



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21b/2016/10.03.18.04-TDI

**ESTUDO DE IRREGULARIDADES DO PLASMA  
IONOSFÉRICO NA REGIÃO ENTRE AS CAMADAS E E  
F NO SETOR BRASILEIRO A PARTIR DE MEDIDAS  
DE FOGUETE**

Siomel Savio Odriozola

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Alexandre Alvares Pimenta, e Polinaya Muralikrishna, aprovada em 20 de outubro de 2016.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3MHF9DS>>

INPE  
São José dos Campos  
2017

## **PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@inpe.br

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

### **Presidente:**

Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)

### **Membros:**

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

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

Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (CTE)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação de Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SID)

### **BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon

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

### **REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

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

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

### **EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

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

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



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21b/2016/10.03.18.04-TDI

**ESTUDO DE IRREGULARIDADES DO PLASMA  
IONOSFÉRICO NA REGIÃO ENTRE AS CAMADAS E E  
F NO SETOR BRASILEIRO A PARTIR DE MEDIDAS  
DE FOGUETE**

Siomel Savio Odriozola

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Alexandre Alvares Pimenta, e Polinaya Muralikrishna, aprovada em 20 de outubro de 2016.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3MHF9DS>

INPE  
São José dos Campos  
2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Odriozola, Siomel Savio.

Od6e      Estudo de irregularidades do plasma ionosférico na região entre as camadas E e F no setor brasileiro a partir de medidas de foguete / Siomel Savio Odriozola. – São José dos Campos : INPE, 2017.

xxxii + 218 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2016/10.03.18.04-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2016.

Orientadores : Drs. Alexandre Alvares Pimenta, e Polinaya Muralikrishna.

1. Ionosfera equatorial. 2. Irregularidades do plasma. 3. Sonda do Langmuir a bordo do foguete. 4. Densidade eletrônica. 5. Temperatura eletrônica. I.Título.

CDU 52-726:550.388.2

---



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

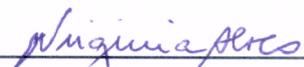
This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): **Siomel Savio Odriozola**

Título: " ESTUDO DE IRREGULARIDADES DO PLASMA IONOSFÉRICO NA REGIÃO ENTRE AS CAMADAS E E F NO SETOR BRASILEIRO A PARTIR DE MEDIDAS DE FOGUETE".

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

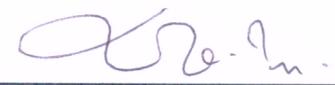
Dra. Maria Virginia Alves

  
\_\_\_\_\_  
**Presidente / INPE / SJCampos - SP**

Dr. Alexandre Alvares Pimenta

  
\_\_\_\_\_  
**Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP**

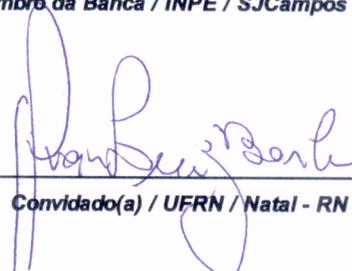
Dr. Polinaya Muralikrishna

  
\_\_\_\_\_  
**Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP**

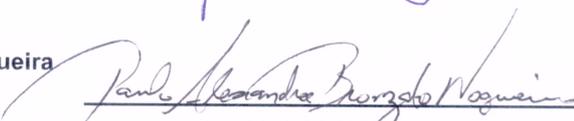
Dr. Eurico Rodrigues de Paula

  
\_\_\_\_\_  
**Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP**

Dr. Gilvan Luiz Borba

  
\_\_\_\_\_  
**Convidado(a) / UFRN / Natal - RN**

Dr. Paulo Alexandre Bronzato Nogueira

  
\_\_\_\_\_  
**Convidado(a) / IFSP. / Jacareí - SP**

Este trabalho foi aprovado por:

( ) maioria simples

(x) unanimidade

São José dos Campos, 20 de Outubro de 2016



*A meu filho Siemel*



## AGRADECIMENTOS

Da mesma forma como aconteceu nos agradecimentos para minha dissertação, estas palavras de agradecimento são as últimas a serem escritas. Ao longo destes últimos anos, diversas pessoas e instituições contribuíram em maior ou menor grau à minha estadia, formação acadêmica e trabalho de pesquisa, até concluir, para tranquilidade de muitas dessas pessoas, satisfatoriamente o doutorado em Geofísica Espacial com este documento de tese. Desejo exprimir meus agradecimentos em forma cronológica para evitar, na medida do possível, a injustiça de esquecer alguém.

Ao Arian, por ter gestado desde o começo todo o processo de matrícula e ter sido de inestimável ajuda durante todo estes anos; limpando muitos dos caminhos que tive que percorrer.

A Cassya por toda a ajuda logística nos primeiros meses e psicológicas nos últimos. Ao curso de pós-graduação em Geofísica Espacial e aos diferentes coordenadores pela sua assistência e disponibilidade. Aproveito ainda para agradecer aos diferentes professores que compartilharam o seus conhecimentos durante os primeiros períodos do doutorado.

A meus orientadores: os Drs. Alexandre Alvares Pimenta e Polinaya Muralikrishna pela confiança ao acolher um estudante estrangeiro e sua disponibilidade permanente durante os anos mais intensos da pesquisa. Além de estimular minha individualidade e liberdade criativa.

Às agências CAPES e CNPq pelo financiamento integral durante o doutorado e pelo apoio dado na minha participação em diferentes congressos científicos. Ao INPE por disponibilizar as instalações, segurança e instrumentos administrativos que sem dúvida garantiram ótimas condições de trabalho.

À família LASER: Fernando, Maria Conceição, Rubens e Vânia por ter manifestado um companheirismo e hospitalidade que nunca irei esquecer.

Aos diferentes amigos de muitas partes deste vasto mundo que com a sua simples companhia mostraram-me o quão plural e diferente é o nosso mundo: Manuel, Ronald, Ramón, Marcio, Joiner, Larissa, Soraia, Jonás, Babu Ram, Fabíola, Suzana, Manilo, Regia, Jonah, Jenny Marcela, German Racca (*RIP*), Anderson, Elvis, Ana, Rodrigo, Roy, Orduy, Gustavo, Célia, Vinícius, Marcos, Paola, Natália e Omar.

Gostaria de agradecer à crescente comunidade cubana em São José dos Campos e Cachoeira Paulista pelos momentos de “cubanidade” que foram como vacinas para matar saudades de Cuba: Neisy, Regla e Eduardo, Madeleine, Reynier, German Fariñas, Lianet, Yusen e família, Arletis, Arianna, Iván, Mylene e Angel.

À Dra Inéz Staciardini Batista e o Dr. Delano Gobbi pelo fornecimento dos dados das Digissondas e o imageador respectivamente e que foram utilizados nesta tese.

Ao Dr. Francisco Carlos (Chiquinho) por sua inavaliável contribuição neste trabalho e pelas inúmeras conversações sobre o mundano e o divino.

À Cris, minha esposa. Um ser raro, um ser fofo como uma grande urso de pelúcia. Sua maior contribuição: ser uma *fofísica* :) <3

Finalmente, aos membros da banca examinadora: Dra Maria Virgínia Alves, Dr. Gilvan Borba, Dr. Eurico Rodrigues de Paula e Dr. Paulo Alexandre Bronzato Nogueira por suas valiosas e detalhadas correções e críticas que ajudaram a melhorar o resultado final que aparece nas próximas páginas.

## RESUMO

O estudo das irregularidades do plasma ionosférico na região equatorial, tem contribuído para o entendimento específico de fenômenos da ionosfera nessa região. Dentre os diferentes instrumentos que fazem medidas nesta parte da atmosfera, destacam-se aqueles a bordo de foguetes, pois realizam medições *in situ* de importantes parâmetros ionosféricos. Nesta tese, é feito um estudo das irregularidades do plasma da ionosfera equatorial sobre parte do território brasileiro, usando medidas do lançamento do foguete a partir de Alcântara ( $2,4^{\circ}$  S,  $44,4^{\circ}$  W, latitude dip  $5,5^{\circ}$  S), Brasil, em 12 de dezembro do 2012 às 19h (hora local) em conjunto com medidas feitas com digissondas localizadas em São Luís ( $2,6^{\circ}$  S,  $44,2^{\circ}$  W, latitude dip  $6^{\circ}$  S) e Fortaleza ( $3,9^{\circ}$  S,  $38,4^{\circ}$  W, latitude dip  $14,9^{\circ}$  S), e imagens obtidas com o imageador tipo *All-Sky* instalado em São João do Cariri ( $7,4^{\circ}$  S,  $36,5^{\circ}$  W, latitude dip  $22,9^{\circ}$  S). Como resultados deste trabalho são obtidos os perfis com a altitude da densidade eletrônica entre as camadas E (90 km) e F (até 430 km); são estimados os perfis com a altura da temperatura eletrônica na região entre as camadas E e F (100 – 325 km); e é feita uma análise espectral das flutuações das medidas de densidade eletrônica a diferentes alturas ao longo da trajetória do foguete. A principal contribuição desta tese é a detecção e caracterização de um tipo de irregularidade do plasma ionosférico pouco estudado e que não havia sido detectado até agora com medições *in situ*, e ainda sem uma denominação apropriada na literatura científica. Estas irregularidades tinham sido detectadas até agora por medidas de radares de espalhamento coerente na região E e no vale entre as camadas E e F próximo ao equador geomagnético. Elas se manifestaram como estriações quase periódicas dos ecos obtidos pelo radar. Além da análise dos dados, para uma melhor compreensão deste fenômeno, foi feita uma simulação numérica para entender a influência do campo elétrico de polarização fora da bolha de plasma na geração destas irregularidades. As simulações reproduzem aproximadamente as observações e o perfil com a altura da densidade eletrônica, sendo uma outra contribuição, de um ponto de vista teórico, desta tese.

Ionosfera equatorial. Irregularidades do plasma. Sonda do Langmuir a bordo do foguete. Densidade eletrônica. Temperatura eletrônica.



# STUDY OF IONOSPHERE PLASMA IRREGULARITIES IN THE REGION BETWEEN E AND F LAYERS AT THE BRAZILIAN SECTOR FROM ROCKET-BORNE MEASUREMENTS

## ABSTRACT

The study of ionospheric plasma irregularities in the equatorial region, has contributed to the understanding of specific ionospheric phenomena in that region. Among the different instruments that measure this part of the atmosphere, those on board rockets are highlighted, as those carry out *in-situ* measurements of important ionospheric parameters. In this thesis, a study of plasma irregularities in the equatorial ionosphere over the Brazilian territory is made, using rocket measurements from Alcântara (2.4° S, 44.4° W, dip latitude 5.5° S), Brazil, on December 12, 2012 at 19h (local time) together with measurements made by Digisondes located at São Luís (2.6° S, 44.2° W, dip latitude 6° S) and Fortaleza (3.9° S, 38.4° W, dip latitude 14.9° S), and images obtained with an *All-Sky* imager installed at São João do Cariri (7.4° S, 36.5° W, dip latitude 22.9° S). As results of this work, the height profiles of electron density between the E (90 km) and F (up to 430 km) layers are obtained; the height profiles of electronic temperature in the region between the E and F layers (100 – 325 km) are estimated; and spectral analysis of the measured electron density fluctuations are made at different heights along the rocket trajectory. The main contribution of this thesis is the detection and characterization of a type of ionospheric plasma irregularity little studied and that had not been detected so far with *in-situ* measurements, and still without a proper denomination in the scientific literature. These irregularities have been detected, so far, by coherent backscatter radar measurements at E region and the valley between the E and F layers near the geomagnetic equator. This irregularities are observed as quasiperiodic striations of the echoes obtained by the radar. In addition to the data analysis for a better understanding of this phenomenon, a numerical simulation is carried out to understand the influence of the polarization electric field outside the plasma bubble (fringe field) in the generation of these irregularities. The simulations approximately reproduces the observations and the height profiles of electron density. This being another contribution, from a theoretical point of view, of this thesis.

Keywords: Equatorial ionosphere. Ionospheric plasma irregularities. Langmuir probe onboard a rocket. Electronic density. Electronic temperature.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Classificação das irregularidades de acordo com as diferentes ordens de comprimento e os instrumentos utilizados para detectá-las. . . . .	2
2.1 Diagrama esquemático ilustrando o dínamo da região E. As setas em preto exibem as direções e intensidades das correntes elétricas. . . . .	11
2.2 Diagrama esquemático ilustrando o estabelecimento de uma irregularidade no plasma da ionosfera equatorial de acordo com a instabilidade GR-T. . . . .	16
2.3 Simulações numéricas de geração de irregularidades na concentração eletrônica para uma perturbação $\frac{n(x,y,0)}{n_0(x,y,0)} = 1 - e^{-3} \cos\left(\frac{\pi}{8\Delta x}\right)$ com uma escala de comprimento = 2 km. . . . .	24
2.4 Simulações numéricas de geração de irregularidades na concentração eletrônica para uma perturbação $\frac{n(x,y,0)}{n_0(x,y,0)} = 1 - \frac{e^{-3}}{2} \cos\left(\frac{\pi}{8\Delta x} - 1\right)$ com uma escala de comprimento = 2 km. . . . .	24
2.5 Simulações numéricas de geração de irregularidades na concentração eletrônica mostrando os efeitos provocados pelo vento neutro e a condutividade ambiente da região E. . . . .	25
2.6 Modos em que pode operar a instabilidade CFI ou GDI. No painel esquerdo um campo elétrico é dirigido para acima e no painel direito o campo elétrico é dirigido para a direita da figura. . . . .	29
2.7 Modelo de capacitor de placas paralelas análogo a bolhas de plasma usado no trabalho de Mukherjee e Patra (2014). A configuração A é usada no equador geomagnético, onde o campo $\vec{B}$ é horizontal. A configuração B é usada em baixas latitudes, onde o campo $\vec{B}$ é curvado ao longo da direção norte-sul ou eixo $x$ neste modelo. Para uma maior clareza, uma imagem de duas bolhas observadas em Jicamarca, é superposta ao modelo. . . . .	34
3.1 Ionogramas obtidos por Booker e Wells (1938). Observa-se nos painéis superiores, como os ecos mostrados nesses ionogramas estão espalhados preferentemente na direção vertical ou da altitude. No painel inferior direito é mostrado um ionograma sem espalhamento, ou seja, sem manifestação de irregularidades. . . . .	40

3.2	Digissonda DPS4 instalada em São Luís (MA). O bloco de geração digital de frequências de sondagem e processamento do sinal retroespalhado é mostrado no painel esquerdo. No painel central e direito é mostrado a antena de transmissão e as antenas de recepção, respectivamente. . . . .	41
3.3	Localização relativa da estação ionosférica de São Luís e do Centro de Lançamento de Alcântara (CLA). Desde o vizinho município Raposa, na parte esquerda da figura, foi acompanhada a trajetória do foguete com uma estação móvel de rastreamento de veículos suborbitais. . . . .	42
3.4	Sequência de ionogramas obtidos pela Digissonda instalada em São Luís. O primeiro ionograma mostrado foi obtido às 21 : 20 UT. O lançamento do foguete aconteceu às 22 : 00 UT. A característica <i>spread F</i> aparece no ionograma nesse mesmo horário e continuam nos ionogramas restantes.	43
3.5	Localização relativa das estações ionosféricas de São Luís e Fortaleza. A linha preta representa o equador magnético. O ponto vermelho e a linha vermelha representam o CLA e a projeção da trajetória do foguete no plano do mapa respectivamente. O ponto preto representa a estação de observação de luminescência atmosférica de São João do Cariri(seção 3.1.2).	45
3.6	Sequência de ionogramas obtidos pela Digissonda instalada em Fortaleza. O primeiro ionograma mostrado foi obtido às 21 : 20 UT. O lançamento do foguete aconteceu às 22 : 00 UT. A característica <i>spread F</i> aparece no ionograma 30 minutos após o horário de lançamento do foguete. . . . .	47
3.7	Evolução temporal da $h'_{min}F$ . A linha tracejada representa o pôr do sol local em São Luís no dia do lançamento do foguete (08/12/2012). O pôr do sol em Fortaleza aconteceu $\sim$ 22 minutos antes. . . . .	48
3.8	Esquema padrão do imageador de tipo <i>All-sky</i> . . . . .	50
3.9	Localização relativa do CLA e o observatório de luminescência atmosférica de São João do Cariri. A linha preta representa o equador magnético. O ponto vermelho e a linha vermelha representam o CLA e a projeção da trajetória do foguete no plano do mapa respectivamente. O ponto verde representa a estação ionosférica de Fortaleza (seção 3.1.1) . . . . .	53
3.10	Primeira evidência de bolha na ionosfera acima de São João do Cariri. A primeira imagem, que aparece à esquerda da Figura, foi obtida às 22 : 21 : 47 UT. A sequência de imagens mostrada é a cada 10 minutos. . . . .	54
3.11	Bandas mais finas aparecem no oeste do campo de visada do imageador. A sequência de imagens mostrada é a cada 2 minutos, começando às 22 : 53 : 57 UT ate às 23 : 01 : 05 UT. . . . .	55

3.12	Bolhas observadas entre às 23 : 35 : 02 UT e às 23 : 49 : 19 UT. A sequência de imagens mostrada é a cada 2 minutos. As bolhas têm um movimento para o leste e aparecem em estruturas bifurcadas cobrindo o campo de visada do imageador. . . . .	56
3.13	Mapas RTI (painel superior), RTV vertical (painel do meio) e RTV zonal (painel inferior) obtidos em Jicamarca na noite do 06/09/1996. As tonalidades amarelo-vermelho do mapa RTV vertical, denotam estruturas ascendentes. As tonalidade da cor azul no mapa RTV zonal denotam estruturas se movendo para oeste. . . . .	60
3.14	Órbita do C/NOFS próximo ao momento do lançamento do foguete (22 UT). O equador magnético é representado em linha preta. A órbita do C/NOFS está representada por uma linha verde. . . . .	63
3.15	Principais dados adquiridos pelo módulo CINDI entre às 21 : 00 e às 22 : 00 UT prévio ao lançamento do foguete (22 : 00 UT). . . . .	64
3.16	Primeiras duas órbitas do C/NOFS próximas do CLA após o lançamento do foguete. O equador magnético é representado em linha preta. As órbitas do C/NOFS estão representadas por linhas na cor verde e azul. . . . .	65
3.17	Principais dados adquiridos pelo módulo CINDI entre às 0040 e às 0300 UT após o lançamento do foguete (2200 UT dia anterior). . . . .	66
3.18	Esquema com as diferentes partes e dimensões do foguete VS30/Orion usado no lançamento da Operação Iguaiaba. . . . .	68
3.19	O foguete de dois estágios VS30/Orion - V10 minutos antes de ser lançado. . . . .	69
3.20	Representação tridimensional da trajetória do foguete VS30/Orion - V10 (cor vermelha). Em cor azul, a projeção no plano vertical ou da altitude. . . . .	70
3.21	Trajetória do foguete georreferenciada. Em linha pontilhada aparece o segmento do equador magnético acima da América do Sul no dia do lançamento do foguete. . . . .	71
3.22	Posição do terminadouro solar ao nível do mar no dia e hora do lançamento do foguete. As retas vermelhas representam as projeções, no plano do mapa, das linhas do campo magnético. O terminadouro solar é quase paralelo à linha do campo magnético próxima ao centro do lançamento (CLA). . . . .	75
3.23	Representação esquemática dos eixos do magnetômetro em relação ao campo $\vec{B}$ e o eixo axial do foguete. . . . .	76

3.24	Série temporal de todo o voo das componentes <i>MagX</i> (painel esquerdo) e <i>MagY</i> (painel direito). A partir dos 57 s (linha vermelha) o voo do foguete entra no regime de voo livre ou balístico. A partir deste momento é válida a análise dos dados para estimar as frequências de rotação e precessão do foguete. . . . .	77
3.25	Série temporal da componente <i>MagX</i> entre 170 s e 218 s (painel esquerdo). Os valores da componente <i>MagY</i> foram plotados entre 181,5 s e 183,5 s (painel direito). . . . .	77
3.26	Exemplos de diferentes SL instaladas em diferentes veículos espaciais. Painel A: SL esférica instalada em foguetes de sondagem tipo ICI-2. Painel B: SL cilíndrica instalada em foguetes japoneses. Painel C: SL plana que voou no satélite Akebono. Painel D: SL cônica instalada no foguete VS30/Orion - V10. . . . .	79
3.27	Curva I-V teórica e parâmetros fundamentais que aparecem na SL. . . .	81
3.28	Diagrama em blocos mostrando o sistema elétrico simplificado usado junto com a sonda de Langmuir cônica a bordo do foguete. O módulo A, no interior do retângulo em linhas tracejadas, é mostrado à esquerda da Figura. . . . .	83
3.29	Sonda de Langmuir Cônica (SLC) usada na Operação Iguaiaba sendo calibrada no laboratório. . . . .	85
3.30	Relação obtida, usando os dados de calibração medidos no laboratório, entre o sinal de saída do sistema eletrônico instalado no foguete e a corrente recolhida pela SLC. . . . .	86
3.31	Características físicas da SLC. Todas as dimensões mostradas estão em <i>mm</i> . . . . .	87
3.32	Regime de tensão aplicada à Sonda de Langmuir Cônica (SLC) durante o voo. A duração de cada regime é indicada na Figura. . . . .	89
3.33	Estrutura dos dados gerados pela SLC e parâmetros obtidos a partir destes dados. Dentro de cada bloco e entre parêntesis, o número médio de medições feito pelo instrumento durante um ciclo de varredura (2,5 s). . . . .	90
3.34	Ajustes da trajetória com diferentes polinômios. Painel A: Ajustes sobre a trajetória durante todo o voo. Os dados de trajetografia fornecido pelos radares são representados em linha azul-preta. Os ajustes, em linha verde e vermelha. Painel B: Ajuste a um polinômio de ordem 3 dos dados durante os primeiros 46 s do voo. Painel C: Segmento da curva onde acontece a mudança de ajustes. Painel D: Ajuste a um polinômio de ordem 2 (parábola) dos dados entre os os 46,1 s até o final do voo. . . .	91

3.35	Implementação, nos dados de corrente contínua durante o regime de tensão constante (SCCTc), do algoritmo descrito acima. Painel A: Dados originais. Painel B: Dados após ser aplicado o antepenúltimo item do algoritmo. Painel C: Dados após ser aplicado o último item do algoritmo, ou seja dados corrigidos com os ganhos. . . . .	93
4.1	Perfil com a altitude da Corrente Contínua (CC) na subida (perfil na cor azul), e na descida do foguete (perfil na cor vermelha). . . . .	96
4.2	Detalhe da região onde é atingido o mínimo dos valores de perfil com a altitude da Corrente Contínua (CC). . . . .	97
4.3	Ionograma registrado pela Digissonda instalada em São Luís, 35 km ao sul do CLA, no mesmo horário do lançamento do foguete (19 : 00 LT). O ponto destacado na figura foi usado para obter os valores da $n_e$ a partir dos valores medidos da CC. . . . .	99
4.4	Perfis com a altitude da densidade numérica dos elétrons ( $n_e$ ) durante a subida do foguete. . . . .	100
4.5	Perfis com a altitude da densidade numérica dos elétrons ( $n_e$ ) durante a descida do foguete. . . . .	100
4.6	Perfis com a altitude da $n_e$ durante a subida do foguete entre os 112 e até os 190 km. As escalas e o nível da depleção das estruturas irregulares são destacadas em vermelho. . . . .	101
4.7	Perfis com a altitude da $n_e$ durante a descida do foguete entre os 90 e até os 202 km. As escalas e o grau da depleção das estruturas irregulares são destacadas em azul. . . . .	103
4.8	Ionogramas registrados em São Luís durante o lançamento de um foguete Sonda III desde o CLA no dia 18 – 12 – 1995, às 21 : 17 LT. O ionograma do painel esquerdo foi registrado às 00 : 15 UT (21 : 15 LT). O ionograma do painel direito foi registrado às 00 : 20 UT (21 : 20 LT). . . . .	105
4.9	Procedimento para determinar o alcance entre os máximos da $n_e$ e a altitude do foguete entre estes máximos e o apogeu. . . . .	108
4.10	Perfis com a altitude da $n_e$ durante a descida do foguete entre os 320 e até os 198 km. As altitudes e $n_e$ médias das depleções e adensamentos das estruturas irregulares são destacadas em preto e azul respectivamente. . . . .	110
4.11	Correntes medidas nos regimes de tensão variável (A) e constante (B). Corrente obtida após serem eliminados valores espúrios (C) e curva já contínua após serem aplicados os ganhos (D). . . . .	113

4.12	Correntes medidas nos regimes de tensão variável (A) e constante (B). Corrente medida após serem eliminados valores espúrios (C) e curva já contínua após serem aplicados os ganhos (D). Neste exemplo aparece um buraco nos dados na última região da curva (D) pela eliminação de valores espúrios de corrente medidos pela sonda. . . . .	114
4.13	Diagrama mostrando a condição Movimento Orbital Limitado (MOL) no painel direito. As sondas de Lagmuir usadas em pesquisas ionosféricas são projetadas para ter dimensões com as quais seja satisfeita a condição MOL.	116
4.14	Curvas $I-V$ correspondentes aos exemplos das Figuras 4.11 (A) e 4.12 (B). Gráfico log-linear da corrente $\times$ potencial aplicados na sonda correspondentes aos exemplos das Figuras 4.11 (C) e 4.12 (D). . . . .	119
4.15	Metodologia aplicada na curva $I-V$ (A). Representação num gráfico log-linear da curva $I-V$ (B). Ajustes lineares no gráfico log-linear da curva $I-V$ para determinar o valor de $V_p$ (C). Ajuste exponencial final ou linear na representação logarítmica da curva $I-V$ (D). Com o parâmetro $b$ é determinada a $T_e$ . . . . .	120
4.16	Perfil com a altitude da $T_e$ estimada a partir das curvas $I-V$ durante a subida do foguete entre os 95 e os 327 km. . . . .	121
4.17	Perfil com a altitude da $T_e$ estimada a partir das curvas $I-V$ durante a descida do foguete entre os 95 e os 327 km. . . . .	121
4.18	Perfis da $n_e$ e a $T_e$ obtidos a partir dos dados obtidos durante o primeiro voo da campanha “ <i>DEOS</i> ” (painel superior). Os perfis análogos obtidos no experimento “ <i>IONEX II</i> ” usando um foguete Sonda III lançado a partir do CLA são mostrados no painel inferior. A linha tracejada que aparece no perfil da $T_e$ representa os valores fornecidos pelo modelo IRI95.	125
4.19	Comparação ilustrativa entre os perfis da $n_e$ e a $T_e$ para a subida (painel superior) e descida (painel inferior) do foguete. Uma relação entre regiões com depleções nos valores da densidade de elétrons e incrementos nos valores da temperaturas eletrônica em altitudes vizinhas pode ser observada na maior parte dos perfis. . . . .	126
4.20	Parte dos resultados do primeiro voo da campanha “ <i>EQUIS II</i> ”. O perfil completo da $T_e$ durante a subida e descida e a comparação dos dados com o modelo IRI é mostrado no painel superior. No painel inferior, aparecem, da esquerda para a direita, os valores dos perfis da $n_e$ e $T_e$ na região E, os perfis do campo elétrico zonal e vertical e os perfis do vento zonal e meridional respetivamente. . . . .	128

4.21	Geometria da sonda de Langmuir usada no foguete. Os parâmetros que foram calculados para a determinação final da superfície da sonda (cor cinza na figura) estão destacados em cor vermelha ( $r$ , $R$ ) e azul ( $m$ ). . . . .	130
4.22	Resultado final (após correção para ganho) do ciclo de varredura de tensão com o valor utilizado como $I_{sat}$ destacado em vermelho (A). Ciclo de medição logo após do ciclo do painel A, ou seja, ciclo no regime de tensão constante com o valor utilizado para calcular a $n_e$ destacado em vermelho (B). . . . .	131
4.23	Comparação entre o perfil com altura da $n_e$ determinado experimentalmente e o perfil com altura da $n_e$ obtido usando a relação 4.12 na região de saturação de elétrons durante a subida do foguete (painel superior) e a descida do foguete (painel inferior). . . . .	133
5.1	Espectros de potência das escalas (número de ondas) das medidas de flutuações eletrônicas de diferentes experimentos feitos em localidades e datas diferentes. A-C, no atol de Kwajalein nas Ilhas Marshalls; D, G, H e I em <i>Punta Lobos Peru</i> ; E Natal, Brasil; F Florida, Estados Unidos. . . . .	137
5.2	Regiões selecionadas para fazer a análise das flutuações da $n_e$ . Painel esquerdo: Perfil com altitude da $n_e$ durante a subida do foguete. As setas em azul assinalam as regiões escolhidas conforme o critério acima exposto. Painel direito: Perfil com altitude da $T_e$ durante a subida do foguete. . . . .	141
5.3	Regiões selecionadas para fazer a análise das flutuações da $n_e$ . Painel esquerdo: Perfil com altitude da $n_e$ durante a descida do foguete. As setas em vermelho assinalam as regiões escolhidas conforme o critério acima exposto. Painel direito: Perfil com altitude da $T_e$ durante a descida do foguete. . . . .	141
5.4	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 262, 86 km e os 264, 41 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	145
5.5	Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para as primeiras duas altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. . . . .	146

5.6	Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para a terceira e quarta altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. . . . .	149
5.7	Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para as últimas altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. . . . .	150
5.8	Gráficos da flutuação média de primeira ordem ( $F1$ ) obtidos usando a técnica DFA para as primeiras duas altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos coeficientes angulares do ajuste por mínimos quadrados em cada seção do espectro são mostrados acima da reta correspondente. . . . .	154
5.9	Gráficos da flutuação média de primeira ordem ( $F1$ ) obtidos usando a técnica DFA para a terceira e quarta altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos coeficientes angulares do ajuste por mínimos quadrados em cada seção do espectro são mostrados acima da reta correspondente. . . . .	156
5.10	Gráficos da flutuação média de primeira ordem ( $F1$ ) obtidos usando a técnica DFA para as últimas altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos coeficientes angulares do ajuste por mínimos quadrados em cada seção do espectro são mostrados acima da reta correspondente. . . . .	157
5.11	Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para as primeiras duas altitudes escolhidas (em ordem ascendente) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos índices de escala ( $\beta$ ) em cada seção do espectro são mostrados acima da correspondente reta de ajuste. . . . .	159
5.12	Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para a terceira e quarta altitudes escolhidas (em ordem ascendente) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos índices de escala ( $\beta$ ) em cada seção do espectro são mostrados acima da correspondente reta de ajuste. . . . .	160

5.13	Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para as últimas altitudes escolhidas (em ordem ascendente) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos índices de escala ( $\beta$ ) em cada seção do espectro são mostrados acima da correspondente reta de ajuste. . . . .	161
6.1	Mapa da distribuição com a altura e o tempo dos ecos registrados pelo radar VHF sobre Jicamarca. Irregularidades no plasma com distribuição espacial e temporal periódica podem ser reconhecidas entre 120 e 250 km.	167
6.2	Mapa da distribuição com a altura e o tempo dos ecos registrados pelo radar VHF sobre Jicamarca em Março de 1979. . . . .	168
6.3	Relação sinal-ruído (SNR) dos ecos recebido pelo radar VHF instalado em Jicamarca. Superpostas a este mapa RTI (obtido no dia 23/10/1993), são mostradas duas trajetórias reais, deslocada 60 km na direção horizontal uma em relação à outra, do voo do foguete no dia 08/12/2012. É suposto que a trajetória do foguete poderia ter tido qualquer parábola no interior da região sombreada em azul claro. . . . .	170
6.4	Resultados da soma dos diferentes valores da relação sinal-ruído calculadas a cada 5 km na região das possíveis trajetórias do foguete (representado na cor azul claro na Figura 6.3). . . . .	171
6.5	Perfis com a altura da corrente coletada pela sonda de Langmuir normalizados. . . . .	171
6.6	Perfis com a altura da corrente coletada pela SLC normalizados e suavizados após ser aplicado uma média móvel exponencial. Este perfil corresponde ao ruído ou tons de cinza próximo de 1 da Figura 6.3 e representa a ionosfera de fundo, ou seja, a ionosfera sem irregularidades. . . . .	172
6.7	Equivalente da variação com a altitude da relação sinal-ruído obtidos a partir dos dados da corrente coletada pela SLC a bordo do foguete. . . . .	172
6.8	Perfis com a altura dos tons de cinza integrados, para alturas fixas, calculados a partir do mapa RTI obtido em Jicamarca com radar VHF (linha azul com pontos pretos) e perfis com altura da relação sinal-ruído obtida usando os dados de corrente (ou, equivalentemente, $N_e$ ) coletados pela SLC ao bordo do foguete (linha preta). . . . .	173
6.9	Relação sinal-ruído (SNR) dos ecos recebido pelo radar VHF instalado em Jicamarca. No interior da elipse de cor preta são destacados estriamentos na relação sinal-ruído obtida pelo radar. Estes estriamentos representam irregularidades de diferentes densidades eletrônicas. . . . .	175

6.10	No painel superior aparece a posição do terminadouro solar no dia e hora da observação feita pelo radar VHF no JRO e mostrada na Figura 6.1. No painel inferior aparece a posição do terminadouro solar no dia e hora do lançamento do foguete desde o CLA. As retas vermelhas representam, aproximadamente, as projeções, no plano do mapa, das linhas do campo magnético. O terminadouro solar é quase paralelo à linha do campo magnético no setor peruano e no setor brasileiro . . . . .	176
6.11	Situação física na região do vale entre as camadas E e F onde um campo zonal ( $E_{o\varphi}$ ) causa uma deriva diferenciada dos íons ( $u_i$ ) e elétrons ( $u_e$ ) nas paredes leste e oeste da irregularidade. . . . .	178
6.12	Perfil de concentração eletrônica inicial ou não perturbado ( $n_0$ ) usado nos experimentos numéricos. . . . .	181
6.13	Experimento numérico no. 1 ( $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = 0$ ). Evolução temporal dos contornos de isodensidade dos elétrons. . . . .	182
6.14	Experimento numérico no. 2 ( $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = 1$ ). Evolução temporal dos contornos de isodensidade dos elétrons. . . . .	183
6.15	Experimento numérico no. 3 ( $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = 2$ ). Evolução temporal dos contornos de isodensidade dos elétrons. . . . .	184
6.16	As retas pretas da figura delimitam a faixa na qual foi simulado(reconstruído) o perfil vertical com a altitude da densidade numérica dos elétrons. . . . .	185
6.17	Evolução temporal do perfil vertical com a altitude da densidade numérica dos elétrons obtido mediante simulação numérica. No painel direito, são mostrados os perfis em mais detalhe. . . . .	186
A.1	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 151,49 km e os 153,63 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	208
A.2	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 167,6 km e os 169,65 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	209

A.3	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 262,61 km e os 264,28 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	210
A.4	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 316,46 km e os 317,83 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	211
A.5	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 348,51 km e os 349,66 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	212
A.6	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 400,13 km e os 400,79 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	213
A.7	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 400,57 km e os 399,91 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	214
A.8	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 349,52 km e os 348,37 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	215
A.9	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 317,79 km e os 316,47 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	216

A.10	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 205,73 km e os 203,87 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	217
A.11	Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da $n_e$ entre os 143,7 km e os 141,58 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série $\frac{\delta N}{N}$ obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior). . . . .	218

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Principais parâmetros do voo . . . . .	70
3.2 Índices $K_p$ para os dias 08/12/2012 e 09/12/2012. . . . .	73
3.3 Valores de parâmetros normalmente usados para caracterizar a atividade solar referentes ao dia do lançamento do foguete. . . . .	73
5.1 Pontos de quebra estimados a partir dos espectros das flutuações da primeira ordem da técnica DFA para as diferentes altitudes escolhidas na Seção 5.1. . . . .	158
5.2 Valores dos índices $\beta$ obtidos a partir dos espectros de potências das flutuações da $n_e$ calculados usando a técnica FFT para as altitudes selecionadas na Seção 5.1. . . . .	162
5.3 Tabela comparativa de índices espectrais obtidos a partir de espectros de potência de flutuações da concentração eletrônica, feitos com dados medidos a bordo de foguetes em outros experimentos e para uma faixa de altura similar à usada neste trabalho(menos os marcados com um asterisco). . . . .	166



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AEB	– Agência Espacial Brasileira
CA	– Corrente Alternada
CC	– Corrente Contínua
CCD	– Charge Coupled Device
CEIS	– Convective Equatorial Ionospheric Storms
CII	– Collisional Interchange Instability
CINDI	– Coupled Ion-Neutral Dynamics
CLA	– Centro de Lançamento de Alcântara
CLBI	– Centro de Lançamento de Barreira do Inferno
C/NOFS	– Communications/Navigation Outage Forecast System
DCTA	– Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial
DFA	– Detrending Fluctuation Analysis
DLR	– Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Dst	– Disturbance Storm Time
ESF	– Equatorial Spread F
EQE	– Ecos Quase-periódicos Equatoriais
EQP	– Equatorial QuasiPeriodic echoes
FFT	– Fast Fourier Transform
GNSS	– Global Navigation Satellite System
GPS	– Global Positioning System
hTc	– série de alturas no regime de Tensão constante
hTcA	– série de alturas no regime de Tensão constante para a corrente Alternada
hVt	– série de alturas no regime de Varredura de tensão
HHT	– Hilbert-Huang Transform
IAE	– Instituto de Aeronáutica e Espaço
IES	– Irregular Equatorial-upper-E-valley region Structure
IGRF	– International Geomagnetic Reference Field
INPE	– Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
IRI	– International Reference Ionosphere
JRO	– Jicamarca Radio Observatory
LT	– Local Time
LEO	– Low Earth Orbit
MSIS-E	– Mass Spectrometer and Incoherent Scatter - Extends
MOL	– Movimento Orbital Limitado
PREVD	– Pre-Reversal Enhancement in the Vertical Drift
RTI	– Range Time Intensity
RTV	– Range Time Velocity
SCATc	– Série temporal da Corrente Alternada no regime de Tensão constante
SCAVt	– Série Temporal de Corrente Alternada no regime de Varredura de tensão
SCCTc	– Série temporal da Corrente Contínua no regime de Tensão constante

SCCTv	–	Série temporal da Corrente Contínua no regime de Varredura de tensão
SL	–	Sonda de Langmuir
SLC	–	Sonda de Langmuir Cônica
SNR	–	Signal to Noise Ratio
SOR	–	Sucessive Over Relaxation
STc	–	Série temporal dos potenciais aplicados à sonda no regime de Tensão constante
SVt	–	Série temporal dos potenciais aplicados à sonda no regime de Varredura de tensão
UFRN	–	Universidade Federal do Rio Grande do Norte
UT	–	Universal Time
VEFI	–	Vetor Electric Field Instrument
VHF	–	Very High Frequency

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\vec{B}$	–	vetor indução do campo geomagnético
$\vec{E}$	–	vetor intensidade do campo elétrico
$C_s$	–	velocidade íon-acústica
$D$	–	coeficiente de difusão
$e$	–	carga do elétron
$f$	–	frequência
$h_{max}F$	–	altura do máximo da região F
$h'_{min}F$	–	altura virtual mínima ou da base da região F
$\hbar$	–	Constante de Planck reduzida
$I_{i/e}$	–	Corrente dos íons/elétrons
$I_{sat}$	–	Corrente de saturação dos elétrons na curva I-V
$f_oF$	–	frequência crítica da região F
$F(E)$	–	função de distribuição das energias dos elétrons
$\vec{g}$	–	vetor aceleração da gravidade
$\vec{J}$	–	vetor densidade de corrente
$k_B$	–	constante de Boltzmann
$\vec{k} k$	–	vetor de onda e número de onda
$K_p$	–	Índice geomagnético planetário
$L_m$	–	parâmetro de Macllwain
$m_{i/e}$	–	massa dos íons/elétrons
$n$	–	densidade numérica das cargas
$n_{i/e}$	–	densidade numérica dos íons/elétrons
$q_j$	–	carga dos constituintes carregados na ionosfera
$R$	–	raio maior do cone truncado
$R_o$	–	raio médio da Terra
$r$	–	raio menor do cone truncado
$t$	–	tempo
$T_e$	–	temperatura cinética dos elétrons na ionosfera
$T_{eff}$	–	temperatura efetiva calculada a partir da função de distribuição não-Maxwelliana
$T_j$	–	temperatura dos constituintes carregados na ionosfera
$u$	–	velocidade zonal ou longitudinal dos neutros
$V$	–	potencial aplicado à sonda
$V_f$	–	potencial flutuante
$\vec{V}_{Fog}$	–	velocidade do foguete
$V_p$	–	potencial do plasma
$V_r$	–	potencial retardante
$w$	–	velocidade de deriva vertical dos neutros
$W$	–	velocidade do vento neutro
$\vec{U}$	–	velocidade dos neutros
$\vec{V}$	–	velocidade do plasma

$\vec{V}_d$	–	velocidade de deriva do plasma
$\beta$	–	taxa de recombinação (Capítulo 2 e 6)
$\beta$	–	exponente de escala ou índice espectral de potencia (Capítulo 5)
$\delta N$	–	valores da densidade numérica de elétrons medidos com alta taxa de amostragem
$\epsilon_o$	–	Permissividade eléctrica do vácuo
$\gamma$	–	taxa de crescimento da instabilidade
$\phi$	–	potencial eletrostático
$\varphi$	–	longitude geográfica
$\lambda$	–	comprimento de onda
$\rho$	–	densidade de carga
$\sigma_C$	–	condutividade Cowling
$\sigma_H$	–	condutividade Hall
$\sigma_P$	–	condutividade Pedersen
$\nu_{xy}$	–	Frequência de colisão de x com y
$\Psi$	–	fator anisotrópico
$\Sigma_P^E$	–	condutividade Pedersen integrada ao longo do tubo de fluxo para a região E
$\Sigma_P^F$	–	condutividade Pedersen integrada ao longo do tubo de fluxo para a região F
$\theta$	–	ângulo entre o campo magnético e a direção de propagação das irregularidades
$\omega$	–	frequência angular
$\Omega_{i/e}$	–	girofrequência dos íons/elétrons

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Objetivos e estrutura da tese . . . . .	3
<b>2 UMA REVISÃO DAS IRREGULARIDADES NOTURNAS NA REGIÃO EQUATORIAL E DE BAIXAS LATITUDES</b> . . . . .	<b>9</b>
2.1 Irregularidades da região E. . . . .	10
2.1.1 O eletrojato equatorial. . . . .	10
2.1.2 Irregularidades do Plasma no Eletrojato Equatorial. . . . .	12
2.2 Irregularidades da região F. . . . .	14
2.2.1 Instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor (GR-T). . . . .	15
2.2.2 A teoria generalizada da instabilidade GR-T. . . . .	19
2.2.3 Teorias não-Lineares. . . . .	22
2.3 Irregularidades do vale entre as regiões E e F . . . . .	27
2.3.1 Instabilidade de deriva de gradiente $\vec{E} \times \vec{B}$ ou de campo cruzado. . . . .	28
2.3.2 Estudos recentes. . . . .	30
<b>3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIAS</b> . . . . .	<b>37</b>
3.1 Instrumentos de medições remotas. . . . .	38
3.1.1 Digissondas em Fortaleza e São Luís. . . . .	39
3.1.2 Imageador em São João do Cariri. . . . .	49
3.1.3 Radar VHF em São Luís e Jicamarca. . . . .	57
3.2 Instrumentos de medições <i>in-situ</i> . . . . .	61
3.2.1 O satélite C/NOFS. . . . .	61
3.2.2 O foguete de sondagem. Condições heliofísicas durante o lança- mento do foguete. . . . .	67
3.2.2.1 Magnetômetro embarcado em foguete. . . . .	75
3.2.2.2 Sonda de Langmuir embarcada em foguete. . . . .	78
3.3 Metodologias usadas para o processamento dos dados. . . . .	88
3.3.1 Digissonda. . . . .	88
3.3.2 Imageador. . . . .	89
3.3.3 Sonda de Langmuir. . . . .	89

<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO I: PERFIL DE CONCENTRAÇÃO E TEMPERATURA ELETRÔNICA OBTIDOS A PARTIR DE MEDIDAS DE FOGUETE . . . . .</b>	<b>95</b>
4.1	Perfil com a altura da corrente direta obtido a partir dos dados da sonda do Langmuir. . . . .	95
4.2	Determinação do perfil com a altura da concentração de elétrons. . . . .	98
4.2.1	Análise e discussão dos perfis com a altura da concentração de elétrons. . . . .	101
4.3	Perfil com a altura da temperatura eletrônica. . . . .	112
4.3.1	Análise das curvas características corrente - voltagem obtidas a partir dos dados da sonda do Langmuir. . . . .	115
4.3.2	Determinação do perfil com a altura da temperatura eletrônica. . . . .	120
4.3.3	Determinação do perfil com a altura da concentração eletrônica usando valores da temperatura eletrônica. . . . .	129
<b>5</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO II: ANÁLISE DAS FLUTUAÇÕES DA CONCENTRAÇÃO ELETRÔNICA OBTIDOS A PARTIR DE MEDIDAS DE FOGUETE . . . . .</b>	<b>135</b>
5.1	Análise dos dados de corrente alternada. . . . .	140
5.2	Espectro de potências das flutuações da densidade eletrônica usando o algoritmo FFT. . . . .	142
5.3	Espectro das flutuações da densidade eletrônica usando o algoritmo DFA. . . . .	151
5.4	Índices espectrais das flutuações da densidade eletrônica obtidos usando o algoritmo FFT. . . . .	158
<b>6</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO III: DETECÇÃO DE IRREGULARIDADES QUASE PERIÓDICAS NA REGIÃO ENTRE AS CAMADAS E E F. SIMULAÇÃO NUMÉRICA . . . . .</b>	<b>167</b>
6.1	Comparação dos dados obtidos com a sonda de Langmuir e imagens do radar de espalhamento coerente (VHF) . . . . .	167
6.2	Simulação numérica . . . . .	177
<b>7</b>	<b>CONCLUSÕES . . . . .</b>	<b>187</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>191</b>
	<b>APÊNDICE - SÉRIES TEMPORAIS E FLUTUAÇÕES CALCULADAS QUE FORAM UTILIZADAS NA OBTENÇÃO DOS ESPECTROS DE POTÊNCIA ANALISADOS NO CAPÍTULO 5 . . . .</b>	<b>207</b>

# 1 INTRODUÇÃO

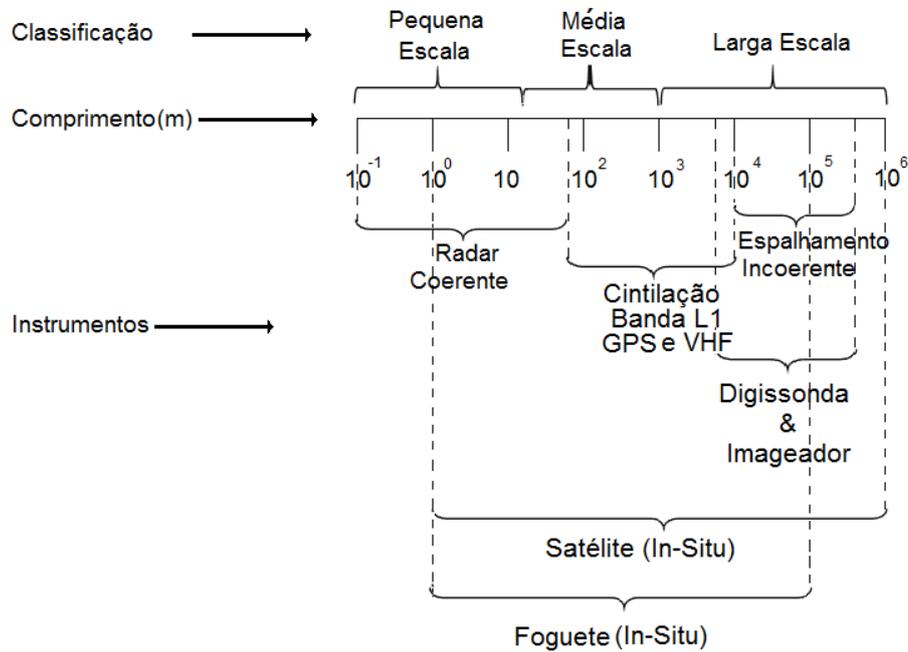
O equador magnético no setor americano se estende por grande parte das regiões norte e central do Brasil. De fato, o país com a maior presença do seu território no equador magnético é o Brasil e, ao mesmo tempo, é em território brasileiro onde são medidas as maiores declinações do campo magnético no hemisfério sul (MAUS et al., 2010). Isto torna o território nacional uma das melhores localizações do mundo para estudar fenômenos típicos da ionosfera equatorial e de baixas latitudes. Um desses fenômenos é a geração e evolução espaço-temporal de irregularidades na densidade do plasma ionosférico. As irregularidades na densidade do plasma ionosférico são anomalias típicas da ionosfera tropical. Estas se caracterizam por serem depleções ou aumentos na concentração eletrônica (com relação ao plasma ambiente) com diferentes escalas de comprimento, que variam em até sete ordens (Figura 1.1). Devido ao fato de abranger várias ordens de comprimento, os efeitos das irregularidades na propagação de sinais de rádio, afetam uma ampla faixa de frequências dessas ondas. As comunicações que utilizam essa faixa de frequência são afetadas, às vezes severamente. No entanto, isto também permite estudar as irregularidades com diferentes instrumentos, alguns deles capazes de fazer medições de algumas características dentro de uma grande variedade delas (Figura 1.1).

Como pode ser visto na Figura 1.1 as irregularidades de plasma são classificadas, de acordo com as suas escalas, em irregularidades grandes ( $\lambda > 1 \text{ km}$ ), médias ( $25 \text{ m} < \lambda < 1 \text{ km}$ ) e pequenas ( $\lambda < 25 \text{ m}$ ) (MURALIKRISHNA; VIEIRA, 2007). Apenas as medições efetuadas *in-situ* podem fornecer dados da maioria das irregularidades.

Com o auge da carreira espacial nas décadas de 60 e 70 do século passado, tornou-se viável a construção e lançamento de veículos para pesquisa ionosférica. Durante toda a década de 70 (PRAKASH et al., 1969; PRAKASH et al., 1970) e grande parte de 80 (RINO et al., 1981; KELLEY et al., 1982; LABELLE et al., 1986) o uso de cargas úteis embarcadas em foguetes, constituiu a principal fonte de dados experimentais devido a custo inferior do desenho, construção, testes e lançamento comparado com processos semelhantes em satélites artificiais. Porém o cenário mudou na última década do século XX devido, principalmente, a um incremento na cooperação entre instituições de diferentes países que dividiram as despesas e ao fato de se chegar a um estado da pesquisa ionosférica na qual precisava-se de dados *in-situ* que abrangessem um período de tempo maior que os fornecidos pelos foguetes.

O tempo de voo típico de um foguete é da ordem de minutos. Em comparação, experimentos embarcados em satélites, podem fornecer dados durante vários anos o que

Figura 1.1 - Classificação das irregularidades de acordo com as diferentes ordens de comprimento e os instrumentos utilizados para detectá-las.



Fonte: Adaptada de Pimenta (2003, p.28).

permite fazer estudos de sazonalidade e variação com a atividade solar de diferentes fenômenos ionosféricos e, nesse sentido, a relação custo/benefício dos dados obtidos com experimentos embarcados em satélites é melhor que quando comparados com dados a partir de experimentos usando foguetes. Por outro lado, a utilização dos foguetes como veículo para obter medidas *in-situ* da ionosfera equatorial e de baixas latitudes é insubstituível por dois motivos: 1— os instrumentos embarcados em foguetes podem fazer medições durante todo o voo obtendo dados em altitudes que não são acessíveis aos satélites, como por exemplo, a região D (60 km - 90 km) e as regiões inferiores a 380 km (região E e parte da região F) (KELLEY, 2009, p.4) e 2— os fenômenos de geração e propagação de instabilidades do plasma ionosférico nestas regiões são predominantemente verticais, similar a grande parte da trajetória de um foguete, permitindo obter perfis com a altura de diferentes propriedades da ionosfera.

No Brasil vêm sendo feitos, desde 1984, diversos estudos de parâmetros da atmosfera superior e da ionosfera usando medidas *in situ* com instrumentos lançados a bordo de foguetes. Os diferentes lançamentos têm sido feitos pela cooperação do INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais) com o IAE ( Instituto de Aeronáutica

e Espaço), instituição subordinada ao DCTA (Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial). Os resultados científicos derivados dos 10 primeiros lançamentos (entre os anos 1984 até 1996) foram compilados por Sobral (1997). Este trabalho consiste em 37 artigos científicos abrangendo as mais diversas áreas de estudo da atmosfera superior. No total, desde que iniciou-se os experimentos usando foguetes foram lançados 15 foguetes com uma elevada taxa de sucesso<sup>1</sup>. Os instrumentos projetados no INPE (SOBRAL, 1997) e que foram utilizados nestas experiências podem ser agrupados em 5 categorias:

- Sonda de capacitância de alta frequência.
- Sonda de Langmuir.
- Fotômetro.
- Sonda dupla de campo elétrico
- Sonda de Temperatura eletrônica

Na maioria dos experimentos realizados, o foguete carrega 2 ou mais instrumentos com o objetivo de executar diferentes experimentos em um mesmo voo. Instrumentos projetados em outras instituições, também foram levados a bordo, se destacando os magnetômetros, que fornecem dados de componentes independentes e perpendiculares entre si do campo geomagnético que posteriormente permitem determinar a taxa de rotação e precessão do foguete ao longo de seu eixo longitudinal (MENESES, 2011).

Nesta tese são utilizados dados inéditos obtidos no último lançamento de foguete com experimentos a bordo realizado pelo INPE. Na seção a seguir serão definidas a motivação e os objetivos do presente estudo assim como a estrutura deste documento.

## 1.1 Objetivos e estrutura da tese

Os objetivos da pesquisa com instrumentos embarcados em foguetes no Brasil são diversos e historicamente estão alinhados aos interesses das instituições envolvidas no lançamento. Por exemplo, os militares, que possuem os dois centros de lançamentos existentes no Brasil, adquirem uma formação e treinamento nos procedimentos a seguir antes, durante e após o lançamento. Pesquisadores do IAE testam novos combustíveis e configurações na concepção do veículo. No caso do INPE, os pesquisadores devem se adequar às condições do voo e características do foguete lançados

---

<sup>1</sup>O único foguete que não atingiu o apogeu esperado durante o voo foi o lançado durante a operação Caruaru em 1998 devido a uma falha do segundo estágio. A altitude máxima atingida foi de 70 km

pelas agências militares (tamanhos das baías, comprimento e carga máxima suportada, altitude máxima que teoricamente vai ser atingida etc.) e, posteriormente propor objetivos e projetar/construir os instrumentos que vão atingir estes objetivos. Na grande maioria das vezes, os experimentos têm acontecido após a pôr do sol ou durante a noite. Nestes horários a ionosfera equatorial é cenário de diferentes fenômenos entre os que destacam-se as irregularidades no plasma e o desenvolvimento da anomalia equatorial, e que são alvo de estudos sobre a duração temporal e extensão espacial, bem como os efeitos que eles produzem nas comunicações ao longo da ionosfera. Por esta razão, a motivação científica prioritária dos experimentos embarcados em foguetes e lançados em horários após a pôr do sol, é contribuir a um melhor entendimento dos fenômenos de geração e evolução espaço-temporal dos diferentes tipos de irregularidades do plasma em altitudes ionosféricas (acima dos 90 km) visando aprimorar o prognóstico destes eventos que impactam à sociedade, que por sua vez, depende cada dia mais das comunicações usando diferentes tipos de satélites.

Os objetivos científicos advêm da motivação geral acima exposta, no entanto, o escopo deles deve acompanhar as características do foguete. No caso do lançamento que gerou os dados que foram usados nesta tese, e denominado pelo DCTA como “Operação Iguaiaba”, o foguete usado teve dois estágios (mais detalhes na seção 3.2.2), que possibilitaram obter medidas da região E e F da ionosfera. O horário do lançamento aconteceu as 19 : 00 hora local, ou seja, aproximadamente uma hora após a pôr do sol. Este horário é importante em virtude da alta frequência (diária) e intensidade das irregularidades do plasma na região equatorial, conforme serão expostas em detalhes no Capítulo 2. Finalmente, a data do lançamento (08/12/2012), localiza-se dentro da faixa dos meses (Outubro até Março) na qual aparecem com maior frequência (sazonal) estes fenômenos, conforme indicado por outros estudos (PIMENTA, 2003, p.117-124).

Tudo isto configura o objetivo geral do experimento e o objetivo geral deste trabalho, porém, dada a natureza do fenômeno, não pode ser formulado o objetivo específico do mesmo até não ter uma primeira visualização dos dados obtidos durante o experimento. Só depois de feito o experimento e durante o processamento dos dados, os pesquisadores podem ter uma ideia sobre o(s) objetivo(s) específico(s) do experimento e, por extensão, deste trabalho.

Levando em conta o acima explicado, pode se propor os seguintes objetivos gerais e específicos:

**Objetivo geral:** Estudar as irregularidades do plasma da ionosfera equatorial usando medidas inéditas de corrente obtida por uma sonda de Langmuir, atingindo as seguintes metas:

- Obter, a partir da corrente medida pela sonda, o perfil com a altura da densidade numérica dos elétrons ao longo do voo do foguete.
- Estimar o perfil com a altura da temperatura cinética dos elétrons ao longo do voo do foguete.
- Usar dados de outros instrumentos para uma compreensão mais abrangente dos fenômenos locais medidos pela sonda de Langmuir.

**Objetivos específicos:** Estudar as irregularidades de pequena e média escala na região entre as camadas E e F na ionosfera equatorial. Entender a origem e as condições sob as quais estas irregularidades aparecem, atingindo as seguintes metas:

- 1) Obter e discutir, a partir da corrente medida pela sonda, o perfil com a altura da densidade numérica dos elétrons entre os 90 km até o apogeu do foguete durante a subida e descida do mesmo.
- 2) Estimar e discutir o perfil com a altura da temperatura cinética dos elétrons na região na qual foram detetadas irregularidades na densidade numérica dos elétrons.
- 3) Fazer um análise das medidas de flutuações na densidade numérica dos elétrons em regiões com e sem presença de irregularidades. Comparar com estudos anteriores e testar técnicas mais modernas de análise espectral.
- 4) Fazer experimentos numéricos que simulem as condições nas quais aparecem e evoluem as irregularidades detetadas pelas medidas feitas com a sonda de Langmuir. Reproduzir mediante simulação numérica o perfil obtido no item 1)

O conteúdo desta tese está organizado em 6 capítulos e as Conclusões da seguinte maneira: Além deste Capítulo 1 ou introdutório, que coloca em contexto a pesquisa feita com instrumentos embarcados em foguetes dentro da área da Aeronomia e define os objetivos e estrutura da tese; o Capítulo 2 apresenta uma revisão dos aspectos teóricos dos diferentes fenômenos de geração e evolução das irregularidades do

plasma nas regiões E e F da ionosfera equatorial. O Capítulo 3 é dedicado à instrumentação e às metodologias empregadas para trabalhar com os dados adquiridos. Neste capítulo serão apresentados e discutidos esses dados exceto os dados adquiridos pela sonda de Langmuir a bordo do foguete. Adicionalmente, será feita uma explicação detalhada sobre vários aspectos relacionados com o lançamento do foguete e o instrumento principal a bordo do mesmo: uma Sonda de Langmuir Cônica (SLC). Os demais capítulos estão dedicados à exposição e discussão dos resultados obtidos ao longo da pesquisa.

O Capítulo 4, apresenta os perfis de corrente elétrica medida pela SLC e o processo para obter os perfis com a altura da densidade numérica dos elétrons ( $n_e$ ) ao longo do voo do foguete. Após uma análise desses perfis, será apresentada a metodologia para estimar a temperatura cinética dos elétrons ( $T_e$ ) a partir das curvas corrente-tensão (curvas I-V) obtidas no experimento pela SLC e os perfis com a altura desses valores. Como parte da discussão destes últimos resultados e finalizando o capítulo, será feita uma validação dos perfis com alturas dos valores de  $T_e$  usando os valores experimentais da  $n_e$ . Este capítulo pretende satisfazer as metas 1 e 2 dos objetivos específicos supracitados.

No Capítulo 5, são apresentados dados obtidos pela sonda de Langmuir com uma alta taxa de amostragem ( $\approx 2200$  amostras em um segundo) o que permitiu fazer um estudo das flutuações na densidade numérica dos elétrons. Usando a técnica da Transformada Rápida de Fourier ou FFT (do inglês *Fast Fourier Transform*) são obtidos os espectros de potência das frequência ( $f$ ) e dos números de onda ( $k$ ) das irregularidades detetadas neste trabalho. Adicionalmente, é apresentada uma técnica de análise de sinais moderna para determinar com maior objetividade o ponto onde muda o comportamento da potência do espectro com a escala temporal (no domínio das frequências) ou espacial (no domínio dos números de onda), e poder estimar com maior precisão as inclinações ou coeficientes angulares destes espectros. Os resultados são comparados com estudos anteriores feitos no Brasil e em outras regiões equatoriais.

Os resultados mais interessantes e que constituem uma novidade deste trabalho são mostrados no Capítulo 6. Usando medidas feitas por um radar de espalhamento coerente, que usa frequências de ondas eletromagnéticas para sondagem da ionosfera na banda VHF (do inglês *Very High Frequency*-Frequência Muito Alta) ou, como é comumente referido na literatura científica, radar VHF, são identificadas as irregularidades detetadas por medidas *in-situ* e expostas no Capítulo 4. A hipótese deste trabalho é apresentada neste capítulo; onde é feita uma comparação entre os dados

do radar VHF e os dados da SLC para confirmar que ambos os instrumentos detectam o mesmo tipo de irregularidade. Estas irregularidades são observadas, a partir das mediadas obtidas pelo radar VHF, como estriações na densidade do plasma distribuídas quase-periodicamente com a altitude na região E e no vale entre as camadas E e F. Até onde tem sido consultado, os resultados mostrados no Capítulo 6 constituem a primeira detecção deste tipo de irregularidades com instrumentos de medidas *in-situ*. Na segunda parte deste capítulo, são expostos os resultados dos experimentos numéricos que têm por objetivo entender a origem eletrodinâmica das irregularidades estudadas nesta tese e condições necessárias para o surgimento delas. No final, é feita uma simulação que tenta reproduzir os perfis com a altura da  $n_e$  obtidos experimentalmente neste estudo para corroborar as condições e origem propostas.

Os Capítulos 5 e 6 pretende satisfazer as metas 3 e 4 dos objetivos específicos respectivamente.

Finalmente, as conclusões deste estudo são sumarizadas no Capítulo 7, onde também se discutem as perspectivas futuras decorrentes deste trabalho.



## 2 UMA REVISÃO DAS IRREGULARIDADES NOTURNAS NA REGIÃO EQUATORIAL E DE BAIXAS LATITUDES

As irregularidades na concentração eletrônica da ionosfera foi tema de estudo desde a década do 50 (DUNGEY, 1956). Ao longo de todos os anos entre os inícios da corrida espacial até meados dos anos 90, muitos avanços teóricos foram feitos (FARLEY, 1963b; BUNEMAN, 1963; REID, 1968; OTT, 1978; OSSAKOW, 1981; SUDAN, 1983; ZALESK et al., 1982; ZARGHAM; SEYLER, 1987; SULTAN, 1996; RAPPAPORT, 1998) se chegando a um entendimento bastante satisfatório sobre o surgimento, evolução e características das irregularidades na região equatorial e de baixas latitudes. Porém, com o começo das operações, em meados da década de 90, do sistema GPS (do inglês *Global Positioning System*) e em geral outros sistemas GNSS (do inglês *Global Navigation Satellite System*), o tema das irregularidades ganhou relevância nos últimos anos. A natureza turbulenta e de multiplicidade de escalas espaciais inerentes ao fenômeno, provoca uma degradação no sinal emitido pelos satélites que formam as constelações dos sistemas GNSS. A humanidade depende cada dia mais da precisão com a qual é calculado o posicionamento em terra do aparelho receptor, sendo esta precisão afetada, entre outros fatores, pela presença de irregularidades na ionosfera. Com isso, torna-se muito importante conhecer quando irão aparecer e como irão afetar estas estruturas vão afetar as comunicações através da ionosfera.

Do ponto de vista da teoria do plasma, as irregularidades que aparecem na ionosfera são explicadas baseadas nas instabilidades do plasma acionadas por excesso de energia livre que não pode ser dissipada somente por colisões binárias (HUBA et al., 2014, p.217). Sendo sensíveis à configuração do campo magnético terrestre, o estudo das irregularidades no equador magnético torna-se singular pois somente nesta região coexiste o acoplamento de diferentes altitudes ao longo e através das linhas de campo.

Levando em conta o objeto de estudo deste trabalho: as irregularidades da região equatorial detectadas por uma sonda de Langmuir na região intermediária entre as camadas E e F, resulta pertinente examinar as teorias atuais que explicam o surgimento e características observadas das irregularidades na região E e na região F que aparecem após a pôr do sol. Por isso, é dedicada uma seção a cada região. No caso da região intermediária, nos poucos estudos feitos, alguns autores tentam explicar a origem das irregularidades usando mecanismos estabelecidos para a região E e F, como será examinado na Seção 2.3.

## 2.1 Irregularidades da região E.

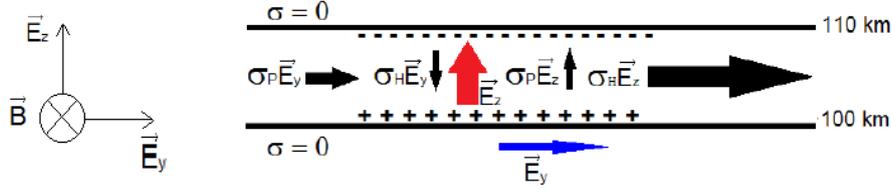
Dentre as irregularidades que aparecem na região E, as que mais têm recebido atenção da comunidade científica são as que aparecem na região do eletrojato equatorial e auroral. Possivelmente, dentre as irregularidades ionosféricas, as geradas por mecanismos de instabilidade de Farley-Buneman e gradiente de deriva no eletrojato equatorial sejam as mais compreendidas. O anterior, explica-se com as características observadas por diferentes instrumentos: elas ocorrem em uma região do espaço compacta e isolada geralmente sob condições forçantes regulares e mensuráveis. O escopo desta seção é revisar as teorias por trás daquelas que aparecem no entardecer e a noite. Uma detalhada revisão da teoria e observações das irregularidades do eletrojato equatorial pode ser consultada (em ordem cronológica) em Fejer e Kelley (1980), Farley (2009) e Huba et al. (2014, p. 220).

### 2.1.1 O eletrojato equatorial.

O eletrojato equatorial é parte de um sistema de correntes e campos elétricos globais. Dentro destas correntes, aquelas que têm sua direção de fluxo perpendicular ao campo magnético terrestre, geram instabilidades. Diferentemente das correntes de altas latitudes, as de baixa latitude e latitudes equatoriais são acionadas pela ação mecânica dos ventos de marés originados pelo aquecimento solar. O nome dado a este mecanismo, *Dínamo da região E*, advém deste acoplamento dinâmico entre a atmosfera neutra e ionizada que está mediado pela ação dos ventos das marés. Sendo os campos elétricos comparativamente pequenos com relação aos presentes em altas latitudes, a corrente é intensificada devido a os valores usualmente altos da condutividade elétrica numa faixa latitudinal estreita ( $\sim 3^\circ$ ) em torno ao equador magnético onde a direção do mesmo é próxima à horizontal.

O dínamo da região E pode ser explicado com ajuda da Figura 2.1. Nesta Figura, a ionosfera diurna é representada por uma fina camada condutora, fora da qual a condutividade elétrica é próxima de zero. O campo magnético ( $\vec{B}$ ) e elétrico na direção zonal e com sentido para o leste ( $\vec{E}_y$ ) são representados entrando na folha e para a direita respectivamente.

Figura 2.1 - Diagrama esquemático ilustrando o dínamo da região E. As setas em preto exibem as direções e intensidades das correntes elétricas.



Fonte: Adaptada de Moro (2015) e Kelley (2009)

O campo  $\vec{E}_y$  aparece devido ao acúmulo de carga elétrica nos terminadouros solares pois do lado diurno para o lado noturno existe uma queda expressiva nas condutividades e vice-versa. Sendo muito alta as condutividades de tipo Hall ( $\sigma_H$ ) e Pedersen ( $\sigma_P$ ) nesta faixa de altitude, irão aparecer correntes Pedersen ( $\sigma_P \vec{E}_y$ ) e Hall ( $\sigma_H \vec{E}_y$ ) associadas a este campo zonal no sentido leste e representadas pelas duas primeiras setas pretas à esquerda na Figura 2.1. As cargas, pelo fato da condutividade ser zero fora da região E, acumulam-se nas fronteiras o que gera um campo de polarização (seta vermelha) na direção vertical ( $\vec{E}_z$ ) que chega a ser mais intenso do que o campo  $\vec{E}_y$  (MORO, 2015). Associado a este campo vertical, aparecem duas correntes. Uma tipo Pedersen ( $\sigma_P \vec{E}_z$ ) que cancela a corrente de Hall supracitada garantindo a condição  $\nabla \cdot \vec{J} = 0$  e outra tipo Hall ( $\sigma_H \vec{E}_z$ ) na mesma direção que  $\sigma_P \vec{E}_y$ . A densidade de corrente resultante na região E equatorial fica então reforçada:  $\vec{J} = \sigma_P \vec{E}_y + \sigma_H \vec{E}_z$ .

O fato da região analisada ficar no equador magnético, onde o campo  $\vec{B}$  é horizontal é a característica distintiva aqui; pois, sendo que as correntes não podem fluir na direção perpendicular ao  $\vec{B}$  pela alta condutividade paralela existente em toda a ionosfera, equivale a que não podem existir correntes na vertical. Isto, junto a uma queda das condutividades abaixo dos 90 km causado por um incremento nas frequências de colisões, justifica o modelo de condutividades representado na Figura 2.1, que por sua vez, permite a existência de campos de polarização tão altos e, no final do processo, o surgimento de uma corrente reforçada (eletrojato) na direção zonal e com sentido para o leste (seta preta na direitita da Figura 2.1).

Como  $\sigma_P \vec{E}_z = \sigma_H \vec{E}_y \Rightarrow \vec{E}_z = \frac{\sigma_H}{\sigma_P} \vec{E}_y$  temos que o valor da corrente de eletrojato é:  $\vec{J} = \sigma_P \vec{E}_y + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_P} \vec{E}_y = \frac{\sigma_P^2 + \sigma_H^2}{\sigma_P} \vec{E}_y$ , ou também:  $\vec{J} = \sigma_c \vec{E}_y$ , sendo  $\sigma_c = \sigma_P + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_P}$  a condutividade Cowling. O valor desta condutividade é máximo ao redor dos 107 km. A mudança com a altitude das condutividades  $\sigma_P$  e  $\sigma_H$  junto com o aumento da inclinação magnética fora do equador magnético, restringem o eletrojato a uma

faixa latitudinal de  $\pm 3^\circ$  e altitudinal de 90 – 120 km.

Durante a noite acontece uma situação inversa à como explicado acima, ou seja, o campo de polarização é  $-\vec{E}_z$  ou para abaixo e o sentido da corrente é para o oeste. Sendo a velocidade de deriva dos elétrons da mesma magnitude durante o dia e a noite, neste último período a condutividade é muito mais baixa devido à falta de ionização externa.

### 2.1.2 Irregularidades do Plasma no Eletrojato Equatorial.

A teoria linear das irregularidades que vinham sendo detetadas desde começo da década do 50 na região E, especificamente imersas no eletrojato, foi desenvolvida independentemente por Farley (1963a), Farley (1963b), usando uma abordagem da teoria cinética, e Buneman (1963) baseado nas equações de Navier-Stokes. A teoria vale-se do processo de instabilidade de dois feixes, ou seja: um feixe de partículas move-se a maior velocidade do que o outro, sendo que os feixes estão interpenetrados. No caso ionosférico, um feixe de elétrons com velocidade média acima da velocidade íon-acústica ou  $C_s$  cria uma situação instável onde as ondas eletrostáticas que se propagam longitudinalmente (ao longo do  $\vec{E}$ ) irão crescer de forma espontânea. Este tipo de instabilidade é conhecida desde então como instabilidade de Farley-Buneman.

Com a melhora da sensibilidade do radar VHF instalado no rádio observatório de Jicamarca ou JRO (pelas suas siglas em inglês), um outro tipo de irregularidade que não era explicada pela teoria de Farley-Buneman, foi detetada no final da década do 60 (BALSLEY, 1969). Neste outro caso, as irregularidades moviam-se com a velocidade de deriva dos elétrons mesmo quando a velocidade eletrônica era insuficiente para produzir a instabilidade de dois feixes. A nomenclatura que fixou na literatura científica foi a de chamar irregularidades de tipo I àquelas produzidas pela instabilidade de Farley-Buneman e de tipo II às que não são geradas por este mecanismo. Diferente das irregularidades de tipo I que foram detetadas experimentalmente antes de aparecer uma teoria que as explicasse, as de tipo II foram preditas por Simon (1963) e Hoh (1963). Estes autores propuseram um mecanismo de instabilidade de deriva do gradiente numa configuração ideal do laboratório. Este mecanismo, aplicando condições realísticas da ionosfera, foi usado por Reid (1968) (vide Seção 2.3.1) para explicar e acrescentar características às irregularidades de tipo II em latitudes equatoriais e em altas latitudes. Posteriormente, as primeiras detecções com medidas *in-situ* feitas por foguetes (PRAKASH et al., 1969) permitiu confirmar que elas podem aparecer bem acima do eletrojato (142 km, 155 km, e 170 km). Os índices

espectrais<sup>1</sup> calculados a partir destas medidas, confirmaram o espalhamento nos espectros Doppler obtidos em JRO usando o radar de espalhamento coerente.

Finalmente, Sudan (1983), elaborou uma teoria unificada das duas instabilidades e resumiu as 16 principais características das irregularidades de tipo I e II. Este autor usou um modelo de dois fluídos de plasma com colisões a baixa pressão. Adicionalmente, foram assumidas condições isotérmicas, de quase neutralidade e desprezado o termo inercial na equação de movimento dos elétrons.

A condição de estabilidade/instabilidade na teoria linear é obtida usando a parte imaginária da frequência angular ( $\omega$ ) de uma perturbação senoidal em forma de onda plana na densidade eletrônica ( $n$ ), o potencial eletrostático ( $\phi$ ) e a velocidade ( $\vec{V}$ ). O processo para obter a relação de dispersão ( $\omega(k)$ , com  $k$  o número de onda) é brevemente descrito em Farley (2009). A partir da relação entre  $\omega$  e  $k$  isto é  $\omega(k) = \omega_k + i\gamma_k$ , obtém-se:

$$\omega_k = \frac{\vec{k} \cdot \vec{V}_d}{1 + \Psi} e, \quad (2.1)$$

$$\gamma_k = \frac{\Psi}{(1 + \Psi)\nu_{in}} \left( \underbrace{\omega_k^2}_1 - \underbrace{k^2 C_s^2}_2 \right) + \underbrace{\frac{\nu_{in} \omega_k k_{\perp}}{\Omega_i L k^2}}_3 - \underbrace{2\beta n}_4 \quad (2.2)$$

Na relação 2.1,  $\vec{k}$ ,  $\vec{V}_d$  são o vetor de onda e a velocidade de deriva dos elétrons respectivamente. O parâmetro  $\Psi$  chamado de fator anisotrópico é definido como:

$$\Psi = \frac{\nu_{en}\nu_{in}}{\Omega_e\Omega_i} \left( \cos^2\theta + \frac{\Omega_e^2}{\nu_{en}^2} \sin^2\theta \right) \quad (2.3)$$

Em que  $\nu_{en}$  e  $\nu_{in}$  são as frequências de colisões dos elétrons e íons com as espécies neutras,  $\omega_k$  e  $\gamma_k$  as partes real e imaginária da frequência angular. O fator  $\gamma_k$  é também chamado de taxa de crescimento da instabilidade. Adicionalmente, em 2.2,  $k_{\perp}$  e  $\beta$  são a componente perpendicular ao campo magnético ( $\vec{B}$ ) do vetor de onda e o coeficiente de recombinação dissociativa respectivamente;  $L$  é conhecido como escala de comprimento de gradiente de densidade é definido como  $n_0(\frac{\partial n_0}{\partial z})^{-1}$ . Em 2.2 e 2.3  $\Omega_e$  e  $\Omega_i$  são as girofrequências dos elétrons e íons respectivamente. Finalmente, em 2.3,  $\theta$  é o ângulo entre o campo magnético e a direção de propagação das irregularidades.

A equação 2.2 estabelece o valor da taxa de crescimento da instabilidade. Se  $\gamma_k < 0$  teremos um amortecimento da instabilidade e em caso contrário um crescimento. Quatro fatores governarão o comportamento da  $\gamma_k$ :

---

<sup>1</sup>É o expoente que relaciona, mediante uma lei de potências, a densidade espectral de potência de um sinal com as diferentes frequências ou números de onda contidos nesse sinal

- O termo 1 representa o fator desestabilizador da inércia dos íon.
- O termo 2 representa o fator estabilizador da difusão através da velocidade  $C_s$ .
- O termo 3 representa o fator desestabilizador ou estabilizador do gradiente da densidade dos elétrons mediante o fator  $L > 0$  ou  $L < 0$  respectivamente.
- O termo 4 representa o fator estabilizador da recombinação ( $\beta$ ).

Durante a noite o termo 3 torna-se irregular podendo aparecer ou não irregularidades em altitudes onde o gradiente da densidade de elétrons é positivo ou negativo e o termo 4 ganha relevância pois, sendo seu valor reduzido, a taxa de crescimento da instabilidade aumenta e as ondas (irregularidades) atingem escalas acima de 1 ou 2 km.

Finalmente, o balanço entre estes fatores na equação 2.2 conduz a um ou outro tipo de instabilidade e de irregularidade. Se o termo 1 excede a 2 e ambos são muito maiores do que o termo 3, teremos a instabilidade de dois feixes ou de Farley-Buneman com as irregularidades de tipo I associadas a este mecanismo. Se o termo 1 é pequeno e o termo 3 é positivo e maior do que o 2 então teremos a instabilidade de deriva do gradiente e as irregularidades de tipo II. De fato existe uma única relação de dispersão e uma única instabilidade, só que, com diferença de alguns anos, diferentes pesquisadores investigaram teoricamente os casos limites de maneira independente.

## 2.2 Irregularidades da região F.

Desde a primeira detecção nos ionogramas das irregularidades equatoriais, observadas como um espalhamento (degradação) dos ecos e conhecida a partir desse momento como *spread F* (F espalhada), até a primeira teoria proposta por Dungey em 1956, passaram quase 20 anos. Como cenário de fundo, a alta concorrência entre os grupos de pesquisa da ex-URSS e os Estados Unidos na área de física do plasma nos anos do pós-guerra promoveu a extensão do objeto de estudo inicial atingindo áreas vizinhas da física de plasma tais como a Geofísica Espacial. Foi assim que diferentes teorias surgiram para explicar a geração de irregularidades do plasma ionosférico na região F equatorial. Dungey (1956) propôs uma teoria linear atribuído ao processo de instabilidade Rayleigh-Taylor. Resultados experimentais (BASU et al., 1986; RINO et al., 1981; HAERENDEL et al., 1992) confirmaram a validade da teoria linear. A teoria linear da instabilidade Rayleigh-Taylor adicionalmente teve uma generalização para

levar em conta que a gravidade não é o único fator de desestabilização na ionosfera equatorial. Porém, a teoria linear não conseguiu explicar outras observações (FARLEY et al., 1970) e evoluiu para a sua variante não linear podendo ser considerada a teoria linear como um caso particular (OSSAKOW, 1981; KELLEY, 2009).

Conforme referenciado por (MURALIKRISHNA; VIEIRA, 2007), Haerendel em 1974 sugeriu um processo de multi-passo de geração de instabilidades secundárias para explicar a ampla gama de comprimentos de onda observada (a partir de vários quilômetros até alguns centímetros) nas irregularidades da região F noturna, porque a teoria existente só conseguiu explicar o surgimento e desenvolvimento de irregularidades de grande escala. Apesar de existirem teorias (REID, 1968) que invocam outros processos como a instabilidade de campo cruzado ou *Cross-Field instability* ( $CFI^2$ ) para explicar a geração de irregularidades de pequena escala; ainda não é bem compreendido como é possível que uma estrutura de grande escala (1000 km) pode ser degradada até estruturas de 1 m de comprimento (KELLEY et al., 2011). Atualmente é usado, como terminologia geral que engloba os dois mecanismos supracitados, o termo “Instabilidade de intercâmbio por colisões” ou CII do inglês (*Collisional Interchange Instabilities*).

### 2.2.1 Instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor (GR-T).

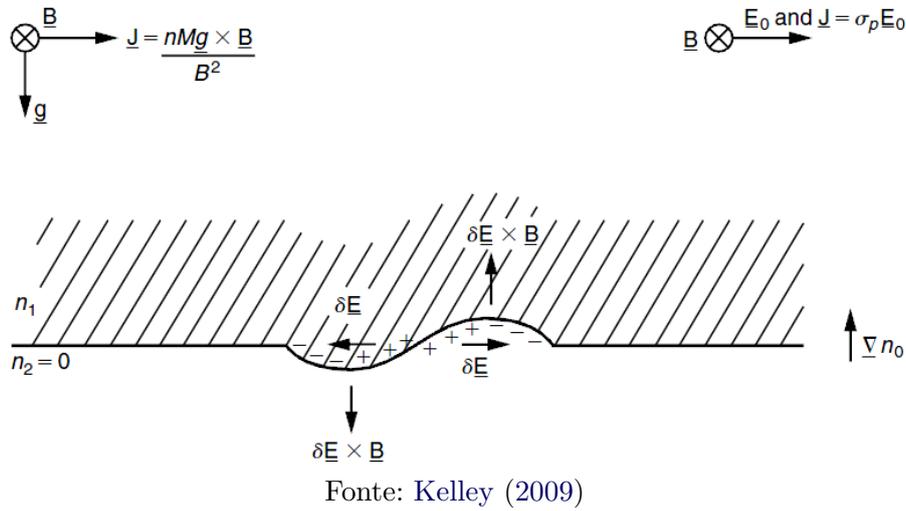
A instabilidade gravitacional de Rayleigh-Taylor tem sua origem no problema hidrodinâmico clássico no qual um líquido mais denso repousa sobre um menos denso sob a ação da gravidade. No caso da ionosfera são dois plasmas com densidades diferentes. A eletrodinâmica das regiões E e F equatorial são as responsáveis por criar o ambiente ideal para o estabelecimento da instabilidade. Próximo ao terminador solar, ao anoitecer, surge um abrupto gradiente de condutividade longitudinal integrada ao longo do tubo de fluxo geomagnético diminuindo drasticamente a condutividade da camada E (devido a efeitos de recombinação). Este intenso gradiente de condutividade conjuntamente com o aumento do vento neutro promovem um rápido aumento do campo elétrico zonal para leste, que agindo conjuntamente com o campo magnético (deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ ), provocam uma subida abrupta da camada F. Este fenômeno é denominado na literatura como *Deriva Vertical de Pré-Reversão* ou PREVD do inglês *Pre-Reversal Enhancement in the Vertical Drift*. Após o pôr-do-sol, a baixa ionosfera sofre processos de recombinação (perda de elétrons e íons, ou seja um plasma menos denso), dando origem a um gradiente vertical de densidade na base da camada F configurando uma instabilidade na qual um plasma de maior

---

<sup>2</sup>Também conhecido na literatura como instabilidade de gradiente de deriva ou *Gradient Drift Instability* (GDI)

densidade é sustentado por um plasma menos denso sob a ação da gravidade e, para o caso da ionosfera, sob a ação do campo geomagnético. Este cenário pode ser representado por um modelo bidimensional (KELLEY, 2009) como é mostrado na Figura 2.2. Neste modelo, um gradiente vertical na concentração ( $\vec{\nabla}n_0$ ) representa o fato de um plasma mais denso ( $n_1$ ) estar repousando sobre um plasma menos denso ( $n_0 = 0$  neste modelo). O campo geomagnético ( $\vec{B}$ ) e aceleração da gravidade ( $\vec{g}$ ) são representados conforme a Figura 2.2. Adicionalmente uma pequena perturbação senoidal local é suposta.

Figura 2.2 - Diagrama esquemático ilustrando o estabelecimento de uma irregularidade no plasma da ionosfera equatorial de acordo com a instabilidade GR-T.



Uma consideração feita nesta teoria é supor um plasma sem colisões, ou seja que a giro-frequência dos íon e elétrons são muito maiores do que a frequência de colisão deles com os neutros. Assim o tratamento algébrico dado às equações que descrevem os movimentos do plasma ionosférico no estado estacionário devido a forças aplicadas fica simplificado. Um dos resultados destas equações (KELLEY, 2009) é o seguinte:

$$V_{j\perp} = \frac{1}{B^2} \left[ \vec{E} - \frac{k_B T_j}{q_j} \frac{\vec{\nabla}n}{n} + \frac{m_j}{q_j} \vec{g} \right] \times \vec{B} \quad (2.4)$$

Em 2.4  $V_{j\perp}$  é a velocidade, perpendicular ao campo  $\vec{B}$ , dos íons e elétrons. Os vetores  $\vec{E}$  e  $\vec{\nabla}n$  representam o campo elétrico e o gradiente da densidade de elétrons respectivamente. O parâmetro  $k_B$  é a constante de Boltzmann. Finalmente,  $T_j$ ,  $q_j$

e  $m_j$  representam a temperatura, carga e massa dos constituintes carregados na ionosfera. Usando a equação 2.4 pode ser encontrada a densidade de corrente  $\vec{J}$ . A densidade de corrente associada ao gradiente de concentração em 2.4 não produz perturbação no campo elétrico uma vez que a corrente é perpendicular ao gradiente de densidade, assim, a corrente flui em paralelo ao padrão de densidade modulada e não tem nenhuma divergência, mas isso não acontece com a densidade de corrente associada a  $\vec{g}$  ou seja:

$$\vec{J} = \frac{n_j m_j \vec{g} \times \vec{B}}{B^2} = \frac{n_{ions} m_{ions} \vec{g} \times \vec{B}}{B^2} = J_x \quad (2.5)$$

Como as velocidades das cargas são proporcionais à sua massa, a contribuição da velocidade dos íons na densidade de corrente domina, resultando num fluxo líquido na direção horizontal, como mostrado na Figura 2.2 Este fluxo ( $J_x$ ), sendo proporcional ao  $n$ , será grande quando  $n$  for grande e pequeno quando o valor de  $n$  for pequeno sendo criada uma divergência na corrente de acordo com a equação da continuidade:

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.6)$$

um acúmulo de cargas será distribuído sobre as bordas da pequena perturbação inicial local (2.2). Devido a este acúmulo, e para retornar à condição  $\nabla \cdot \vec{J} = 0$ , campos elétricos ( $\delta \vec{E}$ ) aparecem na região da perturbação. Estes campos, por sua vez causam um deriva ( $\delta \vec{E} \times \vec{B}$ ) do plasma menos denso para cima e uma deriva para baixo na região em que a densidade do plasma é maior; assim, a perturbação inicial começa e o sistema se torna cada vez mais instável.

Em síntese: a teoria linear da instabilidade GR-T nos diz que uma condição para o sistema passar do estado de equilíbrio para o estado perturbado é a de que a aceleração da gravidade seja antiparalela ao gradiente de densidade ( $\vec{\nabla} n$ ) e ambas perpendiculares a  $\vec{B}$ . A formulação matemática acima escrita tem como objetivo calcular a taxa local de crescimento linear para a instabilidade GR-T ( $\gamma$ ). Embora existam trabalhos com uma abordagem mais formal (SULTAN, 1996), em Kelley (2009), são explicados os pormenores da derivação do  $\gamma$ .

A derivação começa com as equações para as velocidades perpendiculares ao campo  $\vec{B}$ , obtidas na descrição dos movimentos do plasma ionosférico com colisões no estado estacionário devido as forças aplicadas. Conhecendo estas velocidades podem ser estimadas a densidade de corrente líquida ficando:

$$\vec{J} = \sigma_p \vec{E} + \frac{ne}{\Omega_i} \vec{g} \times \vec{B} - \frac{k_B}{B^2} (T_i + T_e) (\nabla n \times \vec{B}) \quad (2.7)$$

As equações a serem linearizadas são as da continuidade (sendo o termo de produção considerado como zero, por ):

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{V}) = \frac{\partial n}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla n + n(\nabla \cdot \vec{V}) \quad (2.8)$$

e a condição de divergência nula para a corrente na região F dada por:

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (2.9)$$

Na Equação 2.8, os termos relacionados com a produção e as perdas são considerados nulos pois supõe-se que a radiação ionizante cessou após a por do sol e, em altitudes muito elevadas, as perdas por recombinação são desprezíveis. Uma outra simplificação nesta Equação surge do facto de que na região F o fluxo de plasma é incompressível ( $\nabla \cdot \vec{V} = 0$ ), adicionalmente como a massa dos íons são muito maiores que a dos elétrons a velocidade em 2.8 pode ser aproximada pela velocidade dos íons. A estabilidade eletrostática é estudada nas Equações 2.8 e 2.9 propondo perturbações no campo elétrico (com amplitude  $\delta\phi$ ) e na concentração das cargas (com amplitude  $\delta n$ ) da forma mostrada pelas Equações 2.10 e 2.11. Adicionalmente é assumida a condição de neutralidade:  $n_i = n_e = n$ .

$$n = n_0 + \delta n e^{i(\omega t - kx)} \quad (2.10)$$

$$\phi = \delta\phi e^{i(\omega t - kx)} \text{ onde } \vec{E} \equiv \delta\vec{E} = -\nabla\phi \quad (2.11)$$

Na equação 2.11  $\phi$  representa o potencial eletrostático. Substituindo em 2.9, lembrando que  $\vec{J} = ne(\vec{V}_i - \vec{V}_e)$  onde  $\vec{V}_i$  e  $\vec{V}_e$  podem ser obtidas a partir de 2.4 e ficando só com os termos lineares é obtido<sup>3</sup>:

$$\frac{m_i g}{B} \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right) - \frac{m_i \nu_{in}}{B^2} \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right) = 0 \quad (2.12)$$

Onde  $m_i$  é a massa dos íons. Substituindo a equação da velocidade perpendicular ao campo geomagnético (ou seja a equação para o caso com colisões de onde se deriva 2.4) em 2.8 e retendo só os termos lineares fica:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{m_i g}{eB} \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right) - \frac{1}{B} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial n}{\partial z} \right) \quad (2.13)$$

Agora são colocadas 2.10 e 2.11 em 2.12 e 2.13 ficando um sistema de duas equações com duas incógnitas ( $\delta n, \delta\phi$ ). Ajustando o determinante dos coeficientes e igualando

---

<sup>3</sup>Lembrando que  $\nabla \cdot (\nabla n \times \vec{B}) = \vec{B} \cdot \nabla \times \nabla n - \nabla n \cdot \nabla \times \vec{B} = 0$

a zero fica a relação de dispersão seguinte:

$$\omega = \frac{km_i g}{eB} - i \left( \frac{g}{\nu_{in}} \right) \left( \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial z} \right) = \omega_r + i\omega_i \quad (2.14)$$

Uma solução tipo onda plana terá uma evolução temporal:  $e^{i\omega} = e^{i\omega_r t} e^{-\omega_i t} \equiv e^{i\omega_r t} e^{\gamma t}$   
Ou seja, a onda vai crescer, aumentando a instabilidade, quando:

$$\gamma = \left( \frac{g}{\nu_{in}} \right) \left( \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial z} \right) = \frac{g}{\nu_{in} L} > 0 \Leftrightarrow \frac{\partial n_0}{\partial z} > 0 \quad (2.15)$$

O parâmetro  $L$  foi definido na Seção anterior. De 2.15 podemos concluir que a taxa de crescimento da instabilidade é positiva (aparece à instabilidade) se o gradiente vertical de concentração é positivo ou seja, antiparalelo ao vetor  $\vec{g}$ , coincidindo com o dito acima a partir da análise qualitativa.

De acordo com Kelley (2009), o resultado 2.15 fornece uma série de explicações para algumas observações experimentais. As observações com radares VHF mostram que há uma forte tendência de se obter reflexões numa faixa de altitudes onde o gradiente de densidade é direcionado para cima. Outro bom resultado obtido com a teoria linear diz respeito ao comportamento de  $\gamma$  com a altitude. Como se pode ver em 2.15,  $\gamma$  é inversamente proporcional à frequência de colisão entre íons e constituintes neutros que diminui significativamente desde a base da camada F até o pico da mesma. As primeiras observações do *spread-F* já mostravam que os espalhamentos ocorriam quando a camada F estava em altitudes mais elevadas. Por outro lado, lembrando que acima do pico da camada F o gradiente de densidade inverte de sinal, espera-se que qualquer instabilidade seja amortecida, o que não concorda com as observações experimentais. Assim, a teoria linear não pode explicar a existência de irregularidades do plasma acima do pico de densidade da camada. Deste modo uma teoria modificada foi proposta, incluindo outros fatores como será explicado na secção a seguir.

### 2.2.2 A teoria generalizada da instabilidade GR-T.

Na obtenção da expressão 2.15 não foi levada em conta uma série de fatores que contribuem para gerar instabilidade. Por exemplo, na equação de continuidade 2.8 os termos de produção e perda não são considerados e, embora as condições em que foram vistas a ocorrência das irregularidades na região F, ou seja, após o pôr-do-Sol, o termo de produção deixa de ser um parâmetro a ser considerado, o termo de perda deve ser levado em conta na equação 2.8. Assim colocando o termo  $-\beta(n_j - n_0)$  com  $\beta$  a taxa de recombinação e fazendo um procedimento similar ao feito na Seção 2.2.1,

obtemos para a taxa de crescimento linear da instabilidade GR-T supondo uma perturbação inicial só na horizontal e no equador geomagnético (MUELLA, 2008)

$$\gamma = \frac{g}{v_{in}L} - \beta \quad (2.16)$$

A equação acima nos diz que quando o gradiente de ionização estiver suficientemente elevado para superar os efeitos de recombinação ( $\gamma > 0$ ), haverá o crescimento das flutuações na densidade pela instabilidade Rayleigh-Taylor.

Ainda em 2.16 pode ser levado em conta ao menos 4 fatores importantes que podem contribuir para uma estimativa linear do  $\gamma$  mais próximo da realidade da região F (ECCLES, 1998; KELLEY, 2009). Esses fatores são:

- 1) Um campo elétrico ambiente ( $\vec{E}_0$ ) na direção zonal.
- 2) Um vento neutro ( $\vec{U}$ ) na direção zonal ( $u$ ) ou vertical ( $w$ ).
- 3) As condutividades integradas de Pedersen ao longo das linhas de campo magnético ( $\Sigma_p^E$  e  $\Sigma_p^F$ ) e em geral, as magnitudes integradas ao longo das linhas de campo magnético de todos os parâmetros que contribuem com  $\gamma$ .
- 4) O ângulo ( $\Delta$ ) entre a camada F e a vertical.

Na literatura consultada (SULTAN, 1996; MURALIKRISHNA; VIEIRA, 2007; KELLEY, 2009; PIMENTA, 2003; ABDU, 2005) aparecem diferentes expressões para a taxa de crescimento linear completa (generalizada) da instabilidade G-RT ( $\gamma_{gen}$ ). A diferença é que os autores dão diferentes importâncias para os quatro itens listados acima. Também a notação utilizada na literatura é ligeiramente diferente, o que torna um pouco mais complexo dar uniformidade a uma expressão para  $\gamma_{gen}$ .

No extremo superior direito da Figura 2.2 é representado um campo elétrico de oeste para leste (campo elétrico zonal  $\vec{E}_0$ ). O efeito deste campo é gerar uma densidade de corrente na mesma direção da densidade de corrente associada à  $\vec{g}$  ou seja  $\vec{J} = \sigma_P \vec{E}_0$ , mas um vento neutro  $\vec{U}$  induz um campo elétrico na mesma direção do  $\vec{E}_0$  por causa do  $\vec{U} \times \vec{B}$ , por isso a densidade de corrente total a ser levada em conta vai ser  $\vec{J} = \sigma_P \vec{E}'_0$  com  $\vec{E}'_0 = \vec{E}_0 + \vec{U} \times \vec{B}$ . A derivação feita na Seção 2.2.1 para obter  $\gamma$  pode ser repetida, agora acrescentando o termo devido aos efeitos do vento neutro e campo elétrico zonal. Especificamente Kelley (2009) considera que o fato da altura da camada F mudar durante o curso de uma noite qualquer, pode incluir a possibilidade de que a camada tenha um ângulo de inclinação ( $\Delta$ ) em relação

à vertical. Levando em conta essas contribuições a taxa de crescimento linear da instabilidade generalizada G-RT fica (KELLEY, 2009):

$$\gamma_{Gen} = \left( \frac{E_x - wB}{LB} - \frac{g}{v_{in}L} \right) \cos\Delta + \left( \frac{E_z + uB}{LB} \right) \sin\Delta - \beta \quad (2.17)$$

O termo que multiplica ao  $\sin\Delta$  em 2.17 pode ser nulo se um campo de polarização vertical perfeito é desenvolvido devido ao dínamo da região F ( $E_z + uB = 0$ ), porém a região E tem um fornecimento finito de corrente e  $u$ , a velocidade zonal ou longitudinal dos neutros, geralmente excede  $\frac{E_z}{B}$  em 20% ou mais, fluindo uma corrente vertical. Nesta equação,  $w$  representa velocidade de deriva vertical dos neutros.

O item 3 da lista dos fatores a serem considerados para uma expressão generalizada do  $\gamma_{gen}$  leva em conta o fato de que o comportamento geométrico e a distribuição do plasma da ionosfera, ao longo das linhas de campo, não são uniformes em latitude. A isso pode-se acrescentar que, na região equatorial, a distribuição de plasma possui fortes gradientes latitudinais por causa da formação da anomalia equatorial e, a taxa de crescimento da instabilidade GR-T é melhor definida quando descrita em termos de quantidades integradas ao longo das linhas de campo magnético, ou do tubo de fluxo. E por isso que na literatura (OSSAKOW, 1981; SULTAN, 1996; ZALESK et al., 1982) é definida uma expressão generalizada para  $\gamma$ , ou seja  $\gamma_{gen}$ , que fornece uma interpretação mais realista das condições iniciais das irregularidades na região F quando as variações dos parâmetros geofísicos, são integradas ao longo do tubo de fluxo magnético.

$$\gamma_{Gen} = \frac{\Sigma_p^F}{\Sigma_p^E + \Sigma_p^F} \left[ \frac{E_x L_m^3}{B_0} - W_L^p - \frac{g_e}{\nu_{eff}} \right] \frac{1}{R_o L_m^3 n_0^F} \frac{\partial}{\partial L_m} (L_m^3 n_0^F) - \beta_{TF} \quad (2.18)$$

Em 2.18 aparece o campo elétrico na direção leste-oeste ( $E_x$ ), as condutividades Pedersen integradas ao longo do tubo de fluxo com as contribuições das regiões E e F ( $\Sigma_p^E, \Sigma_p^F$ ), o parâmetro de McIlwain ( $L_m$ ) que descreve o conjunto de linhas do campo magnético que cruzam acima do equador geomagnético a uma distância equivalente a  $L_m$  raios terrestres ( $R_o$ ) até o centro da terra. A componente vertical do vento neutro ponderado pela condutividade de Pedersen e a concentração eletrônica total (contribuída pela região F) do plasma ambiente integrada ao longo do tubo de fluxo são representadas por  $W_L^p$  e  $n_0^F$  respectivamente. Nesta equação a aceleração da gravidade, a frequência de colisão e a taxa de recombinação são modificadas. A aceleração da gravidade fica normalizada ao  $L_m$  ou seja  $g_e = \frac{g}{L_m^2}$ , e  $\nu_{eff}, \beta_{TF}$  representam frequência de colisão efetiva na região F ponderada pela densidade e a perda eletrônica total (os dois ao longo do tubo de fluxo) do plasma devida à recombina-

ção.

Agora o fator gravitacional, quando comparado com outros termos em 2.18, é importante em regiões onde a frequência de colisão é pequena, isto é, nas altitudes superiores a 360 km. Então, para que este termo torne-se importante, é necessário que a camada tenha sofrido a deriva vertical para cima, a qual é provocada pelo  $E_x$ , que por sua vez é gerado pelo vento neutro direcionado para leste ( $u$ ). Com um efeito secundário, os ventos neutros meridionais alteram o valor do  $\gamma_{gen}$ . Esses ventos podem diminuir a taxa de crescimento da instabilidade ao diminuir o gradiente de densidade integrada ao longo da linha de campo pois, os ventos meridionais, controlam a condição de simetria ou assimetria na ionização ao mesmo tempo em que aumenta a condutividade e a taxa de recombinação. Uma mudança importante com respeito às Equações (2.15-2.17) é a importância dada às condutividades Pedersen integradas ( $\Sigma_p^F, \Sigma_p^E$ ), especificamente aquela da região E. A relação entre as condutividades mostra que um aumento da condutividade integrada da camada E pode diminuir a taxa de crescimento da instabilidade, inibindo, assim, o desenvolvimento das irregularidades. Por outro lado em 2.18 a condutividade Pedersen integrada ao longo do tubo de fluxo é quem controla o desenvolvimento não linear das irregularidades do plasma da região F. Por exemplo, quando  $\Sigma_p^E \rightarrow 0$ , 2.18 pode ser simplificada para 2.17 com  $\Delta = 0$ . Ainda em 2.18 não foi incluído o efeito dos gradientes horizontais de densidade na região E, tal como aqueles gradientes gerados pela presença da camada E esporádica e, que darão origem a um termo de condutividade Hall. Finalmente, uma contribuição das duas abordagens acima examinadas daria a seguinte expressão:

$$\gamma_{Gen} = \frac{\Sigma_p^F}{\Sigma_p^E + \Sigma_p^F} \left[ \left( \frac{E_x L_m^3}{B_0} - W_L^p - \frac{g_e}{\nu_{eff}} \right) \cos \Delta + \left( \frac{E_z L_m^3}{B_0} + U \right) \sin \Delta \right] \times \quad (2.19)$$

$$\frac{1}{R_E L_m^3 n_0^F} \frac{\partial}{\partial L_m} (L_m^3 n_0^F) - \beta_{TF}$$

Ou seja, bem mais complexa que a primeira abordagem dada por 2.15.

### 2.2.3 Teorias não-Lineares.

Trabalhos feitos por Ossakow et al. (1978, 1979) conforme referenciado por (PIMENTA, 2003) e posteriormente por (ZALESAK et al., 1982) reproduziram as características observadas das irregularidades de grande escala ou bolhas de plasma, tais como inclinação para oeste, bifurcações e curvatura destas irregularidades em função da altura (em forma de “C”).

Similar a como acontece com as tempestades convectivas da troposfera, foi provado

(conforme referenciado por (KELLEY, 2009)) que os processos não-lineares causam que as irregularidades ascendam e empurrem para a região linearmente estável, algo que surge como uma deficiência principal da teoria linear original, uma vez que ela não podia explicar todas as observações. Esta analogia da forma de evolução das irregularidades com a evolução das tempestades na troposfera é o que suporta a ideia de agrupar os fenômenos das irregularidades do plasma ionosféricos geradas em latitudes baixas e equatoriais sob o nome de *Convective Equatorial Ionospheric Storms* ou (CEIS) como tem sido proposto por diversos autores (MAKELA et al., 2006; KELLEY et al., 2011).

Obviamente, a abordagem não linear do problema envolve a solução numérica e simultânea das equações não linearizadas que governam o processo. Conforme (KELLEY, 2009) as equações iniciais num sistema referencial 2D perpendicular ao  $\vec{B}$  são: as equações de continuidade para elétrons e íons, a equação para a velocidade dos elétrons no regime sem colisões, a equação para a velocidade dos íons com colisões, a equação de continuidade da carga (ou seja a condição de quase-neutralidade ou  $\nabla \cdot \vec{J} = 0$ ) e a condição do campo elétrico ser eletrostático ( $\vec{E} = -\nabla\phi$ ). É assumido que não existe vento neutro (o que pode ser adicionado logo), são negligenciados os termos inerciais e  $\frac{KT_i}{g_j} \frac{\nabla n}{n} \times \vec{B}$ ,  $\frac{M_e}{q_e} \vec{g} \times \vec{B}$ . O potencial eletrostático é expresso como  $\phi = \phi_0 + \delta\phi$ . Com isso são obtidas as equações:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{B} (\nabla\delta\phi \times \hat{a}_y) \cdot \nabla n = 0 \quad (2.20)$$

(escrita no sistema referencial com velocidade :  $\vec{E}_0 \times \frac{\vec{B}}{B^2}$ )

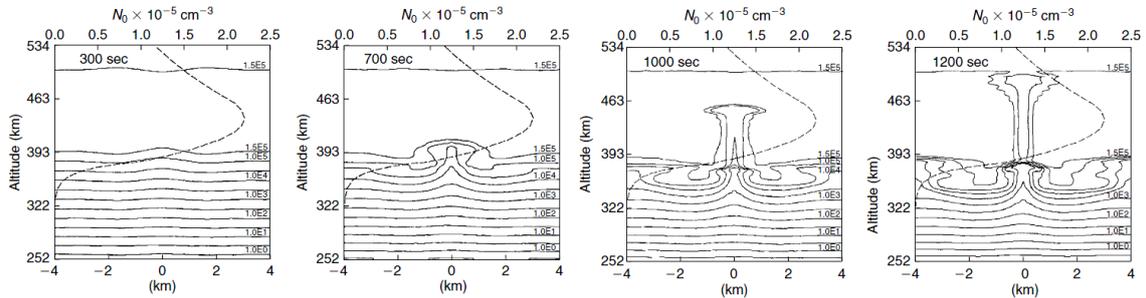
$$\nabla \cdot (n\vec{g} \times \vec{B} - n\nu_{in}\nabla\delta\phi) \quad (2.21)$$

(lembrar que  $\vec{J}$  é independente do sistema referencial usado)

O versor  $\hat{a}_y$  representa a direção do campo geomagnético  $\vec{B}$ .

Se for linearizada a concentração eletrônica  $n$  em 2.20 e 2.21 e o resultado for escrito no sistema referencial fixo, a relação de dispersão 2.14 é obtida com o primeiro termo igual a zero. As equações acima obtidas são resolvidas numérica e simultaneamente com respeito à  $n$  e  $\delta\phi$  para diferentes tempos. Finalmente é imposta diferentes condições geofísicas e iniciais. Por exemplo Ossakow (1981) propôs dois tipos de perturbação, uma de pequena escala (Figura 2.3) e outra de longa escala (Figura 2.4).

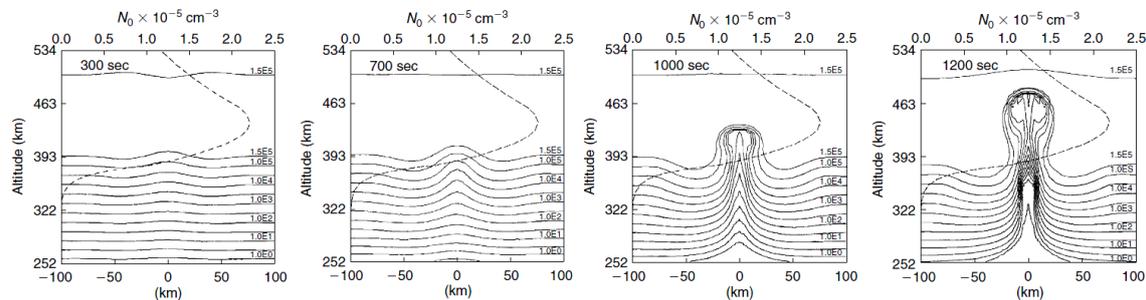
Figura 2.3 - Simulações numéricas de geração de irregularidades na concentração eletrônica para uma perturbação  $\frac{n(x,y,0)}{n_0(x,y,0)} = 1 - e^{-3} \cos\left(\frac{\pi}{8\Delta x}\right)$  com uma escala de comprimento = 2 km.



Fonte: Adaptada de Ossakow (1981)

A Figura 2.3 ilustra a formação e evolução de bolhas de plasma, tendo como origem uma perturbação inicial de pequena escala. O perfil de concentração eletrônica inicial é especificado como a curva tracejada. Essas figuras simulam o crescimento da perturbação inicial até alturas do topo da camada F. Para  $t = 1200s$  na Figura 2.3 observa-se uma região de depleção do plasma de grande escala (uma bolha de plasma) atingindo altitudes onde a teoria linear prevê que existiria um sistema estável, sendo explicado um dos problemas cruciais colocados por (FARLEY et al., 1970).

Figura 2.4 - Simulações numéricas de geração de irregularidades na concentração eletrônica para uma perturbação  $\frac{n(x,y,0)}{n_0(x,y,0)} = 1 - \frac{e^{-3}}{2} \cos\left(\frac{\pi}{8\Delta x} - 1\right)$  com uma escala de comprimento = 2 km.



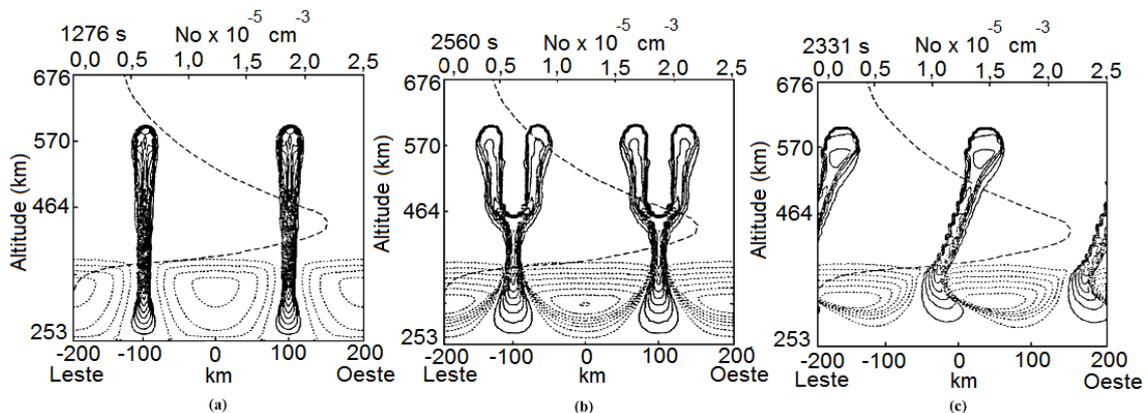
Fonte: Adaptada de Ossakow (1981)

A partir da Figura 2.4 pode ser visto que perturbações iniciais de maior comprimento horizontal resultam em bolhas de maior rarefação na densidade e com velocidades de subida similares. Além disso, quando se comparam essas duas figuras, diferenças na morfologia da formação das irregularidades são evidentes. Os resultados obtidos a partir dessas simulações numéricas mostram o seguinte (OSSAKOW, 1981):

- As perturbações iniciais evoluem de forma não linear resultando em bolhas do plasma de grande escala.
- Estas bolhas evoluem aproximadamente na mesma escala de tempo como o fazem as bolhas de comprimento de escala horizontal menores.
- O plasma no interior das bolhas formadas a partir de perturbações de grande escala, tem sua origem em altitudes muito mais baixas do que o plasma no interior das bolhas com escala horizontal menores e isso resulta em depleções na densidade do plasma no interior das grandes bolhas de várias ordens de magnitude menor quando comparado com o plasma ambiente.

Pouco tempo após as simulações feitas por Ossakow e resumidas em (OSSAKOW, 1981), um dos colaboradores deste pesquisador fez várias simulações de forma a mostrar os efeitos do plasma ambiente da região E (mesmo durante a noite) e do vento neutro sobre a geração e evolução das bolhas de plasma (ZALESAK et al., 1982). Parte dos resultados são mostrados na Figura 2.5:

Figura 2.5 - Simulações numéricas de geração de irregularidades na concentração eletrônica mostrando os efeitos provocados pelo vento neutro e a condutividade ambiente da região E.



Fonte: Adaptada de Zalesak et al. (1982)

Pode se observar na Figura 2.5a que a evolução da bolha é bem similar aos resultados obtidos por (OSSAKOW, 1981), ou seja, nesta parte da figura não é considerado o vento neutro nem a condutividade da região E. Na Figura 2.5b é levado em conta o efeito da condutividade de Pedersen integrado ao longo do tubo de fluxo da região E que, como foi dito na Seção 2.2.2, controla o desenvolvimento não linear das irregularidades do plasma da região F. Efeitos de bifurcação nas bolhas de plasma e que não podem ser explicados pelas teorias lineares são observados nestas simulações corroborando os resultados experimentais. Adicionalmente pode-se notar que as escalas de tempo são inferiores quando é considerado o efeito da condutividade ambiente, ou seja as bolhas levam mais tempo para atingir os 570 km de altitude no caso da Figura 2.5b quando comparado com a Figura 2.5a. Zalesak et al. (1982) concluíram que a presença de uma condutividade ambiente na região E, além de retardar a evolução das bolhas (ou inibir), produzem irregularidades onde o nível de depleção é muito menor que nos casos sem a presença da condutividade ambiente. Finalmente, tanto os efeitos do vento neutro quanto a condutividade ambiente foram considerados e os resultados são mostrados na Figura 2.5c. Podemos notar que, acima de 360 km de altitude, a bolha curva-se para oeste, enquanto que abaixo curva-se para leste. Uma explicação provável é que a região da irregularidade no plasma é polarizada e tem uma deriva para o leste mais lentamente do que o plasma ambiente (KELLEY, 2009).

Em suas simulações, (ZALESAK et al., 1982) chegaram à conclusão de que com a presença do vento neutro, mas sem a condutividade ambiente da região E, o plasma move-se com a mesma velocidade do vento neutro, e as bolhas sobem verticalmente. Além disso, as simulações mostraram que, mesmo sem a presença do vento, a condutividade Pedersen exerce um efeito considerável sobre a evolução da bolha.

Tentativas bem sucedidas de modelagem de irregularidades de média escala usando o mecanismo CII foram publicados por (ZARGHAM; SEYLER, 1987) e (KELLEY et al., 1987). O principal resultado foi que a evolução da instabilidade tende a um estado anisotrópico consistindo de variação quase senoidal (quase periódica) ao longo do campo elétrico efetivo (aquele que incorpora o campo elétrico ambiente e a gravidade), e estruturas tipo *shock* se propagando perpendicular ao campo elétrico ao longo dos extremos das estruturas quase periódicas. Esta forte anisotropia pode explicar grande parte das características espectrais e as estruturas espaciais de dois tipos de irregularidades de longa escala conhecidas na literatura como “*bottomside spread F*” e “*topside spread F*” da região F (Seção 3.1.3).

Com o aumento das possibilidades de maior poder de processamento dos computadores nos anos seguintes, novas e mais precisas simulações numéricas foram feitas

incluindo mecanismos de geração das instabilidades (e.g. ondas de gravidade) e cisalhamento dos ventos neutros (KELLEY, 2009).

Resumindo: Os possíveis processos que contribuem na formação das irregularidades na região F em ordem de escala (caracterizada pelo parâmetro  $\lambda$ ) descendente, são (KELLEY, 2009; KUDEKI; BHATTACHARYYA, 1999):

- 1) Semeadura de instabilidades por ondas de gravidade é elevação eletrodinâmica ( $\lambda > 200 \text{ km}$ ).
- 2) Efeitos de cisalhamento vertical do fluxo zonal do plasma na região F da ionosfera equatorial ( $200 \text{ km} > \lambda > 20 \text{ km}$ ).
- 3) A instabilidade generalizada gravitacional de Rayleigh-Taylor ( $20 \text{ km} > \lambda > 100 \text{ m}$ ).
- 4) Amortecimento difusivo pelo acoplamento onda - onda para ondas amortecidas ( $100 \text{ m} > \lambda > 1 \text{ m}$ ).

### 2.3 Irregularidades do vale entre as regiões E e F

As irregularidades na região entre os 120 km até a altura da base da camada F, altitude que muda de uma noite a outra mas que fica acima dos 250 km, têm sido muito pouco estudadas. Esta região recebe o nome de região do vale, pois nos perfis da  $n_e$  obtidos após a redução de um ionograma (Seção 3.1.1 e Figuras 3.4 e 3.6) aparece uma depleção ou vale nos valores de concentração eletrônica.

O trabalho feito por Reid (1968) foi o primeiro em se ocupar das irregularidades de pequenas escalas e o surgimento delas em altitude típicas da região do vale. A próxima Seção é dedicada à uma breve exposição da teoria e resultados decorrente deste estudo.

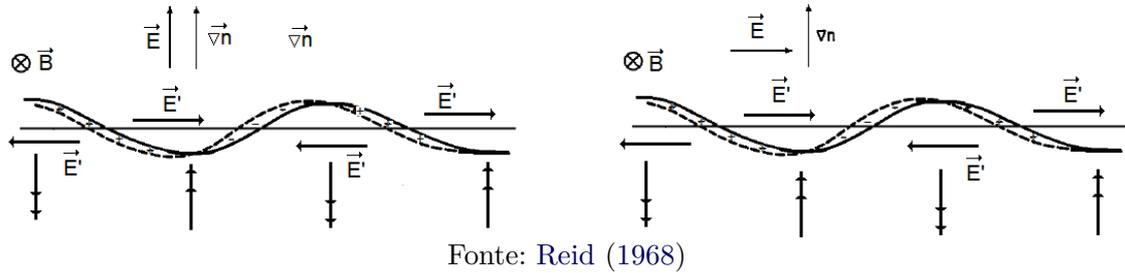
Recentemente, outros autores têm abordado a questão usando observações com radar VHF desde JRO, São Luís e Gandaki na Índia. As tendências destes estudos pode ser separadas em: Uma descrição dos resultados experimentais e posterior explicação baseada em teorias prévias e, estudos mediante experimentos numéricos para conhecer a influência dos diferentes fatores que contribuem ou não ao surgimento das irregularidades nesta região intermediária, o que leva a propor o mecanismo por trás deste tipo de estruturas. A última Seção deste capítulo é dedicada a revisar estes trabalhos.

### 2.3.1 Instabilidade de deriva de gradiente $\vec{E} \times \vec{B}$ ou de campo cruzado.

A teoria apresentada nas seções anteriores tentou, e conseguiu com sucesso, dar uma explicação para a maioria dos fatos observáveis sobre o surgimento e evolução das irregularidades de média e grande escala como as bolhas de plasma que produzem a características *spread-F* nos ionogramas (Seção 3.1.1). Dada a dificuldade experimental de estudar as irregularidades de plasma com escala de menos de um km, a teoria se concentrou mais em irregularidades de grande escala com uma base de dados observacionais mais abundante. No entanto, desde o final dos anos 60 alguns autores começaram a estudar a formação de irregularidades de pequena escala. O mecanismo de instabilidade proposto que teve mais sucesso ao longo do tempo foi a chamada instabilidade  $\vec{E} \times \vec{B}$ , também conhecida como de campo cruzado (*Cross Field Instability* ou CFI) ou deriva do gradiente (*Gradient Drift Instability* ou GDI). Esta instabilidade opera em plasmas parcialmente ionizados, com um gradiente de densidade sob ação de um campo magnético e um campo elétrico, a instabilidade pode dar origem a irregularidades na densidade de ionização que crescem e estão alinhadas ao longo da direção do campo magnético. O mecanismo foi primeiramente pesquisado por Simon (1963) e Hoh (1963), para o caso de plasmas de laboratórios. Logo Reid (1968), aplicou condições reais da ionosfera ao problema como a variação de altitude da atmosfera neutra, bem como a da ionização; e o uso de um perfil de concentração de elétrons.

Existem dois modos em que pode operar a instabilidade conforme mostrado na Figura 2.6. No painel esquerdo um campo elétrico e um gradiente de densidade são dirigidos para cima, a linha horizontal representa um contorno não perturbado e constante de concentração de elétrons e o campo magnético é perpendicular à ambos. O equilíbrio é perturbado por uma variação senoidal de pequena amplitude, a deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  dos íons e elétrons vai levar os dois para a esquerda. Os íons tem uma mobilidade Hall muito menor do que os elétrons e por isso cargas espaciais aparecerão, dando origem a campos elétricos  $\vec{E}'$  de pequena escala dirigido alternadamente para a esquerda e para a direita. Por sua vez, esse campo elétrico  $\vec{E}'$  produz uma nova deriva  $\vec{E}' \times \vec{B}$  transportando em seguida as regiões de maior densidade para baixo e as regiões com depleções na densidade para cima, de modo que ambas regiões crescerão em amplitude quando comparadas com a densidade do plasma ambiente. Obviamente, se tanto o campo elétrico ou o gradiente de densidade constante foram revertidos na sua direção, as perturbações tendem a desaparecer, e nós teríamos uma situação estável.

Figura 2.6 - Modos em que pode operar a instabilidade CFI ou GDI. No painel esquerdo um campo elétrico é dirigido para acima e no painel direito o campo elétrico é dirigido para a direita da figura.



O outro modo possível acontece quando um campo elétrico ambiente estacionário,  $\vec{E}$  aparece direcionado para a direita (painel direito Figura 2.6 ). As direções opostas das mobilidades Pedersen dos íons e elétrons darão origem a uma corrente  $\vec{J}$  que fluirá horizontalmente na fronteira entre as duas regiões de densidades distintas. Se a densidade é perturbada por uma variação senoidal de pequena amplitude, o movimento diferencial das mobilidades dos íons e dos elétrons fará com que este fluxo de corrente apresente divergência e, um acúmulo de cargas será distribuído sobre as margens da perturbação inicial como no primeiro modo, este acúmulo de cargas darão origem a campos elétricos de polarização  $\vec{E}'$  de pequena escala direcionados alternativamente para a esquerda e para a direita como no caso anterior. Igualmente pela deriva  $\vec{E}' \times \vec{B}$  as regiões de densidade maior serão deslocadas para baixo e as regiões de depleção para cima.

O segundo mecanismo se mostrou mais eficaz na produção de irregularidades nas regiões superiores da ionosfera devido à diminuição, ao ponto de tornar-se insignificante, da diferença nas mobilidades Hall de elétrons e íons na região F. Reid (1968) mostrou que as escalas mínimas das irregularidades (em torno aos 100 m) e os tempos de crescimento mínimos das instabilidades foram atingidas ao redor dos 140 km ou seja no vale entre as regiões E e F. Uma subsequente condução dos campos eletrostáticos de pequena escala associados a esta instabilidade pelas linhas de campo magnético pode dar origem ao crescimento de irregularidades da escala correspondentes na região F. Um ano depois, este tipo de estruturas foram detetadas por Prakash et al. (1969) usando medidas de sonda de Langmuir bordo de foguete.

### 2.3.2 Estudos recentes.

Apesar de serem frequentemente observadas nas imagens obtidas pelo radar VHF instalado em Jicamarca, irregularidades na região E e na parte inferior da região F distribuídas quase-periodicamente foram reportadas pioneiramente por [Woodman e Chau \(2001\)](#). Os autores chamaram essas estruturas como EQP do inglês *Equatorial QuasiPeriodic echoes* ou Ecos Quase-periódicos Equatoriais (EQE). As estruturas, mesmo tendo uma distribuição periódica, não são da mesma natureza de outras estruturas periódicas observadas em latitude médias e isto é demonstrado no trabalho supracitado. Este primeiro estudo, mostrou a distribuição espaço-temporal das irregularidades, as velocidades verticais (ou velocidades Doppler) e a largura espectral (uma medida do desvio padrão das velocidades dentro do volume mínimo sondado pelo radar). As EQE foram detetadas junto com uma bolha de plasma que manifesta-se, nas medidas feitas com radar VHF, como uma estrutura alongada na direção vertical e que atinge grandes altitudes também chamadas de “plumas” (Seção 3.1.3, Figura 3.13).

Outras características importantes reveladas neste estudo foram que as estruturas se apresentaram como estriações emergindo do eletrojato equatorial com inclinações negativas e relação sinal-ruído (SNR) fortes que, depois de ascender com uma velocidade vertical similar à mostrada pela pluma e atingir altitudes de até 310 km, mudam a ecos estriados com inclinações positivas e relação sinal-ruído de menor intensidade (Figura 6.1). As estriações com inclinação negativa apresentaram separação de  $\sim 20$  km e períodos de  $\sim 1,5$  minutos. Os ecos com inclinações positivas mostraram maior separação ( $\sim 40 - 50$  km) e períodos ( $\sim 4$  minutos).

Como conclusão, [Woodman e Chau \(2001\)](#) relacionaram as cargas de polarização associadas a bolha com um campo elétrico local responsável pela subida vertical do plasma da região E até altitudes do vale e da parte inferior da região F, porém reconheceram que as teorias existentes que explicaram irregularidades periódicas observadas em latitude médias não poderiam ser aplicadas ao caso das EQE. Este trabalho é de vital importância para os objetivos específicos expostos no Capítulo 1 pois, usando os resultados do estudo de [Woodman e Chau \(2001\)](#), é feita uma interpretação das irregularidades detetadas com a sonda de Langmuir a bordo do foguete e que serão apresentadas no Capítulo 6.

Usando igualmente, observações do radar VHF instalado em Jicamarca com uma configuração mais modernizada junto com a técnica de imageamento por síntese de abertura, [Chau e Hysell \(2004\)](#) reportaram ondas de plasma de grande escala<sup>4</sup> na

---

<sup>4</sup>É preciso destacar que uma onda de grande escala na região E tem uns poucos km, diferentemente das escalas das irregularidades na região F

faixa de altitudes entre 120 e 140 km no entardecer. Diferente do estudo de [Woodman e Chau \(2001\)](#), este trabalho foi baseado em 204 observações usando a mesma configuração de interferometria, pelo que foi possível fazer uma estatística sobre a frequência de ocorrência destas irregularidades se destacando os seguintes aspectos ([CHAU; HYSELL, 2004](#)): As irregularidades são detetadas fundamentalmente antes das 20 : 00 LT; o movimento de deriva zonal é para o oeste sendo os ecos localizados em maiores altitudes ( $> 130$  km) os que têm maiores velocidades; de 10 noites, os ecos foram detetados entre 3 e 5 noites e os ecos observados em maiores altitudes tem uma velocidade vertical negativa (afastam-se do radar), enquanto que os ecos em altitudes mais baixas aproximam-se ao radar.

Os autores do estudo sugerem que a origem destas irregularidades estão relacionadas com a deriva de gradiente ou instabilidade de intercambio conduzida pelos gradientes de condutividades horizontais e correntes verticais do eletrojato equatorial presentes no terminadouro solar devido ao PREVD. Em altitudes típicas da parte superior e o vale da região E os íons são marginalmente magnetizados, isto é, as giro frequências dos íons e as frequências de colisões de íons e espécies neutras são aproximadamente iguais, e por isto a corrente Pedersen destes íons será grande. O fato de que logo após a fase de reversão na deriva vertical (campo elétrico zonal) este tipo de ecos não são mais observados, aportou evidência adicional à hipótese exposta em [Chau e Hysell \(2004\)](#).

Com os dados obtidos no período entre 2001 e 2008 pelo radar VHF instalado em São Luís, [Kherani et al. \(2012\)](#) fizeram um estudo de estruturas irregulares na ionosfera equatorial brasileira e chamadas nesse trabalho de IES do inglês *Irregular Equatorial-upper-E-valley region Structure*. Ao contrário do reportado em Jicamarca, as estruturas irregulares foram observadas com uma frequência muito baixa (20 noites de 581 observações). Isto, segundo os autores, pode dar uma pista importante para entender o mecanismo responsável pela geração destas irregularidades, pois em São Luís as condições não se mostraram favoráveis para a geração destas estruturas, supondo válido o mecanismo anteriormente proposto por [Chau e Hysell \(2004\)](#). Conforme discutido nessa pesquisa, as condições de fortes gradientes horizontais na  $n_e$  e o campo elétrico ambiente estão presentes quando existe um alinhamento entre o terminadouro solar e o meridiano magnético. Levando em conta a alta declinação do campo magnético sobre o Brasil, a frequência com a qual ocorre este alinhamento é maior em Jicamarca do que no Brasil, o que explicaria a razão pela qual as condições para o desenvolvimento das IES são favoráveis com menos frequência em São Luís. Analisando dois casos representativos dentre das observações, os autores mostraram as seguintes características ([KHERANI et al., 2012](#)): As irregularidades foram detec-

tadas entre as 19 : 30 e as 20 : 30 LT na faixa de altitudes entre os 120 – 200 km; as IES foram observadas junto com irregularidades na região F como plumas ou irregularidades na parte inferior dessa região (chamadas de irregularidades *bottomtype*); quando as IES foram detectadas nas imagens obtidas com dados de radar VHF, notou-se um aumento na intensidade dos ecos de irregularidades no eletrojato equatorial; as estruturas irregulares eram compostas de subestruturas distribuídas quase-periodicamente com uma separação  $\sim 20-40$  km na direção vertical e período de entre 10 – 15 minutos.

Kherani et al. (2012) concluíram que a altitude atingida pelas irregularidades eram proporcionais à intensidade do campo elétrico ambiente zonal o que é uma manifestação do acoplamento dinâmico entre a região F e a parte superior do vale da região E. O fato de coincidir a intensificação do sinal na região do eletrojato equatorial com a presença das IES no vale da região E, indica que campo elétrico vertical ambiente torna-se momentaneamente mais intenso e pode contribuir com a dinâmica deste tipo de estruturas. Finalmente, o campo elétrico de polarização ou campo marginal da pluma presente na região F pode ser um fator acelerador fornecendo mais corrente vertical e gradiente horizontal de densidade eletrônica para que opere o mecanismo proposto por Chau e Hysell (2004) anteriormente mencionado.

Uma revisão mais completa sobre observações evidenciando o acoplamento entre as regiões E e F relevantes para a geração de irregularidades durante a noite em latitudes baixas e equatoriais pode ser consultada em Patra (2008).

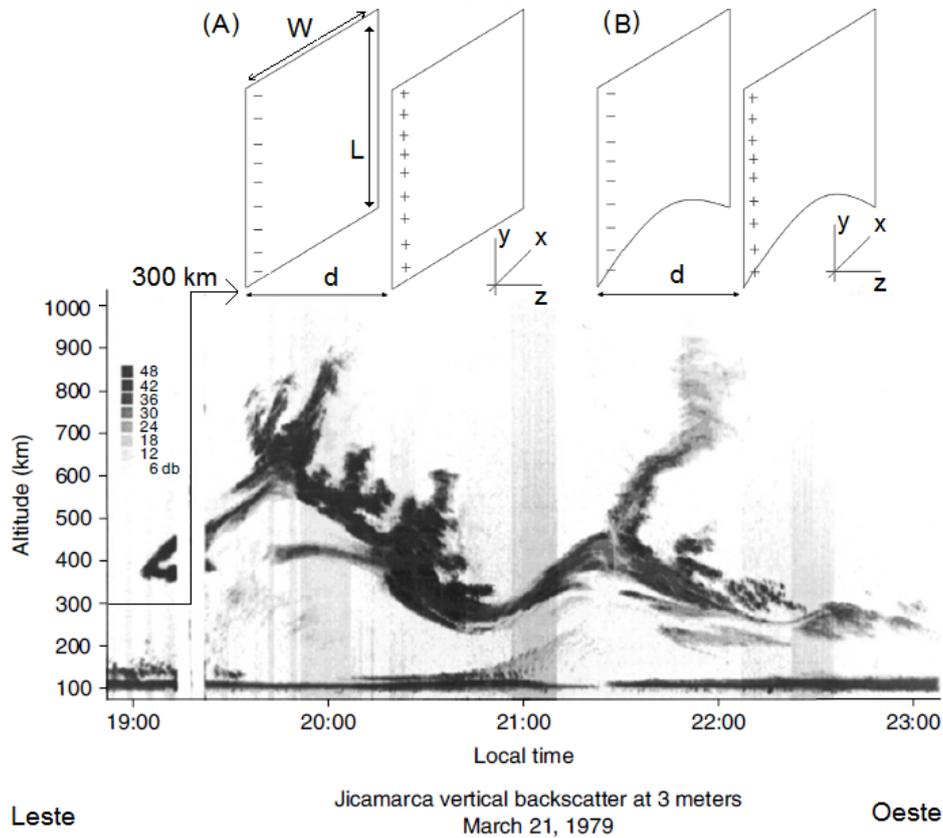
Uma outra vertente nas pesquisas sobre acoplamento entre as regiões E e F e as irregularidades que aparecem na região intermediária, baseiam-se nas simulações numéricas. Os estudos numéricos feitos recentemente (KHERANI et al., 2004; MUKHERJEE; PATRA, 2014; KHERANI; PATRA, 2015) concentram-se na importância que tem o campo elétrico de polarização ou campo elétrico marginal (*fringe field*) na geração e evolução de irregularidades na região E e o vale entre as regiões E e F. A Seção 6.2 apresenta os resultados de experimentos numéricos que constituem uma prolongação direta dos estudos feitos anteriormente (KHERANI et al., 2004; KHERANI; PATRA, 2015), e por esta razão, estes trabalhos são examinados no Capítulo 6. A pesquisa feita por Mukherjee e Patra (2014), usa um modelo de capacitor de placas paralelas para representar a bolha de plasma equatorial e estudar como afeta, o campo de polarização desta estrutura, o plasma e a estabilidade do mesmo nas regiões E e o vale entre esta região e a região F. A motivação do trabalho de Mukherjee e Patra (2014) advém de explicar porque as estruturas acima mencionadas são detectadas em São Luís, e com maior frequência, em Jicamaraca e não em latitudes baixas como Gadanki ( $6,5^\circ$  N). Escolhendo diferentes configurações de capacitor

(Figura 2.7) como por exemplo: largura das placas/dimensão latitudinal da bolha ( $W$ ), altura das placas/bolha ( $L$ ) e separação entre as placas/largura da bolha ( $d$ ); os autores calcularam o campo elétrico nas bordas das placas ou, analogamente, o campo de polarização marginal da bolha.

Os resultados mostraram que, no caso da configuração A (Figura 2.7) o campo marginal atinge o máximo valor acima do equador geomagnético e a uma altura de 250 km. A intensidade do campo diminui com a diminuição da altitude até os 100 km, onde a intensidade cai um 97% do seu valor inicial. No caso da configuração B (Figura 2.7) os cálculos feitos demonstraram que o campo marginal diminui com a latitude. Por exemplo a 250 km de altitude, a intensidade do campo cai para a metade numa distância a 1000 km ao norte/sul do equador, e a 100 km de altitude, a intensidade cai para menos de 1% numa distância a 1000 km ao norte/sul do equador geomagnético. A diminuição não mostrou-se tão acentuada quando a separação entre as placas ou largura da bolha ( $d$ ) foi duplicada com respeito ao primeiro experimento numérico (de 100 até 200 km). Porém, mesmo aumentando este último parâmetro até 500 km, a uma distância a 1000 km ao norte/sul do equador geomagnético, a intensidade do campo marginal cai para um 10% do valor acima do equador e a 250 km de altitude.

Adicionalmente, os autores discutem como se comporta o campo elétrico na direção leste-oeste quando aparecem várias bolhas durante a mesma noite como mostrado no painel inferior da Figura 2.7. Neste caso, e para diferentes altitudes entre 250 e 150 km, a intensidade do campo elétrico não diminui apreciavelmente em regiões onde não existem bolhas verticalmente acima.

Figura 2.7 - Modelo de capacitor de placas paralelas análogo a bolhas de plasma usado no trabalho de Mukherjee e Patra (2014). A configuração A é usada no equador geomagnético, onde o campo  $\vec{B}$  é horizontal. A configuração B é usada em baixas latitudes, onde o campo  $\vec{B}$  é curvado ao longo da direção norte-sul ou eixo  $x$  neste modelo. Para uma maior clareza, uma imagem de duas bolhas observadas em Jicamarca, é superposta ao modelo.



Fonte: Adaptada de Mukherjee e Patra (2014) e Kelley (2009, p. 132).

Como conclusão, Mukherjee e Patra (2014) afirmaram que a dependência latitudinal da intensidade do campo marginal encontrada no seus experimentos numéricos, explicaria o fato de não ter sido detetadas irregularidades na região E e região intermediária entre as camadas E e F em latitudes inferiores pois o campo calculado não é intenso o suficiente para transportar plasma e irregularidades do mesmo a maiores altitudes.

A configuração de duas bolhas e os campos de polarização a elas associadas, pode, conforme mostram os cálculos feitos neste trabalho, explicar porque são detectadas estruturas irregulares ascendentes em regiões que não têm bolhas verticalmente acima como o caso mostrado na Figura 6.1 e no painel inferior da Figura 2.7 ao

redor das 21 : 00 LT. No final é discutido se este campo provoca instabilidades no plasma gerando irregularidades e quais são as condições ambientais que devem estar presentes para que isto aconteça.

Estudos como os propostos nesta tese, fornecem uma base experimental para apoiar as teorias, ainda não totalmente estabelecidas, que tentam explicar e visam prever o surgimento de irregularidades na  $n_e$  de pequenas e médias escalas nesta região da ionosfera.



### 3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIAS

Neste capítulo serão apresentados e descritos os diferentes instrumentos e dados coletados por eles, assim como as metodologias implementadas para processar os dados usados nesta tese. Como foram usados dados de instrumentos que obtêm as informações da ionosfera a partir de medições remotas e medições *in-situ*, decidiu-se dedicar uma seção a cada classe de instrumentos (Seção 3.1 e Seção 3.2 respectivamente). As metodologias utilizadas no processamento dos dados de parte dos instrumentos vão ser descritas na última seção deste capítulo (Seção 3.3). Por sua vez, dentro de cada seção são apresentados separadamente os instrumentos que geraram os dados utilizados neste trabalho.

Antes de serem examinados os dados e instrumentos usados nesta tese, é conveniente contextualizar o lançamento do foguete, que gerou os dados fundamentais para este trabalho, entre os demais dados que serão apresentados neste capítulo.

O lançamento do foguete foi programado como parte fundamental da Operação Iguaiaba, para acontecer sob condições ideais de surgimento e posterior evolução de irregularidades na concentração do plasma na região equatorial. Para atingir este objetivo, a ionosfera precisa ser monitorada com antecedência. Isto já é feito regularmente em uma estação de sondagem ionosférica localizada em São Luís a uns 35 km ao sul do Centro de Lançamento de Alcântara (CLA), base militar da qual foi lançado o foguete. As características e o tipo de instrumento usado na estação de sondagem ionosférica ou estação ionosférica de São Luís são explicados na próxima seção, mas é útil esclarecer agora que os dados obtidos nesta estação permitem decidir a hora ideal para que o lançamento tenha sucesso em interceptar estruturas irregulares na concentração de elétrons na ionosfera.

Os dados do imageador tipo *All Sky* usados neste trabalho foram gerados 22 minutos aproximadamente após o lançamento. Irregularidades de grande escala ou bolhas de plasma, como são referidas essas estruturas na literatura científica que utiliza dados gerados por imageadores, foram detectadas pelo observatório instalado em São João do Cariri e constituem uma confirmação da evolução de irregularidades no plasma da ionosfera equatorial ao longo das linhas do campo magnético terrestre.

Finalmente os dados do satélite C/NOSF (do inglês *Communication/Navigation Outage Forecast System*) são usados para ter uma ideia geral do cenário antes e depois do experimento a bordo do foguete usando medidas *in-situ* de diferentes parâmetros ionosféricos não medidos pelos instrumentos instalados no foguete.

### 3.1 Instrumentos de medições remotas.

A sondagem do meio ionosférico por ondas de rádio constituiu desde os anos 20 até a década do 60, a única ferramenta para o estudo desta parte ionizada da atmosfera terrestre. No final da década dos 60 e começo dos 70 apareceram os primeiros trabalhos (MULLANEY et al., 1972; DYSON; HOPGOOD, 1974; CHANDRA et al., 1975; TINSLEY; BITTENCOURT, 1975) usando emissão luminescente da termosfera detectada com fotômetros, como forma alternativa de estudar certas características da ionosfera de média e baixas latitudes. No caso específico dos estudos das irregularidades na concentração de partículas carregadas da ionosfera, as estações de sondagem vertical da ionosfera ou ionossondas e radares de retroespalhamento operando na banda VHF (radares VHF) foram os primeiros instrumentos que caracterizaram tais estruturas. Posteriormente, no final da década dos 70 e começos dos 80, surgiram os primeiros imageadores em solo (WEBER et al., 1978; MENDILLO; BAUMGARDNER, 1982).

Na seção a seguir serão apresentadas as observações, relevantes para este trabalho, feitas com versões modernas destes instrumentos e uma breve descrição dos mesmos. Estes instrumentos<sup>1</sup> encontram-se localizados em uma parte do território brasileiro onde a diferença de horários é de três horas em relação ao meridiano de Greenwich ou meridiano de referência (longitude 0°). Usando as siglas **UT** para designar o tempo medido com respeito ao meridiano de referência e as siglas **LT** para designar o tempo medido no local (neste caso a parte ocidental do território brasileiro) tem-se que:  $UT = LT + 3$ . Nesta tese serão usadas as duas designações.

---

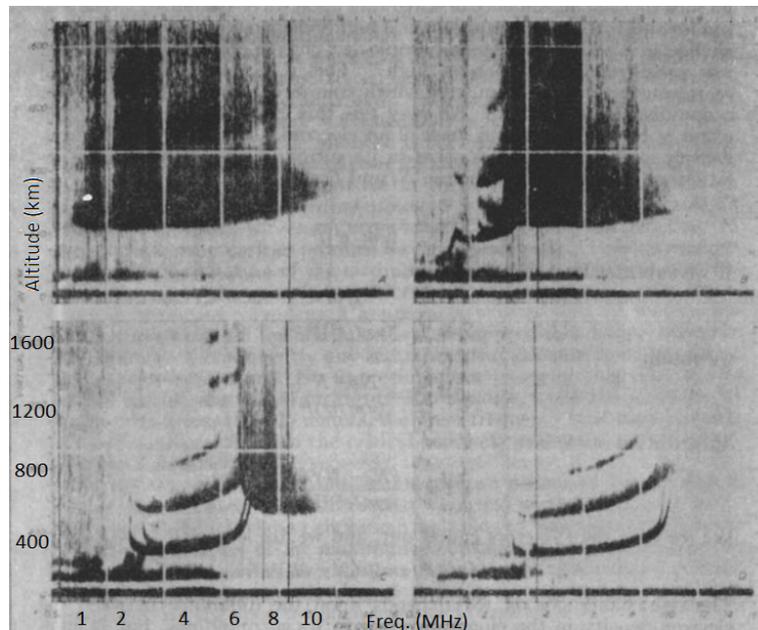
<sup>1</sup>incluído o local de lançamento do foguete

### 3.1.1 Digisondas em Fortaleza e São Luís.

Uma ionossonda é um instrumento de sondagem ionosférico remoto. Basicamente, a ionossonda é um sistema transmissor-receptor que emite ondas eletromagnéticas em forma de pulsos na faixa entre 1 e 30 MHz. Nesta faixa de frequências, o sinal sofre sucessivas refrações até ser refletido pelo meio ionosférico (espécies carregadas). O sinal que retorna (eco) ou sinal retroespalhado, carrega informação muito útil sobre a ionosfera, sendo a mais importante a densidade numérica dos elétrons ( $n_e$ ). A distribuição dos ecos recebidos em uma ionossonda com as diferentes frequências de sondagem e as diferentes altitudes que refratam/refletem estes ecos chama-se de ionograma. As altitudes de retorno do sinal retroespalhado são calculadas a partir do tempo que demora o sinal (supondo que o mesmo viaja à velocidade da luz no vácuo) em voltar da região onde sofreu a reflexão até a ionossonda. Por isso as alturas que aparecem no ionograma são chamadas de altura virtuais, pois na realidade o sinal viaja a uma velocidade inferior à velocidade da luz no vácuo. Contudo, a altura real pode ser calculada a partir do ionograma. O processo de cálculo da altura real, conhecendo a relação entre a altura virtual e a frequência de sondagem é chamado de inversão de ionograma e é brevemente explicado em Santos (2013, p.44).

A ionossonda foi o primeiro instrumento usado desde fins da década dos anos 20 para estudar grande parte (entre os 60 km até o pico da camada F) da camada ionizada da atmosfera superior (ionosfera). Precisamente, usando uma ionossonda, Booker e Wells (1938) detectaram as primeiras manifestações de irregularidades na estação ionosférica de Huancayo, no Peru. As irregularidades se manifestam como uma degradação do sinal ou espalhamento quando comparado com o eco que seria detectado na ausência delas (Figura 3.1). Esta é a razão histórica pela qual utiliza-se frequentemente o termo *spread F* (F espalhada) para se referir ao fenômeno da presença de irregularidades na ionosfera equatorial e de baixas latitudes.

Figura 3.1 - Ionogramas obtidos por Booker e Wells (1938). Observa-se nos painéis superiores, como os ecos mostrados nesses ionogramas estão espalhados preferentemente na direção vertical ou da altitude. No painel inferior direito é mostrado um ionograma sem espalhamento, ou seja, sem manifestação de irregularidades.



Fonte: Adaptada de Booker e Wells (1938)

Como instrumento, a ionossonda tem evoluído bastante ao longo dos anos. As usadas neste trabalho são um das mais modernas que existem na atualidade. Estas ionossondas geram digitalmente os pulsos que são emitidos pela antena transmissora. O sinal é recebido por um conjunto de antenas receptoras e digitalizado para ser mostrado num computador pessoal. Como grande parte do processo é digital, a ionossonda recebeu o nome comercial de *Digisonde*<sup>®</sup> ou *Digitally Integrating Goniometric IonoSONDE*. O termo foi “aportuguesado”, sendo comumente usado a palavra “Digissonda” para se referir a este instrumento. As Digissondas, pela sua vez, evoluíram desde que a empresa que as fabrica, a *Lowell Digisonde International*, comercializou o primeiro modelo em 1969. Um dos modelos mais modernos é o DPS4 (LOWELL DIGISONDE INTERNATIONAL, 2007), e está instalado nas duas estações ionosféricas que geraram os dados usados nesta tese: Fortaleza e São Luís.

Na figura 3.2 é mostrada a Digissonda DPS4 que atualmente está instalada na estação ionosférica de São Luís.

Figura 3.2 - Digissonda DPS4 instalada em São Luís (MA). O bloco de geração digital de frequências de sondagem e processamento do sinal retroespalhado é mostrado no painel esquerdo. No painel central e direito é mostrado a antena de transmissão e as antenas de recepção, respectivamente.



Fonte: Santos (2013)

As Digissondas em Fortaleza e São Luís executam uma sondagem da ionosfera regularmente a cada 10 minutos, podendo diminuir o tempo entre sondagens se precisar. A sondagem é representativa de uma ionosfera dentro de um raio de extensão horizontal de 1260 km aproximadamente em São Luís, embora isto depende do padrão de emissão da antena utilizada <sup>2</sup>. Em ambas as estações a resolução em altitude da sondagem é de 5 km.

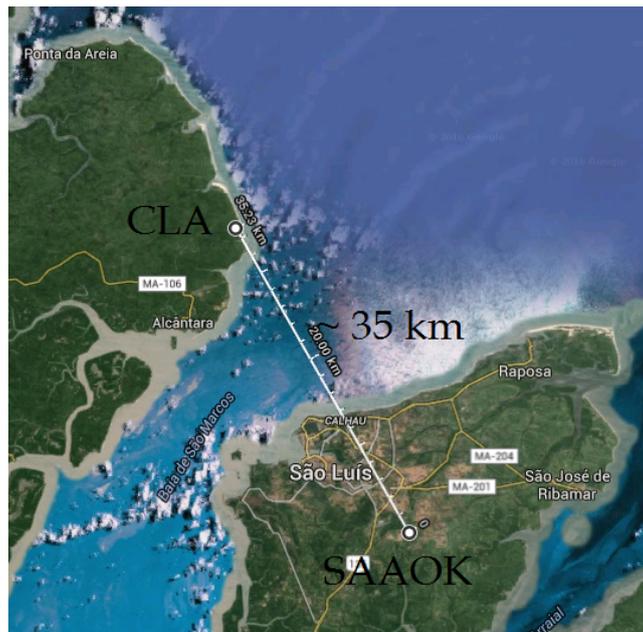
Os ionogramas mostrando os ecos espalhados ao longo da altitude (chamado na literatura científica de *range spread F*) ou ecos espalhados ao longo das frequências mais altas de sondagem (chamado na literatura científica de *frequency spread F*) representam manifestações da presença, no campo de visada da Digissonda, de irregularidades de grande escala. Além desta informação, uma sequência de ionogramas e os dados obtidos a partir deles, revelam a evolução da altura virtual mínima da camada F (altura da base da camada F ou  $h'_{min}F$ ). Como foi dito na seção 2.2, uma rápida subida da altura virtual da base da camada F ao entardecer é a assinatura do aumento na velocidade de deriva vertical das espécies carregadas na ionosfera (PREVD) o qual está estreitamente relacionado com o estabelecimento das condições ideais para o surgimento de um gradiente vertical na concentração de elétrons na base da camada F. Pela sua vez, isto configura uma das condições necessárias para que se estabeleça a instabilidade de Rayleigh-Taylor, surgindo assim as bolhas de plasma e as irregularidades associadas nesta região.

<sup>2</sup>Por exemplo em Fortaleza é de 1100 km aproximadamente

A constatação dos fatos descritos acima, a partir dos ionogramas obtidos em São Luís e Fortaleza é a razão pela qual serão usados os dados destas das estações.

Como foi descrito acima, a estação ionosférica instalada em São Luís fica próxima (Figura 3.3) ao local onde foi lançado o foguete. Isto permite fazer um monitoramento das condições ionosféricas sobre ambos os locais e decidir o momento de lançamento apropriado aos objetivos científicos dos experimentos embarcados no foguete. A estação ionosférica de São Luís fica nas coordenadas geográficas  $2,6^{\circ}$  S e  $44,2^{\circ}$  W. A inclinação magnética no ano 2012 (ano do lançamento do foguete) era  $6^{\circ}$  S aproximadamente ou seja, pode ser considerada como uma estação equatorial.

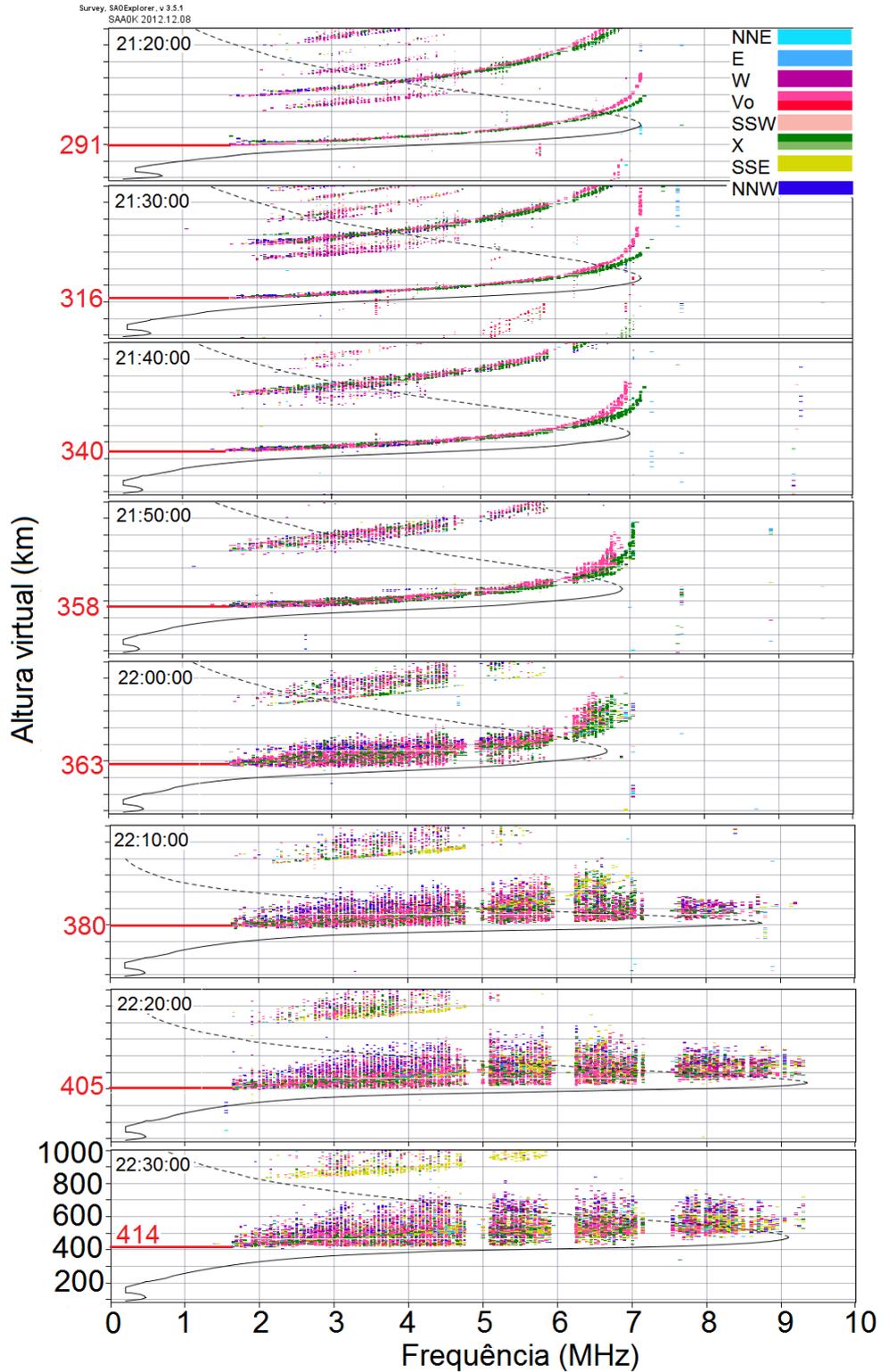
Figura 3.3 - Localização relativa da estação ionosférica de São Luís e do Centro de Lançamento de Alcântara (CLA). Desde o vizinho município Raposa, na parte esquerda da figura, foi acompanhada a trajetória do foguete com uma estação móvel de rastreamento de veículos suborbitais.



Fonte: Produção do autor.

Na Figura 3.4 são mostrados uma sequência de oito ionogramas registrados pela Digissonda instalada na estação de São Luís no dia do lançamento do foguete (08/12/2012). Os ionogramas foram obtidos a cada 10 minutos e o primeiro a ser mostrado na Figura 3.4 foi obtido as 21 : 20 UT (18 : 20 LT).

Figura 3.4 - Sequência de ionogramas obtidos pela Digissonda instalada em São Luís. O primeiro ionograma mostrado foi obtido às 21 : 20 UT. O lançamento do foguete aconteceu às 22 : 00 UT. A característica *spread F* aparece no ionograma nesse mesmo horário e continuam nos ionogramas restantes.



Fonte: Produção do autor.

Superposto a cada ionograma aparece uma curva contínua que, na sua parte superior, é tracejada. Esta curva é o resultado do processo de inversão do ionograma mencionado acima e representa a distribuição com a altura real da densidade numérica dos elétrons ou perfil vertical da  $n_e$ . Os valores da  $n_e$  são obtidos pela relação existente entre esta grandeza e a frequência de sondagem (HARGREAVES, 1992, p.27).

$$n_e = \frac{\varepsilon_o m_e}{e^2} (2\pi f)^2 \approx 0.0124 f^2 \quad (3.1)$$

Na equação acima,  $\varepsilon_o$  é a permissividade elétrica do vácuo,  $m_e$  e  $e$  a massa e carga elétrica do elétron e  $f$  a frequência de sondagem ou frequência ressonante de um plasma com densidade  $n_e$ . Na equação 3.1 as grandezas  $f$  e  $n_e$  têm por unidade de medida o Hz e  $m^{-3}$  respectivamente.

É possível observar nos diferentes perfis verticais que aparecem na Figura 3.4 que para uma frequência de sondagem e uma altura dada no ionograma o perfil vertical da  $n_e$  exibe um máximo. O valor desta frequência é chamado de frequência pico da camada (neste caso a camada F) ou frequência crítica da camada ( $f_oF$ ). O máximo da densidade numérica dos elétrons atingido na camada F é o máximo valor registrado em toda ionosfera ( $n_{eMax}$ ). As ondas eletromagnéticas com frequência acima da  $f_oF$ , não serão refletidas na região F se propagando indefinidamente, isto é, atravessando a ionosfera. A altura real na qual o valor da  $n_e$  exibe um máximo é chamada de altura do máximo da camada (ou ainda altura do pico). No caso da camada F, este parâmetro é representado pelo símbolo  $h_{max}F$ .

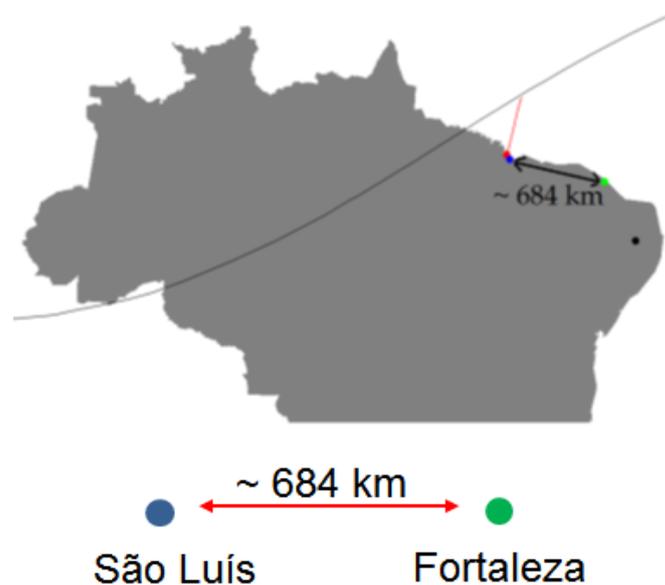
Nos ionogramas mostrados na Figura 3.4 são notadas as duas características principais que revelam a possibilidade de geração e presença de irregularidades de grande escala na região sondada pela Digissonda: aumento abrupto da altura mínima da região F em horário próximo ao pôr do sol e o espalhamento dos ecos com a altitude ou *range spread F*. Os primeiros 4 ionogramas (entre as 21 : 20 e as 21 : 50 UT) não exibem qualquer espalhamento nos ecos recebidos pela Digissonda. No ionograma obtido as 19 : 00 LT (22 : 00 UT) aparece, ao longo de todas as frequências de sondagem, o espalhamento dos ecos preferencialmente na direção vertical ou seja o *range spread F*. Esta degradação do sinal continua nos outros ionogramas mostrados na Figura 3.4 e pelo resto da noite (ionogramas não mostrados). O anterior indica que na ionosfera sondada pela Digissonda instalada em São Luís apareceram estruturas irregulares de grande escala que se mantiveram por um longo período de tempo. Isto é confirmado pela observações feitas pelo satélite C/NOFS como será visto na seção 3.2.1.

A segunda característica supracitada: o aumento da altura mínima da região F em

horário próximo ao pôr do sol, pode ser constatada também na Figura 3.4. As alturas da base da região F estão destacadas em vermelho nessa Figura. Estas alturas exibem um aumento pronunciado durante os tempos de sondagem mostrados. Após o aumento consecutivo da altura mínima entre as 21 : 40 UT e as 22 : 00 UT, e o surgimento do *spread F* no ionograma das 22 : 00 UT (19 : 00 LT) decidiu-se proceder com o lançamento do foguete, pois foi considerado que as condições de geração e presença de irregularidades equatoriais estavam bem estabelecidas.

Nesta tese também foram usados ionogramas obtidos pela Digissonda instalada na estação ionosférica de Fortaleza. A estação está localizada na coordenada geográfica  $3,9^{\circ}$  S,  $38,4^{\circ}$  W. A inclinação magnética no ano 2012 era  $14,9^{\circ}$  S, de modo que pode ser considerada como uma estação de baixas latitudes. Na Figura 3.5 são mostradas a localização relativa das duas estações ionosféricas usadas neste estudo.

Figura 3.5 - Localização relativa das estações ionosféricas de São Luís e Fortaleza. A linha preta representa o equador magnético. O ponto vermelho e a linha vermelha representam o CLA e a projeção da trajetória do foguete no plano do mapa respectivamente. O ponto preto representa a estação de observação de luminescência atmosférica de São João do Cariri (seção 3.1.2).



Fonte: Produção do autor.

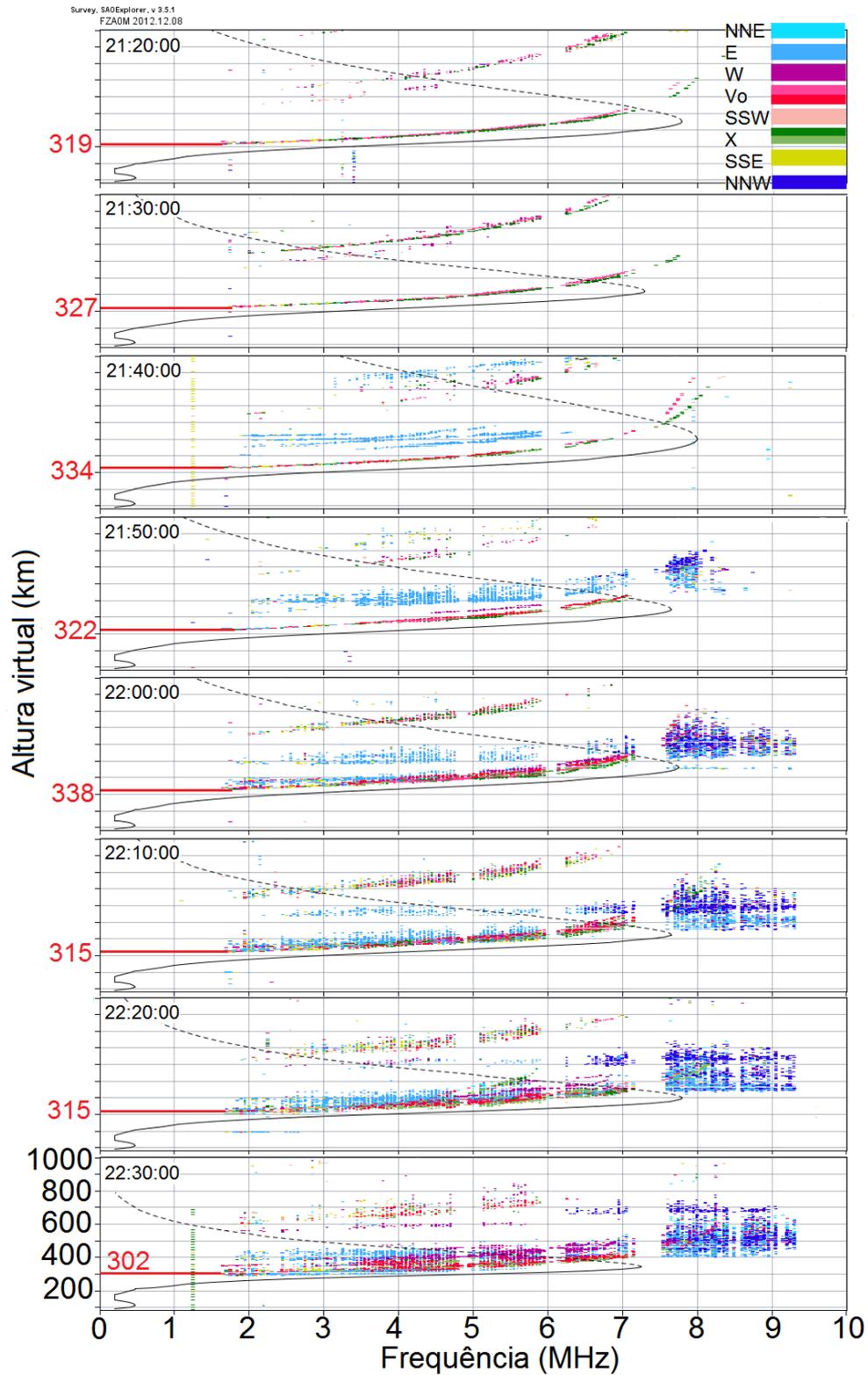
Um conjunto de oito ionogramas obtidos na estação de Fortaleza, simultaneamente com os de São Luís, são mostrados na Figura 3.6. A diferença do observado em São

Luís, os ionogramas em Fortaleza não apresentam a característica *spread F* antes ou durante o lançamento do foguete. O espalhamento nos ecos recebidos pela Digissonda em Fortaleza é notado (painel inferior direito da Figura 3.6) no ionograma tomado às 22 : 30 UT (19 : 30 LT). Porém, o *spread F* é visível nos ecos provenientes de uma direção oblíqua respeito às antenas de recepção instaladas em Fortaleza.

Uma das características mais úteis das Digissondas modelo DPS4 é que elas permitem identificar a direção de retorno dos ecos reemitidos pela ionosfera. A escala de cores que aparece no lado superior direita nas Figuras 3.4 e 3.6 representam as diferentes direções identificadas pela Digissonda. Um eco vindo da direção norte-nordeste (NNE ou cor azul claro na Figura 3.6) é visível no ionograma obtidos às 21 : 40 UT. Dez minutos depois, é observado um outro eco proveniente da direção norte-noroeste (NNW ou cor azul escuro na Figura 3.6). Neste mesmo ionograma, o eco vindo do NNE manifesta um espalhamento na direção vertical e se observa misturado junto ao eco vindo do NNW. No ionograma das 22 : 00 UT, os ecos de ambas as direções sofrem um espalhamento mais notável, em particular, o eco vindo do NNW que é a direção aproximada na qual está localizada a estação de São Luís e o CLA. Meia hora após a primeira detecção dos ecos vindo do NNW, ou seja as 22 : 30 UT, aparece a característica *spread F* sobre as antenas receptoras instaladas em Fortaleza (ecos verticais representados em cor vermelha na Figura 3.6). Este espalhamento do sinal continua durante toda a noite.

Sendo Fortaleza uma estação ionosférica de baixas latitudes e ao sul do equador magnético, é esperado que as irregularidades no plasma da ionosfera equatorial sejam observadas em Fortaleza como ecos espalhados provenientes do norte e com um retardo temporal, relativo ao pôr do sol local, maior do que em São Luís.

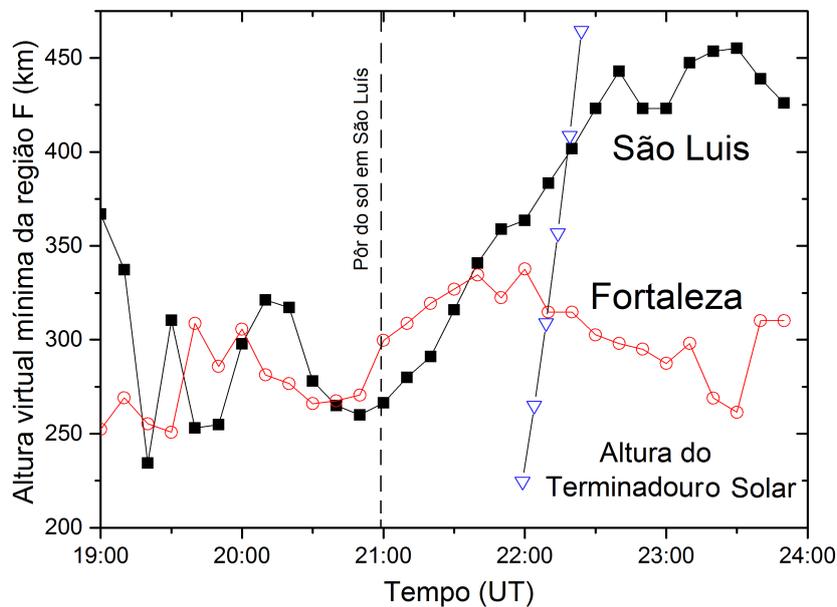
Figura 3.6 - Sequência de ionogramas obtidos pela Digissonda instalada em Fortaleza. O primeiro ionograma mostrado foi obtido às 21 : 20 UT. O lançamento do foguete aconteceu às 22 : 00 UT. A característica *spread F* aparece no ionograma 30 minutos após o horário de lançamento do foguete.



Fonte: Produção do autor.

A evolução temporal da altura virtual mínima da base da região F ( $h'_{min}F$ ), também teve um comportamento diferente ao observado em São Luís. Os números em vermelho na Figura 3.6 representam as alturas supramencionadas. O aumento dessas alturas não é tão marcante quanto em São Luís e atinge o máximo às 22 : 00 UT. Com o propósito de comparar os resultados das observações da  $h'_{min}F$  nas duas estações e discutir as diferenças é mostrado na Figura 3.7 a evolução temporal entre às 19 : 00 e às 23 : 59 UT (16 : 00 até 20 : 59 LT) deste parâmetro.

Figura 3.7 - Evolução temporal da  $h'_{min}F$ . A linha tracejada representa o pôr do sol local em São Luís no dia do lançamento do foguete (08/12/2012). O pôr do sol em Fortaleza aconteceu ~ 22 minutos antes.



Fonte: Produção do autor.

A subida da base da região F em ambas as estações após o pôr do sol é apreciável na Figura 3.7, sendo mais pronunciada e com uma duração maior na estação de São Luís. Essa subida pode estar relacionada com a intensificação da deriva vertical das espécies carregadas nesta região da ionosfera (PREVD), entretanto é preciso ser muito cuidadoso na interpretação do aumento da  $h'_{min}F$ , porque a subida da base da região F pode ser consequência do processo de recombinação entre constituintes neutros e carregados como consequência da rápida subida do terminadouro solar em horários próximos a pôr do sol.

O pôr do sol em São Luís no dia 08/12/2012 aconteceu às 17 : 59 LT, ou seja uma hora antes do lançamento. Na estação de Fortaleza, por se encontrar a leste de São Luís (Figura 3.5), o pôr do sol aconteceu às 17 : 37 LT ou 22 minutos antes do que em São Luís. Pode ser observado na Figura 3.7 que o aumento em ambas as estações da  $h'_{min}F$  começa imediatamente após o pôr do sol em cada local. A densidade numérica dos elétrons na ionosfera é imediatamente afetada quando a fonte de ionização fica interrompida abruptamente após o pôr do sol. Porém Bittencourt e Abdu (1981) demonstraram que quando a altura da região F fica acima dos 300 km a velocidade aparente de subida vertical da base desta região corresponde com a deriva vertical do plasma ( $\vec{E} \times \vec{B}$ ). Este é o caso do dia 08/12/2012, como pode ser constatado na Figura 3.7. Adicionalmente, a forma como muda no tempo  $h'_{min}F$  pode ser comparada com a evolução no tempo da altura do terminadouro solar ( $h_{term}$ ) pois para regiões tropicais, a relação deste parâmetro com o tempo ( $t$ ) após o pôr do sol (quando o terminadouro tem altura 0 km respeito do solo) é:

$$h_{term} = R_o \left[ \sec \left( \frac{2\pi t}{T} \right) - 1 \right] \quad (3.2)$$

Na expressão 3.2,  $R_o$  é o raio médio da Terra,  $T = 1440$  é a quantidade de minutos em um dia, e  $t$  o tempo em minutos após o pôr do sol. A representação da função dada por 3.2 para tempos entre 60 e 85 minutos após o pôr do sol em São Luís é mostrada na Figura 3.7. É possível notar que as inclinações das curvas  $h'_{min}F$  vs  $t$  para São Luís e Fortaleza (ou seja as velocidades verticais aparentes da base da região F nestas duas estações) são diferentes da inclinação da função  $h_{term}(t)$  dada por 3.2.

Quanto às diferenças entre as subidas da base da região F em São Luís e Fortaleza, estas podem ser explicadas pelo fato das estações terem diferentes inclinações magnéticas (latitudes dip). A deriva vertical é diretamente proporcional a  $\vec{E} \times \vec{B}$  e este produto vetorial maximiza-se em regiões perto do equador magnético onde o vetor  $\vec{B}$  é quase horizontal (latitudes dip próxima ao 0). A inclinação magnética em Fortaleza (14,9° S) é mais do que o dobro daquela em São Luís (6° S).

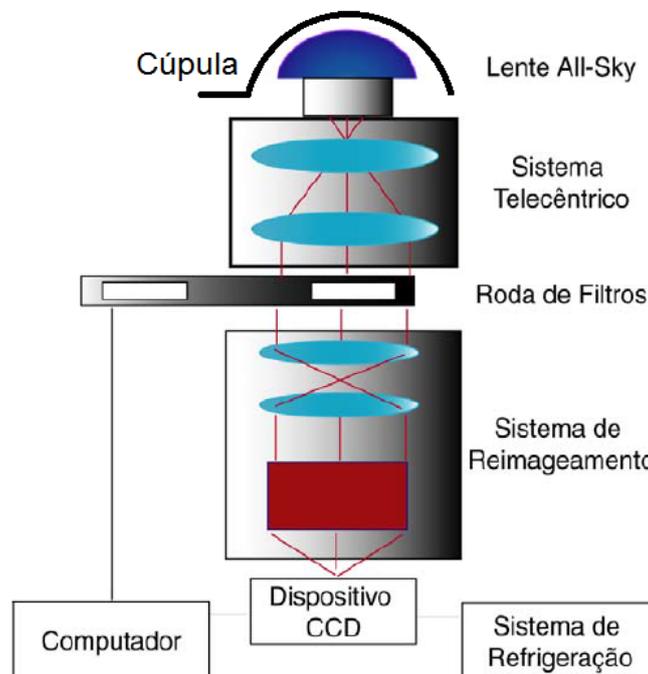
### 3.1.2 Imageador em São João do Cariri.

Os imageadores podem ser considerados como uma evolução daqueles primeiros instrumentos que tem como objeto de medição a luminescência atmosférica; isto é, os fotômetros. De maneira parecida de como aconteceu na área da astrofísica, a pesquisa em aeronomia ficou muito beneficiada com a disponibilidade comercial do sensor CCD (do inglês *Charge-Coupled Device*) que foi inventado nos laboratórios

Bell em 1969 e que rendeu o prêmio Nobel de Física 30 anos depois. No caso da pesquisa usando emissões de luminescência em médias e baixas latitudes, os primeiros resultados datam do final da década dos 70 (WEBER et al., 1978) tendo um certo atraso com respeito às pesquisas em altas latitudes pelo fato da emissão luminescente ser mais fraca em médias e baixas latitudes o que impôs certas complicações técnicas na obtenção dos resultados. As primeiras observações em solo foram realizadas por Mendillo e Baumgardner (1982) em Ascension Island. No Brasil, os primeiros imageadores foram introduzidos pelos mesmos pesquisadores e neste mesmo ano (BAUMGARDNER et al., 1983) começando a operar rotineiramente em outubro do 1987. Na atualidade, as imagens são obtidas e armazenadas em tempo real de forma digital, o que facilita o trabalho posterior de análise das mesmas.

Os dados apresentados nesta seção foram obtidos pelo imageador tipo *All-sky* instalado no observatório de São João do Cariri que pertence a Universidade Federal de Campina Grande. A configuração padrão deste tipo de imageador está representada esquematicamente na Figura 3.8.

Figura 3.8 - Esquema padrão do imageador de tipo *All-sky*.



Fonte: Adaptado de Cândido (2008).

A função da cúpula é a de proteger o vidro da lente, tipo olho de peixe, da poeira, chuva e outros agentes externos. Às vezes, quando o instrumento fica instalado em regiões com alta umidade e mudanças bruscas de temperaturas entre o dia e a noite, a cúpula pode chegar a condensar água no centro, sendo necessário instalar na borda da cúpula um elemento aquecedor que evite o processo de condensação. A lente tipo olho de peixe, permite capturar imagens completas do céu local, mas tem como desvantagem a deformação geométrica e compressão das imagens por conta da curvatura da lente. Isto é resolvido aplicando uma função de linearização de imagens que utiliza estrelas fixas em determinadas épocas do ano. A função depende do local de instalação do imageador e da altura da fonte da emissão luminescente. O sistema telecêntrico é composto por uma lente de campo ou concentradora e uma lente colimadora. A primeira lente, deve garantir que a totalidade da luz captada pela lente tipo olho de peixe incida na segunda lente para que esta colime a luz sobre um sistema rotatório. Este sistema rotatório é composto por uma roda de filtros controlada por um motor, que por sua vez é controlado por um computador. Os filtros usados no sistema rotatório são elementos ópticos interferométricos que selecionam uma banda centrada na linha ou comprimento de onda da emissão luminescente que se pretende estudar. O comprimento de ondas destas emissões é da ordem de centenas de nm. A largura da banda selecionada por um filtro típico é da ordem dos nm ou dezenas de Å. A função dos filtros é extremamente importante dada a baixa intensidade das emissões luminescentes típicas estudadas. Antes da luz incidir no CCD, o feixe atravessa um sistema de reimageamento e intensificador de luz. Isto é imprescindível na região equatorial onde a concentração eletrônica é baixa comparado com outras latitudes devido ao efeito fonte (HANSON; MOFFETT, 1966; BALAN; BAILEY, 1995).

O elemento optoeletrônico de registro das imagens ou CCD é um conjunto de células fotossensíveis que, mediante a conversão de fótons em elétrons por cada célula e a posterior transferência sequencial dos mesmos (produzindo uma corrente) permite reconstruir a imagem. As células fotossensíveis, também chamadas de *pixels*<sup>3</sup>, aparecem em um arranjo bidimensional geralmente quadrado. Os CCD atualmente usados são arranjos de  $1024 \times 1024$  ou  $2048 \times 2048$  *pixels* sendo que cada um deles tem um tamanho da ordem dos micrômetros e podem entregar as imagens digitais diretamente ao computador. Porém, o sistema eletrônico inerente ao CCD dissipa calor que por sua vez produz elétrons de origem térmica gerando ruído. Este efeito é minimizado por um sistema de refrigeração.

As emissões luminescentes de interesse na pesquisa das irregularidades do plasma

---

<sup>3</sup>do inglês *picture element*

de médias e baixas latitudes são emitidas durante a noite e chamadas de *nightglow* na literatura científica. Sendo a origem delas transições atômicas e moleculares onde as emissões são de carácter discreto; isto é, aparecem em forma de linhas e bandas espectrais. A intensidade típica das emissões é fraca quando comparada com as auroras e não são visíveis a olho nú.

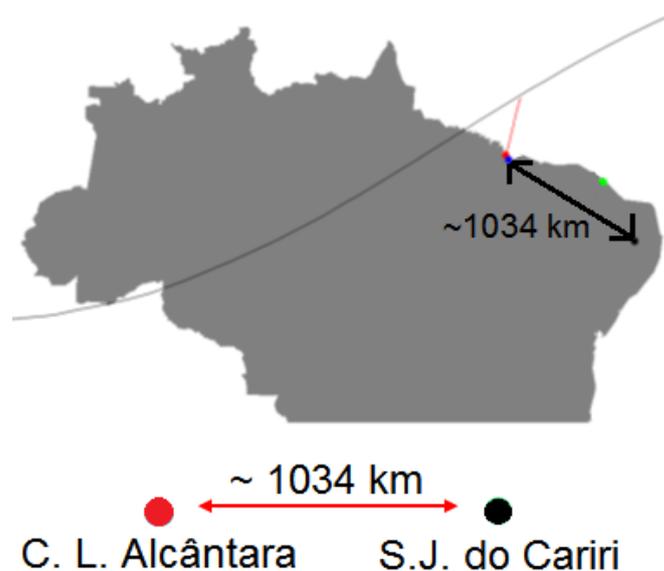
As emissões luminescentes noturnas da região F que tem sido mais estudadas são as produzidas pelo o oxigênio atômico: OI 630,0 nm, OI 557,7 nm e OI 777,4 nm. As duas primeiras são produzidas por processos de recombinação dissociativa e a última por processos de recombinação radiativa e recombinação íon-íon. A emissão de menor comprimento de onda (OI 557,7 nm) também chamada de linha verde, tem sua origem na região F na faixa entre os 250 e os 300 km. Outra fonte desta linha localiza-se na mesopausa (90-110 km) mas nas regiões equatoriais e de baixa latitude a emissão originada na região F representa uma fração significativa de toda a emissão recebida em solo. A linha OI 777,4 nm é a emissão menos intensa das três. Os mecanismos de recombinação radiativa e íon-íon operam ao longo de toda a ionosfera. De interesse para o estudo da dinâmica das irregularidades na ionosfera acima do ponto de observação do imageador, é considerada uma faixa de emissão da linha OI 777,4 nm entre os 300 e os 400 km. Esta emissão é representativa dos processos que acontecem na região do pico da camada F. Finalmente a linha vermelha ou OI 630,0 nm, é a mais intensa (até cinco vezes mais intensa do que a linha verde) e a mais usada nos estudos de irregularidades na região F. A origem desta linha fica localizada em uma fina camada de aproximadamente 50 km em torno da base da região F ou seja entre 240 e 300 km. A intensidade desta emissão está correlacionada com o movimento do plasma ionosférico: Aumenta quando o plasma movimenta-se para baixo e diminui quando o plasma sobe.

Como explicado por Pimenta (2003, p.69), a intensidade da linha vermelha depende em um alto grau da concentração dos íons  $O_2^+$  envolvidos na reação de recombinação e dos elétrons livres. Uma descida do plasma significa regiões com maior densidade de íons  $O_2^+$  e vice-versa. Por esta razão o estudo das características das irregularidades de grande escala (bolhas de plasma) têm usado extensivamente a emissão OI 630,0 nm como indicador de movimento de subida/descida do plasma ionosférico e, conseqüentemente, indicador de regiões com menor/maior concentração de elétrons. Em resumo: Uma banda escura nas observações feitas com imageadores usando um filtro para a emissão da linha OI 630,0 nm representa uma região de depleção ou diminuição dos elétrons com respeito à ionosfera ambiente, ou seja uma bolha de plasma ou irregularidade de grande escala. Nos dados de imageador usados nesta tese são constatadas tais manifestações.

Para uma compreensão mais detalhada das origens e características das emissões luminescentes noturnas da região F supracitadas sugere-se a leitura de Pimenta (2003, p.65) e Cândido (2008, p.87).

Na Figura 3.9 é mostrada a localização do observatório São João do Cariri relativa ao Centro de Lançamento de Alcântara (CLA). O observatório está localizado nas coordenadas geográficas  $7,4^{\circ}$  S e  $36,5^{\circ}$  W. No ano 2012 a inclinação magnética era aproximadamente  $22,9^{\circ}$  S. A linha do campo magnético localizada a uma altura de 300 km acima das coordenadas do observatório têm uma altura apex de 545 km aproximadamente. Isto significa que qualquer alteração na luminescência a uma altitude de 300 km acima do São João do Cariri é uma manifestação, do que ocorre com o plasma acima do equador magnético a uma altura de 545 km e que propaga-se ao longo da linha do campo magnético conforme foi explicado no Capítulo 2. Supondo que a fonte da emissão OI 630,0 nm fica a uma altitude de 250 km, o campo de visada do imageador cobre  $\sim 1500$  km.

Figura 3.9 - Localização relativa do CLA e o observatório de luminescência atmosférica de São João do Cariri. A linha preta representa o equador magnético. O ponto vermelho e a linha vermelha representam o CLA e a projeção da trajetória do foguete no plano do mapa respectivamente. O ponto verde representa a estação ionosférica de Fortaleza (seção 3.1.1)

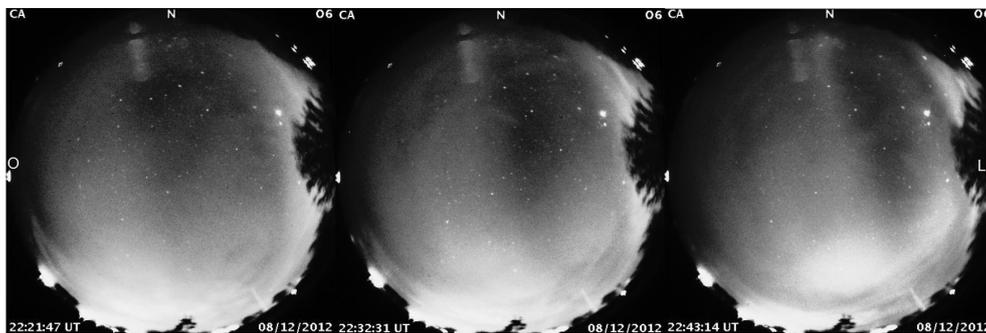


Fonte: Produção do autor.

Os dados que serão apresentados foram obtidos na noite do lançamento usando o

filtro para a emissão OI 630,0 nm. Nessa noite, a observação começou às 21 : 33 : 34 UT até às 05 : 00 : 09 UT do dia seguinte. As imagens da linha vermelha são obtidas a cada 2 minutos aproximadamente. No campo de visada do imageador aparece uma primeira região escura às 22 : 21 : 47 UT. Na Figura 3.10 é mostrada o movimento para o leste desta estrutura.

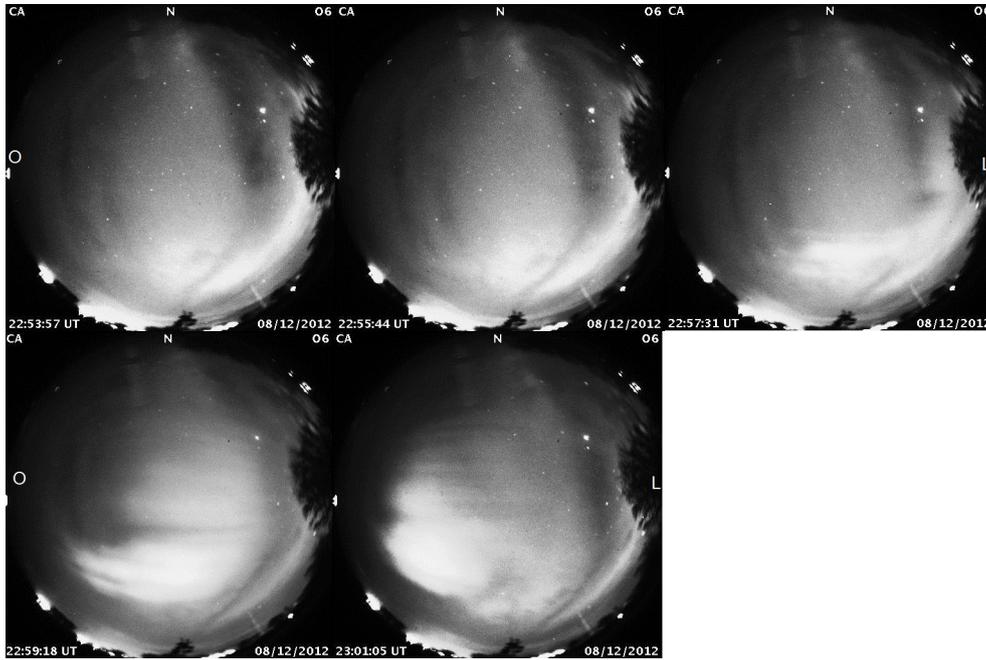
Figura 3.10 - Primeira evidência de bolha na ionosfera acima de São João do Cariri. A primeira imagem, que aparece à esquerda da Figura, foi obtida às 22 : 21 : 47 UT. A sequência de imagens mostrada é a cada 10 minutos.



Fonte: Produção do autor.

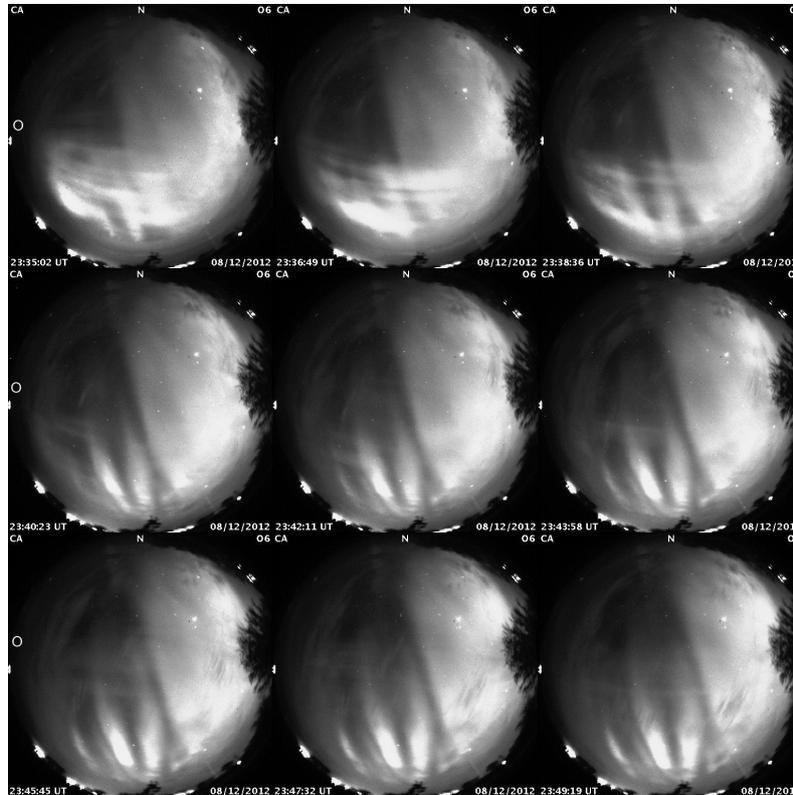
Na próxima sequência de imagens (Figura 3.11) aparecem outras duas estruturas no lado esquerdo das imagens (na direção oeste do observatório). Ao redor das 23 UT as condições troposféricas impedem a visualização da evolução destas bolhas. No momento em que melhoraram as condições meteorológicas, as bolhas aparecem novamente no campo de visada do imageador. Na Figura 3.12, são mostradas bandas escuras cobrindo todo o campo de visada. Adicionalmente, as bolhas aparecem como estruturas bifurcadas o que é sinal de que a relação entre a densidade do plasma ambiente e o plasma dentro da bolha é baixa ( $< 4$ ) (PIMENTA, 2003). O movimento delas é para o leste, como é esperado durante as primeiras horas da noite por conta da influência do vento neutro termosférico. Na parte inferior das imagens (ao sul do observatório) pode-se distinguir uma região brilhante ou de adensamento do plasma. Esta região não muda de posição apreciavelmente com o tempo pelo qual trata-se, possivelmente, da crista da anomalia da ionização equatorial.

Figura 3.11 - Bandas mais finas aparecem no oeste do campo de visada do imageador. A sequência de imagens mostrada é a cada 2 minutos, começando às 22 : 53 : 57 UT ate às 23 : 01 : 05 UT.



Fonte: Produção do autor.

Figura 3.12 - Bolhas observadas entre às 23 : 35 : 02 UT e às 23 : 49 : 19 UT. A sequência de imagens mostrada é a cada 2 minutos. As bolhas têm um movimento para o leste e aparecem em estruturas bifurcadas cobrindo o campo de visada do imageador.



Fonte: Produção do autor.

As bolhas continuam a aparecer até que as condições troposféricas impedem a visualização das mesmas por volta das 00 : 51 : 51 UT (21 : 51 : 51 LT). Essas condições mantêm-se até o final da observação ao redor das 3 horas LT do dia seguinte (09/12/2012).

As observações feitas no observatório de luminescência atmosférica de São João do Cariri confirmam a presença e posterior desenvolvimento de irregularidades de grande escala no equador magnético. Devido à alta declinação magnética no território brasileiro, as depleções observadas na ionosfera sobre Cariri são manifestações de irregularidades acima do equador magnético e próxima à localização de São Luís e Alcântara. Este fato foi usado por [Takahashi et al. \(2010\)](#) em um estudo que reportou a detecção simultânea de irregularidades pelo radar de espalhamento coerente em São Luís e bolhas nas imagens da emissão em OI 630,0 nm em São João do Cariri.

### 3.1.3 Radar VHF em São Luís e Jicamarca.

Os radares de espalhamento são os outros instrumentos, além das ionosondas, que usam ondas eletromagnéticas para estudar remotamente a ionosfera. Os radares operam na faixa de frequências VHF (30 – 300 MHz) ou seja emitindo ondas com frequências que penetram a ionosfera ou que não sofrem um desvio apreciável na trajetória retilínea; porém, nem toda a energia da onda emitida é conservada durante seu percurso através da ionosfera e parte desta energia é espalhada de volta ao solo. As espécies carregadas da ionosfera apresentam flutuações que são as causas destes espalhamentos. As flutuações podem ser de origem térmica ou devido a instabilidades do plasma. Os espalhamentos produzidos por cada uma destes tipos de flutuações são diferentes e isto determina que o grupo de instrumentos (radares) sejam divididos em dois grandes subgrupos: radares de espalhamento incoerente e radares de espalhamento coerente.

A energia que volta espalhada pelas flutuações de origem térmica (espalhamento incoerente<sup>4</sup>) é extremamente fraca e demanda o uso de transmissores de ondas em forma de pulso com muita energia (da ordem dos MW), frequências mais altas (da ordem de centenas e até milhares de MHz) e áreas das antenas receptoras muito grande (centenas de metros quadrados). Por esta razão, existem poucos radares de espalhamento incoerentes instalados no mundo (BLAUNSTEIN; PLOHOTNIUC, 2008, p.499).

Por outro lado, o espalhamento das ondas num plasma com flutuações devidas a instabilidades retornam ao solo com maior energia quando comparado com o nível térmico. Se a conservação do momento dos fótons ( $\hbar\vec{k}$ ) no sinal enviado pelo radar ( $\hbar\vec{k}_T$ ), retro-espalhado pela ionosfera ( $\hbar\vec{k}_R$ ) devido a flutuações no plasma no meio ( $\hbar\vec{k}_P$ ) é satisfeita ( $\vec{k}_T = \vec{k}_R + \vec{k}_P$ ), então os sinais retro-espalhados, desta vez coerentemente, podem ser detetados por sistemas de radares de potências menores: os chamados radares de espalhamento coerente ou simplificadamente radares VHF por usarem exclusivamente frequências de sondagem dentro dessa faixa; diferente ao que acontece com os radares para espalhamento incoerente.

A partir da conservação do momento e usando a condição de retro-espalhamento; isto é:  $\vec{k}_T = -\vec{k}_R$  é obtido:

$$\vec{k}_P = 2\vec{k}_T \Leftrightarrow \lambda_P = \frac{\lambda_T}{2} \quad (3.3)$$

---

<sup>4</sup>Na realidade o sinal retro-espalhado devido a flutuações térmicas apresenta uma coerência na fase muito pequena, ou seja, não chega a ser completamente randômica ou incoerente. O termo incoerente foi e é usado para distinguir um espalhamento do outro

A partir da equação 3.3 infere-se que as irregularidades com escala igual à metade do comprimento de onda do sinal transmitido pelo radar, podem retro-espalhar este sinal na direção do vetor da onda emitida pelo radar mas com sentido contrário. Por exemplo, um radar operando a 50 MHz (comprimento de onda ao redor dos 6 m) poderá detetar sinais de irregularidades da ionosfera em torno aos 3 m.

A pesquisa de irregularidades do plasma ionosférico feita com radares de espalhamento coerente explora o fato delas serem alinhadas ao campo magnético terrestre. Dito de outra forma: grande parte das instabilidades do plasma geram ondas com vetor de onda  $\vec{k}_P$  quase perpendiculares ao vetor campo magnético  $\vec{B}$ . No caso do equador magnético, um plano vertical (quase vertical) constitui um plano que contém o vetor  $\vec{k}_P$  sendo perpendicular (quase perpendicular) ao  $\vec{B}$ . Por esta característica, um radar VHF instalado no equador magnético ou muito próximo a ele, pode receber sinais espalhados por irregularidades localizadas em todas as altitudes sondadas. Desta forma, o estudo das irregularidades equatoriais e de baixas latitudes, pode ser realizado para uma faixa de altitude e um nível de detalhe das escalas das estruturas superior àquele fornecido pelas ionossondas.

Atualmente no continente Americano, os únicos radares de espalhamento coerente que operam em uma localização tão privilegiada são os instalados em São Luís, Brasil e Jicamarca, Peru. Porém, as condições magnéticas e o equipamento instalado são bem diferentes. Enquanto a posição do equador magnético no JRO (do inglês *Jicamarca Radio Observatory*) não tem mudado apreciavelmente ao longo dos anos (latitude dip do JRO  $\sim 1^\circ$  S), sobre a estação de São Luís a inclinação tem mudado bastante desde o ano em que começou a operar (ano 2000, latitude dip  $\sim 1,3^\circ$  S) até o ano do lançamento do foguete analisado neste trabalho (ano 2012, latitude dip  $\sim 5,8^\circ$  S).

Informação complementares sobre detalhes técnicos dos equipamentos instalados em ambos os observatórios e as atualizações dos mesmos, pode ser encontrada em Blaunstein e Plohotniuc (2008, p.499-501) no caso do JRO ou Paula e Hysell (2004) e Rodrigues et al. (2012) no caso do radar VHF instalado em São Luís. No entanto, é útil realçar a diferença entre a sensibilidade de cada radar. O radar instalado em Jicamarca opera com uma frequência de 50 MHz aproximadamente podendo detetar irregularidades com escala de até 3 m. A potência dos transmissores usados como parte do radar de espalhamento coerente atinge o pico de 30 kW. O radar instalado em São Luís, transmite no limite da banda VHF, ou seja, em 30 MHz (detecta irregularidades com escalas de até 5 m) e é considerado um radar de baixa potência pois o pico atinge os 8 kW.

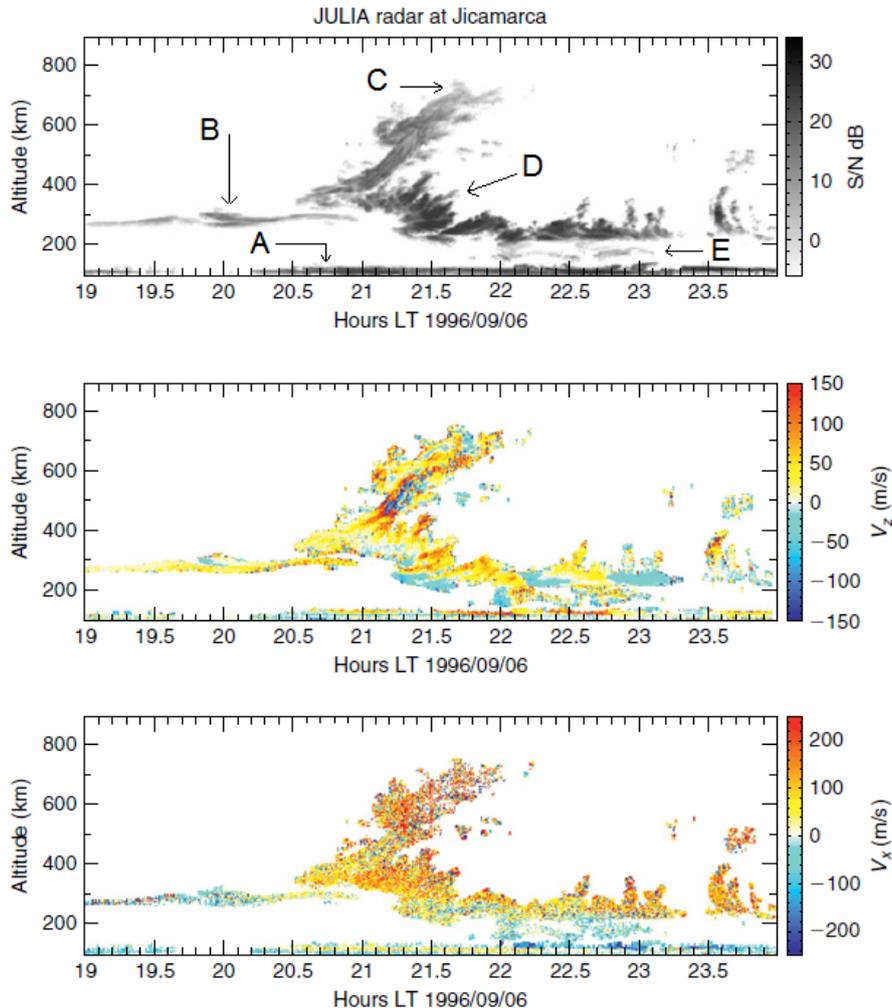
Os dados convencionais que podem ser obtidos com as medições do radar são a

distribuição da intensidade da relação sinal/ruído (SNR do inglês Signal to Noise Ratio) com a altitude e o tempo, e as velocidades das irregularidades na linha de visada do radar ou velocidades verticais como função da altitude e tempo. Se a distribuição dos arranjos de antenas o permitir, usando técnicas de interferometria, podem ser observadas as velocidades na direção zonal ou leste-oeste magnético.

Entende-se por sinal o eco retro-espalhado a partir de irregularidades do plasma que cumprem com a condição da Equação 3.3. O ruído é devido às flutuações de origem térmica mencionadas acima que não podem ser detectadas pelos radares VHF. As velocidades na linha de visada do radar, que no caso dos radares de Jicamarca e São Luís é quase vertical (perpendicular ao  $\vec{B}$ ), são determinadas usando o efeito Doppler (DENARDINI, 2003, p.85). Na Figura 3.13 aparecem distribuições dos ecos retro-espalhados pela ionosfera (painel superior), as velocidades verticais ou na a linha de visada do radar destes ecos (painel do meio) e as velocidades na direção perpendicular com respeito à direção anterior (leste-oeste magnético) acima do JRO. Estas distribuições são chamadas de *mapas* no tempo e altitude. Como na linguagem técnica em inglês dos dados obtidos com radar é comumente usada a palavra *range* para designar a distância até o radar do objeto sondado, à altitude vertical acima do radar é chamada de *vertical range* ou simplesmente *range*. Por isto, os mapas mostrados na Figura 3.13 são chamados de mapas RTI (do inglês *Range Time Intensity*), para o caso do painel superior, e mapas RTV (do inglês *Range Time Velocity*) para os outros dois painéis.

O painel superior da Figura 3.13 contém todos os grupos de irregularidades detectados normalmente por radares VHF nas regiões equatoriais e, com as observações feitas em Jicamarca desde a década do 70, os pesquisadores classificaram algumas delas. Os ecos etiquetados com a letra **A** representam as irregularidades no eletrojato equatorial (seção 2.1). Os ecos etiquetados com as letras **B**, **C** e **D** são representativos das irregularidades da região F (seção 2.2) e são conhecidas na literatura científica como *bottom-type*, *plumes* e *bottom-side* respectivamente (HYSELL, 2000). Finalmente as irregularidades etiquetadas com a letra **E** e que aparecem em regiões intermediárias entre as camadas E e F são as menos estudadas e sem uma denominação estabelecida na literatura científica. Elas constituem o objeto de estudo deste trabalho.

Figura 3.13 - Mapas RTI (painel superior), RTV vertical (painel do meio) e RTV zonal (painel inferior) obtidos em Jicamarca na noite do 06/09/1996. As tonalidades amarelo-vermelho do mapa RTV vertical, denotam estruturas ascendentes. As tonalidade da cor azul no mapa RTV zonal denotam estruturas se movendo para oeste.



Fonte: Adaptado de Kelley (2009, p.558).

A localização do radar VHF em São Luís próximo à Digissonda ( 3.1.1) e o centro de lançamento de Alcântara, formam um lugar privilegiado para o estudo das irregularidades equatoriais e isto foi utilizado durante a campanha Guará (PFAFF et al., 1997). Infelizmente, o radar VHF em São Luís ficou inoperativo entre outubro de 2012 e fevereiro do ano seguinte. Apesar disso, tem sido feito um estudo estatístico (KHERANI et al., 2012) sobre a ocorrência das irregularidades na região acima do vale da camada E na ionosfera sobre São Luís usando observações do radar instalado lá. Um dos resultado desta pesquisa, que usou dados entre 2001 e 2008, é que

a ocorrência das irregularidades é muito baixa quando comparada com Jicamarca, e fica restrita a meses de atividade solar elevada e durante os meses de verão no hemisfério sul.

Dados adquiridos pelo radar VHF instalado em Jicamarca serão usados nesta tese com o propósito de interpretar o cenário físico durante o lançamento do foguete (Capítulo 6). A maior diferença entre a ionosfera equatorial em Jicamarca e São Luís é a declinação magnética, que é muito alta no território brasileiro (MAUS *et al.*, 2010, p.53). Isto tem consequência direta no ângulo entre o terminadouro solar e a linha de campo magnético e, conforme explicado na seção 2.2, na taxa do crescimento da instabilidade de Rayleigh-Taylor. Porém, como será explicado na seção 3.2.2, no dia do lançamento do foguete o ângulo entre o terminadouro solar e a linha de campo magnético foi similar a aqueles presentes em Jicamarca, sendo válida a comparação da observação apresentada neste trabalho com aquela obtida em Jicamarca.

### **3.2 Instrumentos de medições *in-situ*.**

Os instrumentos de medições *in-situ* apareceram no auge da corrida espacial, ou seja, final da década dos anos 50. Entre os primeiros instrumentos instalados a bordo de veículos espaciais destacam-se a sonda de Langmuir e os analisadores de potenciais retardantes. Os dados aportados por instrumentos a bordo de veículos espaciais suborbitais, forneceram importantes contribuições a modelos empíricos e semi-empíricos como o IRI (do inglês *International Reference Ionosphere*) (BILITZA *et al.*, 2011) e o MSIS-E-90 (do inglês *Mass Spectrometer and Incoherent Scatter - Extends*) (PICONE *et al.*, 2002). Uma revisão histórica dos instrumentos a bordo de veículos espaciais para medir partículas em plasmas espaciais com energias inferiores aos 100 keV pode ser consultada em Pfaff *et al.* (1998, p. 2).

Nas seções a seguir apresentamos dados adquiridos por um dos módulos instalados ao bordo do satélite C/NOFS (3.2.1) e os dados dos diferentes instrumentos a bordo do foguete lançado do o CLA no dia 08/12/2012 (3.2.2).

#### **3.2.1 O satélite C/NOFS.**

O satélite C/NOFS (*Communication/Navigation Outage Forecast System*) foi colocado em órbita no 16/04/2008. Originalmente planejado para começar a operar no ano 2003, o lançamento foi adiado devido a uma série de problemas. A coleta de dados ficou interrompida, por falta de orçamento, durante a segunda metade do ano 2013. No dia 28/11/2015 o satélite fez a sua reentrada perto das ilhas Salomon no Oceano Pacífico.

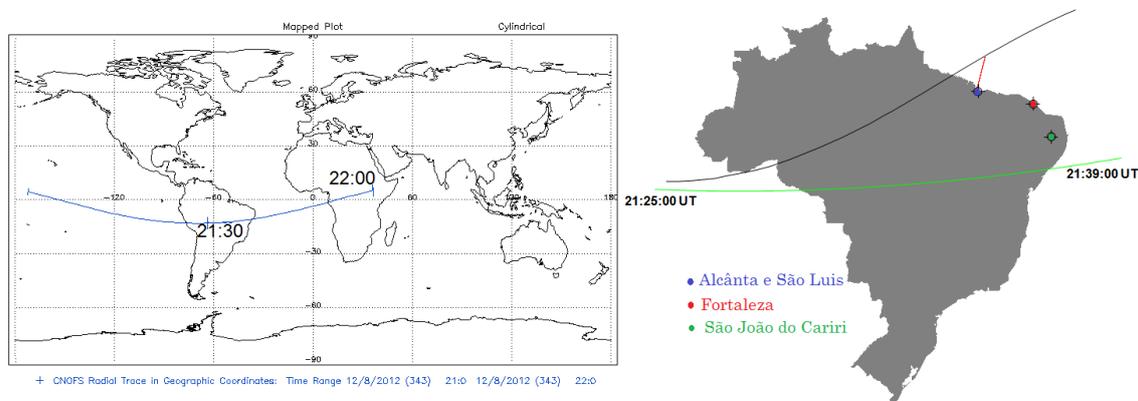
Este satélite pode ser considerado como o primeiro em focar o estudo das irregularidades do plasma ionosférico na região equatorial que provocam degradações nas comunicações transionosféricas (BEAUJARDIÈRE et al., 2004). O satélite foi de tipo LEO (do inglês *Low Earth Orbit*) ou de baixa órbita, teve um perigeu de 400 km, um apogeu de 850 km e inclinação de 13°. O satélite completava uma órbita em 97 minutos aproximadamente. Com este tipo de órbita, o C/NOSF fez medições em latitudes próximas ao equador magnético e em uma faixa de altura que abrange grande parte da região F. Ele está equipado com 6 módulos instrumentais contendo diferentes sensores (BEAUJARDIÈRE et al., 2004).

Os dados disponíveis para o dia do lançamento do foguete foram os adquiridos pelo módulo CINDI (do inglês *Coupled Ion-Neutral Dynamics Investigation*). O objetivo deste módulo é investigar o papel das interações íon-neutro na geração de campos elétricos de pequena e grande escala na atmosfera superior da Terra. CINDI tem dois instrumentos: O IVM (*Ion Velocity Meter*) o qual consiste em um par de sensores destinados medir temperatura iônica, composição de íons e o vetor velocidade dos íons. O segundo instrumento é o NWM (*Neutral Wind Meter*) que fornece medições de composição dos ventos neutros de grande escala espacial (15 – 30 km), de baixa altitude (< 600 km), na direção zonal, meridional e vertical e também medição *in-situ* do vetor vento neutro de pequena escala espacial (1 km), a baixa altitude na direção meridional e vertical. O módulo foi desenvolvido pela *University of Texas at Dallas* (UNIVERSITY OF TEXAS AT DALLAS, 2003; HEELIS; HANSON, 1998) e o responsável é o Dr. A. Heelis.

Na Figura 3.14 é mostrada a órbita do C/NOSF mais próxima ao lançamento do foguete e sobre o território brasileiro. O painel esquerdo da Figura 3.14 mostra o segmento de órbita entre às 21 : 00 e às 22 : 00 UT no dia 08/12/2012. Sendo que o lançamento do foguete aconteceu às 22 : 00 UT, é possível ver que o satélite se encontrava sobre a parte oriental do continente Africano. A longitude do voo do satélite similar é à do CLA (Centro de Lançamento de Alcântara), ou seja 44,46° W e destacada por uma linha vermelha na Figura 3.15, foi atingida às 21 : 36 UT. A latitude e altitude de voo nesse mesmo instante foi de 11,5° S e 670 km respectivamente, ou seja, o satélite passou 643 km aproximadamente ao sul do CLA e 24 minutos antes do lançamento.

Na Figura 3.15 são mostrados diferentes dados obtidos pelo instrumento IVM do módulo CINDI entre as 21 : 00 UT e às 22 : 00 UT do dia do lançamento do foguete. Os dados estão suavizados de forma que a separação temporal dos mesmos é 500 ms. Como o terminadouro solar passou pela coordenada geográfica (11,5° S; 44,4° O) 23 minutos antes, os valores de concentração dos íons não manifestaram nenhuma

Figura 3.14 - Órbita do C/NOFS próximo ao momento do lançamento do foguete (22 UT). O equador magnético é representado em linha preta. A órbita do C/NOFS está representada por uma linha verde.

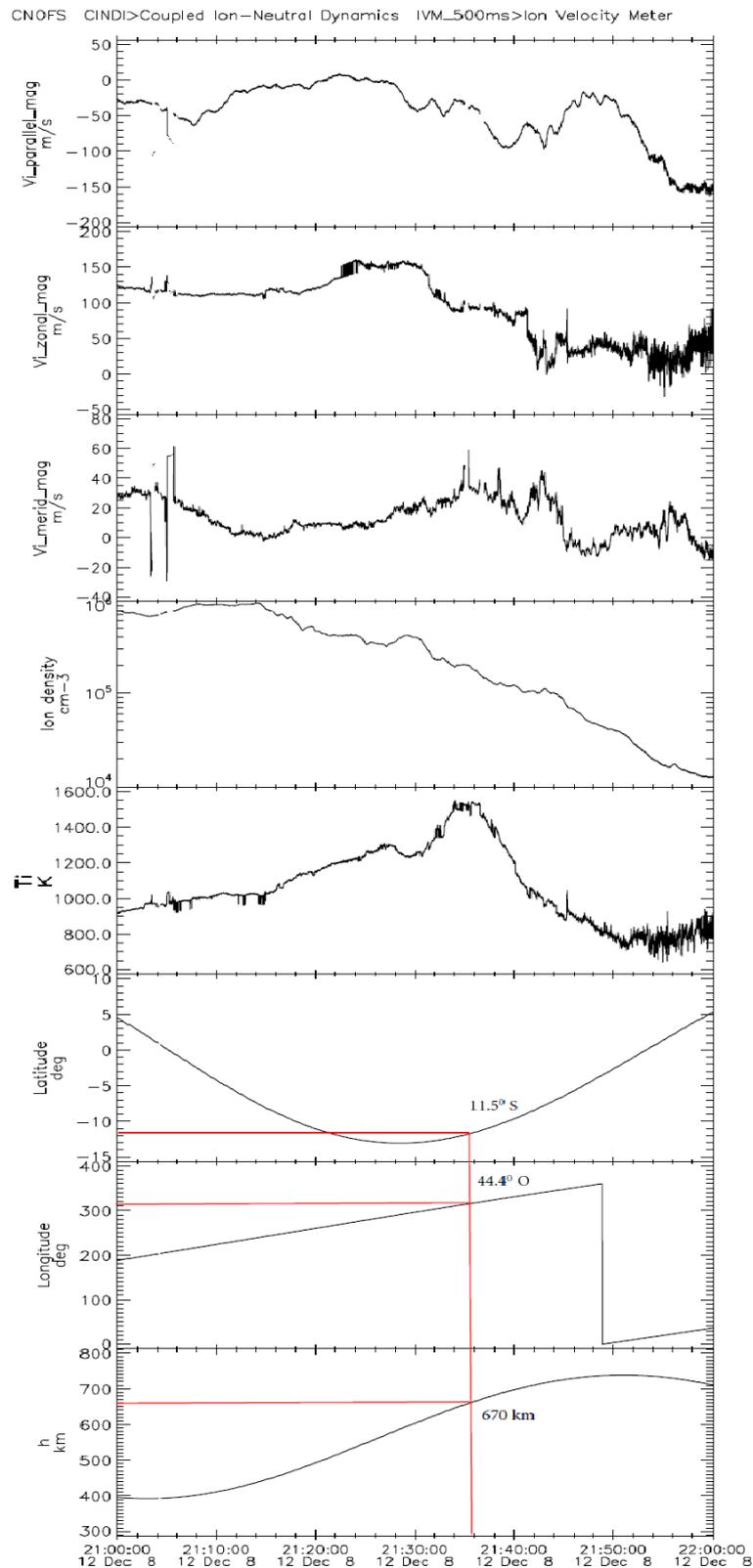


Fonte: Painel esquerdo [Goddard Space Flight Center, NASA \(2015a\)](#), Painel direito: Produção do próprio autor.

irregularidade e somente evidenciam uma diminuição gradual da concentração conforme o C/NOFS voa desde regiões iluminadas pelo sol até regiões mais escuras e. É preciso destacar, porém, que a trajetória do satélite ficou afastada do equador magnético nesta seção da órbita (Figura 3.14, painel direito).

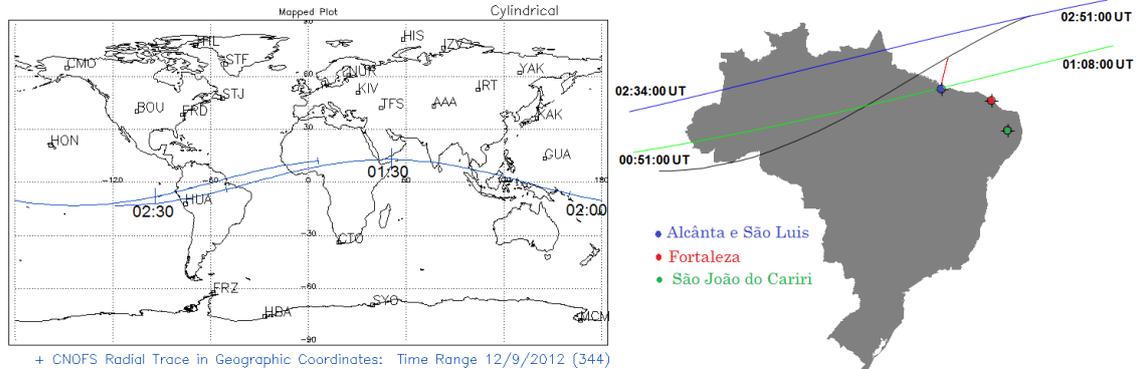
Chama à atenção, que o máximo valor de temperatura dos íons ( $\sim 1150$  K) registrado nesta seção de voo é atingido justo quando o satélite passava ao sul do CLA (linha vermelha na Figura 3.15). A latitude dip (inclinação magnética) das coordenadas  $11,5^\circ$  S,  $44,46^\circ$  W segundo o modelo IGRF (do inglês International Geomagnetic Reference Field) para o ano 2012 foi  $19,6^\circ$ . Ou seja o satélite pode ter encontrado a crista da anomalia de ionização equatorial ao sul do equador magnético. O fato de aparecer um incremento na temperatura logo após a pôr do sol nas latitudes baixas e equatoriais foi notado nas simulações feitas por [Watanabe et al. \(1995\)](#). Essas simulações concordaram com as observações feitas pelo satélite Hinotori na década dos 80.

Figura 3.15 - Principais dados adquiridos pelo módulo CINDI entre às 21 : 00 e às 22 : 00 UT prévio ao lançamento do foguete (22 : 00 UT).



Fonte: Modificado pelo próprio autor a partir do gráfico gerado em Goddard Space Flight Center, NASA (2015b).

Figura 3.16 - Primeiras duas órbitas do C/NOFS próximas do CLA após o lançamento do foguete. O equador magnético é representado em linha preta. As órbitas do C/NOFS estão representadas por linhas na cor verde e azul.

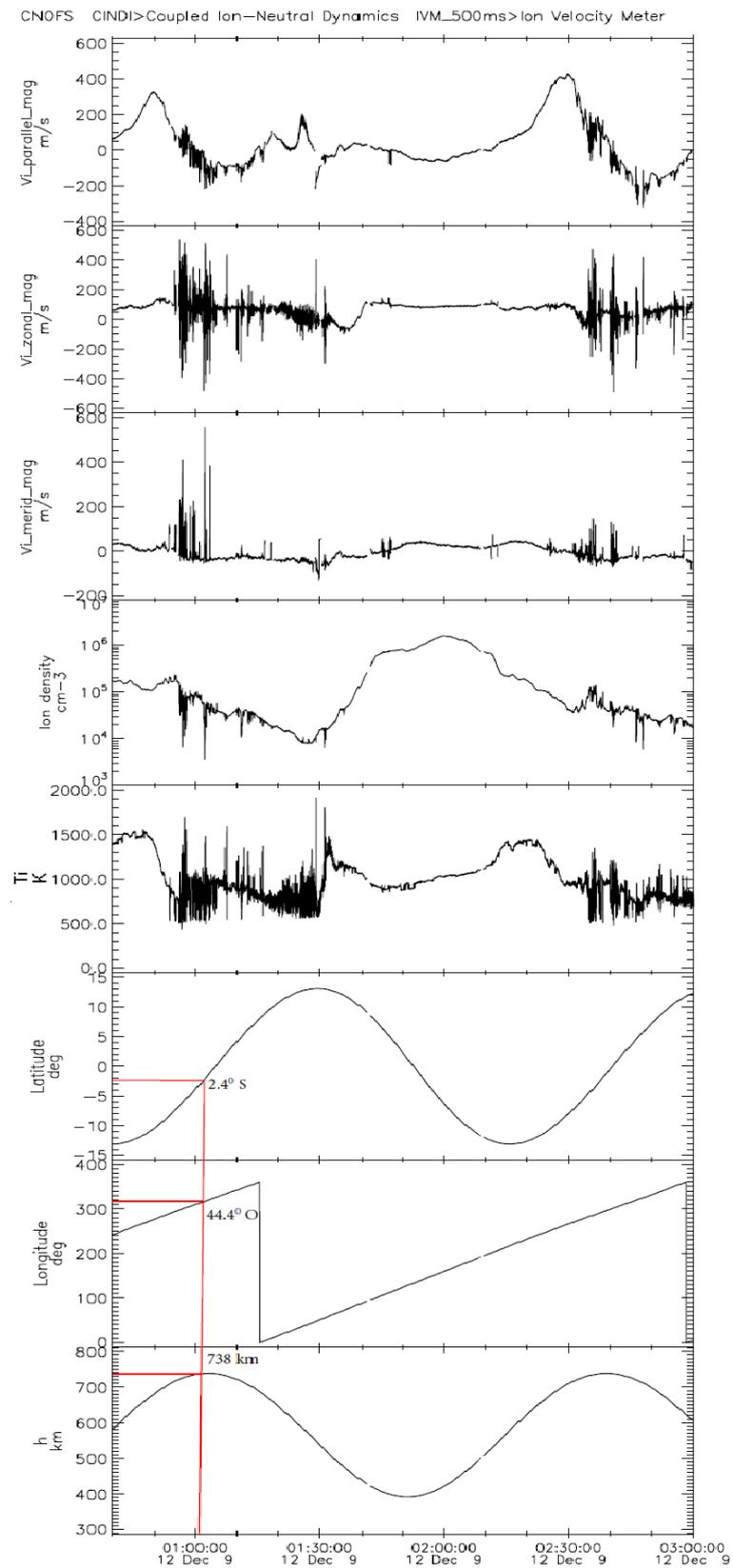


Fonte: Painel esquerdo [Goddard Space Flight Center, NASA \(2015a\)](#), Painel direito: Produção do próprio autor.

Na Figura 3.16 são mostrados dois segmentos de trajetórias sucessivas do C/NOFS, quase três horas após o lançamento do foguete. Na primeira destas trajetórias o satélite passou muito perto da localização geográfica do CLA (ao sul do equador magnético), tendo uma altitude de 738 km (Figura 3.17). Na segunda trajetória (aproximadamente uma hora e 24 min. depois da passagem anterior) o satélite voou numa região magneto-conjugada àquela correspondente ao CLA com uma altitude similar. Na Figura 3.17 são mostrados diferentes dados obtidos pelo instrumento IVM do módulo CINDI ao longo das duas trajetórias. Próximo à localização do CLA aparecem duas depleções na concentração dos íons separadas uma da outra por um intervalo temporal de 15 min. aproximadamente. Simultaneamente, medições da velocidade na direção zonal magnética, na direção meridional magnética e, em menor medida, na direção paralela ao campo magnético mostram as maiores flutuações em torno da 01 : 00 UT no momento em que o satélite passa pela região que fica acima daquela medida horas antes pelo foguete. É preciso destacar que a temperatura dos íons evidencia fortes flutuações nesta mesma região, se atingindo valores de temperatura da ordem dos 1500 K.

O comportamento destes parâmetros é muito similar quando é observado pelo CINDI do outro lado do equador magnético (na região magneto-conjugada) na seguinte passagem do satélite. Por exemplo, as duas quedas na densidade numérica dos íons observadas às 01 : 00 UT podem ser reconhecidas ao redor das 02 : 47 LT, porém com uma amplitude menor.

Figura 3.17 - Principais dados adquiridos pelo módulo CINDI entre às 0040 e às 0300 UT após o lançamento do foguete (2200 UT dia anterior).



Fonte: Modificado pelo próprio autor a partir do gráfico gerado em [Goddard Space Flight Center, NASA \(2015b\)](#).

A partir das observações do C/NOFS, se confirma que durante a noite do lançamento do foguete a ionosfera equatorial, pela qual este veículo fez a trajetória e as medições que serão descritas a seguir, manifestou irregularidades na densidade numérica dos íons e altas flutuações na temperatura e velocidades dos mesmos. Estes fenômenos foram detectados em regiões magneto-conjugadas ou simétricas com respeito ao equador magnético, o que evidencia a natureza de acoplamento eletrodinâmico ao longo das linhas do campo  $\vec{B}$ .

### 3.2.2 O foguete de sondagem. Condições heliogeofísicas durante o lançamento do foguete.

Os dados principais deste trabalho foram adquiridos por instrumentos instalados a bordo de um foguete lançado no dia 08/12/2012 às 19 : 00 LT (22 : 00 UT) do Centro de Lançamento de Alcântara (CLA). O centro de lançamento é uma base militar localizada numa península ao norte do São Luís, capital do estado do Maranhão. Nesta seção, serão descritos: o foguete utilizado como veículo espacial, as condições heliogeofísicas no dia do lançamento e, nas subseções, parte dos instrumentos e os dados recolhidos por eles.

A Operação Iguaíba foi executada entre os dias 19/11/2012 e 14/12/2012 sendo a etapa mais importante o lançamento de um foguete de dois estágios VS30/Orion - V10 desde o CLA no dia e hora supracitado. As coordenadas geográficas desta base militar são 2,4° S, 44,4° W e a inclinação magnética (latitude dip) no ano 2012 era 5,5° S, ou seja o CLA tem uma localização excelente para estudos da ionosfera equatorial e de baixas latitudes. Um vídeo resumo sobre os preparativos do foguete e o lançamento pode ser acessado em [Operação Iguaíba \(2012\)](#).

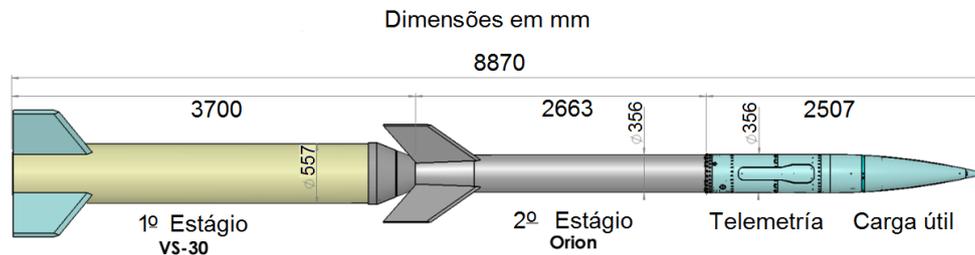
Nesta operação participaram 210 profissionais entre militares e civis pertencentes a oito entidades: DCTA (Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial), IAE (Instituto de Aeronáutica e Espaço), AEB (Agência Espacial Brasileira), CLA, CLBI (Centro de Lançamento de Barreira do Inferno), INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais), UFRN (Universidade Federal do Rio Grande do Norte) e o DLR (do alemão *Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt* ou Centro Aeroespacial Alemão). A operação foi um sucesso e o voo do foguete teve uma trajetória perto da nominal ou teoricamente esperada.

Na Figura 3.18 é mostrado o esquema do foguete utilizado no lançamento. O foguete é composto por dois estágios. O primeiro é o VS30 fabricado no Brasil. O segundo estágio, de nome Orion e fornecido pelo DLR, em realidade são motores M22E8 excedentes dos mísseis *Hawk* terra-ar de fabricação norte-americana que já estão aposentados.

A denominação “V10” no final do nome do foguete é um indicativo da versão usada com esta configuração, ou seja, é o décimo foguete em voar usando como primeiro estágio um VS30 e como segundo um foguete Orion.

Os equipamentos eletrônicos de processamento e transmissão em tempo real (telemetria) dos dados adquiridos pelas diferentes cargas úteis, o elemento ativo de localização ou *transponder* (do inglês *transmitter-responder*) e os diferentes instrumentos de medições (cargas úteis) ficaram alojados nas baias no terço superior do foguete como representado na Figura 3.18.

Figura 3.18 - Esquema com as diferentes partes e dimensões do foguete VS30/Orion usado no lançamento da Operação Iguaiaba.



Fonte: Produção do próprio autor.

Inicialmente, e após fazer várias simulações do voo testando as comunicações e condições ideais com a estação de sondagem ionosférica do São Luís e o CLBI, o lançamento foi marcado para o dia 7 (sexta feira). Contudo, as condições meteorológicas nessa noite impediram a decolagem. No dia seguinte foi repetido todo o procedimento de lançamento e finalmente, sob condições ideais na ionosfera (seção 3.1.1), o foguete foi lançado às 19 : 00 LT (22 : 00 UT). Uma foto do foguete minutos antes do lançamento é mostrada na Figura 3.19.

O veículo foi rastreado por radares de três pontos diferentes. Um localizado na mesma base do lançamento outro no vizinho município de Raposa usando uma unidade móvel de telemetria fornecida pelo DLR e operado pelo IAE. O terceiro rastreamento foi desde o CLBI (a uma distância ~ 1100 km), em Natal, Rio Grande do Norte. O radar instalado nessa base atuou como estação remota de rastreamento. A telemetria dos dados obtidos *in-situ* foi feita simultaneamente com o CLA e o CLBI. A trajetória do foguete aconteceu conforme o previsto, em direção norte-nordeste. O tempo de voo do foguete foi de quase 11 minutos, sendo queimado o primeiro e segundo estágio aos 30 s e 57 s após o lançamento, respectivamente. Posteriormente,

o foguete entrou no regime de voo livre. No final de sua trajetória, o foguete caiu no oceano Atlântico não sendo recuperada a carga útil.

Figura 3.19 - O foguete de dois estágios VS30/Orion - V10 minutos antes de ser lançado.



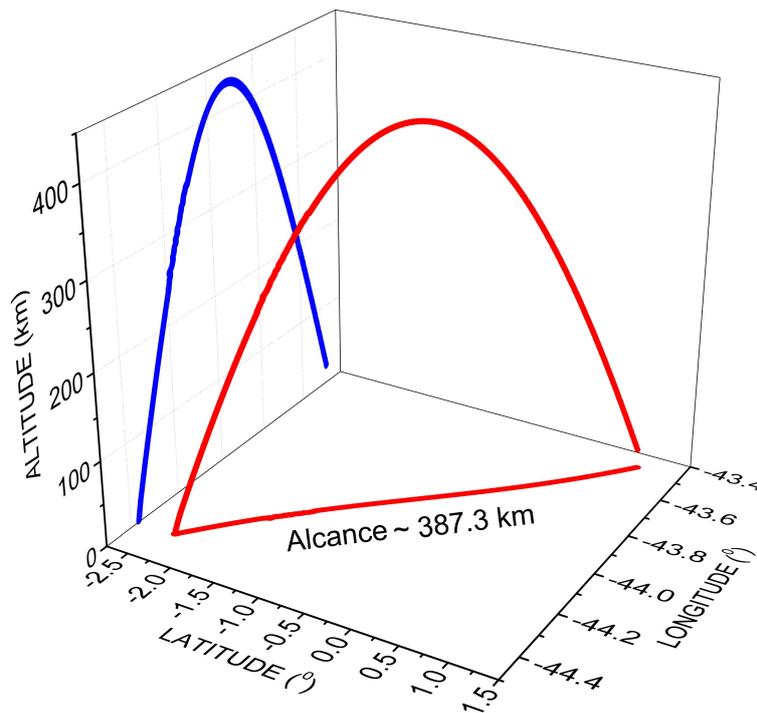
Fonte: Blog Brazilian Space (2012).

Os principais parâmetros do voo obtidos a partir dos dados de trajetografia dos três radares estão resumidos na Tabela 3.1. O rastreamento forneceu, a cada 0,1 s, os valores da altitude, latitude e longitude do foguete. Com estes dados a trajetória do foguete e a dependência temporal da mesma são conhecidas com uma boa precisão. Na Figura 3.20 é mostrada a trajetória tridimensional do foguete.

Tabela 3.1 - Principais parâmetros do voo

<i>Parâmetros</i>	<i>Valor</i>
Apogeu alcançado	428,8 km
Tempo do apogeu	342,27 s
Tempo total de voo	651,52 s
Alcance horizontal	387,3 km
Taxa de rotação (seção 3.2.2.1)	4,5 Hz
Taxa de precessão (seção 3.2.2.1)	0,07 Hz

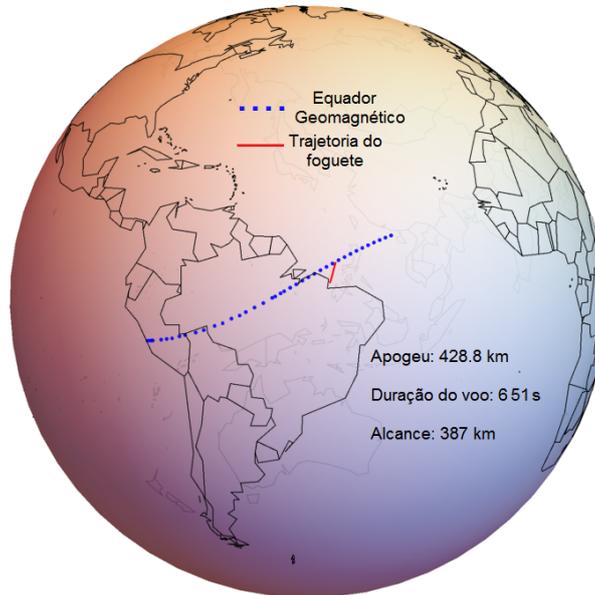
Figura 3.20 - Representação tridimensional da trajetória do foguete VS30/Orion - V10 (cor vermelha). Em cor azul, a projeção no plano vertical ou da altitude.



Fonte: Produção do próprio autor.

Conforme mostra a Figura 3.21, o foguete não conseguiu atravessar o equador magnético, mas o voo foi na direção dele ficando mais ao leste e perto do equador magnético durante a descida.

Figura 3.21 - Trajetória do foguete georreferenciada. Em linha pontilhada aparece o segmento do equador magnético acima da América do Sul no dia do lançamento do foguete.



Fonte: Produção do próprio autor.

As cargas úteis a bordo do foguete com finalidade científica foram cinco instrumentos: Um receptor GPS (do inglês *Global Positioning System*) desenvolvido pela UFRN, um magnetômetro de dois eixos (seção 3.2.2.1) e duas chaves acelerométricas (uma eletrônica e uma mecânica) para testar a segurança do foguete durante o voo desenvolvidos pelo IAE, uma unidade de medida inercial e uma sonda de Langmuir cônica (seção 3.2.2.2) desenvolvidas pelo INPE.

A construção e validação de um receptor GPS para uso espacial é um projeto concebido há anos pela UFRN. É válido destacar que os receptores GPS de uso comercial não podem ser usados em veículos espaciais submetidos a altas temperaturas e vibrações ou pela limitação lógica imposta pelo fabricante via *software*. Por isso a construção e montagem de um dispositivo GPS validado para uso espacial brinda ao Brasil uma soberania tecnológica que atualmente é restrita a poucos países desenvolvidos (ALBUQUERQUE, 2009).

A primeira validação do receptor aconteceu na Operação Angicos no 16/12/2007 onde o primeiro protótipo do receptor GPS voou a bordo de um foguete VS30 lançado do CLBI. Os resultados desta validação foram amplamente discutidos em Albuquerque (2009). Outras versões do receptor têm voado a bordo de outros foguetes

em outros lançamentos. No caso do lançamento analisado neste trabalho, os dados obtidos pelo receptor GPS foram gentilmente cedidos pelo Dr. Gilvan Luiz Borba da UFRN pela mediação do Dr. Francisco Carlos de Meneses Jr. Estes dados confirmam, com uma excelente precisão, a trajetória e velocidade do foguete usado na Operação Iguaiaba.

Antes de examinar os dados obtidos pelos outros dois instrumentos acima mencionados, apresentaremos as condições heliogeofísicas presentes na noite do lançamento do veículo VS30/Orion - V10.

O índice comumente usado para caracterizar a atividade geomagnética em regiões equatoriais é o *Dst* (do inglês *Disturbance Storm Time*). O índice, obtido a partir de observatórios espalhados ao redor do equador magnético, fornece uma estimativa a cada uma hora, da perturbação da componente axialmente simétrica (componente H ou horizontal) do campo geomagnético na superfície da terra (ON DST INDEX, 1991). Uma diminuição no valor da componente H (e do índice *Dst*) está diretamente relacionado com uma intensificação da corrente que circula a alturas típicas da magnetosfera na região equatorial chamada também de corrente de anel. A corrente, que circula normalmente em sentido oeste, fica intensificada pelas partículas injetadas nessa região, produto de perturbações provenientes do sol. Isto produz severas alterações no campo magnético da terra e, conseqüentemente, na ionosfera que modificam a dinâmica das irregularidades equatoriais (AARONS, 1991; SOBRAL et al., 2002). Por isso, é conveniente, termos um conhecimento preciso das condições geomagnéticas equatoriais (índice *Dst*) e globais (usando o índice  $K_p$ , por exemplo) durante a noite na qual foram obtidos os dados a bordo do foguete.

A intensidade das tempestades magnéticas foram definidas em Gonzalez et al. (1994) usando o valor do índice *Dst*. Valores do *Dst*  $> -30$  representam condições calmas. O valor do índice *Dst* estimado para as 22 : 00 UT do dia 08/12/2012 segundo o centro de dados mundiais para o geomagnetismo da Universidade de Kyoto ([http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst\\_provisional/201212/index.html](http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_provisional/201212/index.html)) foi 12. Ou seja a ionosfera equatorial não experimentou qualquer alteração de origem externa.

Um outro índice muito usado para ter uma ideia do contexto geomagnético global durante um período de tempo determinado é o índice planetário ou índice  $K_p$ . Ele é obtido a partir do valor médio dos níveis de perturbação das componentes horizontais do campo magnético terrestre observado por 13 observatórios sub-aurorais. Desta forma, o  $K_p$  é um índice global obtido usando observações locais. Este índice reflete as perturbações irregulares no campo geomagnético provocadas pela radiação de partículas vindo do sol dentro de um intervalo de tempo de três horas. Sendo assim, diariamente são calculados oito valores do  $K_p$  distribuídos entre às 00 – 03,

03 – 06, 06 – 09...21 – 24 UT. Cada um dois oito valores tri-horários vão de 0 (baixa atividade magnética) a 9 (alta atividade magnética) em uma escala quase-logarítmica. Adicionalmente cada valor no intervalo 1 – 8 é subdividido em trios, e os valores extremos (0 e 9), em dois sub-valores ficando no final 28 possíveis valores a cada três horas (0o, 0+, 1–, 1o, 1+, ... 8–, 8o, 8+, 9–, 9o). Esta última divisão é feita seguindo tabelas de conversão próprias de cada observatório e com o objetivo de padronizar os índices obtidos em diferentes latitudes (horários locais) e diferentes hemisférios (ROSTOKER, 1972).

Se o valor tri-horário é inferior a 2+, considera-se que nesse intervalo de tempo a atividade magnética não evidencia qualquer irregularidade acima da variação diária e/ou sazonal. Na Tabela 3.2 são mostrados os valores do  $K_p$  obtidos no dia do lançamento e no dia posterior ao lançamento. Estes dados foram obtidos da base de dados do centro Alemão de pesquisas para as geociências em Potsdam.

Tabela 3.2 - Índices  $K_p$  para os dias 08/12/2012 e 09/12/2012.

Data/Hora	0–3	3–6	6–9	9–12	12–15	15–18	18–21	21–24	Q
08/12/2012	0o	0+	0o	0+	0o	0o	0o	0+	Q2
09/12/2012	1-	1+	0o	1-	1-	1o	1o	3-	

Fonte: <ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/tab/kp1212.tab>

Pode ser constatado a partir da Tabela anterior, que o dia do lançamento foi extremamente tranquilo no que se refere a atividade geomagnética; sendo o segundo dia mais tranquilo do mês (designação Q2 na última célula da segunda fileira).

As condições no sol foram também calmas. Na Tabela 3.3 são apresentados os valores de vários parâmetros frequentemente usados para caracterizar a atividade solar.

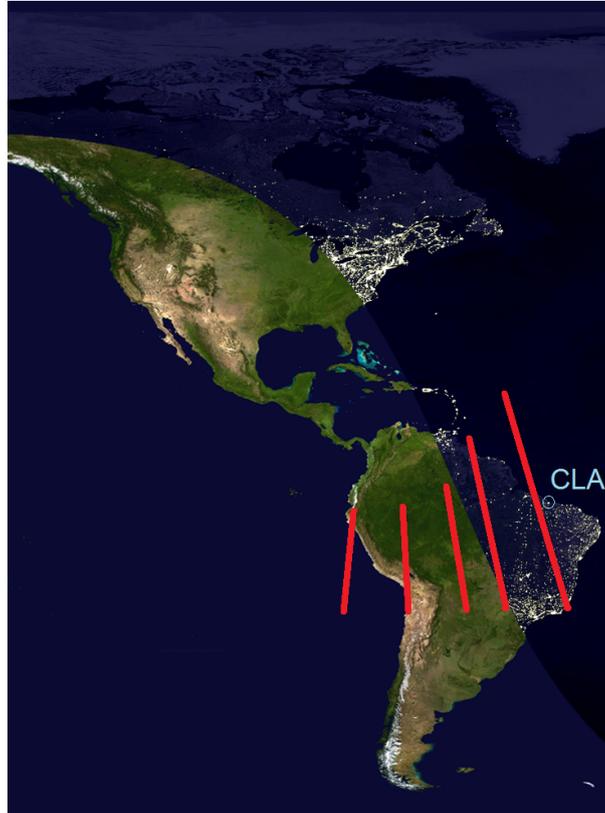
Tabela 3.3 - Valores de parâmetros normalmente usados para caracterizar a atividade solar referentes ao dia do lançamento do foguete.

Data	Fluxo em 10.7 cm	No. de manchas solares	Área das manchas solares em $10^{-6}$ hemisférios	Novas Regiões	Fluxo de fundo dos raios X (GOES-15)	Flares						
						Raios X				Óptico		
						C	M	X	S	1	2	3
2012/12/08	101	35	80	1	B1.3	0	0	0	1	0	0	0

Fonte: [ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/old\\_indices/2012\\_DSD.txt](ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/old_indices/2012_DSD.txt)

Finalmente, a posição do terminadouro solar com relação à linha de campo magnético próxima ao CLA é mostrada na Figura 3.22. A inclinação relativa do terminadouro solar e as linhas de campo magnético tem comprovada influência (ABDU et al., 1981; BATISTA et al., 1986; LI et al., 2008) na sazonalidade do aumento súbito da velocidade de deriva vertical das espécies carregadas na ionosfera ao entardecer (PREVD) e o posterior surgimento das irregularidades na região F equatorial. Como foi mencionado no final da seção 3.1.3 e discutido em (ABDU et al., 1981), a principal diferença entre as ionosferas equatoriais em Jicamarca e a região norte e nordeste do Brasil (São Luís e Fortaleza) é devido à declinação magnética observada. Qualquer estudo comparativo de observações feitas na região equatorial Peruana e do norte do Brasil deverá levar em conta esta diferença. Porém nos meses de dezembro e janeiro, o ângulo formado pelo terminadouro solar e a linha de campo magnético é mínimo na região norte do Brasil como mostra a Figura 3.22 para o dia do lançamento do foguete. Isto resulta num aumento da ocorrência de bolhas na região brasileira (SOBRAL et al., 2002; PIMENTA, 2003). O anterior implica que, mesmo existindo diferenças na configuração do campo magnético entre Jicamarca e Alcântara, no dia do experimento usando carga úteis embarcada num foguete, o alinhamento entre o terminadouro solar e a linha do campo magnético foi similar em ambas locações. Na discussão dos resultados da seção 6.1 é levado em conta este fato para validar a comparação feita nesse Capítulo (6).

Figura 3.22 - Posição do terminadouro solar ao nível do mar no dia e hora do lançamento do foguete. As retas vermelhas representam as projeções, no plano do mapa, das linhas do campo magnético. O terminadouro solar é quase paralelo à linha do campo magnético próxima ao centro do lançamento (CLA).



Fonte: Produção do próprio autor.

### 3.2.2.1 Magnetômetro embarcado em foguete.

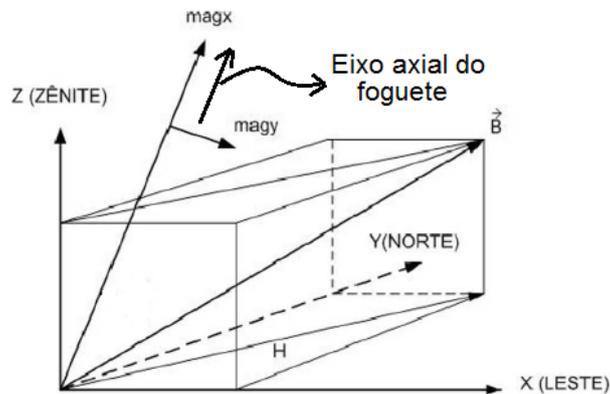
Um magnetômetro vetorial tipo *fluxgate* de dois eixos fornecido pelo IAE voou como carga útil do foguete. O magnetômetro fornece indiretamente três informações importantes usando medidas da intensidade do campo magnético terrestre ao longo de seus eixos mutuamente perpendiculares. O instrumento é colocado no interior da baía do foguete de maneira que um dos eixos fique alinhado com o eixo axial do veículo. Conforme o foguete se move o magnetômetro é capaz de detetar a mudança do ângulo entre seus eixos e a direção da linha de campo  $\vec{B}$  que é considerada fixa. Com esta informação e o perfil vertical da componente principal do  $\vec{B}$  obtida usando o modelo IGRF pode ser determinado a primeira informação (MENESES, 2011, p.84): a evolução do ângulo formado entre o eixo axial do foguete e o campo  $\vec{B}$ . Com isto são extraídas as outras duas informações: A taxa de precessão do eixo axial e de

rotação em torno deste eixo (ITO, 1963).

As informações obtidas a partir dos dados do magnetômetro são de vital importância em experimentos que usam fotômetros embarcados em foguetes (MENESES, 2011; GOBBI, 1988). Em nosso caso, para uma correta análise dos resultados expostos no Capítulo 5, precisa-se conhecer as frequências de rotação e precessão do foguete, pois eles representam agentes de modulação externos as flutuações que se estudam nesse Capítulo e deverão ficar fora da análise.

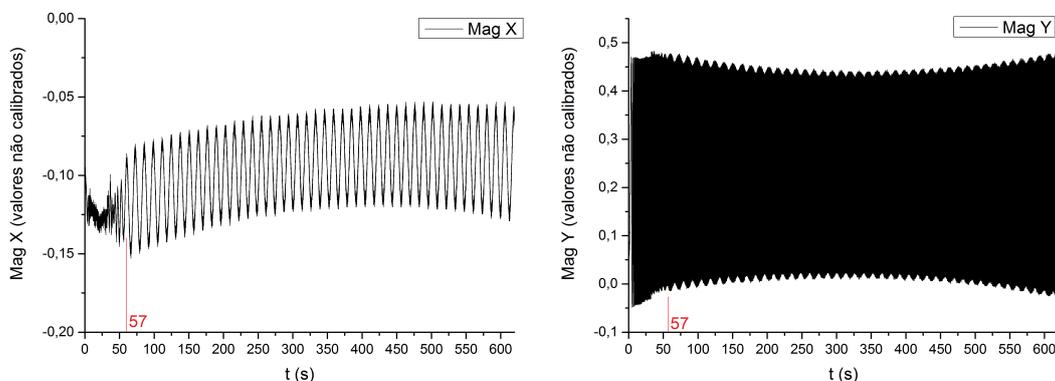
Os dados obtidos pelo magnetômetro são separados em cada eixo ( $MagX$  e  $MagY$ ) e plotados como uma série temporal. Para extrair, a partir destes dados, a taxa de rotação e precessão do foguete é seguida a metodologia descrita em (MENESES, 2011, p.77). Primeiramente o referencial assumido é como o mostrado na Figura 3.23. A partir dos dados brutos do magnetômetro mostrados na Figura 3.24 podemos estimar as taxas de rotação e precessão do foguete. Pode-se notar que o sinal  $MagY$  (painel direito da Figura 3.24) tem uma frequência maior do que o sinal  $MagX$ , isto é, a taxa de rotação do foguete, sendo muito maior que a de precessão, pode ser estimada usando a frequência de oscilação do sinal  $MagY$ .

Figura 3.23 - Representação esquemática dos eixos do magnetômetro em relação ao campo  $\vec{B}$  e o eixo axial do foguete.



Fonte: Adaptado de Meneses (2011, p.78).

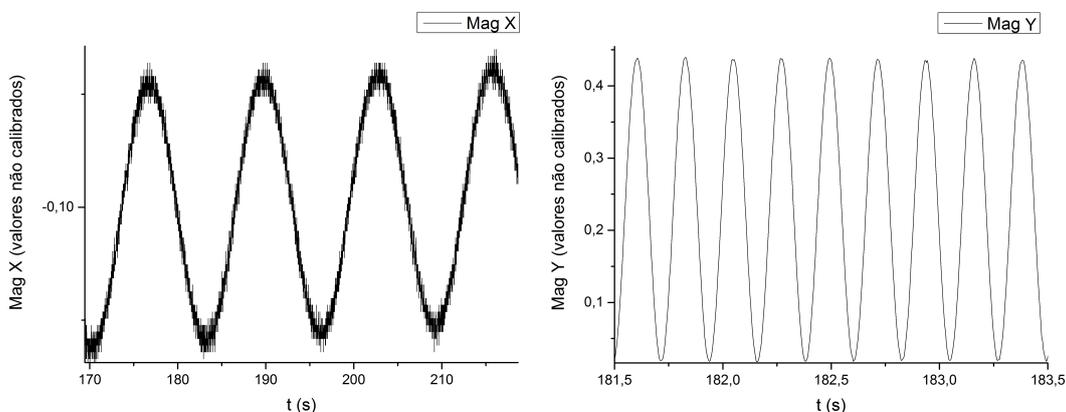
Figura 3.24 - Série temporal de todo o voo das componentes *MagX* (painel esquerdo) e *MagY* (painel direito). A partir dos 57 s (linha vermelha) o voo do foguete entra no regime de voo livre ou balístico. A partir deste momento é válida a análise dos dados para estimar as frequências de rotação e precessão do foguete.



Fonte: Produção do próprio autor.

Uma representação gráfica, para um intervalo de tempo curto, dos valores de *MagX* e *MagY* são mostrados na Figura 3.25. No caso do painel esquerdo desta última figura o intervalo temporal é aproximadamente 48 s. Entre os 170 e os 210 s o sinal *MagX* oscila 3 vezes, isto dá um valor estimado de 0,075 Hz como taxa de precessão. No caso dos dados do outro eixo (painel direito), percebe-se que em 2 s o sinal oscila 9 vezes sendo então a taxa de rotação 4,45 Hz.

Figura 3.25 - Série temporal da componente *MagX* entre 170 s e 218 s (painel esquerdo). Os valores da componente *MagY* foram plotados entre 181,5 s e 183,5 s (painel direito).



Fonte: Produção do próprio autor.

Usando a técnica FFT (do inglês *Fast Fourier Transform*) nas séries temporais representadas na Figura 3.24 para construir o espectro de potência das diferentes frequências presentes nestes sinais, podem ser determinadas com maior precisão as taxas de precessão e rotação. Os resultados obtidos foram: 0,077 Hz para a taxa de precessão e 4,495 Hz para a taxa de rotação do foguete.

### 3.2.2.2 Sonda de Langmuir embarcada em foguete.

Os dados principais deste trabalho foram obtidos por uma sonda de Langmuir cônica (SLC) instalada na ponta da coifa do foguete. A SLC foi feita de aço inox e no seu desenho e construção participaram seis funcionários do INPE. As características da sonda, seu desenho elétrico e mecânico assim como os requisitos de instalação, suporte para o processamento dos dados em solo, verificação e segurança aparecem na documentação técnica preparada por Muralikrishna e Domingos (2012).

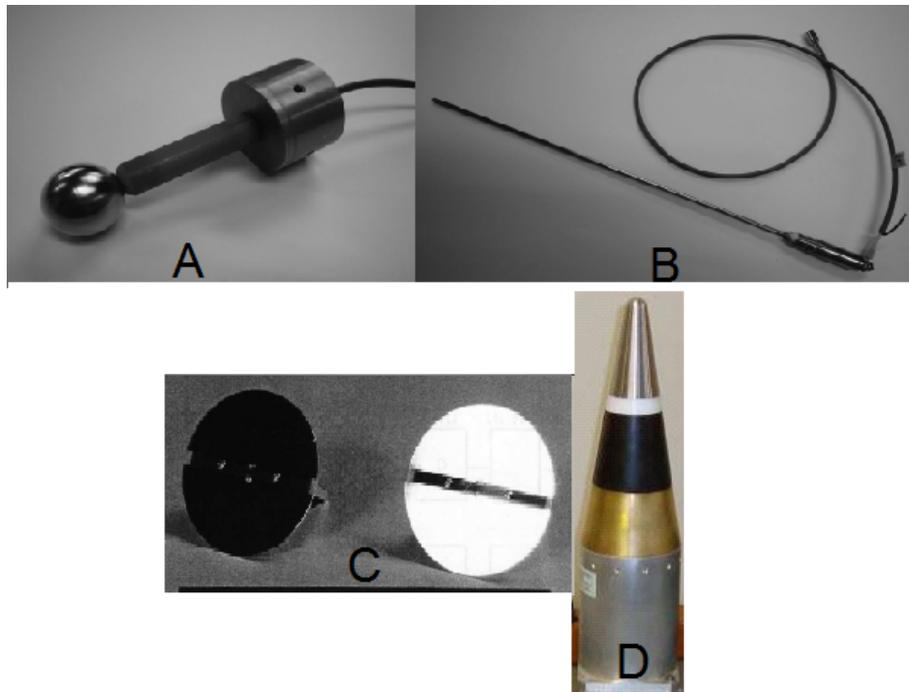
Uma sonda de Langmuir é um eletrodo imerso em um gás ionizado ou plasma, ao qual pode ser aplicado um potencial elétrico de maneira que o eletrodo recolhe, dependendo do sinal do potencial aplicado, íons positivos ou íons negativos e elétrons. Desta forma é obtida uma curva que relaciona o potencial aplicado ao eletrodo com a corrente recolhida por este. Essa curva é chamada de **curva característica  $I-V$** . Inicialmente usada para estudar descargas elétricas em gases no começo dos anos 20 do século passado, Irving Langmuir e Harold Mott-Smith desenvolveram a teoria amplamente usada até hoje e válida para plasmas em equilíbrio termodinâmico (LANGMUIR, 1923; LANGMUIR; MOTT-SMITH, 1924; MOTT-SMITH; LANGMUIR, 1926). Por esta razão a sonda eletrostática passou a ser chamada de sonda de Langmuir (SL). A teoria foi estendida a plasmas fora do equilíbrio poucos anos depois por Druyvesteyn (1930).

A primeira SL empregada em experiências ionosféricas voou a bordo de um foguete alemão V-2 obtido pelos Estados Unidos após a segunda guerra mundial. O experimento (REIFMAN; DOW, 1949) levado a cabo em 1947 constituiu a primeira medição *in-situ* da temperatura eletrônica em altitudes ionosféricas. Devido a sua relativa facilidade construtiva e princípio de funcionamento, a SL vem sendo instalada em inúmeros foguetes e satélites desde então para determinar as principais características do plasma da ionosfera. Inicialmente, uma SL pode fornecer medidas da densidade numérica de elétrons ( $n_e$ ) e íons ( $n_i$ ) e, usando essas medidas, estimar a temperatura cinética dos elétrons ( $T_e$ ) e o potencial do plasma ( $V_p$ ). Em versões mais avançadas é possível obter a função de distribuição da energia cinética dos elétrons (ABE; OYAMA, 2013).

Ao longo dos últimos 60 anos, a SL tem evoluído para satisfazer os requerimentos

dos mais diversos veículos nos quais ela tem sido instalada. No caso dos foguetes, tem sido usada sondas de diversas geometrias (Figura 3.26) e tamanhos. Recentemente, um arranjo de 4 SL em forma cilíndrica com rádios muito pequenos (ou seja agulhas) tem sido instalado em *CubeSat* e foguetes (BEKKENG, 2007) podendo medir correntes elétricas da ordem dos nanoamperes e com taxas de amostragem de até 5000 amostras a cada segundo.

Figura 3.26 - Exemplos de diferentes SL instaladas em diferentes veículos espaciais. Painel A: SL esférica instalada em foguetes de sondagem tipo ICI-2. Painel B: SL cilíndrica instalada em foguetes japoneses. Painel C: SL plana que voou no satélite Akebono. Painel D: SL cônica instalada no foguete VS30/Orion - V10.



Fonte: Adaptado de Abe e Oyama (2013).

Os objetivos dos experimentos e as características do veículo determinam a tipo de SL a ser empregado. No caso do estudo das irregularidades do plasma com SL a bordo de foguetes, as sondas do tipo esférica e cônicas tem sido usada mais frequentemente (H.S.S.SINHA, 2013). Se o nariz do foguete não é ejetável, é aconselhável usar uma SL em forma de ogiva ou cone, como foi o caso do lançamento analisado nesta tese, pois o aquecimento do condutor metálico pelo atrito e a taxa de rotação do foguete são reduzidos por conta da forma aerodinâmica do cone. Sendo um ele-

trodo metálico, a SL tem uma extremidade imersa no plasma e a outra conectada a uma fonte de tensão elétrica. O contato da sonda com o foguete deverá ser unicamente através desta conexão para garantir que o potencial de referência ou “terra” seja sempre o potencial do corpo do foguete. O potencial aplicado na sonda pode ser variável ou fixo, uma sequência de potenciais variáveis, por exemplo tipo dente de serra, ou ainda uma sequência de potencial variável e fixo juntos, como os que foram usados neste experimento.

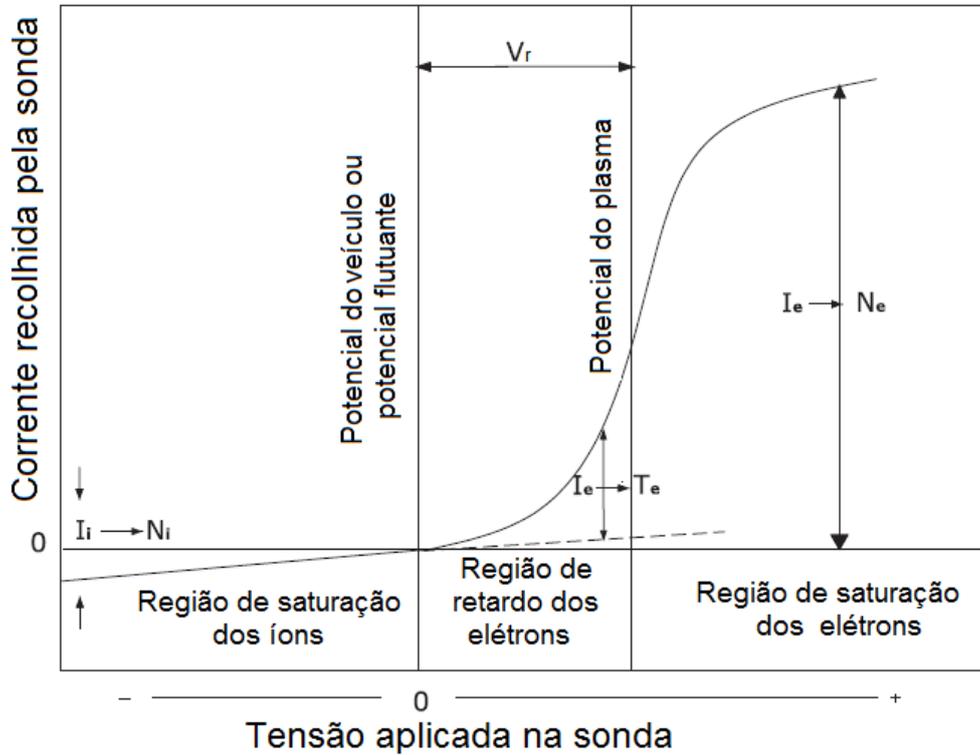
Dado que a SL é um condutor metálico ao qual aplica-se um potencial elétrico, o princípio do funcionamento físico deste instrumento usa conceitos como potencial do plasma ou potencial espacial ( $V_p$ ) e potencial do veículo ou potencial flutuante. O potencial do plasma é o valor do potencial para o qual os elétrons e íons no plasma movimentam-se livremente. O desejável é que a SL, quando inserida no plasma, adquira este potencial. Porém, na prática acontece o seguinte: Quando um condutor metálico instalado num veículo em movimento, entra em contato com o plasma da ionosfera, ele é impactado por íons e elétrons. Dado que a massa dos elétrons é significativamente menor que a massa dos íons, a velocidade térmica dos primeiros será bem maior; provocando um fluxo preferencial de elétrons em direção a sonda em comparação como fluxo dos íons. A SL vai adquirir uma carga líquida negativa e começara a repelir elétrons e íons negativos e atrair íons positivos. Nesta configuração a sonda terá um potencial levemente negativo em comparação com  $V_p$  e a corrente líquida medida na sonda vai cair para zero. O valor do potencial (inferior ao  $V_p$ ) para o qual acontece este equilíbrio é chamado de potencial flutuante ( $V_f$ ).

Usando valores típicos da corrente de íons ( $I_i$ ), corrente de elétrons ( $I_e$ ) e  $T_e$  o valor do  $V_f$  pode ser estimado; ficando na faixa entre os 0,2 e os 0,5 V (H.S.S.SINHA, 2013). Tanto a SL quanto o veículo que a carrega vão adquirir este potencial flutuante, por isso  $V_f$  é usado como potencial de referência ou terra. Como o desejável é medir os valores de  $n_e$ ,  $n_i$  e estimar  $T_e$ , deve-se isolar a sonda do veículo e aplicar potenciais inferiores e superiores ao  $V_f$ <sup>5</sup>. Efetuando-se uma varredura de potencial elétrico aplicado a SL deve-se obter, em teoria, a chamada curva característica ou curva  $I - V$  da SL representada na Figura 3.27.

---

<sup>5</sup>Sendo o potencial de referência, o valor do  $V_f$  é redefinido como zero

Figura 3.27 - Curva I-V teórica e parâmetros fundamentais que aparecem na SL.



Fonte: Adaptada de H.S.S.Sinha (2013).

Quando aplicados potenciais inferiores a  $V_f$  a sonda irá recolher preferentemente íons positivos. A partir dos valores máximos da  $I_i$  pode-se determinar  $n_i$ . Este intervalo de potenciais e correntes de íons positivos, que por convenção é designada como corrente negativa, é chamado de região de saturação dos íons (extremo esquerdo da Figura 3.27). Aumentando o potencial acima do valor do  $V_f$  e inferior ao  $V_p$ , a corrente que a SL recolhe é conformada por íons positivos e elétrons com energia cinética alta o suficiente para superar a barreira do potencial negativa (em relação ao potencial do plasma). Em outras palavras: na faixa de potencial entre  $V_f$  e  $V_p$  o fluxo dos elétrons é retardado pelo potencial aplicado, atingindo o condutor metálico só aqueles com alta energia. Esta região de retardo dos elétrons é usada para estimar a  $T_e$  como será explicado na seção 4.3. Os valores dos potenciais aplicados entre  $V_f$  e  $V_p$  recebe o nome de potencial de retardo ( $V_r$ , parte central da Figura 3.27).

Todo condutor imerso no plasma vem acompanhado por uma bainha cuja espessura é da ordem do comprimento de Debye. Quando o potencial aplicado na sonda

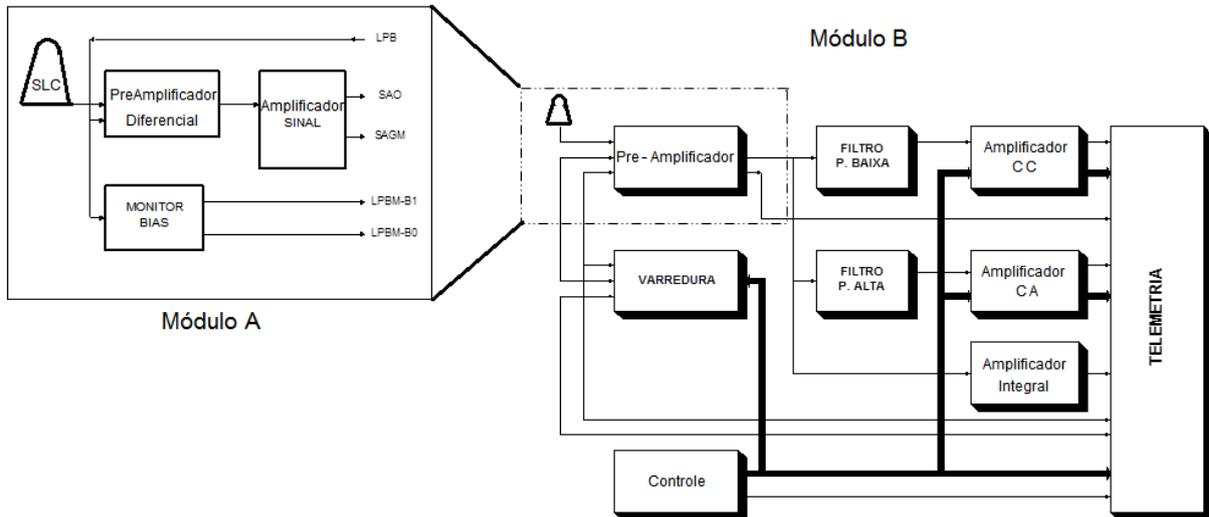
coincide com o potencial do plasma a espessura desta bainha torna-se zero. Para potenciais superiores a  $V_p$  a sonda começa a atrair elétrons, e aparece novamente a bainha. Nesta situação, chamada de regime de potencial acelerador, a corrente de elétrons (corrente positiva) aumenta proporcionalmente com o potencial aplicado até que o condutor satura-se de elétrons (extremo direito da Figura 3.27) e com este valor de  $I_e$  pode ser medida a densidade numérica de elétrons na ionosfera.

As correntes de saturação de íons e elétrons são altamente dependentes da geometria da SL utilizada, assim como da velocidade do foguete e a espessura da bainha iônica formada ao redor da sonda (BARJATYA, 2007, p. 10).

Mais acima foi comentado que a SLC usada na Operação Iguaiaba foi submetida a uma sucessão de potenciais (regime de tensão) fixos e variáveis. A forma deste potencial é mostrada na seção 3.3.3, mas é preciso destacar que a forma do regime de tensão depende dos objetivos do experimento. No caso do experimento analisado nesta tese, os objetivos foram obter o perfil vertical da  $n_e$  e a  $T_e$  e fazer um estudo das flutuações das irregularidades ao longo da trajetória do foguete (MURALI-KRISHNA; DOMINGOS, 2012). Isto determinou o uso do regime de varredura de tensão para obter, usando a região de retardo dos elétrons (Figura 3.27), o perfil vertical de  $T_e$  e aplicar um potencial fixo para medir os valores da corrente de saturação dos elétrons obtendo assim o perfil da  $n_e$  e estudar as irregularidades que eventualmente poderiam aparecer neste perfil.

O diagrama em blocos do esquema elétrico usado junto com a SLC é mostrado na Figura 3.28. O esquema é conformado por dois módulos. O módulo A fica bem próximo do condutor em forma cônica. Basicamente neste módulo a corrente medida na sonda é convertida num potencial (em valores de tensão) pelo pre-amplificador diferencial e amplificada para um posterior processamento. Nesta primeira amplificação são aplicados dois ganhos:  $\text{ganho} = 1$  e  $\text{ganho} \sim 40$  no caso em que a corrente recolhida pela sonda seja muito baixa. A conversão da corrente em tensão é feita porque o processamento no módulo B (Figura 3.28) é mais simples quando o sinal é constituído por valores de tensão. O bloco ‘*Monitor Bias*’, tem a tarefa de monitorar o regime de potencial aplicado à SLC desde o módulo B.

Figura 3.28 - Diagrama em blocos mostrando o sistema elétrico simplificado usado junto com a sonda de Langmuir cônica a bordo do foguete. O módulo A, no interior do retângulo em linhas tracejadas, é mostrado à esquerda da Figura.



Fonte: Adaptada de Muralikrishna e Domingos (2012).

O módulo B está conformado por 8 blocos. A saída do bloco ‘Varredura’ fica ligada ao módulo A pois neste bloco são gerados o regimes de tensão aplicado à SLC. Os valores dos potenciais gerados neste mesmo bloco são enviados também para o bloco ‘Telemetria’. A saída pre-amplificada (ganhos = 1 ou  $\sim 40$ ) do módulo A passa por duas filtragens no módulo B. No bloco ‘Filtro P. Baixa’ as componentes de alta frequência de amostragem são filtradas, restando a chamada Corrente Contínua ou CC. Estes valores são novamente amplificados no bloco ‘Amplificador CC’ usando ganhos = 1,  $\sim 5$ ,  $\sim 25$  ou  $\sim 125$  dependendo do valor da corrente recolhida pela sonda ao longo do voo. O sinal CC amplificado é enviado ao bloco ‘Telemetria’ onde é integrado a uma série temporal gerada a bordo pelo bloco ‘Controle’. O conjunto é codificado digitalmente e transmitido aos receptores em solo. Este sinal ou corrente CC é usado para obter os resultados mostrados no Capítulo 4, isto é: o perfil com a altitude da  $n_e$  e  $T_e$ .

A outra filtragem da saída do módulo A é feita no bloco ‘Filtro P. Alta’. Neste caso são removidas as componentes de baixa frequência obtendo-se a Corrente Alternada ou CA. Após ser corrigida (amplificada) com os valores de ganhos supracitados, desta vez no bloco ‘Amplificador CA’, o sinal segue o mesmo procedimento aplicado

ao sinal CC. Com os valores da corrente CA é feito o estudo das flutuações da  $n_e$  cujo resultado é apresentado no Capítulo 5.

Adicionalmente, e como medida de segurança caso aconteça alguma falha no processamento dos dados nos blocos de filtragem e amplificação, a saída do módulo A é transmitida ao bloco ‘Amplificador Integral’. Esta redundância nos dados facilitou o processamento dos dados brutos para obter os perfis de corrente corrigidos pelos diferentes ganhos aplicados.

Finalmente, o bloco ‘Controle’ é encarregado de controlar os processos de geração dos regimes de tensão e amplificação das correntes CC e CA e de gerar a série de tempo que é integrada aos dados provenientes dos outros blocos.

O primeiro passo no processamento dos dados brutos da SLC transmitidos pelo sistema telemétrico do foguete é a decodificação. Para isso usa-se o conjunto de palavras digitais previamente definido com um comprimento de 12 bits. Os dados recebidos pelo autor deste trabalho já estavam decodificados. A partir deste ponto, começou o processamento dos dados. A metodologia empregada será descrita na seção 3.3.3 porém, será explicado brevemente o processo de calibração da sonda com o qual é possível converter os dados de tensão recebida desde o foguete em corrente coletada pela sonda.

O processo ou modo de calibração da sonda começa meses antes no laboratório (Figura 3.29) e termina com a retirada do umbilical do foguete antes do lançamento. A corrente “recolhida” pela SLC é simulada usando um gerador de tensão e uma resistência de  $510\text{ k}\Omega$  conetada entre a terra e a entrada da sonda. Este mesmo gerador produz o regime de tensão variável entre  $-1,0\text{ V}$  e  $2,5\text{ V}$  durante  $2,5\text{ s}$ . As diferentes correntes que a sonda vai medir durante o voo, são simuladas substituindo sequencialmente uma resistência por outra. Foram usadas seis resistências diferentes para abranger uma ampla faixa de valores de intensidade de corrente (entre alguns  $nA$  até alguns  $\mu A$ ) tanto positivas quanto negativas.

Figura 3.29 - Sonda de Langmuir Cônica (SLC) usada na Operação Iguaíba sendo calibrada no laboratório.

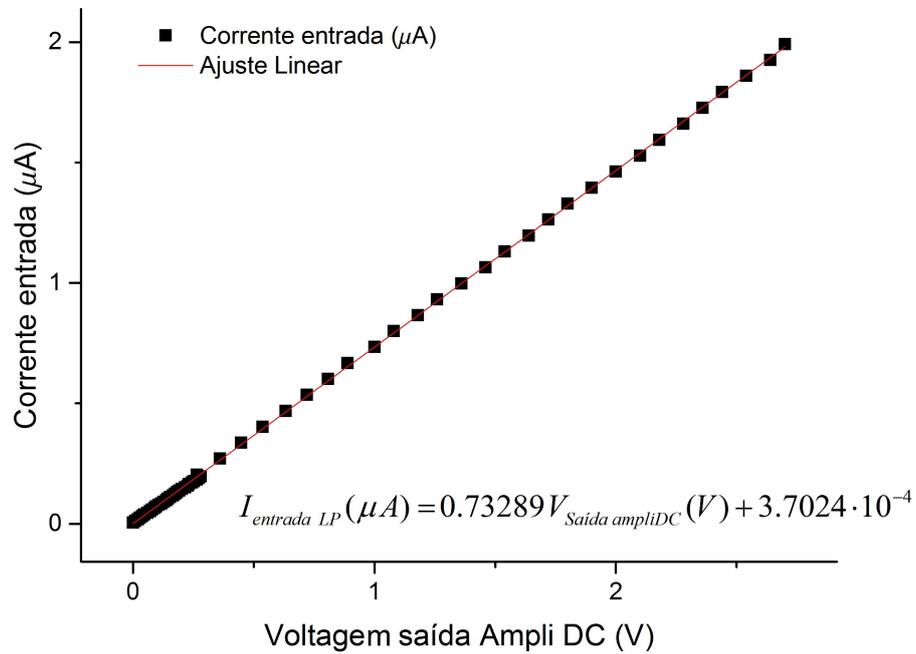


Fonte: Muralikrishna e Domingos (2012).

Um procedimento semelhante foi feito para a entrada do pré-amplificador que opera com dois tipos de ganhos: Ganho 1 quando os valores de tensão à saída da sonda são superiores a 80 mV e ganho 40 em caso contrário. Finalmente, para calibrar o amplificador da corrente previamente filtrada para baixas frequências (correntes CC) ou seja, o amplificador CC, é conectada à entrada deste amplificador uma fonte de tensão variável entre  $-3,0$  V e  $0,0$  V. A saída é monitorada conectando diferentes resistências entre a SLC e terra e mudando manualmente a tensão de varredura.

A partir das tabelas obtidas no laboratório, foi construída a reta de calibração mostrada na Figura 3.30. A calibração pode ser feita antes de qualquer outro trabalho com os dados brutos ou depois de uma primeira redução. Foi usada nesta tese a segunda variante (seção 4.1).

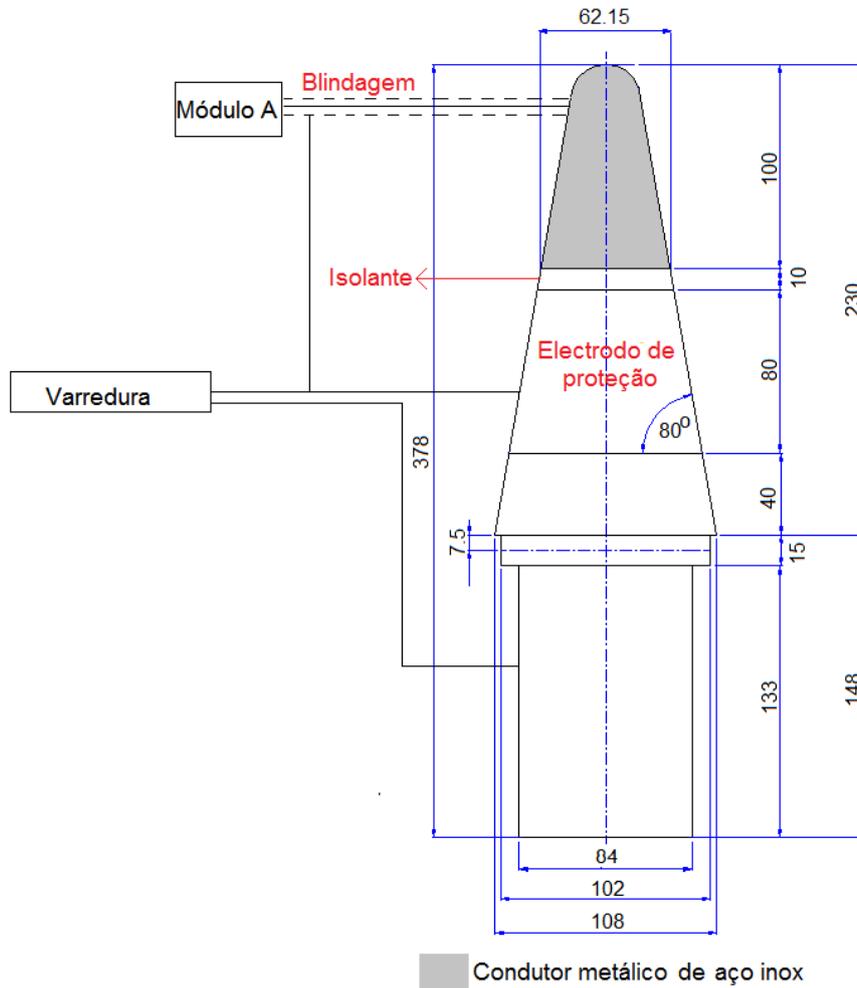
Figura 3.30 - Relação obtida, usando os dados de calibração medidos no laboratório, entre o sinal de saída do sistema eletrônico instalado no foguete e a corrente recolhida pela SLC.



Fonte: Produção do próprio autor.

Para concluir esta seção, na Figura 3.31 mostra-se as propriedades físicas e o projeto mecânico da SLC usada na Operação Iguaiíba.

Figura 3.31 - Características físicas da SLC. Todas as dimensões mostradas estão em *mm*.



DIMENSÕES	
MÓDULOS	DIMENSÕES APROXIMADAS
OGIVA	Diâmetro: ~110 x ~380 mm
CAIXA	98 x 140 x 190 mm
MASSAS	
MÓDULOS	MASSA (g)
OGIVA	3.200
CAIXA	1.300
<b>MASSA TOTAL</b>	<b>4.500</b>

Fonte: Adaptada de Muralikrishna e Domingos (2012).

### 3.3 Metodologias usadas para o processamento dos dados.

Os dados cujas metodologias serão apresentadas nesta seção, foram obtidos pelas Digissondas instaladas em São Luís e Fortaleza, o imageador instalado em São João do Cariri e a sonda de Langmuir embarcada num foguete lançado desde o CLA. No caso dos primeiros dois instrumentos, foram usados os precedimentos padrões e serão descritos brevemente. No caso dos dados obtidos pela SLC, na Seção 3.3.3 os detalhes da metodologia empregada nesta tese serão descritos.

#### 3.3.1 Digissonda.

O trabalho feito com os dados das Digissondas faz uso *software Sao Explorer*. Esta ferramenta vem instalada no computador vendido como parte do equipamento da Digissonda DPS4, mas pode ser baixado da internet (SAO EXPLORER, 2016). O programa *Sao Explorer* carrega os dados brutos gerados pela Digissonda e, usando uns de seus módulos (*Artist V.5*), faz uma redução automática do ionograma obtendo-se desta maneira o perfil com a altitude real da  $n_e$ .

Geralmente o reconhecimento de padrões e treinamento automatizado do *software* permite gerar satisfatoriamente o contorno que divide os ecos da componente ordinária (em cores vermelhas nas Figuras 3.4 e 3.6) dos ecos da componente extraordinária (em cores verdes nas Figuras 3.4 e 3.6). Além deste contorno, o *Artist* precisa das assíntotas verticais que aparecem nas frequências críticas de cada camada para fazer a redução do ionograma. Contudo, os ionogramas não se comportam de forma regular quando aparecem, no campo de visada da ionossonda, irregularidades na densidade numérica do plasma. Nos ionogramas, os ecos ordinários e extraordinários misturam-se (Figuras 3.4 e 3.6) e as vezes é extremamente complicado para um humano fazer o desenho correto do contorno e detectar a região onde o mesmo deverá ter a sua assíntota vertical (detectar a  $f_o$ ). Por isso, a metodologia seguida nos ionogramas analisados neste trabalho consistiu em refazer todas as reduções feitas automaticamente pelo *Sao Explorer*. Foram revisadas as reduções geradas automaticamente nos ionogramas sem manifestação do *Spread F*. Nesta parte do processo foram feitas pequenas modificações. Posteriormente, foi feita uma redução manual dos ionogramas com *Spread F* e extraídas informações tais como: altura mínima virtual da camada F ( $h'_{min}F$ ) para todos os ionogramas e altura do máximo da camada F ( $h_{max}F$ ) para o ionograma das 22 horas (UT) obtido em São Luís. Finalmente, usando a função *Survey* do programa *Sao Explorer*, foram escolhidos os ionogramas obtidos a cada 10 minutos entre às 21 : 20 e às 22 : 30 UT em ambas as estações ionosféricas (Figuras 3.4 e 3.6).

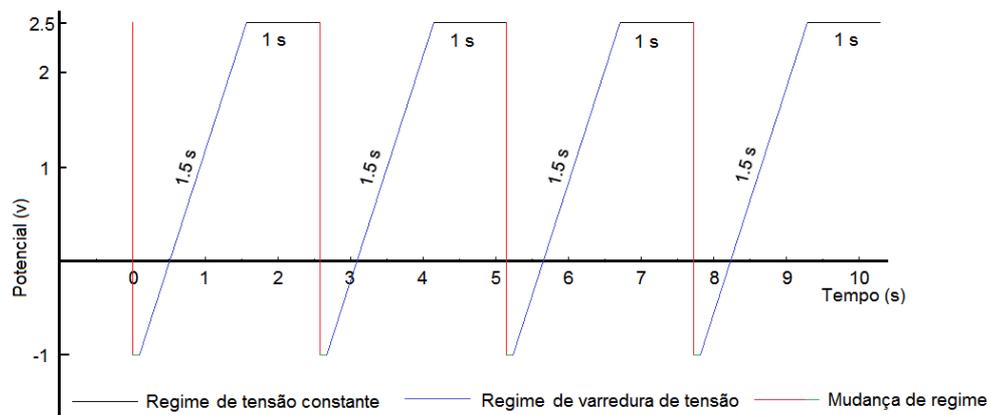
### 3.3.2 Imageador.

Os dados brutos obtidos com o imageador de tipo *All Sky* instalado em São João do Cariri são imagens em formato ‘TIF’. Em geral as imagens são escuras e precisam ser modificadas. Embora, teoricamente, a iluminação do fundo da imagem é a mesma, aplicando um mesmo nível de contraste e brilho a todas as imagens para identificar regiões escuras ou bolhas não permite detectar com precisão, por exemplo, o momento no qual aparece a primeira bolha no campo de visada do imageador. Levando isto em consideração, foi feito um exame em cada imagem e em alguns casos um segundo ajuste de saturação, contraste e brilho depois de ser aplicado o filtro de modificação geral. Este procedimento permitiu destacar as bordas das regiões escuras e detectar o horário de aparição da primeira bolha acima do observatório. Posteriormente, cada imagem foi espelhada na direção leste-oeste, ficando orientadas as imagens como no mapa: norte para acima e leste para a direita. No final as imagens foram transformadas para o formato ‘png’ e não precisaram ser linearizadas.

### 3.3.3 Sonda de Langmuir.

O regime de tensão aplicado à SLC, como mencionado anteriormente, foi uma sucessão de uma varredura de potencial e um potencial fixo. Este sinal de varredura aparece representado na Figura 3.32.

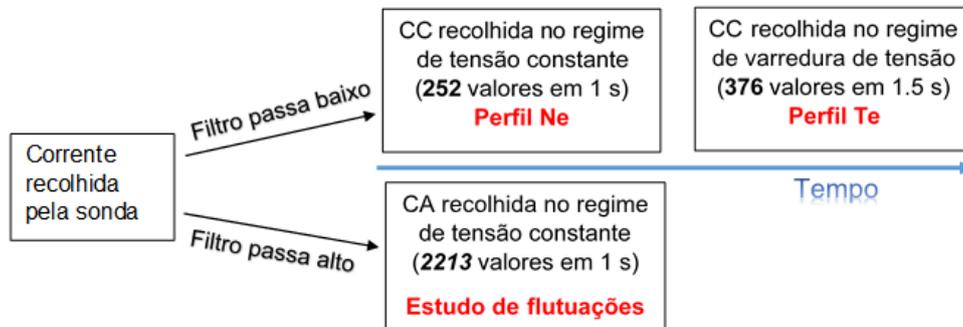
Figura 3.32 - Regime de tensão aplicada à Sonda de Langmuir Cônica (SLC) durante o voo. A duração de cada regime é indicada na Figura.



Fonte: Produção do próprio autor.

Como pode ser apreciado a partir da Figura anterior, o sinal varia entre  $-1,0\text{ V}$  e  $2,5\text{ V}$  durante  $1,5\text{ s}$  e logo é mantido em  $2,5\text{ V}$  durante  $1,0\text{ s}$ . Antes de se repetir o regime, um pulso de controle de calibração é ativado o qual aciona um resistor que entra no circuito por  $40\text{ ms}$  (linha vermelha-verde na Figura 3.32 ou Mudança de regime) para facilitar a calibração do sistema. A corrente medida durante a parte fixa do regime de tensão e posteriormente amplificada no bloco ‘Filtro P. Baixa’ (Corrente Contínua ou CC) é usada para obter o perfil da  $n_e$  com a altitude. A corrente medida durante o regime de varredura de tensão e posteriormente amplificada no bloco ‘Filtro P. Baixa’ é usada para obter a curva característica I-V da sonda e estimar, a partir da região de retardo dessa curva, os valores da  $T_e$  para diferentes altitudes. As flutuações na densidade numérica dos elétrons podem ser estudadas usando os valores de corrente medidos quando é mantido um potencial fixo na SLC e amplificados no bloco ‘Filtro P. Alta’ (Corrente Alternada ou CA). A Figura 3.33 resume graficamente a estrutura dos dados e os parâmetros ionosféricos que podem ser obtidos a partir deles.

Figura 3.33 - Estrutura dos dados gerados pela SLC e parâmetros obtidos a partir destes dados. Dentro de cada bloco e entre parêntesis, o número médio de medições feito pelo instrumento durante um ciclo de varredura ( $2,5\text{ s}$ ).

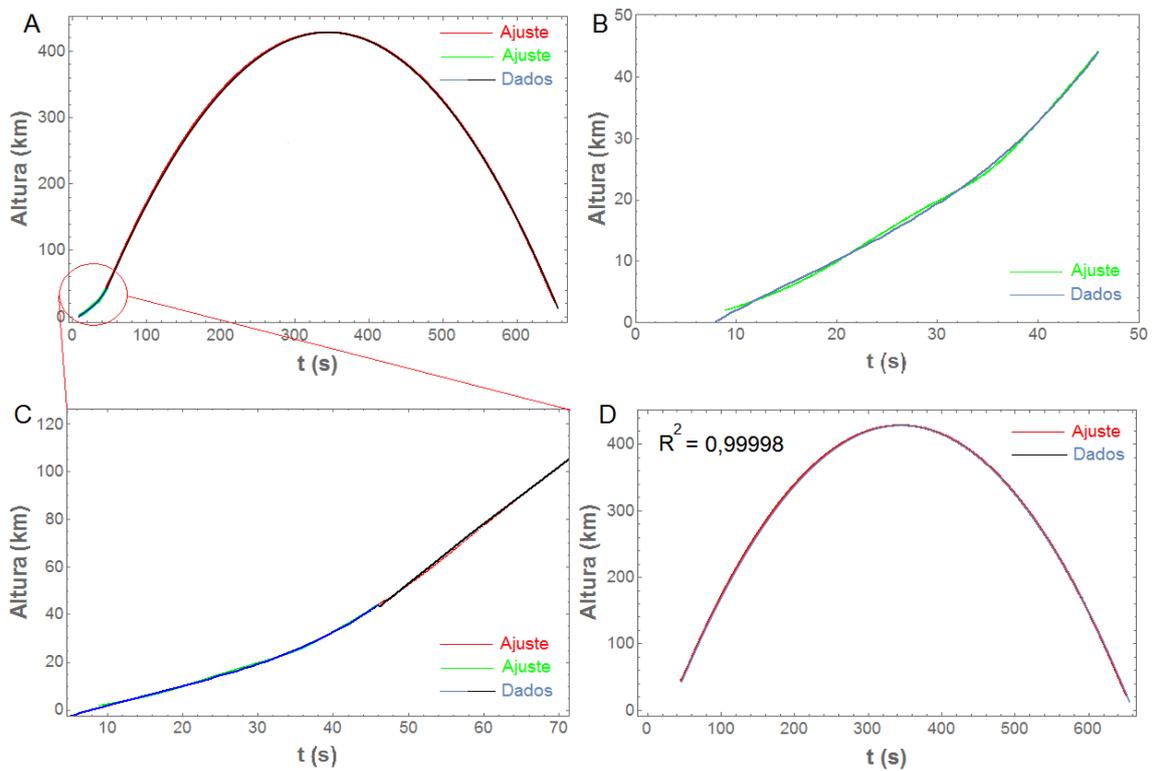


Fonte: Produção do próprio autor.

Os dados de corrente contínua e alternada, depois de serem decodificados, aparecem junto aos dados de tempo gerados no bloco ‘Controle’. Isto transforma os dados de corrente em séries temporais. O mesmo acontece com os dados de potencial gerado na sonda. Por outro lado, como pretende-se fazer um estudo da  $n_e$ , a  $T_e$  e as flutuações ao longo da trajetória do foguete, é preciso associar os tempos das séries temporais das correntes com as altitudes do foguete. Para isto, é feita uma interpolação, usando

o método dos mínimos quadrados, dos dados de trajetografia fornecidos pelos radares e que foram representadas na Figura 3.20. A equação obtida (3.4 aparece na próxima página), ajusta uma parte da trajetória balística do foguete com bastante exatidão. Os resultados dos ajustes feitos aos dados de altitude fornecidos pelos radares de trajetografia aparecem na Figura 3.34.

Figura 3.34 - Ajustes da trajetória com diferentes polinômios. Painel A: Ajustes sobre a trajetória durante todo o voo. Os dados de trajetografia fornecido pelos radares são representados em linha azul-preta. Os ajustes, em linha verde e vermelha. Painel B: Ajuste a um polinômio de ordem 3 dos dados durante os primeiros 46 s do voo. Painel C: Segmento da curva onde acontece a mudança de ajustes. Painel D: Ajuste a um polinômio de ordem 2 (parábola) dos dados entre os os 46,1 s até o final do voo.



Fonte: Produção do próprio autor.

A trajetória é ajustada com suficiente precisão ( $R^2 = 0,99998$ )<sup>6</sup> a uma parábola a

<sup>6</sup>O parâmetro  $R^2$ , chamado de coeficiente de determinação, varia entre 0 e 1, indicando o quanto o modelo consegue explicar os valores observados. Quanto maior o  $R^2$ , mais explicativo é o modelo, melhor ele se ajusta à amostra.

partir dos 46 s do voo. Isto acontece pois a balística do foguete ainda está sob o controle da propulsão dos motores; lembrando que o segundo estágio foi queimado 57 s após a decolagem. A partir deste momento o foguete entra em voo livre, seguindo uma trajetória muito similar a uma parábola.

Para os objetivos deste trabalho, o ajuste parabólico é válido, mesmo começando a partir dos 46,1 s de voo, pois o foguete tinha uma altitude  $\sim 44,1$  km e a nossa região de estudo começa acima dos 90 km.

A equação achada, para dependência da altitude (em km) com o tempo (em s), é:

$$h(t) = -0.00431897t^2 + 2.97874t - 8.24912 \quad (3.4)$$

Os valores de tensão aplicada à sonda e corrente recolhida por esta durante o regime de tensão constante aparecem juntos aos respectivos valores medidos durante o regime de varredura de tensão, sendo que eles precisam ser separados. A seguir o algoritmo de processamento dos dados (parte 1) usado nesta tese:

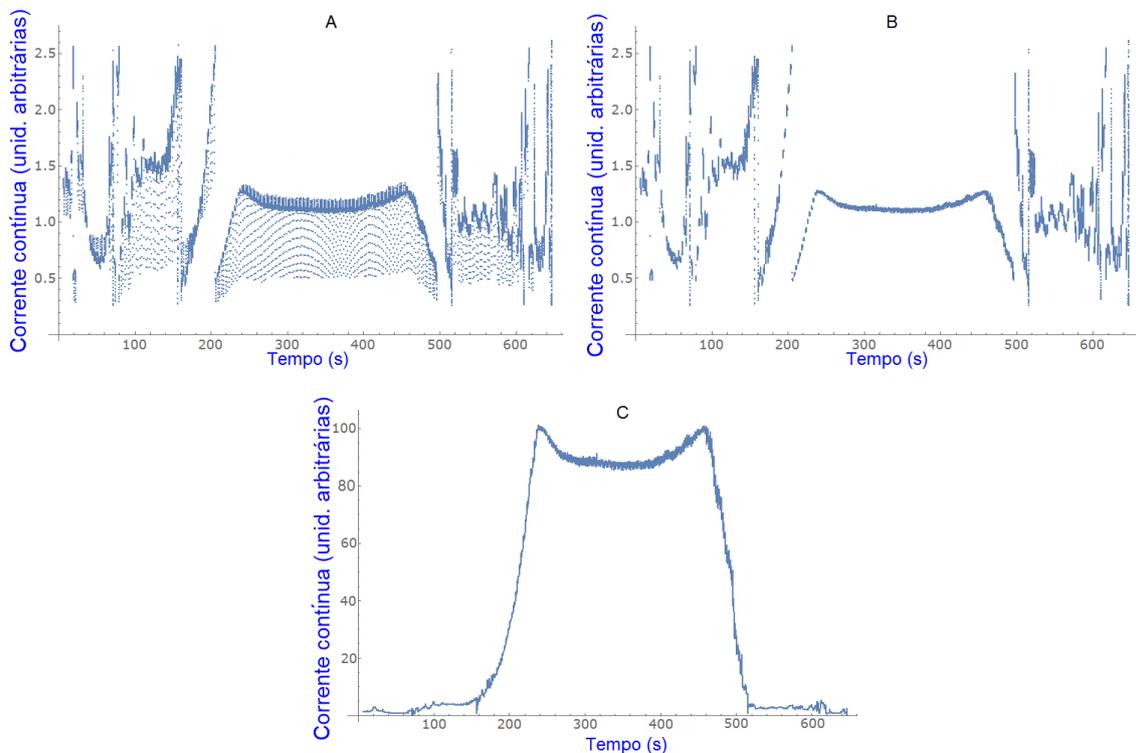
- Separar as séries temporais de tensão aplicada na sonda em regime de tensão constante e em regime de varredura de tensão em duas séries independentes: Série temporal dos potenciais aplicados à sonda no regime de Tensão constante (STc). Série temporal dos potenciais aplicados à sonda no regime de Varredura de tensão (SVt).
- Separar as séries temporais da corrente contínua recolhida pela sonda em regime de tensão constante e em regime de varredura de tensão em duas séries independentes: Série temporal da Corrente Contínua no regime de Tensão constante(SCCTc). Série temporal da Corrente Contínua no regime de Varredura de tensão (SCCVt).
- Na equação 3.4, substituir os valores de tempo que aparecem na série SCCTc e obter a série de alturas no regime de Tensão constante (hTc).
- Na equação 3.4, substituir os valores de tempo que aparecem na série SCCVt e obter a série de alturas no regime de de Varredura de tensão (hVt).
- Eliminar da série SCCTc (hTc) os valores de corrente medidos (altura calculados) durante o regime de calibração (linha vermelha-verde na Figura 3.32).
- Repetir o passo anterior com as séries, SCCVt e hVt.

- Aplicar os diferentes ganhos na série SCCTc e construir o perfil com a altura da corrente recolhida no regime de tensão constante.

O procedimento para corrigir a série SCCVt, requer duas etapas adicionais que serão explicadas na parte dedicada à estimativa da temperatura eletrônica (Seção 4.3). Por isso chamamos de ‘parte 1’ o algoritmo apresentado acima. Na Figura seguinte são mostrados os resultados deste algoritmo.

O perfil com a altitude da corrente contínua é construído usando os dados da série hTc e os valores da corrente da série SCCVt mostrados no painel C da Figura 3.35. O perfil com a altitude da  $n_e$  é obtido a partir do perfil da corrente contínua como explicado na Seção 4.2. Na Seção 5.1, será mostrado o tratamento dado à Série temporal da Corrente Alternada no regime de Tensão constante (SCATc)

Figura 3.35 - Implementação, nos dados de corrente contínua durante o regime de tensão constante (SCCTc), do algoritmo descrito acima. Painel A: Dados originais. Painel B: Dados após ser aplicado o antepenúltimo item do algoritmo. Painel C: Dados após ser aplicado o último item do algoritmo, ou seja dados corrigidos com os ganhos.



Fonte: Produção do próprio autor.



## 4 RESULTADOS E DISCUSSÃO I: PERFIL DE CONCENTRAÇÃO E TEMPERATURA ELETRÔNICA OBTIDOS A PARTIR DE MEDIDAS DE FOGUETE

Os resultados do processamento dos dados obtidos a partir da corrente medida pela SLC após eliminar as flutuações de alta frequência (Seção 3.2.2.2), isto é, a corrente contínua, são apresentados neste capítulo. Na Seção 4.1 serão mostrados os dados da corrente contínua no regime de tensão contante (SCCTc) e sua variação com a altitude após serem calibrados e processados conforme explicado na Seção 3.3.3. Na Seção 4.2, é explicado o procedimento de conversão do perfil com a altitude da corrente contínua ao perfil com altitude da  $n_e$  usando o ionograma obtido na hora do lançamento. As características deste perfil da  $n_e$  e das irregularidades detectadas nele são discutidas também nesta Seção. Na última Seção (4.3), são mostrados os dados da corrente contínua no regime de varredura de tensão (SCCVt). É descrito o algoritmo seguido na segunda etapa do processamento desta série assim como o procedimento para obter as curvas  $I-V$ . Finalmente discute-se o perfil com a altitude dos valores estimados da  $T_e$  na faixa onde foram detectadas as irregularidades.

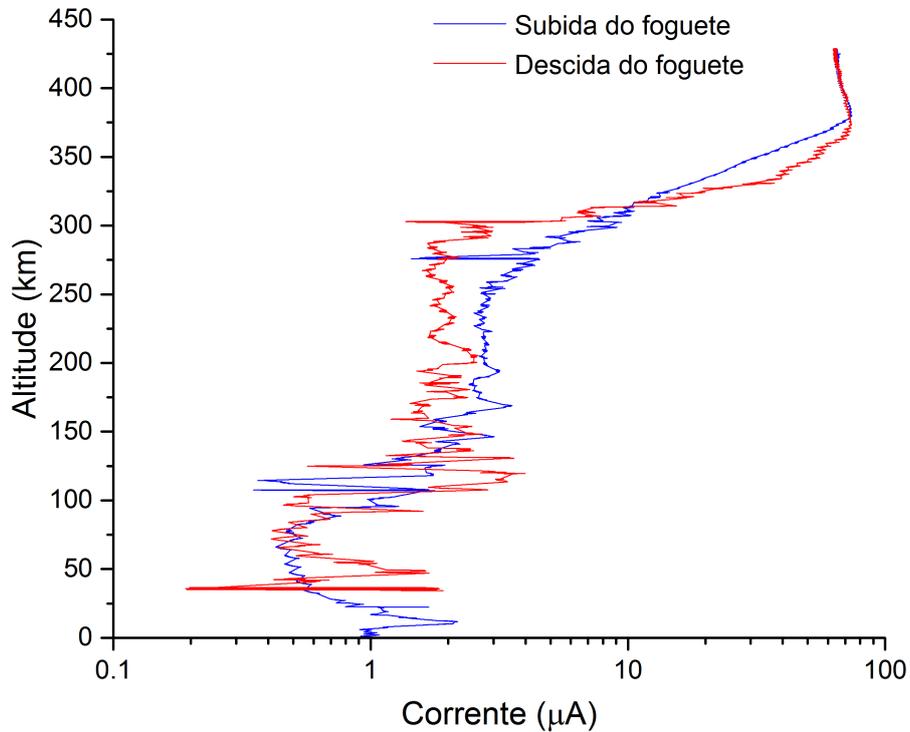
### 4.1 Perfil com a altura da corrente direta obtido a partir dos dados da sonda do Langmuir.

No painel C da Figura 3.35 aparecem os valores, sem calibrar, da corrente medida pela sonda ao longo do voo. A calibração destes valores é feita usando a expressão que aparece no interior da Figura 3.30. Uma vez obtido o valor da corrente contínua (CC) calibrada, os perfis de subida e descida são construídos a partir da primeira e segunda metade da série hTc respectivamente. Os perfis obtidos ao longo do voo são mostrados na Figura (4.1). Nesta representação, os valores da CC são representados numa escala logarítmica para facilitar a visualização das diferentes estruturas que aparecem no perfil.

É claramente distinguível que na faixa entre os 100 e os 320 km aproximadamente, aparecem irregularidades de diferentes escalas nos valores da corrente tanto na subida quanto na descida do foguete. Durante a subida e a descida do foguete são medidos máximos globais nos valores da corrente. Estes valores e as altitudes destes máximos são usados para obter o perfil da  $n_e$ .

Desta mesma Figura observa-se que entre os 60 e os 155 km aproximadamente, os perfis de subida e descida da CC são similares. Acima dos  $\sim 370$  km os perfis são bastante parecidos e isto é esperado, pois perto do apogeu do foguete as regiões medidas pela sonda ficam bem próximas.

Figura 4.1 - Perfil com a altitude da Corrente Contínua (CC) na subida (perfil na cor azul), e na descida do foguete (perfil na cor vermelha).



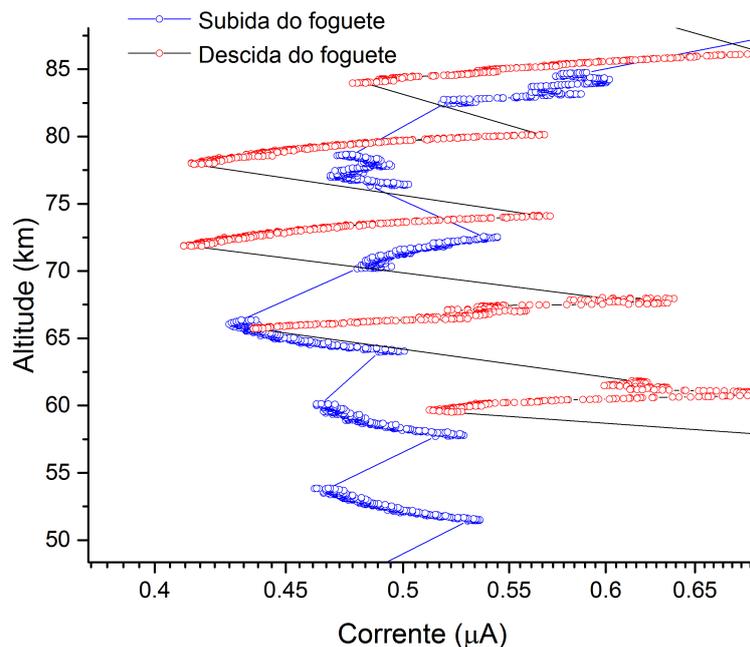
Fonte: Produção do próprio autor.

O mínimo global dos valores da CC é atingido entre os 65 e 77 km na região D (KELLEY, 2009, p. 10), conhecida por apresentar os mínimos valores de densidade eletrônica que, como exposto na próxima Seção, é proporcional a corrente medida pela sonda. Chama a atenção as medidas tomadas pela sonda na região D. O gráfico da Figura 4.2 mostra que conforme o foguete ganha (perde) altitude durante a subida (descida) os valores de corrente (representados por circunferências) diminuem dentro de cada ciclo de medição. Adicionalmente, os valores de corrente em cada início de ciclo são maiores que as correntes no final do ciclo precedente. Os ciclos de medição estão unidos por uma linha reta no gráfico da Figura 4.2, ou seja, neste intervalo de tempo (altitude) a sonda está no regime de varredura de tensão e não são medidos valores de CC na parte de saturação de elétrons na curva  $I - V$  (Figura 3.27). A diminuição da corrente com a subida/descida do foguete inverte-se a partir dos  $\sim 83$  km na subida e  $\sim 95$  km na descida. A causa desta diminuição está relacionada com a alta concentração de íons negativos presentes na região D. Durante a última parte do regime de varredura de tensão (ou seja o potencial fornecido à sonda maior do

que o potencial do plasma) prévio a cada ciclo de tensão constante mostrados na Figura 4.2, a sonda recolhe majoritariamente íons negativos que eventualmente a carregaram negativamente e a partir deste momento ela começara a repelir cargas negativas. Sendo mantida num potencial de 2,5 V no ciclo de tensão constante, a corrente devido aos poucos elétrons presentes nessas altitudes e nesse horário diminui devido à alta recombinação dissociativa e com os íons aglutinados (*clusters*) de vapor de água (ver Tabela em (KELLEY, 2009, p. 14)). É importante notar que não existem níveis apreciáveis de ionização abaixo dos 50 km, sendo este valor o limite inferior de altitude de utilidade das medidas feitas com sonda de Langmuir (H.S.S.SINHA, 2013).

Os dados da sonda na região D foram usados no trabalho de Haider et al. (2015) com o propósito de compará-los com os dados estimados de concentração eletrônica da região equatorial D em Marte sem tempestades de poeira.

Figura 4.2 - Detalhe da região onde é atingido o mínimo dos valores de perfil com a altitude da Corrente Contínua (CC).



Fonte: Produção do próprio autor.

## 4.2 Determinação do perfil com a altura da concentração de elétrons.

A partir dos perfis da CC mostrados na Seção anterior extraem-se os dados necessários para, junto com o ionograma registrado na hora do lançamento na estação ionosférica de São Luís, obter os perfis de subida e descida da  $n_e$ . Os valores máximos de correntes e as altitudes nas quais foram medidas são:

$$I_{SuMax} = 74,37 \mu\text{A} \text{ (corrente máxima medida na subida do foguete).}$$

$$I_{DeMax} = 73,99 \mu\text{A} \text{ (corrente máxima medida na descida do foguete).}$$

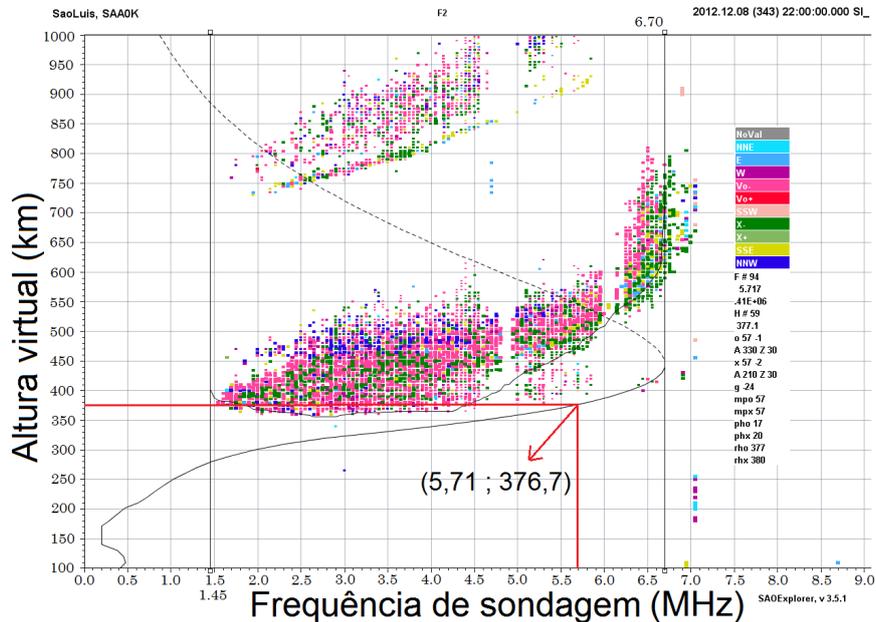
$$h_{SuMax} = 379,90 \text{ km (altura onde foi medida a corrente máxima durante a subida do foguete).}$$

$$h_{DeMax} = 373,49 \text{ km (altura onde foi medida a corrente máxima durante a descida do foguete).}$$

Na seguinte Figura (4.3) mostra-se o ionograma registrada pela Digissonda instalada na estação de São Luís às 22 : 00 UT (19 : 00 LT), no horário do lançamento do foguete no CLA, 35 km ao norte. A redução do ionograma torna-se fundamental na hora de obter o perfil vertical da densidade eletrônica com a altura real. Este perfil é mostrado na curva superposta ao ionograma da Figura 4.3. A redução do ionograma foi feita conforme a metodologia explicada na Seção 3.3. O perfil obtido a partir da redução do ionograma mostra, diferentemente dos ecos registrados pela Digissonda, a relação entre a altura real e a frequência de sondagem. Como a altitude da corrente máxima registrada pela sonda durante a subida foi diferente daquela medida durante a descida, a média destas duas alturas foi usada neste ionograma.

Para uma altura média  $h_{MeMax} = 376,7 \text{ km}$  o perfil obtido a partir da redução do ionograma mostrado na Figura 4.3 indica uma frequência  $f = 5,71 \text{ MHz}$ . Usando a expressão 3.1 do Capítulo anterior obtemos que a  $n_e$  que corresponde à corrente máxima detectada pela SLC é  $n_{eMax} \approx 4,04 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ . Finalmente usando o fato que a corrente contínua registrada pela sonda é proporcional a densidade numérica dos elétrons ( $I_{SuMax/DeMax} = Cte_{SuMax/DeMax} \cdot n_{eMax}$ ) pode ser encontrada a constante de proporcionalidade para a subida ( $Cte_{SuMax}$ ) e a descida ( $Cte_{DeMax}$ ) do foguete. Os perfil com a altitude da  $n_e$  durante a subida (descida) do foguete é o resultado da multiplicação do perfil de subida (descida) da corrente mostrado na Figura 4.1 pelo valor da constante  $Cte_{SuMax}$  ( $Cte_{DeMax}$ ).

Figura 4.3 - Ionograma registrado pela Digissonda instalada em São Luís, 35 km ao sul do CLA, no mesmo horário do lançamento do foguete (19 : 00 LT). O ponto destacado na figura foi usado para obter os valores da  $n_e$  a partir dos valores medidos da CC.

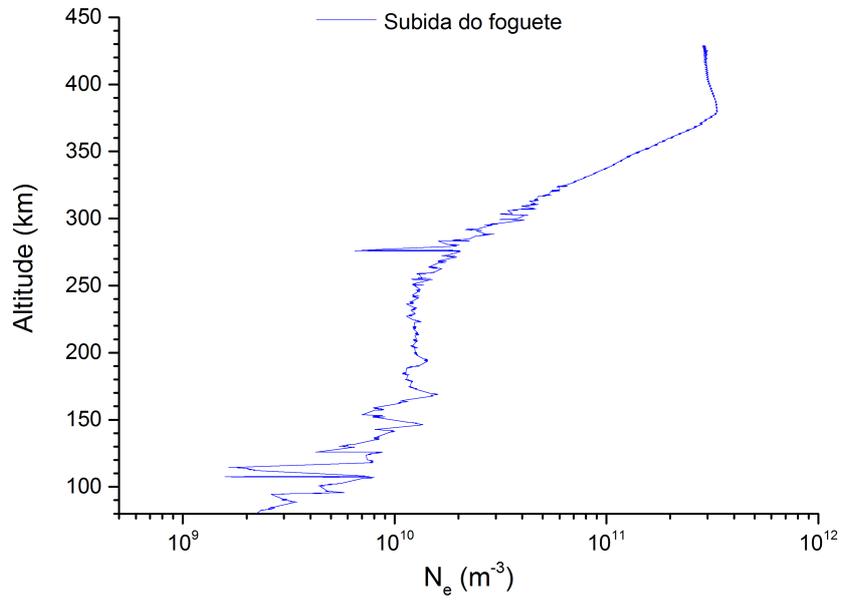


Fonte: Produção do próprio autor.

Os resultados a partir dos 80 km são mostrados nas Figuras 4.4 e 4.5. A partir destes resultados são levantadas 5 questões que serão analisadas na próxima Seção:

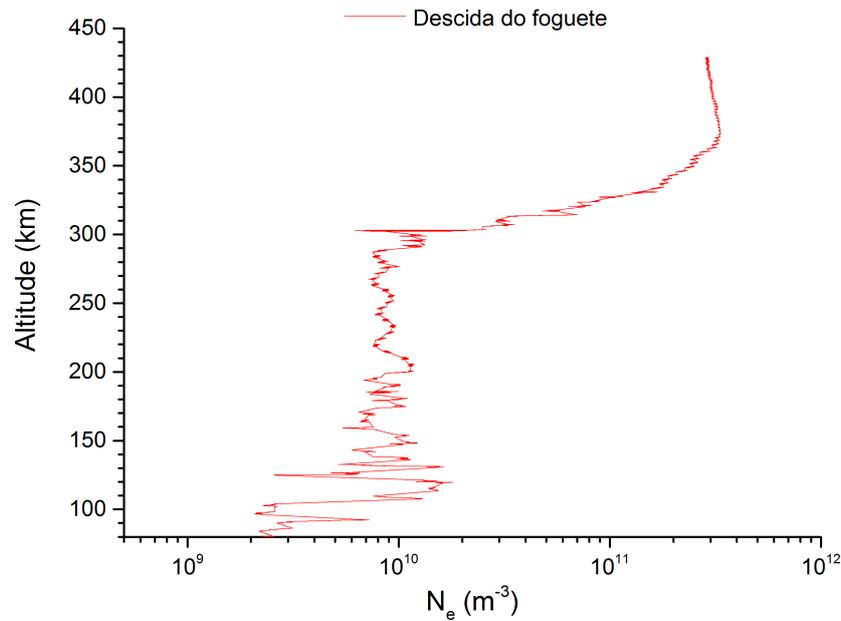
- 1) Irregularidades na densidade eletrônica foram detectadas na subida e descida do foguete na região do vale entre as camadas E e F. (120 – 320 km).
- 2) Não foram detectadas bolhas.
- 3) As irregularidades detectadas nos perfis não aparecem no ionograma.
- 4) O máximo valor do perfil da  $n_e$  obtido com a SLC foi medido em uma altitude média de 376,7 km. Enquanto o máximo valor no perfil da  $n_e$  obtido pela redução do ionograma foi obtido em uma altitude de 443,1 km.
- 5) Na descida do foguete são visíveis irregularidades distribuídas quase periodicamente com a altura (entre 280 e 200 km). Até onde tem sido pesquisado é a primeira vez que são detectadas tais estruturas com medidas a bordo do foguete.

Figura 4.4 - Perfis com a altitude da densidade numérica dos elétrons ( $n_e$ ) durante a subida do foguete.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 4.5 - Perfis com a altitude da densidade numérica dos elétrons ( $n_e$ ) durante a descida do foguete.



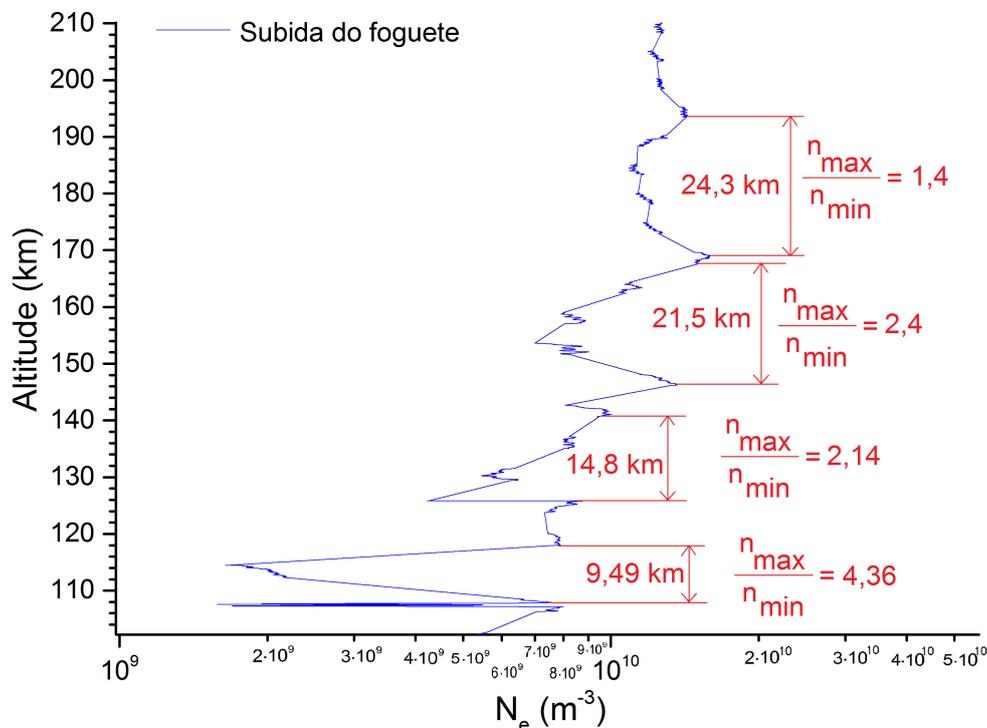
Fonte: Produção do próprio autor.

#### 4.2.1 Análise e discussão dos perfis com a altura da concentração de elétrons.

1) Irregularidades na densidade eletrônica foram detectadas na subida e descida do foguete na região do vale entre as camadas E e F. (120 – 320 km).

No perfil com a altitude da  $n_e$  durante a subida do foguete são observadas quatro depleções nos valores da densidade numérica de elétrons entre os 112 e até os 190 km. Conforme aumenta a altitude, as irregularidades aumentam de escala e diminuem o nível de depleção<sup>1</sup> (excepto a irregularidade localizada em torno dos 155 km da altitude, pois o nível de depleção é maior daquela que aparece imediatamente abaixo) das mesmas como mostrado na Figura 4.6. Este comportamento é inédito, não sendo notado em outros perfis da  $n_e$  obtidos a partir de medições *in-situ* feitas no Brasil (SOBRAL, 1997; MURALIKRISHNA; ABDU, 2006).

Figura 4.6 - Perfis com a altitude da  $n_e$  durante a subida do foguete entre os 112 e até os 190 km. As escalas e o nível da depleção das estruturas irregulares são destacadas em vermelho.



Fonte: Produção do próprio autor.

<sup>1</sup>Razão entre o máximo valor da  $n_e$  medido fora da irregularidade e o mínimo valor da  $n_e$  no interior da irregularidade

A rápida flutuação ao redor dos 107 km, pode ser devida a alguma irregularidade de tipo I dentro do eletrojato que geralmente são detectadas só nesta faixa de altitudes (FEJER; KELLEY, 1980). Porém, as quatro irregularidades mostradas na Figura 4.6 têm escalas maiores e em direções verticais diferentes das irregularidades presentes no eletrojato. Adicionalmente, a partir do ionograma mostrado na Figura 4.3, pode-se notar que não aparece nenhuma camada de ionização esporádica que possa explicar algumas das estruturas detectadas pela sonda.

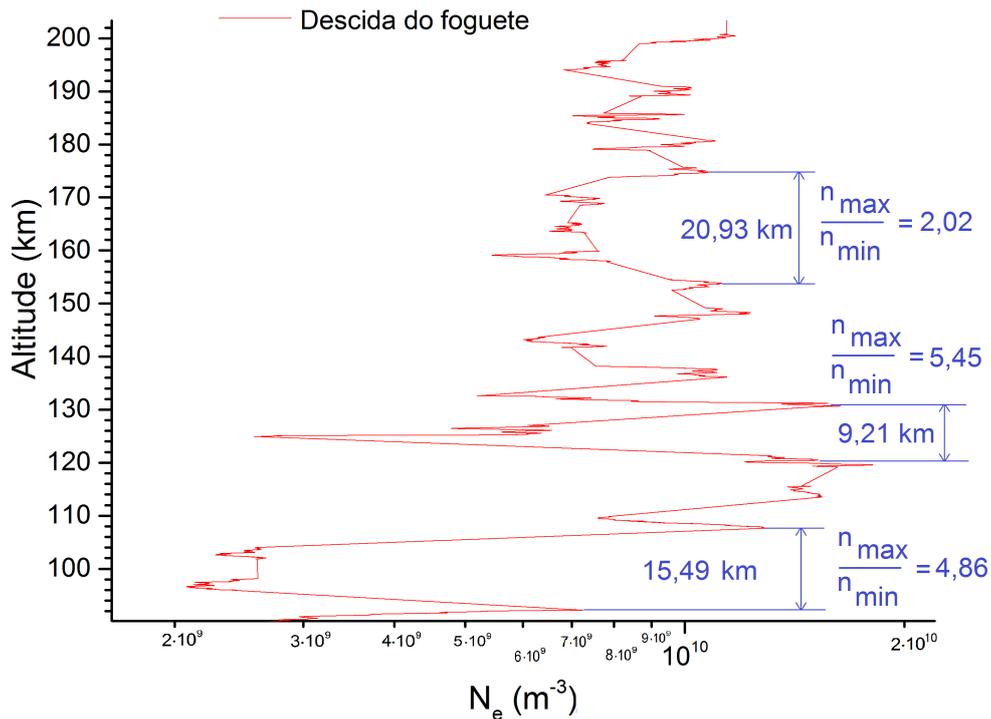
Entre os 193 km e até os 259 km (Figura 4.4) os valores da  $n_e$  não manifestaram uma mudança apreciável, se mantendo na faixa entre os  $1,2 \cdot 10^{10}$  e os  $1,4 \cdot 10^{10} m^{-3}$ . A partir dos 259 km o perfil mostra um mesmo gradiente positivo até os 379,9 km onde é detectado o máximo valor da densidade eletrônica. O aumento constante e regular da  $n_e$  com a altitude é interrompido por uma pronunciada flutuação entre os 275,6 e os 276,5 km e uma pequena depleção em 291 km. Este gradiente tem similaridades com o perfil da  $n_e$  acima dos 300 km representado na Figura 4.3 e obtido a partir da inversão do ionograma registrado na hora do lançamento pela Diggisonda em São Luís, ou seja, a partir dos 300 km o perfil medido pela sonda representa a base da camada F. Tanto no perfil de subida quanto no de descida, não foi observado o “vale” típico nos valores da  $n_e$  detectado em outros experimentos entre os 130 e 200 km (MURALIKRISHNA; ABDU, 2006) mas, nesse mesmo trabalho, são reportados perfis que não evidenciaram essa característica.

O perfil de descida do foguete (Figura 4.5) apresenta uma estrutura mais irregular em quase toda a faixa de altitude abarcando a região E, o vale desta região e a parte inferior da região F. A partir da Figura 4.7 nota-se uma sequência contínua de flutuações nos valores da  $n_e$  entre os 90 e os 200 km. Destacamos nessa mesma Figura as escalas e níveis de depleção das flutuações com maior nível de depleção e as de menor (9, 21 km) e maior (20, 93 km) escala. Pode ser notado que dentro das depleções aparecem outras flutuações com escalas menores, fato que não é notado nas irregularidades detectadas durante a subida. Uma outra diferença entre os perfis de subida e descida nesta faixa de altitude é que não existe uma correlação entre a altitude do perfil e as escalas e níveis de depleção das irregularidades na descida; mas convém notar que o comportamento que mostra o perfil de subida é algo incomum.

A partir dos 302 km o perfil de descida manifestou um gradiente aumentando com a altura (Figura 4.5) nos valores da densidade eletrônica, porém este gradiente é maior quando comparado com o perfil de subida e inclusive evidencia um elevado gradiente entre 313 e 314,29 km praticamente se duplicando o valor da densidade (de  $3,35 \cdot 10^{10}$  para  $6,93 \cdot 10^{10} m^{-3}$ ) em pouco mais de um quilômetro de altitude. Na descida foi detectada uma forte flutuação entre os 302 – 303 km similar àquela

detectada na subida em menor altitude 275,6 – 276,5 e já mencionada no texto. Neste caso, o interessante é que a escala na qual acontece estas duas flutuações são muito similares ( $\sim 1$  km). O foguete pode ter interceptado uma fina camada irregular tipo *bottom-type* como a mostrada na Figura 3.13 (painel superior etiqueta B) pois, as irregularidades detectadas pela sonda coincidem com as altitudes nas quais são frequentemente detectadas as estruturas *bottom-type* (HYSELL, 2000), isto é, na base da camada F. Embora elas apresentem uma maior espessura, como a medição no regime de tensão constante é interrompida durante 1,5 s pelo outro ciclo e nesse tempo o foguete continua acendendo/descendendo, no momento de voltar a medir no regime de tensão constante (região de saturação na curva  $I-V$ ) o foguete pode ter saído da estrutura irregular tipo *bottom-type*.

Figura 4.7 - Perfis com a altitude da  $n_e$  durante a descida do foguete entre os 90 e até os 202 km. As escalas e o grau da depleção das estruturas irregulares são destacadas em azul.



Fonte: Produção do próprio autor.

## 2) Não foram detectadas bolhas.

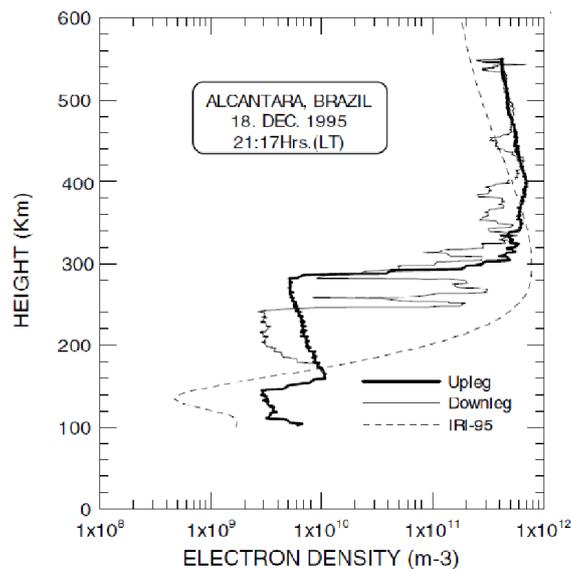
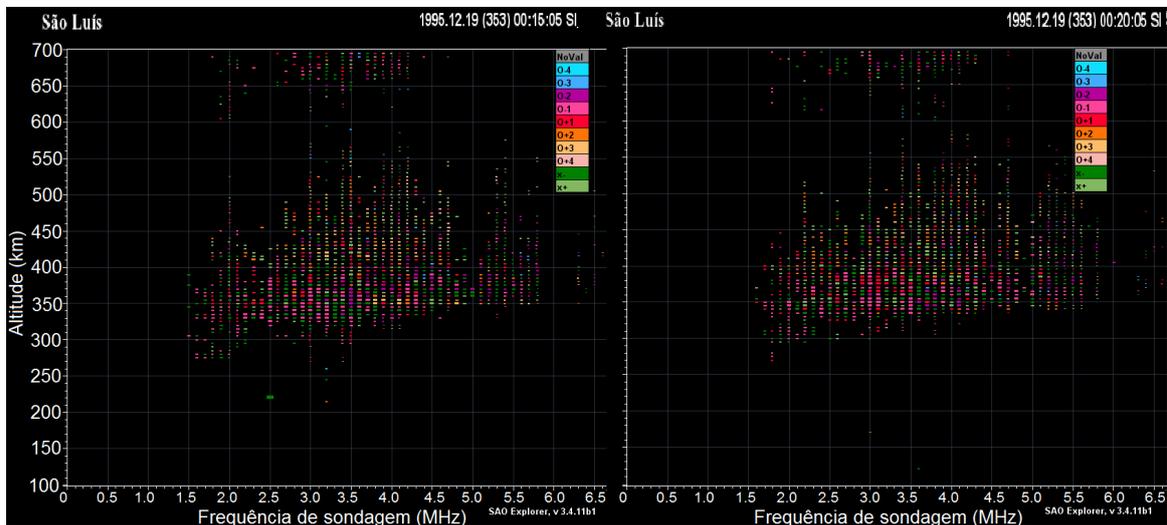
Segundo o ionograma obtido pela Digissonda instalada em São Luís, a base da camada F, na hora do lançamento, localizou-se  $\sim 300$  km. As bolhas de plasma, quando

detectadas por medições feitas com instrumentos a bordo de foguetes, mostram-se como depleções acentuadas no perfil com a altitude dos valores da  $n_e$  acima da base da camada F (RINO et al., 1981; KELLEY et al., 1982; MURALIKRISHNA; ABDU, 2006). Das Figuras 4.4 e 4.5, pode ser notado que a SLC não detectou este tipo de depleções. Como pode ser constatado a partir da Figura 3.4, a característica *spread F* está presente nos ionogramas na hora do lançamento e em horários posteriores ao mesmo; porém as irregularidades que provocaram este espalhamento nos ionogramas não são detectadas pelos instrumentos no foguete. Este fato já aconteceu em um outro lançamento de Alcântara e, neste caso, também ionogramas registrados em São Luís foram usados para decidir lançar o foguete em condições ideais de geração e evolução de bolhas de plasma. Na Figura 4.8 mostra que o espalhamento dos ecos em todas as frequências de sondagem usadas aparece ao longo da altitude (*range spread F*) antes e durante o voo do foguete. Porém, no perfil de subida (linha de maior espessura no painel inferior dessa Figura) é observada só uma pequena depleção entre os 310 e os 320 km. As bolhas são detectadas só durante a descida do foguete junto com outras irregularidades de menor escala e com maior nível de depleção.

No caso do voo analisado nesta tese, o veículo não encontrou em toda a sua trajetória nenhuma bolha, o que não significa que não existiram, pois dados das Digissondas instaladas em São Luís e Fortaleza e dados do imageador instalado em São João do Cariri (todos eles mostrados no Capítulo 3) confirmam a presença, na hora do lançamento do foguete, de estruturas irregulares de grande escala na região equatorial do território brasileiro pela qual instrumentos a bordo do foguete lançado desde o CLA fizeram medidas *in situ*.

Adicionalmente, dados do satélite C/NOFS (Seção 3.2.1) confirmam que na noite no lançamento, a região F foi muito ativa com respeito à formação de estruturas irregulares (Figura 3.17).

Figura 4.8 - Ionogramas registrados em São Luís durante o lançamento de um foguete Sonda III desde o CLA no dia 18 – 12 – 1995, às 21 : 17 LT. O ionograma do painel esquerdo foi registrado às 00 : 15 UT (21 : 15 LT). O ionograma do painel direito foi registrado às 00 : 20 UT (21 : 20 LT).



Fonte: Painel inferior Muralikrishna e Abdu (2006).

### 3) As irregularidades detectadas nos perfis não aparecem no ionograma.

A partir do ionograma mostrado na Figura 4.3 pode ser observado que os sinais retro espalhados pela Digisonda em São Luís na faixa de altura real entre 100 e 300 km, devem corresponder a frequências de sondagem inferiores aos 2 MHz. Isto pode-se comprovar a partir do perfil de concentração eletrônica feito pelo programa *SAO Explorer* que representa a altura real e não a altura virtual do ionograma.

O equipamento não detectou nenhum sinal retro espalhado abaixo de 1,5 Mhz durante toda a noite (Figura 3.4) e a mesma situação foi observada em Fortaleza (Figura 3.6). Provavelmente as Digissondas DPS-4 que estão instalada em ambas estações de sondagem foram programadas para fazer a varredura de frequência a partir de 1,5 MHz. No entanto, Woodman (2009) comenta que as irregularidades detectadas na região inferior da camada F (irregularidades tipo *bottom-type*) e na região do vale entre as camadas E e F por medidas feitas com radar VHF não produzem nenhum espalhamento significativo nos ionogramas nem cintilação nos sinais de satélites. Os baixos níveis de depleção das irregularidades aqui descritas podem ser, também, uma causa provável do não aparecimento de algum tipo de espalhamento nos ionogramas.

**4) O máximo valor do perfil da  $n_e$  obtido com a SLC foi medido em uma altura média de 376,7 km. Enquanto o máximo valor da  $n_e$  obtido a partir da redução do ionograma foi estimado em torno aos 443,1 km.**

Esta diferença ( $\sim 66$  km) entre as altitudes onde são atingidos os máximos na densidade numérica obtidos a partir de dois instrumentos diferentes levanta três possíveis explicações que serão discutidas a seguir.

A primeira possibilidade é que o foguete não atingiu o pico da camada F e, pelo movimento mais horizontal do foguete perto do apogeu, a SLC detectou um máximo aparente. Uma argumentação sobre esta alternativa precisa dos dados da trajetória do foguete, pois é preciso comparar a distância percorrida por ele entre os pontos onde foram medidos os valores máximos durante a subida e descida, na direção horizontal e no eixo vertical e, posteriormente, compará-los. Estes dados, como descrito na Seção 3.2.2 foram fornecidos pelos radares de trajetografia. Os dados da altitude, latitude e longitude do foguete foram medidos a cada 0,1 s e representados na Figura 3.20. Com um ajuste a um polinômio de segunda ordem destes valores, foi obtida a relação entre a altitude atingida pelo foguete e o tempo de voo do mesmo (Equação 3.4). Nesta ocasião, é preciso achar a relação funcional entre a altitude e o alcance horizontal do foguete.

Como explicado na Seção 3.3.3, a partir dos 46,1 s de voo, o movimento do veículo pode ser considerado parabólico sem atrito<sup>2</sup> e por isso decomposto em um movimento retilíneo uniformemente acelerado (retardado) durante a descida (subida) no eixo vertical e um movimento retilíneo uniforme (sem aceleração) no eixo horizontal. Eliminando a variável temporal das equações para a altitude (eixo vertical:

---

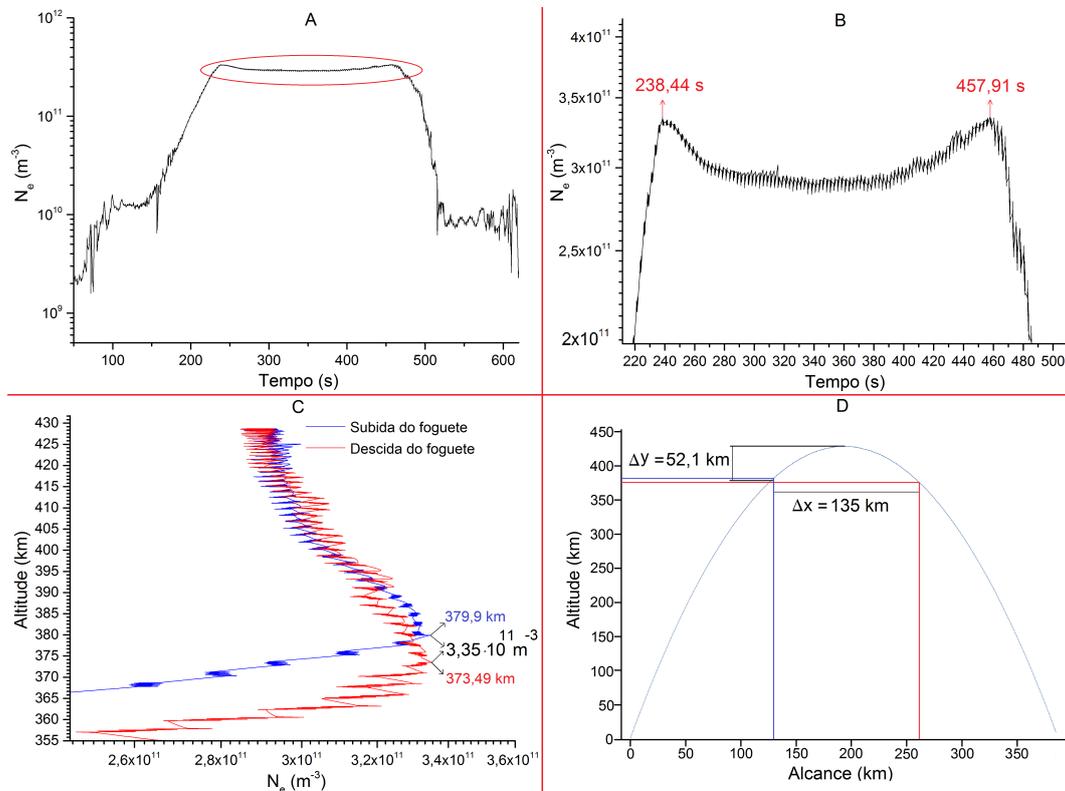
<sup>2</sup>O projeto do veículo, incluindo a sonda de Lagmuir em forma de cone, foi concebido para minimizar o atrito, por isso pode ser desconsiderado neste análise

$h(t) = a + bt + ct^2$ ) e o alcance (eixo horizontal:  $x(t) = d + et$ ) é obtida a relação entre a altitude e o alcance, isto é, a equação da trajetória do foguete que tem a forma:  $h(x) = A + Bx + Cx^2$ ; em que  $A = a - \frac{bd}{e} + c(\frac{d}{e})^2$ ,  $B = \frac{b}{e} - \frac{2cd}{e^2}$  e  $C = \frac{c}{e^2}$ . Os coeficientes  $a$ ,  $b$  e  $c$  determinam-se por um ajuste a um polinômio de segunda ordem dos dados da trajetória do foguete, mas agora com o referencial deslocado até a altitude e o tempo a partir do qual foi considerado o movimento parabólico. O tempo e a coordenada vertical agora são:  $t' = t - 46,1$  em s,  $h' = h - 43,3$  em km. Os valores dos parâmetros  $b$  e  $c$  são aproximadamente iguais aos coeficientes correspondentes da Equação 3.4; o parâmetro  $a$ , como esperado, é próximo ao zero. Como o referencial foi deslocado, a posição inicial no eixo horizontal, passa a ser zero ( $d = 0$ ). O parâmetro  $e$ , representa a velocidade horizontal que, sendo constante, é calculada como a distância percorrida na horizontal entre os 46,1 s até o final do voo dividida pelo tempo transcorrido (651,52 - 46,1 em s).

A forma da equação da trajetória obtida e representada no painel D da Figura 4.9 é:

$$h(x) = -0,01142(x - 9,77)^2 + 4,196(x - 9,77) + 43,31 \quad (4.1)$$

Figura 4.9 - Procedimento para determinar o alcance entre os máximos da  $n_e$  e a altitude do foguete entre estes máximos e o apogeu.



Fonte: Produção do próprio autor.

O procedimento para determinar o alcance do foguete entre os máximos da  $n_e$  detectados pela SLC e a diferença entre o apogeu e a altitude destes máximos é descrito graficamente na Figura 4.9. No painel A dessa Figura é mostrado a série temporal completa (subida e descida) dos valores medidos da  $n_e$ . A ampliação da parte desta série que vai ser analisada é destacada dentro da elipse vermelha, a qual é mostrada no painel B. Nesse painel, aparecem os valores de tempo nos quais a sonda registrou os máximos valores da  $n_e$  durante a subida (238,44 s) e descida (457,91 s). Os tempos são substituídos na Equação 3.4, se obtendo as altitudes nas quais a sonda registrou os máximos valores da  $n_e$  durante a subida (379,9 km) e descida (373,9 km) e representadas no painel C junto com uma ampliação da parte do máximo do perfil com a altitude da densidade de elétrons na subida e descida. Finalmente, estas altitudes são colocadas na Equação 4.1 para encontrar os valores correspondente dos alcances do foguete durante a subida e descida do mesmo. A diferença destes últimos valores (135 km), junto com diferença entre o apogeu e a altitude dos máximos da  $n_e$  (52,1 km) são mostradas no painel D da Figura 4.9.

Como pode-se comprovar, o foguete desloca-se entre o máximo da densidade de elétrons e o apogeu 52 km na direção vertical e 67,5 km na horizontal, ou seja,  $\sim 15$  km a mais na direção horizontal. Esta escala não é suficientemente grande para justificar que a sonda tenha detectado um máximo tão pronunciado tanto na subida quanto na descida no seu movimento horizontal.

Outra situação que pode ter acontecido é que o foguete encontrou uma região de adensamento associada à bolha. Simulações numéricas (OSSAKOW et al., 1979; OSSAKOW, 1981) têm mostrado que estas regiões localizam-se, de forma aproximada, simetricamente em torno à bolha e numa altitude menor. Porém entre cada adensamento aparece uma região de depleção a qual tem uma extensão horizontal que depende do estágio de desenvolvimento da bolha.

Nas simulações numéricas apresentadas neste trabalho (Seção 6.2) é possível observar que, em uma etapa inicial do desenvolvimento da bolha, a distância horizontal entre regiões com maior concentração de elétrons atinge valores  $\sim 130$  km (painel inferior esquerdo da Figura 6.16), ou seja, bastante parecido à distância mostrada no painel D da Figura 4.9. No entanto, as regiões com depleção dentro da bolha fica a uma altitude  $\sim 60$  km (painel inferior esquerdo da Figura 6.16) acima da linha imaginária na horizontal que uniria os adensamentos, e esta diferença de altitudes, é também comparável com aquela que aparece entre os máximos nos valores da  $n_e$  e o apogeu. Mas, como aprecia-se no painel B da Figura 4.9, não são detectadas qualquer irregularidade na  $n_e$ . Seria pouco provável que o foguete não tivesse intersectado ao menos uma estrutura irregular de menor escala na sua trajetória. Conforme a bolha desenvolve-se (painel inferior direito da Figura 6.16), a região entre os adensamentos desenvolvidos e associados a bolha, estreita-se e, entre estes adensamentos, aparecem mais estruturas irregulares o qual difere do cenário mostrado nos painéis B e C da Figura 4.9.

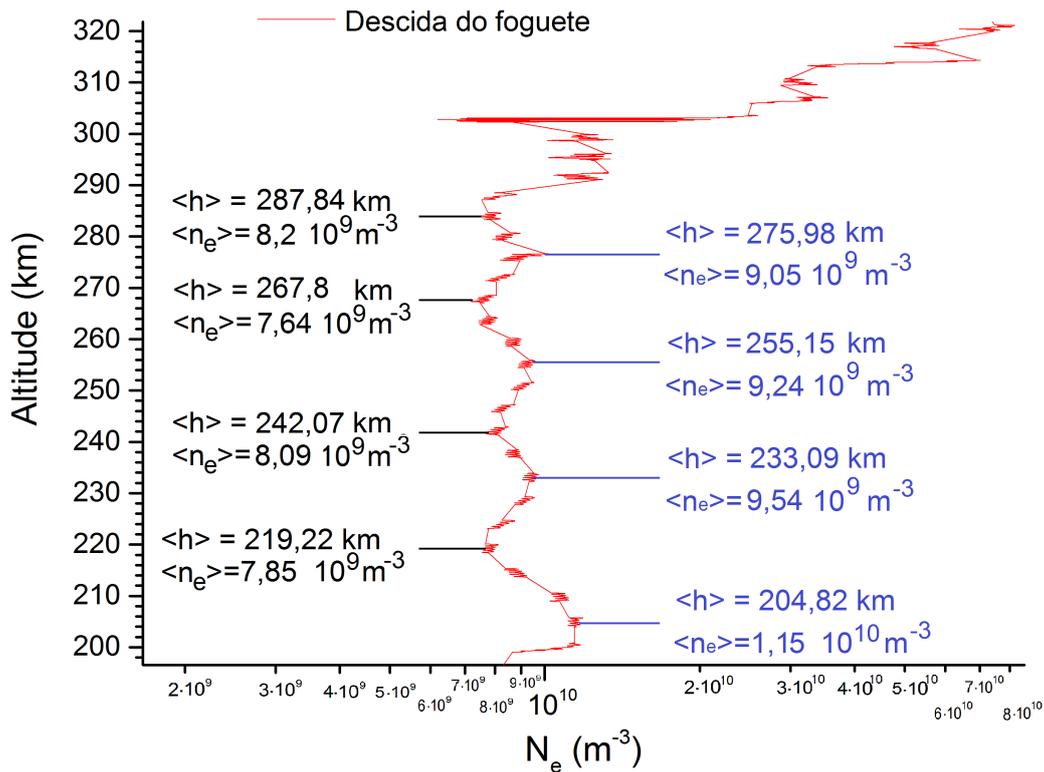
A terceira alternativa pode ter sido que a ionosfera sondada pela Digissonda em São Luís teve um máximo da camada F a uma altitude diferente daquela medida pelo foguete. A redução do ionograma mostrado na Figura 4.3 leva em conta preferencialmente os ecos refletidos verticalmente pela ionosfera que está sendo sondada (ecos na cor vermelha nessa Figura). Isto significa que o máximo na densidade numérica dos elétrons estimado a partir da redução do ionograma representa a situação física verticalmente acima da antena emissora instalada em São Luís. O foguete detecta as três alternativas discutidas acima, o autor desta tese, está mais inclinado a acreditar na terceira opção.

## 5) Na descida do foguete são visíveis irregularidades distribuídas quase

periodicamente com a altura (entre 290 e 200 km). Até onde tem sido pesquisado é a primeira vez que são detectadas tais estruturas com medidas ao bordo do foguete.

A parte mais interessante de todo o perfil (subida e descida), e deixada para o final nesta parte da discussão, é mostrada na Figura 4.10. Entre os 200 e 290 km aparecem pequenas depleções e adensamentos na densidade numérica dos elétrons distribuídas alternadamente de forma quase-periódica. Como pode ser constatado nessa Figura a separação entre as altitudes dos mínimos valores da  $n_e$  são, em ordem ascendente das altitudes, 22, 85; 25, 73 e 20, 04, km. Para o caso dos máximos as separações são 28, 27; 22, 06 e 20, 83 km.

Figura 4.10 - Perfis com a altitude da  $n_e$  durante a descida do foguete entre os 320 e até os 198 km. As altitudes e  $n_e$  médias das depleções e adensamentos das estruturas irregulares são destacadas em preto e azul respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Os valores médios das  $n_e$  máximas e mínimas destas estruturas quase-periódicas não evidenciam uma diminuição ou aumento acentuado com a altitude. A razão

entre o máximo e o correspondente mínimo (aquele que fica imediatamente acima do máximo, ou seja o nível de depleção) foram, em ordem ascendente da altitude: 1, 46; 1, 18; 1, 20; e 1, 1 respetivamente. O anterior demonstra que não manifestou-se nenhum processo de amortecimento ou crescimento das escalas nem dos níveis de depleções das irregularidades ao longo dos quase 90 km atingidos por este inédito comportamento quase-periódico. Até onde abrange a pesquisa da literatura consultada, um comportamento como o mostrado na Figura 4.10 não tem sido detectado por nenhum experimento usando cargas úteis a bordo do foguete.

Uma possível modulação nos dados obtidos pela sonda devido à trajetória do foguete poderia ter sido registrado pelos dados obtidos com o magnetômetro que voou no mesmo veículo. Porém, como mostrado na Seção 3.2.2.1, não existem evidências de qualquer mudança na rotação ou precessão do foguete que apoiem esta hipóteses.

A origem geofísica mas óbvia que poderia explicar o comportamento mostrado na Figura 4.10 estaria relacionada a um processo ondulatório. Ondas de gravidade, sendo fenômenos ondulatórios do ar neutro, podem afetar as componentes carregadas mediante as colisões com as espécies neutras, mas, os elétrons e íons estão magnetizados (são forçados a se mover ao longo do campo magnético devido a que a giro-frequência deles ser muito maior que a frequência de colisões deles com as espécies neutras) acima dos  $\sim 80$  km e,  $\sim 200$  km respectivamente. Por esta razão, dificilmente uma onda de gravidade acima dos 200 km poderia produzir estruturas como as detectadas pela sonda de Langmuir na descida do foguete, sendo que tanto íons quanto elétrons apresentam uma difusão muito rápida ao longo das linhas do campo  $\vec{B}$  (KELLEY, 2009, p. 281) e (HARGREAVES, 1992, p. 305).

Ondas do tipo eletromagnético, que afetam diretamente os componentes ionizados, poderiam ter relação com as estruturas aqui mostradas. Ondas de deriva têm um papel importante na geração de irregularidades de escala inferiores àquelas geradas devido a instabilidade Rayleigh-Taylor e na ordem de centenas de metros (FEJER; KELLEY, 1980; LABELLE et al., 1986), ou seja, inferior as escalas das irregularidades aqui detectadas.

Levando em conta o baixo nível de depleção, a faixa de altitude, a proximidade ao equador geomagnético e a notável periodicidade das irregularidades detectadas durante a descida do foguete, o cenário que melhor concilia-se com as observações analisadas nesta tese é aquele descrito por Woodman e Chau (2001), já comentado na Seção 2.3.2. A hipótese principal deste trabalho é que o foguete encontrou, ao longo do voo, Ecos Quase-periódicos Equatoriais (EQE) como os descritos por Woodman e Chau (2001). O Capítulo 6 é dedicado inteiramente a demonstrar a mesma.

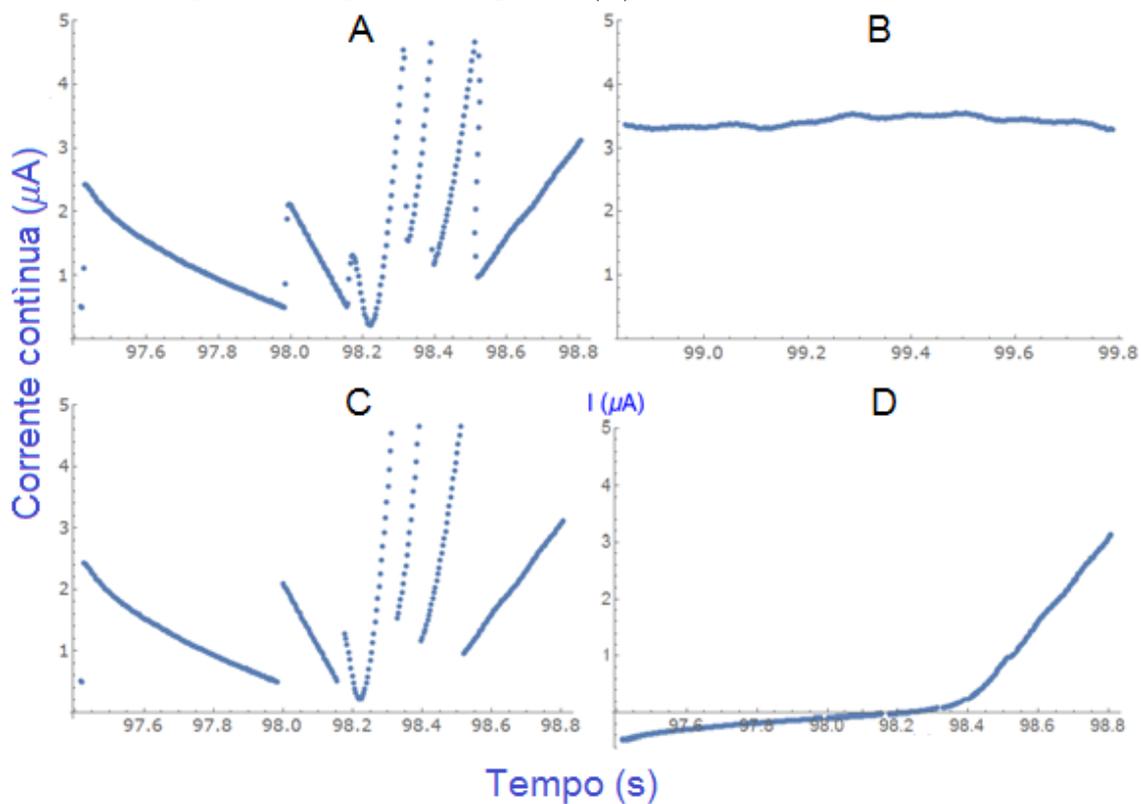
### 4.3 Perfil com a altura da temperatura eletrônica.

Na presente Seção serão analisados os dados de corrente contínua obtidos durante o regime de varredura de tensão. A série SCCVt precisa de um procedimento adicional àquele apresentado na Seção 3.3.3 para retirar pontos espúrios que aparecem durante a varredura produto da correção automática com os ganhos. No seguinte algoritmo (parte 2) é explicado este procedimento:

Algoritmo de processamento dos dados da série SCCVt (parte 2).

- Utilizar os ganhos aplicados na série SCCTc sobre a série SCCVt de maneira que exista uma continuidade entre os valores medidos no final do ciclo de varredura de tensão (Figura 4.11 painel A) e no começo do ciclo seguinte ou regime de tensão constante (Figura 4.11 painel B).
- Eliminar da série SCCVt e SVt os valores espúrios de corrente medidas e voltagem aplicados respectivamente durante os pulos que aparecem pela correção automática devido ao ganho durante o ciclo de medição no regime de varredura de tensão (Figura 4.11 painel A e C)
- Deixar contínua a curva de corrente aplicando os ganhos necessários e posteriormente multiplicar por  $-1$  os valores de corrente medidos desde o começo do ciclo até o valor mínimo de corrente medido (Figura 4.11 painel C e D). Estes valores de corrente correspondem à corrente dos íons e, por definição, eles são negativos

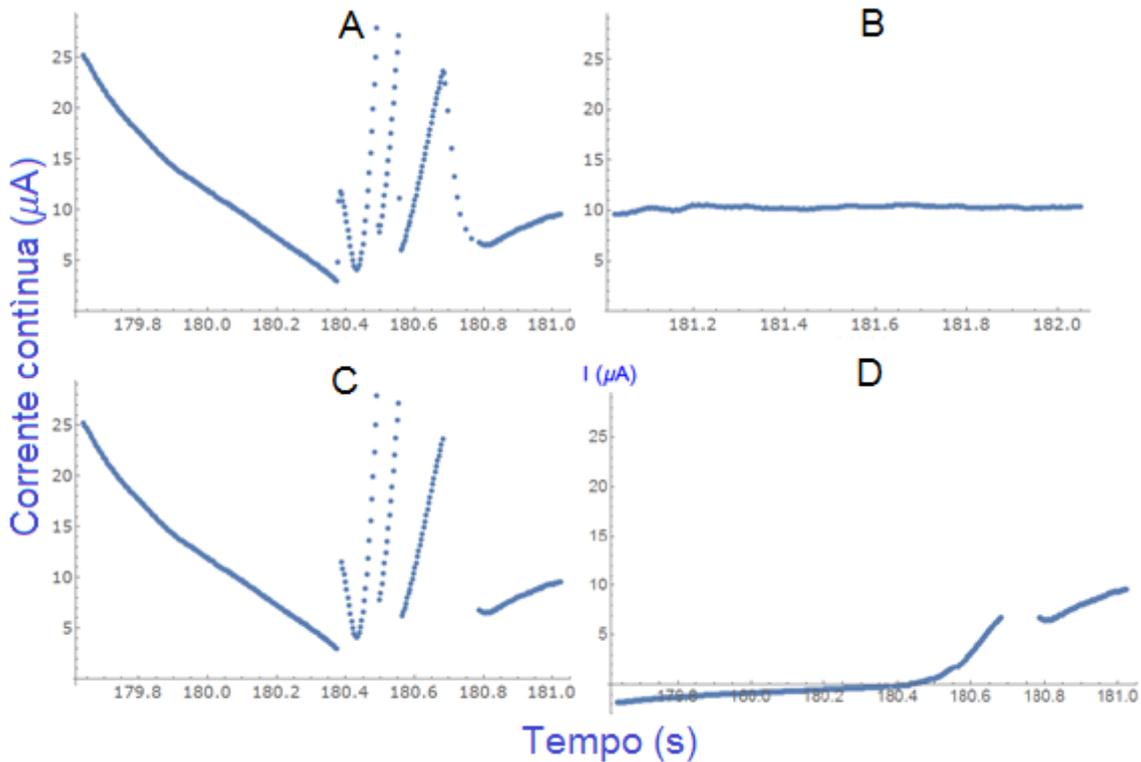
Figura 4.11 - Correntes medidas nos regimes de tensão variável (A) e constante (B). Corrente obtida após serem eliminados valores espúrios (C) e curva já contínua após serem aplicados os ganhos (D).



Fonte: Produção do próprio autor.

Na próxima Figura (4.12) é mostrado outro exemplo da aplicação do algoritmo referido acima.

Figura 4.12 - Correntes medidas nos regimes de tensão variável (A) e constante (B). Corrente medida após serem eliminados valores espúrios (C) e curva já contínua após serem aplicados os ganhos (D). Neste exemplo aparece um buraco nos dados na última região da curva (D) pela eliminação de valores espúrios de corrente medidos pela sonda.



Fonte: Produção do próprio autor.

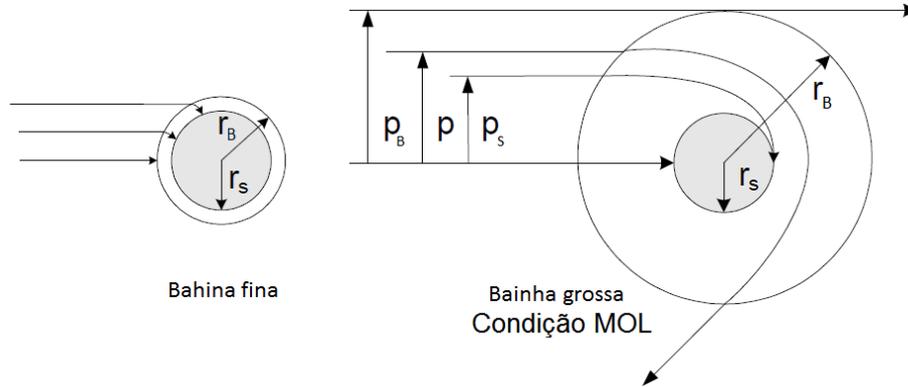
O passo 1 do algoritmo foi aplicado em todos os valores da série SCCVt. Os passos 2 e 3 só foram aplicados para os valores de SCCVt e SVt medidos na faixa de altura onde foram detectadas irregularidades, ou seja entre 95 km e 327 km de altura tanto na subida quanto na descida do foguete. O anterior implicou aplicar o algoritmo sobre 50 ciclos de medição no regime de varredura de tensão na subida e 50 ciclos de medição no regime de varredura de tensão na descida. Levando em conta que o tempo muda linearmente com os diferentes valores dos potenciais aplicado à sonda durante a varredura, são construídas 100 curvas características  $I - V$  pela substituição dos valores de tempo na série SCCVt pelos valores de tensão da série SVt. Um valor de temperatura eletrônica ( $T_e$ ) é obtido de cada uma das curvas.

### 4.3.1 Análise das curvas características corrente - voltagem obtidas a partir dos dados da sonda do Langmuir.

Como mencionado na Seção 3.2.2.2, a temperatura cinética dos elétrons ( $T_e$ ) é estimada a partir da região de retardo dos elétrons na curva característica  $I-V$ . Antes de começar a análise das curvas que foram obtidas aplicando o algoritmo acima descrito, é preciso revisar brevemente os conceitos sobre os quais apoia-se o método para estimar a  $T_e$  usando as curvas  $I-V$ .

Em primeiro lugar, as equações usadas para derivar a expressão que relaciona a  $T_e$  com os parâmetros obtidos a partir de uma curva  $I-V$ , assumem um estado de equilíbrio termodinâmico. Em segundo lugar, deverá ser cumprida a condição de Movimento Orbital Limitado (MOL) ou, desde o ponto de vista da geometria da sonda de Langmuir, a bainha do plasma ao redor da sonda deverá ter uma espessura superior às dimensões radiais da sonda. Como foi explicado na Seção 3.2.2.2, todo condutor imerso no plasma acumula uma quantidade de elétrons superior à quantidade de íons em decorrência da maior mobilidade dos elétrons. Eventualmente, o condutor ou sonda, adquire um potencial negativo que vai interferir com o fluxo natural de elétrons e íons em direção à sonda e que causará que a corrente líquida registrada pela sonda seja zero. Como definido na Seção 3.2.2.2 o potencial flutuante ( $V_f$ ) é o valor do potencial na sonda para o qual a corrente líquida é igual ao zero. Tendo este potencial, a sonda fica rodeada por uma nuvem de íons chamada de bainha do plasma. Normalmente a bainha tem uma espessura equivalente a vários comprimentos de Debye. Na baixa ionosfera, a espessura da bainha é  $\sim 10^{-2}$  m, em quanto que na parte superior da ionosfera e a plasmafera, a espessura aumenta até  $10^{-1}$  m (ABE; OYAMA, 2013). Desta forma, as sondas usadas para pesquisas ionosféricas, são projetadas para cumprir com a condição MOL. Nesta condição, as partículas carregadas que penetrem a bainha podem atingir a superfície do condutor diretamente, se desviar de sua trajetória e impactar a sonda ou desviar sua trajetória se incorporando novamente ao plasma ambiente (Figura 4.13). Como a largura da bainha aumenta com o aumento do potencial fornecido à sonda, a área efetiva com a qual interagem as cargas com a sonda aumenta (BARJATYA, 2007).

Figura 4.13 - Diagrama mostrando a condição Movimento Orbital Limitado (MOL) no painel direito. As sondas de Lagmuir usadas em pesquisas ionosféricas são projetadas para ter dimensões com as quais seja satisfeita a condição MOL.



Fonte: Adaptado de Barjatya (2007).

No interior da bainha assume-se que existe um equilíbrio termodinâmico onde os elétrons e íons se movem sob o efeito do campo elétrico devido à sonda e não sofrem colisões. Além disso, o caminho médio livre das partículas que, vindo do plasma ambiente, penetram a bainha não sofre qualquer interferência devida a outras cargas que povoam a bainha (MENESES, 2011, p. 31).

A condição de equilíbrio termodinâmico é um assunto bastante delicado, estando no centro das discussões que têm emergido para tentar explicar as diferenças entre os valores da  $T_e$  medidas remotamente e medidas *in situ* (SCHUNK; NAGY, 1978). Fora do equilíbrio termodinâmico, as distribuições de velocidades dos elétrons deixa de ser de tipo Maxwelliana. Neste caso, a temperatura eletrônica é estimada usando a função de distribuição de energia cinética e que pode ser obtida de duas maneiras diferentes: Uma a partir da segunda derivada da curva experimental  $I-V$  (MENESES, 2011) e outra usando uma modificação no projeto eletrônico da sonda de Langmuir, na qual é superposta um potencial CA de pequena amplitude ao potencial de CC variável no tempo em forma linear (ABE; OYAMA, 2013). Os dois métodos baseiam-se na teoria proposta por Druyvesteyn (1930).

Nesta tese a hipótese do equilíbrio termodinâmico é assumida, deixando para a próxima Seção a discussão sobre pertinência ou não desta escolha.

O número de elétrons que incidem desde qualquer direção no condutor metálico usado como sonda vai ser:

$$N = \int_0^\infty \vec{V} dn_e(\vec{V}) \quad (4.2)$$

Sendo  $dn_e(\vec{V})$  o número de elétrons que têm velocidades entre  $\vec{V}$  e  $\vec{V}+d\vec{V}$ . Assumindo uma distribuição de velocidades dos elétrons de tipo Maxwelliana, o valor de  $dn_e(\vec{V})$  vai ser expresso como:

$$dn_e(\vec{V}) = f(\vec{V})d\vec{V} = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_b T_e} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_b T_e}\right) d\vec{V} \quad (4.3)$$

Em que  $v = |\vec{V}|$  e  $m_e$  é a massa do elétron. Substituindo, a equação 4.3 em 4.2 fica:

$$N = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_b T_e} \right)^{3/2} \int_0^\infty \vec{V} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_b T_e}\right) d^3v \quad (4.4)$$

A corrente ( $I_e$ ) medida pela sonda na região de retardo dos elétrons, ou seja, para valores de potencial que cumprem com a condição  $V_f < V < V_p$  vai ser a multiplicação da grandeza dada por 4.4, a superfície coletora efetiva dos elétrons ( $S$ ) e a carga do elétron ( $e$ ):

$$I_e(\vec{V}) = eS n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_b T_e} \right)^{3/2} \int_{v_c}^\infty \vec{V} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_b T_e}\right) d^3v \quad (4.5)$$

Sendo  $v_c$  o valor mínimo da velocidade para a qual os elétrons penetram a bainha com potencial negativo em relação ao potencial do plasma ( $V_p$ ) ou seja:  $\frac{m_e v_c^2}{2} > |e|V$ . De onde:

$$v_c = \sqrt{\frac{2|e|V}{m_e}} \quad (4.6)$$

Colocando o valor de  $v_c$  dado pela equação 4.6 em 4.5 e resolvendo obtém-se:

$$I_e = I_{oe} \exp\left(\frac{|e|V}{k_b T_e}\right) \quad (4.7)$$

Nesta última equação o parâmetro  $I_{oe} = n_e e S \sqrt{\frac{k_b T_e}{2\pi m_e}}$  é a corrente de saturação eletrônica ou corrente randômica da sonda. Para valores do potencial aplicado à sonda maiores do que o  $V_p$  a relação 4.7 não é mais válida pois, com estes valores do potencial, os elétrons não são mais retardados, a bainha do plasma muda a um potencial positivo e a sonda começa atrair elétrons, sendo a corrente máxima atingida igual a corrente de saturação.

A equação 4.7 proporciona uma maneira de estimar o valor da  $T_e$  a partir dos valores experimentais contidos na região de retardo em uma curva  $I-V$ . Esta região, deve ajustar-se bem a uma curva exponencial crescente ou a uma reta em um gráfico log-linear. Substituindo as constantes  $k_b$  e  $|e|$ , tomando o logaritmo natural em ambos

membros em 4.7 e isolando  $T_e$  obtemos:

$$T_e = 11604,5 \frac{1}{\frac{\ln I_e - \ln I_{oe}}{V}} \quad (4.8)$$

A fração  $\frac{\ln I_e - \ln I_{oe}}{V}$  representa a inclinação da reta num gráfico  $\ln I \times V$ . A partir da inclinação desta reta ( $b$ ) pode ser calculada  $T_e$ .

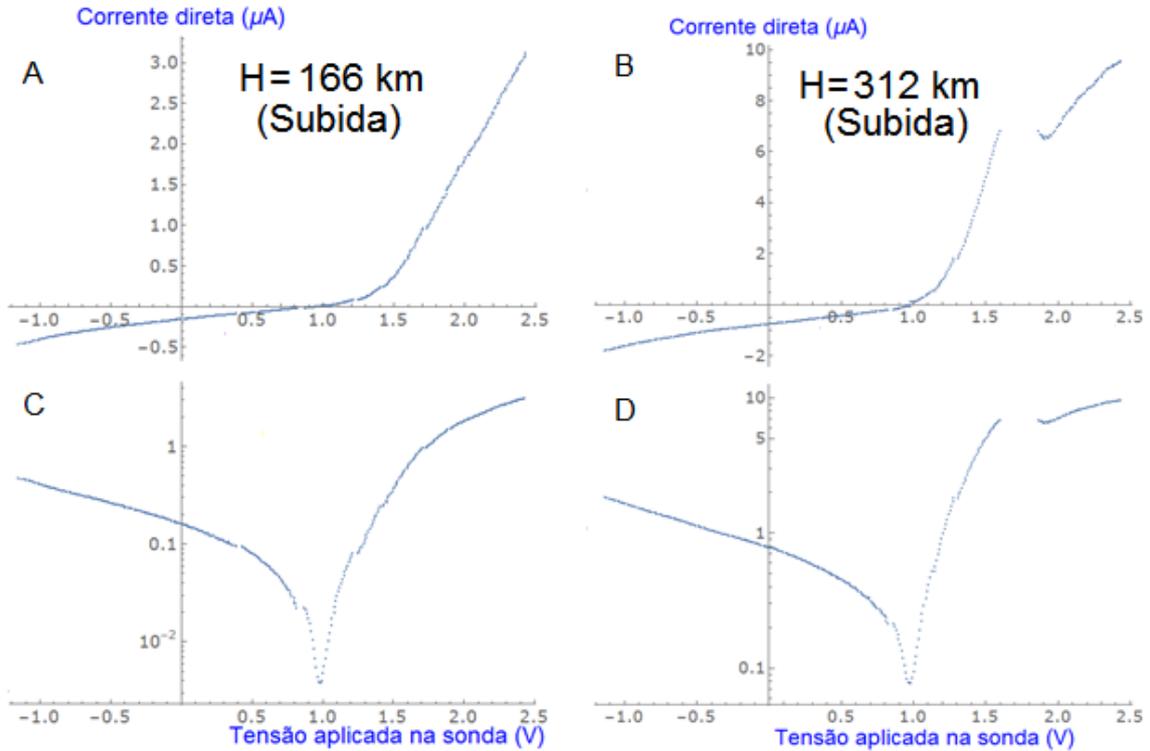
$$T_e = \frac{11604,5}{b} \quad (4.9)$$

Em uma curva  $I-V$  teórica aparecem 3 regiões como representada na Figura 3.27. A validade do método para estimar a  $T_e$  é na região de retardo dos elétrons, ou seja, entre o valor do potencial para o qual a corrente total é zero (potencial flutuante ou  $V_f$ ) e o valor do potencial onde a curva  $I-V$  tem uma mudança de inflexão (potencial do plasma ou  $V_p$ , vide Figura 3.27). As curvas experimentais obtidas com uma sonda de tipo cônica, como a usada no foguete, não manifestam claramente esta mudança de inflexão, como pode-se apreciar das Figuras 4.11 e 4.12 o que dificulta obtenção do valor do potencial do plasma e estimação correta do valor da  $T_e$ .

A identificação do ponto onde acontece a mudança de inflexão em uma curva  $I-V$  experimental pode ser melhorada com ajuda de um gráfico log-linear. Neste tipo de gráfico o potencial do plasma aparece como o ponto central do “joelho” (Figura 4.14, painel C). Porém, em alguns casos, como o mostrado na Figura 4.14 painel D é difícil a identificação gráfica deste ponto.

Por isso, e com o objetivo de minimizar a subjetividade na estimativa deste ponto central do “joelho”, foi aplicada uma metodologia (SAVIO et al., 2016) que permitiu estimar com precisão o valor de  $V_p$  e  $T_e$ .

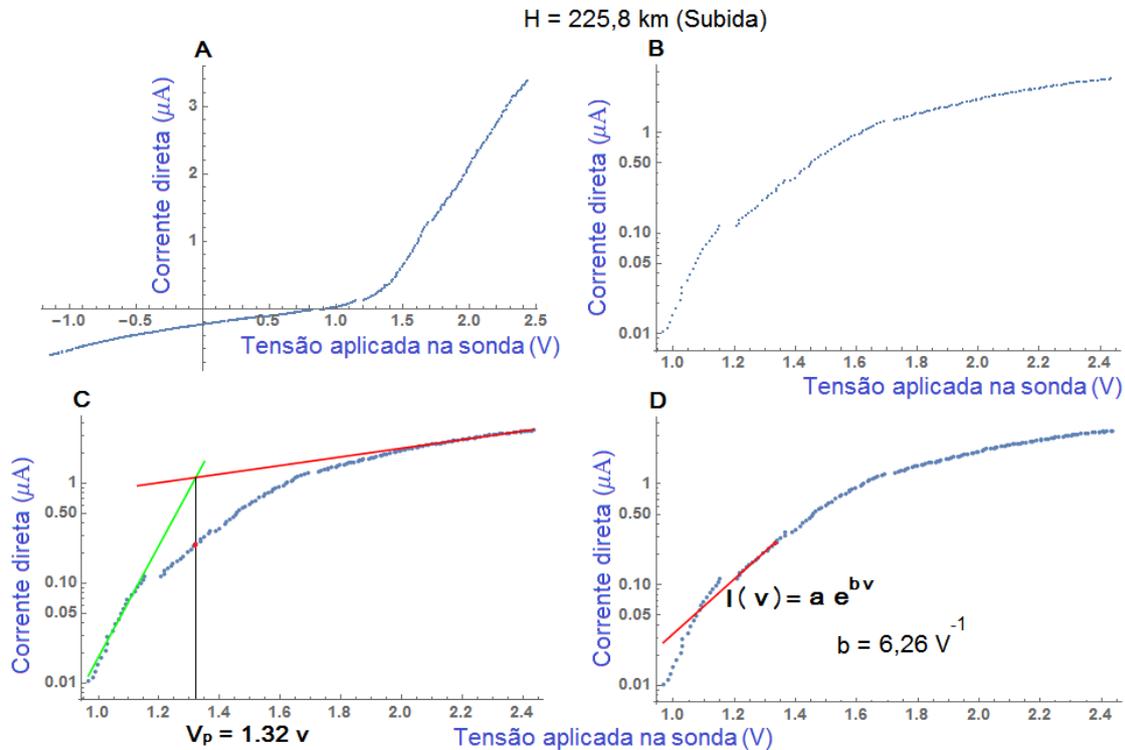
Figura 4.14 - Curvas  $I$ - $V$  correspondentes aos exemplos das Figuras 4.11 (A) e 4.12 (B). Gráfico log-linear da corrente  $\times$  potencial aplicados na sonda correspondentes aos exemplos das Figuras 4.11 (C) e 4.12 (D).



Fonte: Produção do próprio autor.

Na metodologia são feitos dois ajustes lineares no gráfico log-linear da curva característica. O primeiro ajuste é no começo da região de retardo dos elétrons; geralmente os primeiros 15 pontos. O segundo ajuste é feito na parte final da região de saturação dos elétrons; geralmente os últimos 40. As retas obtidas são prolongadas e o valor da abscissa onde elas interceptam-se é considerado como o valor  $V_p$ . Finalmente, um último ajuste linear é feito desde o começo da região de retardo dos elétrons até o valor de  $V_p$  obtido. A inclinação desta reta é usada em 4.9 para estimar a  $T_e$ . Na Figura 4.15 é mostrado um exemplo desta metodologia.

Figura 4.15 - Metodologia aplicada na curva  $I-V$  (A). Representação num gráfico log-linear da curva  $I-V$  (B). Ajustes lineares no gráfico log-linear da curva  $I-V$  para determinar o valor de  $V_p$  (C). Ajuste exponencial final ou linear na representação logarítmica da curva  $I-V$  (D). Com o parâmetro  $b$  é determinada a  $T_e$ .

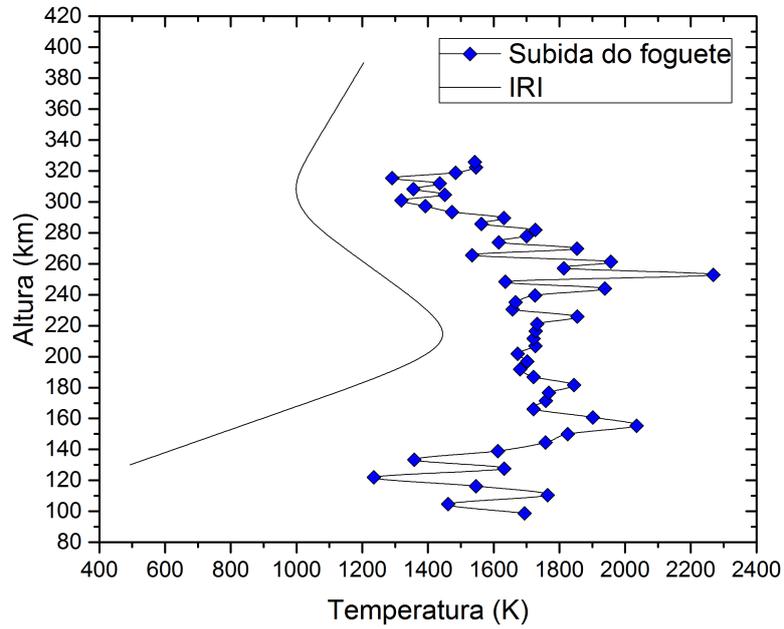


Fonte: Adaptado de Savio et al. (2016).

#### 4.3.2 Determinação do perfil com a altura da temperatura eletrônica.

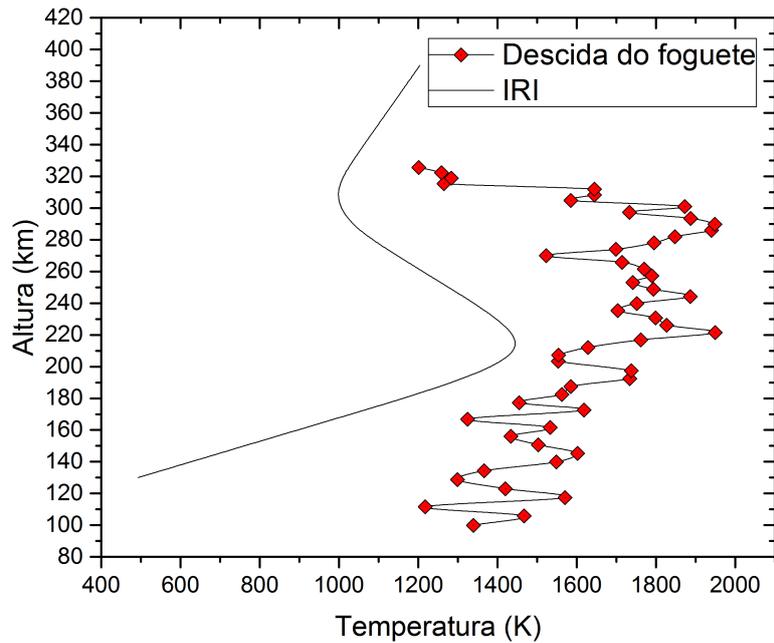
Como descrito na Seção 3.3.3, a varredura de tensão aplicada na sonda leva 1,5 s. Por isso, pode ser estimado um único valor de  $T_e$  a cada 1,5 s. Neste tempo o foguete desloca-se um certo valor em altitude. As altitudes escolhidas para construir o perfil da temperatura eletrônica foram os valores médios das altitudes atingidas durante cada intervalo de varredura de tensão. Como a velocidade durante a subida (descida) diminui (aumenta) com o aumento (a diminuição) da altitude, os perfis de  $T_e$  mostrados têm maior resolução espacial conforme aumenta a altitude de voo do foguete. Aplicando a metodologia descrita na Seção anterior para as 100 curvas  $I-V$  obtidas na faixa de altura onde foram detectadas irregularidades (98 km - 325 km) foi construído o perfil com a altura média da temperatura eletrônica na subida (Figura 4.16) e descida (Figura 4.17) do foguete.

Figura 4.16 - Perfil com a altitude da  $T_e$  estimada a partir das curvas  $I-V$  durante a subida do foguete entre os 95 e os 327 km.



Fonte: Adaptado de Savio et al. (2016).

Figura 4.17 - Perfil com a altitude da  $T_e$  estimada a partir das curvas  $I-V$  durante a descida do foguete entre os 95 e os 327 km.



Fonte: Adaptado de Savio et al. (2016).

## Aspectos a destacar e discutir dos perfis com a altura da $T_e$ .

- 1) Os valores estimados da  $T_e$  tanto na subida quanto na descida são superiores à valores modelados da  $T_e$  (Modelo IRI) ou estimados a partir de outros experimentos em latitudes equatoriais (500–1200 K) (BARJATYA et al., 2013). Porém, valores estimados da  $T_e$  em outros experimentos usando medidas a bordo de foguetes na região equatorial brasileira (MURALIKRISHNA et al., 1994; MURALIKRISHNA, 2006; MENESES et al., 2013; SAVIO et al., 2016) reportam resultados similares aos obtidos neste trabalho.
- 2) A tendência geral do perfil com a altura dos valores de  $T_e$  é aumentar na região onde aparecem as irregularidades (120 – 300 km). Em específico, acima dos 280 km aproximadamente pode ser visto uma tendência da  $T_e$  de diminuir com a altura, mais marcada durante a descida do foguete.
- 3) Existe uma anti correlação entre os valores de  $T_e$  e  $n_e$ . Nas regiões onde aparecem depleções na concentração de elétrons os valores estimados de  $T_e$  são mais elevados e vice-versa.

A determinação da temperatura eletrônica a partir de medidas *in-situ* tem sido há muito tempo uma questão de difícil tratamento (FEJER; KELLEY, 1980). A possível superestimação dos valores da  $T_e$  pela sonda de Langmuir é um problema que tem aparecido desde as primeiras comparações com medidas remotas feitas por radar de espalhamento incoerente (SCHUNK; NAGY, 1978). Uma discussão sobre o item número 1) aqui apresentado deverá levar em conta três aspetos: **a)** problemas inerentes ao instrumento usado para estimar o valor da  $T_e$ , **b)** problemas metodológicos ao assumir a condição de equilíbrio termodinâmico e, conseqüentemente, uma distribuição Maxwelliana de velocidades para os elétrons e **c)** causas geofísicas responsáveis pelo incremento nos valores da temperatura cinética dos elétrons em regiões equatoriais, após o pôr do sol e antes (durante) o surgimento (a evolução) de uma bolha de plasma.

Os possíveis erros de origem instrumental estão associados ao uso de um condutor metálico imerso no plasma e têm sido analisados em estudos anteriores (SZUSZCZEWICZ; HOLMES, 1975; MURALIKRISHNA et al., 1994; MENESES, 2011; ABE; OYAMA, 2013); se destacando as seguintes fontes de erros: contaminação da superfície do sensor pelas mudanças na função de trabalho do metal usado como sensor, problemas de histerese na curva  $I-V$  obtida pela sonda produto da repetitividade com a qual é aplicado um potencial de varredura à mesma, razão entre a área da sonda e a área do corpo do foguete e efeito do campo geomagnético. Na última tese feita no

INPE e dedicada, parcialmente, ao estudo da temperatura eletrônica na ionosfera usando dados obtidos com sonda de Langmuir, [Meneses \(2011, p. 39\)](#) revisa com algum detalhe vários destes potenciais fontes de erro instrumental.

[Muralikrishna et al. \(1994\)](#) estudou os efeitos, sobre a possível contaminação no condutor metálico, da varredura de tensão contínua e pulsada numa sonda de Langmuir esférica a bordo de um foguete lançado desde o CLA ao redor da meia noite do dia 31/05/1992. Os valores da  $T_e$  estimados usando a varredura contínua foram quase o dobro quando comparado com os valores estimados da  $T_e$  usando a varredura pulsada. Porém, os perfis com a altitude das  $T_e$  estimados usando as duas varreduras foram superiores aos valores reportados pelo modelo IRI90, especialmente para altitudes inferiores a 150 km. Esta situação tem se manifestado em outros experimentos usando cargas úteis a bordo de foguetes lançados do CLA ([MURALIKRISHNA, 2006](#); [MENESES et al., 2013](#)) ou do CLBI ([SAVIO et al., 2016](#)). Adicionalmente, estes estudos (Figura 4.18) mostram valores de temperatura eletrônica na região intermediária entre as camadas E e F superiores aos detetados em lançamentos sob condições similares e em latitudes baixas como por exemplo os foguetes lançados logo após o pôr do sol do atol de Kwajalein como parte da campanha “*EQUIS II*”. [Barjatya et al. \(2013\)](#), usando uma sonda de Langmuir em forma cilíndrica com um regime de varredura de tensão em forma triangular, tem reportado perfis de temperatura eletrônica similares ao modelado pelo IRI. Por outro lado, experimentos com foguetes lançados de baixas latitudes no setor indiano durante a campanha “*DEOS*” ([THIEMANN et al., 2001](#); [STEIGIES et al., 2001](#); [STEIGIES et al., 2002](#)), têm mostrado que os perfis com a altitude da  $T_e$  manifestam valores maiores do que o esperado.

Levando em conta que o precedente de mais de 14 foguetes lançados tem contribuído a corrigir os erros que puderam ter existido nos instrumentos de experimentos passados; que valores anômalos da temperatura cinética dos elétrons têm sido estimados em experimentos a bordo de foguetes usando sondas de Langmuir com geometrias e desenhos diferentes e que em outra região de baixa latitude tem sido reportado valores da mesma ordem de grandeza que o reportados nesta tese, os erros de origem instrumental podem ser desconsiderados como possível causa dos altos valores da  $T_e$  que aparecem nas Figuras 4.16 e 4.17.

A questão de assumir ou não o equilíbrio termodinâmico e, conseqüentemente, usar uma outra distribuição de velocidades e energia dos elétrons tem sido abordado detalhadamente por [Meneses \(2011\)](#). Nessa tese, o autor usando a teoria desenvolvida por [Druyvesteyn \(1930\)](#), a qual é válida para plasma fora do equilíbrio termodinâmico

mico, obteve a seguinte relação:

$$F(E) = \frac{2m_e}{Se^2} \left( \frac{2eE}{m_e} \right)^{1/2} \frac{d^2 I}{dV^2} \quad (4.10)$$

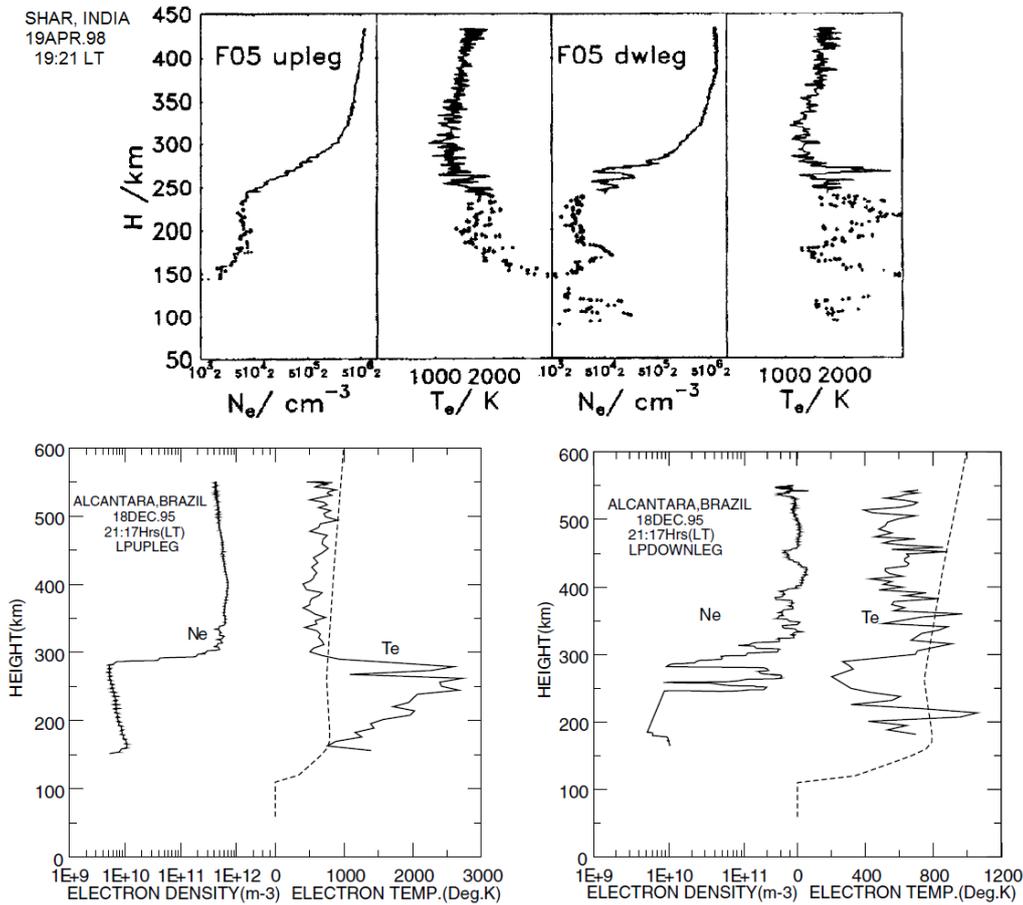
Nesta equação, assume-se a condição MOL; o parâmetro  $E = V_p - V$ , sendo  $F(E)$  o número de elétrons com energia no intervalo  $[eE, eE + edE]$ , ou seja a função de distribuição das energias dos elétrons. Esta equação permite determinar a função  $F(E)$  a partir de parâmetros experimentais, ou seja, a segunda derivada da curva característica  $I-V$  ( $\frac{d^2 I}{dV^2}$ ). Como notado por [Meneses \(2011, p. 64-65\)](#), o conceito de  $T_e$  torna-se ambíguo quando se usam distribuições de energias não-Maxwellianas; sendo mais adequado interpretar a temperatura em termos da energia média ( $\langle E \rangle$ ). Desta forma a temperatura eletrônica calculada a partir da função  $F(E)$  e chamada, na tese referenciada, de  $T_{eff}$  tem a seguinte expressão:

$$T_{eff} = \frac{2}{3} \langle E \rangle = \frac{2}{3n_e} \int_0^{E_{max}} Ef(E)dE \quad (4.11)$$

Usando 4.11, [Meneses \(2011, p. 135-144\)](#) calcula a temperatura eletrônica assumindo uma condição fora do equilíbrio termodinâmico. Para isso, deve-se calcular primeiro  $F(E)$  a partir de 4.10. Os resultados que reportou [Meneses \(2011\)](#) mostraram que a  $T_{eff}$  também atingiu valores muito altos confirmando o encontrado por [Thiemann et al. \(2001\)](#) no setor indiano durante a campanha “*DEOS*”. Desta maneira, assumir uma distribuição de velocidades típica do equilíbrio termodinâmica não contribuiu a uma superestimação artificial (devido à metodologia) da  $T_e$  neste trabalho, pois com medidas muito similares obtidas no experimento “*IONEX II*”, [Meneses \(2011\)](#) mostrou que a anomalia nos valores de temperatura eletrônica têm origem geofísico. De fato, em todas as altitudes onde foi calculada a  $T_{eff}$  e comparada com a  $T_e$ , calculada por um método similar ao utilizado neste trabalho e usando a equação 4.8, foi constatado que a  $T_{eff}$  foi superior ao valor estimado da  $T_e$ .

Os resultados, referentes ao perfil com a altitude da  $T_e$ , dos experimentos usando sondas de Langmuir embarcadas em foguetes da campanha “*DEOS*” ([Thiemann et al., 2001](#)) e o experimento “*IONEX II*” ([Muralikrishna, 2006](#)) são mostrados na Figura 4.18. Estes dados tem semelhança com os dados discutidos neste trabalho. Ambos perfis de temperatura eletrônica evidenciam valores superiores aos esperados em altitudes abaixo dos 300 km quando comparados com valores a altitudes superiores, excepto no caso do voo de descida do experimento “*IONEX II*” onde são detectadas bolhas de plasma. Ou seja o item número 2) colocada acima já tem sido reportada em outros experimentos.

Figura 4.18 - Perfis da  $n_e$  e a  $T_e$  obtidos a partir dos dados obtidos durante o primeiro voo da campanha “DEOS” (painel superior). Os perfis análogos obtidos no experimento “IONEX II” usando um foguete Sonda III lançado a partir do CLA são mostrados no painel inferior. A linha tracejada que aparece no perfil da  $T_e$  representa os valores fornecidos pelo modelo IRI95.



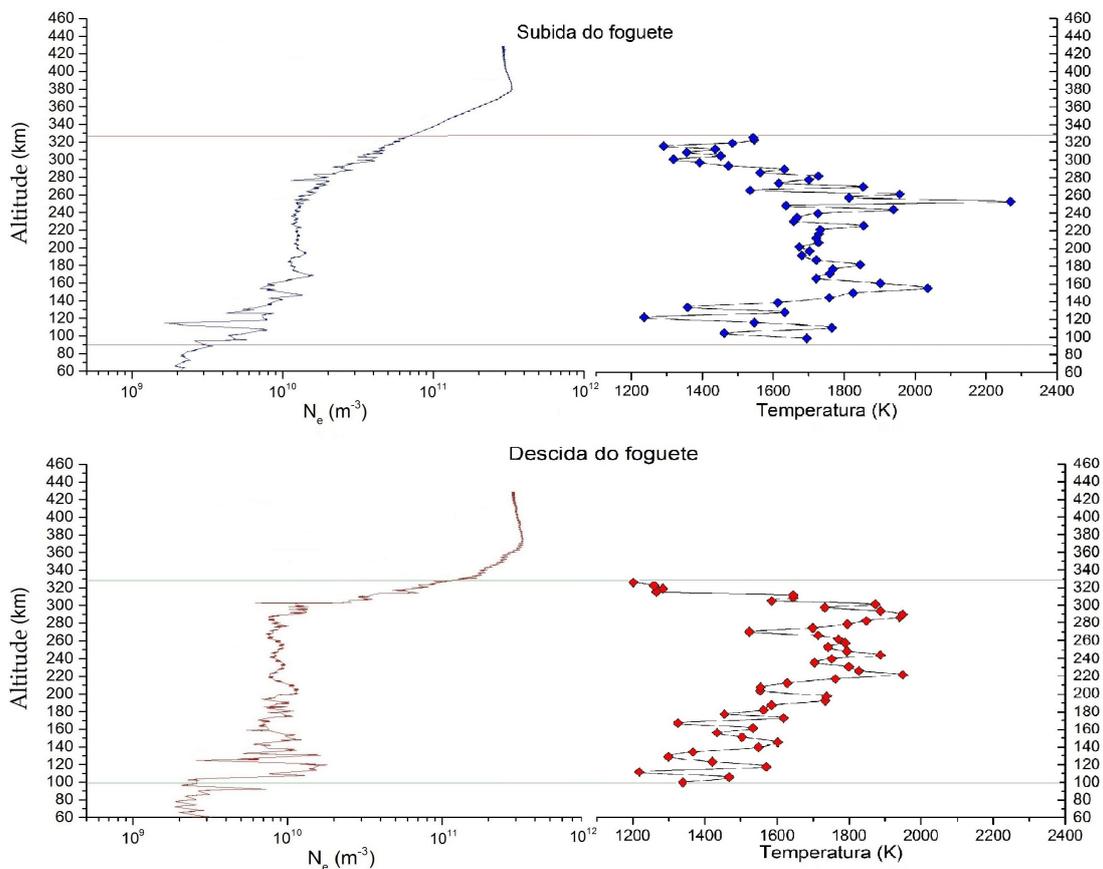
Fonte: Painel superior Thiemann et al. (2001). Painel inferior Muralikrishna (2006).

O fato de que a  $T_e$  (Figuras 4.16 e 4.17) diminuir em regiões onde a sonda não detecta irregularidades reforça a ideia da origem geofísica dos altos valores reportados nesta tese e já encontrados nos estudos supracitados. Um problema com a metodologia ou com o instrumento usado no experimento analisado nesta tese iria produzir valores anômalos de temperatura eletrônica em todas as altitudes calculadas contrário ao observado nas Figuras mostradas no começo desta Seção.

O item número 3) tem uma estreita relação com o mecanismo geofísico que pode estar operando na região E, o vale da camada E e a parte inferior da camada F. A anti correlação observada entre as regiões com depleção nos valores da  $n_e$  e os valores estimados da  $T_e$  foi observado por Thiemann et al. (2001), Muralikrishna

(2006) e Barjatya et al. (2013). Adicionalmente, Meneses (2011, p. 144) e Meneses et al. (2013) fizeram simulações numéricas que corroboraram o aumento da  $T_e$  no interior de irregularidades de grande escala ou bolhas de plasma. Nos resultados apresentados neste tese, verifica-se, a partir da seguinte Figura, o item 3)

Figura 4.19 - Comparação ilustrativa entre os perfis da  $n_e$  e a  $T_e$  para a subida (painel superior) e descida (painel inferior) do foguete. Uma relação entre regiões com depleções nos valores da densidade de elétrons e incrementos nos valores da temperaturas eletrônica em altitudes vizinhas pode ser observada na maior parte dos perfis.



Fonte: Produção do próprio autor.

No caso do estudo feitos por Muralikrishna (2006), os altos valores da  $T_e$  encontrados na região inferior da camada F durante o voo de subida, foram associados a um desenvolvimento posterior da bolha (um fator precursor), pois durante a descida do foguete no experimento analisado nesse trabalho (“IONEX II”) o comportamento do perfil da  $n_e$  e a  $T_e$  foi completamente diferente (Figura 4.18, painel inferior direito).

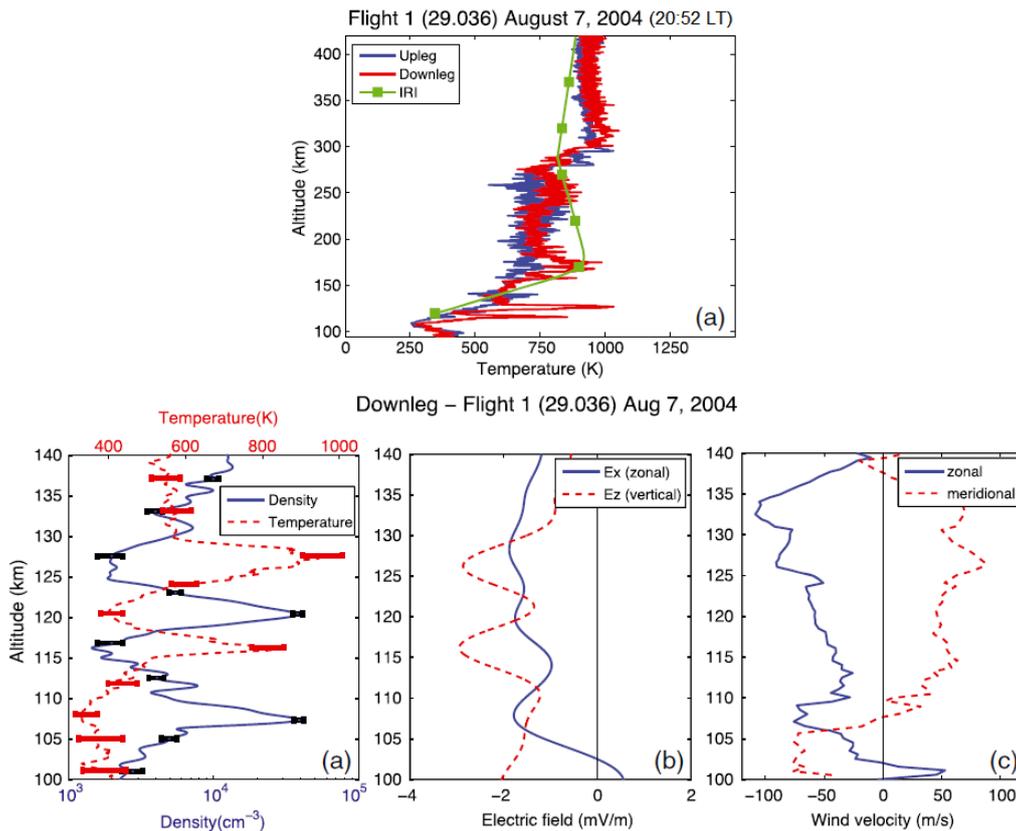
O autor descreve que no voo de subida, o foguete passou pelas regiões intermediárias entre as camadas E e F antes do desenvolvimento da bolha. No voo de descida o foguete encontrou regiões onde as bolhas tinham começado o processo de desenvolvimento e subida, carregando parte do plasma quente encontrado em altitudes menores e por isso, no vale entre as camadas E e F, não são detectadas temperaturas elevadas como foram detectados no interior da bolha nesta parte do voo. Porém, o trabalho tenta explicar a origem dos valores elevados da  $T_e$  dentro das irregularidades de grande escala, ou seja as bolhas, e estas não apareceram na região de atenção desta tese.

O trabalho de [Thiemann et al. \(2001\)](#) segue um esquema similar ao estudo previamente comentado. Neste caso, os autores usam uma outra abordagem ao demonstrar que dentro das bolhas não é cumprida a condição de equilíbrio termodinâmico, achando a função de distribuição não-Maxwelliana no interior destas irregularidades. Desta forma, associaram os altos valores da  $T_e$  à alta turbulência e aquecimento não linear por ondas, mas não foi comentado nada sobre os valores altos da temperatura eletrônica abaixo da camada F também detectada durante a subida e descida do foguete (Figura 4.18, painel superior).

Em um outro trabalho, [Meneses et al. \(2013\)](#) usou os dados obtidos a partir do experimento “*IONEX II*” e auxiliou-se de simulações numéricas para explicar este aumento da  $T_e$  dentro das irregularidades. O estudo demonstrou, com o uso de simulações dos perfis com altitude da  $n_e$  e  $T_e$  ao longo da trajetória do foguete, a relação de anti correlação entre os perfis destes dois parâmetros, mas, acima dos 300 km de altitude. Ainda, os autores pesquisaram as possíveis fontes de aquecimento dos elétrons em regiões típicas do vale entre as camadas E e F admitindo que ainda o estado do conhecimento está longe de chegar a um consenso. No entanto, eles acreditam que uma explicação do aquecimento desta região não precisa recorrer a fontes externas e anômalas de energia. Por exemplo, antes de ser estabelecido as condições para a geração das bolhas, após o pôr do sol, a ionosfera inferior à base da região F diminui gradualmente o seu gradiente de densidade eletrônica. Devido a estas mudanças locais, a equação de balanço da energia favorecerá um aumento de energia da ionosfera em proporções inversas à diminuição da densidade de elétrons. Adicionalmente, se os elétrons são aquecidos por alguma das fontes locais mencionadas em [Meneses et al. \(2013\)](#), por conta da reduzida frequência de colisão entre íons e elétrons nessa região, os elétrons aquecidos podem manter esta alta temperatura sem transferir-a aos íons, até um valor limite a partir do qual a condução térmica dissiparia o aquecimento pelo movimento dos elétrons ao longo das linhas do campo magnético.

Embora não tenha sido detetados valores elevados de temperatura eletrônica, Barjatya et al. (2013) fizeram uma análise detalhada sobre a origem eletrodinâmica da anti correlação entre  $T_e$  e  $n_e$  observado na região E (100 – 140 km) durante o primeiro voo da campanha “*EQUIS II*” (HYSELL et al., 2005). Barjatya et al. (2013) concentrou-se nos valores elevados da  $T_e$  em duas altitudes pontuais: uma ao redor dos 107 km e outra ao redor dos 121 km (Figura 4.20). Nestas altitudes foram medidas duas depleções na densidade de elétrons justo acima de dois picos nos valores da densidades e que os autores associaram a camadas esporádicas.

Figura 4.20 - Parte dos resultados do primeiro voo da campanha “*EQUIS II*”. O perfil completo da  $T_e$  durante a subida e descida e a comparação dos dados com o modelo IRI é mostrado no painel superior. No painel inferior, aparecem, da esquerda para a direita, os valores dos perfis da  $n_e$  e  $T_e$  na região E, os perfis do campo elétrico zonal e vertical e os perfis do vento zonal e meridional respetivamente.



Fonte: Extraído de Barjatya et al. (2013).

A elevação da  $T_e$  foi atribuída a uma deriva térmica dos elétrons ao longo da linha do campo magnético. Nesse estudo, foi calculada a velocidade dessa deriva térmica usando o balanço energético entre um termo de aquecimento pelo atrito devido às colisões elásticas com as espécies neutras e a taxa de resfriamento por colisões inelásticas com as espécies neutras (principalmente  $O$ ,  $N_2$  e  $O_2$ ) a qual depende da temperatura das espécies envolvidas nas colisões. Com essa velocidade paralela pode-se inferir a densidade de corrente paralela que foi comparada com aquela obtida usando a condição  $\nabla \cdot \vec{J}$  (a corrente paralela calculada a partir da divergência da corrente perpendicular a  $\vec{B}$ ) e os dados de campo elétrico e vento disponíveis nesse experimento (Painéis inferiores do centro e da direita na Figura 4.20). A comparação mostrou consistência entre os dois valores.

As correntes paralelas que foram estimadas assumindo um mecanismo de aquecimento por atrito, foram cinco vezes maiores nas regiões com incremento da  $n_e$  quando comparada com os valores nas altitudes onde foram detetados uma diminuição na  $n_e$ . Mas o fato de ter menos portadores de carga dentro dessa região aumenta a velocidade de deriva dos portadores de carga que constituem esta corrente paralela ao campo incrementando, desta maneira, a  $T_e$  nas regiões com menor densidade. Finalmente, conclui-se que a origem destas correntes paralelas foi a componente para o sul (ou para baixo) do campo elétrico do dínamo da região F agindo de maneira diferente nos picos de densidade (ou camadas esporádicas) e nas depleções.

Na Seção seguinte, e com o intuito de confirmar que os valores elevados da  $T_e$  são genuínos não se devendo a causas instrumentais ou de metodologia, apresentamos uma comparação entre o perfil da  $n_e$  a partir do dados adquiridos pela sonda no regime de tensão constante e o perfil da  $n_e$  calculado usando os valores de  $T_e$  estimados usando a metodologia recém explicada.

### 4.3.3 Determinação do perfil com a altura da concentração eletrônica usando valores da temperatura eletrônica.

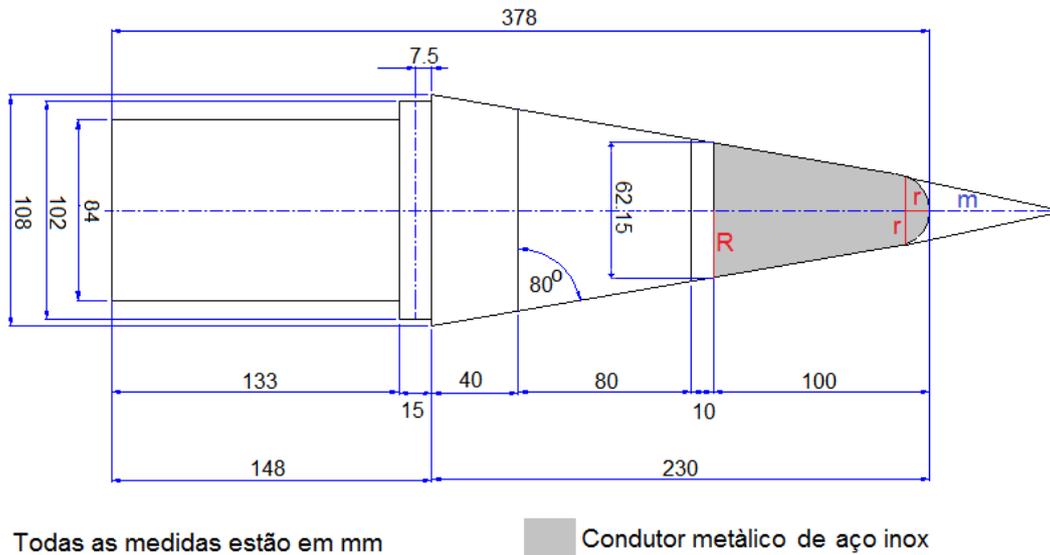
Com o objetivo de validar os valores estimados de  $T_e$ , foi calculado o perfil com altura dos valores da concentração de elétrons usando a relação 4.12, que é válida na região de saturação dos elétrons (BITTENCOURT, 2013, p. 291). O perfil obtido foi comparado com aquele elaborado a partir das medições feitas no regime de tensão constante (Seção 4.2).

$$n_e = \frac{I_{sat}}{Se} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{k_B T_e}} \quad (4.12)$$

Nesta expressão  $I_{sat}$  é um valor representativo da corrente na região de saturação de elétrons (Figura 3.27) e  $S$  a área lateral do condutor metálico em forma de

cone usada como sonda de Langmuir. Como pode-se ver da relação 4.12 o valor calculado de  $n_e$  é inversamente proporcional ao valor da superfície do condutor metálico usado como sonda. Assumir que este último é de tipo cônico (do ponto de vista geométrico) pode superestimar o valor da  $S$ , como mostrado na Figura 4.21, resultando em valores de  $n_e$  inferiores aos obtidos experimentalmente. Levando em conta isto, assume-se que o condutor em aço inox é uma peça conformada por um cone truncado de raio maior  $R$  e raio menor  $r$  mais uma semi-esfera de raio  $r$  (Figura 4.21).

Figura 4.21 - Geometria da sonda de Langmuir usada no foguete. Os parâmetros que foram calculados para a determinação final da superfície da sonda (cor cinza na figura) estão destacados em cor vermelha ( $r$ ,  $R$ ) e azul ( $m$ ).



Fonte: Produção do autor.

Com ajuda da geometria representada nesta Figura é possível afirmar que <sup>3</sup>

$$\tan(80^\circ) = \frac{230 + m}{54} \Rightarrow m = 54 \cdot \tan(80^\circ) - 230 = 76,2472 \quad (4.13)$$

$$\tan(80^\circ) = \frac{100 + m}{R} \Rightarrow R = \frac{100 + m}{\tan(80^\circ)} = 31,0775 \quad (4.14)$$

<sup>3</sup>No cálculo todas as grandezas estão expressas em mm.

$$\text{Tan}(80^\circ) = \frac{r + m}{r} \Rightarrow r = \frac{m}{\text{Tan}(80^\circ) - 1} = 16,323 \quad (4.15)$$

$$S = \text{Slaterral}_{\text{cone1}} - \text{Slaterral}_{\text{cone2}} + \frac{4\pi r^2}{2} = \text{Slaterral}_{\text{cone1}} - \text{Slaterral}_{\text{cone2}} + 2\pi r^2 \quad (4.16)$$

Em 4.16  $\text{Slaterral}_{\text{cone1}}$  e  $\text{Slaterral}_{\text{cone2}}$  são as áreas laterais do cone de raio  $R$  e  $r$  respectivamente ou seja:

$$\text{Slaterral}_{\text{cone1}} = \pi R \sqrt{(100 + m)^2 + R^2} \quad (4.17)$$

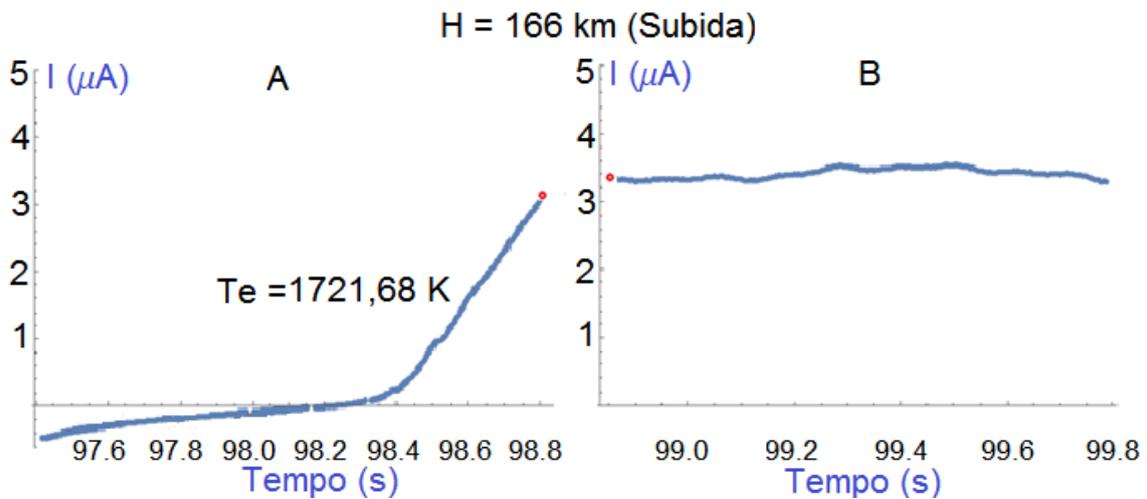
$$\text{Slaterral}_{\text{cone2}} = \pi r \sqrt{(r + m)^2 + r^2} \quad (4.18)$$

Substituindo  $m$ ,  $R$ ,  $r$  e 4.17 junto com 4.18 em 4.16 obtemos o valor da superfície lateral do condutor metálico de aço inox usado como sonda de Langmuir ( $S$ ):

$$S = \pi R \sqrt{(100 + m)^2 + R^2} - \pi r \sqrt{(r + m)^2 + r^2} + 2\pi r^2 \approx 0,01433 \text{ m}^2 \quad (4.19)$$

Como valor de  $I_{\text{sat}}$  foi usado o máximo valor de corrente atingido na curva característica  $I-V$  que foi utilizada para estimar o valor da  $T_e$  (Figura 4.22, painel A ).

Figura 4.22 - Resultado final (após correção para ganho) do ciclo de varredura de tensão com o valor utilizado como  $I_{\text{sat}}$  destacado em vermelho (A). Ciclo de medição logo após do ciclo do painel A, ou seja, ciclo no regime de tensão constante com o valor utilizado para calcular a  $n_e$  destacado em vermelho (B).



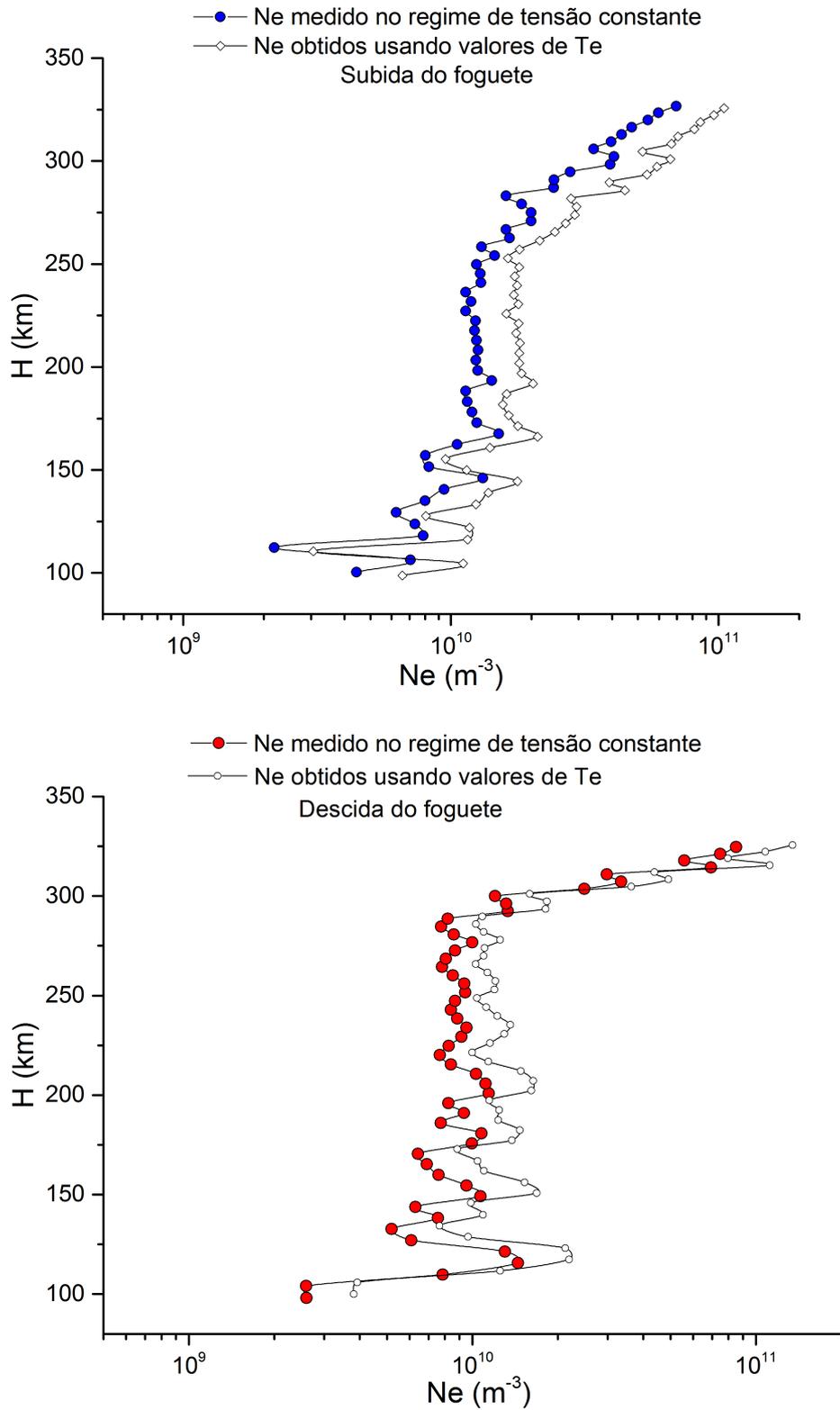
Fonte: Produção do autor.

O valor da altitude usada para construir o perfil foi a altitude média que atingiu o foguete durante o ciclo de medição no regime de varredura de tensão a partir do qual foi estimado o correspondente valor de  $T_e$ . O perfil com altura da  $n_e$  obtido usando os valores de  $T_e$  e a equação 4.12 tem 50 pontos na subida e 50 pontos na descida. O perfil de  $n_e$  obtido experimentalmente durante os ciclos de medição no regime de tensão constante tem 12547 pontos na subida (na faixa entre 98 – 325 km) e 12423 pontos na descida (na faixa entre 98 – 325 km). Para fazer uma comparação mais precisa foi usado o primeiro ponto do ciclo medido no regime de tensão constante (dos 260 pontos que são medidos em cada ciclo, vide Figura 4.22, painel B) que fica imediatamente após o ciclo de varredura de tensão a partir do qual foi estimado o correspondente valor de  $T_e$ . Desta forma o ponto usado para representar o perfil  $n_e$  experimental fica logo após o ponto usado como valor da corrente na região de saturação dos elétrons ( $I_{sat}$ ) como mostrado na Figura 4.22. Os resultados obtidos são mostrados na Figura 4.23.

Os aspectos que merecem ser destacados a partir destes resultados são:

- Os perfis da  $n_e$  obtidos usando os valores de  $T_e$  são muito similares aos perfis obtidos experimentalmente. O fato de  $n_e$  depender linearmente da  $I_{sat}$  e ser usados pontos muito próximos para obter os dois perfis pode explicar a semelhança.
- Os valores da  $n_e$  obtidos a partir da  $T_e$  são mais elevados que os valores da  $n_e$  medidos experimentalmente. Durante a subida os valores da  $n_e$  obtidos a partir da  $T_e$  são 1.48 vezes (em média) superiores aos valores experimentais da  $n_e$ . Durante a descida os valores da  $n_e$  obtidos a partir da  $T_e$  são 1.42 vezes (em média) superiores aos valores experimentais de  $n_e$ . Na equação 4.12 é usado como parâmetro  $S$  o valor da superfície metálica da sonda. Como é assumido a condição MOL, a superfície que coleta os elétrons na região de saturação da curva característica é a área de bainha de plasma ao redor da sonda que vai ser superior ao valor achado usando 4.19 e substituído em 4.12. Isto levaria a valores inferiores da  $n_e$  e a uma melhor coincidência entre os perfis experimentais e calculados.
- O aspecto mais importante é que, se os valores da  $T_e$  fossem menores (em concordância com outros experimentos e modelos), os valores da  $n_e$  calculados a partir da  $T_e$  se afastariam ainda mais dos valores experimentais, o que indica que os valores de  $T_e$  estimados entre 1200 K e 2200 K estão corretos.

Figura 4.23 - Comparação entre o perfil com altura da  $n_e$  determinado experimentalmente e o perfil com altura da  $n_e$  obtido usando a relação 4.12 na região de saturação de elétrons durante a subida do foguete (painel superior) e a descida do foguete (painel inferior).



Fonte: Produção do autor.



## 5 RESULTADOS E DISCUSSÃO II: ANÁLISE DAS FLUTUAÇÕES DA CONCENTRAÇÃO ELETRÔNICA OBTIDOS A PARTIR DE MEDIDAS DE FOGUETE

Neste capítulo são discutidos os resultados dos dados da corrente recolhida pela SLC no regime de tensão constante e após a eliminação das componentes de baixa frequência feita no bloco ‘Filtro P. Alta’ (Seção 3.2.2.2), ou seja, os dados da série temporal SCATc. Como mostrado na Figura 3.33, com estes dados é feito um estudo das flutuações da  $n_e$ .

A análise das flutuações da densidade eletrônica e o campo elétrico têm sido feito desde o começo das pesquisas usando instrumentos a bordo de foguetes. No final da década do 60 e começo da década dos anos 70, trabalhos feitos a partir de medições *in-situ* (PRAKASH et al., 1969; PRAKASH et al., 1970) ou teóricos (OTT; FARLEY, 1974) concentravam-se nas irregularidades da região E. Dentre as campanhas efetuadas especificamente para o estudo das irregularidades equatoriais da região F (bolhas de plasma) e que usaram ferramentas de análise espectral de potências das séries temporais da  $n_e$  e o  $\vec{E}$ , pode-se destacar as feitas no atol de Kwajalein, nas ilhas Marshall (9.4° N, 167.5° E, latitude dip 8° N) no dia 17/07/1979, chamada de “*Plumex I*” (SZUSZCZEWICZ et al., 1980; RINO et al., 1981), a campanha “*Plumex II*” no dia 23/07/1979 (SZUSZCZEWICZ; HOLMES, 1980) e a campanha *CRRES/EQUIS* no dia 30/07/1990 (HYSELL et al., 1994). Na América do Sul as feitas em Punta Lobos, Peru, (latitude dip 0,7° S) chamada de campanha “Condor” nos dias 01/03/1983 e 14/03/1983 (LABELLE et al., 1986; LABELLE; KELLEY, 1986) e em Alcântara chamada de campanha “Guará” (JAHN; LABELLE, 1998; MURALIKRISHNA, 2000; MURALIKRISHNA; VIEIRA, 2007) entre agosto e outubro do ano 1994. No continente asiático, especificamente na Índia, diversos lançamentos desde SHAR (14° N, 80° E, latitude dip 5,5° N) e Trivandrum (8.5° N, 76.9° E, latitude dip 2° N) têm fornecido dados de irregularidades na região E (SINHA et al., 1999; SINHA et al., 2010; SINHA et al., 2011) e F (CHANDRA et al., 1997) que logo foram analisados usando técnicas de análise espectral.

No Brasil, um estudo das flutuações da  $n_e$  usando técnicas de análise espectral (MURALIKRISHNA; VIEIRA, 2007), foi feito com os dados obtidos a partir de quatro voos diferentes, dois lançados do CLBI e dois do CLA. Também, com dados do experimento referido no Capítulo anterior (“*IONEX II*”), Muralikrishna et al. (2003) fizeram o único estudo até o momento das flutuações da densidade eletrônica e o campo elétrico usando dados simultâneos de sonda de campo elétrico e sonda de Langmuir.

A técnica usual para estudar tanto as flutuações da  $n_e$  e as de  $\vec{E}$  é a que usa a Transformada Rápida de Fourier ou FFT. Nos anos em que começou a se aplicar esta técnica, o cálculo computacional era limitado e o desenvolvimento da instrumentação que faziam as medidas *in situ* permitia obter séries temporais com baixa taxa de amostragem. Estudos posteriores, já com taxas de amostragem mais altas, continuaram usando esta técnica mas com o objetivo de comparar os resultados obtidos com resultados prévios.

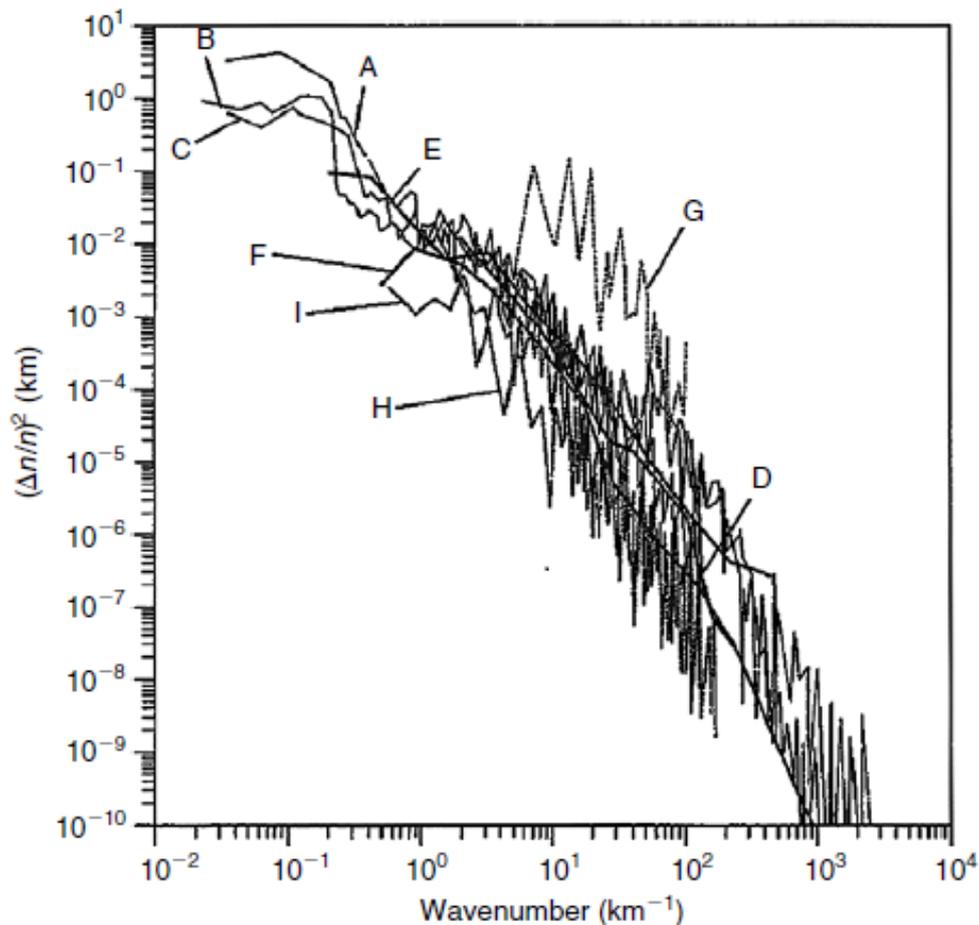
A transformada de Fourier discreta tem sido usada em diferentes áreas da física, engenharias e em geral em qualquer área do conhecimento que gere séries temporais de valores discretos da grandeza estudada. Esta ferramenta matemática, transforma o sinal do domínio do tempo ao domínio das frequências usando a transformada de Fourier de uma variável discreta. A partir da transformada é possível reconhecer as frequências predominantes no sinal fornecendo informação sobre o processo por trás da geração desse sinal. A técnica FFT, é uma evolução do algoritmo de cálculo da transformada de Fourier discreta e é, computacionalmente, mais eficiente. Na FFT os coeficientes que emergem da decomposição do sinal estudado são calculados iterativamente. Um sinal de  $N$  amostras levaria um tempo proporcional a  $N^2$  na transformada de Fourier discreta. Na FFT o tempo reduz-se a  $2 N \log N$  (DENARDINI, 2003, p. 89).

A representação mais comumente usada das informações que são obtidas aplicando a FFT é o espectro de potência. O espectro é um gráfico que tem por ordenada as potências das diferentes frequências que compõem o sinal estudado e que ficam na abscisa (CHAPRA, 2013). A potência de uma frequência caracteriza o nível de presença dessa frequência no sinal estudado. Como o valor das potências podem abranger vários ordens de grandeza e outro tanto (dependendo da taxa de amostragem com que foram feitas as medidas) pode acontecer com as frequências nas quais foi decomposto o sinal original, o espectro de potência é representado como um gráfico log-log. Um conjunto de oito espectros de potência obtidos em alguns dos experimentos supracitados são mostrados na Figura 5.1.

O fenômeno da evolução das irregularidades do plasma da ionosfera está estreitamente associado a estruturas de diversas escalas abrangendo várias ordens de grandeza (Figura 1.1). As escalas destas irregularidades podem ser relacionadas com as frequências do espectro de potências da série temporal das flutuações da  $n_e$ . Isto pode ser feito desde que a velocidade relativa do foguete seja muito maior que a velocidade de fase da onda na ionosfera que está produzindo as irregularidades (FEJER; KELLEY, 1980), ou equivalentemente, desde que o plasma esteja ‘congelado’ em relação ao movimento do foguete. O anterior é conhecido como hipótese de Tay-

lor. Desta forma, flutuações que apareceriam como séries temporais no referencial do foguete, podem ser interpretadas como flutuações espaciais; sendo isto o que é rotineiramente usado nas pesquisas das irregularidades usando medidas *in situ* das flutuações da densidade eletrônica e o campo elétrico. Se a condição acima explicada é satisfeita então:  $\omega = \vec{k} \cdot \vec{V}_{Fog}$  ou equivalentemente  $\lambda = \frac{V_{Fog}}{f}$ . Lembrando que  $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$  é o número de onda,  $\lambda$  é o comprimento de onda ou escala da irregularidade e  $V_{Fog}$  o valor da velocidade do foguete. Usando esta condição foram construídos os espectros mostrados na Figura 5.1.

Figura 5.1 - Espectros de potência das escalas (número de ondas) das medidas de flutuações eletrônicas de diferentes experimentos feitos em localidades e datas diferentes. A-C, no atol de Kwajalein nas Ilhas Marshalls; D, G, H e I em *Punta Lobos Peru*; E Natal, Brasil; F Florida, Estados Unidos.



Fonte: Kelley (2009, p. 137).

Como pode ser visto, a diferentes escalas correspondem valores diferentes de potências. A relação linear entre as potências e as diferentes escalas é chamada de lei de escala ou lei de potência e estas relações carregam informação sobre os processos de geração das irregularidades. Como a teoria de fluídos tem sido aplicada com sucesso em plasma de baixo nível de ionização e grandes escalas, como é o caso da ionosfera, no começo dos estudos das flutuações das irregularidades, pensou-se que a lei de potências que representaria os espectros verticais, ou seja, os feitos exclusivamente com medidas a bordo de foguetes, iria ser uma lei típica de fenômenos turbulentos. Esta lei tem como coeficiente angular da relação linear entre a potência e as escalas, chamado também de índice espectral de potência ( $\beta$ ), o valor de  $-5/3 \approx -1,667$ . A turbulência manifesta-se em fluídos neutros como um fenômeno universal, ou seja o índice espectral de potência é  $-5/3$  em todas as escalas desde que não seja injetada energia por fontes externas ou não seja dissipada a energia pelo sistema (SPICHER, 2013). Porém, como constatado a partir da Figura 5.1, o índice espectral de potência ou  $\beta$  muda de um espectro a outro e, inclusive, assume valores diferentes para um mesmo espectro (observam-se quedas diferentes para diferentes escalas no espectro). Diferentemente dos fluídos, os plasmas têm mais de uma invariante. Adicionalmente á energia, a helicidade e a média quadrática da vorticidade são invariantes no plasma. Modos de instabilidades de pequenas escalas podem crescer e entregar energia a modos de escala maior tornando-as instáveis, razão pela qual aparecem diferentes valores de  $\beta$  a diferentes escalas em um espectro (SPICHER, 2013).

Segundo Kelley (2009, p. 135) os valores típicos do  $\beta$  obtidos a partir de vários experimentos e resumidos na Tabela 5.3 mudam entre  $-1$  e  $-3$ . Esta relação é “quebrada” dando origem a uma relação com um  $\beta$  maior (relação entre a potência e as escalas mais inclinada) entre os 100 e 60 m. Estudos (KELLEY et al., 1982; LABELLE et al., 1986) sugerem que este tipo de espectro representa uma multiplicidade de processos acontecendo na ionosfera equatorial sendo um destes o amortecimento linear das ondas de deriva. Este amortecimento gera um efeito cascata de distribuição da energia das irregularidades de maior escala para as irregularidades de escala menores.

A elaboração dos espectros e determinação do(s) parâmetro(s)  $\beta$  está longe de serem padronizados e completamente objetivos, sendo este o principal problema no uso da técnica FFT para obter informações dos processo subjacentes que geram as irregularidades nas medidas das flutuações da  $n_e$  e  $\vec{E}$ . Um primeiro problema advém das diferenças nos critérios escolhidos para a elaboração do sinal de flutuação a partir da série temporal original. Designando a série temporal com alta taxa de amostragem das medidas da  $n_e$  como  $\delta N$  e  $N$  como o valor esperado da densidade de elétrons em

condições de ausência de qualquer irregularidade, são calculadas diferentes sinais de flutuações. Por exemplo, o  $N$  pode ser calculado a partir dos valores da média do sinal  $\delta N$ , por uma interpolação dos valores da média suavizada da série temporal  $\delta N$  ou ainda com um ajuste a uma função (geralmente polinomial) desta última série. O sinal de flutuação pode ser elaborado como  $\frac{\delta N}{N}$  ou  $\frac{\delta N - N}{N}$ . Uma vez elaborado a partir do sinal original o sinal da flutuação, é feito o espectro de potências das frequências (espectro-f) e do número de ondas (espectro-k). Como ocorre frequentemente, o espectro manifesta duas ou mais leis de potência (dois ou mais  $\beta$ ). Neste caso, a determinação do ponto onde muda o comportamento do espectro, chamado na literatura de *breaking point* ou *crossover* torna-se extremamente importante para o cálculo, por ajuste linear usando o método de mínimos quadrados, dos valores do índice espectral de potência. Esta determinação, com raras exceções (JAHN; LABELLE, 1998; SPICHER et al., 2014), é feita visualmente, entregando diferentes resultados inclusive usando os mesmos dados (JAHN; LABELLE, 1998; MURALIKRISHNA; VIEIRA, 2007)

Com o impulso dado pelos avanços das técnicas computacionais e a grande melhoria no poder de cálculo dos novos computadores, a partir da década dos anos 90 tem surgido técnicas inovadoras que melhoram vários dos problemas inerentes ao método de análise das séries temporais de medidas *in-situ* de diferentes parâmetros ionosféricos aplicando a FFT. Por exemplo, a transformada de Hilbert-Huang ou HHT (HUANG et al., 1998), foi aplicada com sucesso nos dados de velocidade vertical dos íons e dados horizontais da  $n_e$  obtidos pelo satélite ROCSAT-1 para obter espectros onde a mudança dos índices espectrais de potência tornou-se muito mais legíveis (CHEN et al., 2001) quando comparado com o espectro feito com a FFT. Visando resolver um outro tipo de limitação da técnica FFT, sendo que ela não fornece informação sobre a correlação que pode existir entre as fases das ondas e as estruturas irregulares na  $n_e$  que elas podem gerar, Spicher et al. (2015) usaram técnicas espectrais de ordens superior como a bi-coerência de Fourier para identificar casos em que dois processos poderiam ou não gerar um único espectro calculado usando a técnica FFT.

Recentemente a técnica de análise de flutuação destendenciada ou DFA (do inglês *Detrending Fluctuation Analysis*) (KANTELHARDT, 2012) foi usada por Fornari et al. (2016) nos dados obtidos durante o experimento *IONEX II* com o objetivo de determinar se a ampla margem de valores dos parâmetros  $\beta$  obtido por Muralikrishna et al. (2003) tinha origem na metodologia aplicada nesse último estudo (usando a técnica FFT) ou era causado pela natureza não homogênea e anisotrópica do processo de geração das irregularidades estudadas. Como resultado secundário, os autores conseguiram fazer um melhor reconhecimento do ponto de quebra ou *crossover* nos

espectros obtidos usando o método DFA, quando comparado com a técnica FFT. A motivação para estudar as flutuações dos valores medidos pela SLC com alta taxa de amostragem origina-se a partir de três fatores. Em primeiro lugar, medidas *in-situ* obtidas no território brasileiro não tinham sido feitas com uma taxa de amostragem tão alta como a que foi usada no experimento analisado nesta tese e, como é explicado na Seção 5.2, isto permite elaborar espectros com vários ordem de grandeza nos valores das frequências contidas no sinal estudado. Em segundo lugar medidas de flutuação da  $n_e$  na região E e do vale da região F são escassas (SINHA et al., 2011), e os poucos estudos feitos das irregularidades da região E acima mencionados não têm tido relação com eventos de geração de irregularidades de grande escala na região F equatorial. Finalmente, a qualidade dos dados fornece uma boa oportunidade para testar técnicas modernas de processamento de sinais como a técnica DFA (Seção 5.3) que ajudam a mitigar problemas inerentes à técnica FFT com a qual foram obtidos os espectros apresentado na Seção 5.2.

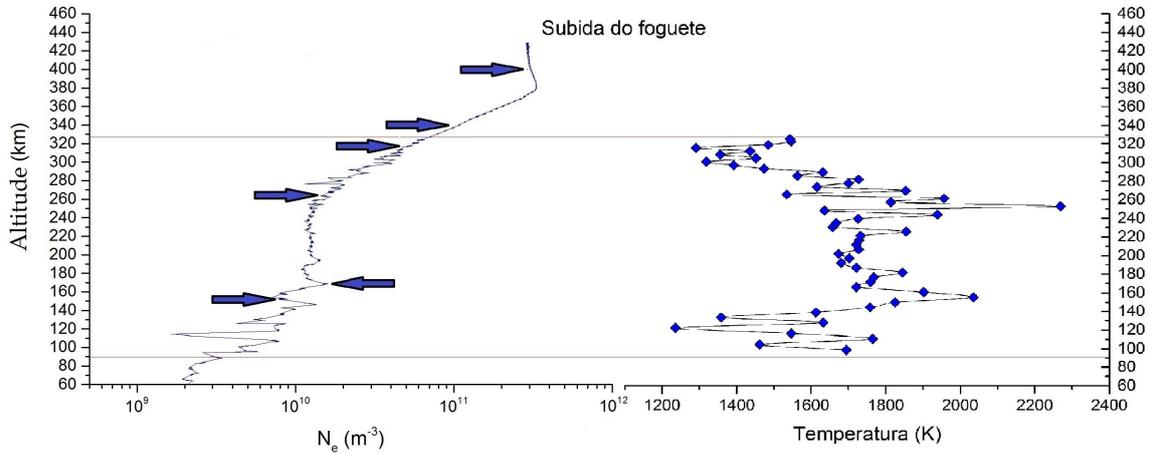
### 5.1 Análise dos dados de corrente alternada.

O estudo das flutuações dos valores da  $n_e$  neste trabalho, foram feitos em regiões selecionadas previamente conforme os critérios a seguir:

- Escolher 4 regiões na faixa de altitude onde aparecem as irregularidades (100 – 320) km, na subida e descida do foguete.
- Escolher 2 regiões acima dos 320 km no perfil de subida e descida para comparar com os resultados obtidos na faixa onde aparecem as irregularidades.
- Regiões com depleções na concentração de elétrons.
- Regiões com adensamento na concentração de elétrons.
- Regiões dentro da faixa entre os 100 – 320 km onde não se manifestam irregularidades.
- Regiões que fiquem à mesma altitude tanto na subida quanto na descida para comparar os resultados.

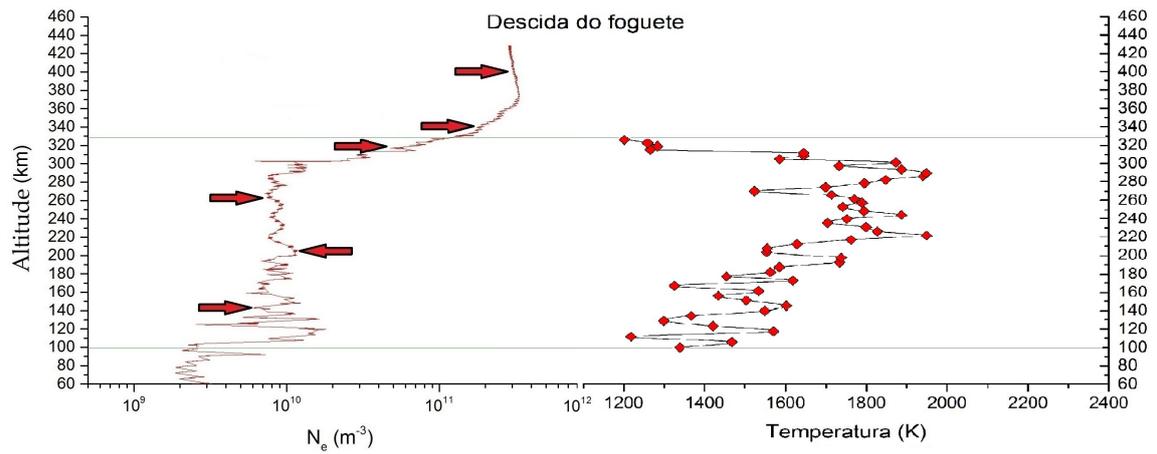
Nas Figuras 5.2 e 5.3, são assinaladas as doze regiões (seis na subida e seis na descida) nas quais foi feito a análise espectral das flutuações da  $n_e$ .

Figura 5.2 - Regiões selecionadas para fazer a análise das flutuações da  $n_e$ . Painel esquerdo: Perfil com altitude da  $n_e$  durante a subida do foguete. As setas em azul assinalam as regiões escolhidas conforme o critério acima exposto. Painel direito: Perfil com altitude da  $T_e$  durante a subida do foguete.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 5.3 - Regiões selecionadas para fazer a análise das flutuações da  $n_e$ . Painel esquerdo: Perfil com altitude da  $n_e$  durante a descida do foguete. As setas em vermelho assinalam as regiões escolhidas conforme o critério acima exposto. Painel direito: Perfil com altitude da  $T_e$  durante a descida do foguete.



Fonte: Produção do próprio autor.

Após serem selecionadas as regiões, é aplicado o seguinte algoritmo para processar os dados da série temporal SCATc:

#### **Algoritmo de processamento dos dados de corrente AC.**

- Separar as séries temporais da corrente alternada recolhida pela sonda em regime de tensão constante e em regime de varredura de tensão em duas séries independentes: Série temporal de Corrente Alternada recolhida no regime de Tensão constante (SCATc) e Série Temporal de Corrente Alternada recolhida no regime de Varredura de tensão (SCAVt).
- Na equação 3.4 substituir os valores de tempo que aparecem na série SCATc e obter a série de alturas no regime de Tensão constante para a corrente Alternada(hTcA).
- Eliminar da série SCATc (hTcA) os valores de corrente medidos (altura calculados) durante o regime de calibração (linha vermelha-verde na Figura 3.32).

#### **5.2 Espectro de potências das flutuações da densidade eletrônica usando o algoritmo FFT.**

Após serem selecionadas as regiões e obtidas as séries temporais aplicando o algoritmo descrito na Seção anterior podem ser construídos os espectros de potência do sinal das flutuações feitas a partir da série SCATc. Como esta série é interrompida a cada 1 s pelo ciclo de varredura de tensão e, os valores espúrios ao início e fim de cada segmento de 1 s da série, devido ao regime de calibração entre um ciclo e outro não foi preciso usar uma janela para truncar a série pois o próprio ciclo de varredura de tensão aplicado à sonda já gera a série limitada. Neste caso, pode-se dizer que na série temporal foi usado uma janela retangular (HEINZEL et al., 2002). A seguir os passos executados para construir o espectro de potências das flutuações no domínio das frequências ( $f$ ) e no domínio do número de onda ( $k$ ) usando a técnica FFT.

#### **Algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT.**

- 1) Identificação dos intervalos de tempo que correspondem a altura da região selecionada no perfil da densidade numérica dos elétrons.

- 2) A partir da série SCATc extrair os valores correspondente ao intervalo temporal identificado no item anterior. Os valores da corrente medidos neste intervalo temporal são designados como  $\delta N$ .
- 3) Fazer um ajuste polinomial de ordem 2 nos valores de  $\delta N$ . No polinômio obtido substituir os valores de tempo do segmento de série extraído no item anterior. Os valores que resultam desta substituição são designados como  $N$ .
- 4) Aplicar a FFT sobre os valores  $\frac{\delta N}{N}$ . Achar o módulo do resultado e posteriormente elevar ao quadrado.
- 5) Achar a diferença média entre os valores de tempo do segmento de série extraído no segundo item. A partir deste tempo mínimo de amostragem é calculada a frequência média de amostragem. A metade desta frequência é a frequência de Nyquist.
- 6) Construir uma lista de valores de frequência:  $f = i \cdot \Delta f$  com  $i = 1 \dots \frac{\text{no.de pontos}}{2}$ , e  $\Delta f$  a frequência média de amostragem dividida pelo número de pontos da amostra. Desta forma a lista de valores de  $f$  começa na frequência média de amostragem dividida pelo número de pontos da amostra e termina em  $\frac{1}{2 \cdot \text{tempo mínimo de amostragem}}$ , ou seja, a frequência de Nyquist.
- 7) A partir equação da evolução temporal da altura do foguete (3.4) e dos tempos da amostra selecionada no item 2 calcular a altura média e a velocidade média (usando a derivada no tempo da equação 3.4) do foguete na região escolhida.
- 8) Finalmente, e supondo válida a hipótese de Taylor, podem ser calculadas a escala das irregularidades ( $\lambda$ ) e o número de onda ( $k$ ) usando:
$$\lambda = \frac{\langle \text{Velocidade do foguete} \rangle}{f} ; k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{\langle \text{Velocidade do foguete} \rangle}.$$

O espectro de potências FFT das frequências é a plotagem do  $\log$  dos valores calculados no item 4  $\times$  o  $\log$  das  $f$  calculadas no item 6.

O espectro de potências FFT dos números de onda é a plotagem do  $\log$  dos valores calculados no item 4  $\times$  o  $\log$  das  $k$  calculadas no item 8.

Um exemplo dos resultados intermediários que surgem quando é aplicado o algoritmo para obter o espectro FFT é mostrado para a região indicada pela terceira

seta vermelha (começando a contagem a partir dos menores valores de altura) da Figura 5.3.

Intervalo de alturas: 262.86 km até 264.41 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2111.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0.00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180.17 Hz.

Frequência de Nyquist: 1090.09 Hz  $\approx$  1.1 KHz.

Altura média: 263.68 km.

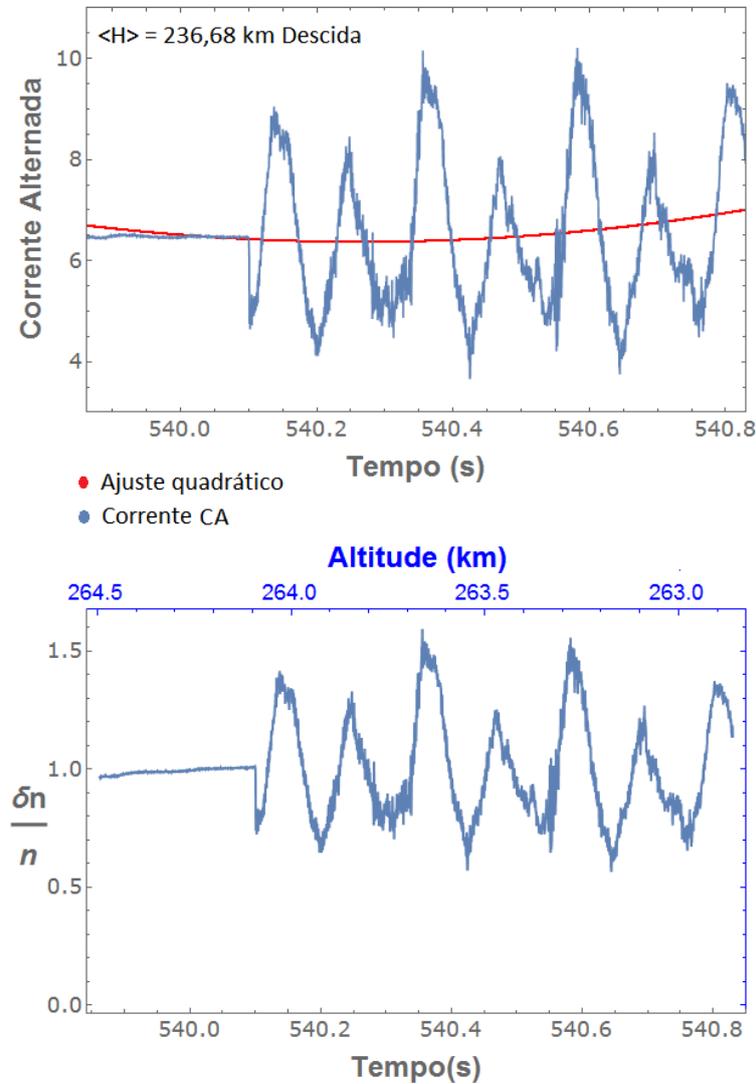
Velocidade média: 1688.04 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0.00046 s) é de 0.78 m aproximadamente.

Durante um ciclo de medição no regime de tensão constante ( $\sim$  1 s) e neste exemplo, o  $\lambda_{máximo}$  que pode ser medido é 1.6 km aproximadamente e o  $\lambda_{mínimo} = 1.55$  m aproximadamente. Ou seja, o espectro de frequências e de escalas (ou de números de onda) abrange 3 ordens de magnitude.

Os gráficos da série temporal dos valores da corrente extraídos a partir da SCATc e o ajuste polinomial destes valores são mostrados na Figura 5.4 painel superior. No painel inferior é mostrado a flutuação  $\frac{\delta N}{N}$  obtida da maneira explicada no algoritmo para obter o espectro FFT.

No Apêndice são mostrados os resultados intermediários para as outras 11 regiões do perfil que foram escolhidas para fazer o análise espectral.

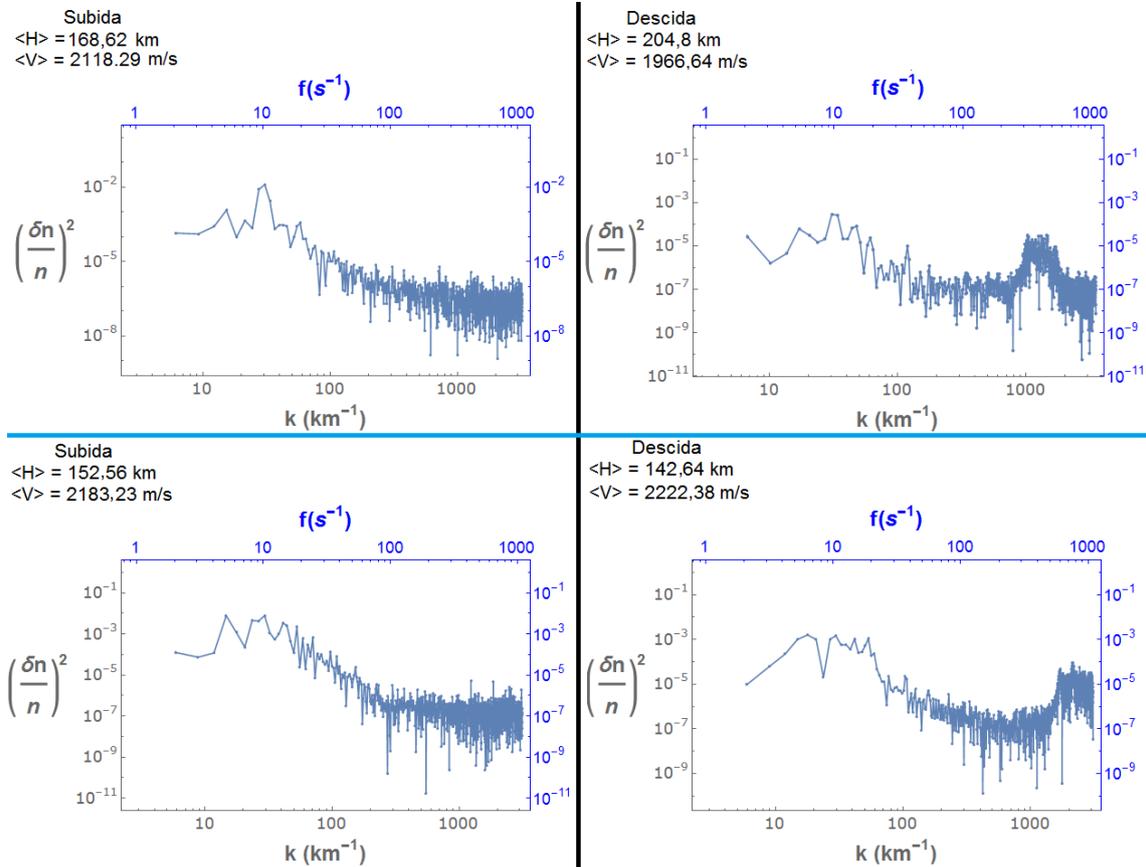
Figura 5.4 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 262,86 km e os 264,41 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Na próximas Figuras são mostrados os espectros FFT obtidos nas regiões assinaladas nas Figuras 5.2 e 5.3. Nas abscisas superiores aparecem os valores da frequência e nas inferiores os valores dos números de onda calculados da forma que foi explicada no item 8 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT.

Figura 5.5 - Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para as primeiras duas altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida.



Fonte: Produção do próprio autor.

Os primeiros quatro espectros mostrados na Figura 5.5 foram feitos para altitudes diferentes durante a subida e descida do foguete. De acordo com a equação da trajetória (Equação 4.1, Seção 4.2) e o painel D da Figura 4.9, as distâncias horizontais das regiões percorridas pelo foguete a uma altitude de 145 km e 205 km durante a descida são  $\sim 315$  km e  $\sim 280$  km com respeito à subida respectivamente. Foi decidido fazer o estudo comparativo entre espectros em altitudes similares para regiões mais próximas umas das outras na trajetória como mostrado nas Figuras 5.6 e 5.7. No entanto na região das baixas frequências (grandes escalas) os espectros correspondentes às altitudes de 152,56 km (subida) e 142,64 km (descida), nos painéis inferiores da Figura 5.5, evidenciam similaridades. Por exemplo, é reconhecível um mínimo na potência ao redor dos 7 – 8 Hz (320 – 250 m) localizado entre dois

máximos. O primeiro máximo aparece nos 5 – 6 Hz e o segundo ao redor dos 10 Hz. Sabendo que a taxa de rotação do foguete (Seção 3.2.2.1) foi 4,45 Hz, podemos afirmar que este primeiro máximo local na potência dos espectros não responde a um processo físico no plasma e sim a uma modulação introduzida pelo movimento do foguete. O anterior pode ser constatado a partir das figuras apresentadas mais adiante, correspondentes aos espectros feitos em altitudes maiores. No entanto, o segundo máximo ( $\sim 10$  Hz) aparece também em todos os espectros feitos, independentemente da altitude, e aparentemente não está relacionado ao movimento do foguete.

Conforme o foguete diminui a velocidade de voo, as escalas que correspondem com esta frequência de  $\sim 10$  Hz diminuem; sendo  $\sim 210$ – $230$  m para as altitudes menores e  $\sim 70$  m para as maiores altitudes (Figura 5.7). Isto é causado porque, tendo menor velocidade, o foguete fica mais tempo na faixa de altitude sondada o que incrementa a resolução espacial das irregularidades que a sonda pode detectar. O fato de aparecer um pico na frequência de  $\sim 10$  Hz em todas as altitudes, ou seja, com independência das escalas e de aparecer em regiões com irregularidades (Figura 5.5) e sem presença de irregularidades (Figura 5.7) pode ser uma indicação de que esse pico não representa uma injeção de energia ao sistema, se devendo a uma tendência inerente aos dados de origem desconhecido. Consequentemente, decidiu-se fazer o ajuste dos espectros (Seções 5.3 e 5.4) a partir dos  $\sim 10$  Hz ou, equivalentemente, o estudo das irregularidades será feito para médias e pequenas escalas ( $210 \text{ m} < \lambda < 1 \text{ m}$ ). Outro trabalho (SPICHER et al., 2014) tem usado este mesmo critério, afirmando que possivelmente não todas as tendências da série temporal original são eliminadas no momento de construir o sinal de flutuação ( $\frac{\delta N}{N}$ ).

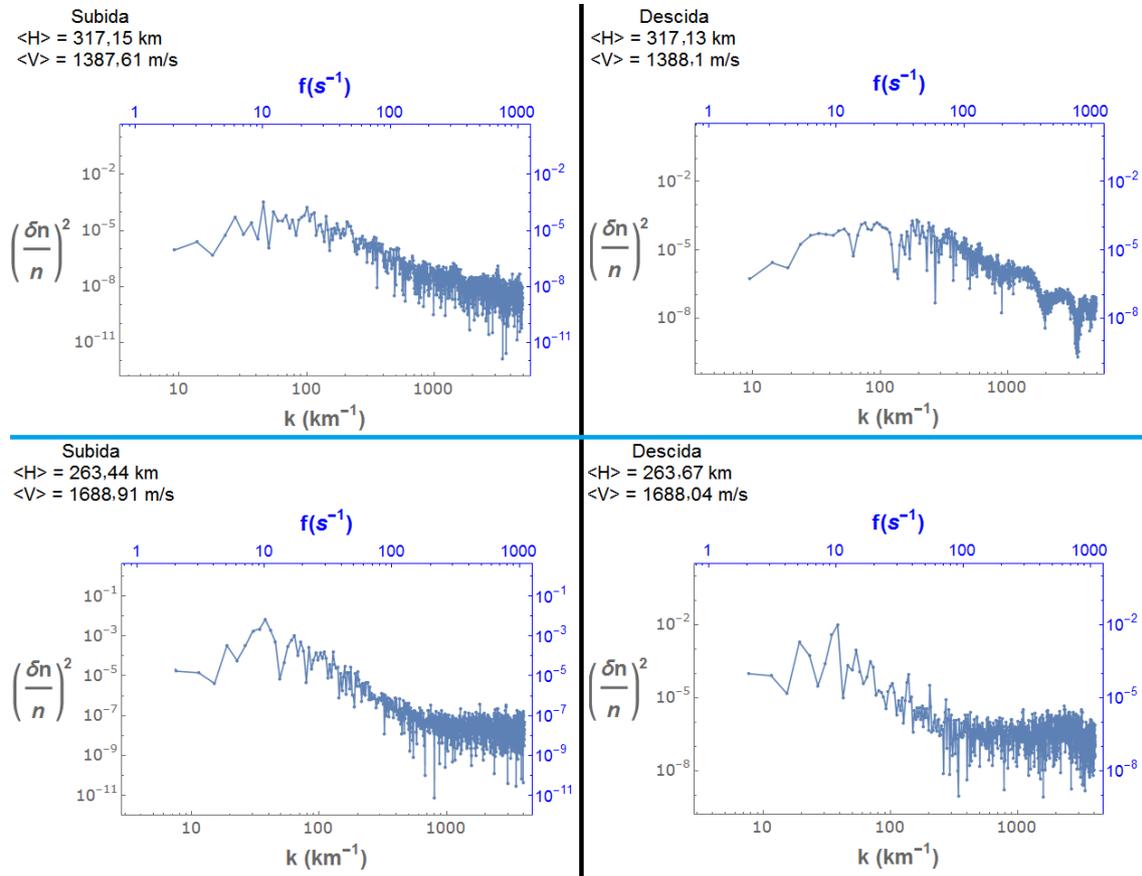
Os espectros mostrados na Figura 5.5 foram feitos em regiões com depleção (152,56 km durante a subida e 142,64 km durante a descida) e adensamento (168,62 km durante a subida e 204,8 km durante a descida) nos valores da  $n_e$ . As principais diferenças não aparecem quando são comparados os espectros feitos em depleções e adensamentos pois ambos têm um comportamento global similar. Porém, o comportamento dos espectros para altas frequências (escalas pequenas) são bastante diferentes durante a subida e descida em ambas as altitudes. Se durante a subida o comportamento do espectro é plano a partir dos  $\sim 250$  Hz ( $\sim 9$  m), nos espectros obtidos na descida observa-se um comportamento incomum a partir dos  $\sim 500$  Hz ( $\sim 4,5$  m) para a altitude de 142,64 km e a partir dos  $\sim 240$  Hz ( $\sim 7,8$  m) para a altitude de 204,8 km.

As altitudes onde foram feitos estes espectros ficam na fronteira entre a região E ( $\sim 140$  km) e o vale entre as regiões E e F. No estudo feito por Sinha et al. (1999)

são mostrados os espectros das flutuações da  $n_e$  a 172 e 176 km de altitude obtidos por uma sonda de Langmuir a bordo de um foguete lançado desde SHAR (13,7° N, 80,2° E, latitude dip 12,3° N). Embora os espectros reportados por [Sinha et al. \(1999\)](#) estudo são muito mais inclinados que os que são mostrados neste trabalho, para valores de  $k > 1000$  são visíveis comportamentos similares aos que aparecem nos painéis direitos da Figura 5.5. É preciso destacar, no entanto, que o lançamento no sector indiano foi feito desde uma latitude baixa (latitude dip 12,3° N) e que os autores interpretaram as irregularidades que foram estudadas nestas latitudes e nas alturas típicas da região do vale como imagens das irregularidades de tipo *bottom-side* da região F no equador geomagnético. Isto é essencialmente diferente das observações discutidas aqui, pois durante a descida o foguete fez medidas em regiões quase abaixo do equador magnético. O comportamento observado nas regiões de alta frequência se deve ao fato de que o sinal de flutuação começa a se misturar com o nível de quantização de ruído do conversor análogo-digital, reconhecível nos espectros de potência feitos com a técnica FFT, por apresentar uma inclinação perto de zero (espectro típico de um sinal tipo ruído branco) ou equivalentemente, as potências correspondentes às diferentes frequências (escalas) não mudam substancialmente com as mesmas.

A Figura 5.6 mostra os espectros calculados para as altitudes intermediárias entre a região E e a base da região F, ou seja, os espectros para as altitudes  $\sim 263$  km e  $\sim 317$  km respectivamente. Neste caso os espectros foram obtidos para altitudes semelhantes na subida e descida do foguete. Embora a região escolhida durante a descida do foguete na região do vale a uma altitude aproximada de 263 km (terceira seta vermelha em ordem ascendente das altitudes na Figura 5.3) fique em uma das depleções quase-periódicas analisadas no Capítulo 4, o espectro do sinal da flutuação da  $n_e$  dessa depleção não evidencia um comportamento global diferente daquele feito para a região à mesma altitude durante a subida e que não mostra nenhuma irregularidade (terceira seta azul em ordem ascendente das altitudes na Figura 5.2). Porém, em uma primeira inspeção visual dos espectros nessa altitude (painéis inferiores da Figura 5.6) o espectro obtido durante a subida começa a ficar plano ao redor dos 170 Hz ( $\sim 9$  m) e no caso da descida em 68 Hz ( $\sim 25$  m). Outras diferenças com relação ao índice  $\beta$  em ambos os espectros serão discutidas na Seção 5.4.

Figura 5.6 - Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para a terceira e quarta altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida.

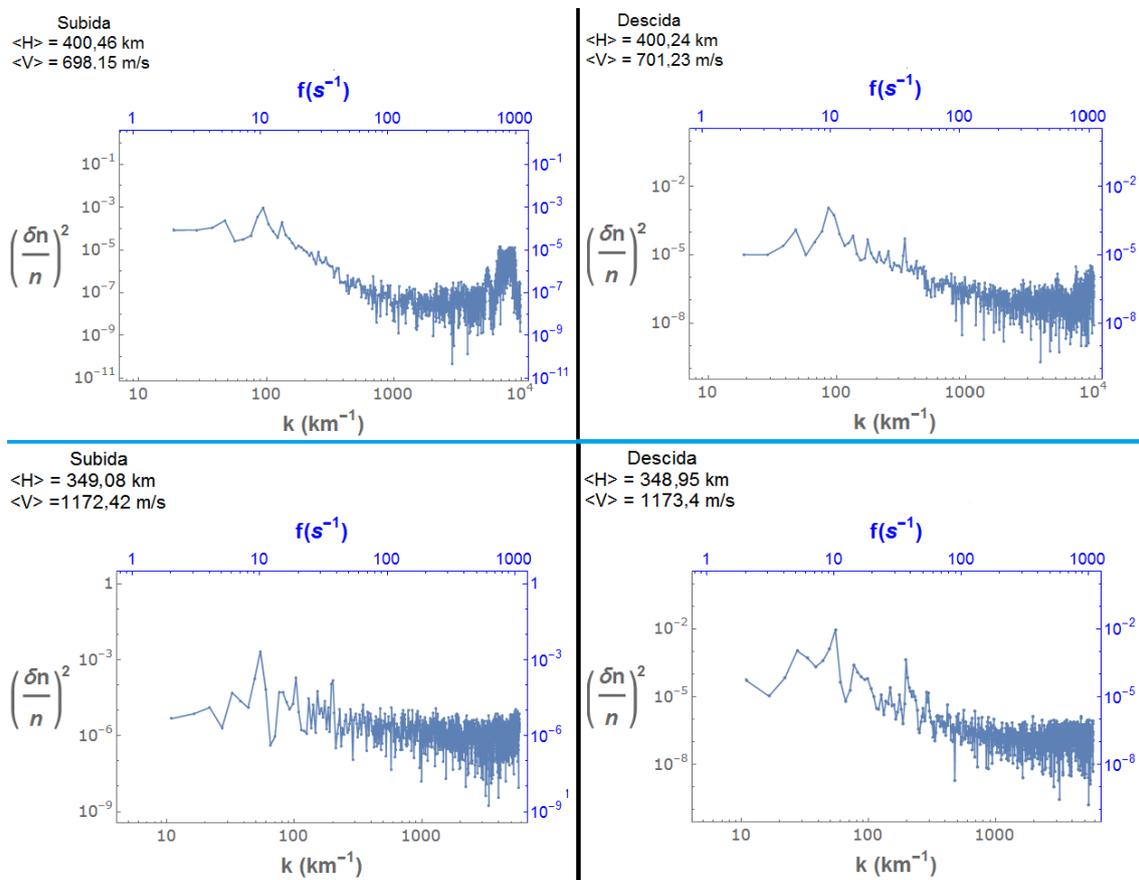


Fonte: Produção do próprio autor.

A situação dos espectros na base da região F ( $\sim 317$  km) é completamente diferente quando é feita a comparação entre subida e descida na região das altas frequências. Os dois espectros têm um comportamento, na faixa das médias escalas e escalas transicionais ( $108 \text{ m} < \lambda < 30 \text{ m}$ ), similar. A quebra deste comportamento se mostra mais marcante durante a descida. Porém, nas altas frequências aparecem, neste mesmo espectro, duas quedas expressivas em  $\sim 4$  e  $\sim 2$  m perto da sensibilidade da sonda nessa altitude. Não encontramos explicação física para este comportamento na literatura e não tem sido reportado comportamento semelhante em outros espectros obtidos perto dessa altitude (MURALIKRISHNA; VIEIRA, 2007). Deve ser destacado ainda, que o espectro foi elaborado numa região onde aparece uma pequena depleção e onde a queda de temperatura é muito expressiva como poder ser apreciado a partir

da Figura 5.3. Também o sinal  $\frac{\delta N}{N}$  obtido, e mostrado na Figura A.9 do Apêndice, é o mais diferente dentre todos os analisados nesta tese. No entanto, é válido notar que este comportamento é observado na parte de menor potência do espectro e pode ter relação com o nível de ruído da conversão análogo-digital e a posterior telemetria das medidas feitas pela SLC.

Figura 5.7 - Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para as últimas altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida.



Fonte: Produção do próprio autor.

Os espectros feitos para as altitudes maiores ( $\sim 349$  km e  $\sim 400$  km) são mostrados na Figura 5.7. Os resultados para as altitudes inferiores ao pico encontrado pela sonda durante sua trajetória (Figuras 5.2 e 5.3) exibem espectros com inclinação menor quando comparados com os espectros obtidos a menores altitudes e mostra-

dos nas figuras precedentes nesta Seção. O espectro de descida aparenta ter  $\beta$  maior que o espectro obtido a uma mesma altitude durante a subida na região de escalas médias e transicionais. Alias, o espectro em  $\sim 349$  km se mostra bastante plano em quase todas as escalas, manifestando o fato de não existir nenhuma flutuação importante nessa região (penúltima seta azul em ordem ascendente das altitudes na Figura 5.2).

Quando comparados os painéis esquerdos (direitos) das Figuras 5.5, 5.6 e 5.7, é evidente uma leve tendência a diminuir o índice  $\beta$  dos espectros nas médias escalas durante a subida (descida) do foguete. Porém, a tendência não é mais mantida nos espectros que aparecem nos painéis superiores da Figura 5.7. Estes espectros foram obtidos perto do apogeu do foguete (428,8 km), onde o movimento é majoritariamente horizontal. A mudança do índice espectral mesmo em regiões que não manifestaram presença de irregularidades, é uma evidência da anisotropia espacial dos espectros. Isto foi notado por Kelley e Hysell (1991) e Kelley (2009, p. 125,138) quando foram comparados espectros obtidos por satélites e foguetes.

### 5.3 Espectro das flutuações da densidade eletrônica usando o algoritmo DFA.

O objetivo principal do análise espectral usando a FFT é obter uma lei de potência junto com o expoente de escala ou índice espectral ( $\beta$ ), ou seja, uma lei de escalas onde o parâmetro de escala pode ser, neste caso, a frequência ou o comprimento de onda da irregularidade. É desejável que a lei de potência seja válida em um amplo intervalo da escala utilizada, mas em caso de não acontecer isto, a lei deverá ser válida ao menos em uma ordem de magnitude da escala. A seleção dos pontos inicial e final para o ajuste do espectro é feito visualmente. No caso de existir mais de uma lei de escala, como acontece frequentemente em estudos sobre irregularidades na ionosfera usando a técnica FFT, torna-se extremamente importante a determinação precisa do ponto de quebra (*breaking point* ou *crossover*), ou seja, o ponto onde não é mais válida uma lei e começa a ser válido outro tipo de relação entre as potências das amplitudes e as escalas. Os espectros obtidos neste estudo, têm em média mais de 1000 pontos; isso garante a presença de pelo menos três ordens de magnitude das escalas, porém complica o procedimento para determinar as leis de escala (os diferentes  $\beta$ ) pois aparecem muitas frequências espúrias que dificultam a seleção subjetiva do ponto de quebra.

Existem outras técnicas mais modernas que tentam minimizar o fator subjetivo na determinação deste ponto de quebra que é o parâmetro chave para estimarmos os índices espectrais. Uma delas é a análise DFA (do inglês *Detrended Fluctuation*

*Analysis*). A técnica foi introduzida há 20 anos e tem sido usada para detectar correlação de longo alcance em séries de tempo não estacionárias e auto afinidade estatística em sinais (KANTELHARDT, 2012). Na Geofísica Espacial tem sido aplicada em séries temporais de parâmetros geofísicos tais como índices de atividade geomagnética e campo magnético interplanetário (GONZÁLEZ et al., 2014). Recentemente foi aplicada em dados in situ de campo elétrico e densidade eletrônica na ionosfera obtidos com uma sonda de Langmuir durante o experimento *IONEX II* (FORNARI et al., 2016; FORNARI, 2016). Uma breve descrição do algoritmo usado para obter os gráficos com os quais é possível determinar com maior objetividade o ponto de quebra de um espectro de frequências (número de onda) dado é apresentada a seguir.

### Algoritmo da técnica DFA.

- 1) Calcular a série temporal integrada a partir da série temporal original  $\frac{\delta N}{N}$  ou seja:  $Y(t) = \sum_{i=1}^t \left( \left( \frac{\delta N}{N} \right)_i - \left\langle \frac{\delta N}{N} \right\rangle \right)$  onde  $i \in \mathbb{N}$ . A nova série  $Y(t)$  é chamada de série de somas cumulativas ou perfil.
- 2) O perfil  $Y(t)$  é dividido, começando pelo primeiro elemento da série  $Y(t)$ , em segmentos (janelas de tempo) não sobrepostos de tamanho:  $N_s \equiv \text{int}\left(\frac{N}{s}\right)$ , sendo que  $N$  é o tamanho total do perfil e  $s$  a largura ou tamanho da janela. É feita uma segmentação similar, mas agora começando do último elemento da série  $Y(t)$  para garantir que seja analisado todo o perfil. No total a série  $Y(t)$  é segmentada em  $2N_s$  janelas temporais de tamanho  $s$ .
- 3) Para cada uma das janelas temporais do item 2 é feito um ajuste, pelo método de mínimos quadrados, dos valores do perfil a um polinômio. Este ajuste ( $y_k^m(t)$  com  $k = 1, 2, \dots, N_s, N_s + 1, N_s + 2, \dots, 2N_s$  e  $m$  a ordem do polinômio usado) representa a tendência local, dentro de cada janela de largura temporal  $s$ , da série  $Y(t)$ .
- 4) A tendência de cada segmento do perfil  $Y(t)$  é subtraída de cada valor do perfil que fica dentro da janela (*detrending*). Logo é calculada a variância desta diferença, ou seja, é calculada a média do quadrado da flutuação local:

$$F_{DFAm}^2(k, s) = \begin{cases} \frac{1}{s} \sum_{i=1}^s \{y[(k-1)s+1] - y_k^m(i)\}^2, & k = 1, 2, \dots, N_s \\ \frac{1}{s} \sum_{i=1}^s \{y[N - (k - N_s)s + 1] - y_k^m(i)\}^2, & k = N_s + 1, \dots, 2N_s \end{cases}$$

5) Finalmente é feita uma média sobre todos os segmentos  $N_s$  obtendo assim a flutuação média  $F_{DFAm}(s)$ , ou seja:

$$F_{DFAm}(s) = \sqrt{\frac{1}{2N_s} \sum_{k=1}^{2N_s} F_{DFAm}^2(k, s)}$$

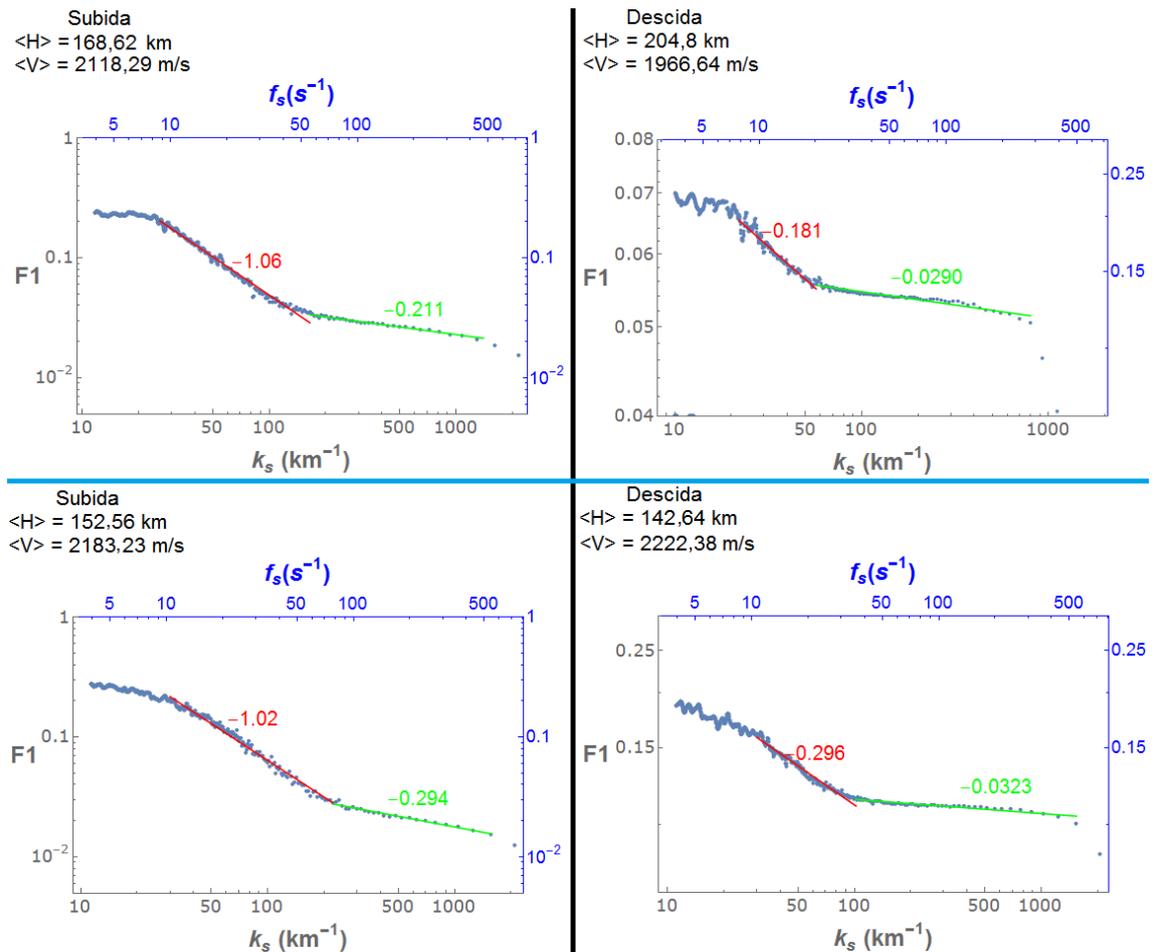
Na análise feita normalmente no método DFA, é construído um gráfico  $\log(F_{DFAm}) \times \log(s)$  em que  $s$  são as diferentes escalas temporais usadas. O  $s$  deverá ser maior que  $N/4$  para obter resultados estatisticamente confiáveis. O ajuste  $y_k^m(t)$  poderá ser da ordem  $m = 1$  para retirar tendências da ordem 1 na série  $Y(t)$  ou tendências constantes (da ordem 0) na série original  $\frac{\delta N}{N}$ , da ordem  $m = 2$  para retirar tendências da ordem 2 na série  $Y(t)$  ou tendências da ordem 1 na série original  $\frac{\delta N}{N}$ , e em geral da ordem  $m$  para retirar tendências da ordem  $m$  na série  $Y(t)$  ou tendências da ordem  $m - 1$  na série original  $\frac{\delta N}{N}$ . É de uso generalizado na literatura escrever  $DFA1, DFA2, \dots, DFAm$  para se referir à flutuação média  $F_{DFA1}(s), F_{DFA2}(s), \dots, F_{DFA3}(s)$ .

Os valores do  $s$  usados na nossa análise são gerados de maneira que o inverso deles, ou seja, a frequência ( $f_s = \frac{1}{s}$ ) tenha um intervalo de variação similar àquele usado na análise FFT (entre 0 Hz e 1 kHz). Porém, a confiabilidade estatística da técnica DFA, impõe que as escalas  $s$  sejam  $< N/4$  (KANTELDHARDT, 2012), limitando as frequências a 500 Hz. Mas, isto não constitui um problema no nosso caso pois, em uma inspeção visual dos espectros mostrados na Seção 5.2, pode ser constatado que o ponto de quebra acontece sempre em frequências inferiores a 500 Hz. Por último, é calculado o número de onda ( $k_s$ ) da mesma forma descrita no item 8 do algoritmo usado para calcular os espectros de potência usando a técnica FFT (Seção 5.2). Assim são gerados os espectros  $DFAm$  ( $m = 1, 2, 3$ ) de frequência e número de onda. Nas Figuras seguintes são mostrados os espectros DFA1 para as regiões escolhidas do perfil de concentração eletrônica (Figuras 5.2 e 5.3).

O ponto onde acontece a mudança de comportamento dos valores da flutuação média com as frequências (ou número de onda) é visível de uma maneira mais objetiva nos gráficos apresentados nas próximas figuras. Este ponto corresponde com as frequências e números de onda do ponto de quebra que normalmente são

estimados de uma forma menos precisa nos espectros calculados usando técnica FFT.

Figura 5.8 - Gráficos da flutuação média de primeira ordem ( $F1$ ) obtidos usando a técnica DFA para as primeiras duas altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos coeficientes angulares do ajuste por mínimos quadrados em cada seção do espectro são mostrados acima da reta correspondente.



Fonte: Produção do próprio autor.

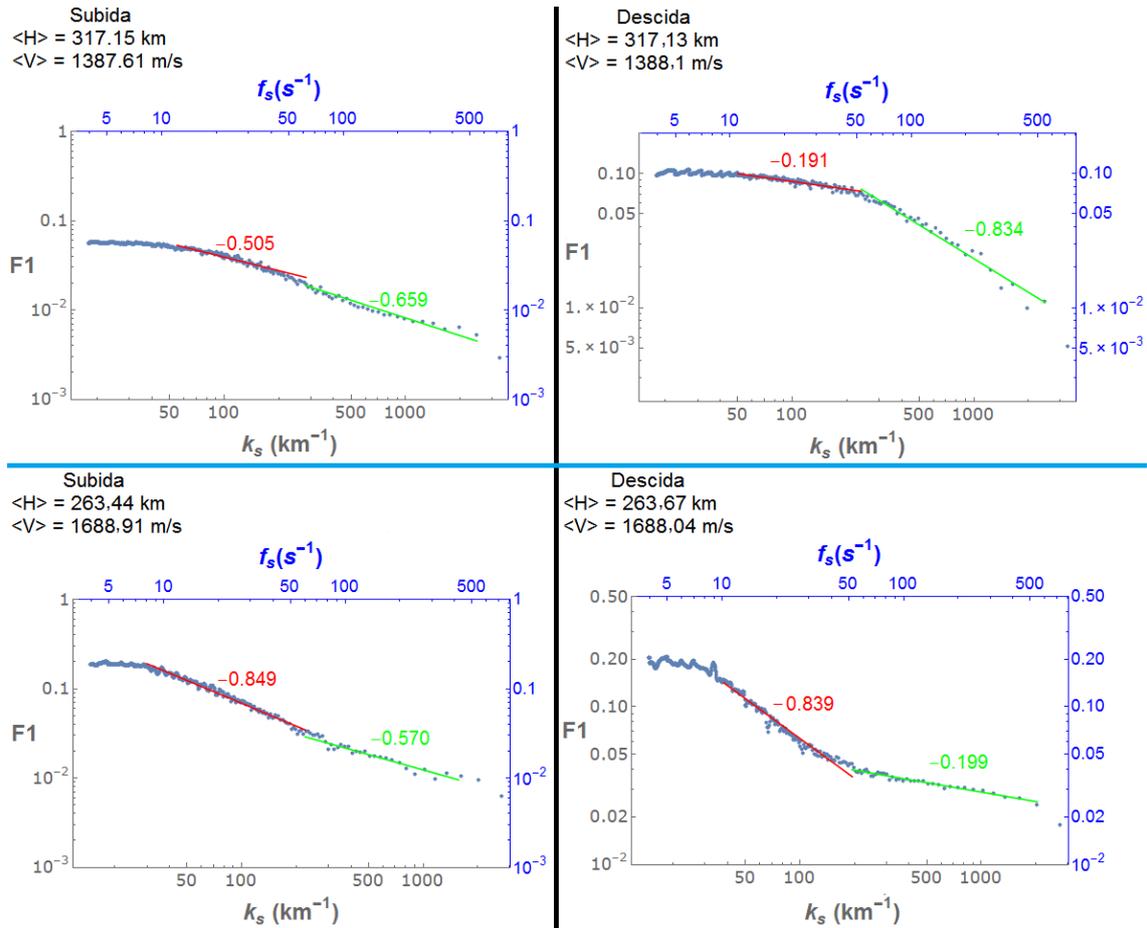
O ajuste linear feito nos gráficos log-log apresentados na Figura 5.8 e os gráficos das próximas duas Figuras leva em conta que os primeiros 10 pontos dos espectros de frequência mostrados nas Figuras 5.5, 5.6 e 5.7, ou seja, valores de frequência inferiores a 10 Hz, não são considerados para o ajuste linear porque a taxa de rota-

ção do foguete é aproximadamente 5 Hz e aparece um pico em 10 Hz em todos os espectros FFT de origem desconhecido que pode ter relação com alguma tendência que não foi removida na construção do sinal  $\frac{\delta N}{N}$ . Isto fica mais claro nos gráficos da Figuras 5.8, 5.9 e 5.10 onde a flutuação ( $F1$ ) tem inclinação perto de 0 para valores de  $f_s < 10$  Hz.

Na Figura anterior, aparecem os espectros calculados para as primeiras duas altitudes selecionadas na subida e descida. Os ajustes feitos em todos os espectros apresentadas nesta seção foram feitos pelo método de mínimos quadrados. Mesmo usando o reconhecimento visual, é muito mais simples e preciso determinar o ponto de quebra (valor da frequência ou número de onda) no espectro elaborado usando a técnica DFA. No caso destas primeiras quatro altitudes, são visíveis comportamentos diferentes para diferentes escalas nestes espectros: As médias escalas exibem um comportamento com um coeficiente angular de uma ordem maior que o coeficiente que corresponde às escalas pequenas. Os valores dos pontos de quebra destes quatro primeiros espectros são mostrados, junto com o resto dos valores dos outros espectros na Tabela 5.1. A semelhança notada entre os espectros obtidos nas altitudes 152,56 e 168,62 km feitos com a técnica FFT, poder ser corroborada neste caso. Da mesma forma o comportamento para altas frequências nos espectros de subida e descida mostra-se bastante diferente. Nos espectros feitos durante a subida não aparecem os pontos dispersos e com um menor valor de  $F1$  que são evidentes nos espectros obtidos durante a descida do foguete.

Na próxima Figura (5.9) aparecem os espectros DFA feitos para as altitudes  $\sim 263$  km e  $\sim 317$  km. A similaridade entre os espectros nas altitudes  $\sim 263$  km, aparecem de maneira mais clara nos painéis inferiores da Figura 5.9. Os coeficientes angulares e o ponto de quebra em ambos os espectros são parecidos. Porém, no caso do espectro DFA durante a subida, após fazer o ajuste das regiões das médias escalas e as de pequenas escalas, fica claro que a diferença entre os coeficientes angulares é pequena o suficiente como para aceitar que ambas as escalas exibem uma única lei de potências, não existindo ponto de ruptura neste caso. Para as altitudes  $\sim 317$  km, pode ser percebido que na região das escalas médias e transicionais os dois espectros apresentam uma lei de escala com coeficiente angular inferior daquele calculado para a região de pequenas escalas. O comportamento nas baixas frequências do espectro obtido durante a descida evidencia um espalhamento nos pontos com frequências acima dos 200 Hz o qual corresponde com a primeira queda no espectro de Fourier (painel superior direito da Figura 5.6). Novamente a singularidade deste sinal é manifestado usando a técnica DFA, pois é possível notar que o espectro da  $F1$  é bastante diferente dos outros espectros mostrados nas Figuras 5.8, 5.9 e 5.10.

Figura 5.9 - Gráficos da flutuação média de primeira ordem ( $F1$ ) obtidos usando a técnica DFA para a terceira e quarta altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos coeficientes angulares do ajuste por mínimos quadrados em cada seção do espectro são mostrados acima da reta correspondente.

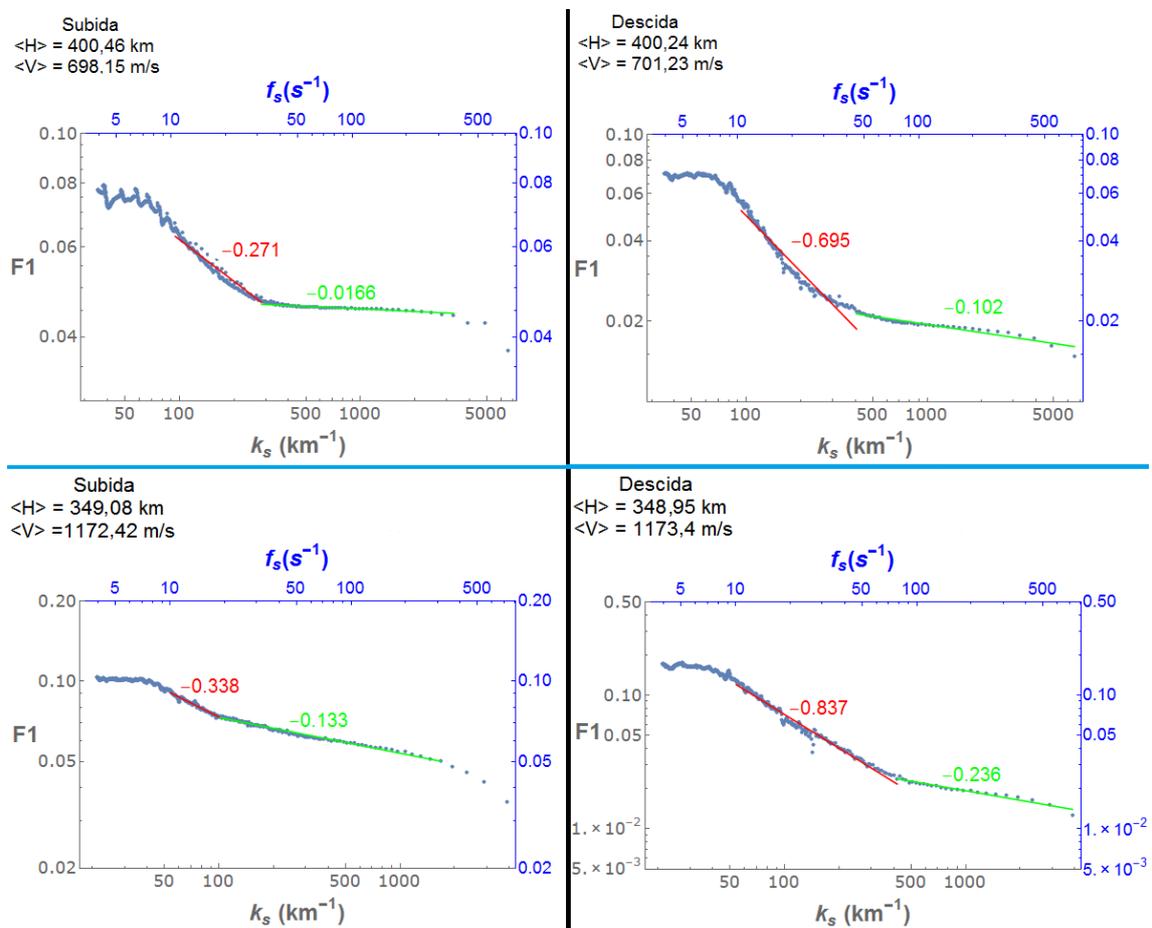


Fonte: Produção do próprio autor.

Por último são apresentados na próxima Figura, os espectros da flutuação média de primeira ordem usando a técnica DFA para as altitudes mais elevadas e que foram escolhidas neste estudo ( $\sim 349$  km e  $\sim 400$  km). Fica clara a diferença entre os espectros obtidos perto do apogeu do foguete (altitude  $\sim 400$  km) e os obtidos 50 km mais abaixo aproximadamente. No último parágrafo da Seção anterior foi explicado a origem desta diferenciação. O espectro de subida obtido na altitude de  $\sim 349$  km (painel inferior esquerdo da Figura 5.9) manifesta uma mudança tão sutil ao redor dos 63 m na inclinação do parâmetro  $F1$  que pode-se admitir que não

existe ponto de quebra neste espectro. Uma inspeção visual do espectro de Fourier feito nessa mesma altitude durante a subida (painel inferior esquerdo da Figura 5.7) confirma o anterior.

Figura 5.10 - Gráficos da flutuação média de primeira ordem ( $F1$ ) obtidos usando a técnica DFA para as últimas altitudes escolhidas (em ordem ascendentes) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos coeficientes angulares do ajuste por mínimos quadrados em cada seção do espectro são mostrados acima da reta correspondente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Como conclusão desta Seção pode-se afirmar que técnica DFA consegue reproduzir as características gerais do espectro FFT e facilita a determinação do ponto de quebra ou *crossover* dos espectros. No entanto, mesmo conseguindo demonstrar o

fato do que o espectro obtido na descida a uma altitude  $\sim 317$  km é um espectro diferente dos demais (painel superior direito das Figuras 5.6 e 5.9), o ponto de quebra obtido por esta técnica não representa o ponto da verdadeira mudança da lei de potência quando analisado o espectro FFT. A escala na qual muda o índice  $\beta$  é aproximadamente 20 m ( $k = 316,47 \text{ km}^{-1}$ ) a partir da inspeção do espectro FFT. Quando analisado o espectro obtido pelo método DFA, o ponto de quebra fica ao redor dos 26 m ( $k = 240,46 \text{ km}^{-1}$ ). Certamente 6 metros de diferença pode aparentar ser um erro pequeno. Porém, nos outros espectros a coincidência entre os dois métodos foi bem melhor e, particularmente, a mudança do ponto de quebra pode gerar índices  $\beta$  bastante diferentes, sobre tudo, se a reta de ajuste é feita com poucos pontos como é o caso da região de médias escalas do espectro obtido a uma altitude de  $\sim 317$  km. A Tabela com o valor das frequências, números de onda e escalas onde aparecem os pontos de quebra para as diferentes altitudes analisadas é mostrada a seguir:

Tabela 5.1 - Pontos de quebra estimados a partir dos espectros das flutuações da primeira ordem da técnica DFA para as diferentes altitudes escolhidas na Seção 5.1.

Altitude (km)		Ponto de quebra		
		Frequência(Hz)	$k(\text{km}^{-1})$	$\lambda(\text{m})$
Subida	152,56	77,49	223,03	28,2
	168,62	59,81	177,37	35,42
	263,44	189,71	705,77	8,9
	317,15	44,6	201,93	31,1
	349,08	131,64	705,77	8,9
	400,46	45,2	406,7	15,4
Descida	142,65	35,64	100,75	62,4
	204,8	23,32	74,52	84,3
	263,68	66,1	246,03	25,5
	<b>317,13</b>	<b>53,12</b>	<b>240,46</b>	<b>26,1</b>
	348,95	89,95	481,63	13
	400,24	55,49	497,36	12,6

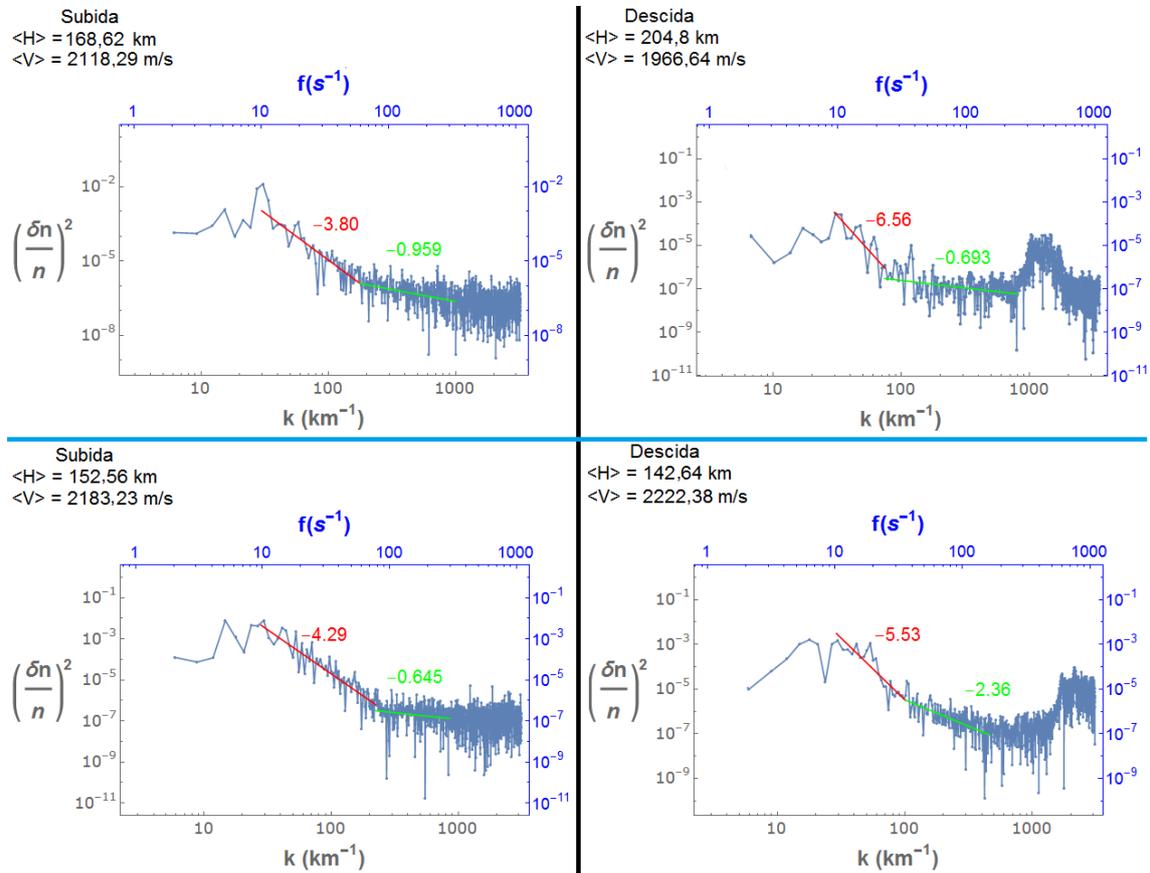
Fonte: Produção do autor

#### 5.4 Índices espectrais das flutuações da densidade eletrônica obtidos usando o algoritmo FFT.

Levando em conta a informação mostrada na Tabela 5.1, são feitos os ajustes pelo método dos mínimos quadrados em cada espectro FFT mostrados nas Figu-

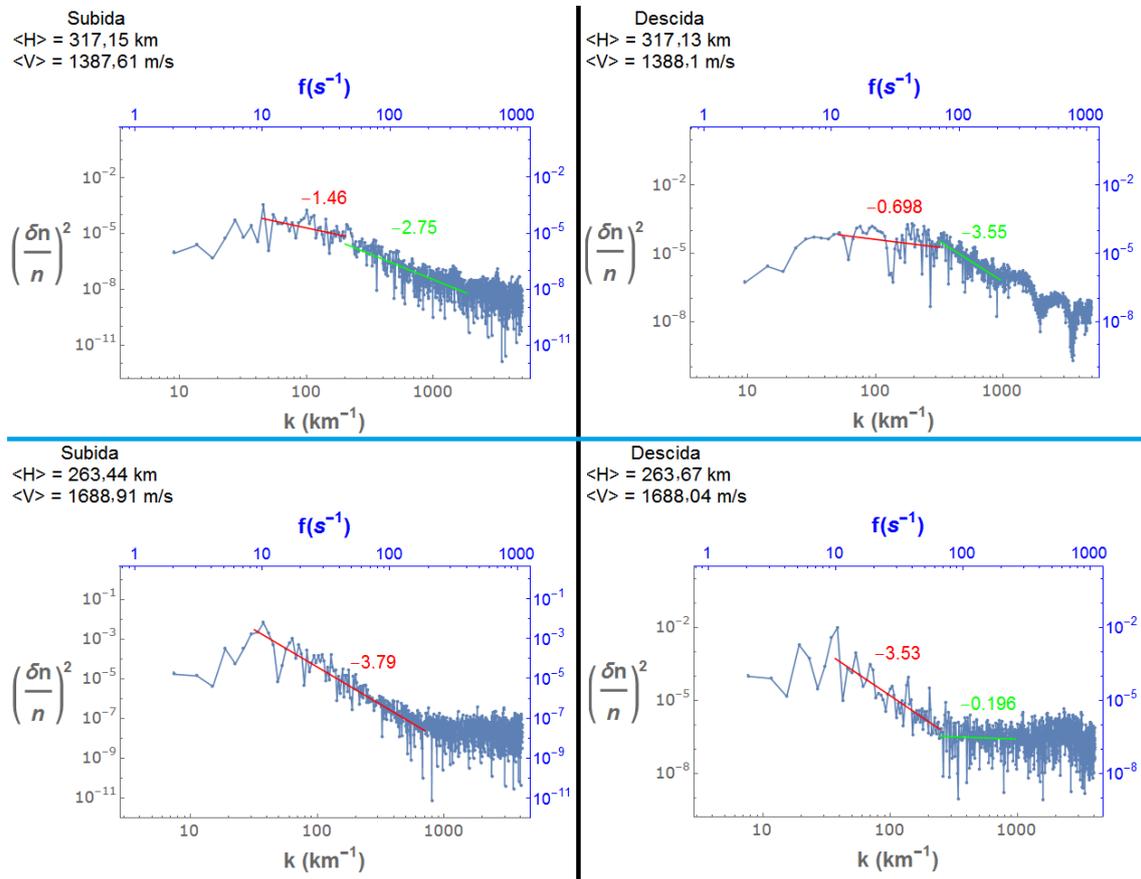
ras 5.5, 5.6 e 5.7. Como caso excepcional, o ajuste feito ao espectro correspondente à altitude 317,13 km durante a descida, não usou a informação destacada em letras vermelhas da Tabela 5.1. Neste caso, após uma inspeção visual do espectro, foi utilizado o valor de  $f = 70,16$  Hz ou  $k = 317,57 \text{ km}^{-1}$  ( $\lambda = 19,8$  m) para fazer o ajuste e calcular os índices  $\beta$ . Os resultados são mostrados nas próximas três Figuras.

Figura 5.11 - Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para as primeiras duas altitudes escolhidas (em ordem ascendente) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos índices de escala ( $\beta$ ) em cada seção do espectro são mostrados acima da correspondente reta de ajuste.



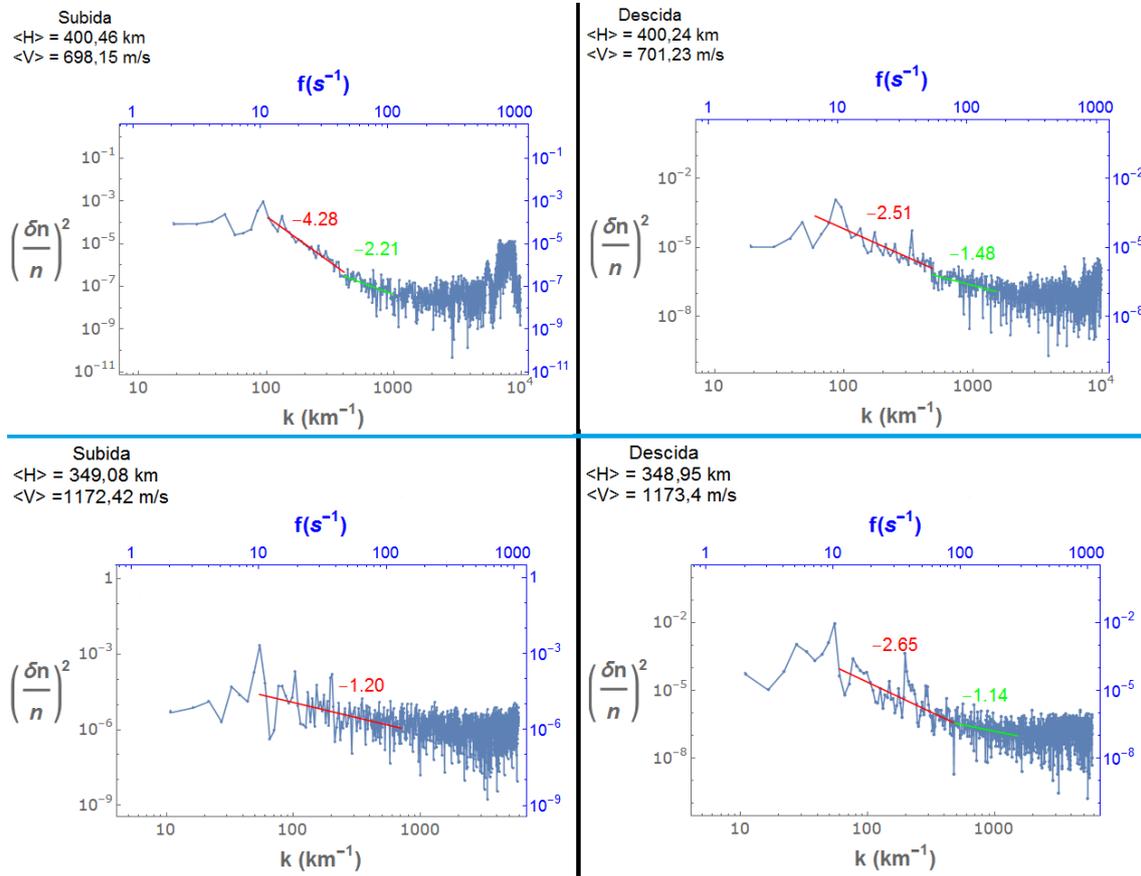
Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 5.12 - Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para a terceira e quarta altitudes escolhidas (em ordem ascendente) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos índices de escala ( $\beta$ ) em cada seção do espectro são mostrados acima da correspondente reta de ajuste.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 5.13 - Espectros de potência obtidos usando a técnica FFT para as últimas altitudes escolhidas (em ordem ascendente) nas Figuras 5.2 e 5.3. Na coluna esquerda os espectros para a subida do foguete e na direita para a descida. Os valores dos índices de escala ( $\beta$ ) em cada seção do espectro são mostrados acima da correspondente reta de ajuste.



Fonte: Produção do próprio autor.

Em todos os espectros foram feitos dois ajustes, se obtendo dois índices  $\beta$ , exceto nos espectros obtidos durante a subida do foguete nas altitudes 263,44 km (painel inferior esquerdo da Figura 5.12) e 349,8 km (painel inferior esquerdo da Figura 5.13), pois não foi detectado ponto de quebra usando a técnica DFA nessas altitudes. O primeiro ajuste foi feito no intervalo desde as baixas frequências ( $f > 10$  Hz) até o ponto de quebra. As escalas que correspondem a esta faixa de frequências ou número de ondas muda com a velocidade do foguete como foi explicado na Seção 5.2. A maior escala do espectro para a menor altitude (maior velocidade) é  $\sim 230$  m, enquanto que a maior escala do espectro feito para a maior altitude (menor veloci-

dade) é  $\sim 70$  m. Por isto o primeiro índice representa o comportamento das médias escalas e escalas transicionais, e será chamado de  $\beta_1$ . O segundo ajuste é feito na faixa entre o ponto de quebra e as frequências altas (escalas pequenas), geralmente, até uma parte do espectro onde manifesta-se claramente uma inclinação com índice espectral  $\beta$  próximo a zero, o que indica um sinal do tipo “ruído branco”(ver Figuras 5.11- 5.13). Os índices espectrais obtidos pelo ajuste feito nesta faixa são chamados de  $\beta_2$ .

A partir das Figuras 5.11, 5.12, 5.13 e a Tabela 5.2 mostrada a seguir, podem ser feitos três análises comparativas: análise comparativa dos espectros e parâmetros  $\beta$  a uma mesma altitude durante a subida e descida do foguete; análise comparativa dos espectros e parâmetros  $\beta$  a diferentes altitudes para o voo de subida e para o voo de descida e análise comparativa dos espectros e parâmetros  $\beta$  obtidos em regiões com irregularidades e os obtidos em regiões que não mostraram irregularidades no perfil com a altitude da  $n_e$ .

Tabela 5.2 - Valores dos índices  $\beta$  obtidos a partir dos espectros de potências das flutuações da  $n_e$  calculados usando a técnica FFT para as altitudes selecionadas na Seção 5.1.

Altitude (km)		$\beta_1$	$\beta_2$
Subida	152,56	-4,29	-0,645
	168,62	-3,80	-0,959
	263,44	-3,79	-
	317,15	-1,46	-2,75
	349,08	-1,20	-
	400,46	-4,28	-2,21
Descida	142,65	-5,53	-2,36
	204,8	-6,56	-0,693
	263,68	-3,53	-0,196
	317,13	-0,698	-3,55
	348,95	-2,65	-1,14
	400,24	-2,51	-1,48

Fonte: Produção do autor

Na primeira comparação pode ser notada uma leve correspondência entre os espectros feitos na mesma altura para a subida e descida do foguete na região do vale entre as camadas E e F (Figura 5.12). Para uma altitude acima da base da camada F, os espectros feitos para estas duas últimas altitudes (Figura 5.13) não manifestam a similaridade notada nos outros espectros. Inclusive os espectros feitos em  $\sim 400$  km

não têm valores dos índices espectrais similares mesmo sendo os pontos de quebra (Tabela 5.1) bastante parecidos e a distância horizontal à mínima entre os espectros feitos na subida e descida. Daqui podemos afirmar que a região do vale (no nosso estudo entre os 150 km e os 320 km) exhibe uma uniformidade horizontal maior, mesmo se detetando irregularidades dentro dessa região, do que a região da camada F onde não foram detectadas nenhuma estrutura irregular.

Espectros obtidos em diferentes alturas mostram, durante a subida, uma tendência a diminuir o índice espectral  $\beta_1$ , correspondente a baixas e médias frequências, com o aumento da altitude amostrada durante o voo (Tabela 5.2). O índice espectral  $\beta_2$ , correspondente a altas frequências (comprimento de onda ou escalas espaciais pequenas), não manifesta um comportamento regular com a altitude amostrada durante o voo. Os espectros obtidos em diferentes regiões durante a descida do foguete, não mostraram nenhuma tendência nos valores do índice  $\beta_1$  nem o  $\beta_2$ . É válido lembrar que não deve ser incluído nesta comparação o espectro feito para altitude perto do apogeu do foguete, pois o movimento do foguete não é preferentemente na vertical. As escalas do ponto de quebra não exibem nenhum comportamento na subida. Porém, na descida do foguete, as escalas do ponto de quebra diminuem com o aumento da altitude a partir dos  $\sim 204$  km como poder ser visto da Tabela 5.1.

Neste estudo foram escolhidas flutuações na densidade eletrônica em regiões com presença de depleções localizadas em 152,56 km na subida, e 142,65 km e 263,68 km durante a descida. Foram selecionadas também flutuações na densidade eletrônica em regiões com presença de adensamento localizadas em 168,62 km na subida e 204,8 na descida. Não são notadas semelhanças nos únicos dois espectros feitos em regiões com adensamento na  $n_e$  (painéis superiores na Figura 5.11). Os espectros obtidos nas depleções também não mostram qualquer tendência nos valores dos índices espectrais ou as posições dos pontos de quebra do espectro. Em geral, os valores dos índices  $\beta_1$  são maiores nos espectros feitos em altitudes com irregularidades quando comparados com espectros feitos em regiões que não mostram estruturas irregulares no perfil da  $n_e$ . Os índices correspondentes às pequenas escalas ( $\beta_2$ ) não mostram este comportamento.

Geralmente a partir de 300 Hz, as potências das diferentes frequências amostradas não mudam significativamente com o aumento da frequência. Isto deve-se às flutuações das concentrações eletrônicas ficarem mascaradas (é atingido o nível de ruído de quantização no conversor analógico-digital). Os espectros obtidos durante a descida do foguete para as altitudes médias de 317,13 km, 204,8 km e 142,64 km são os mais diferentes dentre os 12 espectros elaborados (Figuras 5.11- 5.13).

Exceto na altitude igual a 317 km, tanto na subida quanto na descida do foguete,

o comportamento mais consistente é que os valores do  $\beta_1$  são maiores do que os  $\beta_2$ . Isto é essencialmente diferente ao encontrado na maioria dos estudos prévios, cujos resultados aparecem resumidos na Tabela 5.3. Nestos estudos, os índices espectrais das grandes e médias escalas são inferiores aos índices das pequenas escalas. Os valores achados para  $\beta_1$ , em especial, nas regiões do vale são maiores que os reportados anteriormente segundo pode-se ver a partir da Tabela 5.3. É preciso notar que nesta Tabela o  $\beta_1$  é o índice espectral para o intervalo de baixas - médias frequências (escalas de comprimento de onda da ordem de quilômetros até centenas de metros) e  $\beta_2$  o índice espectral para altas frequências (escalas de comprimento de onda da ordem de centenas de metros até metros). Nos espectros analisados aqui, as escalas estão restritas a valores inferiores a 270 m, por isso nossos espectros representam comportamento de médias escalas ( $\lambda > 100$  m), escalas transicionais ( $100 \text{ m} > \lambda > 10$  m) e pequenas escalas ( $\lambda < 10$  m).

O caso mais singular de todos os espectros analisados é a dos espectros obtidos ao redor dos 317 km. Nestos casos são constatados o comportamento reportado em outros estudos e para esta mesma altitude na base da camada F. Curiosamente, tanto na subida quanto na descida, a altitude na qual estes espectros foram elaborados mostra uma queda expressiva na  $T_e$  (Figuras 5.2 e 5.3) mas não aparece manifestação alguma no perfil da densidade numérica dos elétrons. Até onde tem sido pesquisado, não existem estudos que reportem uma relação, usando medidas *in situ* da  $T_e$  entre este parâmetro e o comportamento diferenciado do espectro FFT das flutuações da  $n_e$ .

Finalmente, deve-se chamar a atenção no possível mecanismo gerando as depleções analisadas em 152,56 km (subida) e 142,65 km (descida). Segundo [Muralikrishna e Vieira \(2007\)](#), ondas de deriva devido ao gradiente de densidade eletrônica manifestam leis de potência da faixa  $-4,5$  até  $-6$ , e os valores achados neste trabalho para  $\beta_1$  nos espectros feitos para essas altitudes estão dentro dessa faixa. Porém, estas ondas modificam o espectro para altitudes maiores do que 280 km devido ao aumento da frequência de colisão com a diminuição da altitude ([KELLEY et al., 1982](#)). O mecanismo GDI ou CFI (Seção 2.3.1) pode estar atuando nestas altitudes, especificamente em regiões com gradiente negativo na densidade, como é o caso das altitudes selecionadas nesta Seção. Mas, o esperado é um espectro com índices  $\beta_2 > \beta_1$ , ou seja, que irregularidades de menor escala sejam geradas a partir de irregularidades de escalas maiores e isto não é observado nos espectros feitos nas altitudes escolhidas por apresentar irregularidades.

A análise espectral feita neste Capítulo, deixa abertas possibilidades para trabalhos futuros, pois as irregularidades estudadas aqui não são as típicas da região F, muito

estudadas como pode-se ver na Tabela 5.3, nem são típicas da região E que, mesmo sendo menos estudadas do que as da região F, são entendidas (SINHA et al., 2010; SINHA et al., 2011).

Tabela 5.3 - Tabela comparativa de índices espectrais obtidos a partir de espectros de potência de flutuações da concentração eletrônica, feitos com dados medidos a bordo de foguetes em outros experimentos e para uma faixa de altura similar à usada neste trabalho (menos os marcados com um asterisco).

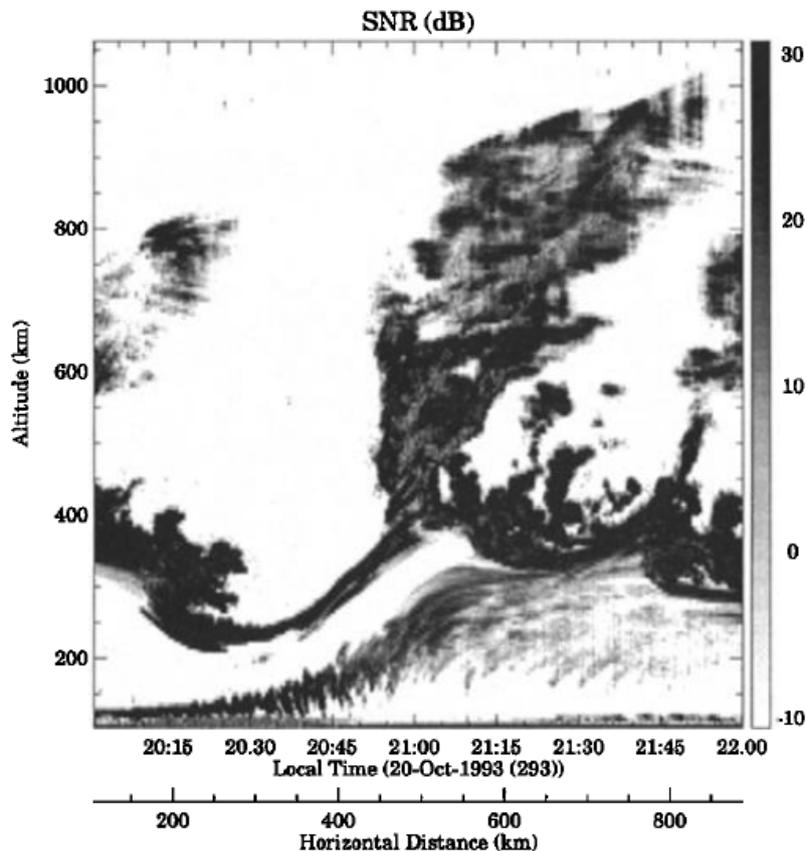
<b>Autor/ano</b>	<b>Local/Mag. Dip</b>	<b>Resolução espacial</b>	<b>Faixa de altitude(km)</b>	$\beta_1$	$\beta_2$
Rino et al. (1981)	Kwajalein Atoll/8° N	100 m < $\lambda$ < 10 km	250 – 370	-1,2 até -2,2	-3,4 até -2,4
Kelley et al. (1982)	Kwajalein Atoll/8° N	$\lambda$ < 100 m	250 – 285	-2	-3,4
Kelley et al. (1982)	Kwajalein Atoll/8° N	$\lambda$ < 100 m	> 285	-2	-4 até -5
LaBelle et al. (1986)	Punta Lobos/0,7° N	$\lambda$ < 100 m	> 280	-2,5	-4,5
Hysell et al. (1994) *	Kwajalein Atoll/8° N	10 m < $\lambda$ < 10 km	420 – 500	-1,7 até -2,2	-4,5 até -5
Muralikrishna e Vieira (2007)	Natal(1985)/12° S	2,5 m < $\lambda$ < 750 m	210 – 306	0,89 até -1,51	-2 até -3,3
Muralikrishna e Vieira (2007)	Natal(1986)/12° S	5 m < $\lambda$ < 1,5 km	100 – 220	1,54 até -0,01	-2 até -4,31
Muralikrishna e Vieira (2007)	Alcântara(1994)/1° N	0,15 m < $\lambda$ < 1,5 km	117 – 518	-1,2 até -2,5	-3,65 até -5,3
Muralikrishna e Vieira (2007)*	Alcântara(1994)/1° N	0,15 m < $\lambda$ < 1,5 km	588 – 710	-1,4 até -2,15	-3,17 até -5,25
Muralikrishna e Vieira (2007)	Alcântara(1995)/0,8° N	$\lambda$ < 3 m	240 – 500	-0,72 até -1,44	-2,58 até -4,7
Sinha et al. (2010)	Trivandrum/1,8° N	1 m < $\lambda$ ~ 1 km	< 127	-1,6 até -2,6	-2,7
Sinha et al. (2011)	Trivandrum/2° N	1 m < $\lambda$ ~ 1 km	< 117	-2 até -3,5	-2,6

## 6 RESULTADOS E DISCUSSÃO III: DETECÇÃO DE IRREGULARIDADES QUASE PERIÓDICAS NA REGIÃO ENTRE AS CAMADAS E E F. SIMULAÇÃO NUMÉRICA

### 6.1 Comparação dos dados obtidos com a sonda de Langmuir e imagens do radar de espalhamento coerente (VHF)

A presença de irregularidades na região E e entre as camadas E e F observadas nos perfis verticais tanto na subida quanto na descida do foguete e discutidas no Capítulo 4 pode ser uma manifestação de estruturas detectadas até agora somente com radar VHF. A Figura 6.1 mostra o mapa das distribuições dos ecos com a altitude e o tempo recebidos pelo radar VHF (conhecido na literatura como RTI map do inglês *Range-Time Intensity*) instalado em Jicamarca no final do outubro do ano 1993.

Figura 6.1 - Mapa da distribuição com a altura e o tempo dos ecos registrados pelo radar VHF sobre Jicamarca. Irregularidades no plasma com distribuição espacial e temporal periódica podem ser reconhecidas entre 120 e 250 km.

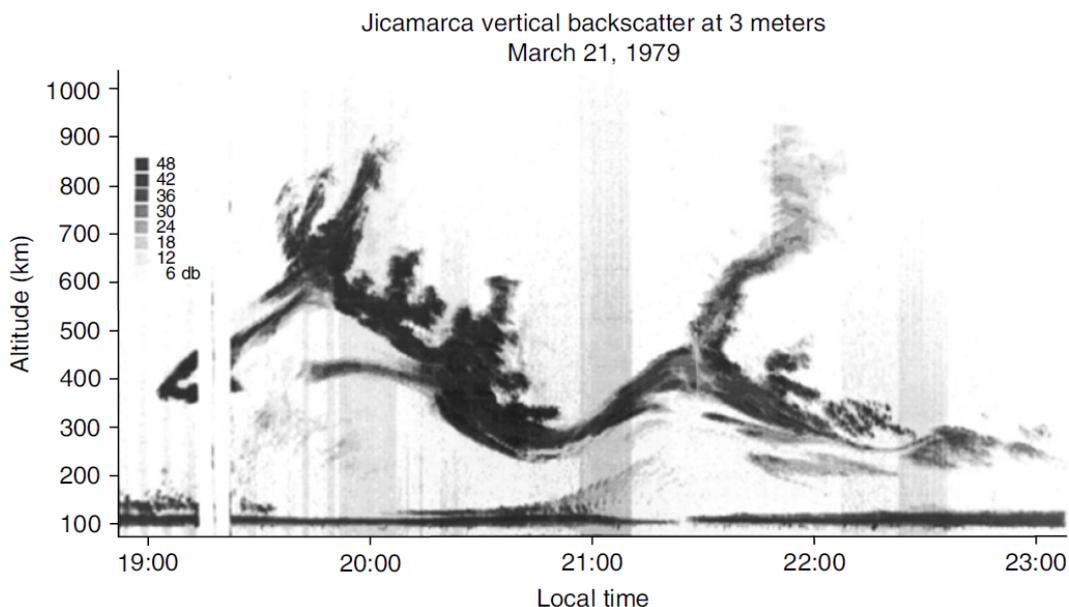


Fonte: Woodman e Chau (2001).

Embora estes tipos de estrutura foram detectados a partir de 1979 (Figura 6.2), o primeiro trabalho reportando-as e estudando algumas das propriedades delas foi publicado no ano 2001 por Ronald Woodman e Jorge Chau (WOODMAN; CHAU, 2001) e já revisado na Seção 2.3.2.

Para ter uma ideia da pouca visibilidade e atenção dada a este fenômeno mostramos na Figura 6.2 que aparece como a figura inicial do capítulo 4 do livro *The Earths ionosphere* de Michael C. Kelley (KELLEY, 2009). Esse capítulo é dedicado ao estudo das instabilidades do plasma da região equatorial e usa a figura a seguir como referência na descrição do fenômeno da geração de heterogeneidades na concentração do plasma na ionosfera equatorial. Porém, o autor não comenta nada sobre as estruturas que aparecem na mesma faixa de altura e na mesma hora local que as observadas na Figura 6.1, sendo a 2ª edição do livro elaborada no ano 2009.

Figura 6.2 - Mapa da distribuição com a altura e o tempo dos ecos registrados pelo radar VHF sobre Jicamarca em Março de 1979.



Fonte: Kelley (2009, p.132).

Mais recentemente, e como descrito na Seção 2.3.2, Chau e Hysell (2004) estudaram as irregularidades no vale da região E (entre 120 e 140 km) utilizando observações feitas em Jicamarca entre as 18:30 e as 20:00 hora local. O estudo usou dados do radar VHF medidos ao longo de 204 dias no ano 2003, pelo qual foi feita uma análise estatística da frequência de ocorrência destas irregularidades.

Como foi referido na Seção 2.3.2, no Brasil foi feito um estudo (KHERANI et al., 2012) usando também medições obtidas com o Radar VHF, neste caso instalado em São Luís. O estudo corroborou o mecanismo de geração proposto por Chau e Hysell (2004) e relacionou a presença das irregularidades no vale da região E em altitudes maiores ou menores com a evolução ou não das bolhas de plasma. Além disso, foi feito um estudo estatístico usando dados coletados ao longo de 8 anos para identificar a frequência de ocorrência destas estruturas. Diferente de Jicamarca, a ocorrência de irregularidades após o pôr do sol e em alturas entre 120 e 270 km são de 3,5 % das noites analisadas (581) na região Brasileira. Ou seja, é um fenômeno que acontece com pouca frequência. Os meses de maior ocorrência são os correspondentes ao verão (Outubro-Janeiro).

A hipótese deste trabalho é que a trajetória do foguete interceptou tanto na subida, quando na descida, estruturas na concentração do plasma com uma distribuição espacial e temporal muito similar àquelas detectadas até agora somente com medições feitas por radar VHF, pelo qual estas observações constituem as primeiras medições in-situ de tais irregularidades.

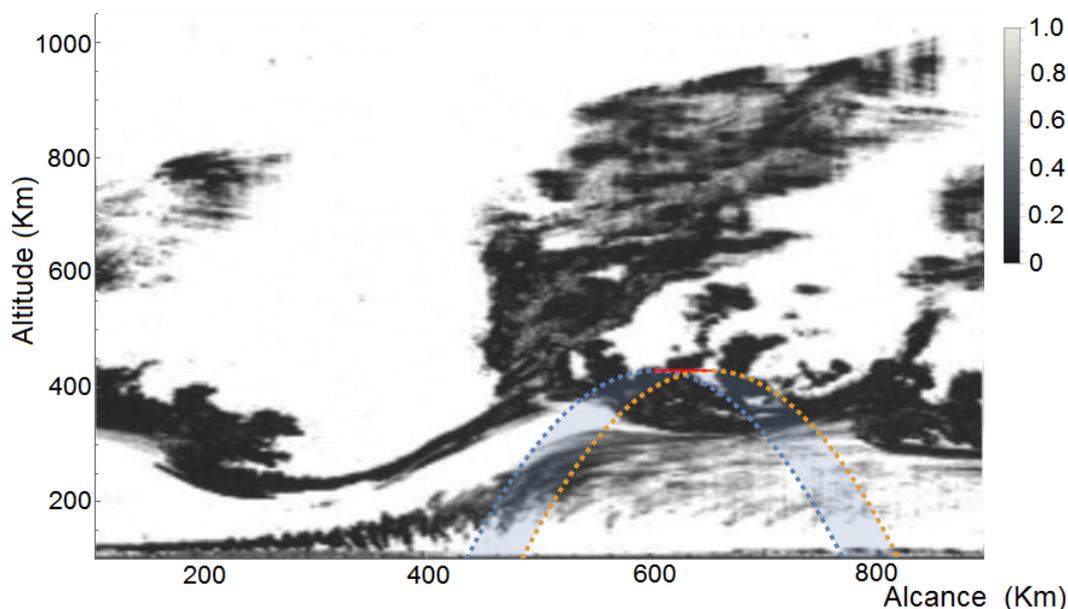
Infelizmente, o radar VHF instalado em São Luis não realizou medições simultâneas com as medições do foguete. Porém, pode ser feita uma comparação entre os perfis com altura de subida e descida da concentração eletrônica obtidas pela sonda de Langmuir a bordo do foguete e a relação sinal-ruído obtida a partir da imagem mostrada na Figura 6.1.

A Figura 6.3 representa as trajetórias hipotéticas do foguete superpostas ao mapa da variação temporal de intensidade de potência recebida pelo radar instalado em Jicamarca. É suposto que as possíveis trajetórias do foguete ficam dentro de uma faixa com borda esquerda representada como uma linha tracejada na cor azul e borda direita como uma linha tracejada na cor laranja. Ambas as trajetórias parabólicas são a trajetória real do voo do foguete (Equação 4.1) deslocada 60 km na direção horizontal uma em relação à outra. A área que fica dentro destas duas trajetórias parabólicas está sombreada em azul. A trajetória do foguete foi na direção leste, por isso, quando superposta à imagem do radar, a subida do foguete ficara à direita do mapa e a descida ficará do lado esquerdo na Figura 6.3.

A relação sinal-ruído usada neste trabalho foi redefinida a partir da figura original. Uma região mais escura (valor 0 nos tons de cinza) significa que o sinal emitido pelo radar foi completamente re-emitido por espalhamento pelo plasma indicando que nessa região existe uma heterogeneidade na concentração eletrônica. A região clara (valor 1 nos tons de cinza) representa regiões onde o sinal do radar não sofre retroespalhamento devido ao plasma ser homogêneo, ou seja, o sinal recebido é só

o ruído térmico.

Figura 6.3 - Relação sinal-ruído (SNR) dos ecos recebido pelo radar VHF instalado em Jicamarca. Superpostas a este mapa RTI (obtido no dia 23/10/1993), são mostradas duas trajetórias reais, deslocada 60 km na direção horizontal uma em relação à outra, do voo do foguete no dia 08/12/2012. É suposto que a trajetória do foguete poderia ter tido qualquer parábola no interior da região sombreada em azul claro.



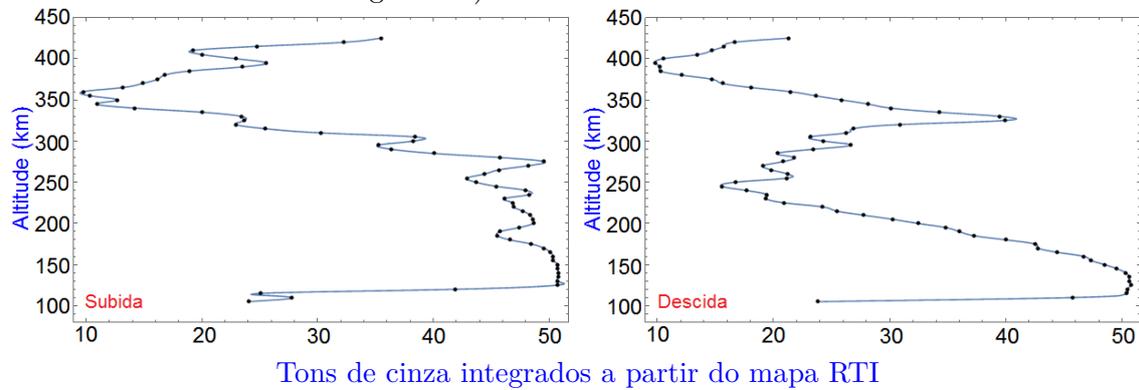
Fonte: Adaptada de Woodman e Chau (2001).

Como o foguete poderia ter tido qualquer uma das trajetórias na região em azul mostrada na Figura 6.3, foi calculado o valor integrado dos tons de cinza (os valores da relação sinal-ruído) para alturas fixas nesta região. O cálculo foi feito a cada 5 km e o resultado aparece na Figura 6.4.

Para gerar uma figura que possa ser comparada com a Figura 6.4, usando os dados coletados pela sonda de Langmuir a bordo do foguete, é preciso definir o que será considerado como sinal e como ruído. Primeiramente, os perfis com a altura da corrente coletada pela sonda têm que ser normalizados, o que é mostrado na Figura 6.5.

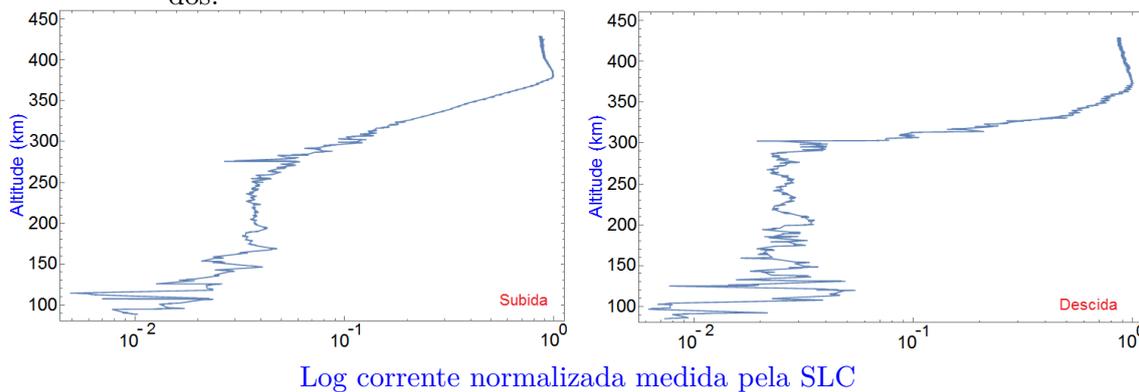
Este perfil normalizado pode ser considerado como o equivalente ao sinal mais o ruído reemitido pela ionosfera devido à presença das irregularidades no plasma. Se a ionosfera fosse um plasma uniforme, o perfil da Figura 6.5 não mostraria flutuações

Figura 6.4 - Resultados da soma dos diferentes valores da relação sinal-ruído calculadas a cada 5 km na região das possíveis trajetórias do foguete (representado na cor azul claro na Figura 6.3).



Fonte: Produção do autor.

Figura 6.5 - Perfis com a altura da corrente coletada pela sonda de Langmuir normalizados.

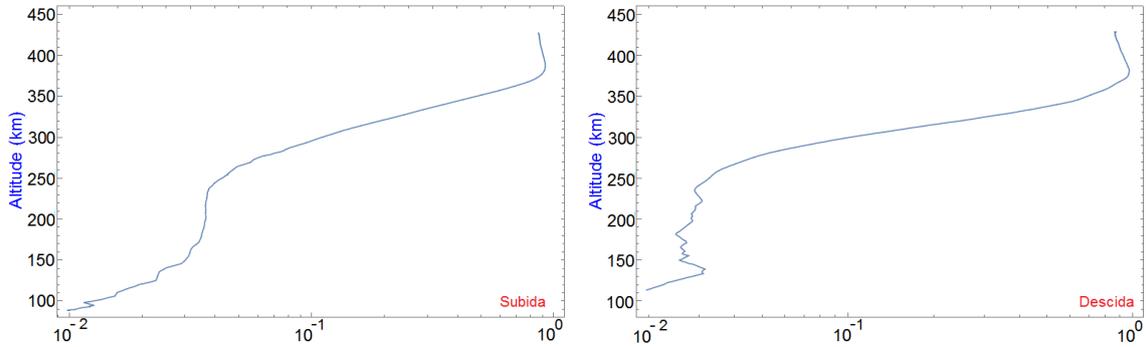


Fonte: Produção do autor.

na corrente com a mudança da altitude, ou seja, seria um perfil “suave”. A partir deste perfil normalizado, é calculada uma média móvel exponencial para achar um perfil correspondente a uma ionosfera uniforme, ou seja, sem irregularidades. Este perfil corresponde com o ruído ou ionosfera de fundo. O resultado é apresentado na Figura 6.6.

Finalmente do perfil normalizado é subtraído o perfil suavizado e dividido pelo perfil suavizado, obtendo o equivalente (Figura 6.7) ao perfil com altura da relação sinal-ruído da Figura 6.4.

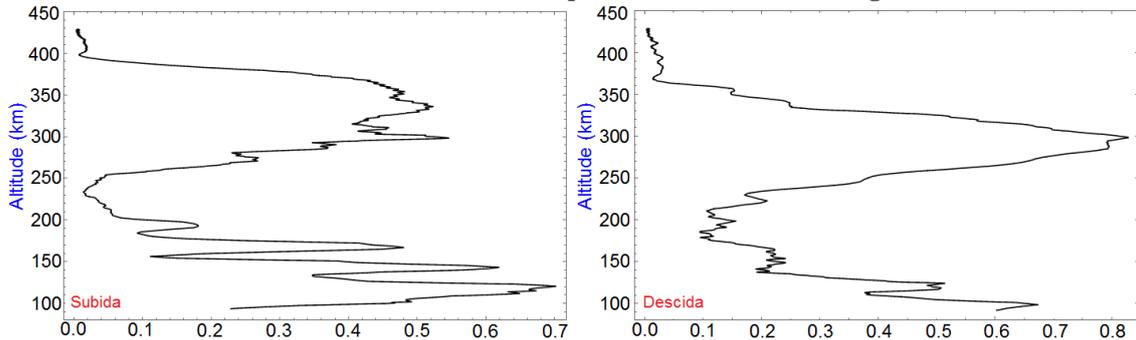
Figura 6.6 - Perfis com a altura da corrente coletada pela SLC normalizados e suavizados após ser aplicado uma média móvel exponencial. Este perfil corresponde ao ruído ou tons de cinza próximo de 1 da Figura 6.3 e representa a ionosfera de fundo, ou seja, a ionosfera sem irregularidades.



Log da média móvel exponencial da corrente normalizada medida pela SLC

Fonte: Produção do autor.

Figura 6.7 - Equivalente da variação com a altitude da relação sinal-ruído obtidos a partir dos dados da corrente coletada pela SLC a bordo do foguete.

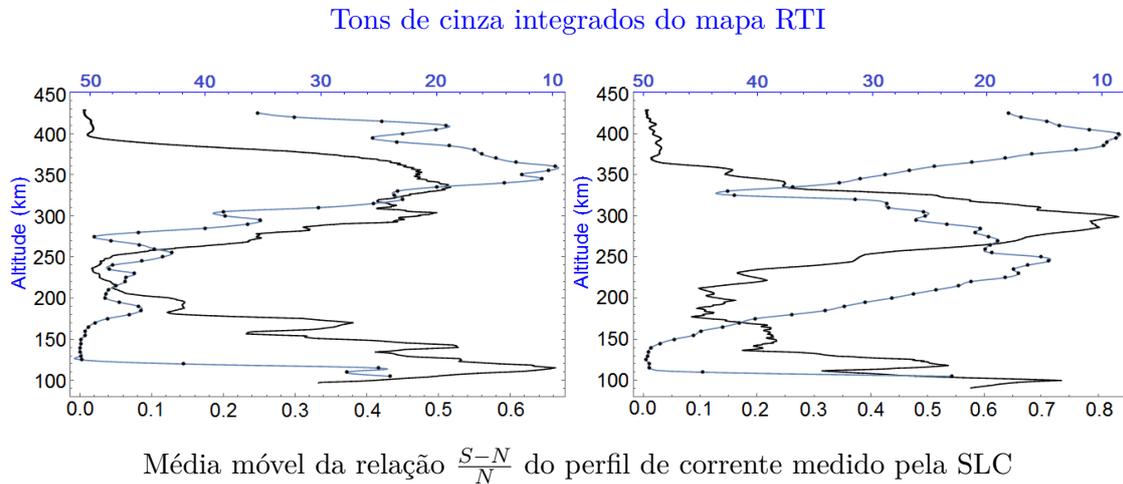


Média móvel da relação  $\frac{S-N}{N}$  do perfil de corrente medido pela SLC

Fonte: Produção do autor.

Para confirmar a hipótese é preciso comparar as Figuras 6.4 e 6.7. Para facilitar isto, as figuras foram superpostas, invertendo o eixo das abscissas da Figura 6.4. A seguinte figura mostra o resultado.

Figura 6.8 - Perfis com a altura dos tons de cinza integrados, para alturas fixas, calculados a partir do mapa RTI obtido em Jicamarca com radar VHF (linha azul com pontos pretos) e perfis com altura da relação sinal-ruído obtida usando os dados de corrente (ou, equivalentemente,  $N_e$ ) coletados pela SLC ao bordo do foguete (linha preta).



Fonte: Produção do autor.

Para uma altura fixa, uma região com maior presença de irregularidades no plasma corresponde a valores da soma dos tons de cinza pequenos no perfil feito a partir do mapa RTI, e a valores afastados de zero no perfil da relação sinal-ruído construída usando dados de corrente medidos pela sonda de Langmuir a bordo do foguete. Portanto, a presença de irregularidade na ionosfera corresponderia a pontos localizados à direita nos painéis da Figura 6.8.

No painel esquerdo da Figura 6.8, correspondente à subida do foguete, pode-se reconhecer similaridades no comportamento de ambos os perfis. No perfil da relação sinal-ruído obtida com dados do radar observa-se um aumento dos tons de cinza integrados a partir dos 100 km conforme a região medida pelo radar em Jicamarca fica mais afastada do eletrojato equatorial. Nesta mesma altura, a concentração eletrônica medida pela sonda a bordo do foguete manifesta fortes flutuações (painel esquerdo da Figura 6.5) e isto contribui a que a relação sinal-ruído atinja os máximos valores durante a subida. Porém, a primeira semelhança aparece nos 190 km. Ao redor desta altitude, é detectada a quarta depleção na concentração eletrônica no perfil obtido da medição in situ e aparece um máximo local ( $\sim 0,14$ ) na relação sinal-ruído que coincide com a primeira diminuição nos níveis de tons de cinza integrados (painel esquerdo da Figura 6.8). Em torno dos 190 km, o

perfil obtido com dados do radar em Jicamarca, mostra o primeiro mínimo nos valores integrados dos tons de cinza ( $\sim 45$ ) fora da região do eletrojato, o que sugere a presença de uma irregularidade no plasma nessa altura e que podem ser reconhecidas como os estriamentos observados na região sombreada em azul e à direita na Figura 6.3. As semelhanças na distribuição com a altitude, das irregularidades no plasma nos perfis mostrados no painel esquerdo da Figura 6.8 acontecem até aproximadamente 340 km. No caso das observações em Jicamarca, aparecem irregularidades na base da camada F a partir da qual apreciam-se duas bolhas de plasma de menor escala que atingem até 600 km (Figura 6.3).

Este tipo de irregularidade fica acima de outra irregularidade conhecida na literatura como *bottom-type*, e que contribuiu a uma diminuição expressiva no valor integral dos tons de cinza para alturas acima de 300 km (painel esquerdo da Figura 6.8). Por outra parte, nas observações in situ, não sendo detectadas irregularidades acima de 320 km (painel esquerdo da Figura 6.5), a relação sinal-ruído diminui progressivamente até atingir valores próximos de zero (painel esquerdo da Figura 6.8).

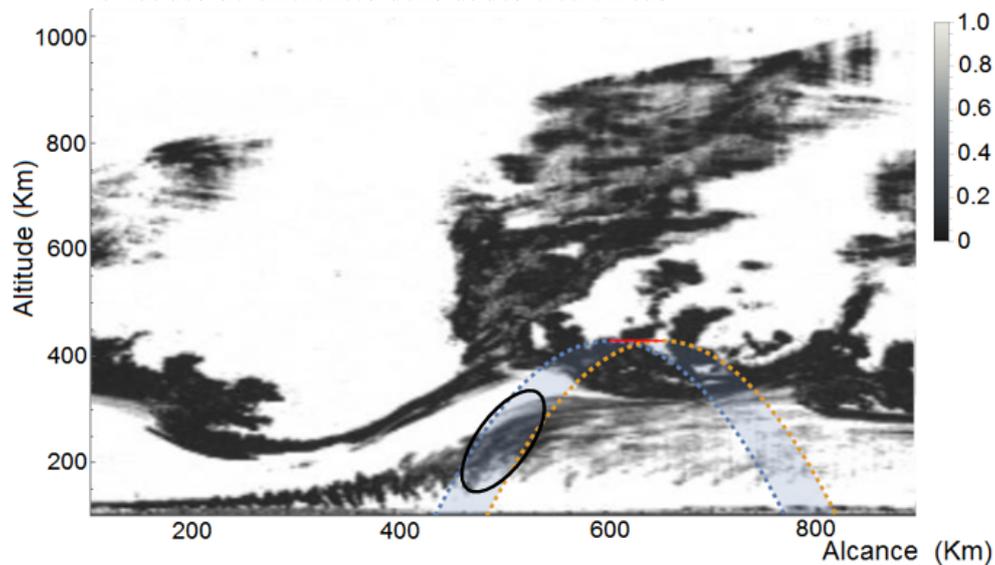
Durante a descida do foguete (painel direito da Figura 6.8) os perfis aparecem deslocados até 140 km aproximadamente. Conforme o foguete desce (entre 430 km até 340 km) os valores da relação sinal-ruído dos dados medidos in situ ficam próximos de zero, o que significa que não são detectadas irregularidades nesta região (painel direito da Figura 6.5). Nesta mesma faixa de altitude, a partir dos dados obtidos pelo radar VHF em Jicamarca, são atingidos os mínimos valores integrais ( $< 10$ ) dos tons de cinza devido a que a integração deles ficou bem no interior da irregularidade de tipo *bottom-type* (Figura 6.3).

A característica mais notável no perfil medido pela sonda na descida do foguete são as depleções quase periódicas localizadas entre 210 km e 300 km (painel direito da Figura 6.5). Elas parecem ser similares aos estriamentos visíveis nessa mesma faixa de altitude no mapa RTI obtido com o radar VHF em Jicamarca (irregularidades dentro da elipse da Figura 6.9) e que dão origem às flutuações dos valores integrados dos tons de cinzas observados na Figura 6.8 entre 220 km e 300 km. Essas flutuações dos valores integrados dos tons de cinzas do mapa RTI aparecem muito atenuadas no perfil com a altura da relação sinal-ruído a partir das medições in situ nesta mesma faixa de altitude. O processo de suavização desta relação, pode ter sido a razão pela qual as depleções quase periódicas que aparecem no perfil de descida, não estejam representadas de maneira mais expressiva no painel direito da Figura 6.7. A faixa com alto valor nos tons de cinza, ou seja, cores próximas ao branco, que aparece levemente à direita e acima da elipse na Figura 6.9 contribui aos altos

valores de tons de cinza integrados apreciados na faixa entre 320 km e 370 km no painel esquerdo da Figura 6.8.

Para alturas inferiores a 150 km o radar deixa de detectar irregularidades na concentração do plasma (valores acima de 45 no perfil com altura dos tons de cinza do mapa RTI). A relação sinal-ruído obtida a partir dos dados de corrente medidos pela sonda de Langmuir, para valores inferiores a 200 km, flutuam entre 0,1 e 0,25, respondendo às diferentes irregularidades medidas na faixa entre 200 e 100 km durante a descida do foguete (Figura 6.5 painel direito). Conforme a região estudada fica perto do eletrojato equatorial, ambos os perfis mostram um comportamento similar.

Figura 6.9 - Relação sinal-ruído (SNR) dos ecos recebido pelo radar VHF instalado em Jicamarca. No interior da elipse de cor preta são destacados estriamentos na relação sinal-ruído obtida pelo radar. Estes estriamentos representam irregularidades de diferentes densidades eletrônicas.



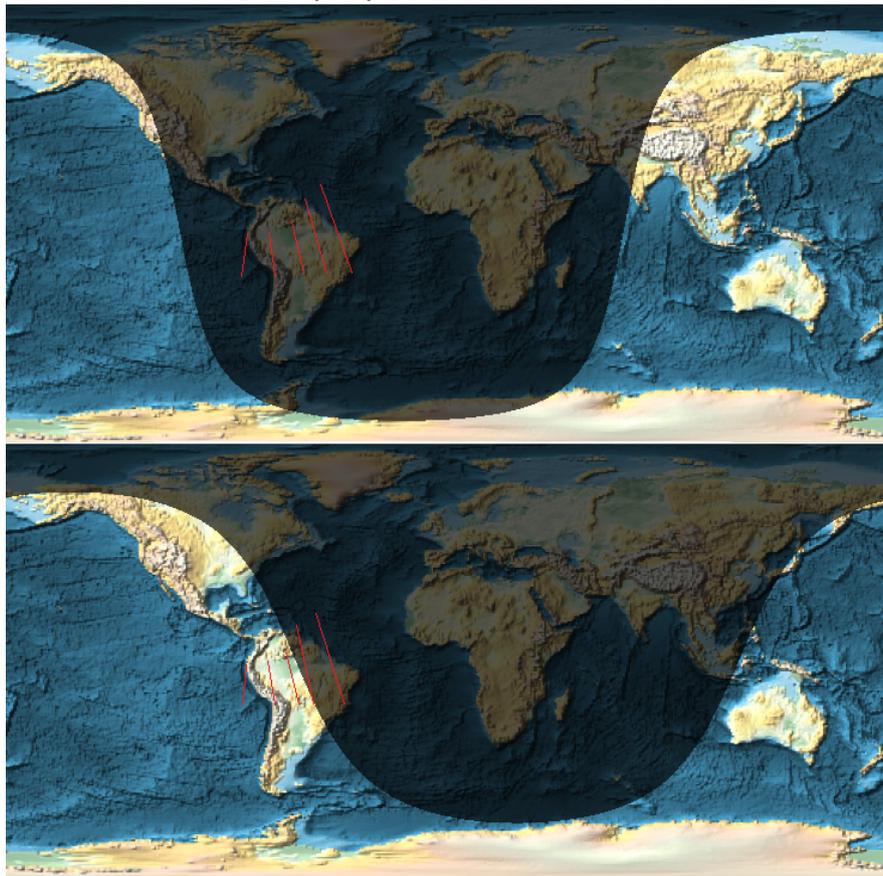
Fonte: Adaptada de Woodman e Chau (2001).

Levando em consideração que estão sendo comparadas medições feitas em datas e locais diferentes e que não é possível associar a trajetória do foguete a uma trajetória fixa na região medida pelo radar, é normal esperar uma similaridade como a mostrada na Figura 6.8. Esta semelhança, sustenta a hipótese sobre a detecção por medições in situ de um fenômeno até agora somente detectado remotamente com

radar VHF. Conforme o discutido na Seção 3.2.2, o cenário geofísico em Jicamarca e São Luís diferencia-se, essencialmente, pela alta declinação magnética existente no território brasileiro. Para ter uma confirmação de que esta diferença foi mínima nos dias em que foram obtidos os dados comparados nesta Seção, na Figura 6.10 são mostrados os terminadouros solares nos dias das duas observações, ou seja, 20/10/1993 em Jicamarca e 08/12/2012 em São Luís.

Figura 6.10 - No painel superior aparece a posição do terminadouro solar no dia e hora da observação feita pelo radar VHF no JRO e mostrada na Figura 6.1. No painel inferior aparece a posição do terminadouro solar no dia e hora do lançamento do foguete desde o CLA. As retas vermelhas representam, aproximadamente, as projeções, no plano do mapa, das linhas do campo magnético. O terminadouro solar é quase paralelo à linha do campo magnético no setor peruano e no setor brasileiro

**Terminador solar no dia 20/10/1993 às  
02:30 (UT) ou 20:30 LT em Jicamarca**



**Terminador solar no dia 08/12/2012 às  
22:00 (UT) ou 19:00 LT em São Luís**

Fonte: Produção do autor.

Para fornecer uma confirmação adicional é feita uma simulação numérica que confirma a distribuição espacial das irregularidades, reproduz aproximadamente os perfis com altura da concentração eletrônica medida pela sonda de Langmuir e sugere uma possível origem deste tipo de estruturas irregulares no plasma que aparecem em alturas inferiores à base da camada F.

## 6.2 Simulação numérica

As tentativas mais recentes de entender o mecanismo de geração das irregularidades noturnas no vale entre as regiões E e F, tem-se baseado na solução numérica das equações que regem o comportamento da concentração eletrônica e da velocidade dos íons em altitudes ionosféricas. As diferentes metodologias empregadas levam em conta certas considerações físicas que simplificam o processo de obtenção destas soluções e que serão explicadas brevemente nesta seção.

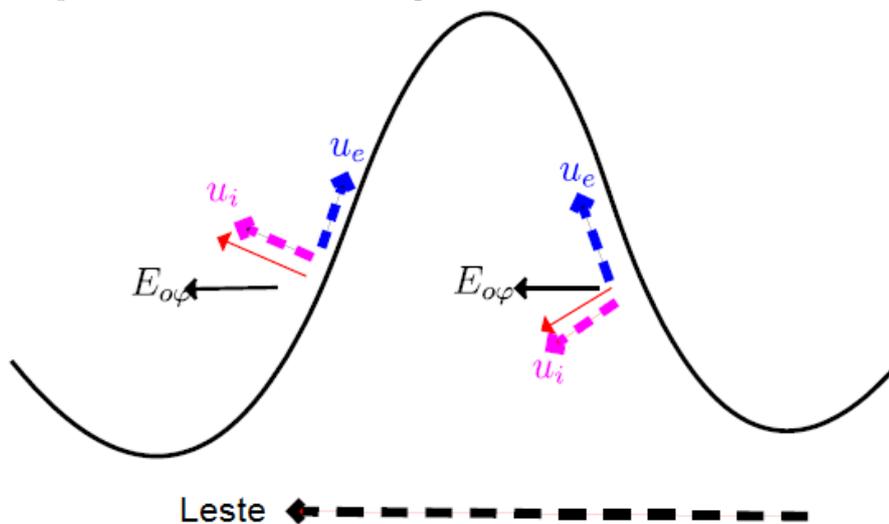
Neste Seção, realizaremos uma simulação numérica com base numa linha de pesquisa iniciada há 10 anos pelo pesquisador Esfhan Alam Kherani e colaboradores. A ideia central da pesquisa é entender como o campo elétrico de polarização (campo marginal), dentro da bolha de plasma localizada acima da base da camada F, afeta o plasma de regiões em altitudes menores, isto é, a região E e o vale entre as camadas E e F. A interação deste campo marginal da bolha com o plasma destas regiões depende de diferentes fatores da ionosfera ambiente e de sua localização com respeito ao equador magnético. Ao longo de vários trabalhos desenvolvidos por Kherani e colaboradores, foram estabelecidos quais destes fatores e em que medida eles contribuem a uma interação efetiva que permita justificar a formação e características das irregularidades observadas por radares VHF e detectadas por medições *in-situ* neste trabalho.

No artigo de [Kherani et al. \(2004\)](#), foi estudada a importância da forma do perfil com altura da concentração eletrônica e a condutividade na região do vale entre as camadas E e F (mais especificamente a frequência de colisões entre os íons e partículas neutras nestas regiões), demonstrando-se que o perfil com a altura da frequência de colisões entre os íons e partículas neutras tem um papel fundamental na penetração e interação do campo marginal da bolha com o plasma do vale da região E e inclusive a mesma camada E até altitudes de 120 – 115 km.

Em um trabalho mais recente, [Kherani e Patra \(2015\)](#), é discutida, em uma variante 3D do modelo numérico usado em estudos anteriores, a dependência da dinâmica do campo de polarização associado à bolha e o transporte de plasma na região do vale com a latitude magnética com ou sem perturbação na concentração eletrônica

nessa região. Como resultado, ficou estabelecido que o fenômeno de penetração e transporte do plasma da região E e a região do vale pelo campo marginal associado à bolha é restrito a  $\pm 5^\circ$  de latitude magnética e que é preciso a existência de uma perturbação inicial da concentração eletrônica abaixo dos 180 km para ter um transporte efetivo do plasma nessa região e na região E. Adicionalmente, os autores identificaram a origem eletrodinâmica da assimetria no desenvolvimento e penetração do campo elétrico de polarização em regiões do vale entre as camadas E e F e regiões da camada E. O campo penetra mais em regiões que ficam abaixo da parede leste da bolha o que está em concordância com as observações feitas em Jicamarca (Figura 6.1 e 6.2) e as irregularidades detectadas a menor altura durante a descida do foguete (Figura 6.5). Sob uma perturbação uniforme, um campo elétrico para o leste, em nosso caso o campo marginal associado às irregularidades de grande escala da região F, causa em ambos os íons e elétrons uma deriva na mesma direção na parede leste da perturbação e em sentido contrário na parede oeste (Figura 6.11). Isso ocorre porque nas regiões típicas do vale entre as camadas E e F as condutividades, Pederson e Hall são de magnitude comparável. Como consequência desta diferença nas derivas, a corrente zonal resultante é maior na parede leste. Esta corrente é a fonte de energia livre para a instabilidade de intercâmbio por colisões (CII) no equador magnético; razão pela qual na parte leste da perturbação existem condições mais favoráveis para crescimento da CII e, portanto, das irregularidades.

Figura 6.11 - Situação física na região do vale entre as camadas E e F onde um campo zonal ( $E_{o\phi}$ ) causa uma deriva diferenciada dos íons ( $u_i$ ) e elétrons ( $u_e$ ) nas paredes leste e oeste da irregularidade.



Fonte: Adaptado de Kherani e Patra (2015)

A parte da simulação numérica deste trabalho constitui uma continuação daquele publicado por Kherani e Patra (2015). Neste caso são usadas as mesmas equações, mas o modelo fica restrito a duas dimensões, ou seja, a latitude magnética é fixada em 0°. O objetivo principal é tentar reproduzir a quase periodicidade espacial observada nas irregularidades da concentração eletrônica (Figura 6.1 e 6.2 e manifestadas de forma expressiva durante a descida do foguete entre os 300 km e os 220 km (Figura 6.5 painel direito).

O conjunto de equações usados foi:

$$\frac{\partial \vec{u}_s}{\partial t} = \vec{g} + \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{u}_s \times \vec{B}_o) - \nu_s (\vec{u}_s - \vec{W}), (s = \text{ions}(i)/\text{eletrons}(e)) \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \vec{u}_s) = -R_e n_s, (n_i = n_e = n) \quad (6.2)$$

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (6.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \Rightarrow \nabla \cdot (\sigma \cdot \vec{E}) = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \vec{E} = -\sigma^{-1} (\vec{E} \cdot \nabla \sigma) \quad (6.4)$$

$$E = E_o - \nabla \phi, n = n_o + \delta n$$

Na Equação de movimento (6.1), não é levado em conta o termo do gradiente de pressão ou de difusão (efeitos térmicos) porque não é o objetivo estudar o estado saturado e turbulento da instabilidade (processos que geram irregularidades de escalas muito menores do que aquelas que vão ser simuladas neste estudo) e sim a evolução não linear da mesma.

Nas expressões acima,  $\vec{u}_s$  e  $\vec{W}$  são a velocidade das diferentes espécies carregadas como indicado em (6.1) e a velocidade do vento neutro respectivamente;  $n_s$ ,  $q_s$ ,  $m_s$  e  $\nu_s$  a concentração, carga, massa e frequência de colisão com as partículas neutras das diferentes espécies;  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}_o$ ,  $\vec{J}$  e  $\vec{g}$  o campo elétrico, a indução do campo magnético da terra, a densidade de corrente e a aceleração da gravidade na terra respectivamente. O símbolo  $\sigma$  representa a condutividade elétrica. Como é usual nos estudos numéricos da evolução das irregularidades produzidas por instabilidade de troca por colisão ou CII do inglês *Collisional Interchange Instability*, é proposto uma perturbação no  $\vec{E}$  e  $n_e$  da forma especificada na última equação acima onde:

$$\delta E = -\nabla \phi$$

Finalmente  $R_e$  é a taxa de recombinação efetiva e definida como:

$$R_e = \left[ \frac{1}{\beta} + \frac{1}{\alpha n(t)} \right]^{-1}$$

Em que  $\alpha$  e  $\beta$  representam as perdas das espécies ionizadas pelos processos de recombinação dissociativa e intercâmbio de cargas respectivamente.

As Equações (6.1-6.4) são resolvidas numericamente pelo método de diferenças finitas usando o esquema implícito de Crank-Nicholson para executar a integração temporal e espacial (POTTER, 1973, p.77). Isto leva a um sistema de equações em forma matricial que são posteriormente resolvidas pelo método de sobre relaxação sucessiva ou SOR do inglês *Successive-Over-Relaxation* (SANTOS, 2013, p. 121).

O sistema referencial empregado neste estudo numérico é um plano sobre o equador magnético no qual o eixo  $Y$  representa a altitude e o eixo  $X$  representa a direção longitudinal (zonal). O domínio deste plano começa nos 90 km até os 600 km na direção do eixo  $Y$  e entre  $-10^\circ$  (leste) e  $10^\circ$  (oeste) no eixo  $X$ . Ambas as direções tem uma resolução de 5 km ou  $\Delta\varphi = 0,04^\circ$  na direção zonal, em que  $\varphi$  representa a longitude geográfica.

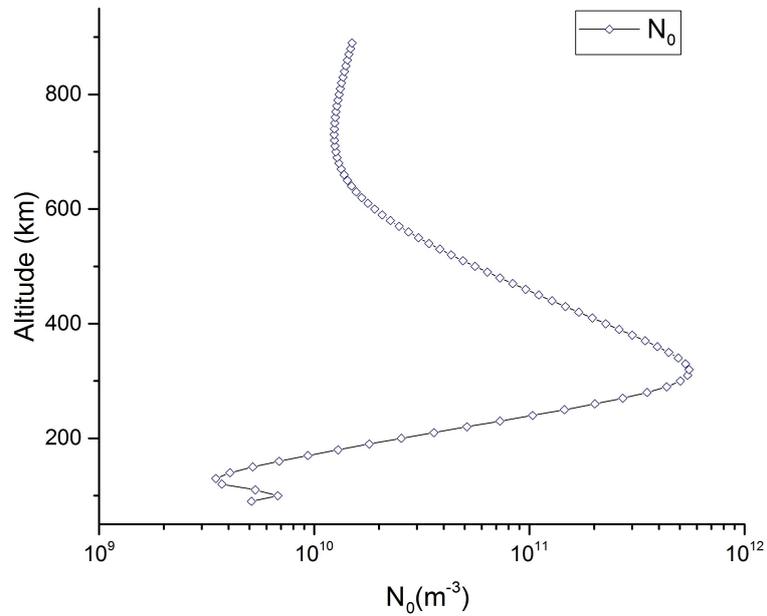
O perfil com a altura inicial ou não perturbado ( $n_0$ ) usado na simulação numérica é mostrado na figura 6.12. A perturbação inicial da concentração eletrônica ( $\delta n$ ) é fornecida indiretamente mediante a perturbação inicial no padrão do vento neutro. O vento neutro perturbado, vai produzir perturbação no campo de velocidades da forma descrita na Equação (6.1). As velocidades perturbadas, por sua vez, produzirão uma perturbação na concentração dos elétrons mediante a Equação de continuidade (6.2). Sendo assim, a perturbação inicial no vento neutro tem a seguinte expressão:

$$\delta W = \delta W_1 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_1}\varphi\right) + \delta W_2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_2}\varphi\right) \quad (6.5)$$

O valor para  $\delta W_1$  e  $\delta W_2$  são tais que:  $\frac{\delta W_1}{W_0} = 0,05$ ;  $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = (0, 1, 2)$  e  $W_0 = 10$  m/s. Por outro lado, os valores usados para o comprimento de onda das perturbações da Equação (6.5) são:  $\lambda_1 = 600$  km,  $\lambda_2 = 30$  km, isto é, a perturbação proposta é uma superposição de uma perturbação de muito longa escala com outra de escala menor. Os três valores usados (0, 1 e 2) no quociente entre as amplitudes das duas perturbações propostas dão origem a três experimentos numéricos diferentes. O primeiro valor ( $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = 0$ ) é o mesmo experimento numérico feito no trabalho de Kherani e Patra (2015). Para o segundo ( $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = 1$ ) e o terceiro valor ( $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = 2$ ) explora-se a importância que tem a amplitude da perturbação de escala menor na formação de irregularidades quase periódicas na região do vale e na camada E. Os resultados das simulações são fornecidos em forma de evolução temporal da distribuição, com a altura e a longitude, da densidade numérica dos elétrons em forma de contornos isodensos. Nas figuras apresentadas a seguir a cor vermelha

representa contornos de maior isodensidade.

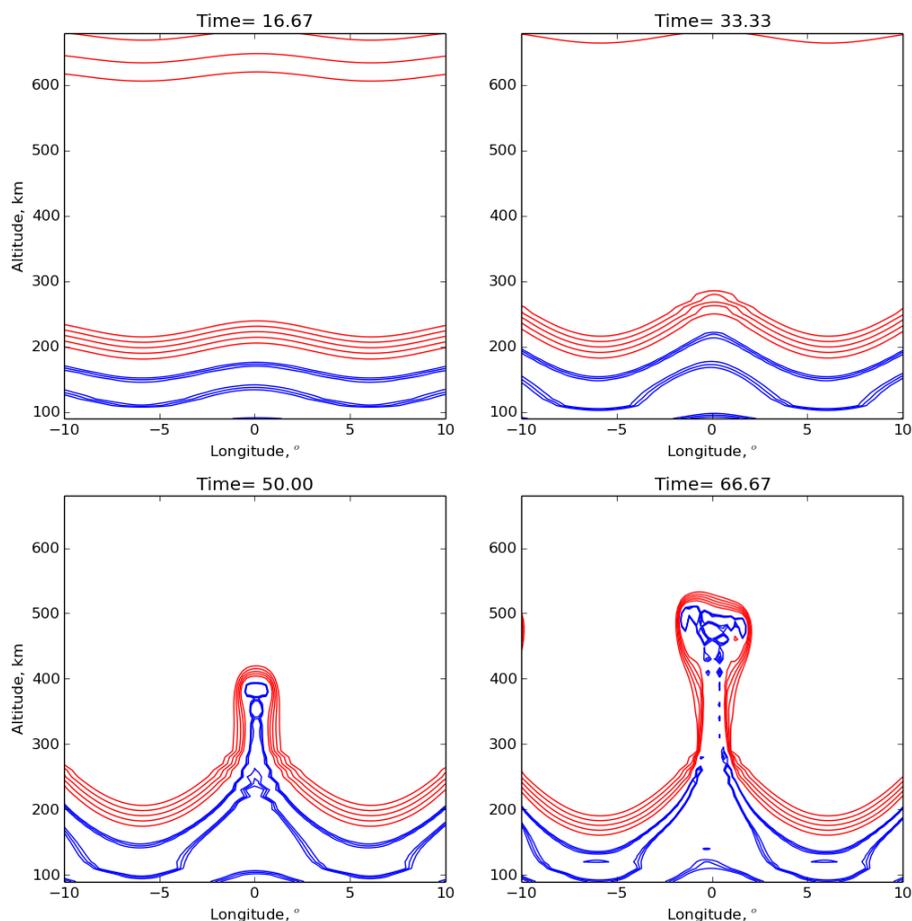
Figura 6.12 - Perfil de concentração eletrônica inicial ou não perturbado ( $n_0$ ) usado nos experimentos numéricos.



Fonte: Produção do autor.

A Figura 6.13 mostra o resultado para o primeiro experimento. Após mais de uma hora a bolha já se desenvolveu completamente, porém, na região do vale e em altitudes inferiores a 180 km, não aparece nenhum contorno fechado de baixa isodensidade, ou seja, não aparece nenhuma irregularidade na concentração do plasma.

Figura 6.13 - Experimento numérico no. 1 ( $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = 0$ ). Evolução temporal dos contornos de isodensidade dos elétrons.

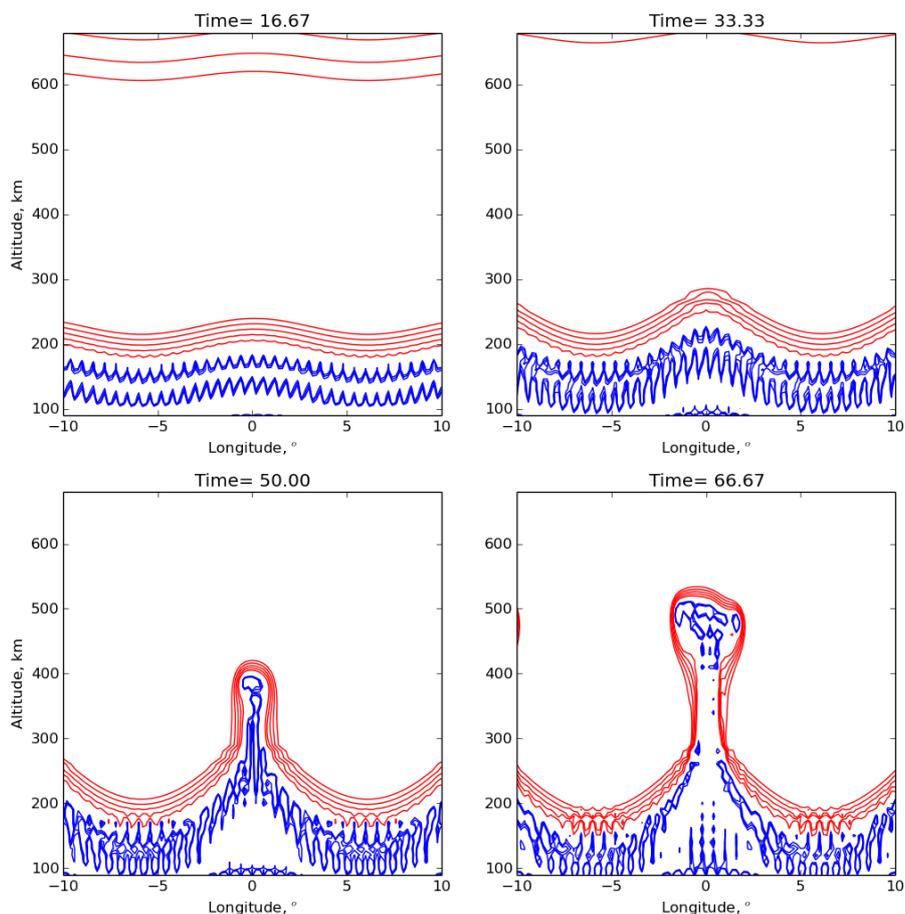


Fonte: Produção do autor.

No caso do segundo experimento numérico, mostrado na Figura 6.14, percebe-se que estruturas de menor densidade ascendem verticalmente no espaço abaixo da bolha; ocorrendo esta ascensão fundamentalmente no interior da faixa de  $\pm 5^\circ$  em torno à bolha. Embora a mesma não esteja no seu pleno desenvolvimento no painel inferior esquerdo da Figura 6.14 (Tempo = 50 minutos), é possível distinguir estruturas com regularidade espacial na região do vale entre as camadas E e F.

Posteriormente (Tempo = 66,67 minutos), tendo a bolha uma estrutura bem definida, as irregularidades na região do vale não evidenciam uma periodicidade tão marcante, formando estruturas de escala maior, produto, aparentemente, da união das estruturas mostradas no tempo anterior. Um dos possíveis cenários que poderia ter acontecido durante o voo do foguete, pode ter sido este caso: no qual

Figura 6.14 - Experimento numérico no. 2 ( $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = 1$ ). Evolução temporal dos contornos de isodensidade dos elétrons.



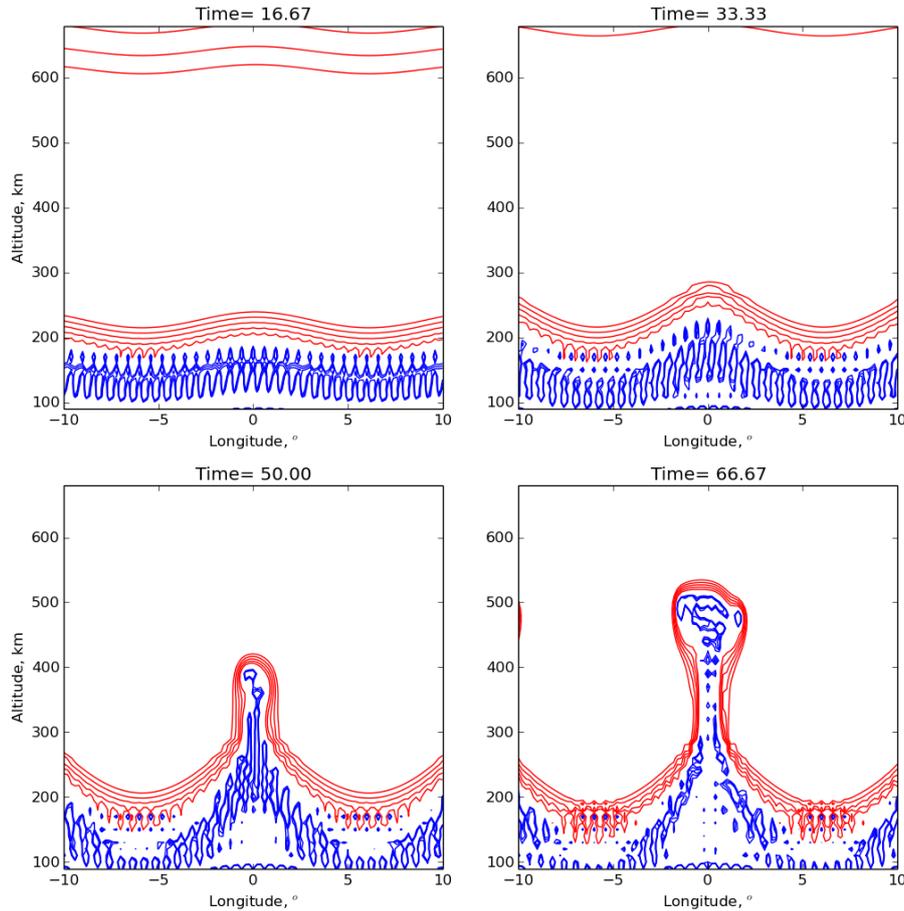
Fonte: Produção do autor.

a bolha não estava completamente desenvolvida e por isso o foguete não detecta depleção alguma acima da base da camada F, mas detecta depleções regularmente distribuídas no espaço logo abaixo da região de desenvolvimento da bolha.

No terceiro experimento (Figura 6.15), a amplitude da perturbação de menor escala, duplica aquela de escala maior. A proeminência das irregularidades quase periódicas torna-se mais evidente, atingindo altitudes de até 300 km no interior da base da bolha. Fica mais claro neste experimento a assimetria longitudinal da ascensão das irregularidades na região do vale. Em concordância com as observações feitas pelo radar VHF em Jicamarca, a simulação numérica, mostra que na região abaixo da parede leste da bolha aprecia-se um agrupamento maior de irregularidades desde aproximadamente os 100 km de altitude até quase 300 km o que também é detetado pela medição in-situ feita pelo foguete durante a descida (Figuras 4.4

e 4.5, Capítulo 4).

Figura 6.15 - Experimento numérico no. 3 ( $\frac{\delta W_2}{\delta W_1} = 2$ ). Evolução temporal dos contornos de isodensidade dos elétrons.



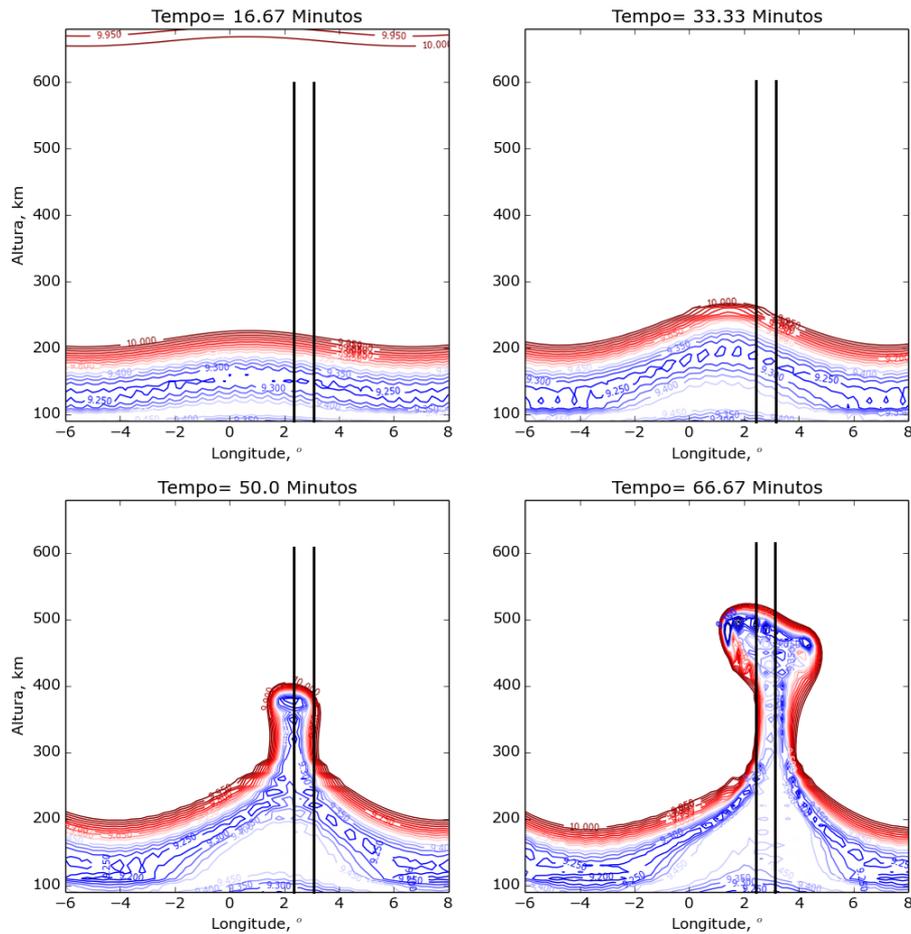
Fonte: Produção do autor.

Diferente do segundo experimento, o padrão de distribuição quase periódica dos contornos isodensos de menor valor continuam bem desenvolvidos mesmo a bolha chegando a um estágio de formação mais avançado (Figura 6.15 painel direito inferior).

Finalmente, foi feita uma reconstrução do perfil vertical com a altitude da densidade numérica dos elétrons para uma faixa (com uma largura de aproximadamente 64,5 km) como a mostrada na Figura 6.16. Este perfil é mostrado na Figura 6.17. O perfil apresenta uma leve similaridade com o perfil obtido experimentalmente. Com

relação àquele correspondente ao pleno desenvolvimento da bolha (Tempo = 66,67 minutos), aprecia-se que o mesmo tem uma morfologia similar ao perfil medido durante a descida do foguete.

Figura 6.16 - As retas pretas da figura delimitam a faixa na qual foi simulado(reconstruído) o perfil vertical com a altitude da densidade numérica dos elétrons.

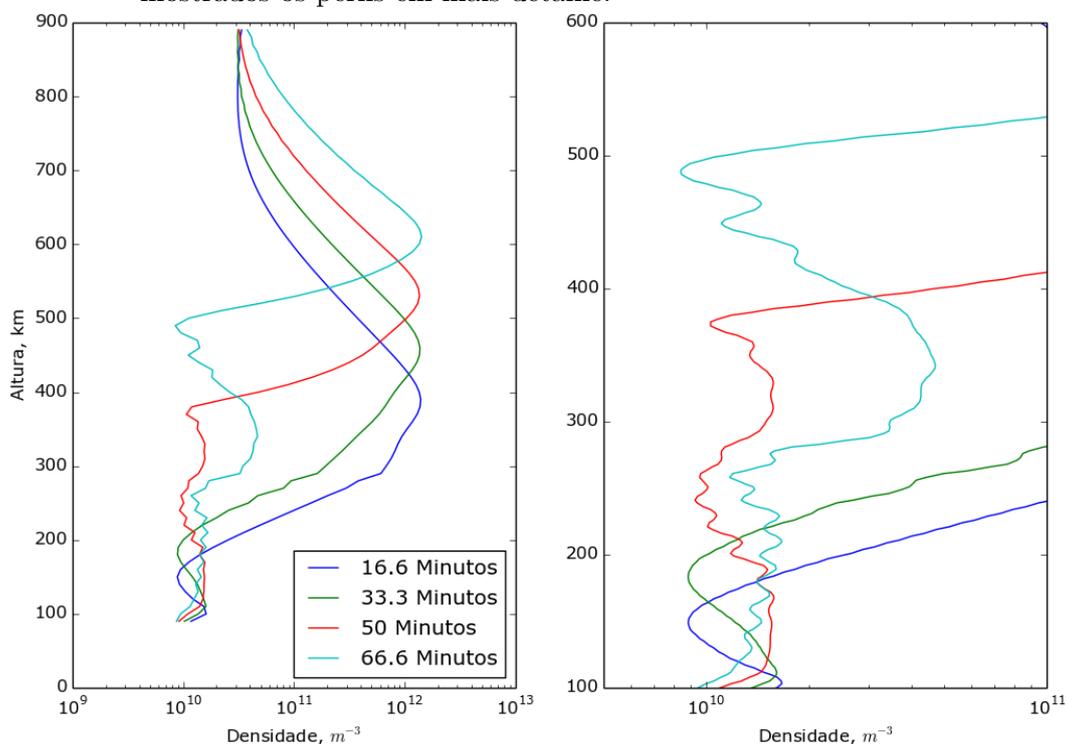


Fonte: Produção do autor.

É bom lembrar que o perfil obtido numericamente é estritamente vertical e leva em conta a contribuição de todas as irregularidades que aparecem no interior da faixa mostrada na Figura 6.16, enquanto o perfil obtido experimentalmente é ao longo da trajetória do foguete, ou seja, não é totalmente vertical. De fato, em altitudes acima dos 400 km a trajetória do foguete é mais horizontal do que vertical.

A partir do experimento numérico pode ser concluído o seguinte:

Figura 6.17 - Evolução temporal do perfil vertical com a altitude da densidade numérica dos elétrons obtido mediante simulação numérica. No painel direito, são mostrados os perfis em mais detalhe.



Fonte: Produção do autor.

A existência de um campo elétrico de polarização agindo fora da bolha (campo marginal), mesmo conseguindo penetrar até alturas típicas da região do vale entre as camadas E e F e da região E, por si só, não garante a presença de irregularidades nestas regiões. É preciso ter, como condição adicional, uma perturbação de escala da ordem dos 30 km na região do vale e acima dos 150 km para que posteriormente este campo marginal (com direção para o leste após a pôr do sol e durante o desenvolvimento da bolha) possa desestabilizar o plasma e elevá-lo a maiores altitudes. A penetração do campo marginal acontece dentro da faixa de  $\pm 5^\circ$  com respeito ao centro da bolha. A ascensão das estruturas irregulares do plasma começa a partir dos 105 km ou 110 km e atinge altitudes de até 300 km. Do lado leste da bolha percebem-se estruturas irregulares, localizadas em altitudes menores a aquelas que aparecem no lado oeste, sendo levadas para acima. Esta assimetria aparece tanto nas observações feitas com radar VHF em Jicamarca quanto nos perfis com a altura da concentração eletrônica obtidos neste trabalho usando dados in situ recolhidos por uma sonda de Langmuir a bordo do foguete.

## 7 CONCLUSÕES

Neste trabalho foram analisados os dados, até agora inéditos, do último lançamento do foguete com experimentos projetados e desenvolvidos no INPE. Uma sonda de Langmuir cônica voou como uma das cargas úteis a bordo de um foguete de dois estágios lançado de uma base perto do equador magnético ao entardecer, com o objetivo de estudar as irregularidades que frequentemente aparecem na ionosfera dessa região. Levando em conta que as medidas obtidas *in-situ* são locais, precisava-se de instrumentos de apoio que fornecessem dados adicionais sobre as condições ionosféricas no momento do lançamento. Com este objetivo, foram analisados dados de duas DiggiSSondas, um imageador tipo *All-Sky* e um satélite tipo LEO (do inglês *Low Earth Orbit*) com órbita equatorial. As medidas destes instrumentos confirmaram a presença de irregularidades de grande escala e flutuações na temperatura iônica na região que foi perscrutada pela Sonda de Langmuir Cônica (SLC). A partir das medidas feitas por este instrumento foram gerados três tipos de dados:

- Dados de corrente para valores fixos de tensão aplicado à sonda.
- Dados de corrente para valores variáveis de tensão aplicado à sonda.
- Dados de corrente, com uma alta taxa de amostragem, para valores fixos de tensão aplicado à sonda.

Como resultado do processamento dos dados do primeiro item foi obtido o perfil com a altitude da densidade numérica de elétrons durante a subida e descida do foguete. Ambos manifestam irregularidades de pequena e média escala na região E e na região intermediária entre as camadas E e F. Porém, não foram detectadas bolhas ou irregularidades de grande escala. As irregularidades aparecem em maior medida durante a descida do foguete, ou seja, mais perto do equador magnético. Foram detectadas duas características inéditas na distribuição espaço-temporal das irregularidades durante o voo do foguete: Durante a subida, as quatro depleções medidas pela SLC aumentaram de escala e diminuíram a sua amplitude conforme o aumento da altitude de sondagem. Durante a descida, uma variação quase-periódica da densidade eletrônica entre 300 e 220 km foi observada. Não se encontrou na literatura consultada, durante a pesquisa feita como parte desta tese, nenhum perfil da densidade numérica dos elétrons com características semelhantes às mostradas neste trabalho.

A partir dos dados descritos no segundo item, estimou-se a temperatura eletrônica na faixa de altitudes onde foram detectadas irregularidades. Após serem construídas 100 curvas características *I-V*, foi implementada uma metodologia que minimiza o

processo subjetivo de determinação da temperatura eletrônica a partir da região de retardo dos elétrons destas curvas. Os perfis de temperatura obtidos mostraram valores de temperatura entre 1200 e 2100 K. Estes valores são superiores aos fornecidos por modelos e reportados em outros estudos. No entanto, em outras observações feitas no Brasil e na Índia tem sido observados valores altos de temperatura similares aos reportados neste trabalho.

Os problemas inerentes à determinação da temperatura, ou seja, os de origem instrumental e metodológica, foram discutidos; comprovando-se que os valores estimados usando as medidas da SLC estão corretos. Visando confirmá-los, foi calculado o perfil com a altitude da densidade eletrônica a partir da temperatura estimada experimentalmente e usando uma relação válida para a região de saturação dos elétrons na curva  $I-V$ . Os resultados mostraram uma congruência satisfatória.

A anti-correlação entre as irregularidades da densidade numérica dos elétrons e a temperatura dos mesmos, isto é, as temperaturas aumentam dentro das depleções e diminuem nos adensamentos já tem sido reportada em trabalhos anteriores para a camada E e a camada F. Nesta tese foi verificado o anterior para altitudes abaixo da camada F. As explicações dadas em trabalhos anteriores para explicar este fato, ficaram restritas à região estudada. Como perspectiva de trabalho futuro em relação a explicar esta anti-correlação para diferentes regiões, pode ser explorada a simulação numérica dos processos de geração de irregularidades e vincular a velocidade de evolução das mesmas com a temperatura no interior delas.

Usando as medidas descritas no terceiro item, foi feita uma análise espectral das flutuações na densidade numérica dos elétrons em diferentes altitudes ao longo da trajetória do foguete. Os espectros de frequências e de escalas (número de onda) foram elaborados mediante a técnica da Transformada Rápida de Fourier (FFT do inglês *Fast Fourier Transform*). Com o objetivo de determinar o ponto de quebra ou *crossover* dos espectros de uma maneira menos subjetiva, foi implementada uma recente técnica de análise de séries temporais chamada Análise de Flutuações Des-tendenciada (DFA do inglês *Detrending Fluctuation Analysis*). Os espectros obtidos com esta metodologia, mostraram mais claramente o ponto onde não é mais válida uma lei das potências do espectro com a escala (temporal ou espacial) e começa a ser válido outro tipo de lei de potência. Os coeficientes angulares obtidos, chamados de índices espectrais ( $\beta$ ) foram comparados com estudos anteriores. Os espectros achados não manifestaram claramente um comportamento de dupla inclinação onde o índice espectral correspondente a escalas maiores é inferior ao índice espectral das escalas pequenas ( $\beta_1 < \beta_2$ ), ou seja, não foi detectado um comportamento diferenciado entre médias e pequenas escalas como os que tem sido reportados em outros

estudos. Não foi observado, ainda, qualquer diferença significativa entre os espectros feitos em regiões com e sem irregularidades.

Um caso excepcional foram os espectros calculados a uma altitude  $\sim 317$  km. Tanto na subida quanto na descida ambos os espectros apresentaram comportamentos diferente do resto dos outros 10 espectros. O índice  $\beta_1$  foi inferior ao  $\beta_2$  em conformidade com o reportado em outros estudos. Este comportamento diferenciado, coincidiu com uma queda expressiva nos valores de temperatura eletrônica estimados para essas mesmas altitudes na subida e descida do foguete. Na literatura consultada, não tem sido reportada semelhante relação entre os espectros de Fourier das flutuações na densidade eletrônica e a temperatura dos elétrons; pelo qual este resultado, ainda que não tenha sido interpretado fisicamente neste trabalho, deixa aberta uma linha de pesquisa futura. Os instrumentos a bordo do foguete que voou como parte do experimento *IONEX II* fizeram medidas simultâneas de temperatura eletrônica e flutuação do campo elétrico ambiente e a densidade numérica dos elétrons. É possível então, usando os perfis de temperatura, construir espectros da densidade e o campo elétrico em regiões com quedas e aumento das temperaturas visando encontrar algum tipo de relação do processo de transferência de energia entre estruturas com diferentes escalas e a temperatura eletrônica nessa região, algo que foi só sugerido no presente estudo. Sem dúvida os dados de flutuação do campo elétrico ambiente podem contribuir a um melhor entendimento dos mecanismos operando nessas altitudes. Normalmente, os estudos de flutuação estão mais focados em correlacionar os espectros de flutuação com as irregularidades, mas não com a temperatura no interior destas estruturas.

O estudo de flutuações feito nesta tese pode ser considerado exploratório: é preciso elaborar mais espectros na região do vale entre as camadas E e F pois normalmente os esforços concentram-se mais em caracterizar regiões acima da base da camada F onde aparecem as bolhas de plasma. O fato de terem sido obtidos espectros com comportamento diferentes daqueles poucos que foram feitos anteriormente na região do vale; sugere que as irregularidades detectadas nesta região são originadas por mecanismos diferentes aos tradicionalmente propostos para a regiões E e F e revisados no Capítulo 2 deste documento. A extensão, a todas as regiões com irregularidades no vale entre as camadas E e F, da técnica implementada nesta tese para detetar, com a menor subjetividade possível, os pontos de quebra nos espectros elaborados com a FFT junto com técnicas novas que permitam remover qualquer tendência alheia nos dados é uma tarefa que deverá ser executada em posteriores trabalhos.

Finalmente, e motivado pelos resultados mostrados nos Capítulos 4 e 5, foi feito e exposto no Capítulo 6 um estudo para identificar o tipo de irregularidade detetada

na região E e na região do vale entre as camadas E e F. Baseado na distribuição quase-periódica das irregularidades detectadas durante a descida do foguete, é proposto e comprovado que o foguete interceptou, pioneiramente, irregularidades quase periódicas até agora só detectadas por observações remotas feitas por radar de espalhamento coerente e conhecidas como EQE (Ecos Quase-periódicos Equatoriais). Isto constitui a contribuição mais importante desta tese.

Mediante uma comparação da relação sinal-ruído de uma observação específica do radar instalado no observatório de Jicamarca e da relação sinal-ruído calculada a partir dos perfis de densidade numérica de elétrons obtidos neste trabalho, comprovou-se que o foguete detectou com sucesso este tipo de irregularidades.

Adicionalmente, foram feitas simulações numéricas para reproduzir estas observações e propor o mecanismo de geração e evolução temporal das estruturas detectadas pelas medidas *in situ*. Como resultados pode-se concluir que a existência de um campo elétrico de polarização agindo fora da bolha (campo marginal), mesmo conseguindo penetrar até alturas típicas da região do vale entre as camadas E e F e da região E, por si só, não garante a presença de irregularidades nestas regiões. É preciso ter, como condição adicional, uma perturbação de uma escala inferior aquela que, pelo mecanismo CII (do inglês Collisional Interchange Instability) produz a bolha de plasma, na região do vale para que posteriormente este campo marginal (com direção para o leste após a pôr do sol e durante o desenvolvimento da bolha) junto com o campo elétrico ambiente possa desestabilizar o plasma e elevá-lo a maiores altitudes. A penetração do campo marginal acontece dentro da faixa de  $\pm 5^\circ$  com respeito ao equador magnético.

Outros aspectos observados nas simulações foram as observações de estruturas irregulares do plasma a partir dos 105 km ou 110 km atingindo altitudes de até 300 km. Do lado leste da bolha percebeu-se estruturas irregulares, localizadas em altitudes menores daquelas que aparecem no lado oeste, sendo as mesmas levadas para cima. Esta assimetria aparece tanto nas observações feitas com radar VHF em Jicamarca quanto nos perfis com a altura da concentração eletrônica obtidos neste trabalho usando dados *in situ* recolhidos por uma sonda de Langmuir a bordo do foguete.

As irregularidades detectadas e estudadas nesta tese, têm uma frequência de ocorrência extremamente baixa na ionosfera equatorial brasileira. Levando em conta a natureza limitada quanto a extensão latitudinal deste tipo de estruturas ( $\pm 5^\circ$  em torno ao equador magnético), e o afastamento progressivo do equador magnético sobre o território brasileiro, os resultados do experimento que formou parte da operação Iguaiça podem ser considerados bastante interessantes, pois o fato da trajetória do foguete ter intersectado tais irregularidades constituiu uma feliz coincidência.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AARONS, J. The role of the ring current in the generation or inhibition of equatorial F layer irregularities during magnetic storms. **Radio Science**, Wiley Online Library, v. 26, n. 4, p. 1131–1149, 1991. [72](#)
- ABDU, M. Equatorial ionosphere–thermosphere system: Electrodynamics and irregularities. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 35, n. 5, p. 771–787, 2005. [20](#)
- ABDU, M.; BITTENCOURT, J.; BATISTA, I. Magnetic declination control of the equatorial F region dynamo electric field development and spread F. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 86, n. A13, p. 11443–11446, 1981. [74](#)
- ABE, T.; OYAMA, K.-i. Langmuir probe. In: OYAMA, K.; CHENG, C. Z. (Ed.). **An Introduction to Space Instrumentation**. Sansei Jiyuugaoka Haimu, 27-19 Okusawa 5-chome, Setagaya-ku, Tokyo 158-0083, Japan: Terrapub, 2013. p. 63–75. 239 p. [78](#), [79](#), [115](#), [116](#), [122](#)
- ALBUQUERQUE, G. L. A. d. **Construção e validação de receptor GPS para uso espacial**. 124 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) — Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Centro de Tecnologia. (UFRN), Natal, 2009. [71](#)
- BALAN, N.; BAILEY, G. Equatorial plasma fountain and its effects: Possibility of an additional layer. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 100, n. A11, p. 21421–21432, 1995. [51](#)
- BALSLEY, B. B. Some characteristics of non-two-stream irregularities in the equatorial electrojet. In: **Low-Frequency Waves and Irregularities in the Ionosphere**. [S.l.]: Springer, 1969. p. 152–172. [12](#)
- BARJATYA, A. **Langmuir probe measurements in the ionosphere**. 124 p. Dissertation thesis (Doctor of Philosophy in Electrical Engineering) — Utah State University, Utah, US, 2007. [82](#), [115](#), [116](#)
- BARJATYA, A.; ST-MAURICE, J.-P.; SWENSON, C. Elevated electron temperatures around twin sporadic e layers at low latitude: Observations and the case for a plausible link to currents parallel to the geomagnetic field. **Journal of**

**Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 118, n. 11, p. 7316–7328, 2013. [122](#), [123](#), [126](#), [128](#)

BASU, S.; BASU, S.; LABELLE, J.; KUDEKI, E.; FEJER, B. G.; KELLEY, M.; WHITNEY, H. Gigahertz scintillations and spaced receiver drift measurements during project condorequatorial F-region rocket campaign in Peru. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. A5, 1986. [14](#)

BATISTA, I.; ABDU, M.; BITTENCOURT, J. Equatorial F region vertical plasma drifts: Seasonal and longitudinal asymmetries in the american sector. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 91, n. A11, p. 12055–12064, 1986. [74](#)

BAUMGARDNER, J.; MENDILLO, M.; HERNITER, B.; SPENCE, H. **Optical, radio and computer simulation studies of the Brazil ionospheric modification experiment of 8 September 1982**. [S.l.], 1983. [50](#)

BEAUJARDIÈRE, O. de L. et al. C/NOFS: A mission to forecast scintillations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, n. 17, p. 1573–1591, 2004. [62](#) Elsevier, v. 66,

BEKKENG, T. A. **Prototype development of a multi-needle Langmuir probe system**. 134 p. Master thesis — Departament of Physics, University of Oslo, Oslo, Norway, 2007. [79](#)

BILITZA, D.; MCKINNELL, L.-A.; REINISCH, B.; FULLER-ROWELL, T. The international reference ionosphere today and in the future. **Journal of Geodesy**, Springer, v. 85, n. 12, p. 909–920, 2011. [61](#)

BITTENCOURT, J.; ABDU, M. A theoretical comparison between apparent and real vertical ionization drift velocities in the equatorial F region. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 86, n. A4, p. 2451–2454, 1981. [49](#)

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013. [129](#)

BLAUNSTEIN, N.; PLOHOTNIUC, E. **Ionosphere and applied aspects of radio communication and radar**. Boca Raton, Fl., USA: CRC Press, 2008. 600 p. [57](#), [58](#)

BLOG BRAZILIAN SPACE. **Brazilian Space**. 2012. Disponível em: <<http://brazilianspace.blogspot.com.br/2012/12/operacao-iguaiaba.html>>. Acesso em: 14 agosto 2016. 69

BOOKER, H.; WELLS, H. Scattering of radio waves by the F-region of the ionosphere. **Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity**, Wiley Online Library, v. 43, n. 3, p. 249–256, 1938. xiii, 39, 40

BUNEMAN, O. Excitation of field aligned sound waves by electron streams. **Physical Review Letters**, APS, v. 10, n. 7, p. 285, 1963. 9, 12

CÂNDIDO, C. M. N. **Estudos de irregularidades no plasma da camada ionósfera F equatorial e de baixas latitudes no setor longitudinal brasileiro**. 286 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2008. Disponível em: <<http://urlib.net/6qtX3pFwXQZGivnK2Y/Tj4BJ>>. Acesso em: 15 agosto 2016. 50, 53

CHANDRA, H.; VYAS, G.; SINHA, H.; PRAKASH, S.; MISRA, R. Equatorial spread-F campaign over SHAR. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 59, n. 2, p. 191–205, 1997. 135

CHANDRA, S.; REED, E. I.; MEIER, R.; OPAL, C. B.; HICKS, G. T. Remote sensing of the ionospheric F layer by use of oi 6300-Å and oi 1356-Å observations. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 80, n. 16, p. 2327–2332, 1975. 38

CHAPRA, S. **Métodos numéricos aplicados com Matlab para engenheiros e cientistas**. New York, USA: Editora Mc Graw Hill,, 2013. 655 p. 136

CHAU, J.; HYSSELL, D. High altitude large-scale plasma waves in the equatorial electrojet at twilight. In: **Annales Geophysicae**. [S.l.: s.n.], 2004. v. 22, n. 12, p. 4071–4076. 30, 31, 32, 168, 169

CHEN, K.; YEH, H.; SU, S.; LIU, C.; HUANG, N. E. Anatomy of plasma structures in an equatorial spread F event. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 28, n. 16, p. 3107–3110, 2001. 139

DENARDINI, C. M. **Estudo da eletrodinâmica da ionosfera equatorial durante o período de máxima atividade solar (1999-2002)**. 271 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2003. Disponível em:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2003/12.09.11.16>>. Acesso em: 25 agosto 2016. 59, 136

DRUYVESTYEN, M. Der niedervoltbogen. **Zeitschrift für Physik**, Springer, v. 64, n. 11-12, p. 781–798, 1930. 78, 116, 123

DUNGEY, J. Convective diffusion in the equatorial F region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 9, n. 5, p. 304–310, 1956. 9, 14

DYSON, P.; HOPGOOD, P. The interpretation of 6300 Å airglow observations of ionospheric irregularities. **Planetary and Space Science**, Elsevier, v. 22, n. 3, p. 495–497, 1974. 38

ECCLES, J. V. Modeling investigation of the evening prereversal enhancement of the zonal electric field in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 103, n. A11, p. 26709–26719, 1998. 20

FARLEY, D. Two-stream plasma instability as a source of irregularities in the ionosphere. **Physical Review Letters**, APS, v. 10, n. 7, p. 279, 1963a. 12

\_\_\_\_\_. The equatorial E-region and its plasma instabilities: a tutorial. **Ann. Geophys**, v. 27, n. 4, p. 1509–1520, 2009. 10, 13

FARLEY, D.; BALSEY, B.; WOODMAN, R.; MCCLURE, J. Equatorial spread F: Implications of VHF radar observations. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 75, n. 34, p. 7199–7216, 1970. 15, 24

FARLEY, D. T. A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 68, n. 22, p. 6083–6097, 1963b. 9, 12

FEJER, B. G.; KELLEY, M. Ionospheric irregularities. **Reviews of Geophysics**, Wiley Online Library, v. 18, n. 2, p. 401–454, 1980. 10, 102, 111, 122, 136

FORNARI, G. **Estudo de técnicas fractal e multifractal para análise de irregularidades na ionosfera equatorial**. 124 p. Dissertação (Mestrado em Computação Aplicada) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2016. Disponível em:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3LHFT8S>>. Acesso em: 5 setembro 2016. 152

FORNARI, G.; ROSA, R.; MENESES, F. de; MURALIKRISHNA, P. Spectral fluctuation analysis of ionospheric inhomogeneities over Brazilian territory. part i: Equatorial F-region plasma bubbles. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 58, n. 10, 2016. 139, 152

GOBBI, D. **Estudo das emissões atmosféricas OI 577,7 e O<sub>2</sub>(0,0) 761,9 nm na região equatorial utilizando medidas de fotômetro a bordo de foguete**. Dissertação (Mestrado em Ciência Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 1988. 76

GODDARD SPACE FLIGHT CENTER, NASA. **CNOFS orbits**. 2015.

Disponível em:

<[http://sscweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Locator\\_graphics.cgi](http://sscweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Locator_graphics.cgi)>. Acesso em: 10 agosto 2015a. 63, 65

\_\_\_\_\_. **IVM Data**. 2015. Disponível em:

<<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/eval2.cgi>>. Acesso em: 10 agosto 2015b. 64, 66

GONZÁLEZ, A. O.; GONZALEZ, W.; MENDES, O.; DOMINGUES, M.; ROSA, R. Nonlinear fluctuation analysis for a set of 41 magnetic clouds measured by the advanced composition explorer (ACE) spacecraft. **Nonlinear Processes in Geophysics**, Copernicus GmbH, v. 21, n. 5, p. 1059–1073, 2014. 152

GONZALEZ, W.; JOSELYN, J.; KAMIDE, Y.; KROEHL, H.; ROSTOKER, G.; TSURUTANI, B.; VASYLIUNAS, V. What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 99, n. A4, p. 5771–5792, 1994. 72

HAERENDEL, G.; ECCLES, J.; CAKIR, S. Theory for modeling the equatorial evening ionosphere and the origin of the shear in the horizontal plasma flow.

**Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 97, n. A2, p. 1209–1223, 1992. 14

HAIDER, S.; BATISTA, I.; ABDU, M.; MURALIKRISHNA, P.; SHAH, S. Y.; KURODA, T. Dust storm and electron density in the equatorial D region ionosphere of Mars: Comparison with earth's ionosphere from rocket measurements in Brazil. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 120, n. 10, p. 8968–8977, 2015. 97

HANSON, W.; MOFFETT, R. Ionization transport effects in the equatorial F region. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 71, n. 23, p. 5559–5572, 1966. 51

HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment**. UK: Cambridge Press, 1992. 414 p. 44, 111

HEELIS, R.; HANSON, W. Measurements of thermal ion drift velocity and temperature using planar sensors. **Measurement techniques in space plasmas: particles**, Wiley Online Library, p. 61–71, 1998. 62

HEINZEL, G.; RÜDIGER, A.; SCHILLING, R. **Spectrum and spectral density estimation by the Discrete Fourier transform (DFT), including a comprehensive list of window functions and some new at-top windows**. Hannover, 2002. 142

HOH, F. Instability of Penning-type discharges. **Physics of Fluids (1958-1988)**, AIP Publishing, v. 6, n. 8, p. 1184–1191, 1963. 12, 28

H.S.S.SINHA. Rocket-borne langmuir probe for plasma density irregularities. In: OYAMA, K.; CHENG, C. Z. (Ed.). **An introduction to space instrumentation**. Sansei Jiyuugaoka Haimu, 27-19 Okusawa 5-chome, Setagaya-ku, Tokyo 158-0083, Japan: Terrapub, 2013. p. 77–90. 239 p. 79, 80, 81, 97

HUANG, N. E.; SHEN, Z.; LONG, S. R.; WU, M. C.; SHIH, H. H.; ZHENG, Q.; YEN, N.-C.; TUNG, C. C.; LIU, H. H. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. In: THE ROYAL SOCIETY. **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**. [S.l.], 1998. v. 454, n. 1971, p. 903–995. 139

HUBA, J. D.; SCHUNK, R. W.; KHAZANOV, G. V. **Modeling the ionosphere-thermosphere system**. Washington, DC 20009, USA: John Wiley & Sons, 2014. 340 p. 9, 10

HYSELL, D. An overview and synthesis of plasma irregularities in equatorial spread F. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 62, n. 12, p. 1037–1056, 2000. 59, 103

HYSELL, D.; KELLEY, M.; SWARTZ, W.; PFAFF, R.; SWENSON, C. Steepened structures in equatorial spread F: 1. new observations. **Journal of Geophysical**

**Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 99, n. A5, p. 8827–8840, 1994. [135](#), [166](#)

HYSELL, D. L.; LARSEN, M. F.; SWENSON, C. M.; BARJATYA, A.; WHEELER, T.; SARANGO, M.; WOODMAN, R. F.; CHAU, J. Onset conditions for equatorial spread F determined during equis ii. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 32, n. 24, 2005. [128](#)

ITO, M. Analysis of the output of rocket-borne magnetometers\*. **Canadian Journal of Physics**, NRC Research Press, v. 41, n. 8, p. 1252–1262, 1963. [76](#)

JAHN, J.-M.; LABELLE, J. Rocket measurements of high-altitude spread F irregularities at the magnetic dip equator. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 103, n. A10, p. 23427–23441, 1998. [135](#), [139](#)

KANTELHARDT, J. Fractal and multifractal time series. In: A.MEYERS, R. (Ed.). **Mathematics of complexity and dynamical systems**. New York, USA: Springer, 2012. p. 463–487. 1858 p. [139](#), [152](#), [153](#)

KELLEY, M.; HYSELL, D. Equatorial spread-F and neutral atmospheric turbulence: a review and a comparative anatomy. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 53, n. 8, p. 695–708, 1991. [151](#)

KELLEY, M.; PFAFF, R.; BAKER, K.; ULWICK, J.; LIVINGSTON, R.; RINO, C.; TSUNODA, R. Simultaneous rocket probe and radar measurements of equatorial spread F–transitional and short wavelength results. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 87, n. A3, p. 1575–1588, 1982. [1](#), [104](#), [138](#), [164](#), [166](#)

KELLEY, M.; SEYLER, C.; ZARGHAM, S. Collisional interchange instability: 2. a comparison of the numerical simulations with the in situ experimental data. **Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)**, Wiley Online Library, v. 92, n. A9, p. 10089–10094, 1987. [26](#)

KELLEY, M. C. **The Earth's ionosphere: Plasma physics & electrodynamics**. [S.l.]: Academic press, 2009. [2](#), [11](#), [15](#), [16](#), [17](#), [19](#), [20](#), [21](#), [23](#), [26](#), [27](#), [34](#), [60](#), [96](#), [97](#), [111](#), [137](#), [138](#), [151](#), [168](#)

KELLEY, M. C.; MAKELA, J. J.; BEAUJARDIÈRE, O. de L.; RETTERER, J. Convective ionospheric storms: A review. **Reviews of Geophysics**, Wiley Online Library, v. 49, n. 2, 2011. [15](#), [23](#)

KHERANI, E.; PATRA, A. Fringe field dynamics over equatorial and low-latitude ionosphere: A three-dimensional perspective. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 120, n. 8, p. 6941–6947, 2015. [32](#), [177](#), [178](#), [179](#), [180](#)

KHERANI, E. A.; PAULA, E. de; CUEVA, R.; CAMARGO, L. Observations of nighttime equatorial-upper-E-valley region irregular structures from Sao Luis radar and their occurrence statistics: a manifestation of vertical coupling between E and F regions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, p. 64–70, 2012. [31](#), [32](#), [60](#), [169](#)

KHERANI, E. A.; PAULA, E. R. D.; BERTONI, F. C. Effects of the fringe field of Rayleigh-Taylor instability in the equatorial E and valley regions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 109, n. A12, 2004. [32](#), [177](#)

KUDEKI, E.; BHATTACHARYYA, S. Postsunset vortex in equatorial F-region plasma drifts and implications for bottomside spread-F. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 104, n. A12, p. 28163–28170, 1999. [27](#)

LABELLE, J.; KELLEY, M. The generation of kilometer scale irregularities in equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 91, n. A5, p. 5504–5512, 1986. [135](#)

LABELLE, J.; KELLEY, M.; SEYLER, C. An analysis of the role of drift waves in equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 91, n. A5, p. 5513–5525, 1986. [1](#), [111](#), [135](#), [138](#), [166](#)

LANGMUIR, I. Positive ion currents from the positive column of mercury arcs. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 58, n. 1502, p. 290–291, 1923. [78](#)

LANGMUIR, I.; MOTT-SMITH, H. M. Studies of electric discharges in gases at low pressures. **General Electric Review**, General Electric Company, v. 27, p. 449–820, 1924. [78](#)

LI, G.; NING, B.; LIU, L.; REN, Z.; LEI, J.; SU, S.-Y. The correlation of longitudinal/seasonal variations of evening equatorial pre-reversal drift and of plasma bubbles. In: **Annales Geophysicae**. [S.l.: s.n.], 2008. v. 25, n. 12, p. 2571–2578. [74](#)

LOWELL DIGISONDE INTERNATIONAL. **DPS4-Manual**. 2007. Disponível em: <[ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/ionosonde/documentation/Digisonde/DPS4\\_Operations\\_Manual/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/ionosonde/documentation/Digisonde/DPS4_Operations_Manual/)>. Acesso em: 22 julho 2016. 40

MAKELA, J.; KELLEY, M.; NICOLLS, M. Optical observations of the development of secondary instabilities on the eastern wall of an equatorial plasma bubble. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 111, n. A9, 2006. 23

MAUS, S.; MACMILLAN, S.; MCLEAN, S.; HAMILTON, B.; THOMSON, A.; NAIR, M.; ROLLINS, C. The US/UK world magnetic model for 2010-2015. British Geological Survey, 2010. 1, 61

MENDILLO, M.; BAUMGARDNER, J. Airglow characteristics of equatorial plasma depletions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 87, n. A9, p. 7641–7652, 1982. 38, 50

MENESES, F. C. de. **Um estudo sobre a temperatura eletrônica e perfis de aeroluminescência na ionosfera equatorial a partir de medidas de foguete**. 232 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2011. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/38QCT4L>>. Acesso em: 25 agosto 2016. 3, 75, 76, 116, 122, 123, 124, 126

MENESES, F. D.; KLIMENKO, M.; KLIMENKO, V.; KHERANI, E. A.; MURALIKRISHNA, P.; XU, J.; HASBI, A. M. Electron temperature enhancements in nighttime equatorial ionosphere under the occurrence of plasma bubbles. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 103, p. 36–47, 2013. 122, 123, 126, 127

MORO, J. **Variações longitudinais dos campos elétricos do eletrojato equatorial no setor americano**. 171 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2015. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3HRKKTS>>. Acesso em: 5 setembro 2016. 11

MOTT-SMITH, H. M.; LANGMUIR, I. The theory of collectors in gaseous discharges. **Physical review**, APS, v. 28, n. 4, p. 727, 1926. 78

MUELLA, M. **Morfologia e dinâmica das irregularidades ionosféricas de pequena escala e imageamento ionosférico por GPS**. 383 p. Tese

(Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2008. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2008/09.25.12.42>>. Acesso em: 5 setembro 2016. 20

MUKHERJEE, S.; PATRA, A. Parallel plate capacitor analogy of equatorial plasma bubble and associated fringe fields with implications to equatorial valley region irregularities. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 119, n. 8, p. 6631–6641, 2014. xiii, 32, 34

MULLANEY, H.; PAPAGIANNIS, M.; NOXON, J. Parallel study of 6300 Å airglow emission and ionospheric scintillations. **Planetary and Space Science**, Elsevier, v. 20, n. 1, p. 41–46, 1972. 38

MURALIKRISHNA, P. F-region electron density irregularities during the development of equatorial plasma bubbles. **GEOFISICA INTERNACIONAL**, v. 39, n. 1, p. 117–126, 2000. 135

\_\_\_\_\_. Electron temperature variations in developing plasma bubbles—rocket observations from Brazil. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 37, n. 5, p. 903–909, 2006. 122, 123, 124, 125, 126

MURALIKRISHNA, P.; ABDU, M.; BATISTA, I. S.; AQUINO, M. G. A rocket-borne langmuir probe response to continuous and pulsed sweep modes. **Geoacta**, v. 21, p. 89, 1994. 122, 123

MURALIKRISHNA, P.; ABDU, M. A. Rocket measurements of ionospheric electron density from Brazil in the last two decades. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 37, n. 5, p. 1091–1096, 2006. 101, 102, 104, 105

MURALIKRISHNA, P.; DOMINGOS, S. **Sonda Langmuir de densidade e temperatura eletrônica - LPP**. São José dos Campos, 2012. 59p. Documentação Técnica de Experimento Versão/Rev: 1/1. 78, 82, 83, 85, 87

MURALIKRISHNA, P.; VIEIRA, L.; ABDU, M. Electron density and electric field fluctuations associated with developing plasma bubbles. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 65, n. 14, p. 1315–1327, 2003. 135, 139

MURALIKRISHNA, P.; VIEIRA, L. P. Equatorial F-region irregularities generated by the Rayleigh-Taylor instability mechanism: rocket observations from Brazil. **Revista Brasileira de Geofísica**, SciELO Brasil, v. 25, p. 135–149, 2007. 1, 15, 20, 135, 139, 149, 164, 166

ON DST INDEX. **Dst index explanation**. 1991. Disponível em: <<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst/dir/dst2/onDstindex.htm>>. Acesso em: 15 agosto 2016. 72

OPERAÇÃO IGUAIBA. **Video resumo sobre a Operação Iguai**a. 2012. Disponível em: <<https://www.youtube.com/watch?v=pZ1b-4g5kMg>>. Acesso em: 13 agosto 2016. 67

OSSAKOW, S.; ZALESK, S.; MCDONALD, B.; CHATURVEDI, P. Nonlinear equatorial spread F: Dependence on altitude of the F peak and bottomside background electron density gradient scale length. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 84, n. A1, p. 17–29, 1979. 109

OSSAKOW, S. L. Spread - F theories. a review. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 43, n. 5, p. 437–452, 1981. 9, 15, 21, 23, 24, 25, 26, 109

OTT, E. Theory of rayleigh-taylor bubbles in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 83, n. A5, p. 2066–2070, 1978. 9

OTT, E.; FARLEY, D. The k spectrum of ionospheric irregularities. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 79, n. 16, p. 2469–2472, 1974. 135

PATRA, A. Some aspects of electrostatic coupling between E and F regions relevant to plasma irregularities: A review based on recent observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 70, n. 17, p. 2159–2171, 2008. 32

PAULA, E. R. de; HYSELL, D. L. The São Luís 30 Mhz coherent scatter ionospheric radar: system description and initial results. **Radio Science**, Wiley Online Library, v. 39, n. 1, 2004. 58

PFAFF, R.; SOBRAL, J.; ABDU, M.; SWARTZ, W.; LABELLE, J.; LARSEN, M. F.; GOLDBERG, R.; SCHMIDLIN, F. The Guará campaign: A series of rocket-radar investigations of the earth's upper atmosphere at the magnetic equator. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 24, n. 13, p. 1663–1666, 1997. 60

PFAFF, R. F.; BOROVSKY, J. E.; YOUNG, D. T. **Measurement techniques in space plasmas: Particles**. [S.l.]: American Geophysical Union, 1998. 355 p. 61

PICONE, J.; HEDIN, A.; DROB, D. P.; AIKIN, A. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 107, n. A12, 2002. 61

PIMENTA, A. A. **Estudos da deriva zonal e dinâmica das bolhas de plasma na região tropical**. 194 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2003. Disponível em:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/iris@1905/2005/08.03.21.20.41>>. Acesso em: 5 agosto 2016. 2, 4, 20, 22, 52, 53, 54, 74

POTTER, D. **Computational physics**. Imperial Coll. of Science and Technology, London (UK): Winley, 1973. 315 p. 180

PRAKASH, S.; GUPTA, S.; SUBBARAYA, B. Irregularities in the equatorial E region over Thumba. **Radio Science**, Wiley Online Library, v. 4, n. 9, p. 791–796, 1969. 1, 12, 29, 135

\_\_\_\_\_. A study of the irregularities in the night time equatorial E-region using a Langmuir probe and plasma noise probe. **Planetary and Space Science**, Elsevier, v. 18, n. 9, p. 1307–1318, 1970. 1, 135

RAPPAPORT, H. Localized modes with zonal neutral wind, diffusion, and shear in equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 103, n. A12, p. 29137–29154, 1998. 9

REID, G. C. The formation of small-scale irregularities in the ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 73, n. 5, p. 1627–1640, 1968. 9, 12, 15, 27, 28, 29

REIFMAN, A.; DOW, W. G. Dynamic probe measurements in the ionosphere. **Physical Review**, APS, v. 76, n. 7, p. 987, 1949. 78

RINO, C.; TSUNODA, R.; PETRICEKS, J.; LIVINGSTON, R.; KELLEY, M.; BAKER, K. Simultaneous rocket-borne beacon and in situ measurements of equatorial spread F-intermediate wavelength results. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A4, p. 2411–2420, 1981. 1, 14, 104, 135, 166

RODRIGUES, F.; MORAES, A.; de PAULA, E. Imaging equatorial spread F irregularities with the São Luís coherent backscatter radar interferometer.

**Radio Science**, Wiley Online Library, v. 47, n. 4, 2012. 58

ROSTOKER, G. Geomagnetic indices. **Reviews of Geophysics**, Wiley Online Library, v. 10, n. 4, p. 935–950, 1972. 73

SANTOS, J. S. **Estudo da geração das bolhas de plasma sob diferentes condições meteorológicas e ionosféricas: observações e simulação**. 124 p. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2013. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DUU2GE>>. Acesso em: 15 agosto 2016. 39, 41, 180

SAO EXPLORER. **Interactive ionogram Scaling Technologies**. 2016.

Disponível em: <<http://ulcar.uml.edu/SAO-X/SAO-X.html>>. Acesso em: 22 agosto 2016. 88

SAVIO, S.; MURALIKRISHNA, P.; BATISTA, I.; MENESES, F. de. Wave structures observed in the equatorial F-region plasma density and temperature during the sunset period. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 58, n. 10, p. 2043–2051, 2016. 118, 120, 121, 122, 123

SCHUNK, R.; NAGY, A. F. Electron temperatures in the F region of the ionosphere: Theory and observations. **Reviews of Geophysics**, Wiley Online Library, v. 16, n. 3, p. 355–399, 1978. 116, 122

SIMON, A. Instability of a partially ionized plasma in crossed electric and magnetic fields. **Physics of Fluids (1958-1988)**, AIP Publishing, v. 6, n. 3, p. 382–388, 1963. 12, 28

SINHA, H.; PANDEY, R.; MISRA, R. In situ measurement of nighttime plasma density irregularities over an equatorial station trivandrum. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 115, n. A11, 2010. 135, 165, 166

SINHA, H.; PANDEY, R.; SHARMA, S.; MISRA, R. Nighttime E region plasma irregularities over an equatorial station Trivandrum. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 73, n. 17, p. 2444–2452, 2011. 135, 140, 165, 166

SINHA, H.; RAIZADA, S.; MISRA, R. First simultaneous in situ measurement of electron density and electric field fluctuations during spread F in the Indian zone. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 26, n. 12, p. 1669–1672, 1999. [135](#), [147](#), [148](#)

SOBRAL, J.; ABDU, M.; TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M. J.; PAULA, E. D.; ZAMLUTTI, C.; AQUINO, M. D.; BORBA, G. Ionospheric plasma bubble climatology over Brazil based on 22 years (1977–1998) of 630nm airglow observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 64, n. 12, p. 1517–1524, 2002. [72](#), [74](#)

SOBRAL, J. H. A. **Experimentos ionosféricos e de alta atmosfera utilizando foguetes**. São José dos Campos: Publicações em revistas especializadas INPE, 1997. 276 p. [3](#), [101](#)

SPICHER, A. **Spectral analysis of the electron density fluctuations measured by the ICI-2 sounding rocket**. 118 p. Master thesis — Department of Physics, University of Oslo, 2013. [138](#)

SPICHER, A.; MILOCH, W.; CLAUSEN, L.; MOEN, J. Plasma turbulence and coherent structures in the polar cap observed by the ICI-2 sounding rocket. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 120, n. 12, 2015. [139](#)

SPICHER, A.; MILOCH, W.; MOEN, J. Direct evidence of double-slope power spectra in the high-latitude ionospheric plasma. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 41, n. 5, p. 1406–1412, 2014. [139](#), [147](#)

STEIGIES, C.; HIRT, M.; PIEL, A. Electron density and temperature measurements obtained in the DEOS campaign. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 29, n. 6, p. 893–898, 2002. [123](#)

STEIGIES, C. T.; BLOCK, D.; HIRT, M.; PIEL, A. The early phase of spread F development studied in situ with impedance and Langmuir probes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 106, n. A7, p. 12765–12779, 2001. [123](#)

SUDAN, R. Unified theory of type i and type ii irregularities in the equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 88, n. A6, p. 4853–4860, 1983. [9](#), [13](#)

SULTAN, P. Linear theory and modeling of the Rayleigh-Taylor instability leading to the occurrence of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)**, Wiley Online Library, v. 101, n. A12, p. 26875–26891, 1996. [9](#), [17](#), [20](#), [21](#)

SZUSZCZEWICZ, E.; HOLMES, J. **Equatorial spread F: 'In situ' measurements of electron density temperature and density fluctuation power spectra**. WASHINGTON DC, 1980. NRL-MR-4289. [135](#)

SZUSZCZEWICZ, E.; TSUNODA, R.; NARCISI, R.; HOLMES, J. Plumex 1: Coincident radar and rocket observations of equatorial spread F. **Geophysical Research Letters**, v. 7, n. 7, p. 537–540, 1980. [135](#)

SZUSZCZEWICZ, E. P.; HOLMES, J. C. Surface contamination of active electrodes in plasmas: Distortion of conventional langmuir probe measurements. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 46, n. 12, p. 5134–5139, 1975. [122](#)

TAKAHASHI, H.; ABDU, M.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; PAULA, E. de; KHERANI, E.; MEDEIROS, A.; WRASSE, C.; BATISTA, I.; SOBRAL, J. et al. Equatorial ionosphere bottom-type spread F observed by oi 630.0 nm airglow imaging. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 37, n. 3, 2010. [56](#)

THIEMANN, H.; SOJKA, J. J.; ECCLES, J.; RAO, P.; RAO, P. R.; SRIDHARAN, R.; LAKHINA, G. Indo-german low-latitude project DEOS: plasma bubbles in the post sunset and nighttime sector. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 27, n. 6, p. 1065–1069, 2001. [123](#), [124](#), [125](#), [127](#)

TINSLEY, B. A.; BITTENCOURT, J. A. Determination of F region height and peak electron density at night using airglow emissions from atomic oxygen. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 80, n. 16, p. 2333–2337, 1975. [38](#)

UNIVERSITY OF TEXAS AT DALLAS. **Neutral Wind Meter**. 2003. Disponível em: <<http://cindispace.utdallas.edu/nwm.html>>. Acesso em: 10 julho 2016. [62](#)

WATANABE, S.; OYAMA, K.-I.; ABDU, M. Computer simulation of electron and ion densities and temperatures in the equatorial F region and comparison with Hinotori results. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 100, n. A8, p. 14581–14590, 1995. [63](#)

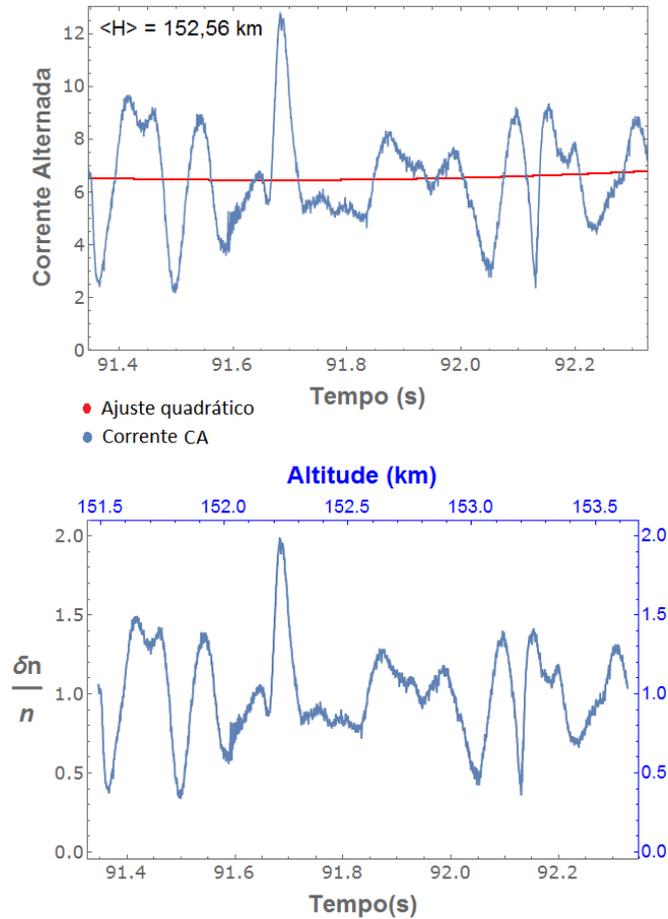
- WEBER, E.; BUCHAU, J.; EATHER, R.; MENDE, S. North-south aligned equatorial airglow depletions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 83, n. A2, p. 712–716, 1978. [38](#), [50](#)
- WOODMAN, R. Spread F—an old equatorial aeronomy problem finally resolved?In: COPERNICUS GMBH. **Annales Geophysicae**. [S.l.], 2009. v. 27, n. 5, p. 1915–1934. [106](#)
- WOODMAN, R. F.; CHAU, J. L. Equatorial quasiperiodic echoes from field-aligned irregularities observed over Jicamarca. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 28, n. 2, p. 207–209, 2001. [30](#), [31](#), [111](#), [167](#), [168](#), [170](#), [175](#)
- ZALESK, S.; OSSAKOW, S.; CHATURVEDI, P. Nonlinear equatorial spread F: The effect of neutral winds and background pedersen conductivity. **Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)**, Wiley Online Library, v. 87, n. A1, p. 151–166, 1982. [9](#), [21](#), [22](#), [25](#), [26](#)
- ZARGHAM, S.; SEYLER, C. Collisional interchange instability: 1. numerical simulations of intermediate-scale irregularities. **Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)**, Wiley Online Library, v. 92, n. A9, p. 10073–10088, 1987. [9](#), [26](#)

## **APÊNDICE - SÉRIES TEMPORAIS E FLUTUAÇÕES CALCULADAS QUE FORAM UTILIZADAS NA OBTENÇÃO DOS ESPECTROS DE POTÊNCIA ANALISADOS NO CAPÍTULO 5**

A seguir, os gráficos e resultados intermediários que aparecem como consequência da execução dos primeiros passos do algoritmo descrito na Seção 5.2 para obter os espectros de potência das frequências e número de onda dos sinais da flutuação da  $n_e$  nas regiões selecionadas na Figuras 5.2 e 5.3. Não é mostrado o gráfico nem os resultados correspondente ao intervalo de altitudes 262.86 – 264.41 km durante a descida do foguete, pois estes já aparecem na Seção 5.2. Os gráficos e resultados intermediários são mostrados em ordem ascendente das altitudes durante a subida do foguete e em ordem descendente das altitudes durante a descida do foguete.

### **Subida do foguete.**

Figura A.1 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 151,49 km e os 153,63 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 151,49 km até 153,63 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2138.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,15 Hz.

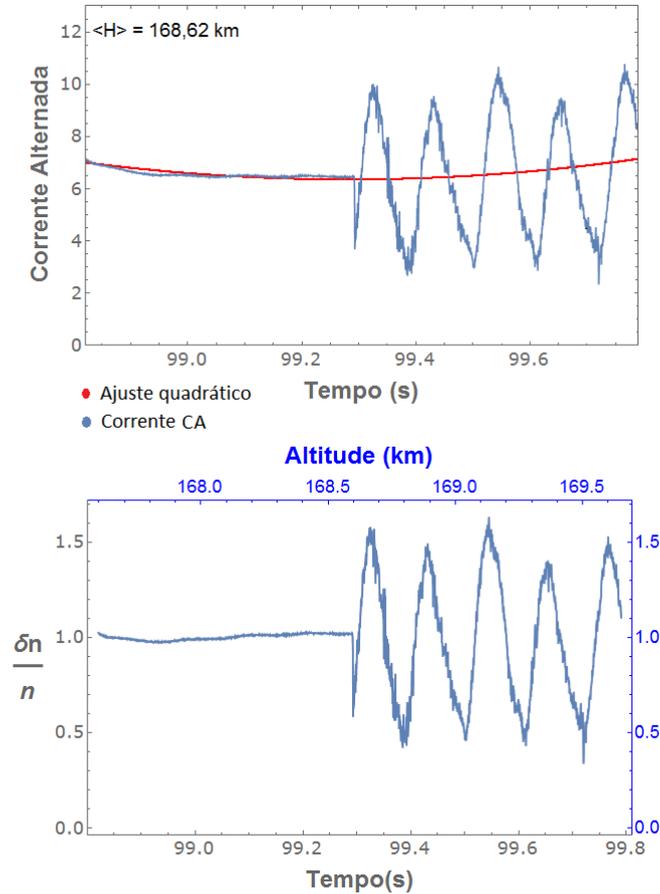
Frequência de Nyquist: 1090,07 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 152,56 km.

Velocidade média: 2183,23 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 1,00141 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 2,2$  km;  $\lambda_{mínimo} = 2,003$  m

Figura A.2 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 167,6 km e os 169,65 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 167,6 km até 169,65 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2114.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,15 Hz.

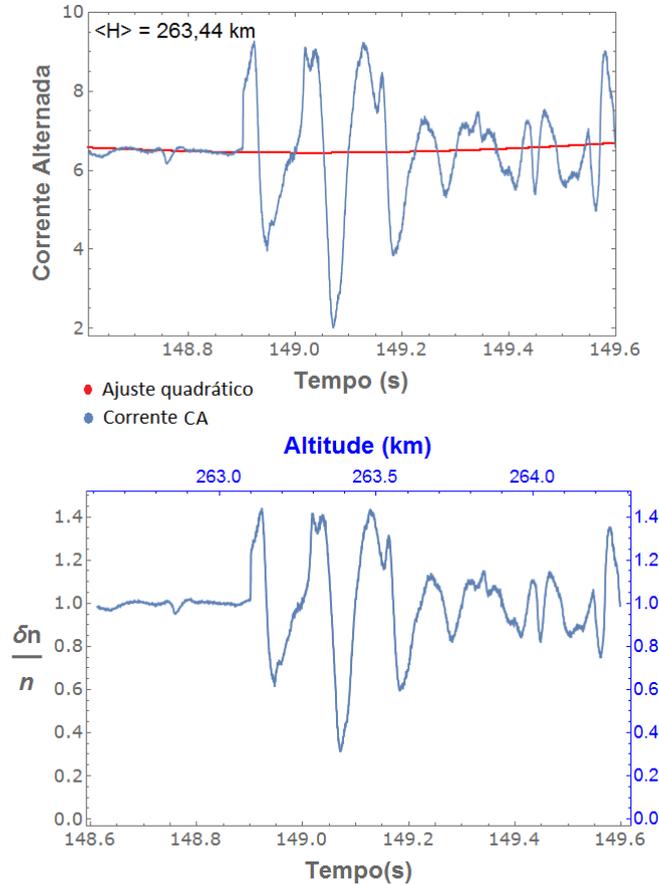
Frequência de Nyquist: 1090,07 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 168,62 km.

Velocidade média: 2118,92 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 0,9719 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 2,1$  km;  $\lambda_{mínimo} = 1,944$  m

Figura A.3 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 262,61 km e os 264,28 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 262,61 km até 264,28 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2149.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,15 Hz.

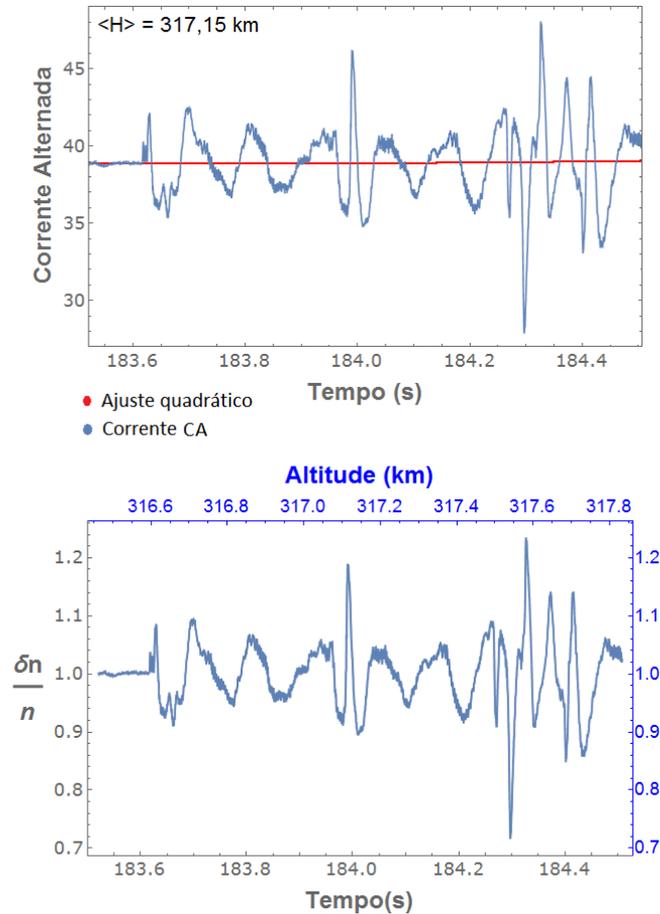
Frequência de Nyquist: 1090,07 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 263,44 km.

Velocidade média: 1688,91 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 0,7748 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 1,6$  km;  $\lambda_{mínimo} = 1,55$  m

Figura A.4 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 316,46 km e os 317,83 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 316,46 km até 317,83 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2151.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,14 Hz.

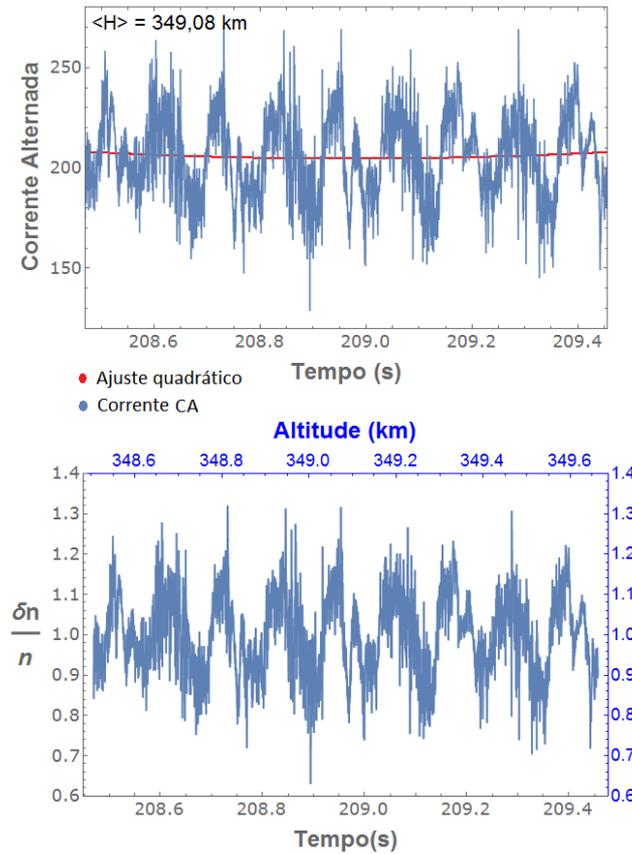
Frequência de Nyquist: 1090,07 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 317,15 km.

Velocidade média: 1387,61 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 0,6365 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 1,4$  km;  $\lambda_{mínimo} = 1,27$  m

Figura A.5 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 348,51 km e os 349,66 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 348,51 km até 349,66 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2153.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,14 Hz.

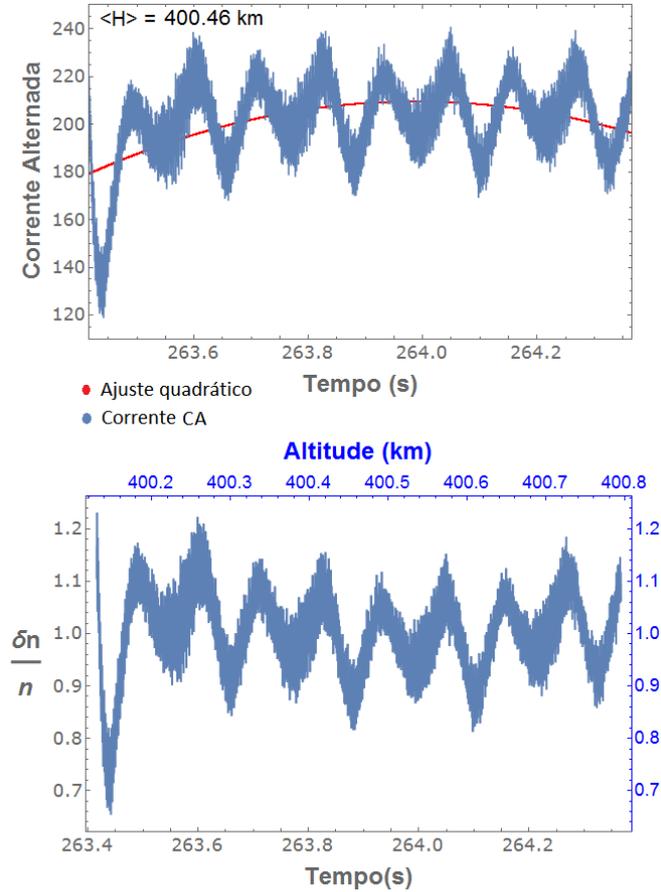
Frequência de Nyquist: 1090,07 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 349,08 km.

Velocidade média: 1172,42 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 0,5378 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 1,2$  km;  $\lambda_{mínimo} = 1,07$  m

Figura A.6 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 400,13 km e os 400,79 km durante a subida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 400,13 km até 400,79 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2074.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,15 Hz.

Frequência de Nyquist: 1090,08 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

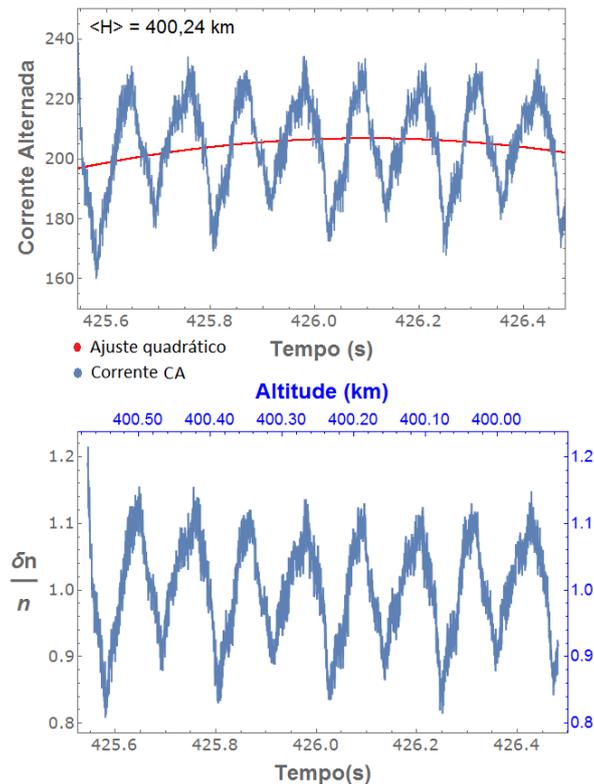
Altura média: 400,46 km.

Velocidade média: 698,31 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 0,3203 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 0,7$  km;  $\lambda_{mínimo} = 0,64$  m

## Descida do foguete.

Figura A.7 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 400,57 km e os 399,91 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 399,91 km até 400,57 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2043.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,16 Hz.

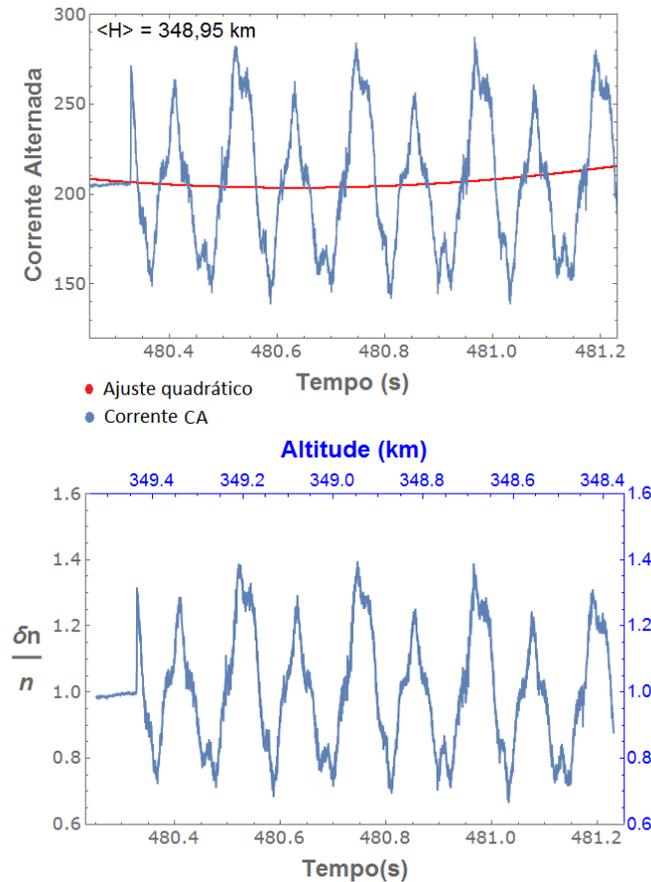
Frequência de Nyquist: 1090,08 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 400,24 km.

Velocidade média: 701,02 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 0,3215 m aproximadamente.

$\lambda_{\text{máximo}} = 0,7 \text{ km}$ ;  $\lambda_{\text{mínimo}} = 0,64 \text{ m}$

Figura A.8 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 349,52 km e os 348,37 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 348,37 km até 349,52 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2133.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,17 Hz.

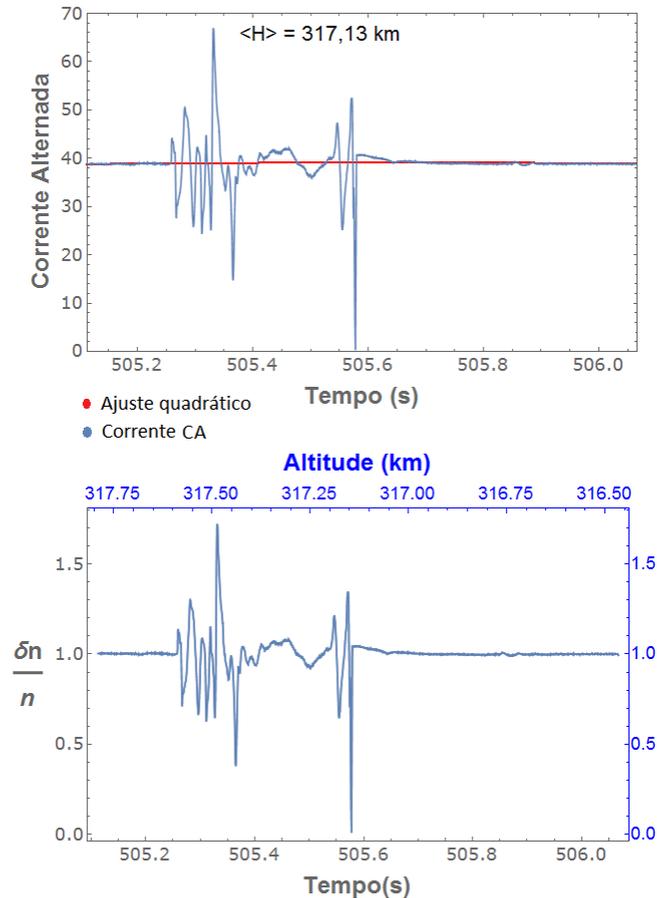
Frequência de Nyquist: 1090,08 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 348,95 km.

Velocidade média: 1173,4 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 0,5382 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 1,2$  km;  $\lambda_{mínimo} = 1,08$  m

Figura A.9 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 317,79 km e os 316,47 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 316,47 km até 317,79 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2080.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2178,07 Hz.

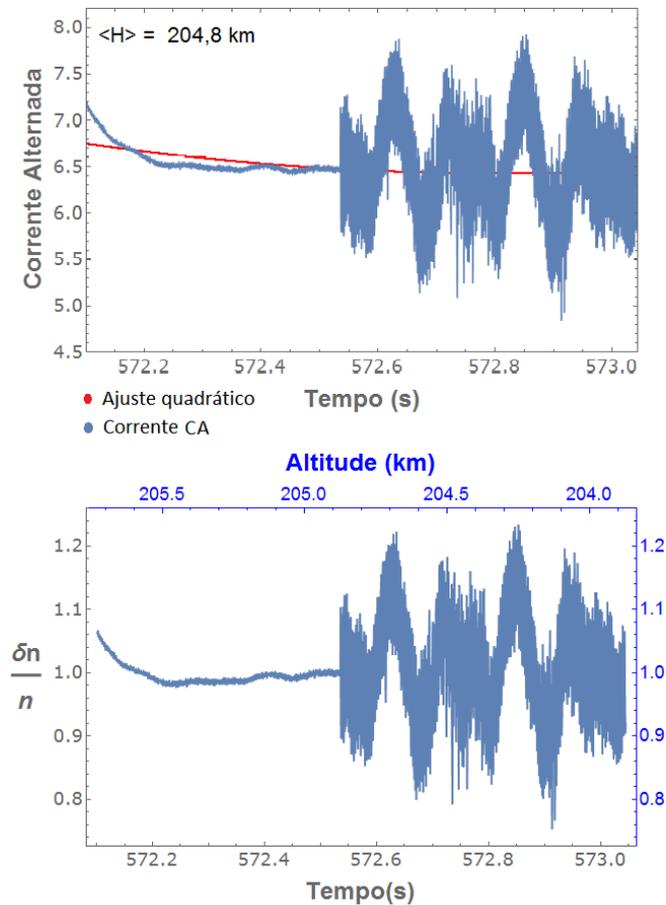
Frequência de Nyquist: 1089,08 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 317,13 km.

Velocidade média: 1388,1 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 0,6373 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 1,4$  km;  $\lambda_{mínimo} = 1,27$  m

Figura A.10 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 205,73 km e os 203,87 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 203,87 km até 205,73 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2057.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,17 Hz.

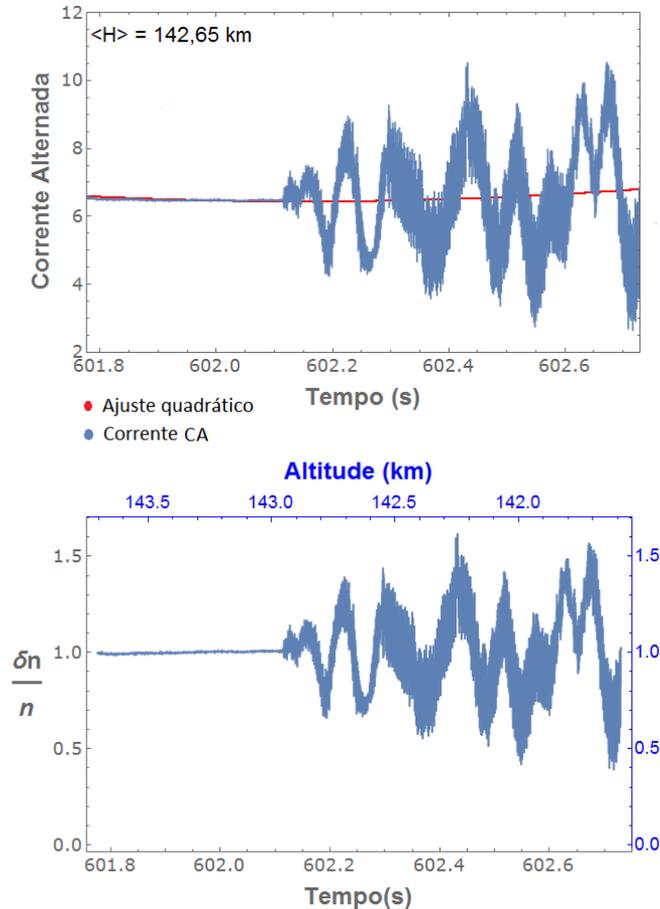
Frequência de Nyquist: 1090,08 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 204,8 km.

Velocidade média: 1966,04 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 0,9 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 2$  km;  $\lambda_{mínimo} = 1,8$  m

Figura A.11 - Segmento escolhido a partir da série SCATc para obter a flutuação da  $n_e$  entre os 143,7 km e os 141,58 km durante a descida do foguete, junto com o ajuste quadrático (Painel superior). Série  $\frac{\delta N}{N}$  obtida aplicando os passos 2 e 3 do algoritmo para elaboração dos espectros usando a técnica FFT (Painel inferior).



Fonte: Produção do próprio autor.

Intervalo de alturas: 141,58 km até 143,7 km.

Quantidade de pontos usados no algoritmo: 2080.

Tempo transcorrido entre uma medição e a seguinte (tempo de amostragem médio): 0,00046 s.

Frequência média de amostragem: 2180,17 Hz.

Frequência de Nyquist: 1090,08 Hz  $\approx$  1,1 KHz.

Altura média: 142,65 km.

Velocidade média: 2222,38 m/s. A distância percorrida com esta velocidade durante o intervalo mínimo de medição (0,00046 s) é de 1,02 m aproximadamente.

$\lambda_{máximo} = 2,2$  km;  $\lambda_{mínimo} = 2,04$  m

## **PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE**

### **Teses e Dissertações (TDI)**

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

### **Manuais Técnicos (MAN)**

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

### **Notas Técnico-Científicas (NTC)**

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

### **Relatórios de Pesquisa (RPQ)**

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

### **Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)**

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

### **Publicações Didáticas (PUD)**

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

### **Publicações Seriadas**

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

### **Programas de Computador (PDC)**

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

### **Pré-publicações (PRE)**

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