “objetivo”.

$$\delta \mathbf{a} = -\mathbf{H}_j^{-1} \cdot \nabla \chi_j^2 \quad (\text{C.11})$$

Com isso, o problema não linear de obter os parâmetros \mathbf{a} , torna-se um problema linear de calcular a variação $\delta \mathbf{a}$ destes mesmos parâmetros. Mas isso ocorre às custas de introduzirmos o cálculo de uma matriz de segundas derivadas da função “objetivo”. Se esta função for relativamente simples e o número de parâmetros reduzido, então não teremos causado maiores complicações. Contudo, se a função não for simples ou se o conjunto de parâmetros forem inter-relacionados poderemos ter muita dificuldade no cálculo desta matriz.

Procedemos, então, à explicitação dos elementos matemáticos necessários para o cálculo de $\delta \mathbf{a}$. Iniciamos com o gradiente da função “objetivo” apresentado na Equação (C.6).

$$\nabla \chi_j^2 = \frac{\partial \chi_j^2}{\partial \mathbf{a}_l} = -2 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}_j))}{\sigma_i^2} \cdot \frac{\partial y(x_i, \mathbf{a}_j)}{\partial \mathbf{a}_l} \quad (\text{C.12})$$

A matriz Hessiana, definida na Equação (C.9), é explicitada na forma da Equação (C.13).

$$\mathbf{H}_j = \frac{\partial^2 \chi_j^2}{\partial \mathbf{a}_l \partial \mathbf{a}_m} = 2 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} \cdot \frac{\partial y(x_i, \mathbf{a}_j)}{\partial \mathbf{a}_l} \cdot \frac{\partial y(x_i, \mathbf{a}_j)}{\partial \mathbf{a}_m} - 2 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}_j))}{\sigma_i^2} \cdot \frac{\partial^2 y(x_i, \mathbf{a}_j)}{\partial \mathbf{a}_l \partial \mathbf{a}_m} \quad (\text{C.13})$$

Na prática, podemos aproximar a matriz Hessiana por:

$$\mathbf{H}_j = 2 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} \cdot \frac{\partial y(x_i, \mathbf{a}_j)}{\partial \mathbf{a}_l} \cdot \frac{\partial y(x_i, \mathbf{a}_j)}{\partial \mathbf{a}_m} \quad (\text{C.14})$$

O segundo termo do lado direito da Equação (C.13) contém termos de derivadas segundas dos dados do modelo com relação aos parâmetros \mathbf{a} . Com isso, este termo é muito pequeno comparado com o primeiro, o qual envolve as derivadas primeiras (Press et al., 1992). Além disso, o segundo termo contém o fator $(y_i - y(x_i, \mathbf{a}_j))$, o qual tende a zero no limite de $y(x_i, \mathbf{a}_j)$ tendendo a y_i para um modelo de sucesso.

Para efeitos de computação é convencional remover o fator 2 das matrizes Hessiana \mathbf{H} e derivada do gradiente $\nabla \chi^2$. Para isso, é necessário organizar os fatores da Equação (C.11) em função de duas novas matrizes correspondentes, denominadas matriz de curvatura α e matriz β . A prova matemática do desaparecimento do fator 2, pela utilização destas novas matrizes, é apresentada no Apêndice . A definição destas novas matrizes é apresentada na forma da Equação (C.15), a seguir:

$$\begin{aligned} \alpha &\equiv \frac{\mathbf{H}}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \mathbf{a}_l \partial \mathbf{a}_m} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} \cdot \frac{\partial y(x_i, \mathbf{a})}{\partial \mathbf{a}_l} \cdot \frac{\partial y(x_i, \mathbf{a})}{\partial \mathbf{a}_m} \\ \beta &\equiv -\frac{\nabla \chi^2}{2} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \chi^2}{\partial \mathbf{a}_l} = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}_j))}{\sigma_i^2} \cdot \frac{\partial y(x_i, \mathbf{a}_j)}{\partial \mathbf{a}_l} \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

Usando, agora, as novas matrizes α e β , e a inter-relação entre a Equação (C.11) e a Equação (C.8), obtemos:

$$\mathbf{a}_{j+1} = \mathbf{a}_j + \alpha_j^{-1} \cdot \beta_j \quad (\text{C.16})$$

Finalmente, temos condição de proceder a um cálculo iterativo até reduzirmos o δa a valores considerados satisfatórios. Outra alternativa é verificar se a variação na função “objetivo” não é significativa em passos subseqüentes.

Ao final desta seção é importante lembrarmos que os métodos de expansão funcionam muito bem quando a busca pelo conjunto de parâmetros que melhor ajustem a função aos dados ocorre dentro da região válida de aproximação parabólica (Bevington e Robinson, 1992). Quando o ponto de partida está longe desta região, estes métodos tendem a falhar. Uma maneira de contornar esse problema foi apresentada por Marquardt (1963). Ele sugeriu a introdução de uma variação no tamanho do passo do gradiente a fim de torná-lo maior fora da região válida, facilitando a convergência do método.

C.3 Modificação de Levenberg-Marquardt

A essência do método de Marquardt está em interferir nos valores da diagonal principal da matriz de curvatura α . Esses elementos são modificados pela sua multiplicação pelo fator $(1+\lambda)$. Dessa forma, quando o algoritmo está buscando soluções fora da área de validade da aproximação parabólica, ou seja, longe da melhor solução, o termo λ deve apresentar um valor elevado, tornando a matriz α predominantemente diagonal. Isso faz com que o passo de busca dos parâmetros a seja aumentado. Ao contrário, se o algoritmo aproxima-se da melhor solução, o termo λ deve apresentar um valor baixo de modo a deixar o método do gradiente atuar eficientemente.

Portanto, a matriz α é substituída pela matriz α modificada (α') da forma:

$$\alpha' = \begin{cases} \alpha_{ij} \cdot (1 + \lambda), & i = j \\ \alpha_{ij} & , i \neq j \end{cases} \quad (C.17)$$

Em seu algoritmo modificado, Marquardt (1963) sugere que λ tenha um valor inicial relativamente baixo, aumentando ou diminuindo em passos sucessivos, dependendo da variação observada no valor da função “objetivo”. Esse método ficou conhecido e é referenciado hoje como método Levenberg-Marquardt. Isso se deu porque foi Marquardt (1963) quem apontou para um fator multiplicador $(1+\lambda)$ na diagonal principal da matriz de curvatura α como fator acelerador da convergência do problema. Entretanto, foi Levenberg (1944) quem primeiro foi levado a sugerir a adição de tal quantidade à diagonal da matriz α . O trabalho desenvolvido por Curry (1944) também teve influência sobre o trabalho de Marquardt (1963) uma vez que trata da validade da utilização do método do gradiente em métodos de minimização usando mínimos quadrados.

C.4 Restrições aos Parâmetros

Apesar de bastante eficiente, nosso método não é infalível. Como todos métodos computacionais ele apresenta algumas restrições, às quais podem provocar a não convergência do modelo, ou a convergência para um mínimo local, nos casos de problemas não lineares. Quando os parâmetros que descrevem o modelo têm um significado físico ou quando conhecemos o conjunto possível de respostas é possível restringir a busca de soluções no espaço de parâmetros \mathbf{a} e, com isso, aumentar as chances do sucesso nas nossas buscas.

Essa restrição pode ser feita não aceitando que os parâmetros cruzem as fronteiras permitidas e solicitando uma nova busca com outros valores iniciais. Apesar de eficaz, essa não é a solução eficiente e nem a mais elegante. Pelo contrário, é uma solução robusta. Ela aumenta o tempo de processamento tantas vezes quantas forem as tentativas fracassadas. Uma solução elegante e mais eficiente foi apresentada por Bard (1974). Ele atribuiu penalidades à função “objetivo” à medida que os parâmetros se aproximam do limite das regiões proibidas. Essas penalidades são elaboradas de modo a não surtir efeito sobre a busca se os parâmetros estiverem dentro do domínio aceitável,

mas devem aumentar rapidamente seu efeito se os parâmetros estiverem convergindo para o limite imposto.

As penalidades podem ser construídas usando-se equações ou inequações de restrições da forma apresentada a seguir:

$$h(\mathbf{a}) \geq 0 \quad , \quad (\text{C.18})$$

na qual $h(\mathbf{a})$ é uma função dos parâmetros que é positiva na região permitida, mas que decresce rapidamente à medida que a busca se aproxima da região proibida e é zero exatamente na borda entre as regiões. Por exemplo, para restringir o k -ésimo parâmetro a_k acima de um limite inferior b_1 podemos usar a inequação:

$$h_j(a_k) \equiv a_k - b_1 \geq 0 \quad . \quad (\text{C.19})$$

Da mesma maneira, para restringir o k -ésimo parâmetro a_k abaixo de um limite superior b_2 podemos usar a inequação:

$$h_j(a_k) \equiv b_2 - a_k \geq 0 \quad . \quad (\text{C.20})$$

Por conseqüência, a restrição do parâmetro a_k dentro dos limites inferior e superior ($b_1 < a_k < b_2$) é determinada pela combinação das inequações acima.

Uma das maneiras de criar funções de penalidades ζ com base nesse tipo de restrições é usando pesos recíprocos às funções $h(\mathbf{a})$ da forma:

$$\zeta_j = \frac{\alpha_j}{h_j(\mathbf{a})} \quad . \quad (\text{C.21})$$

Estas funções ζ devem ser adicionadas à função “objetivo” χ^2 para formar a função “objetivo” modificada:

$$\chi'^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - y(x_i, \mathbf{a}))^2}{\sigma_i^2} + \sum_j \frac{\alpha_j}{h_j(\mathbf{a})} , \quad (\text{C.22})$$

a qual cresce rapidamente à medida que qualquer dos parâmetros se aproxima das restrições impostas, mas é dominada pela função original dos erros médio quadráticos dentro do domínio permitido.

O problema agora é minimizar a função “objetivo” modificada. Isto é feito da mesma forma que no caso sem restrições. Porém, alguns cálculos adicionais devem ser realizados a cada iteração. É necessário computar as derivadas primeira e segunda da função “objetivo” modificada e das funções de penalidades, além das próprias funções de penalidades. Como já temos as derivadas primeira e segunda da função “objetivo”, necessitamos somente das derivadas das funções de penalidades que foram adicionadas à função “objetivo”.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_j}{\partial \mathbf{a}} &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{a}} \sum_j \frac{\alpha_j}{h_j(\mathbf{a})} = - \sum_j \frac{\alpha_j}{h_j^2(\mathbf{a})} \cdot \frac{\partial h_j(\mathbf{a})}{\partial \mathbf{a}} \\ \frac{\partial^2 \zeta_j}{\partial \mathbf{a}_l \partial \mathbf{a}_m} &= \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{a}_l \partial \mathbf{a}_m} \sum_j \frac{\alpha_j}{h_j(\mathbf{a})} = \sum_j \frac{\alpha_j}{h_j^3(\mathbf{a})} \cdot \left[2 \cdot \frac{\partial h_j(\mathbf{a})}{\partial \mathbf{a}_l} \cdot \frac{\partial h_j(\mathbf{a})}{\partial \mathbf{a}_m} - \right. \\ &\quad \left. - h_j(\mathbf{a}) \cdot \frac{\partial^2 h_j(\mathbf{a})}{\partial \mathbf{a}_l \partial \mathbf{a}_m} \right] \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

Como pode ser visto, estas duas equações são análogas às equações do gradiente (Equação (C.12)) e da matriz Hessiana (Equação (C.13)). Note que estas derivadas devem ser muito pequenas dentro da região permitida dos parâmetros \mathbf{a} , uma vez que ambas têm, pelo menos, uma relação direta com

fator $\alpha h^2(\mathbf{a})$. Portanto, essas derivadas somente apresentam influência no resultado nas proximidades dos limites impostos aos parâmetros. Em adição, o segundo termo dentro dos colchetes do lado direito da derivada segunda da função de penalidades tem uma dependência da segunda derivada da função de restrições dos parâmetros $h(\mathbf{a})$. Similarmente à Equação (C.13), esse termo deve ser muito pequeno à medida que nos aproximamos da solução que melhor ajusta o modelo. Conseqüentemente, esse termo pode ser ignorado (Bard, 1974) como foi feito na computação da matriz Hessiana.

Em resumo, o que modificamos no método original dos mínimos quadrados com Levenberg-Marquardt foram os cálculos da função “objetivo” e das matrizes α e β . Além disso, introduzimos o cálculo da inequações e de um laço externo para reduzir o peso α_j da função penalidade à medida que o algoritmo converge para a melhor solução.

Os algoritmos com as modificações no cálculo da matriz α , da matriz β e da função objetivo χ^2 , e também as modificações no laço do algoritmo para incluir o cálculo de α_j não serão apresentados neste trabalho porque envolvem uma grande quantidade de linhas de código. Porém, a rotina que desenvolvemos para restrições nos parâmetros é apresentada no Apêndice . Esta rotina, aparentemente simples, tem como principal característica grande versatilidade e abrangência. Através dela é possível introduzir restrições com limites superiores e inferiores em todos os parâmetros do modelo, bastando apenas escolher o α_j apropriado.

APÊNDICE D - EFEITO DA AMOSTRAGEM DO ECO RECEBIDO NA OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS ESPECTRAIS

Se tomarmos amostras das características de um evento que é, por natureza, contínuo no tempo, para construir uma série histórica dessa característica, estamos discretizando algo que tem natureza contínua. Matematicamente, estamos discretizando uma função contínua. Em outras palavras estamos multiplicando a função original por uma função pulso ou trem de pulsos. Isso é o que chamamos aqui de efeito do janelamento sobre os dados, ou efeito da amostragem do eco recebido. A FIGURA D.1, a seguir, que exemplifica o efeito do janelamento sobre o conjunto de dados.

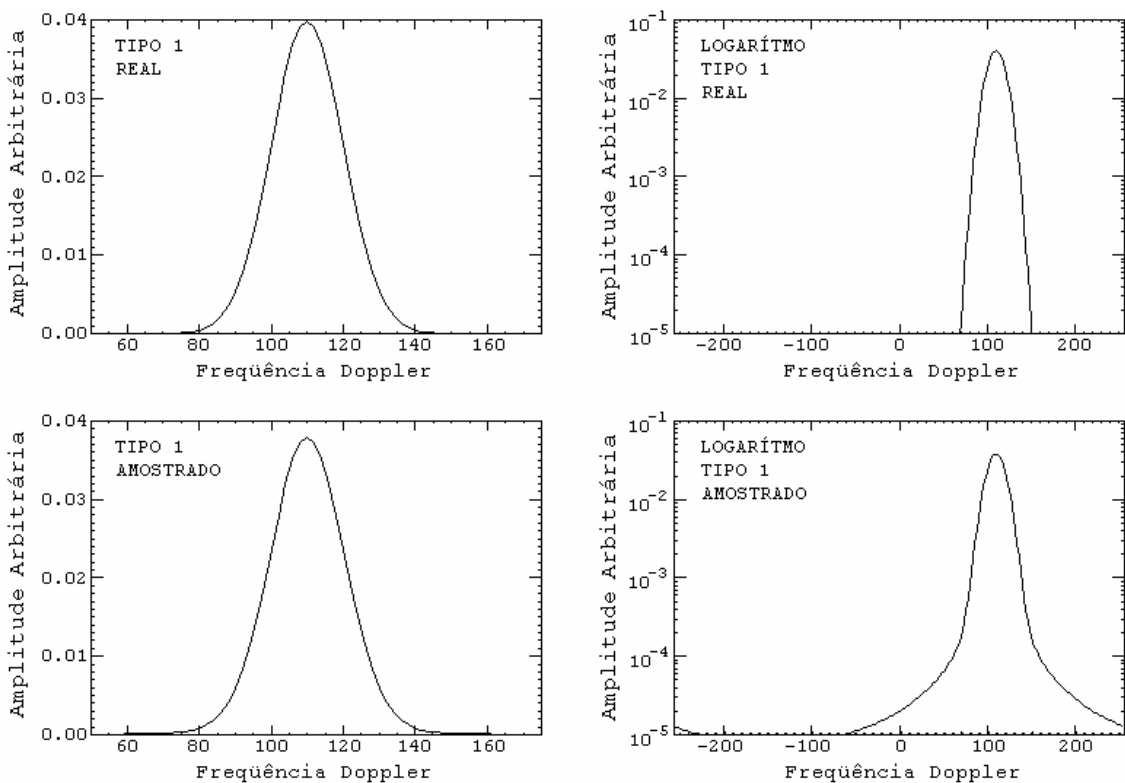


FIGURA D.1 - Espectros de potência do tipo 1 simulados (superior) sem incluir o efeito do janelamento amostral sobre o conjunto de dados e (inferior) incluindo este efeito.

Os dois gráficos superiores desta figura apresentam uma mesma curva Gaussiana, sem considerar o efeito do janelamento do sinal. No gráfico à direita a escala das ordenadas é logarítmica e a escala das abscissas cobre todo a faixa de frequência limitada pela análise espectral. No gráfico à esquerda, a escala das ordenadas é linear e a escala das abscissas cobre somente a faixa de frequência em torno do máximo da curva Gaussiana. Os dois gráficos inferiores apresentam a mesma curva Gaussiana dos gráficos superiores, porém, neles foi adicionado o efeito do janelamento. As diferenças entre os gráficos inferiores são as mesmas dos gráficos superiores.

Nestes gráficos verificamos que o resultado obtido na construção de uma curva Gaussiana tomando uma série discreta difere em alguns aspectos do resultado obtido se tomarmos uma função contínua. Comparando-se os gráficos à direita é possível notar um alargamento na base da Gaussiana. Comparando-se os gráficos à esquerda se nota uma diminuição da sua amplitude. O motivo dessas diferenças é o efeito da multiplicação da janela unitária pelo sinal recebido. Contudo, estes efeitos não são independentes, pois a diminuição da amplitude máxima da Gaussiana está relacionada com o alargamento de sua base. Enquanto o desvio padrão do conjunto de dados foi aumentado pelo efeito da amostragem, a área total da Gaussiana amostrada permaneceu inalterada.

Também é possível pensarmos em termos da multiplicação da convolução da janela unitária pela anti-transformada de Fourier da curva Gaussiana real que estamos tentando ajustar. Usamos a convolução da janela unitária porque a anti-transformada de Fourier da Gaussiana é a convolução do sinal recebido. Assim, podemos dizer que a curva Gaussiana resultante do sinal amostrado é o resultado da multiplicação, no domínio do tempo, da anti-transformada da curva Gaussiana real pela convolução da janela unitária. Com isso, temos a relação que necessitamos para incluir no nosso modelo o efeito do janelamento sobre os ecos recebidos.

APÊNDICE E - PROVA MATEMÁTICA DA ELIMINAÇÃO DO FATOR 2 NA
TRANSFORMAÇÃO DA EQUAÇÃO (C.11) PARA (C.16)

A seguir é apresentada a prova matemática de como é eliminado o fator 2 na transformação da Equação (C.11) para a Equação (C.16) pela utilização das matrizes α e β definidas na Equação (C.15).

Seja uma matriz $\mathbf{H}_{N \times N}$ tal que:

$$\mathbf{H} = \lambda \cdot \alpha \quad .$$

Se o determinante de α ($\det \alpha$) é dado por:

$$\det \alpha = \varepsilon_{abc\dots p} \cdot \alpha_{1a} \cdot \alpha_{2b} \cdot \alpha_{3c} \dots \alpha_{Np} \quad ,$$

onde ε é o fator de anti-simétrico de Levi-Civita, então o determinante de \mathbf{H} é:

$$\begin{aligned} \det \mathbf{H} &= \varepsilon_{abc\dots p} \cdot H_{1a} \cdot H_{2b} \cdot H_{3c} \dots H_{Np} \\ \det \mathbf{H} &= \varepsilon_{abc\dots p} \cdot (\lambda \cdot \alpha_{1a}) \cdot (\lambda \cdot \alpha_{2b}) \cdot (\lambda \cdot \alpha_{3c}) \dots (\lambda \cdot \alpha_{Np}) \\ \det \mathbf{H} &= \varepsilon_{abc\dots p} \cdot \lambda^N \cdot \alpha_{1a} \cdot \alpha_{2b} \cdot \alpha_{3c} \dots \alpha_{Np} \\ \det \mathbf{H} &= \lambda^N \cdot \det \alpha \end{aligned} \quad .$$

Agora, o cofator do elemento $J \times j$ da matriz α ($\text{cof } \alpha_{Jj}$) é determinado por:

$$\text{cof } \alpha_{Jj} = (-1)^{J+j} \cdot \varepsilon_{abc\dots ik\dots p} \cdot \alpha_{1a} \cdot \alpha_{2b} \cdot \alpha_{3c} \dots \alpha_{li} \cdot \alpha_{Kk} \dots \alpha_{Np} \quad .$$

Assim o cofator do mesmo elemento $J \times j$ da matriz \mathbf{H} fica:

$$\begin{aligned} \text{cof}(H_{Jj}) &= (-1)^{J+j} \cdot \varepsilon_{abc\dots ik\dots p} \cdot H_{1a} \cdot H_{2b} \cdot H_{3c} \dots H_{li} \cdot H_{Kk} \dots H_{Np} \\ \text{cof}(H_{Jj}) &= (-1)^{J+j} \cdot \varepsilon_{abc\dots ik\dots p} \cdot (\lambda \cdot \alpha_{1a}) \cdot (\lambda \cdot \alpha_{2b}) \cdot (\lambda \cdot \alpha_{3c}) \dots (\lambda \cdot \alpha_{li}) \cdot (\lambda \cdot \alpha_{Kk}) \dots (\lambda \cdot \alpha_{Np}) \\ \text{cof}(H_{Jj}) &= (-1)^{J+j} \cdot \varepsilon_{abc\dots ik\dots p} \cdot \lambda^{N-1} \cdot \alpha_{1a} \cdot \alpha_{2b} \cdot \alpha_{3c} \dots \alpha_{li} \cdot \alpha_{Kk} \dots \alpha_{Np} \\ \text{cof}(H_{Jj}) &= \lambda^{N-1} \cdot \text{cof}(\alpha_{Jj}) \end{aligned} \quad .$$

Portanto, a matriz cofatora de \mathbf{H} pode ser escrita da forma:

$$\mathit{cof}\mathbf{H} = \lambda^{N-1} \cdot \mathit{cof}\mathbf{\alpha} \ .$$

E a cofatora das matrizes transpostas fica:

$$\mathit{cof}\tilde{\mathbf{H}} = \lambda^{N-1} \cdot \mathit{cof}\tilde{\mathbf{\alpha}} \ .$$

Finalmente, a matriz inversa de \mathbf{H} pode ser escrita em termos da inversa de $\mathbf{\alpha}$:

$$\mathbf{H}^{-1} = \frac{\mathit{cof}\tilde{\mathbf{H}}}{\mathit{det}\mathbf{H}} = \frac{\lambda^{N-1} \cdot \mathit{cof}\tilde{\mathbf{\alpha}}}{\lambda^N \cdot \mathit{det}\mathbf{\alpha}} = \frac{1}{\lambda} \cdot \mathbf{\alpha}^{-1} \ .$$

APÊNDICE F - ROTINA DE APLICAÇÃO DE RESTRIÇÕES AOS

PARÂMETROS AJUSTADOS PELO MODELO

```
PRO GAUSSCONST, Apar=Apar, Alpha_C=Alpha_C, LoConst=LoConst, HiConst=HiConst,$
  hCont=hCont, alpha_Mtx=alpha_Mtx, beta_Mtx=beta_Mtx
; This procedure calculates the penalty parameters "h", their 1st and 2nd
; derivates with respect to the parameters "A". To avoid any constraint just
; set its respective "Alpha_C" element to zero.
; - "Apar" are the Gaussian parameter.
; - "Alpha_C" is the alpha vector that decreases as well as "Apar" don't
; change to much from the good fit.The order of "Alpha_C" is supposed to
; be the double of the order of "Apar".
; - "LoConst" and "HiConst" are the constraint limits to the gaussians
; Both vectors "LoConst" and "HiConst" must have the order of "Apar" and
; their constraint must be order in the same order. See for example:
;
;   Apar[0] ; snr type 1
;   Apar[1] ; standard deviation type 1
;   Apar[2] ; Doppler freq. type 1
;   Apar[3] ; snr type 2
;   Apar[4] ; standard deviation type 2
;   Apar[5] ; Doppler freq. type 2
;   Apar[6] ; noise level
;   LoConst[0] = 10.^(SNRTH/10.) ; lower limite of snr 1
;   LoConst[1] = 2.0 ; lower limite of sd 1
;   LoConst[2] = 100.0 ; lower limite of freq. 1
;   LoConst[3] = 10.^(SNRTH/10.) ; lower limite of snr 2
;   LoConst[4] = 10.0 ; lower limite of sd 2
;   LoConst[5] = 0.0 ; lower limite of freq. 2
;   LoConst[6] = 0.0 ; lower limite of noise
;   HiConst[0] = 10.^(SNRTH) ; upper limite of snr 1
;   HiConst[1] = 20.0 ; upper limite of sd 1
;   HiConst[2] = 150.0 ; upper limite of freq. 1
;   HiConst[3] = 10.^(SNRTH) ; upper limite of snr 2
;   HiConst[4] = 50.0 ; upper limite of sd 2
;   HiConst[5] = 125.0 ; upper limite of freq. 2
;   HiConst[6] = 10.^(SNRTH/10.) ; upper limite of noise
;-----
; By      : Clezio M. Denardini - denardin@dae.inpe.br (clezio@jro.igp.gob.pe)
; Date    : May 7, 2002
; Modified By      :
; Modified On      :
; Mofification     :
;-----

; determine the order of the matrices and the number of constraints
Mtx_Order = N_ELEMENTS(Apar)

; create the matrices alpha, beta and the vector h
beta_Mtx = FLTARR(Mtx_Order)
alpha_Mtx = FLTARR(Mtx_Order,Mtx_Order)
hCont = FLTARR(2*Mtx_Order)

;Apar = ABS(Apar)

FOR j=0 , Mtx_Order-1, 1 DO BEGIN
  ; Calculate h vector elements
  hCont[j] = Apar[j] - LoConst[j] ; lower limits h
  hCont[Mtx_Order+j] = HiConst[j] - Apar[j] ; upper limits h
  ; Calculate the beta matrix elements
  beta_Mtx[j] = (Alpha_C[Mtx_Order+j] / (hCont[Mtx_Order+j]^2)) - $
    (Alpha_C[j] / (hCont[j]^2))
  ; Calculate the alpha matrix diagonal elements (the other are zero)
  alpha_Mtx[j,j] = 2 * ((Alpha_C[Mtx_Order+j] / (hCont[Mtx_Order+j]^3)) + $
    (Alpha_C[j] / (hCont[j]^3)))
ENDFOR
END
```


APÊNDICE G - FLUXOGRAMA DA FUNÇÃO *EVALUATE_PAR*

