



Ministério da  
**Ciência e Tecnologia**



sid.inpe.br/mtc-m19/2010/12.18.07.06-TDI

## **UM ESTUDO SOBRE A TEMPERATURA ELETRÔNICA E PERFIS DE AEROLUMINESCÊNCIA NA IONOSFERA EQUATORIAL A PARTIR DE MEDIDAS DE FOGUETE**

Francisco Carlos de Meneses Júnior

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Polinaya Muralikrishna, e Barclay Robert Clemesha, aprovada em 27 de dezembro de 2010.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/38QCT4L>>

INPE  
São José dos Campos  
2011

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):****Presidente:**

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

**Membros:**

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr<sup>a</sup> Regina Célia dos Santos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

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

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Horácio Hideki Yanasse - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

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

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

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

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

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

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
**Ciência e Tecnologia**



sid.inpe.br/mtc-m19/2010/12.18.07.06-TDI

# UM ESTUDO SOBRE A TEMPERATURA ELETRÔNICA E PERFIS DE AEROLUMINESCÊNCIA NA IONOSFERA EQUATORIAL A PARTIR DE MEDIDAS DE FOGUETE

Francisco Carlos de Meneses Júnior

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Polinaya Muralikrishna, e Barclay Robert Clemesha, aprovada em 27 de dezembro de 2010.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/38QCT4L>>

INPE  
São José dos Campos  
2011

M524e Meneses Júnior, Francisco Carlos de .  
Um estudo sobre a temperatura eletrônica e perfis de aeroluminescência na ionosfera equatorial a partir de medidas de foguete / Francisco Carlos de Meneses Júnior . – São José dos Campos : INPE, 2011.

xxvi+ 232 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2010/12.18.07.06-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2010.

Orientadores : Drs. Polinaya Muralikrishna, e Barclay Robert Clemesha .

1. Foguetes de sondagem. 2. Temperatura eletrônica da ionosfera. 3. Emissões aeroluminescentes. 4. Redes neurais artificiais. I.Título.

CDU 550.388-2

---

Copyright © 2011 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2011 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

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

Dr. Odim Mendes Júnior

  
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Polinaya Muralikrisna

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

Dr. Barclay Robert Clemesha

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

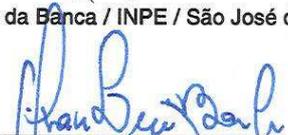
Dr. Hisao Takahashi

  
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Dale Martin Simonich

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

Dr. Gilvan Luiz Borba

  
Convidado(a) / UFRN / Natal - RN

Dr. Elcio Hideiti Shiguemori

  
Convidado(a) / IEAV/CTA / São José dos Campos - SP

Aluno (a): Francisco Carlos de Meneses Júnior

São José dos Campos, 27 de dezembro de 2010



## AGRADECIMENTOS

Agradeço à CAPES que viabilizou financeiramente a realização deste trabalho.

Aos meus orientadores agradeço a direção, a confiança e o incentivo transmitidos durante o desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço também a E. Alam Kherani, João Maria da Silva, Matheus Mascarenhas, Germán Racca, Júlio Tello, Severino Dutra, Fábio do Egito, Paulo Jauer, Delano Gobbi, Hisao Takahashi, Jonas Rodrigues de Souza, Paulo Nogueira e Elcio Shiguetori, as valiosas discussões e sugestões oferecidas durante o desenvolvimento desta tese.

Aos funcionários do INPE e meus colegas estudantes, em especial Ênia Olívio e Wivaldo Dantas, agradeço o apoio e o companheirismo que sempre me dispensaram.

Sou grato a Vania Andrioli, Danielle Amorim e Conceição Alves pelas gentilezas dispensadas durante a impressão desta tese.

Também agradeço a Enivaldo Bonelli, Rui Tertuliano e Gilvan Borba por facilitarem a minha transição da física da matéria condensada para a aeronômica.

Quero também exprimir a minha gratidão ao Programa de Pós-Graduação em Geofísica Espacial que me aceitou como aluno e por, dentro das possibilidades, conceder suporte financeiro para participação em eventos científicos.

Aos membros da banca examinadora, agradeço os comentários, as sugestões e, sobretudo, a paciência.



## RESUMO

A caracterização da temperatura eletrônica na região F da ionosfera equatorial associada a presença de bolhas de plasma é estudada neste trabalho. Por meio de um experimento de foguete lançado a partir de Alcântara (2,31°S; 44,4°W), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21h17min (hora local), investiga-se uma possível associação entre o aparecimento de uma temperatura anômala na base da região F, antes da ocorrência de bolhas, e os valores mais elevados de temperatura observados na parte superior do interior de bolhas ascendentes. Este fenômeno foi analisado à luz de um método que determina a temperatura eletrônica a partir da distribuição de energia não-Maxwelliana, bem como de uma simulação numérica 2D que reproduz o crescimento de uma instabilidade e a evolução da energia térmica no interior da bolha. Os resultados desta análise revelaram que a temperatura no topo da bolha é maior do que aquela verificada em sua base interior e que aquela região de alta temperatura seria formada devido a combinação dos efeitos da convecção do fluido aquecido que ascende com as bolhas e da divergência na velocidade de íons nas vizinhanças do topo das bolhas. A segunda contribuição desta tese envolve a recuperação de perfis verticais de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm a partir de medidas realizadas durante o experimento F2Glow-2, lançado da Barreira do Inferno (5,8° S; 35,2° W) às 01h47min (hora local), no dia 12 de maio de 2002. Os resultados das inversões efetuadas utilizando o método de filtragem de Fourier, seguida de derivação numérica, e ajuste incremental de reta móvel são comparados e comentados. Esta tese também aborda o uso de redes neurais na solução do problema inverso para recuperar perfis de emissão volumétrica do OI  $\lambda 557,7$  nm. Os perfis obtidos mediante esta técnica alternativa são bastante representativos e não estão distantes dos resultados encontrados aplicando o método de ajuste incremental de reta móvel.



# A STUDY OF ELECTRON TEMPERATURE AND AIRGLOW PROFILES IN THE EQUATORIAL IONOSPHERE FROM ROCKET-BORNE MEASUREMENTS

## ABSTRACT

The characterization of electron temperature in the F region of the equatorial ionosphere under bubble conditions is analyzed in the present work. In situ measurements of the height variation of the ionospheric electron density and electron temperature were made on 18th December, 1995 at 21:17 h (LT) from the station Alcântara (2.31°S; 44.4°W), Brazil, with a rocket-borne Langmuir probe. These measurements revealed that the region below the base of the F-region seems to be associated with very large electron temperatures just before the development of plasma bubbles. Once the bubbles develop and start rising up, these large values of temperature drop significantly, while relatively large temperatures can now be preferentially observed at the top inside of the bubbles. This phenomenon was examined in the light of a method that determines the electron temperature by a non-Maxwellian distribution function, as well as an alternative 2D numerical simulation that reproduces the growth of an instability and the evolution of energy inside a bubble. The results of this analysis confirmed that the temperature inside the top of the bubble is greater than the temperature on the bottom side of the bubble. Furthermore, it also revealed that the region of large temperature is formed due to the convection of hot fluid from bottomside to higher altitude and due to the large divergence in the ion velocity near the upper boundary of bubble. The second contribution of this thesis involves the recovery of the OI  $\lambda 630$  nm airglow emission profiles from measurements performed by the F2Glow-2 experiment launched from Barreira do Inferno Launch Center (5.8° S; 35.2° W), Brazil, at 01:47 (LT) on 12 May 2002. The results of the inversions achieved by 2 different methods are compared and discussed. This thesis also discusses the implementation of an artificial neural network algorithm (ANN) for solving the inverse problem of recovering the OI  $\lambda 557.7$  nm emission profiles. The profiles obtained by ANN are representative and not so distant from the results provided by incremental straight line method.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Dimensões do foguete Sonda III. . . . .	5
2.2 Curva característica $I-V$ ideal de uma sonda planar de Langmuir imersa no plasma, onde $V$ é o potencial de polarização aplicado na sonda (em Volts), $V_p$ é o potencial do plasma espacial, $V_f$ é o potencial flutuante com referência ao potencial $V_p$ , $V_r$ é a região que compreende o potencial retardante. A região a esquerda de $V_r$ corresponde a corrente de saturação iônica $I_{os}$ , enquanto que a corrente de saturação eletrônica $I_{oe}$ encontra-se a direita de $V_r$ . . . . .	8
2.3 Representação esquemática dos fotômetros longitudinal (acima) e transversal (abaixo). . . . .	10
2.4 Configuração da carga útil do experimento MULTIFOT. . . . .	17
2.5 Disposição dos instrumentos do experimento IONEX-II a bordo do segundo estágio de um foguete do tipo Sonda III. . . . .	19
2.6 Regime de varredura do potencial da sonda de Langmuir utilizada no experimento IONEX-II. Cada ciclo de 2,5 s possibilita, sucessivamente, a determinação da temperatura cinética dos elétrons e densidade eletrônica. . . . .	20
2.7 Detalhes da carga útil do experimento IONEX-II. Acima: hastes dos sensores acondicionadas no interior da coifa. Abaixo: hastes liberadas após a ejeção da coifa. As siglas representam: sonda capacitiva de alta frequência (SCAF), sonda dupla de campo elétrico (SDCE) e sonda de Langmuir (SL). . . . .	21
2.8 Curva característica $I-V$ típica medida em torno dos 456 km (voo de descida). No gráfico log-linear, o eixo $x$ é o potencial de polarização da sonda ( $V$ ), enquanto o eixo $y$ é o logaritmo do módulo da corrente coletada pelo sensor $I_p$ . A linha tracejada indica o potencial flutuante $V_f$ . . . . .	22
2.9 Distribuição dos módulos componentes da carga útil contendo o experimento F2Glow-2. . . . .	25
3.1 Perfis verticais das temperaturas eletrônica $T_e$ (linha ponto-traço azul), iônica $T_i$ (linha tracejada vermelha) e da atmosfera neutra $T_n$ (linha sólida preta), fornecidos pelo modelo IRI 2007 para Alcântara (2,31°S; 44,4°W), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21h17min (hora local). . . . .	29

3.2	Conjunto de curvas características $I-V$ registradas durante o voo de subida do experimento IONEX-II. O conjunto aqui apresentado é uma pequena amostra das 232 curvas coletadas ao longo do voo completo. A altura média correspondente a cada curva é apresentada na margem esquerda. . . . .	36
3.3	Curvas características $I-V$ para 4 diferentes temperaturas eletrônicas, ilustrando a marcante relação entre a $T_e$ e a largura da área associada ao potencial retardante para uma SL com simetria esférica. . . . .	37
3.4	Perfis verticais de temperatura eletrônica (voo de subida) sobre Alcântara (2,31°S; 44,4°W), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21h17min (hora local). Ambos os perfis foram calculados utilizando a Equação 3.8, onde a derivada da corrente em relação ao potencial foi determinada graficamente (linha sólida vermelha) e numericamente (linha sólida azul). . . . .	38
3.5	Perfis verticais de temperatura eletrônica sobre Alcântara (2,31°S; 44,4°W), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21:17 (hora local), fornecidos por medidas de foguete analisadas por Muralikrishna (2006) (linha sólida vermelha), modelo matemático SUPIM (linha ponto-traço preta) e modelo empírico IRI 2007 (linha tracejada azul). . . . .	46
3.6	Perfis verticais de densidade eletrônica medidos durante os voos de subida e descida do experimento IONEX-II. Note que o perfil de descida está deslocado em duas ordens para a direita. . . . .	48
3.7	Comparação entre perfis verticais de densidade e temperatura eletrônica obtidos pela sonda de Langmuir operando, respectivamente, nas regiões de saturação e varredura durante o voo de subida do experimento IONEX-II. . . . .	49
3.8	Comparação entre perfis verticais de densidade e temperatura eletrônica obtidos pela sonda de Langmuir operando, respectivamente, nas regiões de saturação e varredura durante o voo de descida do experimento IONEX-II. . . . .	50
3.9	Variação da temperatura eletrônica observada em 31 de maio de 1992 sobre Alcântara (2,31°S; 44,4°W) durante o voo de subida do foguete. A SL a bordo da carga útil operou alternadamente nos modos contínuo e pulsado. . . . .	51

3.10	Altura virtual ( $h'F$ ) em relação a hora local (em hora decimal) de acordo com digissonda operando em São Luís em 18 de dezembro de 1995. A linha preta tracejada marca o instante do lançamento do foguete, enquanto que as linhas sólida vermelha e ponto-traço preta indicam, respectivamente, os momentos de apogeu e término do voo. . . . .	53
3.11	Ionogramas obtidos em São Luís (2,58°S; 44,30°W) em 18 de dezembro de 1995 às 21h15min (ionograma superior) e 21h30min (ionograma inferior). . . . .	54
3.12	Perfis de densidade e temperatura eletrônica obtidos sobre SHAR (13,7°N; 80,2°E), Índia, em 19 de abril de 1998 às 19h21min (hora local). . . . .	55
3.13	Altura virtual ( $h'F$ ) em relação a hora local (HL) de acordo com ionossonda operando em SHAR (13,7°N; 80,2°E), Índia, em 19 de abril de 1998. A linha sólida preta marca o instante do lançamento do foguete quando $h'F$ está em torno dos 300 km de altitude. . . . .	56
3.14	Espectro de energia eletrônica com energia média de 2,5 eV, de acordo com as distribuições Maxwelliana (linha tracejada) e de Druyvesteyn (linha sólida). . . . .	61
4.1	Segunda derivada de uma curva característica $I-V$ em sua forma original (linha ponto e traço) e da mesma curva ajustada com uma função teórica (linha com triângulos). . . . .	68
4.2	Curva característica $I-V$ obtida em torno dos 456 km de altitude durante o voo de descida (linha verde com círculos) e seus respectivos ajustes teóricos: exponencial (linha sólida azul), gaussiana (linha sólida preta) e mono-temperatura (linha sólida vermelha). . . . .	70
4.3	Perfis verticais de densidade eletrônica medidos durante os voos de subida (esquerda) e descida (direita) do experimento IONEX-II. As alturas listadas nas Tabelas 4.1 e 4.2 podem ser associadas a pontos de interesse nestes perfis. As linhas tracejadas marcam a posição de cada um destes pontos no perfil. . . . .	74
4.4	Segunda derivada da curva $I-V$ ajustada com a função gaussiana. A curva característica $I-V$ foi obtida em torno dos 456 km de altitude durante o voo de descida. O valor do potencial do plasma $V_p$ é encontrado no ponto da abscissa onde a derivada segunda é nula. . . . .	75
4.5	Função de distribuição de energia eletrônica correspondente ao ajuste da curva $I-V$ obtida em torno dos 456 km de altitude durante o voo de descida. As linhas tracejadas marcam as posições correspondentes a cada um destes pontos. . . . .	76

4.6	Representação esquemática do magnetômetro de dois eixos em relação ao campo geomagnético $\vec{B}$ , onde a componente magx está alinhada com o eixo longitudinal do foguete. Note que $\beta$ é o ângulo entre esta componente e $\vec{B}$ . . . . .	78
4.7	Sinal da componente x do magnetômetro de 2 eixos (magx) registrado durante o intervalo de voo balístico (acima). A modulação do sinal devido ao movimento de precessão do foguete é majoritária nesta componente. A partir do número de picos contidos no intervalo entre 300 e 400 s (abaixo) será possível estimar a frequência de precessão $f_p$ . . . . .	79
4.8	Sinal da componente y do magnetômetro de 2 eixos (magy) registrado durante o intervalo de voo balístico (acima). A modulação do sinal devido ao movimento de rotação do foguete é majoritária nesta componente. A partir do número de picos contidos no intervalo entre 400 e 402 s (abaixo) será possível estimar a frequência de rotação $f_s$ . . . . .	80
4.9	Periodograma dos dados da componente y do magnetômetro (magy). O pico assinalado indica a frequência de rotação do foguete como sendo $f_s=5,6$ Hz. . . . .	81
4.10	(A) Sinal do fotômetro OI $\lambda 630$ nm entre 48,5 e 49,4 s com regiões distorcidas pela ação do limite máximo de registro de 1023 fótons em palavra digital de 10 bits. (B) Sinal anterior após passar pelo procedimento de correção de sobrecontagem. . . . .	82
4.11	Perfis de densidade eletrônica obtidos nos voos de subida (linha sólida vermelha) e descida (linha sólida azul), durante o experimento F2Glow-2 em 12 de maio de 2002 às 01h47min (hora local). . . . .	83
4.12	Representação esquemática da inclinação do foguete em relação a $\vec{B}$ . . . . .	86
4.13	Ângulo zenital $\theta$ em função da altura durante o intervalo balístico do voo de subida. . . . .	87
4.14	Ângulo zenital $\theta$ em função da altura durante o intervalo balístico do voo de descida. . . . .	87
4.15	Sinal do fotômetro transversal OI $\lambda 630$ nm medido abaixo da camada emissora. . . . .	89
4.16	Intensidade de emissão integrada obtida a partir de medidas do sinal $J_D$ coletado pelo fotômetro transversal OI $\lambda 630$ nm durante os voos de subida (círculos azuis) e descida (quadrados vermelhos). . . . .	90

4.17	Variação noturna da intensidade integrada da emissão OI $\lambda 630$ nm obtida em São João do Cariri ( $7,38^\circ$ S; $36,54^\circ$ O) entre às 18 h do dia 11/05/2002 e 04h30min de 12/05/2002. A linha sólida preta indica o horário de lançamento do experimento F2Glow-2. . . . .	91
5.1	A determinação do perfil vertical de taxa de emissão volumétrica (esquerda) a partir de medidas de intensidade de emissão integrada (direita) é um problema inverso ( $x = K^{-1}y$ ). . . . .	104
5.2	Comparação entre os resultados das inversões efetuadas pelos métodos de ajuste incremental de reta móvel e filtragem digital. (a) Perfil original de intensidade integrada (linha pontilhada) e sua versão suavizada por filtro passa-baixa (linha sólida). A linha vertical evidencia a contribuição da emissão de fundo. (b) Perfis de taxa de emissão volumétrica obtidos através da inversão efetuada por ajuste incremental de reta móvel por mínimos quadrados (linha pontilhada) e filtragem digital (linha sólida). . . . .	107
5.3	Procedimento para transformar um problema mal-posto num bem-posto através da inclusão de informação a priori. . . . .	115
5.4	Representação esquemática de um neurônio biológico. . . . .	118
5.5	Representação esquemática de um neurônio artificial com três entradas. . . . .	119
5.6	Arquitetura de uma RNA com uma camada de entrada, uma camada intermediária e uma camada de saída. . . . .	121
5.7	Rede do tipo perceptron de múltiplas camadas de aprendizagem supervisionada com algoritmo de retropropagação do erro. . . . .	122
5.8	Perfis de taxa de emissão volumétrica fornecidos pela RNA treinada com 4 diferentes números de neurônios na camada escondida. . . . .	124
5.9	Diagrama de bloco esquemático da RNA adotada, onde os parâmetros de entrada são a emissão integrada $I$ , a altitude do foguete $h$ e o ângulo zenital $\theta$ . Cada conjunto de entrada corresponde univocamente a um ponto de taxa de emissão volumétrica $\varepsilon$ de saída. . . . .	126
5.10	Perfis sintéticos de taxa de emissão volumétrica gerados a partir de 2 perfis experimentais obtidos em experimento lançado do CLBI ( $5,8^\circ$ S; $35,2^\circ$ W), Brasil, em 11 de dezembro de 1985 às 20h30min (hora local). . . . .	128
5.11	Ilustração da condição de parada pela validação cruzada (curva ideal). . . . .	130
5.12	As linhas sólida preta e tracejada azul mostram, respectivamente, os erros rms de treinamento e validação em função do número de épocas. . . . .	131
5.13	Erro rms calculado entre os perfis de taxa de emissão volumétrica $y_{ann}$ e $y_{gen}$ no intervalo de altitude entre 90 e 110 km. . . . .	133

5.14	Resultado do teste de generalização para verificar a performance da RNA através da comparação entre os perfis de taxa de emissão volumétrica obtidos a partir do subconjunto de generalização e da saída da RNA. O gráfico (a) apresenta o melhor resultado obtido, enquanto que o gráfico (b), o pior resultado. . . . .	134
6.1	Comparação entre as funções de distribuição de energia $F(E)$ para $h=456$ km durante os voos de subida (linha vermelha com círculos) e descida (linha azul com círculos). . . . .	139
6.2	Curva do logaritmo da função de probabilidade versus energia, onde podemos visualizar dois comportamentos parabólicos, um indicativo da presença de duas populações de elétrons contidas na função de distribuição. . . . .	140
6.3	Curva do logaritmo da função de probabilidade versus energia para $h=456$ km (voo de descida), onde se pode divisar apenas um comportamento parabólico. . . . .	141
6.4	Malha computacional ilustrando o método de diferenças finitas utilizando o esquema implícito de Crank-Nicolson. . . . .	148
6.5	Perfis verticais de densidade eletrônica (a) e temperatura eletrônica (b), obtidos através do modelo SAMI2 para São Luís (2,5°S; 44,3°W), em 18 de dezembro de 1995 às 19 h (hora local). . . . .	150
6.6	Evolução dos contornos de iso-densidade em três estágios diferentes da simulação implementada para o caso 1. . . . .	152
6.7	(a) Contornos de iso-densidade no instante 4454,59 s para o caso 1. (b) Contornos associados a velocidade de ascensão $\delta U_p$ . . . . .	153
6.8	(a) Evolução dos contornos de iso-temperatura sem o termo $\nabla \cdot \vec{U}$ na equação de energia (caso 2). (b) Evolução dos contornos de iso-temperatura com o termo $\nabla \cdot \vec{U}$ incluído na equação de energia (caso 3). . . . .	154
7.1	Perfil de emissão integrada em relação ao tempo de voo de subida (círculos azuis), constituído das componentes $\mathbf{T}$ (tendência do perfil), $\mathbf{S}$ (ruído ou modulação periódica) e $\mathbf{e}$ (ruído aleatório). A linha sólida vermelha representa um perfil onde o ruído periódico foi eliminado do perfil original (círculos azuis). Quando o ruído aleatório é retirado deste sinal, resta apenas a tendência $\mathbf{T}$ (linha sólida preta). . . . .	159

7.2	(a) Perfil de intensidade integrada (linha azul) submetido a um filtro passa-baixa com frequência de corte igual a 0,06 Hz, cujo sinal resultante (linha sólida preta) ainda conserva componentes de modulação e ruído aleatório. (b) A diferenciação numérica do sinal resultante amplifica estas componentes remanescentes e produz um perfil de taxa de emissão volumétrica inadequado. . . . .	160
7.3	(a) Perfil de intensidade integrada (linha azul) submetido a um filtro passa-baixa com frequência de corte igual a 0,04 Hz, cujo sinal resultante (linha sólida preta) conduz a um perfil aparentemente livre de modulações espúrias e de grande parte do ruído aleatório. (b) A diferenciação numérica do sinal resultante amplifica estas componentes remanescentes e produz um perfil de taxa de emissão volumétrica inadequado. . . . .	162
7.4	(a) Perfil de intensidade integrada (linha azul) submetido a um filtro passa-baixa com frequência de corte igual a 0,03 Hz, cujo sinal resultante (linha sólida preta) conduz a um perfil aparentemente livre de modulações espúrias e da parcela mais significativa do ruído aleatório. (b) A diferenciação numérica do sinal resultante revela um perfil de taxa de emissão volumétrica bastante razoável, contendo, inclusive, pequenas estruturas. . . . .	163
7.5	Família de 200 perfis de taxa de emissão volumétrica obtida no procedimento de estimativa da incerteza proposta por Siskind e Sharp (1991). . . . .	165
7.6	Perfis de intensidade de emissão integrada medidos pelo fotômetro OI $\lambda 630$ nm do experimento F2Glow-2 durante os voos de subida (a) e descida (b). Ambos os sinais foram submetidos a um filtro passa-baixa com frequência de corte igual a 0,03 Hz. . . . .	167
7.7	Perfil de emissão volumétrica do OI $\lambda 630$ nm (subida) determinado por derivação numérica. . . . .	169
7.8	Perfil de emissão volumétrica do OI $\lambda 630$ nm (descida) determinado por derivação numérica. . . . .	170
7.9	Comparação entre os perfis de emissão volumétrica do OI $\lambda 630$ nm correspondentes aos voos de subida (linha sólida azul) e descida (linha sólida vermelha). Ambos os perfis foram determinados por derivação numérica. . . . .	171
7.10	Comparação entre os perfis de emissão volumétrica do OI $\lambda 630$ nm, correspondentes aos voos de subida (a) e descida (b), obtidos através de derivação numérica e modelos com valores de eficiência quântica fixo e variável com a altitude. . . . .	174

7.11	Perfil de emissão volumétrica do OI $\lambda 630$ nm (subida) determinado por ajuste incremental. . . . .	176
7.12	Perfil de emissão volumétrica do OI $\lambda 630$ nm (descida) determinado por ajuste incremental. . . . .	177
7.13	Comparação entre os perfis de emissão volumétrica do OI $\lambda 630$ nm correspondentes aos voos de subida (linha sólida azul) e descida (linha sólida vermelha). Ambos os perfis foram determinados por ajuste incremental. . . . .	178
7.14	Perfis verticais de intensidade de emissão integrada medidos pelo fotômetro OI $\lambda 557.7$ nm do experimento MULTIFOT durante os voos de subida (linha azul com círculos) e descida (linha vermelha com losangos). . . . .	181
7.15	Comparação entre perfis verticais de taxa de emissão volumétrica do OI $\lambda 557.7$ nm (voo de subida) obtidos através de RNA( linha sólida preta), ajuste incremental (linha sólida azul) e modelo (linha sólida vermelha). . . . .	183
7.16	Comparação entre perfis verticais de taxa de emissão volumétrica do OI $\lambda 557.7$ nm (voo de descida) obtidos através de RNA( linha sólida preta), ajuste incremental (linha sólida azul) e modelo (linha sólida vermelha). . . . .	184
A.1	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=262$ km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta). . . . .	213
A.2	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=332$ km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta). . . . .	214
A.3	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=337$ km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta). . . . .	215
A.4	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=392$ km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta). . . . .	216

A.5	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=424$ km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).	217
A.6	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=456$ km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).	218
A.7	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=284$ km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).	219
A.8	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=295$ km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).	220
A.9	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=383$ km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).	221
A.10	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=400$ km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).	222
A.11	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=428$ km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).	223
A.12	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=435$ km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).	224
A.13	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=456$ km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).	225

A.14	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=480$ km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta). . . . .	226
A.15	Função de distribuição de energia $F(E)$ correspondente a $h=539$ km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta). . . . .	227

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Parâmetros característicos dos fotômetros . . . . .	11
2.2 Dados do voo do experimento MULTIFOT . . . . .	18
2.3 Dados do voo do experimento F2Glow-2 . . . . .	24
4.1 Resultados dos ajustes das curvas características $I-V$ obtidas durante do voo de subida com os 3 melhores tipos de curvas teóricas testadas (exponencial, gaussiana e mono-temperatura). A primeira coluna fornece a altura média (em km) correspondente a respectiva curva $I-V$ . A qualidade dos ajustes é quantificada pelo coeficiente de determinação $R^2$ . . . . .	72
4.2 Resultados dos ajustes das curvas características $I-V$ obtidas durante do voo de descida com os 3 melhores tipos de curvas teóricas testadas (exponencial, gaussiana e mono-temperatura). A primeira coluna fornece a altura média (em km) correspondente a respectiva curva $I-V$ . A qualidade dos ajustes é quantificada pelo coeficiente de determinação $R^2$ . . . . .	73
4.3 Valores do potencial do plasma $V_p$ (em V) determinado através da segunda derivada das curvas gaussianas que melhor ajustam as curvas características $I-V$ obtidas durante do voo de subida. . . . .	74
4.4 Valores do potencial do plasma $V_p$ (em V) determinado através da segunda derivada das curvas gaussianas que melhor ajustam as curvas características $I-V$ obtidas durante do voo de descida. . . . .	75
4.5 Coeficientes utilizados na Equação 4.4 e seus respectivos erros. . . . .	84
5.1 Comparação das condições geofísicas entre o CLA e o CLIB para os dias 31 de maio de 1992 e 11 de dezembro de 1985, respectivamente. Estas condições são representadas pelo índices planetários de atividade geomagnética $\Sigma K_p$ e $A_p$ , bem como o índice F10,7 cm que fornece a medida do fluxo solar diário na frequência de 2800 MHz. . . . .	128
6.1 Densidade eletrônica em diferentes altitudes da ionosfera durante o voo de subida. Os valores foram estimados através da corrente de saturação eletrônica coletada pela SL. . . . .	136

6.2	Densidade eletrônica em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de descida. Os valores foram estimados através da corrente de saturação eletrônica coletada pela SL. . . . .	136
6.3	Ajustes da função de distribuição de energia eletrônica, em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de subida, utilizando as distribuições Maxwelliana e Druyvesteyn. A quantificação da qualidade dos ajustes se dá através do coeficiente de determinação ( $R^2$ ). . . . .	137
6.4	Ajustes da função de distribuição de energia eletrônica, em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de descida, utilizando as distribuições Maxwelliana e Druyvesteyn. A quantificação da qualidade dos ajustes se dá através do coeficiente de determinação ( $R^2$ ). . . . .	138
6.5	Temperaturas dos elétrons em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de subida. As $T_e$ e $T_{eff}$ foram estimadas, respectivamente, a partir das equações 3.8 e 3.27. . . . .	142
6.6	Temperaturas dos elétrons em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de descida. As $T_e$ e $T_{eff}$ foram estimadas, respectivamente, a partir das equações 3.8 e 3.27. . . . .	143
7.1	Valores de taxa de emissão volumétrica do OI $\lambda 630$ nm (em Fótons $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) calculados por diferenciação numérica para os voos de subida (volup) e descida (voldw), além de suas respectivas estimativas de erro (erroup e errodw). . . . .	172
7.2	Valores de taxa de emissão volumétrica do OI $\lambda 630$ nm (em Fótons $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) calculados por ajuste incremental para os voos de subida (volup) e descida (voldw), além de suas respectivas estimativas de erro (erroup e errodw). . . . .	179
7.3	Valores médios de intensidade integrada (em Rayleigh) observados durante o voo do experimento MULTIFOT. . . . .	181
7.4	Valores de taxa de emissão volumétrica do OI $\lambda 557,7$ nm (em Fótons $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) calculados por RNA para os voos de subida (volup) e descida (voldw), além de suas respectivas estimativas de erro (erroup e errodw). . . . .	185

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>2 INSTRUMENTAÇÃO</b> . . . . .	<b>5</b>
2.1 O foguete de sondagem . . . . .	5
2.2 A sonda de Langmuir . . . . .	6
2.3 Os fotômetros . . . . .	9
2.4 Sistemas de bordo . . . . .	12
2.4.1 Magnetômetro . . . . .	12
2.4.2 Módulos de baterias . . . . .	13
2.4.3 Sistema de telemetria-telecomando . . . . .	13
2.5 Equipamentos operando em solo . . . . .	13
2.5.1 O fotômetro Multi-3 . . . . .	14
2.5.2 A digissonda DGS256 . . . . .	14
2.5.3 Os radares de trajetografia . . . . .	15
2.6 O experimento MULTIFOT . . . . .	16
2.7 O experimento IONEX-II . . . . .	16
2.8 O experimento F2Glow-2 . . . . .	22
<b>3 MEDIDAS DA TEMPERATURA ELETRÔNICA NA IONOSFERA EQUATORIAL</b> . . . . .	<b>27</b>
3.1 Caracterização da temperatura eletrônica na região F da Ionosfera . . . . .	27
3.2 Medidas in situ da temperatura eletrônica no plasma ionosférico . . . . .	30
3.2.1 Movimento orbital limitado (MOL) . . . . .	30
3.2.2 Corrente coletada pela sonda de Langmuir num plasma com distribuição Maxwelliana . . . . .	31
3.2.3 Corrente coletada pela sonda de Langmuir num plasma com distribuição de energia eletrônica não-Maxwelliana e isotrópica . . . . .	32
3.2.4 Determinação da temperatura eletrônica ionosférica considerando uma distribuição de energia Maxwelliana . . . . .	34
3.2.5 Potenciais fontes de erro em medidas in situ da temperatura eletrônica . . . . .	39

3.3	Comparação entre medidas de temperatura eletrônica in situ e obtidas através de radar de espalhamento incoerente . . . . .	42
3.4	Comparação entre medidas de temperatura eletrônica in situ e fornecidas por modelos ionosféricos . . . . .	44
3.5	Medidas in situ de $T_e$ na região equatorial e em baixas latitudes . . . . .	47
3.5.1	O experimento IONEX-II . . . . .	47
3.5.2	A Campanha DEOS . . . . .	55
3.5.3	Característica da $T_e$ no interior de bolhas de plasma . . . . .	57
3.6	Função de distribuição de energia . . . . .	58
3.6.1	Distribuição Maxwelliana . . . . .	59
3.6.2	Distribuição de Druyvesteyn . . . . .	60
3.6.3	Determinação da função de distribuição de energia eletrônica . . . . .	61
<b>4</b>	<b>REDUÇÃO DE DADOS . . . . .</b>	<b>67</b>
4.1	Redução de dados do experimento IONEX-II . . . . .	67
4.1.1	Determinação da função de distribuição eletrônica . . . . .	67
4.2	Redução de dados do experimento F2Glow-2 . . . . .	76
4.2.1	Descrição do voo logístico . . . . .	76
4.2.2	Correções iniciais . . . . .	77
4.2.3	Determinação da atitude veicular . . . . .	83
4.2.4	Determinação do perfil de emissão integrada . . . . .	88
<b>5</b>	<b>RECUPERAÇÃO DE PERFIS DE AEROLUMINESCÊNCIA . . . . .</b>	<b>93</b>
5.1	Emissões aeroluminescentes do oxigênio atômico na alta atmosfera . . . . .	93
5.1.1	Modelos empíricos de emissões aeroluminescentes . . . . .	95
5.2	Problemas inversos . . . . .	101
5.3	Inversão de perfis de emissão integrada obtidos em experimentos de foguete . . . . .	102
5.3.1	Inversão direta . . . . .	108
5.3.2	Abordagem por mínimos quadrados . . . . .	112
5.3.3	Solução de problemas inversos através de redes neurais artificiais . . . . .	115
5.4	Recuperação de perfis utilizando redes neurais artificiais . . . . .	116
5.4.1	O neurônio biológico . . . . .	117
5.4.2	O neurônio artificial . . . . .	118
5.4.3	Arquitetura da rede neural . . . . .	120
5.4.4	O problema direto . . . . .	124
5.4.5	O problema inverso . . . . .	125

5.4.6	Treinamento e Ativação . . . . .	126
<b>6</b>	<b>DETERMINAÇÃO DA FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO E DA TEMPERATURA ELETRÔNICA . . . . .</b>	<b>135</b>
6.1	Determinação da distribuição de energia e da temperatura eletrônica . . . . .	135
6.1.1	Cálculo da função de distribuição $F(E)$ . . . . .	135
6.1.2	Censo populacional de elétrons . . . . .	138
6.1.3	Cálculo da $T_e$ e $T_{eff}$ . . . . .	141
6.2	Simulação da distribuição da temperatura eletrônica no interior de uma bolha de plasma . . . . .	144
6.2.1	O modelo de simulação numérica . . . . .	145
6.2.2	Resultados da simulação . . . . .	151
6.3	Conclusões . . . . .	155
<b>7</b>	<b>DETERMINAÇÃO DE PERFIS DE TAXA DE EMISSÃO VOLUMÉTRICA . . . . .</b>	<b>157</b>
7.1	Componentes do perfil de emissão integrada . . . . .	158
7.2	Erros envolvidos na estimativa da taxa de emissão volumétrica . . . . .	164
7.3	Inversão por derivação numérica . . . . .	165
7.4	Inversão por ajuste incremental de reta móvel . . . . .	175
7.5	O experimento de inversão utilizando RNA . . . . .	180
7.6	Conclusões . . . . .	186
<b>8</b>	<b>CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS . . . . .</b>	<b>189</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>193</b>
	<b>APÊNDICE A: FUNÇÕES DE DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA E SEUS RESPECTIVOS AJUSTES PELAS DISTRIBUIÇÕES MAXWELLIANA E DE DRUYVESTYEN . . . . .</b>	<b>.213</b>
	<b>APÊNDICE B: DEDUÇÃO DAS EQUAÇÕES QUE GOVERNAM O CAMPO ELÉTRICO DE POLARIZAÇÃO <math>\delta E_{\phi,p}</math> E A PERTUR- BAÇÃO NA DENSIDADE NUMÉRICA <math>\delta n</math>. . . . .</b>	<b>.229</b>



## 1 INTRODUÇÃO

Por suas características únicas que os distinguem em relação a outras plataformas terrestres e espaciais como meio ideal para o estudo de fenômenos localizados, por meio de experimentos transportados em voos capazes de realizar medidas in situ em regiões inacessíveis aos balões estratosféricos e satélites (PANTOJA, 2009), os foguetes de sondagem constituem uma ferramenta eficaz para investigar a temperatura eletrônica e as emissões aeroluminescentes na ionosfera equatorial.

Atualmente, existem 3 métodos comumente empregados na determinação da temperatura eletrônica ionosférica ( $T_e$ ), a saber: as observações de satélite, que sofrem a dificuldade em determinar separadamente as dependências temporais e espaciais do fenômeno; as medidas empreendidas por foguetes de sondagem, que não podem ser lançados numa escala necessária para acompanhar a variação diurna e sazonal da temperatura; e a técnica de radar de espalhamento incoerente, que não apresenta qualquer destas desvantagens associadas aos outros métodos, mas algumas vezes carece de falta de resolução e calibração em relação aos seus congêneres (EVANS, 1965). A discrepância entre medidas in situ de  $T_e$  e aquelas obtidas através de outras técnicas, bem como a distribuição de temperatura eletrônica no interior de irregularidades do plasma ionosférico, são ainda problemas em aberto.

Além disso, os avanços no conhecimento sobre valores mais realistas da temperatura ionosférica é especialmente útil, por exemplo, na determinação do coeficiente da reação de recombinação dissociativa do  $O_2^+$  (PEVERALL et al., 2000), o principal mecanismo responsável pela produção do oxigênio atômico  $O(^1D)$  na região F da ionosfera, e no aperfeiçoamento de modelos ionosféricos empíricos, como o IRI (*International Reference Ionosphere*), que é amplamente adotado e baseia-se em medidas in-situ e remotas de  $T_e$  (BILITZA, 1991).

A aplicação de experimentos de foguete nas observações de emissões aeroluminescentes foi iniciada nos anos 1950 (KOOMEN et al., 1956; BAKER; STAIR, 1988), inaugurando uma era de perfis verticais de emissão volumétrica mais precisos. Malgrado este avanço, a técnica ainda oferece razoável grau de dificuldade na determinação da atitude veicular, na identificação e quantificação dos efeitos de contaminação e modulação do sinal e, principalmente, na solução do problema inverso de obtenção de perfis de emissão volumétrica a partir de medidas fotométricas de intensidade de emissão integrada, dado o seu caráter essencialmente mal-posto.

Várias técnicas se propõem a eliminar as componentes indesejáveis no sinal fotométrico e encontrar soluções ótimas para o perfil vertical de taxa de emissão volumétrica. Dentre as mais populares, destacam-se as técnicas de ajuste incremental de reta móvel e filtragem digital (MURTAGH et al., 1984; SISKIND; SHARP, 1991). Nesta tese, ambos os métodos serão aplicados na recuperação de perfis da emissão do OI  $\lambda 630$  nm a partir de medidas de emissão integrada efetuadas durante a campanha F2Glow-2. Um método inédito que utiliza um algoritmo baseado em redes neurais artificiais também será empregado na recuperação de perfis da emissão do OI  $\lambda 557,7$  nm mesosférico, referentes a campanha MULTIFOT. Os perfis fornecidos por este método de inversão serão comparados com resultados prévios obtidos através da técnica de ajuste incremental.

Esta tese está formalizada em um texto composto por oito capítulos e um apêndice. Além deste capítulo introdutório que contextualiza os temas propostos, o capítulo 2 descreve as características técnicas dos instrumentos e sistemas embarcados nas cargas úteis dos experimentos envolvidos neste trabalho. Uma breve apresentação sobre o veículo de sondagem utilizado para lançar os experimentos e um comentário generalizado sobre os equipamentos complementares que operaram em solo durante o lançamento também farão parte desta descrição. Este capítulo é encerrado com uma exposição sobre os experimentos de foguete MULTIFOT, IONEX-II e F2Glow-2. Os dados obtidos neste último experimento ainda não foram publicados na literatura.

A caracterização da temperatura eletrônica  $T_e$  na região F da ionosfera e as particularidades que envolvem sua determinação através de medidas in-situ, como a influência da distribuição eletrônica sobre a corrente coletada pela sonda de Langmuir e potenciais fontes de erro associadas a este tipo de medida, serão examinadas no capítulo 3. Uma discussão envolvendo a comparação entre valores de  $T_e$  fornecidos por radares de espalhamento incoerente, modelos ionosféricos e medidas realizadas por sondas de Langmuir a bordo de satélites e foguetes, também será incluída neste capítulo. As duas últimas seções deste capítulo serão dedicadas aos seguintes tópicos: a apresentação de resultados de medidas simultâneas de densidade e temperatura eletrônica, compreendidas na região equatorial e de baixas latitudes, onde se verificaram o fenômeno de temperatura anômala que será investigado neste trabalho; e ao método de determinação da função de distribuição de energia e parâmetros locais do plasma, a partir da análise das curvas características  $I-V$  obtidas pela sonda de Langmuir.

No capítulo 4 serão descritos os procedimentos empregados na redução de dados dos experimentos IONEX-II e F2Glow-2. A seção referente ao IONEX-II, envolve o procedimento utilizado para o ajuste de curvas características  $I-V$ , a determinação do potencial do plasma e da função de distribuição eletrônica, enquanto que a seção correspondente ao experimento F2Glow-2 compreende uma etapa de correção e calibração dos dados recebidos por telemetria, a determinação da atitude veicular e a obtenção de perfis de emissão integrada do OI  $\lambda 630$  nm.

O capítulo 5 trata de aspectos conceituais e metodológicos, envolvendo a recuperação de perfis verticais de emissão volumétrica a partir de medidas de intensidade de emissão integrada realizadas por fotômetro a bordo de foguete. As abordagens usuais de recuperação e uma técnica alternativa baseada em redes neurais artificiais serão aqui discutidas.

O capítulo 6 é dedicado a apresentação dos resultados de temperatura eletrônica em diferentes altitudes da região F da ionosfera equatorial, antes e durante a ocorrência de bolhas de média e grande escala. Estes valores de temperatura serão alternativamente determinados a partir de uma função de distribuição eletrônica, que não necessariamente a Maxwelliana. Acreditamos que este é um método mais preciso do que o usualmente empregado. Na sequência, o comportamento característico da temperatura no interior das bolhas de plasma serão corroborados com os resultados qualitativos fornecidos por uma simulação numérica da evolução da energia térmica nesta região.

No capítulo 7, empreendemos a recuperação de perfis verticais de taxa de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm, referentes ao experimento F2Glow-2, através de 2 métodos de inversão fotométrica. Um procedimento inédito, utilizando um algoritmo de redes neurais artificiais, será também aplicado na recuperação de perfis do OI  $\lambda 557,7$  nm mesosférico.

O capítulo 8 sumariza as principais conclusões desta tese. Perspectivas futuras e possíveis extensões deste trabalho também integram este capítulo.



## 2 INSTRUMENTAÇÃO

Os detalhes sobre as características técnicas dos instrumentos da carga útil, sistemas embarcados e equipamentos complementares, envolvidos na realização dos 3 experimentos discutidos neste trabalho, serão apresentados neste capítulo, precedidos de uma ligeira descrição sobre o veículo de sondagem utilizado. Com ênfase nos aspectos construtivos e no regime de operação, trataremos inicialmente da sonda de Langmuir e dos fotômetros de luminescência atmosférica. Abordaremos em seguida os componentes do sistema de bordo, como o magnetômetro de 2 eixos e o módulo de telemetria. Na sequência, informações sobre equipamentos complementares, operando em solo durante o lançamento, serão sumariamente apresentadas. Encerramos o capítulo com uma exposição sobre os experimentos MULTIFOT, IONEX-II e F2Glow-2.

### 2.1 O foguete de sondagem

Para conduzir os experimentos de foguete discutidos neste trabalho, empregou-se como veículo lançador o foguete de sondagem brasileiro da série Sonda III. Desenvolvido pelo Instituto de Atividades Espaciais (IAE/DCTA), o foguete bi-estágio com comprimento total de 6,985 m e propulsores carregados com propelente sólido é capaz de transportar cargas-úteis científicas de no máximo 150 kg até uma altitude de 650 km (AEB, 2010). A Figura 2.1 contém informações sobre as dimensões do Sonda III.

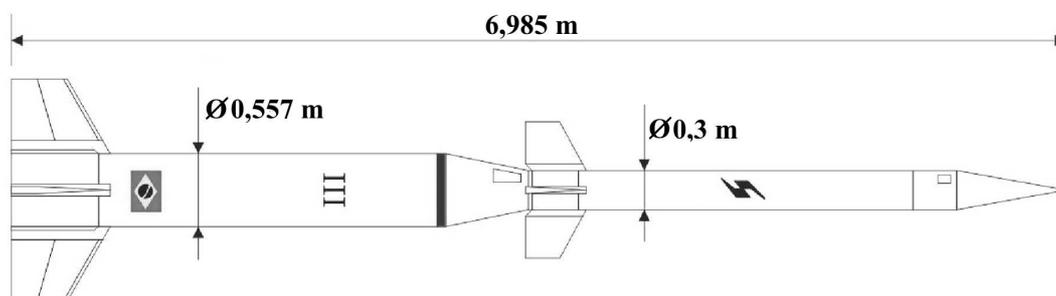


Figura 2.1: Dimensões do foguete Sonda III.

Fonte: Adaptada de AEB (2010) e Navesnik (2010).

## 2.2 A sonda de Langmuir

Para medir localmente os parâmetros do plasma ionosférico, tais como a densidade eletrônica  $n_e$ , temperatura eletrônica  $T_e$  e potencial do plasma  $V_p$ , a sonda de Langmuir (SL) é o instrumento mais comumente encontrado em carga-úteis científicas de plataformas espaciais e foguetes de sondagem. Dotado de simplicidade construtiva e de fácil operação, o método intrusivo que faz uso deste tipo de sonda eletrostática foi proposto por I. Langmuir e H. M. Mott-Smith nos anos 1920 (MOTT-SMITH; LANGMUIR, 1926), e desde então segue largamente utilizado como ferramenta de diagnóstico de plasma em diversos setores da indústria e da pesquisa científica.

Com o intuito de operar a bordo de balões, foguetes e satélites (BANERJEE et al., 1984; MURALIKRISHNA, 2006; HOLBACK et al., 2001), o aparato original da SL precisou sofrer algumas adaptações, sendo a mais peculiar delas advinda da necessidade do sinal medido pela sonda ser transmitido em tempo real para uma estação receptora via telemetria. O primeiro emprego de uma SL em experiências ionosféricas a bordo de foguetes, data de 1946, quando uma sonda destinada a medir as temperaturas iônica e eletrônica foi embarcada na carga útil de um foguete alemão do tipo V2, lançado a partir do campo de testes de White Sands (32,38°N; 106,50°W), no Novo México, EUA (SPRL, 2010).

Na versão utilizada em foguetes de sondagem, uma SL consiste essencialmente de um pequeno sensor metálico — em geral, de forma esférica, cilíndrica ou plana —, que uma vez imerso no plasma que envolve o foguete, será carregado eletricamente através do fluxo de partículas ionizadas coletadas ao longo do voo. A outra extremidade da sonda é conectada a uma fonte de potencial. Note que para não sofrer influência do potencial do revestimento iônico da superfície do foguete, a sonda é isolada do corpo do veículo, sendo eletricamente conectada ao mesmo apenas através da fonte. O potencial de polarização aplicado na sonda pode ser variável ou fixo, sendo a corrente coletada pelo sensor, medida em função deste potencial (VIEIRA, 2002).

Em condição de equilíbrio, logo após ser envolvido pelo plasma ionosférico, o sensor da SL recebe indistintamente elétrons e íons. A corrente coletada pela sonda  $I_p$  será expressa por  $I_p = I_e + I_i$ , onde  $I_e$  é a corrente de elétrons e  $I_i$  a corrente de íons. Podemos assim dizer que, neste momento,  $I_p$  depende apenas da velocidade térmica das partículas ionizadas, bem como da velocidade do foguete. Logo, não existindo

campos elétricos agindo sobre as partículas, estas atingirão a superfície do sensor apenas por efeito de golpe e/ou agitação térmica. No entanto, devido a massa dos elétrons ser significativamente menor que a massa dos íons, a mobilidade daqueles será muito superior a destes últimos. Em decorrência deste fluxo preferencial de elétrons, a maior parte da contribuição para  $I_p$  será dada pela  $I_e$ , e o sensor será carregado negativamente até que o potencial de equilíbrio  $V_f$  (ou potencial flutuante) venha a se tornar igual ao potencial do plasma  $V_p$  (potencial de referência do plasma em relação a terra<sup>1</sup>), quando cessará o fluxo de elétrons. Um estado de equilíbrio será atingido a partir desta saturação. O sensor adquirirá então um potencial negativo suficientemente forte para acelerar os íons em sua direção e retardar os elétrons, comportando-se como uma barreira de potencial. Na sequência, a superfície do sensor será envolvida por um revestimento iônico, cuja espessura será da ordem do comprimento de Debye. Fora desta camada, praticamente não haverá influência de campos elétricos e o plasma não sofrerá perturbação. A partir desta nova configuração, o potencial da sonda ficará estacionado em  $V_f$  e só haverá circulação de corrente quando nela for aplicado um potencial de polarização (KIRCHHOFF, 1991). Efetuando-se uma varredura do potencial de polarização e medindo-se a corrente coletada pelo sensor em função deste potencial, obteremos a chamada curva característica  $I-V$  da SL, conforme apresentada na Figura 2.2. A escolha de uma velocidade adequada de varredura do potencial aplicado ao sensor da sonda é importante quando se deseja reduzir a contribuição dos efeitos de histerese, ou seja, a tendência da curva  $I-V$  de conservar propriedades associadas a uma dada  $T_e$  na ausência do estímulo que as gerou.

Na Figura 2.2 podemos notar a variação da corrente coletada pela sonda  $I_p$  em função do potencial de polarização aplicado. O potencial de plasma é indicado por  $V_p$  e o potencial flutuante por  $V_f$ . Já o potencial da região compreendida entre  $V_f$  e  $V_p$ , recebe o nome de potencial retardante  $V_r$ , pois é neste intervalo que a progressão de elétrons é retardada e onde é possível determinar a temperatura eletrônica mais precisamente. Na região onde a tensão de polarização da sonda em relação ao plasma é  $V < V_f$ , ou seja, muito negativa, a corrente será integralmente devida ao fluxo de íons do plasma atraídos até um limite de saturação, enquanto que na região de tensão de polarização  $V > V_p$ , a corrente é de natureza eletrônica. Quanto mais positivo o potencial de polarização, mais elétrons serão atraídos. Ambas as correntes são fortemente influenciadas pelo tipo de geometria da sonda, espessura do

---

<sup>1</sup>Corresponde ao potencial de um plasma não-perturbado.

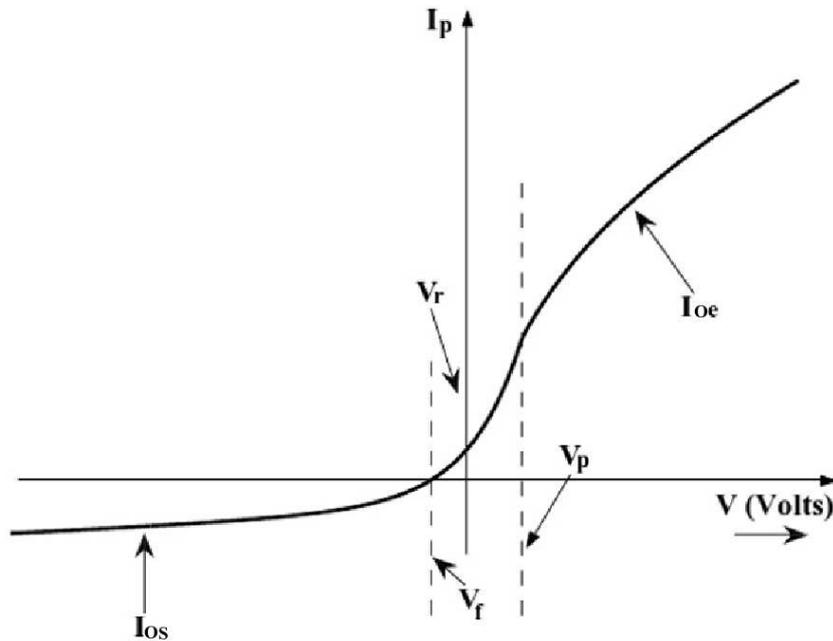


Figura 2.2: Curva característica  $I$ - $V$  ideal de uma sonda planar de Langmuir imersa no plasma, onde  $V$  é o potencial de polarização aplicado na sonda (em Volts),  $V_p$  é o potencial do plasma espacial,  $V_f$  é o potencial flutuante com referência ao potencial  $V_p$ ,  $V_r$  é a região que compreende o potencial retardante. A região a esquerda de  $V_r$  corresponde a corrente de saturação iônica  $I_{oi}$ , enquanto que a corrente de saturação eletrônica  $I_{oe}$  encontra-se a direita de  $V_r$ .

Fonte: Adaptada de Barjatya (2007).

revestimento iônico e velocidade do foguete em relação ao plasma (HOEGY; BRACE, 1999; BARJATYA, 2007). Note que nesta configuração, a corrente eletrônica  $I_e$  é considerada positiva e proporcional a densidade eletrônica  $n_e$ . Perceba também que na representação da Figura 2.2, a corrente de íons teve a magnitude aumentada para efeito de melhor visualização.

Após coletada pela SL, a corrente passa por um módulo eletrônico de sondagem e, em seguida, por um módulo de tratamento de dados. No módulo de sondagem, o sinal passa através de etapas de amplificação e monitoramento do potencial de polarização, enquanto que o módulo de tratamento de dados é responsável por efetuar a filtragem e codificação do sinal antes de seguir para o comutador PCM (do Inglês, *Pulse Code Modulation*). Note que a distância entre o sensor e o módulo

de sondagem é bastante curta, objetivando atenuar efeitos significativos de adição de ruído e perdas ocasionadas por cabos longos, principalmente quando a corrente coletada pelo sensor é de baixa intensidade. Uma vez amplificado, o sinal poderá seguir por um cabo mais longo para o módulo de tratamento de dados.

### 2.3 Os fotômetros

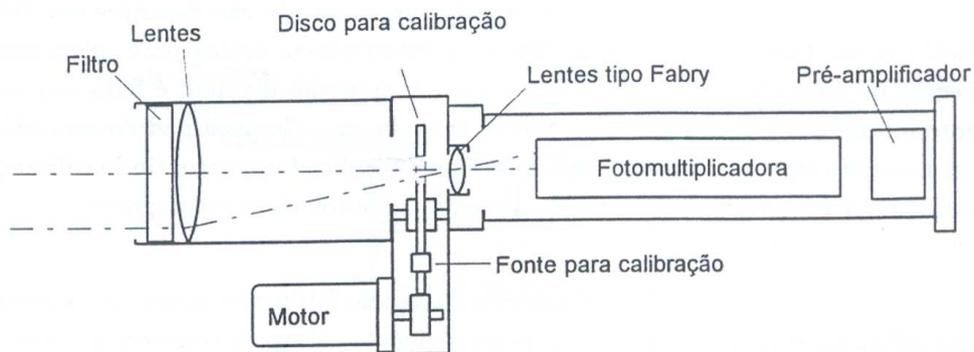
O fotômetro de luminescência atmosférica é um instrumento utilizado para medir a intensidade de radiação de um fluxo de fótons num comprimento de onda específico associado a emissão de átomos ou moléculas excitadas na alta atmosfera. Nos experimentos discutidos neste trabalho, foram empregados fotômetros com montagem de visada longitudinal e transversal. Uma das principais vantagens na utilização de fotômetros transversais é o fato de não serem afetados — ou serem bem pouco — pelos efeitos da contaminação de sinais tão característicos nos fotômetros longitudinais que apontam na direção das ondas de choque (CLEMESH et al., 1987). A representação esquemática de ambos os fotômetros é apresentada na Figura 2.3. Uma descrição mais detalhada sobre estes instrumentos pode ser encontrada em Clemesha e Takahashi (1993) e Takahashi et al. (1996).

A partir da Figura 2.3, podemos verificar que ambas as versões empregam filtros de interferência para permitir a transmissão do comprimento de onda desejado, além de um sistema de lentes para determinar o campo de visão <sup>2</sup>. No sentido de minimizar os efeitos do aquecimento aerodinâmico, uma janela de quartzo é inserida diante do filtro. A detecção dos fótons é realizada por um tubo fotomultiplicador, projetado para suportar condições de grandes acelerações e vibrações. Os sinais gerados correspondentes a contagem de fótons individuais, são tratados pelo pré-amplificador e discriminadores híbridos, antes de serem enviados aos processadores na entrada da telemetria. Inserido entre o filtro e a fotomultiplicadora, um disco giratório contendo uma lâmpada de trítio ativado possibilita a calibração em voo através de mecanismos e circuitos de controle adequados (TAKAHASHI et al., 1996).

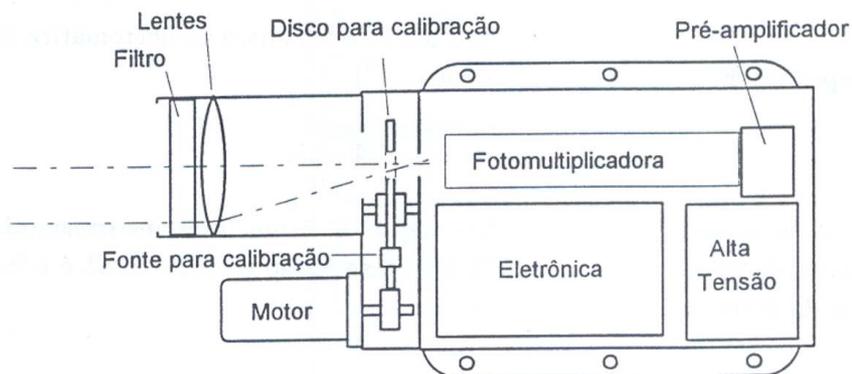
Os parâmetros instrumentais dos fotômetros, cujos dados serão empregados neste trabalho, estão sumarizados na Tabela 2.1, onde a  $\lambda_o$  é o pico de transmissão do filtro ótico e  $\Delta\lambda_{eff}$  é a largura efetiva do filtro.

---

<sup>2</sup>Desde que o limite do campo de visão do fotômetro consiga abranger o sinal da emissão aeroluminescente integrado em grandes distâncias, uma pequena abertura angular é altamente desejável na aproximação do cone de visada numa linha ao longo da qual a taxa de emissão volumétrica será integrada em relação a altura.



FOTÔMETRO LONGITUDINAL



FOTÔMETRO TRANSVERSAL

Figura 2.3: Representação esquemática dos fotômetros longitudinal (acima) e transversal (abaixo).

Fonte: Adaptada de Melo (1994).

Para que a informação sobre a intensidade de emissão integrada (em Rayleigh) seja derivada a partir da contagem registrada pelo fotômetro é necessário efetuar um procedimento de calibração. Para isso, será preciso conhecer a transmissão relativa do filtro de interferência do fotômetro  $t_\lambda$  e a sua sensibilidade absoluta  $S_o$ .

A transmissão relativa do filtro representa o fator de normalização de sua curva

Tabela 2.1: Parâmetros característicos dos fotômetros

Experimento	Emissão	$\lambda_o$ (nm)	$\Delta\lambda_{eff}$ (nm)	PMT	Sensibilidade*
F2Glow-2	OI $\lambda 630$ nm	630,8	$1,90 \pm 0,13$	9137	$66,47 \pm (> 5,2)$
MULTIFOT	OI $\lambda 557,7$ nm	557,59	1,7	9924	684,0

(\*) Pulsos  $R^{-1} s^{-1}$

de transmissão em função do comprimento de onda  $T(\lambda)$ , sendo obtida efetuando-se uma varredura em torno do comprimento de onda central do filtro com a luz emitida por um monocromador.

A resposta registrada pelo fotômetro quando uma fonte luminosa, com radiância constante na faixa de transmissão do filtro, entra em seu campo de visão é dada por

$$J = S_o B_{\lambda_o} \Delta\lambda_{eff}, \quad (2.1)$$

onde a largura efetiva do filtro  $\Delta\lambda_{eff} = \int t_{\lambda} d\lambda$ ;  $B_{\lambda_o}$  é a intensidade integrada ou radiância superficial no comprimento de onda do pico de transmissão;  $S_o$  é a sensibilidade no pico de transmissão ou sensibilidade absoluta. Este fator guarda a informação de diversos parâmetros instrumentais (MELO, 1994).

A partir de uma montagem experimental que procurar simular uma emissão aeroluminescente, comumente aplicada na calibração fotométrica, e de uma lâmpada padrão, cujo valor da radiância é designado pelo fabricante, é possível determinar com razoável precisão o valor da sensibilidade absoluta de um determinado fotômetro.

Para o caso da radiância superficial ser dada em Rayleighs (GOBBI, 1988), teremos

$$S_o = 1,58 \times 10^{-11} \frac{J}{B_o \lambda_o \Delta\lambda_{eff}} \text{ (pulsos s}^{-1} \text{ R}^{-1}) \quad (2.2)$$

Ao realizar uma medida de uma radiância de emissão aeroluminescente, o fotômetro instalado a bordo do foguete registrará um sinal  $J$  (em pulsos  $\text{s}^{-1}$ ) que deverá ser convertido em intensidade de emissão integrada (em Rayleighs) mediante a relação

$$I_{\lambda_o} = \frac{J}{S_o t_{\lambda_o}}, \quad (2.3)$$

onde  $t_{\lambda_o}$  é a transmissão relativa do filtro de interferência no comprimento de onda da linha de emissão.

A  $t_{\lambda_o}$  do filtro de interferência do fotômetro  $\lambda\text{OI } 630 \text{ nm}$ , instalado no experimento F2Glow-2a, é igual a  $0,968 \pm 0,002$ . Não foram encontradas referências sobre este parâmetro, associado ao fotômetro OI  $\lambda 557,7 \text{ nm}$  do experimento MULTIFOT. Assim, a intensidade de emissão integrada será determinada através da Equação 2.3 para o primeiro fotômetro, enquanto que para este último, tomaremos os valores na base de dados encontrada em [Takahashi et al. \(1996\)](#).

Detalhes sobre o procedimento de calibração fotométrica e a dedução de quantidades radiométricas podem ser melhor examinados em [Gobbi \(1988\)](#) e [Shepherd \(2002\)](#).

## 2.4 Sistemas de bordo

### 2.4.1 Magnetômetro

Instalado na carga útil do foguete, um magnetômetro *fluxgate* de dois eixos funciona como sensor de atitude do veículo ao longo do voo. Utilizando as medidas da intensidade do campo geomagnético obtidas pelas componentes longitudinal e transversal do magnetômetro (em relação ao eixo do foguete) é possível determinar as taxas de rotação e precessão do foguete, bem como a evolução da medida angular do seu eixo longitudinal em relação ao campo geomagnético durante o percurso ([ITO, 1963](#)). Em combinação com o perfil vertical da componente principal do campo geomagnético, fornecida pelo modelo IGRF (*International Geomagnetic Reference Field*), para o correspondente período e local do lançamento, é possível determinar o valor

do ângulo do cone de precessão durante a trajetória balística. A faixa de medidas do magnetômetro atende a variações de  $\pm 60000$  nT.

#### **2.4.2 Módulos de baterias**

Os módulos de alimentação que suprem de energia elétrica ao experimento são constituídos de um banco de baterias recarregáveis de níquel cádmio (NiCd), sendo dividida em células de 1,2 V encapsuladas em resina de silicone.

#### **2.4.3 Sistema de telemetria-telecomando**

O comutador PCM é o módulo responsável pela aquisição, conversão e formatação dos dados, fornecendo o sinal serial, codificado, a uma taxa de 50.000 bits por segundo ao modulador e transmissor (FISAT, 2002). O sistema comporta também, quando necessário, os reguladores das tensões das baterias e um temporizador para comandar a calibração de fotômetros durante o voo. O módulo foi configurado para 32 canais analógicos e 14 palavras digitais de 10 bits.

Os sinais dos módulos da carga útil do foguete, incluindo instrumentação científica e dispositivos que monitoram as condições físicas ou ambientais dos sistemas a bordo, são adquiridos e formatados pelo comutador PCM e transmitidos para um receptor em solo via sistema de telemetria com uma taxa de 250 amostras por segundo.

Os dados são agrupados num formato pré-definido que permite a transmissão e recepção segura dos dados, bem como o registro e armazenamento para posterior análise.

### **2.5 Equipamentos operando em solo**

Durante o lançamento dos experimentos de foguetes discutidos neste trabalho, equipamentos operando em solo, no local de lançamento e em latitudes próximas a área do voo, forneceram informações auxiliares para a etapa de redução dos dados obtidos pelos instrumentos a bordo da carga útil.

### 2.5.1 O fotômetro Multi-3

Medidas de intensidade integrada da emissão do OI  $\lambda 630$  nm foram coletadas utilizando-se um fotômetro multicanal (Multi-3) com filtro de interferência inclinável, instalado a 290 km do local do lançamento do experimento F2Glow-2. Desenvolvido pelo INPE e operado pelo Observatório da Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP), localizado no município de São João do Cariri (7,38° S; 36,54°O), desde 1998, o Multi-3 possui um diâmetro de abertura de 60 mm de diâmetro e um campo de visão de dois graus. Este equipamento é dotado de cinco filtros de interferência, cada um com 62,5 mm de diâmetro, utilizados para medir, além das emissões da linha verde e vermelha do oxigênio, a intensidade do NaD, OH (6-2) e O<sub>2</sub> (0-1), e ainda a temperatura rotacional do OH (6-2) e O<sub>2</sub> (0-1) (EGITO et al., 2007). Detalhes sobre as características instrumentais e regime de operação do Multi-3 podem ser encontrados em Takahashi et al. (1989), Buriti et al. (2001) e Lima (2004)

### 2.5.2 A digissonda DGS256

Dados da altura virtual da base da camada F (h'F) e frequência crítica da onda ordinária da camada F2 foram obtidos através das digissondas DGS256 e DPS4 operando, respectivamente, em São Luís-MA (2,58°S; 44,30°W) e Itaitinga-CE (3,97° S; 38,52°W), localizada a 33 km de Fortaleza.

Atuando como um sondador de incidência vertical, a digissonda fornece parâmetros associados ao perfil de densidade eletrônica da ionosfera em função da frequência de sondagem que quantificam a resposta da ionosfera as variações diurnas, sazonais, solares e magnéticas (MCKINNEL, 2002). Este equipamento de rádio-sondagem consiste basicamente de um sistema transmissor-receptor que emite pulsos eletromagnéticos de alta frequência no intervalo de 0,5 a 30 MHz, captando a seguir os ecos dos pulsos que foram refletidos pelas camadas da ionosfera. A partir do tempo decorrido entre a transmissão e recepção de um pulso refletido, obtém-se perfis verticais da frequência de reflexão (em MHz), denominados ionogramas. Como um ionograma representa a um perfil vertical de densidade eletrônica, através de uma análise comparativa do ionograma com o perfil relativo de densidade eletrônica obtido pela SL é possível determinar um perfil vertical absoluto de densidade eletrônica.

Aspectos construtivos, operacionais e o princípio de funcionamento das digissondas

são apresentados com detalhes em Bibl e Reinisch (1978), Reinisch et al. (1989), Nogueira (2009).

### 2.5.3 Os radares de trajetografia

Os radares de trajetografia dos centros de lançamento de Alcântara (CLA, 2,31°S; 44,4°W) e Barreira do Inferno (CLBI, 5,8° S; 35,2° W) foram utilizados para realizar o acompanhamento e registro da trajetória percorrida pelas carga úteis embarcadas em foguetes, desde o lançamento até o ponto de impacto. Os radares monitoram o espaço aéreo na zona de voo e identificam o sinal codificado enviado pelo transponder (abreviação de *transmitter-responder*) instalado na carga útil, cuja posição instantânea, em relação a cada radar, é determinada a partir do tempo de propagação do sinal por ele emitido até o receptor em terra. É a codificação deste sinal que possibilita que o radar mantenha-se sincronizado na carga útil do foguete, mesmo que outro veículo ou até mesmo o primeiro estágio do Sonda III, recém separado, estejam em suas imediações. Se o sinal do transponder não fosse codificado e se o radar operasse determinando a distância da carga útil a partir da velocidade de propagação de um pulso de radar emitido e do tempo de reflexão deste pulso, objetos encontrados no entorno da trajetória seriam fontes potenciais de erro (ALBUQUERQUE, 2009).

A operação de rastreamento é realizada simultaneamente por dois ou mais radares, pois em caso de perda de sinal por parte de um deles, a redundância no acompanhamento manteria o apontamento correto ao foguete. O CLBI opera com dois radares de trajetografia, o Adour e Bearn, cuja precisão é superior a do radar Adour. Já a estação de rastreamento do CLA utiliza os radares Adour e Atlas. É possível ainda uma estação de rastreamento fazer uso de radares instalados em outro centro de lançamento (ALBUQUERQUE, 2009).

A atitude do foguete pode ser estimada a partir da correlação entre o conjunto de medidas efetuadas por um magnetômetro de dois eixos instalado a bordo, o perfil vertical de intensidade de campo magnético  $\vec{B}$  fornecido pelo modelo IGRF e informações derivadas do acompanhamento realizado pelos radares, tais como alcance, azimute e elevação. Neste caso, faz-se necessário adaptar os valores fornecidos pelo radar para o referencial da rampa de lançamento (RML).

## 2.6 O experimento MULTIFOT

O experimento MULTIFOT compreendeu uma operação coordenada de diversas medidas simultâneas de natureza aeronômica envolvendo equipamentos operando em solo e instrumentos montados a bordo de um foguete da classe Sonda III lançado a partir do Centro de Lançamento de Alcântara (CLA) (2,31°S; 44,4°W), em 31 de maio de 1992 às 23h52min (hora local), tendo alcançado um apogeu de 282 km e percorrido uma distância horizontal de 398 km.

No sentido de estudar emissões aeroluminescentes da mesosfera equatorial noturna, a carga útil do MULTIFOT (Figura 2.4) abrangeu um total de 10 fotômetros — 6 de visada longitudinal e 4 transversais — além de uma SL e uma sonda de temperatura eletrônica. Para efeito de comparação com os resultados da inversão que serão obtidos mediante a aplicação da técnica de redes neurais artificiais, apenas as medidas da emissão do OI  $\lambda 557.7$  nm, obtidas através de um dos fotômetros longitudinais, serão empregadas neste trabalho. Informações relevantes sobre o experimento MULTIFOT são apresentadas na Tabela 2.2. Uma discussão pormenorizada sobre a carga útil do experimento, a base de dados adquirida e reduzida, bem como a relevância de instrumentos auxiliares envolvidos na operação de lançamento, pode ser encontrada em Takahashi et al. (1996).

## 2.7 O experimento IONEX-II

Tendo alcançado um apogeu de 557 km e percorrido uma distância horizontal de 589 km após ser lançado desde a estação equatorial de Alcântara (2,31°S; 44,4°W), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21h 17min (hora local), com o objetivo de estudar o comportamento do plasma ionosférico sob condições favoráveis ao desenvolvimento de bolhas, o experimento IONEX-II efetuou observações fotométricas de emissão aeroluminescente, bem como medidas in situ da flutuação de campo elétrico, densidade e temperatura eletrônica.

Montada no segundo estágio de um foguete Sonda III, que também abriga uma baía de instrumentação, a carga útil científica do IONEX-II totalizou os seguintes sensores: um fotômetro transversal para medir a emissão integrada da linha OI  $\lambda 630$  nm, uma sonda dupla de campo elétrico (SDCE), uma sonda capacitiva de alta frequência (SCAF) e uma sonda de Langmuir (SL) (MURALIKRISHNA et al., 2004).

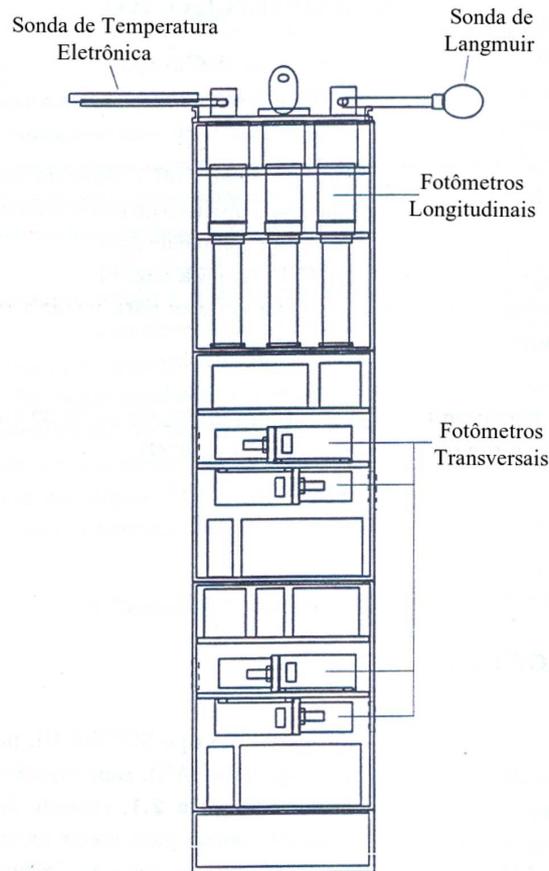


Figura 2.4: Configuração da carga útil do experimento MULTIFOT.  
 Fonte: Adaptada de Takahashi et al. (1996).

A disposição dos instrumentos na baia de instrumentação e na carga útil pode ser vista na Figura 2.5.

Operando em duas configurações de potencial, a SL instalada na carga útil científica do experimento IONEX-II permite a determinação da temperatura e densidade eletrônica, durante um ciclo, onde o potencial de polarização aplicado ao sensor da sonda varia linearmente de  $-1$  V até  $+2,5$  V em aproximadamente  $1,5$  s, permanecendo a seguir por cerca de  $1$  s com um potencial de  $+2,5$  V. A variação deste potencial não pode ser lenta o bastante para permitir modificações do plasma durante o ato da medida, e nem tão rápida, para que não venha a provocar distorções na curva característica  $I-V$  ao não se respeitar o tempo necessário de adaptação do revestimento iônico ao novo potencial aplicado. Assim, para sondas que operam

Tabela 2.2: Dados do voo do experimento MULTIFOT

---

<b>Veículo</b>	SONDA III
<b>Lançamento</b>	CLA (2,31°S; 44,4°W)
<b>Data</b>	31 de maio de 1992
<b>Hora</b>	23h52min (hora local)
<b>Apogeu</b>	282 km
<b>Alcance</b>	398 km
<b>Taxa de rotação</b>	4 s <sup>-1</sup>
<b>Período de precessão</b>	14,7 s
<b>Ângulo do cone de precessão</b>	6,8°
<b>Σ Kp</b>	15+
<b>Fluxo F10.7 cm</b>	101,8
<b>Ap</b>	8

---

no modo contínuo com potencial variável, recomenda-se aplicar um potencial com forma de onda do tipo "dente de serra" (Figura 2.6). A corrente coletada durante o potencial de varredura é utilizada para calcular a temperatura eletrônica, enquanto que aquela coletada no período de 1 s está associada a densidade eletrônica e suas flutuações.

O coletor da SL pode apresentar diversas geometrias. No entanto, por razões de simetria, as formas plana, cilíndrica e esférica são mais frequentemente adotadas, sendo que as duas últimas apresentam melhor desempenho em medidas de correntes de saturação em regiões de baixa densidade (HOEGY; BRACE, 1999). No experimento IONEX-II foi empregado um coletor com simetria esférica, tendo em vista que para este tipo de sensor não existe uma direção preferencial para a captação de partículas, sendo a corrente uma integral sobre  $4\pi$  direções na esfera.

Com um diâmetro de 60 mm, o sensor esférico da sonda foi montado na extremidade de uma haste não-telescópica com aproximadamente 50 cm de comprimento, sendo parte de um conjunto de sensores acondicionados na coifa do foguete durante o lançamento, onde serão protegidos dos efeitos do escoamento aerodinâmico (Fig.2.7,

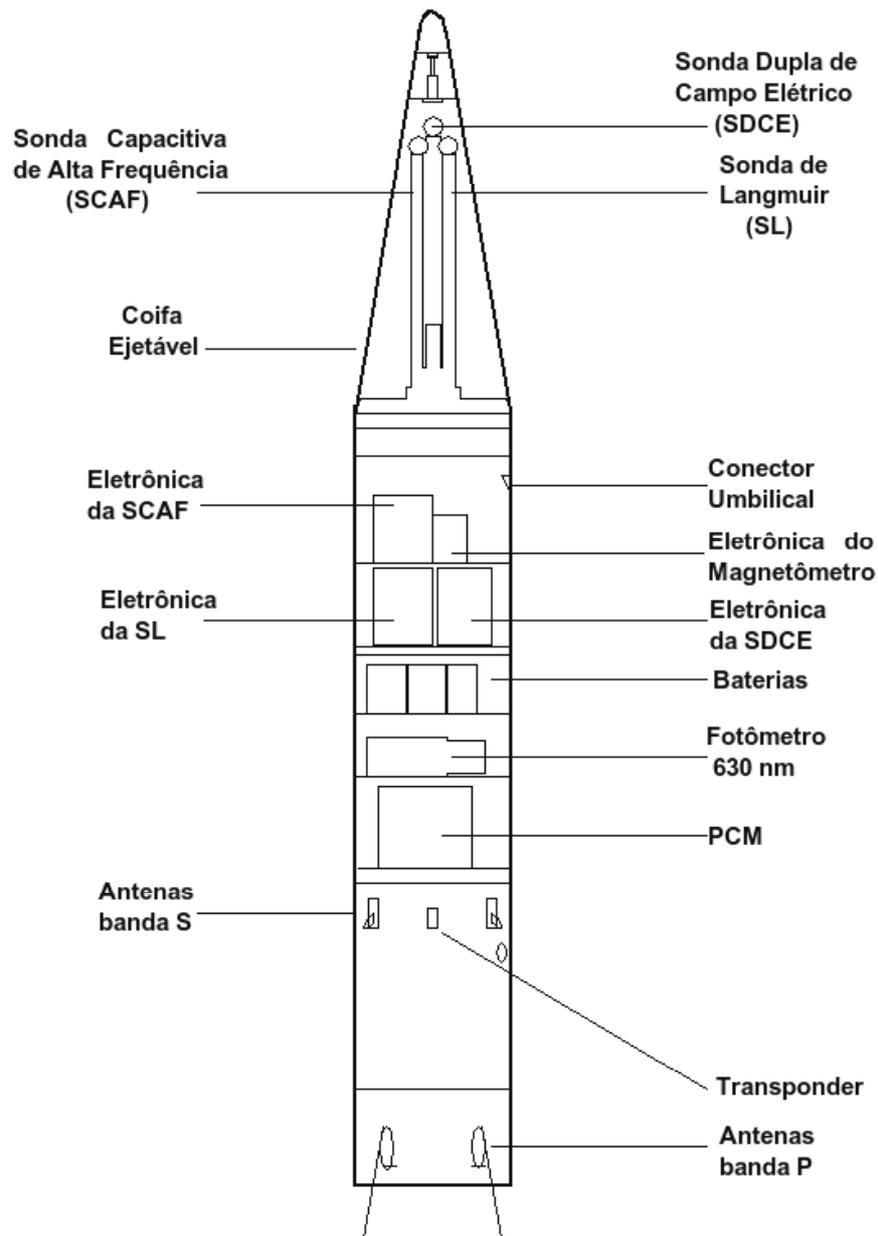


Figura 2.5: Disposição dos instrumentos do experimento IONEX-II a bordo do segundo estágio de um foguete do tipo Sonda III.  
 Fonte: Adaptada de Muralikrishna et al. (2004).

superior). Justamente para não sofrer influência do potencial do revestimento iônico da superfície do foguete, os sensores são montados em hastes, isolando-os eletricamente do corpo do veículo. No caso especial da SL, é altamente recomendável que o comprimento da haste seja superior a espessura do revestimento iônico na região da

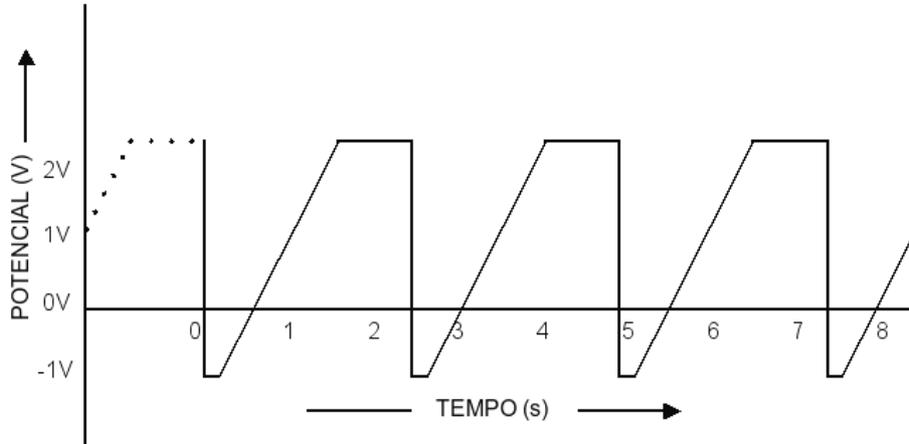


Figura 2.6: Regime de varredura do potencial da sonda de Langmuir utilizada no experimento IONEX-II. Cada ciclo de 2,5 s possibilita, sucessivamente, a determinação da temperatura cinética dos elétrons e densidade eletrônica.

Fonte: Cortesia de P. Muralikrishna.

ionosfera onde espera-se encontrar a mais baixa densidade eletrônica. Após a ejeção da coifa, aos 65 km de altitude, as hastes são liberadas e os sensores são posicionados no plano perpendicular ao eixo de rotação do foguete (Fig.2.7, inferior).

Na determinação da temperatura cinética dos elétrons, um potencial variando linearmente de -1 a +2,5 V foi aplicado à sonda. A corrente  $I_p$  coletada neste intervalo de potencial variável é expressa pela soma da corrente de íons  $I_i$  mais a corrente de elétrons  $I_e$ . Como a mobilidade dos elétrons é muito maior que a dos íons, de modo que  $I_p \approx I_e$ . Na atual configuração,  $I_e$  é considerada positiva e, por sua vez, a corrente de íons será negativa. No entanto, para efeito de formatação dos dados pelo monitor de polarização, apenas o módulo da corrente será considerado, logo a corrente  $I_i$  será registrada como positiva (vide Figura 2.8) e a curva característica  $I-V$  original contará apenas com quadrantes positivos. A partir da região de transição da  $I_i$  para  $I_e$ , determinamos o potencial flutuante  $V_f$ . Como a diferença entre a magnitude da  $I_i$  e  $I_e$  é muito acentuada, para facilitar a visualização, o gráfico da corrente  $I_p$  pelo potencial da sonda  $V_s$  será apresentado na Figura 2.8 em escala semi-log. O formato da curva característica  $I-V$  é decidida pela temperatura do plasma e a geometria da lâmina de plasma que envolve o sensor da SL (MURALIKRISHNA, 2006).

Um perfil de densidade pode ser obtido a partir da corrente de saturação eletrônica

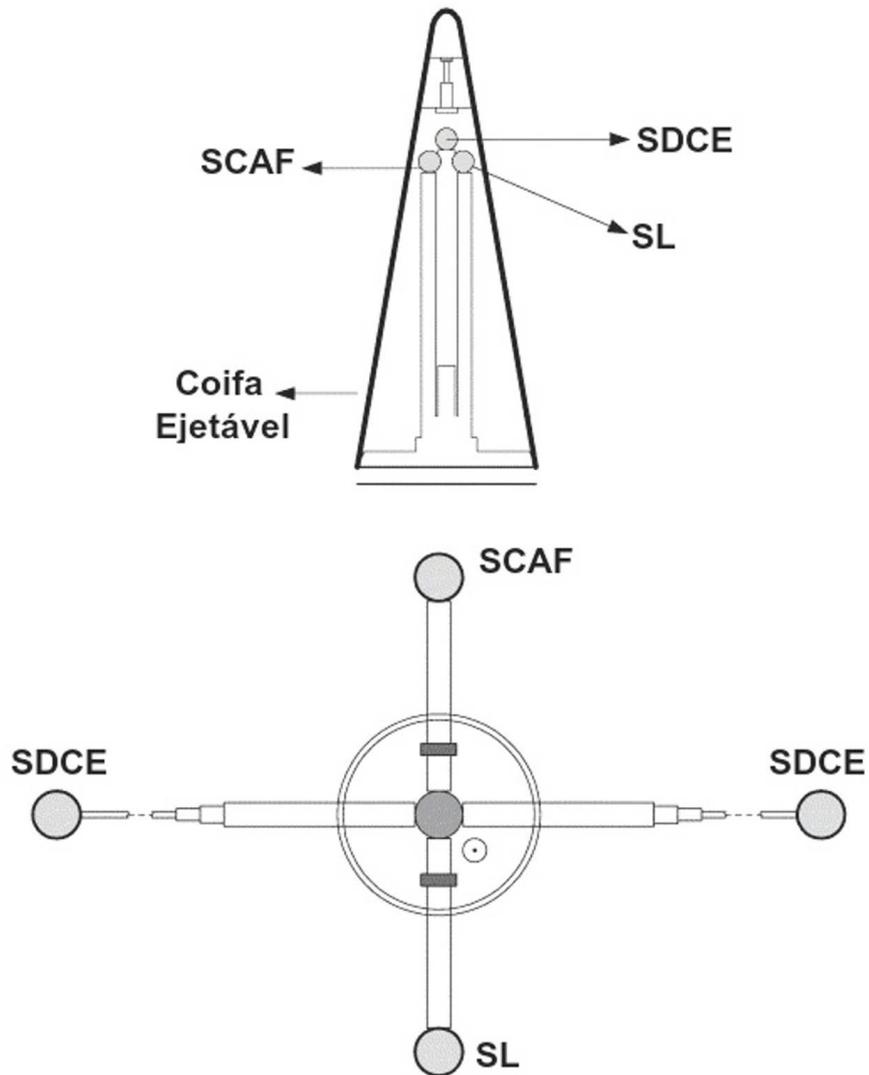


Figura 2.7: Detalhes da carga útil do experimento IONEX-II. Acima: hastes dos sensores acondicionadas no interior da coifa. Abaixo: hastes liberadas após a ejeção da coifa. As siglas representam: sonda capacitiva de alta frequência (SCAF), sonda dupla de campo elétrico (SDCE) e sonda de Langmuir (SL).

Fonte: Adaptada de Muralikrishna (2006).

da SL, assumindo a relação de proporcionalidade  $I_e \propto n_e$ . Neste caso, uma constante de proporcionalidade pode ser determinada através da comparação entre o perfil vertical de corrente de saturação da SL e um perfil de densidade eletrônica adquirido por meio de medidas de ionossonda ou sonda capacitiva de alta frequência (SCAF).

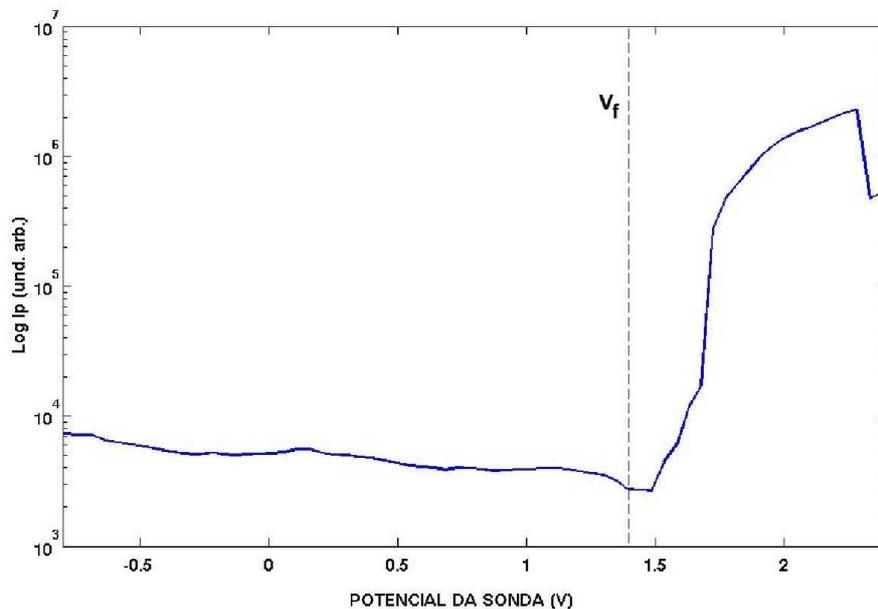


Figura 2.8: Curva característica  $I$ - $V$  típica medida em torno dos 456 km (voo de descida). No gráfico log-linear, o eixo  $x$  é o potencial de polarização da sonda (V), enquanto o eixo  $y$  é o logaritmo do módulo da corrente coletada pelo sensor  $I_p$ . A linha tracejada indica o potencial flutuante  $V_f$ .

## 2.8 O experimento F2Glow-2

A carga útil contendo o experimento F2Glow-2 foi lançada a partir do Centro de Lançamento Barreira do Inferno (CLBI), localizado no município de Parnamirim-RN, a bordo do trigésimo primeiro foguete de sondagem da série SONDA III, às 01h47min (hora local) do dia 12 de maio de 2002, atingindo um apogeu de 593 km. Durante o vôo, que teve duração de um pouco mais de treze minutos e alcance de 526 km, mediu perfis verticais de densidade eletrônica e emissões aeroluminescentes do oxigênio atômico.

O lançamento ocorreu sob condições meteorológicas favoráveis e durante o período de Lua Nova. Experimentos operados na superfície monitoravam as condições aeronômicas e meteorológicas para decidir o momento mais adequado para efetuar o lançamento. Não houve recuperação da carga útil.

A carga útil do F2Glow-2 foi desenvolvida pelos grupos de pesquisas ionosféricas

(IONO) e Luminescência Atmosférica (LUME), ambos da Divisão de Aeronomia (DAE) do INPE, com o intuito principal de fornecer transferência de tecnologia e treinamento para o Departamento de Física Teórica e Experimental (DFTE) da Universidade Federal do Rio Grande do Norte (UFRN), dentro de uma cooperação firmada entre o INPE, a UFRN, o Instituto de Aeronáutica e Espaço (IAE) e o CLBI, com apoio da Agência Espacial Brasileira (AEB).

A estrutura mecânica de uma baia e a coifa não ejetável foi construída pelo INPE, UFRN e firmas privadas, a partir de projetos fornecidos pelo IAE. A carga útil completa totaliza: uma baia de instrumentação, uma baia porta coifa e a coifa não ejetável (FISAT, 2002).

O experimento consiste de 2 fotômetros, dispostos transversalmente ao eixo longitudinal do foguete, para medir as emissões do OI  $\lambda 557,7$  nm e OI  $\lambda 630$  nm; uma sonda capacitiva em alta frequência (SCAF) para determinar a densidade absoluta de elétrons; uma sonda de Langmuir (SL) para medir o perfil de densidade eletrônica relativa e a distribuição espectral das irregularidades de plasma; um sistema de suprimento de energia; um comutador PCM, responsável pela aquisição, conversão e formatação dos dados; e sensores de temperatura para monitoramento. Um magnetômetro de dois eixos, desenvolvido pelo IAE, forneceu parte dos dados empregados na determinação da atitude do foguete (FISAT, 2002). Informações relevantes sobre o voo do experimento F2Glow-2 estão listadas na Tabela 2.3. A configuração da carga útil no foguete é mostrada na Figura 2.9.

Tabela 2.3: Dados do voo do experimento F2Glow-2

---

<b>Operação</b>	Parnamirim
<b>Veículo</b>	SONDA III
<b>Lançamento</b>	CLBI (5,8° S; 35,2° W)
<b>Data</b>	12 de maio de 2002
<b>Hora</b>	01h47min (hora local)
<b>Latitude dip</b>	9,34° S (h=300 km)
<b>Apogeu</b>	593 km
<b>Alcance</b>	526 km
<b>Tempo de voo</b>	13,40 minutos
<b>Nascer do Sol</b>	5:00 (hora local)
<b>Nascer da Lua</b>	5:21 (hora local)
<b>Índice Kp</b>	3

---

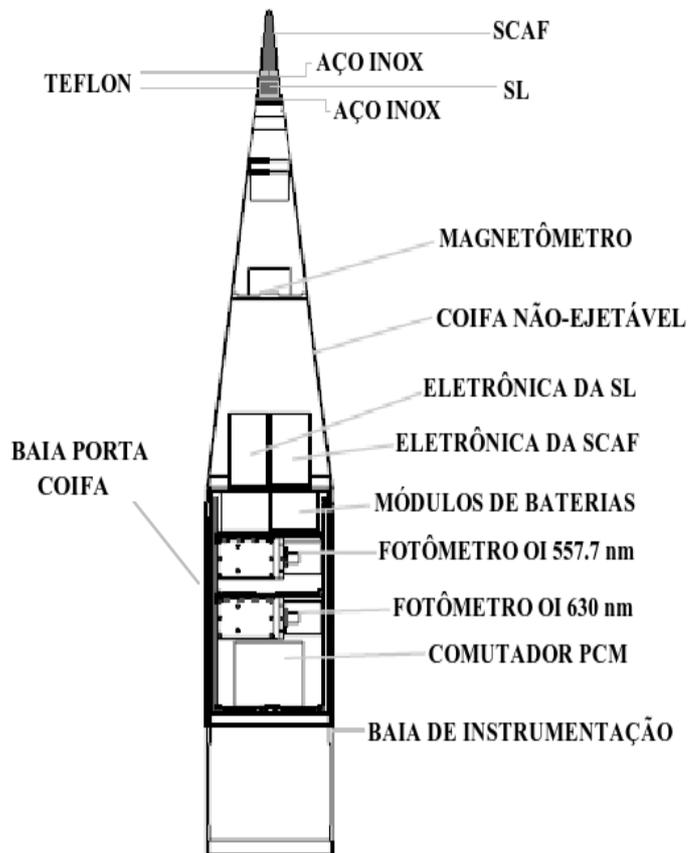


Figura 2.9: Distribuição dos módulos componentes da carga útil contendo o experimento F2Glow-2.

Fonte: Adaptada de FISAT (2002).

Os fotômetros de visada lateral incluídos na carga útil do experimento estavam alinhados com janelas de quartzo montadas na casca da baia porta coifa e suportados por um prato desenvolvido em material composto de baixa condutividade, no sentido de minimizar os efeitos da temperatura. Ambos os fotômetros foram desenvolvidos no Laboratório Laser do INPE.

O sensor da SL instalado na carga útil do experimento F2Glow-2 (Figura 2.9) é constituído de um anel cônico de aço inoxidável (eletrodo), montado na extremidade da coifa do foguete, abaixo do sensor da SCAF e numa configuração onde dois anéis de teflon (isolantes elétricos) — um acima e outro abaixo — separam os sensores

de plasma e o corpo do foguete. Este arranjo é composto ainda de dois anéis de aço inoxidável, montados em suas laterais, de modo a deixar o campo elétrico quase perpendicular à superfície do sensor da SL.

A fim de se obter a variação da corrente com a altitude, um potencial fixo positivo ( $\sim 2$  V) é aplicado no sensor da SL e nos dois anéis da extremidade <sup>3</sup>. Os sinais elétricos gerados são então remetidos aos respectivos módulos de eletrônica associados e enviados ao codificador PCM. De maneira geral, a corrente coletada pelo sensor é função tanto da densidade eletrônica, quanto do potencial aplicado. Como a SL do experimento F2Glow-2 opera somente na região de saturação, a densidade eletrônica é proporcional à corrente recolhida pelo sensor. Esta corrente é processada a bordo para se obter a componente dc da corrente  $I$  e a amplitude das flutuações  $\delta I$ .

A sonda capacitiva em alta frequência é utilizada para medir com alta precisão a densidade eletrônica ao longo da trajetória do foguete. No experimento F2Glow-2, a unidade de SCAF é constituída de três partes: o sensor propriamente dito, fabricado em aço inoxidável; o circuito oscilador, alojado junto ao sensor; e a eletrônica de controle e tratamento de sinais. Nesta configuração, o sensor da SCAF faz as vezes da extremidade do nariz do foguete, pois este tipo de montagem elimina quase por completo os efeitos provocados pela rotação do foguete nos dados de densidade eletrônica. Seus resultados podem ser utilizados para comparação e normalização de medidas feitas pela SL.

---

<sup>3</sup>O fato dos anéis de guarda serem submetidos ao mesmo potencial do sensor da sonda de Langmuir, justifica-se pelos seguintes motivos:

- (a) Assegurar que não haverá diferenças de potencial entre as extremidades do corpo da sonda, provocando assim o aparecimento de correntes;
- (b) Evitar deformações na configuração do campo elétrico correspondente à geometria do sensor da SL, pois tais deformações influem no desempenho de captação dos elétrons pela sonda.

Como esta SL trabalha somente no regime de corrente de saturação, então não haverá necessidade de ocupar-se com a corrente de íons ou utilizar um monitor de polarização.

### 3 MEDIDAS DA TEMPERATURA ELETRÔNICA NA IONOSFERA EQUATORIAL

Medidas envolvendo a determinação da temperatura eletrônica  $T_e$  da ionosfera equatorial superior são de grande valia para avançar no conhecimento sobre a química e a física desta região. O estado da arte sobre o tema advém, em grande parte, de medidas in situ realizadas por foguetes e satélites durante as seis últimas décadas, bem como de observações de radares de espalhamento incoerente (WILLMORE, 1970). A discrepância entre medidas in situ de  $T_e$  e aquelas obtidas remotamente, especialmente durante a ocorrência de bolhas, ainda é um problema em aberto. A hipótese de que uma das causas desta discrepância tem relação com o desvio da distribuição Maxwelliana de energia eletrônica encontra forte sustentação na literatura (HAYS; NAGY, 1973; OYAMA; HIRAO, 1976).

#### 3.1 Caracterização da temperatura eletrônica na região F da Ionosfera

Um dos parâmetros físicos que caracteriza o plasma ionosférico é a sua temperatura, uma grandeza que define o estado de energia cinética de seus constituintes que, por sua vez, são dotados de diferentes cargas e massas. Com base no critério de massa, os constituintes do plasma podem ser divididos em elétrons e partículas pesadas.

Por serem partículas carregadas, elétrons e íons interagem com campos elétricos presentes na ionosfera, ganhando energia. Tendo mais mobilidade que os íons, os elétrons absorvem uma quantidade maior desta energia, cuja parcela será posteriormente perdida para as partículas pesadas (partículas-alvo: constituintes neutros e íons) através de colisões. As colisões entre elétrons e partículas-alvo são do tipo inelásticas e terminam por deixá-las em estado excitado, enquanto que aquelas de caráter não-excitatório, são colisões elásticas. Dependendo do grau de ionização prevalecente no plasma, colisões do tipo elétron-elétron podem também desempenhar um papel significativo no processo de transferência de energia (GRILL, 1994). É por isso que o processo colisional, dependente das energias cinéticas e da natureza das partículas colidentes, desempenha um papel de grande relevo na análise da distribuição de energia dos constituintes da ionosfera (OLÍVIO, 2009).

A ausência de equilíbrio termodinâmico completo (ETC) na ionosfera noturna superior é imediatamente percebida através da evidente diferença entre as temperaturas de suas espécies constituintes. Teoricamente, o estado de ETC somente poderia ser atingindo pelo plasma ionosférico da região F se, e somente se, todos os seus constituintes apresentassem a mesma temperatura, distribuída igualmente entre os diferentes graus de liberdade, conforme estabelece o teorema da equipartição da energia. Na configuração requerida, as temperaturas das diferentes espécies seriam as mesmas e a densidade do plasma seria elevada o bastante para que o tempo de equipartição fosse desprezível, comparado ao tempo característico do decaimento de energia dos constituintes (TAN, 1973). No entanto, como a densidade total na região é muito baixa, o tempo de equipartição será muito maior do que o tempo característico dos constituintes do plasma e o decaimento de energia dos elétrons ocorrerá mais lentamente do que o das partículas pesadas, fomentando um estado de desequilíbrio entre as espécies. Na prática, a existência da ionosfera superior noturna é por si mesma uma indicação da ausência de condições ionosféricas gerais que favoreçam o ETC, tendo em vista que durante a noite, quando cessam as fontes ionizantes majoritárias e a recombinação prevalece sobre a ionização, a região F não acompanha com a mesma dinâmica o comportamento de extinção progressiva das camadas inferiores (ST.-MAURICE, 1998).

Segundo Grill (1994), em regiões onde processos colisionais ainda predominam e cujo volume é da ordem do comprimento do livre caminho médio, pode ser viável considerar a hipótese de equilíbrio termodinâmico local (ETL). Para isso, é preciso assumir que todas as espécies constituintes do plasma obedecem uma distribuição Maxwelliana de energia e que as propriedades do plasma em diferentes altitudes variam espacialmente de maneira bastante sutil. Sem diferenças marcantes em toda a extensão deste plasma colisional, as partículas que eventualmente migrarem de uma região para outra, não necessitarão de muito tempo para termalizar. No entanto, a ionosfera superior apresenta um quadro onde o número insuficiente de colisões e a baixa eficiência na transferência de energia cinética, por meio dos processos colisionais, não são capazes de assegurar as condições requeridas para sustentar um estado de equilíbrio local. Plasmas em estado de não-equilíbrio termodinâmico são caracterizados por valores de temperatura eletrônica muito mais altos do que os de temperaturas iônicas e dos constituintes neutros. Neste caso, a distribuição de energia eletrônica é essencialmente não-Maxwelliana.

A Figura 3.1 apresenta perfis verticais das temperaturas eletrônica  $T_e$ , iônica  $T_i$  e da atmosfera neutra  $T_n$ , fornecidos pelo modelo IRI 2007 (BILITZA; REINISCH, 2008) para Alcântara (2,31°S; 44,4°W), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21h17min (hora local). Pelo comportamento dos perfis, podemos verificar que, abaixo dos 135 km de altitude, a interação entre espécies diferentes do plasma é maior, de maneira que suas temperaturas convergem para um estado de equilíbrio térmico. Acima deste valor, a temperatura dos elétrons começa a se distanciar daquelas das partículas pesadas ( $T_i$  e  $T_n$ ). Em decorrência da diferença entre as massas das partículas pesadas e dos elétrons, bem como de suas taxas de colisão, aquelas tendem ao equilíbrio térmico mais rapidamente entre si. É por isso que  $T_i$  e  $T_n$  atingem o equilíbrio na altitude de 200 km, enquanto que  $T_e$  somente o fará em torno de 135 km, onde a frequência de colisão aumenta e a transferência de energia dos elétrons para as partículas pesadas torna-se mais eficiente.

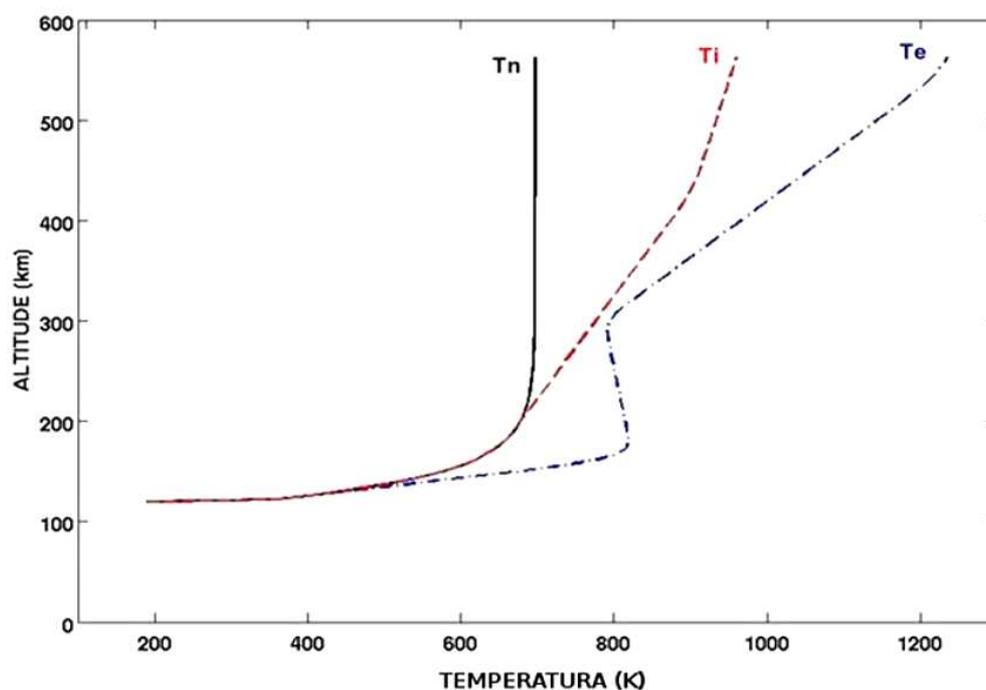


Figura 3.1: Perfis verticais das temperaturas eletrônica  $T_e$  (linha ponto-traço azul), iônica  $T_i$  (linha tracejada vermelha) e da atmosfera neutra  $T_n$  (linha sólida preta), fornecidos pelo modelo IRI 2007 para Alcântara (2,31°S; 44,4°W), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21h17min (hora local).

Na presença do campo geomagnético  $\vec{B}$ , cada espécie de partícula carregada pode adicionalmente apresentar duas diferentes temperaturas que correspondem, respectivamente, as componentes perpendicular e paralela do movimento translacional em torno de  $\vec{B}$  (GRILL, 1994).

### 3.2 Medidas in situ da temperatura eletrônica no plasma ionosférico

Medidas de temperatura eletrônica ionosférica são comumente realizadas utilizando uma sonda de Langmuir (SL). Este vínculo entre a grandeza e o dispositivo remonta aos anos 1920, quando Irving Langmuir introduziu o conceito de temperatura eletrônica ao mesmo tempo em que desenvolvia a sonda termo-iônica que atualmente leva o seu nome (APS, 2010). Apesar da existência de algumas deficiências inerentes ao método de determinação da  $T_e$  utilizando este dispositivo, como por exemplo, a tendência a sofrer contaminações e a dependência da performance do sensor com detalhes de sua dimensão e geometria, a SL continua a ser o instrumento mais comumente utilizado em medidas in situ de parâmetros de plasma ionosférico.

#### 3.2.1 Movimento orbital limitado (MOL)

A condição do movimento orbital limitado (MOL), um pressuposto subjacente à teoria clássica de Mott-Smith e Langmuir (MOTT-SMITH; LANGMUIR, 1926), considera que as partículas carregadas que alcançam a vizinhança da SL, provenientes do plasma ambiente, podem igualmente atingir a superfície do sensor — caso reúnam condições de velocidade crítica — ou passar adiante da SL, voltando a mergulhar no plasma ambiente. As partículas que se afastam, não voltarão a orbitar o entorno da sonda, daí vem a denominação de MOL (ALLEN, 1992).

Assim, quando o sensor condutor é imerso no plasma, rapidamente acumulará uma quantidade de elétrons muito superior a quantidade de íons, desenvolvendo um potencial negativo que modificará o fluxo de elétrons e íons que avançam naturalmente em direção ao sensor. O potencial atingido quando a corrente líquida coletada pelo sensor torna-se nula é denominado de potencial flutuante  $V_f$ . Alcançado o potencial  $V_f$ , uma nuvem simétrica de íons envolverá a sonda, constituindo uma bainha de plasma. O potencial na região da bainha varia monotonicamente de um valor nega-

tivo na superfície do sensor até atingir o valor do potencial do plasma  $V_p$  na outra extremidade da bainha. No processo de formação da bainha que reveste o sensor da SL, elétrons e íons devem ser coletados a mesma taxa para que a condição de quasi-neutralidade do plasma seja mantida, i.e,  $n_e \approx n_i$ . A espessura deste revestimento que assegura o confinamento eletrostático é da ordem do comprimento de Debye,  $\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 k_B T_e / n_e e^2}$  (BITTENCOURT, 2004).

Para efeitos de teoria, a região interna da bainha é considerada em equilíbrio térmico e não-magnetizado. Além disso, os íons e elétrons em seu interior serão tratados como fluidos não-colisionais e quasi-estacionários, movendo-se sob a influência de um campo elétrico produzido pela sonda, mas sem bloquear o livre caminho médio das partículas que chegam do plasma ambiente. A condição de MOL, naturalmente, deverá ser assegurada (KATZ et al., 1998).

Na completa ausência da bainha, o plasma seria rapidamente afetado pelo potencial do sensor da SL, devido a falta de confinamento eletrostático. Por isso, um critério básico para que um condutor esférico funcione como uma SL é que o raio do coletor supere o comprimento de Debye (GRILL, 1994).

### 3.2.2 Corrente coletada pela sonda de Langmuir num plasma com distribuição Maxwelliana

Considerando que os elétrons do plasma ionosférico estão inseridos numa condição de equilíbrio térmico, onde seu regime de colisões permite afirmar que a distribuição eletrônica de velocidades é isotrópica e universalmente Maxwelliana, expressa pela equação

$$f(v) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{-m_e v^2}{2 k_B T_e} \right), \quad (3.1)$$

podemos determinar a corrente eletrônica coletada pela SL. Quando o potencial aplicado à sonda é menor que o potencial do plasma  $V_p$ , a solução da equação de Poisson para a distribuição do potencial na lâmina de plasma fornece a seguinte relação para a corrente eletrônica coletada no intervalo entre o potencial flutuante  $V_f$  e o potencial do plasma

$$I_e = e A n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \int_{v_c}^{\infty} \vec{v} \exp \left( \frac{-m_e v^2}{2k_B T_e} \right) d^3v, \quad (3.2)$$

sendo  $A$  a área efetiva da superfície coletora do sensor. De acordo com a relação acima, somente serão coletados pela sonda aqueles elétrons que satisfazem o critério de velocidade

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m_e v^2 &> e |V| \\ \rightarrow v_c &= \sqrt{\frac{2 e |V|}{m_e}}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

onde  $v_c$  é a velocidade mínima que o elétron necessita para atingir o sensor da SL e  $V$  é o potencial da sonda em relação ao potencial do plasma. Assim, a corrente eletrônica será dada por

$$I_e = I_{oe} \exp \left( \frac{e V}{k_B T_e} \right), \quad (3.4)$$

onde  $I_{oe} = e A n_e \sqrt{k_B T_e / 2\pi m_e}$  é a corrente de saturação eletrônica. Para  $V > V_p$ , todos os elétrons serão coletados e a corrente eletrônica tornar-se-á  $I_e = I_{oe}$  (LI, 2006). A validade desta relação é independente da geometria do sensor (HOEGY; BRACE, 1999).

A curva característica  $I$ - $V$  ideal, fornecida pela SL, que ilustra a corrente coletada pelo sensor  $I_p$  (em unidades arbitrárias) em função do potencial  $V$  é apresentada na Figura 2.2.

### 3.2.3 Corrente coletada pela sonda de Langmuir num plasma com distribuição de energia eletrônica não-Maxwelliana e isotrópica

Quando a distribuição de energia dos elétrons é do tipo não-Maxwelliana, mas ainda conserva a condição de isotropia, como é o caso da distribuição bi-Maxwelliana, a corrente eletrônica medida pela SL na região de potencial retardante pode ser

determinada. De acordo com Canal (2009), seja uma distribuição  $f(\vec{v})$ , a corrente entre  $V_f$  e  $V_p$  será expressa por

$$I_e = e A \int_{v_c}^{\infty} \vec{v} \cdot \hat{n} f(\vec{v}) d^3v \quad (3.5)$$

Em coordenadas esféricas,  $f(\vec{v}) d^3v$  é dado por

$$f(\vec{v}) d^3v = f(v) v^2 \text{sen}\theta dv d\theta d\varphi,$$

Nesta configuração de coordenadas, considerando que a sonda somente coleta elétrons que apresentam uma componente da velocidade igual a  $v \cos\theta$ , onde  $v$  é a magnitude da velocidade e  $\theta$  é o ângulo entre a normal  $\hat{n}$  da superfície da sonda e a velocidade dos elétrons coletados, a Equação 3.5 será reescrita como

$$I_e = e A \int_{v_c}^{\infty} dv \int_0^{\theta_c} d\theta \int_0^{2\pi} v^3 \text{sen}\theta \cos\theta f(v) d\varphi, \quad (3.6)$$

onde  $\theta_c = \arccos(v_c/v)$  é o ângulo crítico para que um elétron atinja o sensor.

Integrando a Equação 3.6 em relação a  $\varphi$  e  $\theta$ ,

$$I_e = e A 2\pi \int_{v_c}^{\infty} dv \int_0^{\theta_c} d\theta v^3 \text{sen}\theta \cos\theta f(v)$$

$$\rightarrow I_e = e A \pi \int_{v_c}^{\infty} dv v^3 f(v) \text{sen}^2\theta_c$$

$$\rightarrow I_e = e A \pi \int_{v_c}^{\infty} dv v^3 f(v) (1 - \cos^2\theta_c)$$

$$\rightarrow I_e = e A \pi \int_{v_c}^{\infty} dv v^3 f(v) \left(1 - \frac{v_c^2}{v^2}\right)$$

Segundo Li (2006), na configuração de uma distribuição isotrópica, a função de distribuição é melhor representada em relação a energia  $E = \frac{1}{2}mv^2$ , onde

$$v(E) = \left( \frac{2eE}{m_e} \right)^{1/2}$$

Assim,

$$\begin{aligned} I_e &= e A \pi \int_{v_c}^{\infty} \frac{e}{m_e} dE \left( \frac{2eE}{m_e} \right) f(v) \left( 1 - \frac{m_e v_c^2}{m_e v^2} \right) \\ &\rightarrow I_e = \frac{2\pi e^3}{m_e^2} A \int_V^{\infty} E \left[ 1 - \frac{2eV}{m_e v^2} \right] f(v) dE \\ &\rightarrow I_e = \frac{2\pi e^3}{m_e^2} A \int_V^{\infty} E \left[ 1 - \frac{V}{E} \right] f(v) dE \end{aligned} \quad (3.7)$$

Hoegy e Brace (1999) demonstram que, no caso de uma distribuição isotrópica, o comportamento da região de potencial retardante é idêntico para as geometrias planar, cilíndrica e esférica. Expressões mais gerais para representar a corrente coletada pela SL nestas geometrias do sensor, contemplando também a classe de distribuições anisotrópicas, como por exemplo a superposição de uma distribuição Maxwelliana com um feixe de elétrons induzido por um processo de aceleração, são discutidas detalhadamente pelos autores.

### 3.2.4 Determinação da temperatura eletrônica ionosférica considerando uma distribuição de energia Maxwelliana

Considerando a distribuição de partículas do plasma como universalmente Maxwelliana, diversos métodos foram propostos com o objetivo de determinar a temperatura eletrônica por meio da região de potencial retardante da curva  $I$ - $V$  fornecida pela SL. Referências completas podem ser encontradas em Oyama (2000) e Crowley et al. (2006).

Neste intuito, a técnica mais comumente adotada é, sem dúvida, aquela que utiliza o gradiente da corrente eletrônica  $I_e$  em relação a  $V$ , onde aplicando o logaritmo natural na Equação 3.4, seguido da derivação em relação ao potencial  $V$ , obtém-se

$$T_e = -\frac{e}{k_B} \left[ \frac{d(\ln I_e)}{dV} \right]^{-1},$$

ou de outra forma,

$$T_e = -5040 \left[ \frac{d(\log I_e)}{dV} \right]^{-1}, \quad (3.8)$$

ou seja, para uma curva característica  $I$ - $V$  típica do tipo encontrado na amostra apresentada na Figura 3.2, no intervalo onde  $d(\log I_e)/dV$  tem uma dependência linear com o potencial  $V$ , a inclinação da curva fornece a temperatura eletrônica  $T_e$ . A pluralidade de formas encontradas nas curvas é influenciada pela  $T_e$  da região onde foram tomadas as medidas. Note que a escala logarítmica foi aplicada à corrente devido a grande variabilidade no número de elétrons coletados entre a região do vale de densidade eletrônica e o pico da região F.

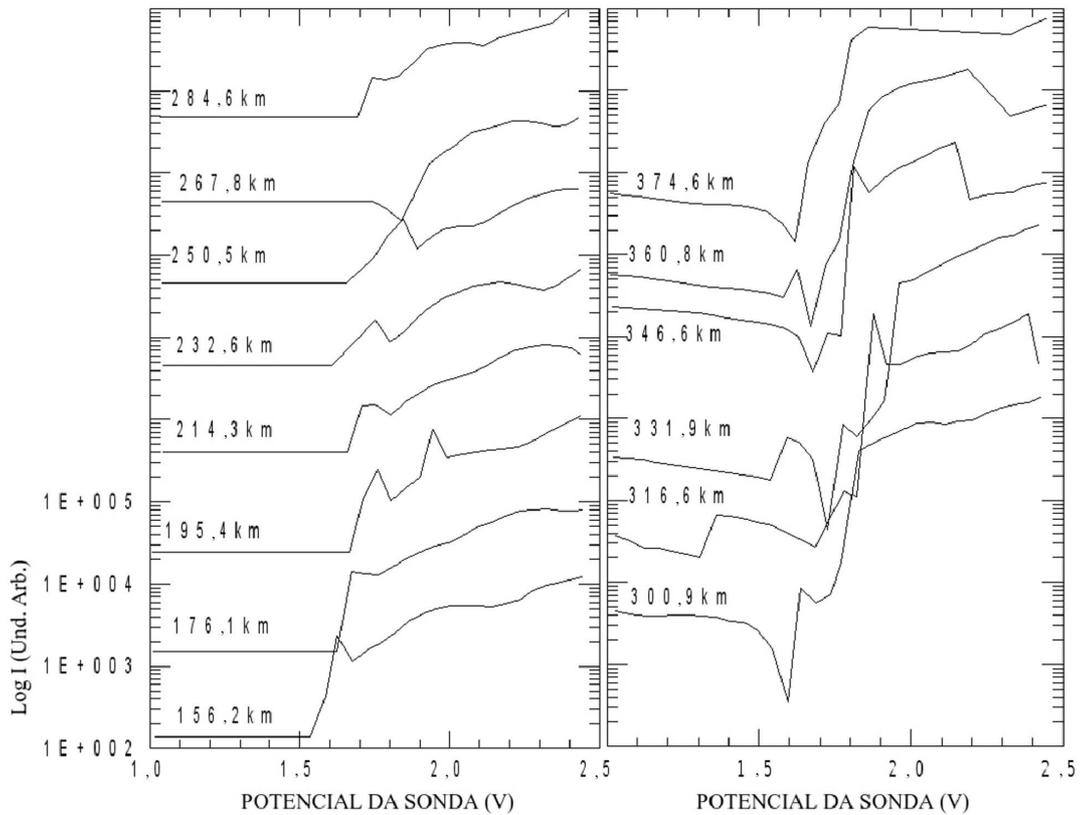


Figura 3.2: Conjunto de curvas características  $I$ - $V$  registradas durante o voo de subida do experimento IONEX-II. O conjunto aqui apresentado é uma pequena amostra das 232 curvas coletadas ao longo do voo completo. A altura média correspondente a cada curva é apresentada na margem esquerda.

Fonte: Adaptada de [Muralikrishna \(2006\)](#).

A sensibilidade do valor da temperatura determinada através deste método pode ser ilustrada através da Figura 3.3, onde encontramos quatro curvas  $I$ - $V$  calculadas por [Hoegy e Brace \(1999\)](#) para um plasma Maxwelliano e associadas, respectivamente, as temperaturas eletrônicas de 625 K, 1250 K, 2500 K e 5000 K. A partir dela, podemos perceber que erros na delimitação do intervalo de potencial retardante e/ou na inclinação da curva terão um efeito significativo no valor final da  $T_e$ . Note que para curvas  $I$ - $V$  reais, obtidas através de medidas in situ do plasma ionosférico,

a determinação segura deste intervalo é tarefa das mais difíceis. Isso sem falar na grande quantidade de curvas  $I-V$  com diversos formatos coletadas durante, por exemplo, o tempo característico de voo de um foguete de sondagem (vide Figura 3.2), coisa que inibe a implementação de um método automático de cálculo da  $T_e$ .

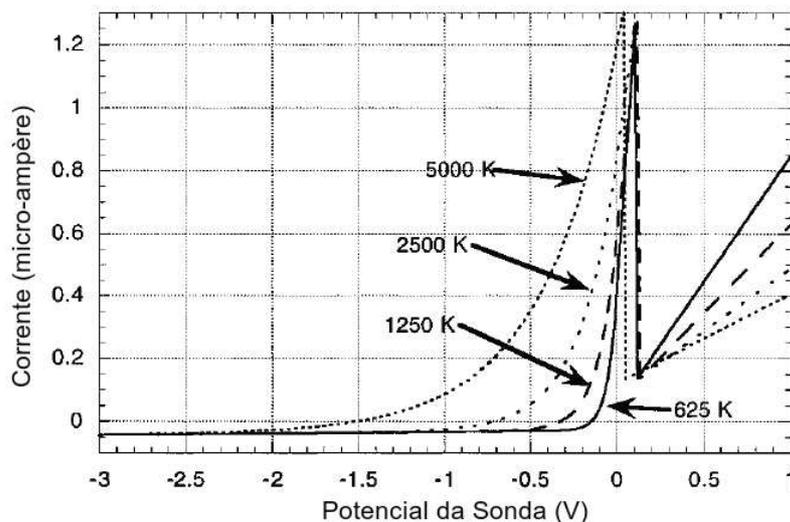


Figura 3.3: Curvas características  $I-V$  para 4 diferentes temperaturas eletrônicas, ilustrando a marcante relação entre a  $T_e$  e a largura da área associada ao potencial retardante para uma SL com simetria esférica. Fonte: Adaptada de Hoegy e Brace (1999).

Ainda que a temperatura eletrônica, calculada através da inclinação requerida pela Equação 3.8, seja bastante suscetível a erros, a variabilidade dos perfis verticais de  $T_e$ , em certa maneira, mantém-se inalterada. Esta característica pode ser verificada através do exemplo apresentado na Figura 3.4, onde perfis verticais de temperatura eletrônica (voo de subida) sobre Alcântara foram derivados a partir da Equação 3.8, utilizando o mesmo conjunto de curvas  $I-V$ . A diferença entre eles reside no fato de que no primeiro (linha sólida vermelha), a derivada do logaritmo da corrente em relação ao potencial foi determinada graficamente por Muralikrishna (2006), calculando a reta tangente do ângulo formado entre o eixo da variável independente e a reta, onde

$$\frac{d(\log I_e)}{dV} \approx \frac{\Delta(\log I_e)}{\Delta V},$$

enquanto que o segundo perfil (linha sólida azul) resulta do coeficiente angular fornecido pelo ajuste computacional de regressão linear da região de potencial retardante das curvas características.

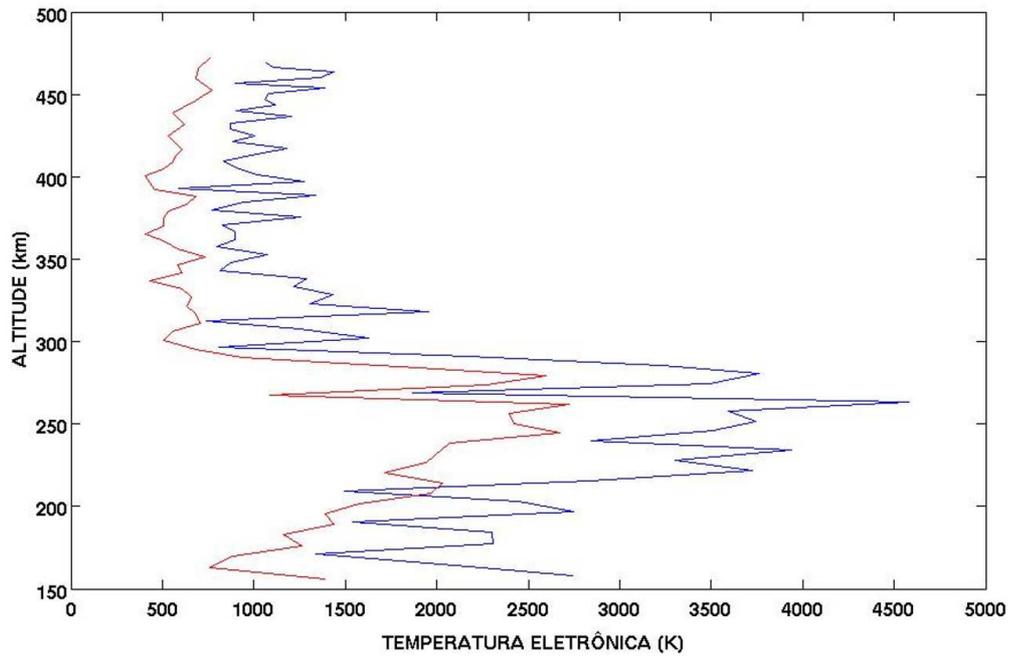


Figura 3.4: Perfis verticais de temperatura eletrônica (voe de subida) sobre Alcântara (2,31°S; 44,4°W), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21h17min (hora local). Ambos os perfis foram calculados utilizando a Equação 3.8, onde a derivada da corrente em relação ao potencial foi determinada graficamente (linha sólida vermelha) e numericamente (linha sólida azul).

Fonte: Adaptada de Muralikrishna (2006).

### 3.2.5 Potenciais fontes de erro em medidas in situ da temperatura eletrônica

A curva  $I$ - $V$  fornecida pela SL é frequentemente analisada assumindo condições ideais e ignorando fatores que podem vir a tornar-se potenciais fontes de erro. Nesta discussão, levaremos em conta apenas aqueles que, em geral, contribuem de forma mais efetiva, como a razão entre as áreas superficiais do foguete e do sensor, as influências do campo geomagnético e de contaminações superficiais no sensor. Suspeitas de que as características dos metais comumente utilizados no revestimento do sensor e a velocidade típica atingida pelo veículo que comporta o experimento poderiam afetar significativamente as medidas de  $T_e$  foram refutadas através de experimentos realizados por [Brace et al. \(1971\)](#).

#### Razão entre as áreas superficiais do foguete e do sensor

Segundo [Kota \(2008\)](#), a corrente coletada por uma SL imersa no plasma ionosférico, acaba por retornar a própria ionosfera através da superfície do foguete, fechando um circuito. A impedância desta superfície com relação ao plasma pode então ser classificada como mais um elemento no circuito da sonda. Para assegurar que a corrente coletada pelo sensor não provoque alterações no potencial de referência, a razão entre as áreas superficiais do corpo do foguete e do sensor da SL deverá superar a razão entre as correntes dos elétrons e íons ( $I_e/I_i$ ) que eventualmente possam ser coletadas pelo corpo do veículo.

Na região de interesse deste estudo, o primeiro estágio do foguete Sonda III já foi descartado do corpo do veículo, restando apenas o segundo estágio que, em realidade, trata-se de um foguete Sonda II com 4,53 m de comprimento e diâmetro máximo de 0,30 m. Logo, sua área superficial será igual a 4,273 m<sup>2</sup>, enquanto que a do sensor esférico da SL com  $r=0,03$  m será de 0,0113 m<sup>2</sup>. Assim, a razão entre ambos será de aproximadamente 378. Como na ionosfera, o valor de  $I_e/I_i$  varia entre 150 e 200, então a condição acima estará assegurada.

#### Efeito do campo geomagnético

Como a atitude do sensor da SL é influenciada pelos movimentos de rotação e precessão do foguete, na presença do campo geomagnético esta variação terá um efeito direto sobre a distribuição de elétrons que se movem em direção a superfície do sensor e, por conseguinte, sobre a curva  $I$ - $V$ . De acordo com [Stangeby \(1995\)](#), a

mais óbvia evidência de que  $\vec{B}$  influencia significativamente a curva característica é que quando  $\vec{B} = 0$ , a razão entre as correntes de saturação eletrônica e iônica será da ordem de

$$\frac{I_{oe}}{I_{os}} \sim \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (3.9)$$

enquanto que

$$\frac{I_{oe}}{I_{os}} < \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (3.10)$$

para  $\vec{B} \neq 0$ .

Quando a direção preferencial do fluxo de elétrons que chegam ao sensor alinha-se a  $\vec{B}$ , os elétrons ionosféricos serão confinados por  $\vec{B}$  dentro do raio de Larmor, que na região F da ionosfera será da ordem de 5 cm. Assim, o movimento dos elétrons na direção das linhas de campo será inibido, de maneira que elétrons provenientes de regiões distantes da posição onde se encontra a sonda, dificilmente alcançarão a superfície do sensor, depopulando o que seria a amostra original de elétrons na região. Este quadro é mais dramático em regiões de baixa densidade eletrônica. Do contrário, quando a direção preferencial do fluxo de elétrons para o sensor encontra-se perpendicular a  $\vec{B}$ , os elétrons oriundos de regiões não perturbadas pela presença do foguete poderão naturalmente alcançar o eletrodo da sonda (OYAMA, 2000).

Um dos efeitos da presença de  $\vec{B}$  com implicações diretas sobre a determinação da  $T_e$ , a partir da inclinação da curva característica semi-log  $I-V$ , é o deslocamento do ponto de transição entre a região de potencial retardante e a de saturação eletrônica. Podemos até afirmar que quanto mais distante deste ponto está uma região da curva  $I-V$ , menos afetada por  $\vec{B}$  estará. Logo, a inclusão de pontos próximos a este suposto  $V_p$  no ajuste linear para encontrar  $d(\log I_e)/dV$  será uma fonte considerável de erros.

De acordo com Dote et al. (1965), na configuração exposta acima, a condição para que a curva semi-log da corrente eletrônica em relação ao potencial aplicado à sonda seja linear é dada por

$$V \gg e B^2 d^2 / 2 m_e c^2 = 8,8 \times 10^{-2} B^2 d^2, \quad (3.11)$$

para uma sonda com sensor plano cuja superfície é paralela a  $\vec{B}$  e

$$V \gg e B^2 (r_s^2 - r_p^2) / 8 m_e c^2 = 8,8 \times 10^{-2} B^2 d^2, \quad (3.12)$$

para uma sonda com sensor cilíndrico, cujo eixo principal é paralelo a  $\vec{B}$ ,  $c$  é a velocidade da luz,  $B$  é o módulo da intensidade do campo magnético (em Gauss),  $d$  é a espessura da lâmina de plasma (em cm),  $r_p$  é o raio do sensor cilíndrico (em cm) e  $r_s$  é o raio da lâmina de plasma para um sensor cilíndrico (em cm). No caso de um sensor esférico, este tipo de condição pode ser relaxada, pois sua superfície tem várias orientações relativas ao campo magnético para receber elétrons. Conseqüentemente,  $d(\log I_e)/dV$  pode ser melhor determinado do que em outras geometrias.

### Contaminação superficial do sensor

A função trabalho é a energia mínima necessária para retirar um elétron no nível de Fermi de uma superfície metálica eletricamente neutra. Dependendo de fatores como o nível de contaminação superficial e a orientação cristalina do material, poderá haver variações significativas na função trabalho de um metal. Durante a varredura de potencial para a obtenção das curvas características  $I-V$ , usualmente, considera-se que a função trabalho do sensor metálico da sonda não varia, sendo suficientemente alta para que não ocorra contribuições de elétrons adicionais retirados da superfície do sensor. No entanto, o que garante que na superfície do sensor da SL não venham a ocorrer efeitos que conduzam a um rearranjo de cargas que possa alterar o valor desta energia mínima? De acordo com D'Arcy e Sayers (1974), mudanças no valor da função trabalho podem ser provocadas pela deposição de impurezas dielétricas na superfície do sensor coletadas antes e/ou depois do voo, ocasionando uma distorção na curva  $I-V$  e, por sua vez, fornecendo um padrão errôneo para a medida da temperatura eletrônica determinada através da inclinação da curva  $\log I_e \times V$ .

O fato da função trabalho ser dependente da corrente medida, talvez explique o porquê da contribuição dos elétrons liberados pela superfície do sensor não se manifeste como um segmento de população eletrônica com temperatura distinta. Em vez disso, pode se observar um efeito de acréscimo no número de elétrons com tempera-

tura similar ao da população original de elétrons térmicos.

Mesmo que a superfície do coletor da sonda passe por um rígido processo de descontaminação antes do lançamento do foguete — usualmente através do aquecimento do eletrodo ou tratamento químico seguido de revestimento vítreo <sup>1</sup> —, sempre existirá a possibilidade de que o sensor sofra novamente contaminação no contato com a atmosfera durante o voo. O contaminante poderá ainda experimentar mudanças químicas ao ser exposto ao oxigênio atômico da termosfera (BRACE, 1998) e, sendo não uniformemente distribuído, sofrer a ação de potenciais distintos.

A utilização de sensores redundantes a bordo da mesma carga útil facilitaria a tarefa de estudar a contribuição dos contaminantes nos valores de  $T_e$ , bem como levantar diferenças sistemáticas provocadas por eventuais falhas instrumentais ou arranjos geométricos, desde que os sensores estejam posicionados em locais que propiciem diferentes graus de contaminação.

### 3.3 Comparação entre medidas de temperatura eletrônica in situ e obtidas através de radar de espalhamento incoerente

Quantitativamente, as maiores fontes provedoras de informações sobre a temperatura eletrônica da ionosfera são as sondas de Langmuir (SL), levadas a bordo de satélites, e os radares de espalhamento incoerente (REI) instalados em diversas latitudes. As medidas provenientes destes últimos são mais adequadas ao estudo das variações locais da  $T_e$  a curto e longo prazo, enquanto que os resultados fornecidos pelos satélites são mais apropriados para a análise das características globais da  $T_e$  (BILITZA, 1991). Neste sentido, as medidas in situ de  $T_e$  utilizando sondas de Langmuir em cargas-úteis de foguetes, se enquadrariam melhor ao tipo de atribuição dada as medidas de radar, outrossim, é possível empreender comparações entre medidas de  $T_e$  efetuadas pelos três métodos supramencionados.

Apesar de cada avanço geracional na instrumentação das SL e REI sugerir, como decorrência, uma sensível melhora na aproximação entre perfis de  $T_e$  obtidos por medidas in situ e por radar, as discrepâncias entre os resultados fornecidos por

---

<sup>1</sup>Para reduzir este efeito da contaminação, alguns autores sugerem um tipo de arranjo onde a superfície do sensor da sonda, previamente aquecida entre 500 e 600 K em alto-vácuo, é selada com vidro, devendo a superfície ser liberada deste selo quando a sonda for acionada logo após o lançamento (OYAMA; HIRAO, 1979; PIEL et al., 2001).

ambas as técnicas são largamente encontradas na literatura (HANSON et al., 1969; BOOKER; SMITH, 1970; CARLSON; SAYERS, 1970; MCCLURE et al., 1973; SVENES et al., 1992), onde normalmente as medidas in situ apresentam valores superiores àqueles do radar. No entanto, há de se notar que estas discrepâncias não são de natureza estocástica, pois os perfis comparados geralmente guardam uma certa semelhança em sua variabilidade, sendo por vezes até mesmo concordantes (MCPHERSON, 1977; SPENNER; RAWER, 1978).

Uma investigação empreendida por Brace (1998) não encontrou qualquer fonte de erro sistemático nas medidas de SL, de modo que, sendo a técnica de radar de espalhamento incoerente muito bem estabelecida, as causas das discrepâncias seriam então passíveis de interpretação de outro cunho que não o meramente instrumental, tais como:

- Influência da distribuição não-Maxwelliana dos elétrons ionosféricos;
- Contaminação da superfície do sensor da SL durante a exposição atmosférica ou limpeza química;
- Presença de uma população de elétrons supra-térmicos;
- Anisotropia na temperatura eletrônica, pois é frequentemente observado que os valores de  $T_e$  são mais altos quando provém de medidas efetuadas paralelamente ao campo geomagnético, e mais baixos quando tomadas perpendicularmente (CLARK et al., 1973).

Este último item está diretamente associado a ação do campo geomagnético sobre uma coleção de partículas carregadas, onde devido a alta condutividade observada ao longo das linhas de campo de  $\vec{B}$ , o fluxo dos elétrons na direção paralela às linhas é facilitado em comparação ao observado nas direções perpendiculares a  $\vec{B}$ . Baseado neste efeito, Oyama e Schlegel (1988) atribuíram a característica do resultado das medidas in situ apresentarem valores superiores àqueles obtidos pelo radar, ao fato de que este mede apenas a componente da temperatura eletrônica perpendicular a  $\vec{B}$ , enquanto que a SL a bordo de foguetes ou satélites é capaz de medir outras componentes de  $T_e$ , de acordo com a sua atitude. Talvez este seja um dos porquês das temperaturas fornecidas pelos dois métodos, quando comparadas entre si, ora concordam, ora discordam.

Outra observação especialmente importante advém do trabalho reportado por [Benson et al. \(1977\)](#), onde se verificaram ótimos níveis de concordância entre medidas de  $T_e$  empreendidas por uma SL de sensor cilíndrico — suficientemente pequeno para assegurar a condição do movimento orbital limitado — a bordo do satélite AE-C e três diferentes radares de espalhamento incoerente (Arecibo, St. Santin e Chatanika). Este resultado sugere fortemente que medidas in situ discordantes de valores fornecidos por radar podem ter uma correlação direta com a dimensão do sensor da sonda, de maneira que sensores com grandes dimensões superficiais — usualmente presentes nas SL de modelos antigos — estariam mais propícios ao desenvolvimento de anomalias e potenciais induzidos no coletor, ambos fontes de imprecisão na região de potencial retardante e, por sua vez, nos valores de  $T_e$ . Logo, a comparação com dados de radar seria mais adequada se efetuada tomando dados de SL com coletores de dimensão apropriada.

### 3.4 Comparação entre medidas de temperatura eletrônica in situ e fornecidas por modelos ionosféricos

Perfis verticais de temperatura eletrônica, no intervalo entre 180 e 560 km, foram obtidos utilizando os modelos computacionais SUPIM (*Sheffield University Plasmasphere-Ionosphere Model*) e IRI-2007 (*International Reference Ionosphere*) para as coordenadas de tempo e local do lançamento do experimento IONEX-II.

O modelo ionosférico SUPIM ([BAILEY et al., 1997](#)) é um modelo matemático aplicável a latitudes que possuem linhas de campo geomagnéticas fechadas ([BERTONI, 2004](#)). Resolvendo numericamente por diferenças finitas a equação de conservação de energia para os elétrons, ao longo de linhas do campo geomagnético, o SUPIM pode fornecer a distribuição espacial (em latitude e altura) e temporal de temperatura eletrônica. Detalhes sobre modelo e o método que utiliza para o cálculo de temperatura podem ser encontrados em [Bailey et al. \(1997\)](#), [Souza \(1997\)](#), [Denton e Bailey \(2001\)](#).

Do tipo empírico, o modelo IRI fornece perfis de temperatura eletrônica  $T_e$  da ionosfera não-auroral num intervalo entre 50 km e 1500 km, buscando a partir da incorporação de dados observacionais, interpolações e extrapolações, contornar incertezas decorrentes da teoria e promover um melhor acoplamento entre regimes de

operação em diferentes latitudes, altitudes e condições geofísicas. Sua maior fonte de dados de  $T_e$  são os radares de espalhamento incoerente e medidas in situ realizadas com satélites (BILITZA; REINISCH, 2008). O IRI também incorpora modelos empíricos de temperatura eletrônica, para intervalos específicos de altitude, elaborados a partir de resultados obtidos por satélites de baixa inclinação e ampla cobertura na ionosfera de baixas latitudes (OYAMA et al., 2004; BHUYAN; CHAMUA, 2006; SU; YEH, 2006).

Uma descrição sistemática e global da dependência da  $T_e$  com a estação do ano, altitude, atividade solar e hora do dia, requer necessariamente uma grande base de dados que, no atual estágio de desenvolvimento, está melhor representada pelos dados de satélites, tendo em vista a escassa cobertura global dos radares de espalhamento incoerente. Ainda assim, em decorrência das generalizações adotadas por modelos globais para regiões fora do seu interesse, é comum o IRI fornecer perfis de  $T_e$  subestimados ou superestimados quando comparados com os perfis obtidos por medidas de foguetes ou modelos matemáticos para a região equatorial, como podemos constatar através da Figura 3.5. A análise detalhada deste tipo de resultado pode ajudar a melhorar a descrição da  $T_e$  fornecida pelo IRI. Os perfis apresentados na Figura 3.5 também confirmam o resultado da análise efetuada por Su et al. (1995) utilizando dados coletados por uma sonda de temperatura eletrônica a bordo do satélite Hinotori <sup>2</sup>, de órbita equatorial em torno dos 548-603 km, onde se concluiu que os valores de  $T_e$  obtidos pela nesta faixa de altitude concordam com aqueles fornecidos pelo SUPIM.

---

<sup>2</sup>O Hinotori apresenta uma excelente cobertura de dados no intervalo entre as latitudes de 30°S-30°N.

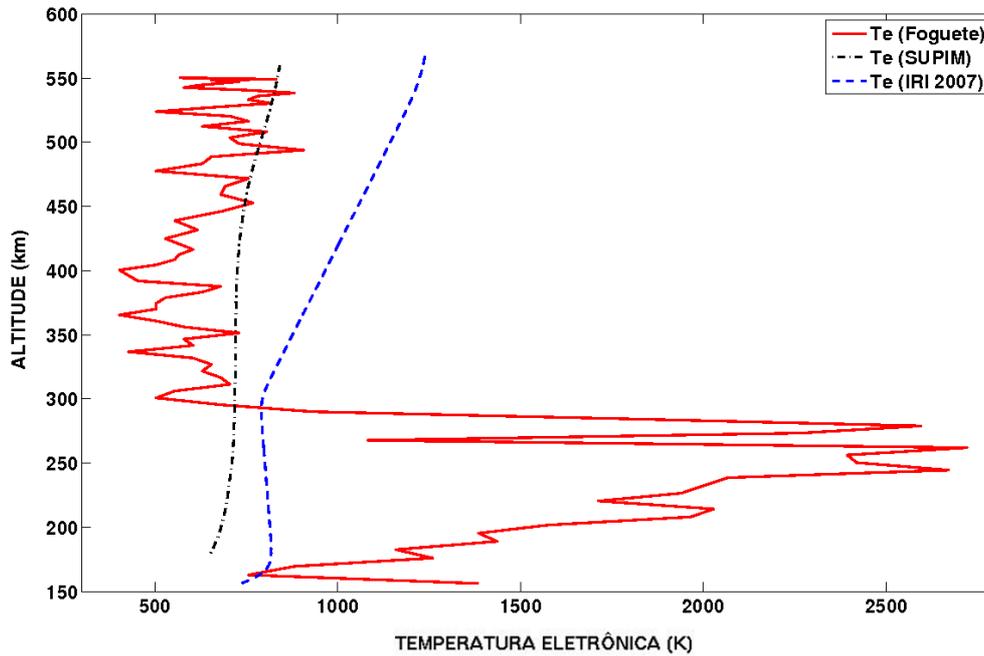


Figura 3.5: Perfis verticais de temperatura eletrônica sobre Alcântara ( $2,31^{\circ}\text{S}$ ;  $44,4^{\circ}\text{W}$ ), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21:17 (hora local), fornecidos por medidas de foguete analisadas por Muralikrishna (2006) (linha sólida vermelha), modelo matemático SUPIM (linha ponto-traço preta) e modelo empírico IRI 2007 (linha tracejada azul).

Quando realizadas durante o dia, as medidas in situ de  $T_e$  tendem a apresentar perfis razoavelmente concordantes com aqueles fornecidos pelo IRI, como foi verificado através de um experimento de foguete lançado a partir da Barreira do Inferno ( $5,8^{\circ}\text{S}$ ;  $35,2^{\circ}\text{W}$ ) em 26 de julho de 1984 às 15h05min (hora local) (MURALIKRISHNA et al., 1999). Segundo Brace (1998), resultados ainda melhores advêm da comparação entre medidas in situ e de radar de espalhamento incoerente, também realizadas em condições diurnas.

### 3.5 Medidas in situ de $T_e$ na região equatorial e em baixas latitudes

No sentido de determinar as causas dos valores anômalos de  $T_e$  observados na alta ionosfera, medidas simultâneas de densidade e temperatura eletrônica são comparadas. Espera-se que o comportamento deduzido desta comparação possa também ser descrito de forma consistente através de possíveis mecanismos de injeção de energia na ionosfera associados com a ocorrência de bolhas de plasma.

As principais fontes de injeção de energia eletrônica na ionosfera de baixas latitudes são, respectivamente, os fotoelétrons, durante o dia, e os mecanismos de condução, no período noturno, ao passo que a perda de energia se dá através de processos colisionais (DABAS et al., 2000). Como a elevação do número de colisões decorre do aumento da densidade de partículas ionosféricas, é natural supor que a temperatura eletrônica esteja anti-correlacionada com a densidade de elétrons, logo as bolhas de plasma estariam sempre associadas a valores de temperatura muito mais elevados do que os comumente encontrados em seu exterior. No entanto, como veremos a seguir, esta regra nem sempre é observada.

#### 3.5.1 O experimento IONEX-II

Lançado a partir de Alcântara (2,31°S; 44,4°W), Brasil, em 18 de dezembro de 1995 às 21:17 (hora local), o experimento IONEX-II alcançou um apogeu de 557 km, cobrindo uma distância de horizontal de 589 km, numa trajetória quase perpendicular as linhas de campo geomagnético. A Figura 3.6 exhibe os perfis de densidade eletrônica (em  $m^{-3}$ ) estimados através de uma sonda de Langmuir (SL), operando na região de saturação, durante os intervalos dos voos de subida e descida. No perfil de subida é possível notar uma bem definida base da região F em torno dos 300 km de altitude. Logo acima desta região, podemos distinguir algumas poucas depleções de pequena escala. Um quadro diferente é verificado no perfil de descida, onde o foguete atravessa diversas bolhas de plasma de média escala no intervalo entre 250 e 550 km de altitude.

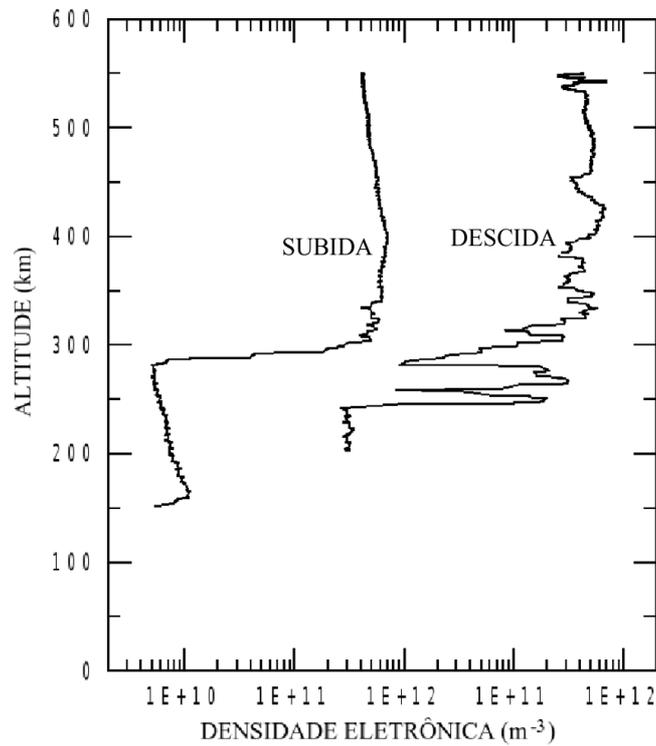


Figura 3.6: Perfis verticais de densidade eletrônica medidos durante os voos de subida e descida do experimento IONEX-II. Note que o perfil de descida está deslocado em duas ordens para a direita.

Fonte: Adaptada de Muralikrishna (2006).

Quando operando na região de varredura, a sonda de Langmuir do IONEX-II obteve curvas características  $I-V$  que foram utilizadas por Muralikrishna (2006) para calcular graficamente perfis de  $T_e$  por meio da Equação 3.8. Através das Figuras 3.7 e 3.8 é possível visualizar como a variação vertical das medidas de  $T_e$  estão associadas aos perfis de densidade eletrônica, respectivamente, durante o voo de subida e descida do foguete.

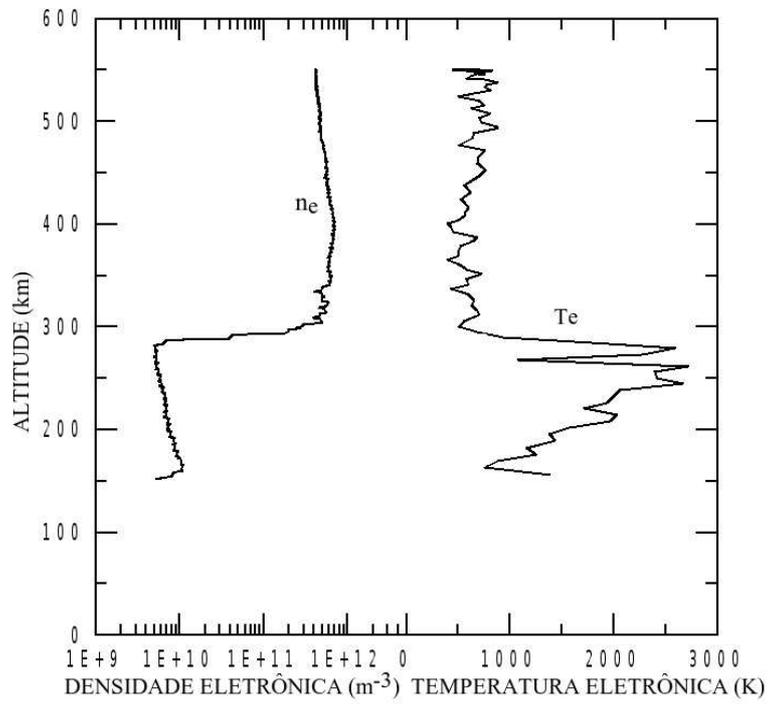


Figura 3.7: Comparação entre perfis verticais de densidade e temperatura eletrônica obtidos pela sonda de Langmuir operando, respectivamente, nas regiões de saturação e varredura durante o voo de subida do experimento IONEX-II.

Fonte: Adaptada de [Muralikrishna \(2006\)](#).

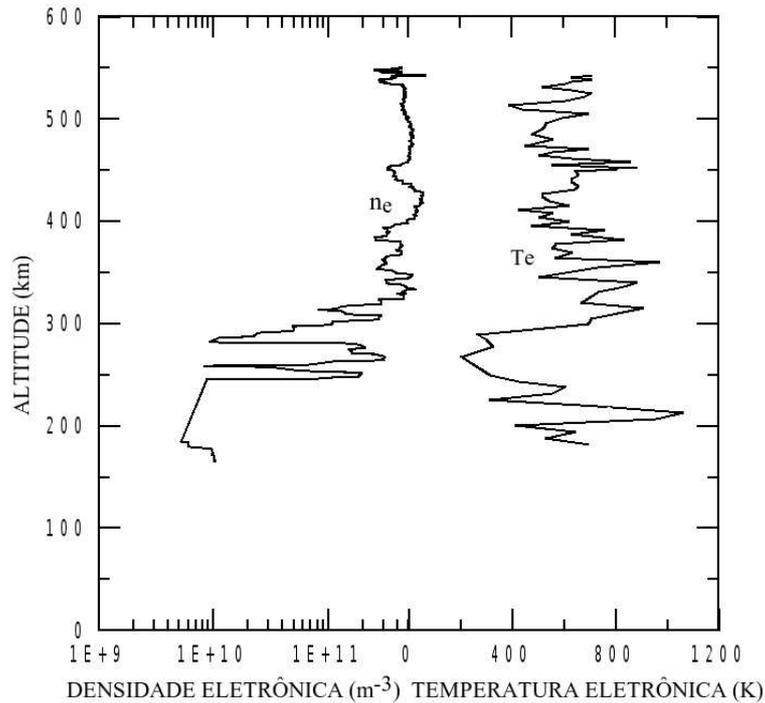


Figura 3.8: Comparação entre perfis verticais de densidade e temperatura eletrônica obtidos pela sonda de Langmuir operando, respectivamente, nas regiões de saturação e varredura durante o voo de descida do experimento IONEX-II.

Fonte: Adaptada de Muralikrishna (2006).

Na altitude compreendida entre o final da região E e a base da região F, durante o voo de subida, a  $T_e$  assume valores suficientemente altos, ao ponto de destoar do restante do perfil de temperatura, como pode ser facilmente notado na Figura 3.7. Da altura correspondente ao pico da região F até o apogeu alcançado pelo experimento, o comportamento da  $T_e$  mantém-se aproximadamente constante, estando inclusive em consonância com os valores calculados pelo modelo SUPIM (vide Figura 3.5). Medidas de  $T_e$  empreendidas 3 anos antes, em 31 de maio de 1992 às 23h51min (hora local), a partir de um experimento de foguete lançado também de Alcântara, igualmente apresentaram valores elevados de temperatura, coincidentemente da mesma ordem e no mesmo intervalo de altitude (Figura 3.9).

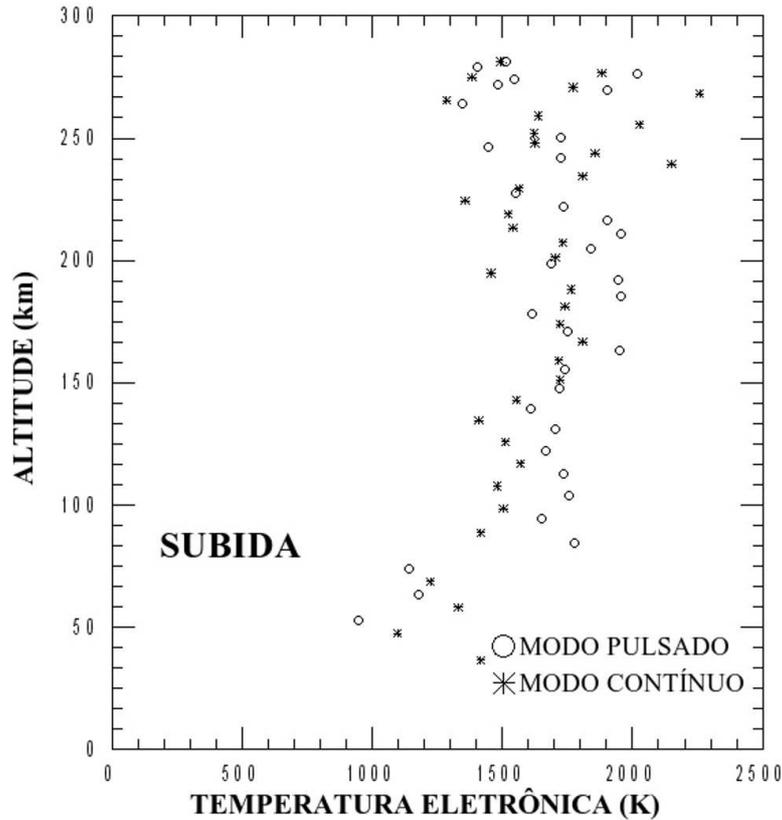


Figura 3.9: Variação da temperatura eletrônica observada em 31 de maio de 1992 sobre Alcântara (2,31°S; 44,4°W) durante o voo de subida do foguete. A SL a bordo da carga útil operou alternadamente nos modos contínuo e pulsado.

Fonte: Adaptada de Muralikrishna et al. (1999).

Durante o voo de descida do IONEX-II, o perfil de temperatura exhibe um padrão de comportamento completamente diferente, onde os valores mais elevados de  $T_e$  são observados especialmente na parte superior das bolhas de plasma, conforme podemos verificar na Figura 3.8. Já os valores de  $T_e$  encontrados nas bases das bolhas podem inclusive ser mais baixos do que os verificados na parte exterior da depleção. O segmento com valores de temperatura anômala anteriormente observado no vale entre as regiões E e F não está mais presente.

Segundo a teoria generalizada da instabilidade de Rayleigh-Taylor (OTT, 1978), a

taxa de crescimento da instabilidade é dada pela seguinte expressão

$$\gamma = \frac{g}{\nu_{in} L} + \frac{E}{B L} + \frac{U}{L} + \frac{W}{L} - \eta_R, \quad (3.13)$$

onde  $g$  é a gravidade,  $\nu_{in}$  é a frequência de colisão entre íons e partículas neutras,  $L$  é a escala de comprimento inverso ao gradiente de densidade eletrônica,  $E$  é o campo elétrico zonal,  $U$  e  $W$  são as componentes horizontal e vertical do vento neutro transequatorial, respectivamente, enquanto que  $\eta_R$  é o coeficiente de recombinação química. Um termo que represente a componente horizontal do gradiente da densidade, por exemplo, poderia ainda ser incorporado a esta equação. Em princípio, a temperatura eletrônica não parece ser um termo que comprovadamente controle a geração de bolhas, mesmo figurando como um gradiente elevado na base da região F. De acordo com a interpretação de Muralikrishna (2006), a temperatura anômala que antecede o desenvolvimento de bolhas nesta região parece ser meramente um precursor. Uma vez desenvolvidas as bolhas, esta energia seria transportada em direção ao topo da ionosfera e transferida para elétrons no interior das bolhas, refletindo nos valores elevados de  $T_e$  observados em seu topo. O desaparecimento ou a redução deste segmento de alta temperatura na base da região F suportaria esta hipótese.

Sendo a separação horizontal entre as regiões percorridas pelo foguete durante os voos de subida e descida, de cerca de alguns quilômetros, para inferir se as bolhas observadas no perfil de descida estavam ainda em fase de desenvolvimento, investigamos a evolução temporal da altura virtual da base da camada F (h'F) durante o voo do experimento IONEX-II, a partir de dados fornecidos pela digissonda DGS256 instalada em São Luís-MA (2,58°S; 44,30°W), tendo em vista que a geração de bolhas de plasma na região F é decidida por condições da ionosfera ambiente, tais como a altura da base da camada F, o gradiente de densidade eletrônica e a atividade geomagnética, entre outras.

A Figura 3.10 apresenta a evolução da altura virtual da base da camada F (h'F) em função da hora local (em hora decimal). As linhas verticais fixadas na curva indicam, respectivamente, o instante do lançamento do foguete (linha preta tracejada), o momento em que o foguete alcança o apogeu (linha sólida vermelha) e o término do voo (linha ponto-traço preta). Os pontos em que as linhas verticais cortam a curva h'F em função da hora local, correspondem as alturas de 322,2 km (instante do lançamento), 326,1 km (instante do apogeu) e 326,6 km (instante da descida).

Assim, embora a base da camada F siga ascendendo durante o tempo de voo do experimento IONEX-II, o valor de  $h'F$  alcançou o patamar de máximo em torno de 326 km no instante próximo ao apogeu, favorecendo a condição de geração de bolhas.

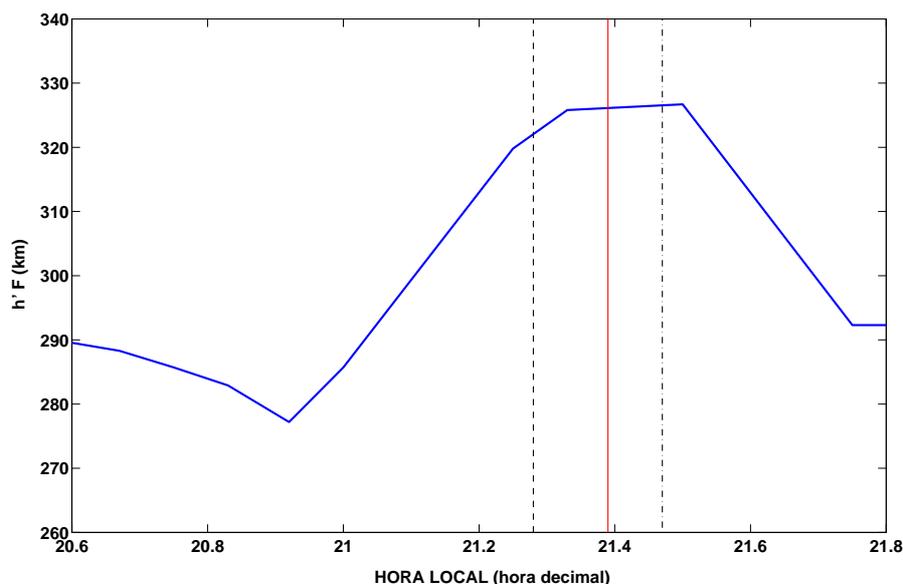
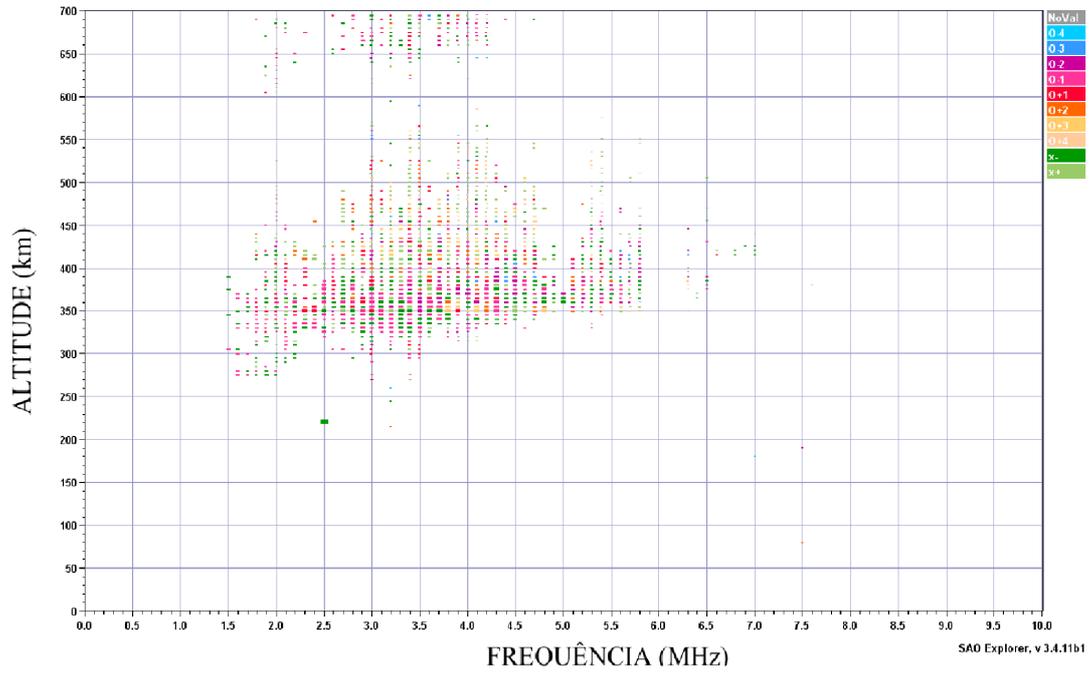


Figura 3.10: Altura virtual ( $h'F$ ) em relação a hora local (em hora decimal) de acordo com digissonda operando em São Luís em 18 de dezembro de 1995. A linha preta tracejada marca o instante do lançamento do foguete, enquanto que as linhas sólida vermelha e ponto-traço preta indicam, respectivamente, os momentos de apogeu e término do voo.

Pela ocorrência de Spread-F bem desenvolvido, verificado nos ionogramas (Figura 3.11) obtidos em São Luís ( $2,58^{\circ}S$ ;  $44,30^{\circ}W$ ), em 18 de dezembro de 1995 às 21h15min (antes do lançamento) e 21h30min (após o lançamento), respectivamente, podemos perceber que antes mesmo do lançamento do foguete, a ionosfera já reunia condições para formação de bolhas com considerável tamanho de escala. Como não foram detectadas bolhas de médias e grandes escalas durante o voo de subida, podemos inferir que as bolhas encontradas no perfil de descida, ainda estão em fase de desenvolvimento.

1995.12.19 (353) 00:15:05 SL



1995.12.19 (353) 00:30:05 SIE

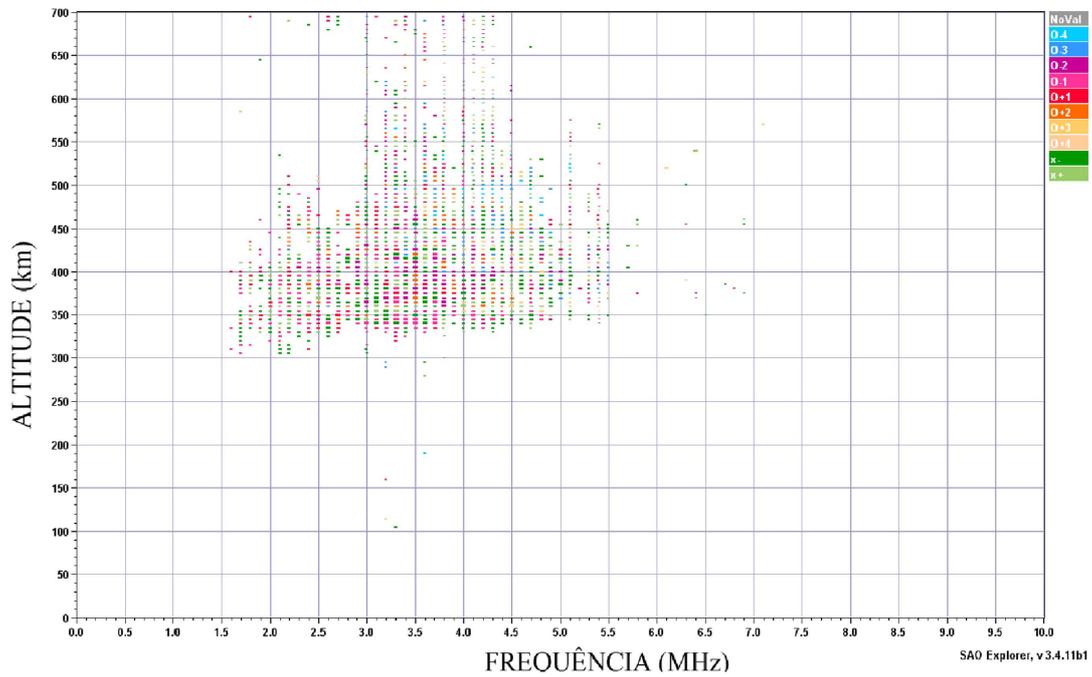


Figura 3.11: Ionogramas obtidos em São Luís (2,58°S; 44,30°W) em 18 de dezembro de 1995 às 21h15min (ionograma superior) e 21h30min (ionograma inferior).

### 3.5.2 A Campanha DEOS

Um quadro que guarda muitas semelhanças com os eventos verificados no decorrer do experimento IONEX-II teve lugar durante a campanha DEOS (*Dynamics of the Equatorial ionosphere Over SHAR*) (THIEMANN et al., 2001), onde um foguete equipado com uma sonda esférica de Langmuir foi lançado a partir do Centro Espacial de Sriharikota (SHAR) (13,7°N; 80,2°E), Índia, em 19 de abril de 1998 às 19h21min (hora local). Os perfis de densidade eletrônica observados neste experimento (Figura 3.12) foram de certa maneira análogos aqueles encontrados no IONEX-II, embora ionogramas obtidos no local e data do lançamento tenham mostrado que a ocorrência de ESF teve lugar somente após às 20h20min (STEIGIES et al., 2002).

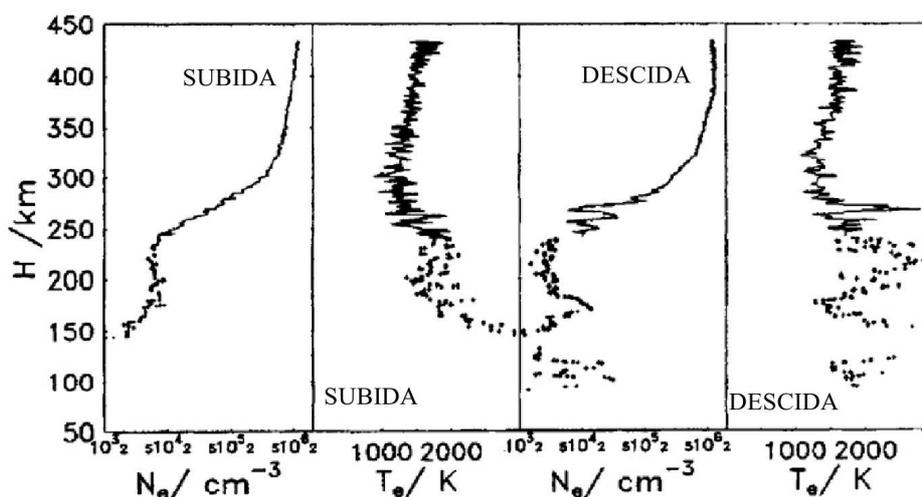


Figura 3.12: Perfis de densidade e temperatura eletrônica obtidos sobre SHAR (13,7°N; 80,2°E), Índia, em 19 de abril de 1998 às 19h21min (hora local).

Fonte: Adaptada de Thiemann et al. (2001).

O perfil obtido durante o voo de subida apresentava uma base da região F ascendente em torno dos 300 km de altitude (Figura 3.13), estando também completamente livre de bolhas de médias e/ou grandes escalas. Algumas poucas bolhas de média escala manifestaram-se somente durante o voo de descida, no intervalo de altitude entre 250 km e 300 km.

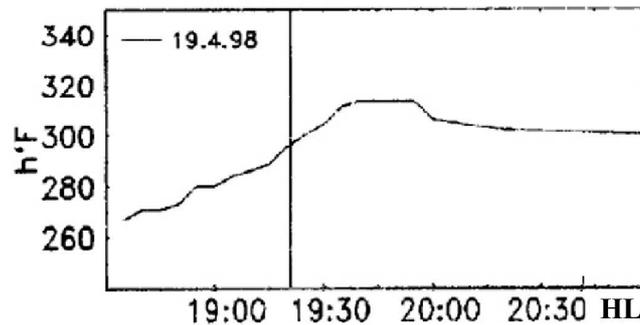


Figura 3.13: Altura virtual ( $h'F$ ) em relação a hora local (HL) de acordo com ionossonda operando em SHAR ( $13,7^{\circ}N$ ;  $80,2^{\circ}E$ ), Índia, em 19 de abril de 1998. A linha sólida preta marca o instante do lançamento do foguete quando  $h'F$  está em torno dos 300 km de altitude.

Fonte: Adaptada de [Thiemann et al. \(2001\)](#).

Exposto no segundo quadro da Figura 3.12, o perfil de temperatura eletrônica, obtido durante a subida, assume valores de mais de 2000 K numa faixa de altitude abaixo da base da região F, entre 150 e 200 km. Em relação ao próprio perfil, estes valores são tidos como anômalos, tendo em vista que a partir dos 300 km de altitude, a  $T_e$  oscila sutilmente entre 1000 K e 1500 K. Durante a descida (vide o último quadro da Figura 3.12), valores elevados de temperatura foram encontrados na parte superior do interior das bolhas, mas ao contrário do que se verificou no experimento IONEX-II, o perfil ainda exhibe um remanescente de temperatura anômala entre 150 e 200 km.

[Thiemann et al. \(2001\)](#) creditam esta anomalia na temperatura eletrônica, registrada abaixo dos 300 km, ao efeito de natureza instrumental causado pela incompatibilidade entre o elevado incremento na varredura do potencial aplicado a sonda de Langmuir e a pequena corrente coletada em virtude da baixa densidade eletrônica encontrada na região. Este efeito teria consequências diretas sobre a inclinação da curva característica  $I-V$ , por sua vez, mascarando o real valor da temperatura eletrônica.

Na ionosfera equatorial e de baixas latitudes, a região localizada um pouco abaixo da base da camada F, na fase final de seu movimento ascendente e na iminência do surgimento de bolhas de plasma, parece ser propensa a apresentar elevados valores

de temperatura eletrônica, estando ou não sob a ocorrência de ESF. Com o aparecimento de bolhas de média e/ou grandes escalas, dois quadros se definem: (a) a  $T_e$  naquela região tem uma queda acentuada, somente se as bolhas foram precedidas por evento de ESF; (b) um remanescente de temperatura anômala ainda pode ser encontrado logo abaixo na base da região F. Em ambos os casos, a temperatura eletrônica no topo das bolhas observadas será elevado. A quantidade de bolhas que serão verificadas no perfil de descida e as altas temperaturas remanescentes abaixo da base da região F parecem guardar alguma relação com a precedência ou ausência do evento de ESF. É provável que natureza eletrodinâmica deste fenômeno suporte alguma conexão com a dispersão da energia livre associada aos valores anômalos de temperatura eletrônica.

### 3.5.3 Característica da $T_e$ no interior de bolhas de plasma

Oyama e Schlegel (1988) reportaram as primeiras observações in situ da temperatura eletrônica da ionosfera equatorial, em torno dos 600 km de altitude, obtidas a partir de uma sonda de temperatura eletrônica de sensor plano circular instalada a bordo do satélite Hinotori <sup>3</sup>. Os valores coletados tanto no interior de bolhas de plasma como fora delas, conduziram os autores ao inconclusivo resultado de que a  $T_e$  no interior de uma bolha pode ser menor, maior ou até mesmo igual aos valores medidos em seu exterior. Ainda segundo os autores deste trabalho, um quadro onde a temperatura no interior de uma bolha é maior do que no seu exterior, teria como possível causa a presença de fotoelétrons produzidos pela radiação solar na região onde se encontram as bolhas e/ou em pontos magneticamente conjugados. A transferência de energia a partir de partículas de origem não-ionosférica, como aquelas que populam a Anomalia Magnética Sul-Americana, também foi cogitada como uma eventual fonte, embora não consiga explicar o porquê do aquecimento preferencial apenas no topo do interior da bolha.

Segundo Kutiev et al. (1978), os elevados valores de temperatura eletrônica observados no interior das bolhas podem ser decorrentes de fatores endógenos, onde os próprios elétrons térmicos presentes nas bolhas tornar-se-iam mais energéticos como resultado da ação provocada pelos campos elétricos intensos associados às bolhas.

---

<sup>3</sup>Tomando os valores do potencial aplicado e da corrente coletada, a temperatura eletrônica estimada pelas medidas do Hinotori foi obtida a partir da relação

$$T_e = \frac{e}{k_B} \frac{dI_e}{dV} \left( \frac{d^2 I_e}{dV^2} \right)^{-1},$$

onde a razão entre a primeira e a segunda derivada é determinada eletronicamente.

A hipótese endógena é reforçada por Muralikrishna (2006), o qual credita a origem desta temperatura anômala à operação de diferentes mecanismos de instabilidade no interior das bolhas e a consequente transferência de energia para elétrons individuais. Neste contexto, a operação do mecanismo de instabilidade de deriva de gradiente, desenvolvendo-se dentro da bolha, será decidida pela associação entre as direções do gradiente de densidade eletrônica ambiente e do campo elétrico <sup>4</sup>. Quando ambos estão na direção vertical, por exemplo, tem-se uma condição favorável para a ação deste mecanismo, estimulando a formação de irregularidades de pequena escala no interior da bolha através de um efeito de cascata direta, cujo limite dissipativo é atingido pela transferência de energia para os elétrons térmicos na parte superior do interior da bolha. Deste modo, a temperatura medida no topo da bolha será maior do que aquela determinada em sua base. Além disso, apenas uma população de elétrons será necessária para explicar este efeito de altas temperaturas, ao contrário da hipótese que associa a elevação da temperatura à presença de elétrons extra-térmicos que, como veremos adiante, deixariam sua assinatura como uma parábola adicional na função de probabilidade de energia ou mesmo no melhor ajuste encontrado para a curva característica  $I$ - $V$ .

### 3.6 Função de distribuição de energia

Uma função de distribuição pode ser interpretada como uma densidade de probabilidade no espaço de fase que não pode ser medida diretamente, logo sua quantificação se dá, por exemplo, através do fluxo de partículas coletados por um sensor. É precisamente este tipo de função que procura descrever a população das espécies do plasma dentro de um intervalo de parâmetros físicos, normalmente a velocidade ou a energia.

Avanços significativos na determinação dos parâmetros de plasma, por meio da função de distribuição de energia, têm sido obtidos em estudos efetuados em laboratório (CROWLEY et al., 2006; CROWLEY; DIETRICH, 2009; CANAL et al., 2010). Investigações análogas empreendidas através de medidas locais do plasma ionosférico, ainda são escassas, principalmente em decorrência das limitações de ordem instrumental e abordagens metodológicas.

---

<sup>4</sup>O mecanismo de deriva de gradiente é bastante apropriado para descrever o desenvolvimento de instabilidades nas circunstâncias de um plasma submetido a campos elétricos intensos com irregularidades preferencialmente alinhadas com o campo magnético.

A resposta a questão sobre a real natureza da função de distribuição de energia eletrônica na alta ionosfera pode ajudar a lançar algumas luzes sobre o domínio da metodologia mais adequada para a determinação da temperatura eletrônica. Ambas as distribuições que trataremos nesta seção são soluções da equação de Boltzmann.

### 3.6.1 Distribuição Maxwelliana

Segundo Grill (1994), a função de distribuição de velocidades  $f(v)$  para um sistema de partículas é definida como a densidade de partículas  $n$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) no espaço de velocidades que satisfaz a equação

$$n = 4\pi \int_0^{\infty} f(v) v^2 dv, \quad (3.14)$$

Considerando as seguintes premissas:

- A distribuição de velocidades dos elétrons no plasma é isotrópica;
- Os efeitos das colisões entre partículas atuam somente como um termo perturbativo para a isotropia;
- Os efeitos de aceleração provocados pelos campos elétricos podem ser desprezados.

Podemos assegurar que a função distribuição de velocidades dos elétrons é do tipo Maxwelliana, sendo expressa na forma

$$f(v) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{-m_e v^2}{2 k_B T_e} \right), \quad (3.15)$$

onde  $n_e$  é a densidade numérica dos elétrons.

A função distribuição de velocidades dos elétrons  $f(v)$  relaciona-se a função de distribuição de energia eletrônica  $F(E)$  através da expressão

$$F(E) = \frac{4\pi}{m_e} v f(v) \quad (3.16)$$

Portanto, a função de distribuição de energia Maxwelliana para os elétrons será dada por

$$F(E) = \frac{2 n_e}{\sqrt{\pi}} \frac{E^{1/2}}{\langle E \rangle^{3/2}} \exp\left(-\frac{1,5E}{\langle E \rangle}\right) \quad (3.17)$$

onde  $\langle E \rangle = 3/2 k_B T_e$  é a energia eletrônica média.

### 3.6.2 Distribuição de Druyvesteyn

Para um cenário de um plasma fora de equilíbrio termodinâmico local e permeado pelo campo elétrico, [Druyvesteyn \(1930\)](#) encontrou uma solução para a equação de Boltzmann, utilizando o expediente de linearizações e aproximações de ordem zero, obtendo a seguinte função de distribuição

$$F(E) = 1,04 n_e \frac{\sqrt{E}}{\langle E \rangle} \exp\left(-\frac{0,55 E^2}{\langle E \rangle^2}\right) \quad (3.18)$$

onde  $\langle E \rangle$  é a energia média.

Segundo [Tan \(1973\)](#), a distribuição de energia determinada por Druyvesteyn é válida para uma coleção de elétrons que apresenta as seguintes características:

- As possíveis colisões que possam existir entre elétrons e qualquer tipo de partícula são essencialmente elásticas;
- Interações do tipo elétron-elétron são desprezíveis;
- As seções transversais são constantes em todas as possíveis colisões;
- A energia dos elétrons é muito maior que a energia das partículas pesadas, logo  $T_e \gg T_i$ .

A Figura 3.14 ilustra a comparação entre as distribuições Maxwelliana e de Druyvesteyn para um espectro de energia eletrônica com energia média de 2,5 eV. Ambas as distribuições foram normalizadas. Podemos notar a presença de uma cauda

de alta energia nas duas distribuições, embora a distribuição de Druyvesteyn, comparada com a Maxwelliana, apresente uma certa carência de elétrons no extremo desta cauda, pois o número de elétrons com energias maiores que a energia mais provável decai mais rápido do que no caso Maxwelliano. Uma característica peculiar da distribuição de Druyvesteyn é a sua inclinação em direção a região de altas energias.

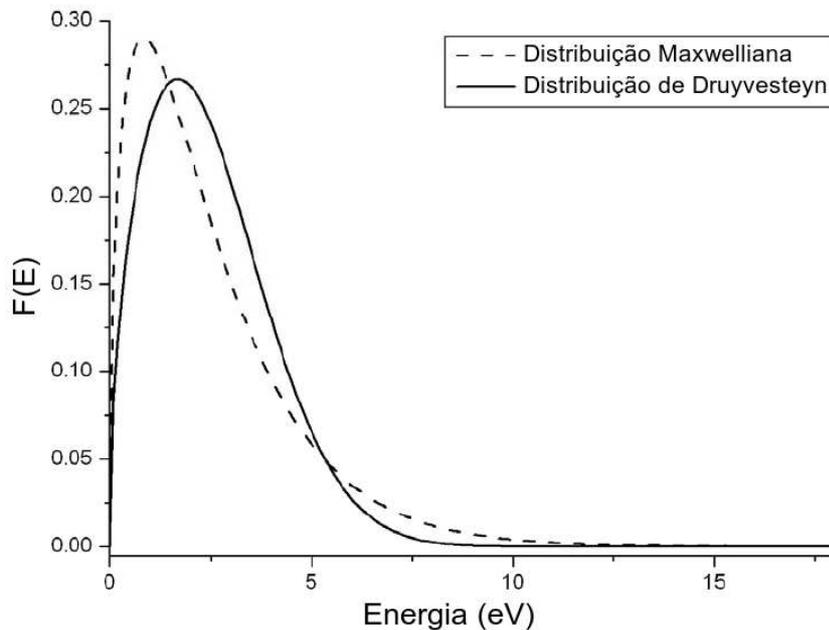


Figura 3.14: Espectro de energia eletrônica com energia média de 2,5 eV, de acordo com as distribuições Maxwelliana (linha tracejada) e de Druyvesteyn (linha sólida).  
Fonte: Adaptada de Li (2006).

Uma dedução detalhada da distribuição de Druyvesteyn como solução da equação de Boltzmann, pode ser encontrada em Canal (2009).

### 3.6.3 Determinação da função de distribuição de energia eletrônica

O procedimento aplicado para a determinação da função de distribuição eletrônica e parâmetros locais do plasma a partir da análise da curva  $I-V$ , exige previamente

uma etapa de restauração do sinal da  $I_i$  modificado durante a formatação dos dados. De outra forma, não será possível, por exemplo, efetuar o ajuste de funções teóricas à curva característica  $I-V$ . A correção consiste simplesmente na mudança de sinal do trecho de corrente localizado à esquerda do potencial flutuante  $V_f$ , de modo que a corrente  $I_i$  retorne ao seu quadrante original.

No início dos anos 1920, Mott-Smith e Langmuir sugeriram uma importante conexão entre a função de distribuição eletrônica  $F(E)$  e a segunda derivada da curva  $I-V$  obtida através de uma SL com coletor esférico (MOTT-SMITH; LANGMUIR, 1926). Uma extensão deste resultado surgiria ainda no final daquela década, quando M. J. Druyvesteyn mostrou que para qualquer SL com coletor convexo, a  $F(E)$  é proporcional a  $\sqrt{E} d^2I/dV^2$  (DRUYVESTEYN; PENNING, 1940).

O método desenvolvido por Druyvesteyn parte da expressão para a corrente eletrônica coletada num plasma não-Maxwelliano e isotrópico, expressa pela Equação 3.7, de onde é possível determinar a função de distribuição eletrônica derivando por duas vezes  $I_e$  em relação a  $V$ , da forma

$$\begin{aligned} \frac{dI_e}{dV} &= \frac{2\pi e^3}{m_e^2} A \frac{d}{dV} \int_V^\infty E \left(1 - \frac{V}{E}\right) f(v) dE \\ \rightarrow \frac{dI_e}{dV} &= -\frac{2\pi e^3}{m_e^2} A \int_V^\infty f(v) dE \end{aligned} \quad (3.19)$$

onde  $v = v(E)$ .

$$\begin{aligned} \frac{d^2I_e}{dV^2} &= -\frac{2\pi e^3}{m_e^2} A \frac{d}{dV} \int_V^\infty f(v) dE \\ \rightarrow \frac{d^2I_e}{dV^2} &= -\frac{2\pi e^3}{m_e^2} A \frac{dE}{dV} \frac{d}{dE} \int_V^\infty f(v) dE \end{aligned}$$

$$\rightarrow \frac{d^2 I_e}{dV^2} = \frac{2\pi e^3}{m_e^2} A f(v) \quad (3.20)$$

Através da Equação 3.16 e da relação  $v^2 = 2eE/m_e$ , obtemos a seguinte expressão

$$F(E) = 2\pi \left( \frac{2e}{m_e} \right)^{3/2} \sqrt{E} f(v), \quad (3.21)$$

Determinando  $f(v)$  a partir da Equação 3.20 e aplicando o resultado na Equação 3.21, obtém-se a seguinte expressão para o cálculo da função de distribuição de energia eletrônica a partir da segunda derivada da curva característica  $I-V$

$$F(E) = \frac{2m_e}{Ae^2} \left( \frac{2eE}{m_e} \right)^{1/2} \frac{d^2 I_e}{dV^2}, \quad (3.22)$$

onde  $F(E)$  é o número de elétrons com energia no intervalo delimitado entre  $[eE, eE + edE]$  em elétron-volt ( $eV$ ), sendo  $E = V_p - V$ , e  $A$  a área da superfície coletora do sensor.

A expressão 3.22 proposta por Druyvesteyn é válida apenas assumindo que a lâmina de plasma que envolve o sensor é simétrica e que  $\lambda_e \gg \sigma \gg r$ , onde  $\lambda_e$  é o livre caminho médio dos elétrons,  $\sigma$  é a espessura da lâmina de plasma e  $r$  é o raio do sensor esférico da SL.

A identificação destes 3 fatores define se o regime de operação da sonda é classificado como colisional ou não-colisional. No regime colisional, efeitos de difusão e fluxo viscoso, desprezados na formulação de Druyvesteyn, recuperam a sua importância. Para o caso não-colisional, o tratamento de Druyvesteyn simplifica a determinação da função de distribuição eletrônica no plasma ionosférico. Dependendo da dimensão característica da sonda, uma exceção pode ter lugar no pico de densidade eletrônica onde, não raro, a razão  $\sigma/r$  é pequena para assegurar a condição do movimento orbital limitado (MOL), comprometendo a validade da expressão de Druyvesteyn.

Para verificar se este desvio da condição de validade ocorre ao longo do voo do experimento IONEX-II, estimamos os valores de  $\sigma$  e  $\lambda_e$  para a região de máxima densidade eletrônica  $n_e = 7,06 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$  (em  $h=397 \text{ km}$ , durante a subida). Uti-

lizando a expressão para a frequência de colisão dos elétrons fornecida por (KELLEY, 2009)

$$\nu_e \equiv 5,4 \times 10^{-10} n_n T_e^{1/2} + \left[ 34 + 4.18 \ln \left( \frac{T_e^3}{n_e} \right) \right] n_e T_e^{-3/2}, \quad (3.23)$$

e a equação para o cálculo da velocidade térmica média do elétrons, considerando uma distribuição de velocidades Maxwelliana

$$\langle v_e \rangle = \left( \frac{8 k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad (3.24)$$

onde a densidade dos constituintes neutros  $n_n$  foi obtida através do modelo empírico atmosférico MSIS-E 90 (HEDIN, 1991) e a temperatura  $T_e=960,6$  K fornecida pelo modelo empírico ionosférico IRI-2007 (BILITZA; REINISCH, 2008), determinamos os valores numéricos para os seguintes parâmetros:  $\sigma = 6,25$  cm e  $\lambda_e = 127$  m. Como o raio do sensor da sonda é  $r = 3$  cm, a condição  $\lambda_e \gg \sigma \gg r$  estará assegurada.

A densidade eletrônica,  $n_e$  pode ser obtida através da integral de  $F(E)$  em relação a energia

$$n_e = \int_0^{E_{max}} F(E) dE, \quad (3.25)$$

bem como a energia eletrônica média

$$\langle E \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{E_{max}} E F(E) dE, \quad (3.26)$$

onde  $E_{max}$  é a energia máxima do espectro de elétrons. Os valores de  $n_e$  utilizados ao longo deste trabalho serão obtidos através da corrente de saturação eletrônica da SL, em vez de optarmos por resultados derivados a partir da Equação 3.25.

No caso de uma distribuição de energia eletrônica não-Maxwelliana, a noção de temperatura eletrônica é ambígua, pois a expressão usualmente adotada para  $T_e$  é

derivada considerando-se uma distribuição Maxwelliana de elétrons <sup>5</sup>. No entanto, uma temperatura eletrônica efetiva  $T_{eff}$  definida, de acordo com a Lei de Stefan-Boltzmann, como a temperatura termodinâmica de um corpo negro equivalente que emite aquela mesma quantidade de radiação eletromagnética, pode ser expressa a partir da energia eletrônica média determinada por meio da integral de qualquer tipo de distribuição de energia (CROWLEY; DIETRICH, 2009), segundo a relação

$$T_{eff} = \frac{2}{3} \langle E \rangle = \frac{2}{3 n_e} \int_0^{E_{max}} E F(E) dE, \quad (3.27)$$

Uma nova abordagem proposta por Canal (2009), levando em conta os efeitos da difusão dos elétrons em direção a sonda, permite ampliar o domínio de aplicação da Equação 3.22 para além do limite  $\lambda_e \gg \sigma + r$ .

---

<sup>5</sup>Para um distribuição não-Maxwelliana,  $T_e$  perde seu significado padrão. A energia eletrônica média  $\langle E \rangle$  torna-se o parâmetro mais adequado. Assim, convém redefinir a temperatura em termos da  $\langle E \rangle$  (POLYCHRONOPULOS, 1973).



## 4 REDUÇÃO DE DADOS

Este capítulo apresenta uma discussão sobre os métodos adotados na redução de dados dos experimentos IONEX-II e F2Glow-2. A parte relativa ao primeiro experimento envolve o procedimento utilizado para o ajuste de curvas características  $I-V$  do tipo apresentado na Figura 3.2. A partir do resultado de cada ajuste será possível obter o potencial do plasma  $V_p$  e a função de distribuição eletrônica  $F(E)$  nas regiões de interesse. A segunda parte do capítulo é reservada a determinação da atitude do foguete e correções de natureza instrumental, referentes ao voo do experimento F2Glow-2. Os perfis de emissão integrada do OI  $\lambda 630$  nm, obtidos via fotômetro transversal, resultam desta etapa.

### 4.1 Redução de dados do experimento IONEX-II

#### 4.1.1 Determinação da função de distribuição eletrônica

A partir da expressão de Druyvesteyn apresentada em 3.22, poderíamos imediatamente pensar que a função de distribuição  $F(E)$  surgiria diretamente a partir da curva  $I-V$  diferenciada numericamente por duas vezes em relação ao potencial da sonda. Entretanto, os dados da curva  $I-V$  em sua forma original são inerentemente ruidosos, fornecendo uma derivada segunda com a mesma natureza (Figura 4.1), logo requerem suavizações entre as sucessivas etapas de diferenciação, de maneira que a  $F(E)$  resultaria condicionada ao desempenho do método de suavização empregado (CROWLEY; DIETRICH, 2009).

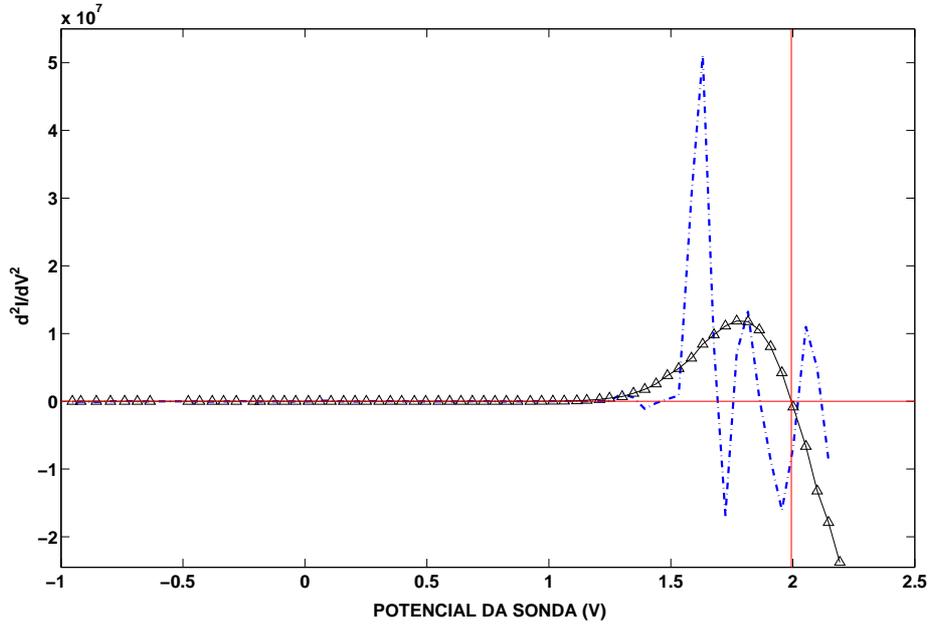


Figura 4.1: Segunda derivada de uma curva característica  $I$ - $V$  em sua forma original (linha ponto e traço) e da mesma curva ajustada com uma função teórica (linha com triângulos).

Uma alternativa proposta por Boyd e Twiddy (1959), denominada de método do segundo harmônico, consiste em determinar eletronicamente a segunda derivada de  $I$  em relação a  $V$ , superpondo um pequeno sinal ac de amplitude  $a$  ao potencial da sonda, de modo a induzir uma distorção na corrente coletada pelo sensor. Demodulando a corrente, no sentido de remover sua componente na frequência da portadora, obtém-se a relação  $d^2I/dV^2 = -i_{2\omega} 4/a^2$ , onde  $i_{2\omega}$  é a componente do segundo harmônico na corrente do sensor <sup>1</sup>. Naturalmente, este método de perturbação não linear do potencial da sonda somente pode ser efetuado durante o voo da SL, mediante circuitos eletrônicos adicionais, não admitindo sua implementação em dados previamente coletados. Para este último caso, podemos adaptar o expediente utilizado por Hoegy e Brace (1999) para derivar parâmetros do plasma ionosférico através do ajuste da curva característica  $I$ - $V$  com funções teóricas.

<sup>1</sup>Quando a distribuição eletrônica é Maxwelliana, a componente do segundo harmônico pode ser expressa por  $i_{2\omega} \approx -a^2/4 (e/k_B T_e)^2 i_o \exp(eV/k_B T_e)$ , onde  $i_o$  é a corrente de saturação eletrônica. É possível distinguir se a distribuição eletrônica é ou não Maxwelliana, verificando a linearidade da curva semilog de  $i_{2\omega}$  em relação ao potencial da sonda.

## Ajuste da curva característica $I-V$

Se soubéssemos de antemão detalhes sobre as populações de íons e elétrons coletadas em cada medida, poderíamos implementar cada uma destas contribuições como termos da equação de ajuste, melhorando-a significativamente. Como dispõe-se apenas da curva  $I-V$ , as funções teóricas de ajuste serão escolhidas baseadas em experiências encontradas na literatura (HOEGY; BRACE, 1999). Uma função que reproduza o comportamento médio da curva  $I-V$ , em vez de privilegiar detalhes, parece ser a melhor opção, uma vez que o sobre-ajuste dos dados também proporciona um resultado similar ao que ocorre com a segunda derivação dos dados originais.

Uma amostra do procedimento de ajuste de uma curva típica pode ser visualizada através da Figura 4.2, onde podemos ver uma curva característica  $I-V$ , já com o sinal da  $I_i$  restaurado, obtida em torno dos 456 km de altitude durante o voo de descida. Enquanto o potencial da sonda é medido em Volts (V), a corrente é dada em unidades arbitrárias (und. arb.), sendo proporcional ao número de elétrons recolhidos pela sonda. Ao longo do intervalo completo de potencial da sonda, a curva  $I-V$  foi ajustada com funções teóricas utilizando o método dos mínimos quadrados não linear.

Como a teoria clássica de Mott-Smith e Langmuir (MOTT-SMITH; LANGMUIR, 1926) assume que o plasma segue uma distribuição Maxwelliana, onde a corrente eletrônica é dada pela Equação 3.4, uma equação do tipo

$$I = a \exp(b V), \quad (4.1)$$

pode ser aplicada no ajuste da curva  $I-V$ , a partir do qual determina-se as constantes  $a$  e  $b$ . Para efeito de comparação, a qualidade dos ajustes é quantificada através do coeficiente de determinação ( $R^2$ ) que varia entre 0 e 1, sendo também adimensional (ARA et al., 2003). O coeficiente de determinação é igual ao quadrado do coeficiente de correlação de Pearson  $R$  e representa uma medida da proporção da variabilidade da curva experimental que pode ser explicada pela variabilidade da curva de ajuste. Sendo a diferença entre o valor real de um ponto  $Y (x_i, y_i)$  e o seu valor estimado  $Y'$ , concebido como a variação não explicada por uma reta de regressão, onde  $\Sigma(Y - Y')^2$ ; a variação total como a soma dos desvios ao quadrado de todos os pontos em relação ao seu valor médio  $\langle Y \rangle = Y^*$ ,  $\Sigma(Y - Y^*)^2$ ; e a diferença entre o valor  $Y'$  e  $Y^*$ , na

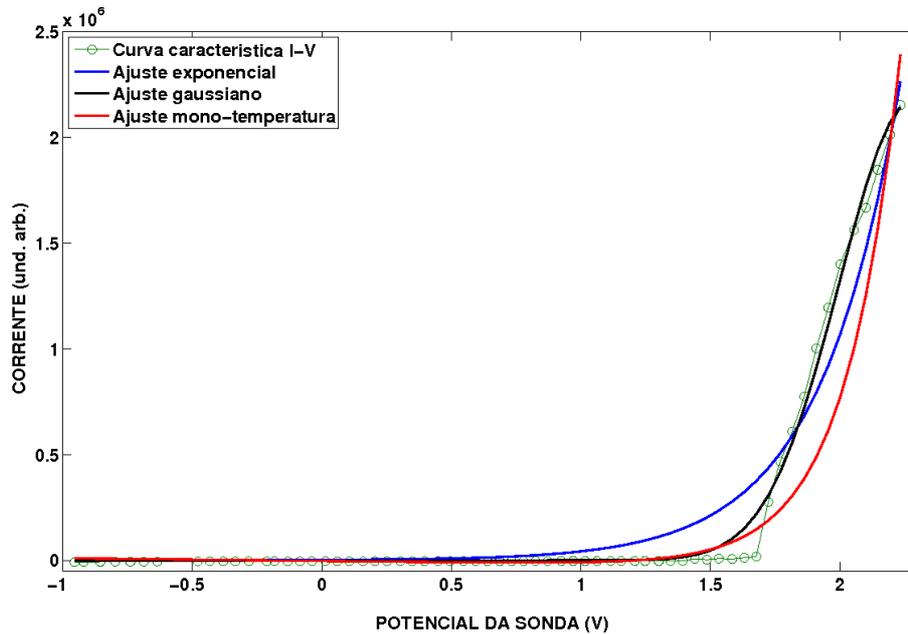


Figura 4.2: Curva característica  $I$ - $V$  obtida em torno dos 456 km de altitude durante o voo de descida (linha verde com círculos) e seus respectivos ajustes teóricos: exponencial (linha sólida azul), gaussiana (linha sólida preta) e mono-temperatura (linha sólida vermelha).

forma  $\Sigma (Y' - Y^*)^2$ , a variação explicada, podemos afirmar que

$$\Sigma (Y - Y^*)^2 = \Sigma (Y' - Y^*)^2 + \Sigma (Y - Y')^2,$$

ou seja, a variação total é igual a variação explicada mais a variação não explicada (FAU, 2010). O coeficiente de determinação ( $R^2$ ) será dado então pela razão entre a variação explicada e a variação total

$$R^2 = \frac{\Sigma (Y' - Y^*)^2}{\Sigma (Y - Y^*)^2}$$

Estando claro através da Figura 4.2 que a Equação 4.1 não é o melhor ajuste para a curva  $I$ - $V$ , pois a partir de 0,7 V, a função deixa de ajustar bem os dados experimen-

tais, podemos então seguir por testando outras opções de curvas. Uma alternativa que apresenta certa semelhança com a curva expressa pela Equação 4.1, mas que adicionalmente contempla também a região que compreende a corrente de íons foi proposta em (HOEGY; BRACE, 1999), sendo denominada de ajuste mono-temperatura, sendo dado por

$$I = a + bV + c \exp(dV), \quad (4.2)$$

onde  $a$ ,  $b$ ,  $c$  e  $d$  serão as constantes determinadas pelo ajuste. Na Equação 4.2, os primeiros dois termos representam a variação da corrente de íons positivos recolhidos pelo sensor da sonda, enquanto o terceiro termo corresponde a corrente de elétrons do potencial retardante. Outra componente Maxwelliana similar ao terceiro termo pode ser incluída na equação para testar se a curva  $I-V$  guarda informações de duas populações diferentes de elétrons com distintas temperaturas (HOEGY; BRACE, 1999). Para as curvas características estudadas neste trabalho, o resultado dos ajustes com a expressão de dupla-temperatura foram bastante discordantes, sugerindo que apenas uma população de elétrons é encontrada nos dados. Este resultado será confirmado adiante por meio de outro teste.

A função teórica que apresentou os melhores ajustes aos dados experimentais foi a gaussiana dada pela seguinte expressão

$$I = a \exp \left[ -\frac{(V - b)^2}{c^2} \right], \quad (4.3)$$

onde  $a$  é a amplitude do pico,  $b$  é a posição do pico no eixo  $x$  e  $c$  é a largura a meia altura do pico.

As Tabelas 4.1 e 4.2 apresentam os resultados dos ajustes das curvas características  $I-V$  obtidas durante do voo de subida e descida com os 3 melhores tipos de curvas teóricas testadas (exponencial, gaussiana e mono-temperatura). A partir da Figura 4.3, as alturas listadas nas tabelas podem ser associadas a pontos de interesse nos perfis de densidade eletrônica obtidos a partir da corrente de saturação eletrônica medida pela sonda de Langmuir. Adiante, determinaremos as funções de distribuição eletrônica para estes pontos.

Tabela 4.1: Resultados dos ajustes das curvas características  $I-V$  obtidas durante do voo de subida com os 3 melhores tipos de curvas teóricas testadas (exponencial, gaussiana e mono-temperatura). A primeira coluna fornece a altura média (em km) correspondente a respectiva curva  $I-V$ . A qualidade dos ajustes é quantificada pelo coeficiente de determinação  $R^2$ .

<b>h (km)</b>	<b>Exponencial</b>	<b>Gaussiana</b>	<b>Mono-temperatura</b>
262	0,9650	0,9713	0,9682
332	0,9778	0,9927	0,9648
337	0,8950	0,9713	0,9640
392	0,9669	0,9929	0,8987
424	0,9782	0,9950	0,9393
456	0,9703	0,9964	0,9635

Tabela 4.2: Resultados dos ajustes das curvas características  $I-V$  obtidas durante do voo de descida com os 3 melhores tipos de curvas teóricas testadas (exponencial, gaussiana e mono-temperatura). A primeira coluna fornece a altura média (em km) correspondente a respectiva curva  $I-V$ . A qualidade dos ajustes é quantificada pelo coeficiente de determinação  $R^2$ .

h (km)	Exponencial	Gaussiana	Mono-temperatura
284	0,9802	0,9936	0,9830
295	0,9517	0,9858	0,9601
383	0,9537	0,9873	0,9245
400	0,9595	0,9954	0,8598
428	0,9645	0,9965	0,9310
435	0,5810	0,9016	0,4525
456	0,9581	0,9945	0,8996
480	0,9667	0,9853	0,8949
539	0,9589	0,9894	0,8854

### Determinação do $V_p$ e da $F(E)$

Para o caso de uma curva  $I-V$  ideal, o ponto que marca a transição entre a região de potencial retardante e a de saturação eletrônica, cuja abscissa é caracterizada como o potencial do plasma  $V_p$ , é suficientemente acentuado. No entanto, em curvas  $I-V$  reais, obtidas para diferentes geometrias, esta transição é bastante sutil. Neste caso, o melhor expediente a ser utilizado é determinar  $V_p$  a partir do ponto de inflexão da derivada segunda da curva teórica que melhor ajusta a curva característica  $I-V$ , como pode ser visto, por exemplo, na Figura 4.4.

As Tabelas 4.3 e 4.4 apresentam os valores de  $V_p$  determinados pelo método da segunda derivada para alturas selecionadas durante os voos de subida e descida, respectivamente.

Uma vez determinados a derivada segunda da curva  $I-V$  ajustada e o valor do po-

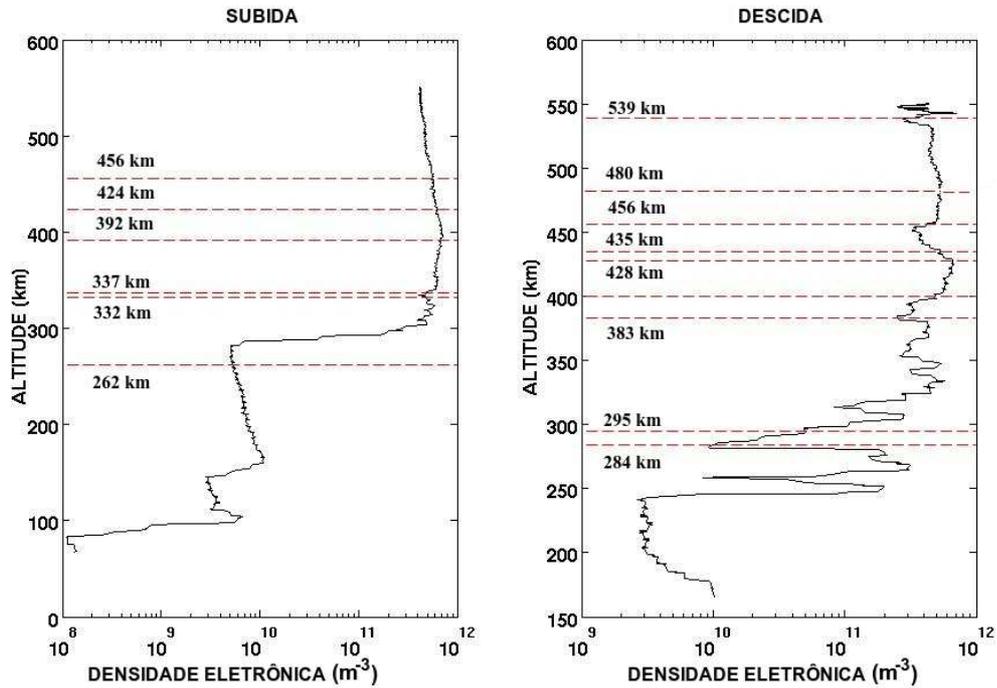


Figura 4.3: Perfis verticais de densidade eletrônica medidos durante os voos de subida (esquerda) e descida (direita) do experimento IONEX-II. As alturas listadas nas Tabelas 4.1 e 4.2 podem ser associadas a pontos de interesse nestes perfis. As linhas tracejadas marcam a posição de cada um destes pontos no perfil.

Tabela 4.3: Valores do potencial do plasma  $V_p$  (em V) determinado através da segunda derivada das curvas gaussianas que melhor ajustam as curvas características  $I-V$  obtidas durante do voo de subida.

$h$ (km)	$V_p$ (V)
262	2,350
332	2,237
337	2,065
392	2,182
424	2,253
456	2,034

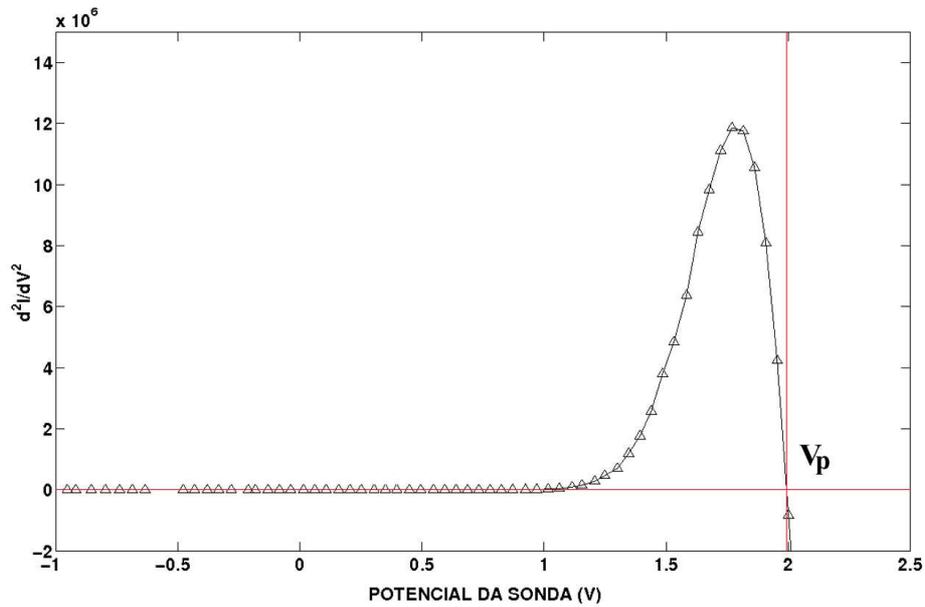


Figura 4.4: Segunda derivada da curva  $I-V$  ajustada com a função gaussiana. A curva característica  $I-V$  foi obtida em torno dos 456 km de altitude durante o voo de descida. O valor do potencial do plasma  $V_p$  é encontrado no ponto da abscissa onde a derivada segunda é nula.

Tabela 4.4: Valores do potencial do plasma  $V_p$  (em V) determinado através da segunda derivada das curvas gaussianas que melhor ajustam as curvas características  $I-V$  obtidas durante do voo de descida.

$h$ (km)	$V_p$ (V)
284	2,168
295	2,083
383	2,170
400	2,085
428	1,840
435	1,867
456	1,994
480	1,990
539	2,090

tencial do plasma  $V_p$ , de maneira que  $E = V_p - V$ , obteremos finalmente a função de distribuição de energia eletrônica  $F(E)$  através da Equação 3.22, conforme exemplo apresentado na Figura 4.5. Conforme discutido acima, será possível calcular a densidade eletrônica, a energia eletrônica média e a temperatura eletrônica efetiva, aplicando  $F(E)$ , respectivamente, nas equações 3.25, 3.26 e 3.27, sem recorrer ao expediente de uma aproximação para o caso Maxwelliano.

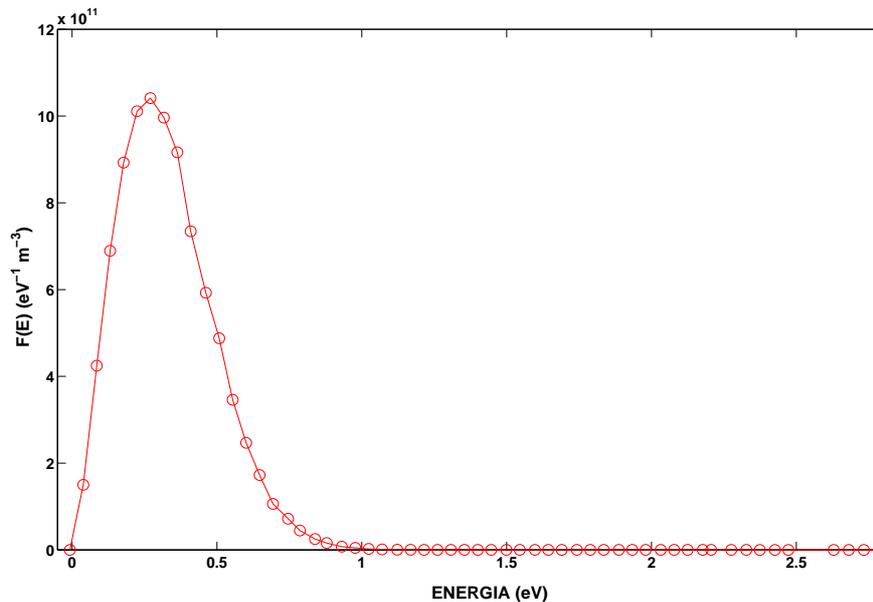


Figura 4.5: Função de distribuição de energia eletrônica correspondente ao ajuste da curva  $I-V$  obtida em torno dos 456 km de altitude durante o voo de descida. As linhas tracejadas marcam as posições correspondentes a cada um destes pontos.

## 4.2 Redução de dados do experimento F2Glow-2

### 4.2.1 Descrição do voo logístico

O voo logístico do experimento F2Glow-2 teve duração de aproximadamente 13 minutos. Ao terminar a queima do combustível do segundo estágio, o foguete entrou num regime de voo livre aos 59 s após o lançamento. A partir deste momento, verificou-se a estabilidade de seu movimento precessional com período de aproxi-

madamente 17,48 s e ângulo médio de cone de precessão de  $\pm 4,5^\circ$ . O período de rotação na região de voo livre foi de 0,177 s. De acordo com dados obtidos pelos radares de trajetografia, durante a primeira parte do voo balístico, o ângulo médio de elevação foi de  $70,69^\circ$ .

Para assegurar condições de voo com céu escuro e ionosfera calma, ideais para realização de medidas de emissões aeroluminescentes, o lançamento se deu 3h54min antes do surgimento da Lua Nova. O índice kp associado a hora do lançamento é igual a 3. Não foram observadas evidências de bolhas ionosféricas, o que foi posteriormente confirmado através de medidas in situ de densidade eletrônica.

#### **4.2.2 Correções iniciais**

##### **Mudança de coordenadas**

Informações sobre a evolução do ângulo azimutal e da elevação do foguete foram determinadas pelos radares de trajetografia, a partir do sinal emitido pelo transponder ao longo do voo.

Para reconstituir o histórico destes ângulos durante o intervalo de voo balístico e no referencial inercial fixado na rampa de lançamento, faz-se necessário efetuar uma mudança de coordenadas, onde

$102^\circ 29' 16''$  (azimute)

$-1^\circ 6' 16''$  (elevação)

1381,79 m (distância)

são as coordenadas da rampa de lançamento no referencial do radar Bearn que servirão de referência para a transformação.

##### **Caracterização dos agentes de modulação**

A partir do sinal fotométrico ou dos registros fornecidos pelas duas componentes do magnetômetro é possível identificar as contribuições na modulação destes sinais, devido aos movimentos de rotação e precessão do foguete. Em ambos os tipos de sinais, as modulações se manifestam como variações periódicas bem definidas. No entanto, as medidas efetuadas pelo magnetômetro, em relação ao campo geomagnético

$\vec{B}$ , prestam-se melhor a este propósito, pois são constituídas de duas componentes independentes e perpendiculares entre si (Figura 4.6), onde se pode facilmente identificar as modulações majoritárias.

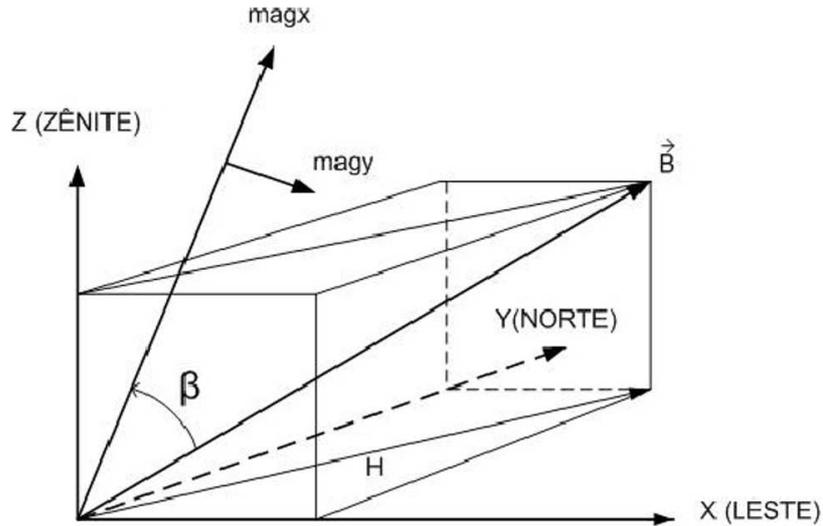


Figura 4.6: Representação esquemática do magnetômetro de dois eixos em relação ao campo geomagnético  $\vec{B}$ , onde a componente  $magx$  está alinhada com o eixo longitudinal do foguete. Note que  $\beta$  é o ângulo entre esta componente e  $\vec{B}$ .

Como podemos visualizar na Figura 4.7 (superior), a precessão é a modulação majoritária no sinal da componente  $magx$ , enquanto que a modulação do movimento rotação se destaca nos dados de  $magy$  (Figura 4.8, superior). A partir da contagem do número de picos contidos num determinado intervalo de tempo do sinal de cada uma destas componentes é possível estimar a frequência de precessão  $f_p=0,06$  Hz (Figura 4.7, inferior) e a frequência de rotação  $f_s=6$  Hz (Figura 4.8, inferior)

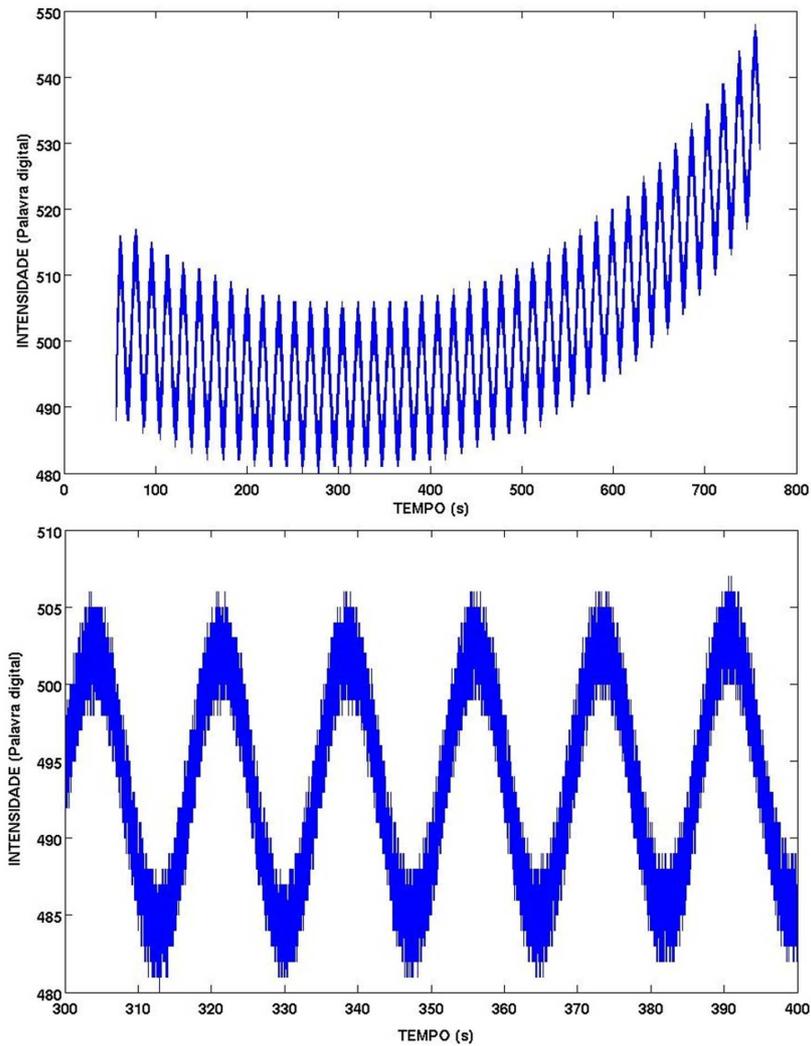


Figura 4.7: Sinal da componente x do magnetômetro de 2 eixos ( $mag_x$ ) registrado durante o intervalo de voo balístico (acima). A modulação do sinal devido ao movimento de precessão do foguete é majoritária nesta componente. A partir do número de picos contidos no intervalo entre 300 e 400 s (abaixo) será possível estimar a frequência de precessão  $f_p$ .

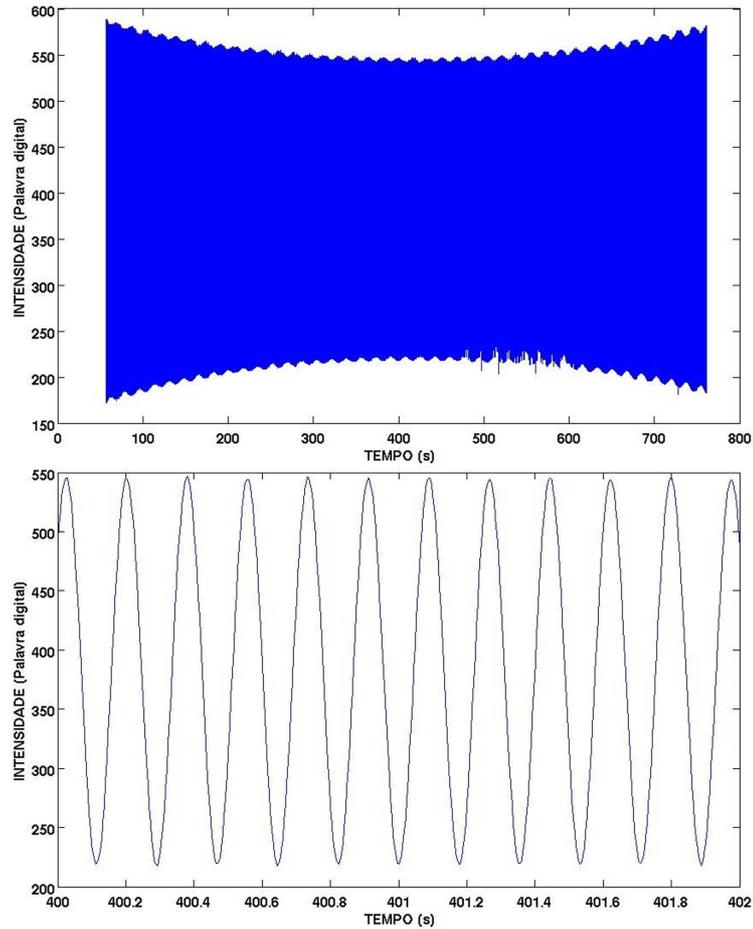


Figura 4.8: Sinal da componente y do magnetômetro de 2 eixos (magy) registrado durante o intervalo de voo balístico (acima). A modulação do sinal devido ao movimento de rotação do foguete é majoritária nesta componente. A partir do número de picos contidos no intervalo entre 400 e 402 s (abaixo) será possível estimar a frequência de rotação  $f_s$ .

Os valores de  $f_p$  e  $f_s$  podem ainda ser confirmados através do periodograma do sinal de cada componente do magnetômetro. Os valores de frequência fornecidos pelos periodogramas seriam um pouco mais precisos. A Figura 4.9 apresenta um periodograma obtido a partir dos dados da componente y do magnetômetro (magy), onde o pico assinalado indica a frequência de rotação do foguete como sendo  $f_s=5,6$  Hz, enquanto a contagem do número de picos, num certo intervalo de tempo, forneceu o valor de  $f_s=6$  Hz. Em conformidade com o valor anteriormente obtido, a frequência

de precessão verificada no periodograma também é igual a  $f_p = 0,06$  Hz.

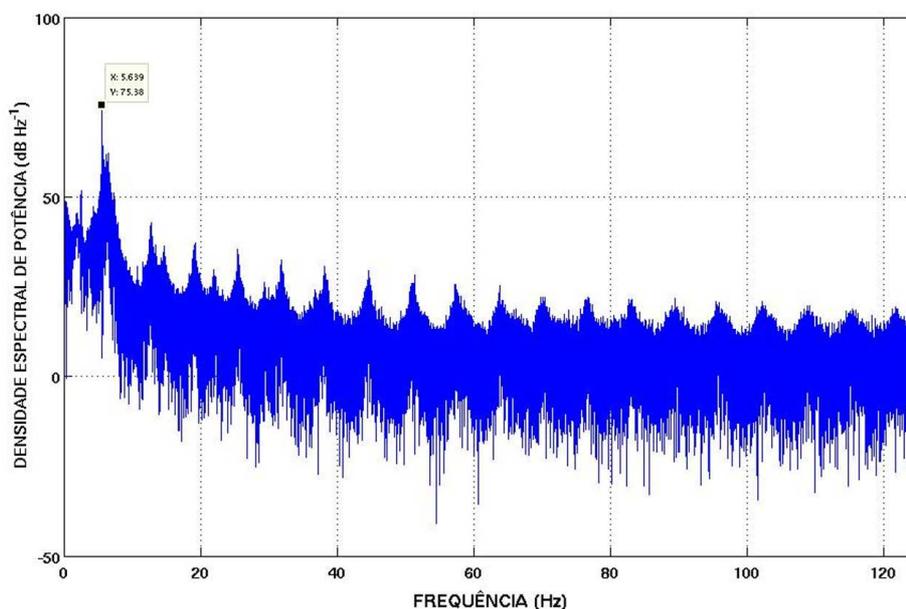


Figura 4.9: Periodograma dos dados da componente  $y$  do magnetômetro (magy). O pico assinalado indica a frequência de rotação do foguete como sendo  $f_s = 5,6$  Hz.

### Correção de sobrecontagem

O sinal fornecido pelo fotômetro é proporcional ao número de fótons detectados durante um intervalo de tempo de 4 ms. Na prática, o resultado desta medida, registrada pelos contadores, aparece como um valor inteiro limitado no intervalo entre 0 e 1023, em palavra digital de 10 bits. Assim, mesmo que um sinal superior a 1023 seja detectado pelo fotômetro, o contador só conseguirá registrar um limite máximo de 1023. O resultado deste tipo de saturação pode ser verificado na Figura 4.10-A. Para reconstituir o sinal ao seu valor original, faz-se necessário efetuar um procedimento de correção de sobrecontagem. Logo, a região onde o sinal sofreu efeito de saturação deverá ser acrescida em uma ou mais vezes o valor de 1023. O efeito desta correção é mostrado na Figura 4.10-B.

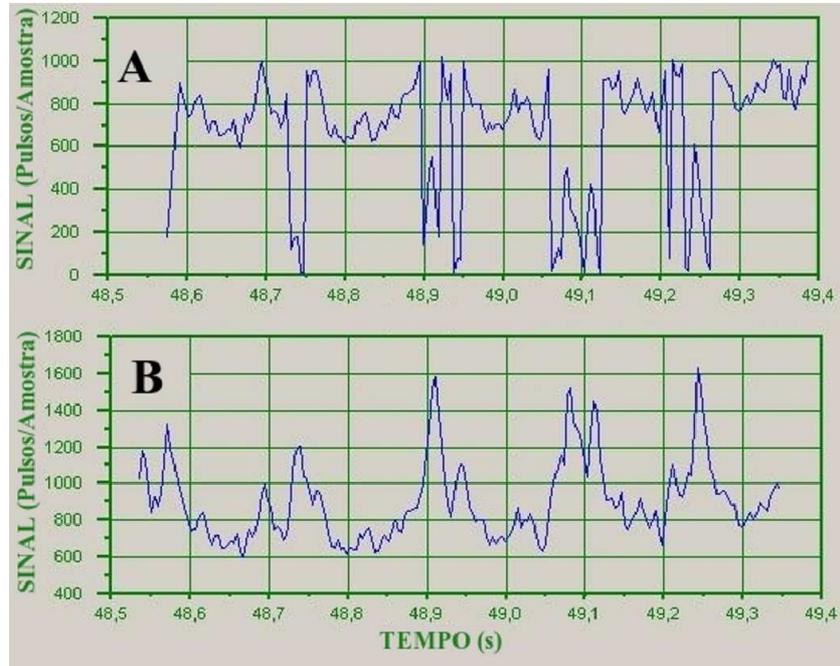


Figura 4.10: (A) Sinal do fotômetro OI  $\lambda 630$  nm entre 48,5 e 49,4 s com regiões distorcidas pela ação do limite máximo de registro de 1023 fótons em palavra digital de 10 bits. (B) Sinal anterior após passar pelo procedimento de correção de sobrecontagem.

### Conversão do sinal do magnetômetro

Antes de aplicar as medidas do magnetômetro na determinação da atitude veicular é preciso converter o sinal, registrado em palavra digital (na representação decimal), para nanotesla (nT). A calibração prévia do magnetômetro estabelece que a variação de um sinal, em palavra digital, entre 0 a 1023, equivale a uma variação de  $\pm 600$  mG, onde o valor médio  $511,5 \pm 8,5 \iff 0 \pm 10$  mG. Uma vez efetuada a conversão para miligauss, o resultado em nanotesla é facilmente derivado a partir da relação:  $1 \text{ mG} = 100 \text{ nT}$ .

### Determinação de perfil absoluto de densidade eletrônica

Devido a grande variabilidade na densidade eletrônica encontrada ao longo do voo, as medidas obtidas através da sonda de Langmuir (SL) fornecem, na realidade, um perfil de densidade relativo. Para obter um perfil absoluto, podemos empreender uma comparação do valor de densidade eletrônica encontrado no pico da camada F2 (NmF2), fornecido por um ionograma, com os valores análogos encontrados nos

perfis relativos medidos pela SL.

O ionograma foi obtido em 12 de Maio de 2002, às 01h10min (hora local), a partir da digissonda instalada em Itaitinga-CE ( $3,97^\circ$  S;  $38.52^\circ$ W), onde na altura do pico  $hmF2 = 452,2$  km, têm-se uma frequência crítica da onda ordinária  $foF2 = 7,70$  MHz. Usando a relação  $ne [cm^{-3}] = 1,24 \times 10^4 (foF2 [MHz])^2$ , obtemos que a densidade no pico  $NmF2 = 7,35 \times 10^5 cm^{-3}$ , logo comparando com os valores dos picos F2Glow-2  $NmF2 = 4,35 \times 10^5 cm^{-3}$  (subida) e  $NmF2 = 5,52 \times 10^5 cm^{-3}$  (descida), teremos uma constante igual a 1,53 com a qual ajustamos o valor da altura do pico dos perfis obtidos em escala relativa. Os perfis absolutos de densidade eletrônica que resultaram deste procedimento podem ser vistos na Figura 4.11.

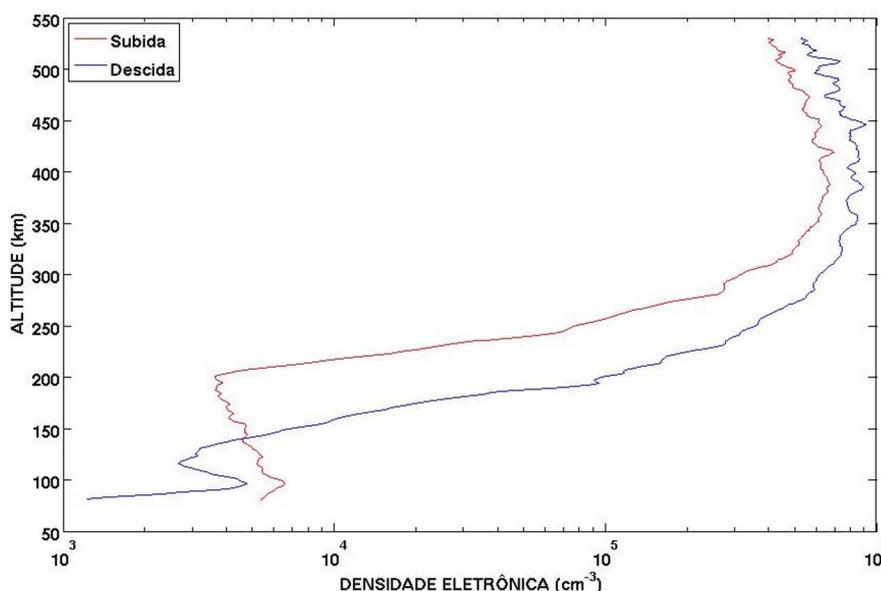


Figura 4.11: Perfis de densidade eletrônica obtidos nos voos de subida (linha sólida vermelha) e descida (linha sólida azul), durante o experimento F2Glow-2 em 12 de maio de 2002 às 01h47min (hora local).

### 4.2.3 Determinação da atitude veicular

#### Conversão tempo-altura

A partir das coordenadas esféricas da posição do foguete ao longo do voo, obtidas através dos radares de trajetografia e posteriormente convertidas para o referencial

da rampa de lançamento, foi possível aplicar o método dos mínimos quadrados para ajustar uma curva teórica para uma trajetória balística. Segundo Melo (1994), para determinar os coeficientes deste ajuste foram levados em conta fatores como a esfericidade da Terra e a variação da força gravitacional com a altitude. Um polinômio que permite determinar a altitude (em km) a partir do tempo de voo (Equação 4.4), decorre desta análise. A Tabela 4.5 apresenta os coeficientes da Equação 4.4 e seus respectivos erros.

$$h = -106,58 + 3,51 t - 4,79 \times 10^{-3} t^2 + 1,25 \times 10^{-6} t^3 - 7,52 \times 10^{-10} t^4 \quad (4.4)$$

Tabela 4.5: Coeficientes utilizados na Equação 4.4 e seus respectivos erros.

Coeficiente	Erro
-106,58	0,13
3,51	$2,00 \times 10^{-5}$
$-4,79 \times 10^{-3}$	$2,35 \times 10^{-8}$
$1,25 \times 10^{-6}$	$3,12 \times 10^{-11}$
$-7,52 \times 10^{-10}$	$4,24 \times 10^{-14}$

### Determinação do ângulo zenital

Para se reconstituir o quadro da evolução da visada do fotômetro, durante o voo, em relação a camada emissora, devemos determinar a atitude do foguete com razoável precisão. Conhecendo-se o período precessional, a atitude pode então ser inferida da correlação entre os dados fornecidos pelo magnetômetro de dois eixos e o modelo IGRF.

A informação fornecida pelo magnetômetro sugere o ângulo de inclinação  $\beta$  do eixo longitudinal do foguete em relação ao campo geomagnético  $\vec{B}$  (Figura 4.6), deduzido a partir de uma das seguintes relações envolvendo as componentes longitudinal e transversal do magnetômetro

$$magx = B \cos\beta, \quad (4.5)$$

$$magy(p) = B \sen\beta, \quad (4.6)$$

onde  $p$  assinala a exclusividade de pontos de máximo ou de mínimo presentes nos dados de  $magy$ .

Assim, tanto para a Equação 4.5 quanto para a Equação 4.6, o ângulo  $\beta$  pode ser determinado ao longo da trajetória balística utilizando  $\vec{B}$  (em nT) fornecido pelo modelo IGRF-10 <sup>2</sup>.

Ao longo da trajetória, através dos valores da inclinação do foguete  $\beta$  em relação a  $\vec{B}$ , bem como do período precessional, será possível definir a variação do cone de precessão com a altura. Considerando o foguete como um ponto ao longo da trajetória, o radar Bearn fornece o ângulo médio do eixo do cone de precessão que será igual ao ângulo zenital médio. Avaliando estes dados, do ponto de vista da evolução do ângulo do cone precessional  $\varphi$ , podemos determinar o ângulo zenital em qualquer instante do voo balístico e, por sua vez, a atitude do foguete. A inclinação do foguete (F), relativa ao campo geomagnético  $\vec{B}$  e ao zênite, é esquematicamente representada na Figura 4.12, onde  $\vec{OC}$  e  $\varphi$  são, respectivamente, o eixo e o ângulo do cone de precessão;  $\beta$  é o ângulo do eixo longitudinal do foguete em relação a  $\vec{B}$ ;  $\theta$  é o ângulo zenital;  $\vec{\omega}_p$  e  $\vec{\omega}_s$  são, respectivamente, as taxas de precessão e rotação.

---

<sup>2</sup>Segundo Afraimovich e Yasukevich (2009), o erro relativo de  $\vec{B}$  calculado pelo IGRF-10 é de cerca de 0,2%.

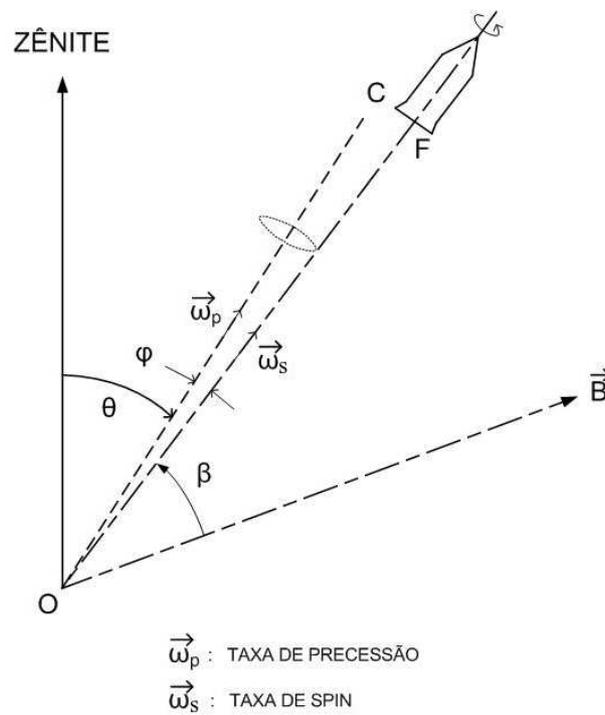


Figura 4.12: Representação esquemática da inclinação do foguete em relação a  $\vec{B}$ .  
 Fonte: Adaptada de Gobbi (1988).

As Figuras 4.13 e 4.14 apresentam o quadro da evolução do ângulo zenital  $\theta$  em função da altitude durante o intervalo balístico dos voos de subida e descida, respectivamente.

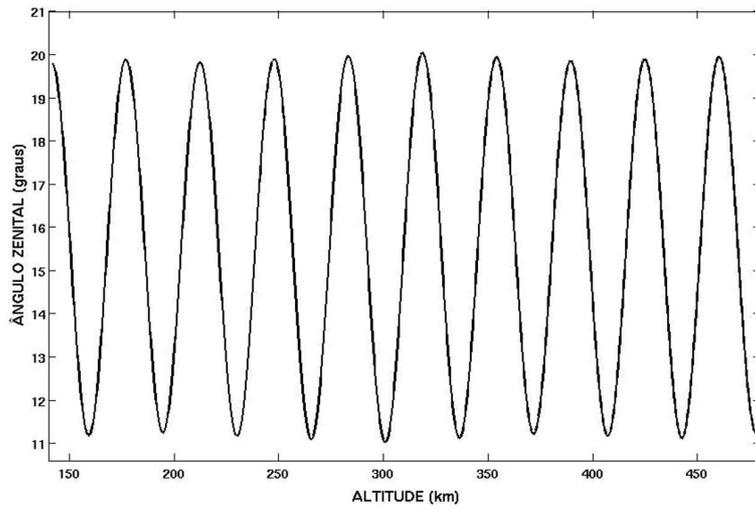


Figura 4.13: Ângulo zenital  $\theta$  em função da altura durante o intervalo balístico do voo de subida.

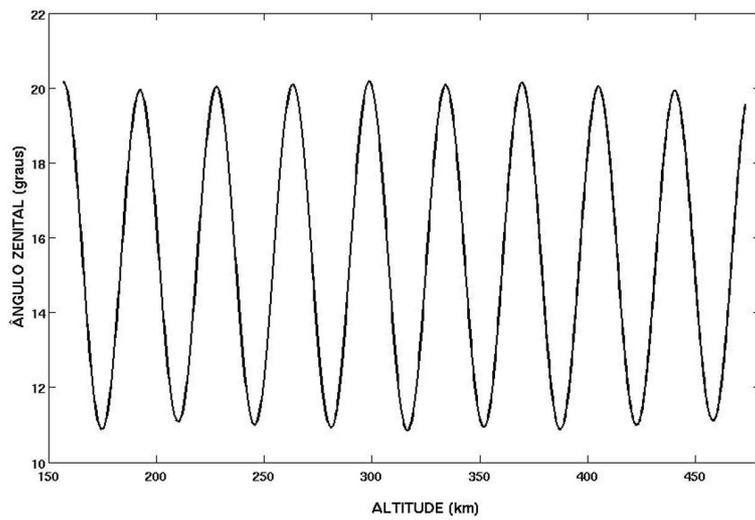


Figura 4.14: Ângulo zenital  $\theta$  em função da altura durante o intervalo balístico do voo de descida.

#### 4.2.4 Determinação do perfil de emissão integrada

Fotômetros instalados em cargas úteis de foguetes são preferencialmente projetados para operar com montagem longitudinal, ou seja, alinhados com a direção de movimento do foguete. Nesta configuração, o fotômetro mede continuamente a intensidade de emissão integrada observada acima do veículo, não importando o fato do foguete girar em torno do seu eixo longitudinal, de maneira que a informação realmente útil será obtida somente no intervalo entre as fronteiras da camada de emissão. Antes de entrar na camada, a intensidade de emissão observada será aproximadamente constante, enquanto que logo após a saída, o sinal registrado corresponderá apenas à radiação extra-atmosférica e ao ruído térmico da fotomultiplicadora <sup>3</sup>. Se o foguete desloca-se, em sua trajetória sem sofrer efeito de precessão, o perfil vertical de taxa de emissão volumétrica poderá então ser obtido simplesmente derivando o sinal medido pelo fotômetro em relação a altitude do veículo (CLEMESH; TAKAHASHI, 1996).

Na realidade, efeitos que provocam perturbações no equilíbrio da direção de visada do fotômetro, devem ser levados em conta <sup>4</sup>. Logo, faz-se necessário conhecer o ângulo zenital do foguete durante a trajetória.

Sob ação destes agentes de desequilíbrio, especialmente do movimento precessional, a direção do campo de visão do fotômetro, além do efeito provocado pela rotação, sofre uma variação contínua durante o processo de medida da emissão integrada, de maneira que para valores consideráveis de ângulo zenital  $\theta$ , a correção do efeito van Rhijn (CHAMBERLAIN, 1961) deve ser necessariamente efetuada. Caso esta correção não seja empreendida, não é possível afirmar que a taxa de fótons coletados depende apenas da altura onde foi tomada a medida, tendo em vista que a intensidade integrada dependerá também do ângulo zenital, devido a sua influência direta sobre o comprimento do caminho ótico dentro da camada.

No caso do experimento F2Glow-2, o fotômetro OI  $\lambda 630$  nm levado a bordo da carga útil é do tipo transversal. Para este instrumento, a descrição sobre a medida da intensidade integrada é muito mais complicada do que para o seu análogo longitudinal. Devido a variação do ângulo zenital, mesmo após o voo ter ultrapassado

---

<sup>3</sup>Dependendo da altitude do foguete e da emissão envolvida, o contínuo atmosférico também contribuirá para o sinal medido acima da camada.

<sup>4</sup>Abaixo dos 100 km de altitude, o efeito do arrasto aerodinâmico é suficiente para contribuir também com este desequilíbrio.

a fronteira mais exterior da camada de emissão, o fotômetro continuará a coletar fótons da camada. Adicionalmente, a cada rotação, o fotômetro varre a camada por duas vezes, de maneira que sua frequência de rotação de  $\sim 6$  r.p.s proporciona cerca de 12 varreduras por segundo.

Uma amostra do sinal, obtida pelo fotômetro logo abaixo da camada da emissão do OI  $\lambda 630$  nm, num intervalo de 0,5 s, é apresentado na Figura 4.15, onde os instantes de máxima intensidade, indicados pelos picos, correspondem as medidas de limbo, ou seja de maior caminho óptico dentro da camada. O ponto D representa a região do sinal associado ao menor caminho óptico dentro da camada, ao longo do qual a emissão integrada é medida, enquanto que o ponto B, registrado num momento de rotação em que o fotômetro não mais aponta em direção a camada, corresponde a emissão oriunda do solo e do contínuo atmosférico.

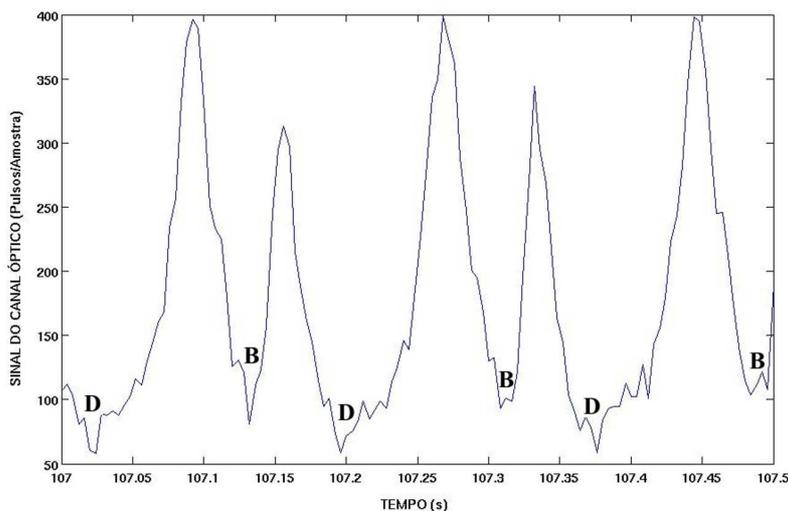


Figura 4.15: Sinal do fotômetro transversal OI  $\lambda 630$  nm medido abaixo da camada emissora.

O inverso da situação exposta acima, ocorre quando o foguete encontra-se em altitudes superiores à camada emissora: o ponto D agora representa as fontes de origem extra-atmosféricas<sup>5</sup> e o ponto B marca a contribuição da camada emissora. Quando

<sup>5</sup>A rigor, nesta faixa de altitude, o sinal de fundo representado pelo ponto D refere-se às fontes extra-atmosféricas e ao ruído térmico da fotomultiplicadora. Ambos os sinais são de natureza distinta. No entanto, para remover a contribuição de cada um deles presente no sinal medido pelo fotômetro, devemos tratá-los como se fossem uma única componente. Logo, acima de 450 km,

o fotômetro ingressa dentro da camada emissora, o ponto D passa a representar a fração superior da camada, enquanto que B corresponderá a fração inferior da mesma.

Para demarcar B e D, em cada rotação, um procedimento de suavização do sinal do fotômetro é inicialmente aplicado, de maneira a facilitar a fixação das coordenadas do mínimo global a cada meio ciclo. A seguir, utiliza-se o sinal  $J_D$  obtido para determinar os valores de emissão integrada  $I_{\lambda_0}$  (em Rayleigh), mediante procedimento de calibração sugerido pela Equação 2.3.

Na Figura 4.16 apresentamos a evolução dos valores de  $J_D$ , agora convertidos em intensidade de emissão integrada  $I_{\lambda_0}$ , durante os voos de subida e descida do foguete. A modulação do sinal pode ser claramente notada.

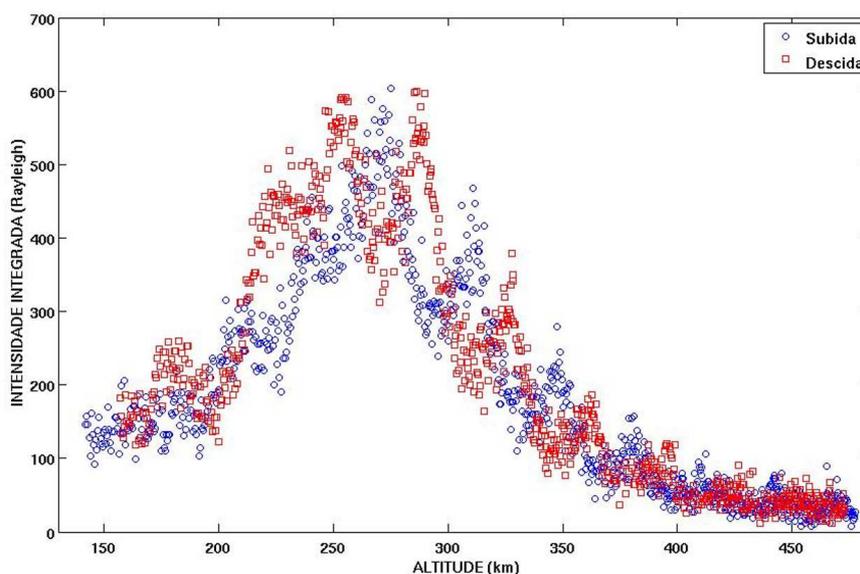


Figura 4.16: Intensidade de emissão integrada obtida a partir de medidas do sinal  $J_D$  coletado pelo fotômetro transversal OI  $\lambda 630$  nm durante os voos de subida (círculos azuis) e descida (quadrados vermelhos).

---

tomaremos uma média de 10 pontos de valores de  $J_D$  convertidos em intensidade  $I_{\lambda_0}$ , de modo a obter um valor em Rayleigh relativo a esta contribuição espúria, pois em condições ideais esperaria-se que nesta altitude, numa posição de visada voltada para o espaço, o valor do sinal medido pelo fotômetro fosse nulo. Deste procedimento, determinou-se um valor de  $\sim 34,78$  R.

Para efeito de comparação, a Figura 4.17 indica o valor da intensidade de emissão integrada (linha sólida preta) obtida no dia 12 de maio de 2002 às 01h47min (hora local), em São João do Cariri (7,38° S; 36,54°O), localizado a 300 km do local de lançamento do experimento F2Glow-2. O valor de intensidade medido naquela localidade foi de 121 R, enquanto que o valor encontrado na Figura 4.16, em torno dos 130 km de altitude, é de aproximadamente 146 R.

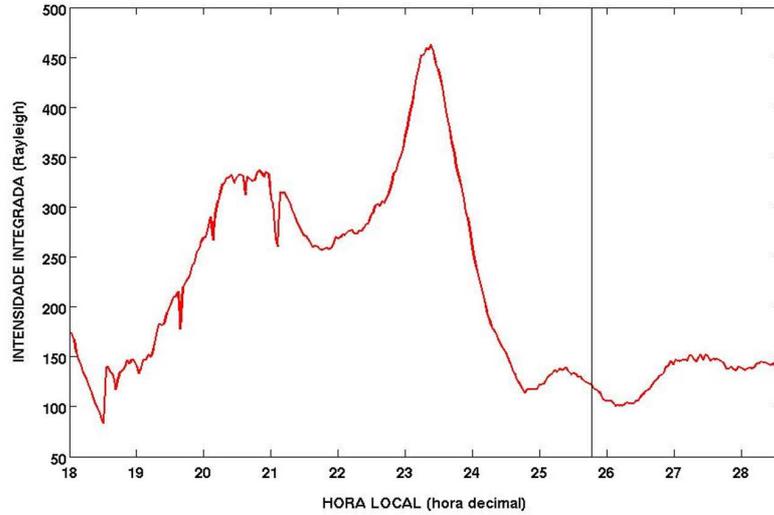


Figura 4.17: Variação noturna da intensidade integrada da emissão OI  $\lambda 630$  nm obtida em São João do Cariri (7,38° S; 36,54°O) entre às 18 h do dia 11/05/2002 e 04h30min de 12/05/2002. A linha sólida preta indica o horário de lançamento do experimento F2Glow-2.

Como no experimento F2Glow-2 não dispomos de um fotômetro para medir o contínuo atmosférico na faixa do comprimento de onda em estudo, vamos empreender alternativamente a seguinte análise: adotando os resultados da medida do contínuo obtidos através da campanha ETON (*Energy Transfer in the Oxygen Nightglow*) (MCDADE et al., 1986a), verificamos uma variação entre  $4,2 \text{ R nm}^{-1}$  e  $5,6 \text{ R nm}^{-1}$  na região compreendida entre  $\lambda 540$  nm e  $\lambda 714$  nm. O filtro que empregamos para medir o  $\lambda 630$  nm tem  $\Delta\lambda_{eff} \simeq 1,9$  nm, o que leva a uma contaminação de 9,31 R, ou seja, 7,7 % da intensidade observada no solo, na hora do lançamento, em São João do Cariri. Sendo assim, para a faixa de interesse de altitude envolvida neste trabalho,

bem como a ordem de grandeza das quantidades de  $I$  obtidas durante o voo (Figura 4.16), podemos desprezar a contribuição da emissão do contínuo na contaminação das medidas.

## 5 RECUPERAÇÃO DE PERFIS DE AEROLUMINESCÊNCIA

Este capítulo é dividido em 5 seções. A primeira seção apresenta sucintamente aspectos conceituais das emissões do oxigênio atômico na alta atmosfera, inclusive deduzindo expressões da parametrização da taxa de emissão volumétrica das emissões do OI  $\lambda 557,7$  nm mesosférico e do OI  $\lambda 630$  nm, enquanto que a segunda seção traz uma breve discussão sobre o arranjo conceitual que envolve a definição de problemas inversos, tendo em vista que a obtenção de perfis de taxa de emissão volumétrica a partir de medidas de intensidade de emissão integrada é um problema inverso em fotometria, usualmente mal-posto. As abordagens mais comuns encontradas na literatura sobre as técnicas de inversão de perfis de emissão integrada, obtidos através de medidas de foguete, serão discutidas na terceira seção. Na sequência, as características peculiares da solução de problemas inversos através de 3 diferentes técnicas serão examinadas na seção 4. Dentre estas técnicas, o procedimento inédito para encontrar a solução de problemas inversos através de redes neurais artificiais aplicadas a recuperação de perfis de taxa de emissão volumétrica será detalhadamente descrito na quinta e última seção.

### 5.1 Emissões aeroluminescentes do oxigênio atômico na alta atmosfera

A aeroluminescência é definida como uma emissão espontânea de fótons por uma atmosfera planetária que pode ser encontrada num intervalo de comprimento de onda que vai do extremo UV até o infravermelho próximo. Esta emissão não-térmica resulta de transições atômicas e moleculares discretas dos constituintes atmosféricos, sendo caracterizada por uma linha/banda de emissão posicionada no espectro. Em comum com as auroras, há o fato das emissões aeroluminescentes serem causadas pela excitação dos constituintes da atmosfera superior. No entanto, a excitação auroral decorre principalmente do efeito das colisões destes constituintes com partículas energéticas do vento solar que se precipitam sobre a Terra, enquanto que o seu análogo aeroluminescente tem lugar em virtude de fótons solares de comprimento de onda curto que participam dos processos fotoquímicos <sup>1</sup>. Medidas de emissões aeroluminescentes são de grande importância no estudo do comportamento da ionosfera e da atmosfera superior, principalmente no tocante aos processos foto-

---

<sup>1</sup>A mais visível diferença entre ambas as emissões reside na área de cobertura. Enquanto as auroras são confinadas às regiões que circundam os pólos geomagnéticos, sendo esporadicamente observadas em médias e baixas latitudes quando da ocorrência de tempestades geomagnéticas, as emissões aeroluminescentes cobrem toda faixa de latitudes, embora sejam muito tênues para serem completamente discerníveis a olho nu.

químicos e dinâmicos que controlam a composição e o balanço de energia de cada região (HAIDER et al., 1992; SLANGER et al., 2001; KRASNOPOLSKY, 1986).

Devido ao regime de difusão turbulenta da homosfera, a composição química atmosférica é praticamente uniforme desde o solo até aproximadamente 90 km de altura. Na heterosfera, acima de 100 km, predomina a difusão molecular e a estratificação da atmosfera conforme o peso molecular de seus constituintes. A partir da transição do regime turbulento para o equilíbrio difusivo, surge então condições para o desenvolvimento de um estado onde o tempo de vida das espécies é grande o suficiente para garantir o equilíbrio fotoquímico e, conseqüentemente, a formação de camadas bem definidas de espécies excitadas que emitem radiação. Seus mecanismos de excitação baseiam-se em processos químicos e fotoquímicos associados à composição atmosférica e à dinâmica da região (MELO, 1994).

A interação entre os constituintes neutros e o plasma pode modular a intensidade de certos tipos de emissões aeroluminescentes, o que permite estudar a dinâmica das espécies neutras e ionizadas nas regiões onde se originam. Ao longo de todo o espectro de radiação continuamente emitida pela alta atmosfera é marcante a presença de emissões do oxigênio atômico.

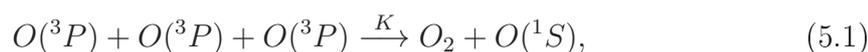
As emissões do oxigênio atômico nas linhas do OI  $\lambda 557,7$  nm, OI  $\lambda 630$  nm estão presentes no espectro do visível. Originam-se através de transições eletrônicas produzidas por espécies excitadas e emitem a partir de processos radiativos. As medidas das variações temporais e espaciais destas emissões fornecem elementos para o estudo da dinâmica e da química das regiões E e F da ionosfera. Delimitada aproximadamente entre 85 e 150 km, a região E caracteriza-se pela predominância de processos químicos de fotodissociação e recombinação dissociativa. Seus constituintes neutros predominantes são o oxigênio molecular ( $O_2$ ), o oxigênio atômico (O), o nitrogênio molecular ( $N_2$ ) e o óxido nítrico (NO), que mesmo sendo um constituinte minoritário desempenha um papel importante nas reações de produção eletrônica. Já os íons dominantes são  $NO^+$  e  $O_2^+$ , enquanto que os  $N_2^+$  e  $O^+$  desempenham um papel secundários. No domínio da região F, acima dos 150 km, há preeminência dos íons atômicos, com destaque para o  $O^+$  (BANKS; KOCKARTS, 1973). Essa diversidade de processos, fontes e composição química torna o assunto aberto a vários tipos de contribuições.

### 5.1.1 Modelos empíricos de emissões aeroluminescentes

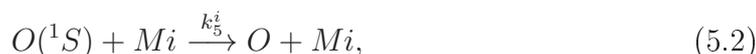
#### A emissão do OI $\lambda 557,7$ nm na região E

A emissão da linha verde do oxigênio atômico OI 557,7 nm na atmosfera terrestre é explicada por um modelo de transição espectroscópica do tipo quadrupolo elétrico entre os excitados ( $^1S - ^1D$ ) do oxigênio atômico <sup>2</sup> e tem duas fontes de emissão: uma na região E e outra na região F. Estas fontes estão comumente compreendidas na faixa de altitude entre 90 e 110 km e entre 250 e 300 km, respectivamente. Em médias latitudes, a maior parte desta emissão é decorrente da recombinação do oxigênio atômico na região da mesopausa, enquanto que em zonas equatoriais e de baixas latitudes, uma fração significativa desta emissão surge de processos de recombinação dissociativa na região F (PIMENTA, 2002).

Segundo Gobbi (2006), a presença da emissão O( $^1S$ ) na aeroluminescência noturna em altitudes compreendidas pela região E foi o primeiro registro de uma transição metaestável na atmosfera. A energia de excitação do termo eletrônico  $^1S$  é de aproximadamente 4,17 eV. Com base neste valor, Chapman (1931) propôs a primeira explicação teórica a respeito das características fotoquímicas desta emissão, onde afirmava que a energia de recombinação direta do O, através de um processo de três corpos, seria suficiente para excitar o estado  $^1S$ , onde



é uma reação exotérmica que foi denominada de reação de Chapman, sendo  $K$  o coeficiente cinético de reação <sup>3</sup> dado em  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ . O mecanismo de Chapman é complementado pela desativação energética (*quenching*) do O ( $^1S$ )



onde  $Mi = \{O, O_2 \text{ e } N_2\}$  para  $i = 1, 2, 3$ , enquanto que  $k_5^i$  é o respectivo coeficiente

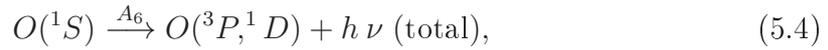
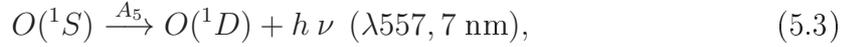
---

<sup>2</sup>O tempo de vida radiativo da transição  $^1S - ^1D$  é de aproximadamente 0,74 s.

<sup>3</sup>Young e Black (1966) obtiveram um valor para o coeficiente de reação  $K$ , através do qual é possível obter concentrações de oxigênio atômico compatíveis com as observadas. Para isso, consideraram que todo O( $^1S$ ) produzido irradia e o coeficiente  $K$  não varia significativamente com a temperatura. Este resultado dá suporte ao mecanismo de Chapman.

de reação ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) associado a cada  $Mi$ .

O conjunto contempla ainda as reações de decaimento radiativo do  $O(^1S)$

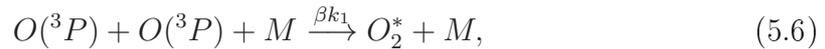


onde  $A_5$  e  $A_6$  são os coeficientes de Einstein (em  $\text{s}^{-1}$ ) que representam, respectivamente, a probabilidade por unidade de tempo de que a transição  $O(^1S - ^1D)$  ocorra e o inverso do tempo de vida radiativo do  $O(^1S)$ .

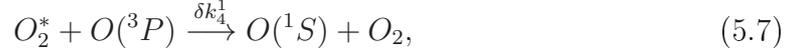
Considerando o equilíbrio fotoquímico na produção e perda de  $O(^1S)$ , a taxa de emissão (fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) é descrita por

$$V_{OI \lambda 557,7} = \frac{A_5 K [O]^3}{A_6 + \sum_i k_5^i [Mi]}, \quad (5.5)$$

O modelo proposto por Chapman passou a ser bem mais aceito depois de fortalecido pelos resultados experimentais de [Koomen et al. \(1956\)](#), que indicavam o pico de emissão do OI  $\lambda 557,7 \text{ nm}$  em torno dos 100 km, conforme a previsão de Chapman. No entanto, baseados em medidas do coeficiente  $K$ , tomadas em laboratório, que não conseguiram explicar as observações da aeroluminescência noturna, [Barth e Hildebrant \(1961\)](#) colocaram em xeque o modelo de Chapman, levando [Barth \(1964\)](#) a propor um novo processo envolvendo duas etapas de excitação, onde uma molécula precursora  $O_2^*$  manteria a energia suficiente para gerar o  $O(^1S)$ , através da reação de produção de  $O_2^*$  com eficiência  $\beta$



e da reação de produção de  $O(^1S)$  com eficiência  $\delta$



onde  $\beta$  é a eficiência quântica (adimensional),  $k_1$  o coeficiente de reação ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ),  $M$  é igual a  $N_2 + O_2$ ,  $\delta$  é a eficiência quântica (adimensional),  $k_4^1$  o coeficiente de reação ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) e  $O_2^*$  representa um estado eletrônico excitado — eletronicamente ou vibracionalmente — da molécula  $O_2$ , onde sua energia de excitação total é maior do que a energia de excitação do  $O(^1S)$ . O esquema cinético é igualmente composto pelas Equações 5.2, 5.3, 5.4 e ainda pelas seguintes reações



onde  $k_4^i$  é o respectivo coeficiente de reação ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) associado a cada  $Mi$ ,  $A_4$  é o coeficientes de Einstein (em  $\text{s}^{-1}$ ) e  $O_2^*$  o estado estado eletrônico precursor. Assim, a parametrização para a taxa de emissão volumétrica (em fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) será expressa por

$$V_{OI \lambda 557,7} = \frac{A_5 \beta k_1 [O]^2 [M] \delta k_4^1 [O]}{(A_6 + \sum_i k_5^i [Mi])(A_4 + \sum_i k_4^i [Mi])}$$

$$\Rightarrow V_{OI \lambda 557,7} = \frac{A_5 k_1 [O]^3 [M]}{(A_6 + \sum_i k_5^i [Mi]) (C^{(0)} + C^{(1)} [O] + C^{(2)} [O_2])}, \quad (5.10)$$

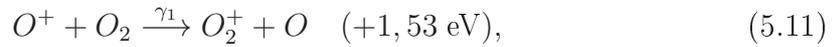
onde  $C^{(0),(1),(2)}$  representa os parâmetros empíricos definidos por McDade et al. (1986b) e relacionados ao coeficiente do precursor indefinido do  $O(^1S)$  na Equação 5.7. Os valores de todos estes parâmetros podem ser encontrados na Tabela 3 de Gobbi et al. (1992). Os perfis verticais dos constituintes O,  $O_2$ ,  $N_2$  e da temperatura da atmosfera neutra, da qual depende  $k_1$ , podem ser fornecidos pelo modelo MSIS.

Embora ainda seja necessário estabelecer com mais segurança a identidade do estado eletrônico da molécula de oxigênio excitada,  $O_2^*$ , uma série de trabalhos que se seguiram na literatura (SLANGER; BLACK, 1977; BATES, 1981; KRASNOPOLSKY, 1981; THOMAS, 1981; GOBBI, 1988) revelaram que o mecanismo de Barth apresenta resultados mais satisfatórios que o modelo de Chapman.

### A emissão do OI $\lambda 630$ nm

A emissão da linha vermelha do oxigênio atômico OI  $\lambda 630$  nm é muito importante no estudo de processos que ocorrem na porção inferior da camada F da ionosfera, geralmente entre 230 e 300 km, originando-se a partir de reações que envolvem o plasma e os constituintes da atmosfera neutra ( $O_2$ ,  $N_2$ ) nesta região. Esta emissão resulta de uma transição atômica proibida pela regra de seleção dipolar elétrica entre os estados quânticos  $^1D$  e  $^3P$  (GOBBI, 2006).

O principal mecanismo responsável pela produção de átomos excitados no estado  $^1D$  é a reação de recombinação dissociativa do íon molecular  $O_2^+$  com elétrons livres durante a noite, cuja produção envolve a transferência de carga entre  $O^+$  e  $O_2$  por meio da seguinte reação:

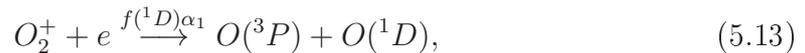


onde  $\gamma_1$  é o coeficiente da reação de transferência de carga ( $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ).

A taxa de produção do íon molecular  $O_2^+$ , por unidade de volume, é dada por

$$\frac{d[O_2^+]}{dt} = \gamma_1[O^+][O_2], \quad (5.12)$$

enquanto a recombinação dissociativa do  $O_2^+$  com elétrons livres, fornece



onde  $f(^1D)$  é a eficiência quântica (adimensional), ou seja, a fração dos estados excitados  $^1D$  produzidos por recombinação dissociativa do  $O_2^+$ . A Equação 5.13, em sua forma mais geral, é expressa por

$$O_2^+ + e \xrightarrow{f(X)\alpha_1} O(^3P, ^1D) + O(^3P, ^1D, ^1S), \quad (5.14)$$

sendo que  $f(X)$  representa a combinação dos diversos estados quânticos  $X$ .

O átomo de oxigênio excitado no estado  $^1D$  estabelece três possíveis transições eletrônicas:

$$(^1D - ^3P_0) \quad \lambda 639,2 \text{ nm } (A_{D,0})$$

$$(^1D - ^3P_1) \quad \lambda 636,4 \text{ nm } (A_{D,1})$$

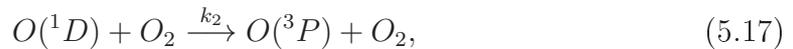
$$(^1D - ^3P_2) \quad \lambda 630 \text{ nm } (A_{D,2}),$$

Sendo  $A_{D,i}$  as probabilidades de transição para cada nível (coeficientes de Einstein) em  $s^{-1}$ . É importante mencionar que  $A_{D,0} \ll (A_{D,1}, A_{D,2})$  e  $A_{D,2} \approx 3 \times A_{D,1}$ .

Ao decair espontaneamente para o estado fundamental, o átomo do oxigênio excitado no nível  $^1D$  libera o excesso de energia na forma de radiação eletromagnética<sup>4</sup>, emitindo linhas discretas nos comprimentos de onda 630 nm e 636,4 nm:

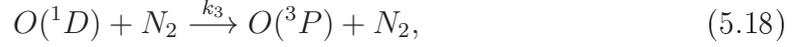
$$O^*(^1D) \xrightarrow{A_{D,i}} O(^3P) + h\nu \quad (\lambda 630 \text{ nm} \quad e \quad \lambda 636,4 \text{ nm}) \quad (5.15)$$

O estado metaestável do  $O(^1D)$  tem um tempo de vida de aproximadamente 134 s (TAKAHASHI et al., 1990), longo o suficiente para que a desativação energética colisional possa competir com a emissão de radiação, ou seja, é possível ocorrer um processo de desativação (*quenching*) através de colisões sem a emissão de fótons. Eis algumas reações que mais contribuem para a desativação do  $O(^1D)$  (ABREU et al., 1986):




---

<sup>4</sup>Desconsideramos aqui a emissão  $\lambda 639,2$  nm, pois tem baixa probabilidade de ser emitida em comparação com as demais.



onde os coeficientes de *quenching*  $k_i$   $\{i = 1, 2, 3 \text{ e } 4\}$  são dados em  $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Nas altitudes envolvidas, a molécula neutra  $N_2$  é o principal constituinte atmosférico envolvido no processo de desativação do  $O(^1D)$ .

A taxa de emissão volumétrica para a transição ( $^1D_2 - ^3P_2$ ), em fótons emitidos por unidade de volume por segundo, da linha OI  $\lambda 630 \text{ nm}$  será dada por

$$V_{OI\ 630} = \frac{A_{D,2} f(^1D) \alpha_1 [O_2^+] [e]}{k_1[O(^3P)] + k_2[O_2] + k_3[N_2] + k_4[e] + A_{D,2} + A_{D,1}}, \quad (5.20)$$

Desprezando o termo de transporte na equação da continuidade e aplicando a condição de equilíbrio fotoquímico para a produção e perda de  $O_2^+$ , a partir da Equações 5.12 e 5.13, teremos

$$[O_2^+] = \frac{\gamma_1}{\alpha_1} [O_2]$$

Assim, a Equação 5.20 pode ser reescrita na forma

$$V_{OI\ 630} = \frac{A_{D,2} f(^1D) \gamma_1 [O_2] [e]}{k_1[O(^3P)] + k_2[O_2] + k_3[N_2] + k_4[e] + A_{D,2} + A_{D,1}}, \quad (5.21)$$

onde  $A_{D,2}$  é a probabilidade de transição entre os níveis ( $^1D$  e  $^3P_2$ ) dada em  $\text{s}^{-1}$ ,  $A_{D,1}$  é a probabilidade de transição entre os níveis ( $^1D$  e  $^3P_1$ ) dada em  $\text{s}^{-1}$ ,  $f(^1D)$  é a eficiência quântica (adimensional) correspondente ao estado excitado  $^1D$ . Os valores dos coeficientes de reação e probabilidades de transição, onde  $A_{D,2} = A_{630}$  e  $A_D = A_{D,2} + A_{D,1}$ , podem ser obtidos em (MENESES et al., 2008).

## 5.2 Problemas inversos

O procedimento para caracterizar a evolução de um sistema físico com base no princípio associativo de causa e efeito conduz a noção intuitiva de problema direto que, naturalmente, requer o conhecimento mais completo possível sobre as causas para que se possa determinar os efeitos. Assim, quando um operador matemático  $K$ , contínuo e não necessariamente linear, é envolvido nesta descrição, a verificação dos efeitos  $y$  a partir das causas  $x$  é frequentemente expressa através da relação

$$Kx = y \tag{5.22}$$

Neste caso, a descrição precisa de  $K$  asseguraria a solução. Por outro lado, a resolução de um problema inverso é muitas vezes um dilema sobre como assentar as causas  $x$  a partir da ponderação dos efeitos  $y$ , já que estes, idealmente, não deveriam ser redundantes e nem degradados. Logo, apesar da variedade de métodos de inversão encontrados na literatura (TARANTOLA, 1987; RODGERS, 2000), a classe de erros experimentais de caráter aleatório permite afirmar que a solução de um problema inverso nunca poderá recuperar integralmente a informação original.

Uma espécie de rótulo matemático dos problemas inversos é o fato de pertencerem a classe de problemas mal-postos, ao passo que seus correspondentes diretos são bem-postos <sup>5</sup>. Uma forma de arrefecer esta condição de mal-condicionamento é através da introdução de um *ansatz* ou por meio do expediente de regularização (VELHO, 2002).

No início do século XX, o matemático francês Jacques Hadamard (1865-1963) definiu um problema bem-posto como sendo aquele que cumpre três condições, assim definidas:

Sejam  $X$  e  $Y$  espaços normados <sup>6</sup>. A equação  $Kx = y$  é dita bem-posta se

a) Para qualquer  $y \in Y$  existe pelo menos um  $x \in X$  tal que  $Kx = y$  (Condição de Existência);

---

<sup>5</sup>É importante destacar que o fato do problema ser linear ou não-linear, não implicará necessariamente em ser bem-posto ou não.

<sup>6</sup>Espaços normados são aqueles que permitem o estabelecimento de propriedades topológicas entre seus elementos, *e.g.* medida de distância, ordenamento, etc. A definição de um problema mal-posto é dada com relação a um par de espaços normados  $(X, Y)$ .

b) Para qualquer  $y \in Y$  existe no máximo um  $x \in X$  tal que  $Kx = y$ , isto é, se  $Kx_1 = Kx_2$ ,  $x_j \in X$ , então  $x_1 = x_2$  (Condição de Unicidade);

c) A solução  $x$  depende continuamente de  $y$ , isto é, para qualquer sequência  $x_n \subset X$  tal que  $Kx_n \rightarrow Ky$  ( $n \rightarrow \infty$ ), então  $x_n \rightarrow x$  ( $n \rightarrow \infty$ ) (Condição de Estabilidade).

Assim, o problema é dito mal-posto se alguma das condições acima não é satisfeita. As condições de existência, unicidade e estabilidade são garantidas nos problemas diretos, o mesmo não ocorre com os problemas inversos. Para este tipo de problema, em geral, nenhuma das condições de Hadamard é satisfeita (VELHO, 2002).

Uma operação de inversão caracteriza-se pela obtenção de  $x$  que satisfaça a equação  $Kx = y$ , tendo em vista que o  $y$  e o operador diferencial, algébrico ou integral  $K$  são conhecidos. Uma solução bastante intuitiva para a equação  $Kx = y$  seria  $x = K^{-1}y$ , que implicaria em proceder uma estimativa das causas do problema a partir dos seus efeitos. Contudo, a inversão  $K^{-1}$  pode assumir-se como um operador descontínuo em relação aos dados  $y$  (instável), revelando então um problema mal-posto.

Quando  $y$  não é especificado com completa certeza, a equação admite uma classe mais ampla de soluções. Um procedimento de regularização é então destinado para comportar esta classe em um tamanho menor através da imposição de outras restrições ao problema. Apesar desta escolha ser de certo modo abstrata, é possível orientar-se pela configuração das condições físicas que envolvem o problema.

Uma discussão de caráter mais amplo sobre a natureza dos problemas inversos, a caracterização dos problemas mal-postos e exemplos que ilustram a dificuldade de tratamento deste tipo de problema, pode ser encontrada em Muniz (1999) e Carvalho (1999).

### 5.3 Inversão de perfis de emissão integrada obtidos em experimentos de foguete

Neste trabalho focaremos nossa atenção sobre duas emissões do oxigênio atômico: a componente mesosférica do OI 557,7 nm, denominada de linha verde, e a emissão do OI 630 nm, ou linha vermelha, presente em altitudes termosféricas. No contexto de uma camada de emissão, a taxa de emissão volumétrica (em fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) é considerada como sendo horizontalmente uniforme sobre o campo de visão, enquanto que o sinal medido pelo fotômetro, denominado de intensidade de emissão integrada,

corresponde ao número de fótons emitidos por segundo a partir de uma coluna de seção reta orientada ao longo da linha de visada. Esta quantidade fotométrica é fornecida em Rayleigh (SHEPHERD, 2002).

Medidas de emissões aeroluminescentes obtidas a partir de equipamentos operando em solo não são capazes de fornecer uma informação direta sobre a altitude da camada emissora. Em décadas passadas, os perfis de emissão eram estimados por fotometria de solo, através do método de van Rhijn, onde a variação da intensidade integrada da camada com o ângulo de visão do fotômetro era examinada. Com o advento dos estudos fotométricos utilizando foguetes de sondagem, esta metodologia, deveras imprecisa, foi abandonada em favor das medidas in-situ que permitem a determinação mais segura de perfis verticais de taxa de emissão volumétrica (GOBBI, 2006).

No caso de medidas fotométricas a bordo de foguetes, no período em que o fotômetro está apontado diretamente para a camada emissora, flutuações no sinal de emissão integrada conterão informações sobre as variações que têm lugar no interior da camada. O que vai determinar o tipo de variação observada, se vertical ou horizontal, será a montagem do fotômetro em relação ao eixo do foguete e seu lugar geométrico em relação a camada. Este mesmo sinal, após calibrado para Rayleigh, poderá ser invertido de maneira a se obter um perfil de taxa de emissão volumétrica (em fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ). Temos aqui um problema inverso em fotometria (Figura 5.1).

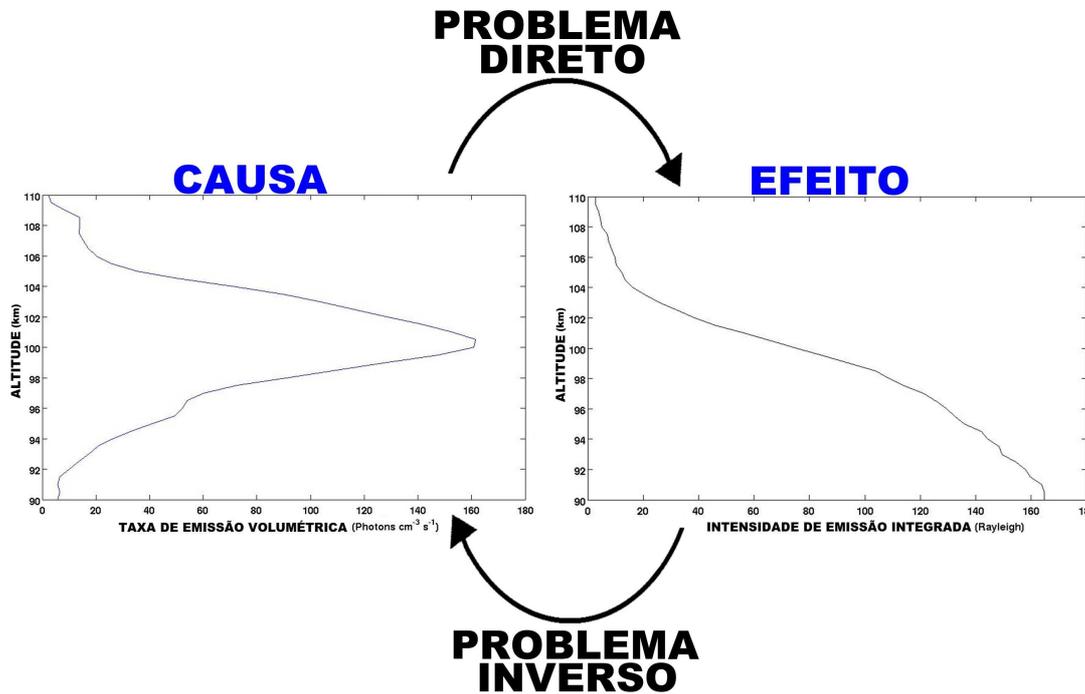


Figura 5.1: A determinação do perfil vertical de taxa de emissão volumétrica (esquerda) a partir de medidas de intensidade de emissão integrada (direita) é um problema inverso ( $x = K^{-1}y$ ).

Teoricamente esta inversão é possível simplesmente diferenciando os valores de  $I$  medidos em relação a altura  $h$  do foguete. Na prática, a inversão de um sinal integrado visando a recuperação de taxa de emissão volumétrica é um problema mal-posto, evidenciado pela amplificação das componentes espúrias presentes no sinal de  $I$  durante a operação de diferenciação. Flutuações aleatórias sempre contaminam os dados observados e, não raro, modulações condicionadas por outras fontes que não os movimentos de rotação e precessão do foguete também se verificam.

Mesmo após tratados os efeitos ordinários de contaminação do sinal, estes efeitos indesejáveis persistem, comprometendo a operação diferencial. A variação suave do perfil vertical de taxa de emissão volumétrica pode ser alcançada através do uso de filtros, algoritmos de regularização ou ajustes polinomiais, no entanto o uso descuidado destas técnicas podem distorcer características aeronomicamente importantes que estão presentes no sinal. Soma-se a isso o fato de que em algum momento

do procedimento de inversão, teremos que indicar arbitrariamente um parâmetro de suavização que refletirá sobremaneira no afloramento ou ocultação de estruturas de pequena escala no perfil de taxa de emissão volumétrica ( $\varepsilon$ ) resultante. As informações associadas às estruturas são particularmente importantes em estudos onde o perfil de  $\varepsilon$  derivado é correlacionado com outro perfil obtido de medidas simultaneamente ou quando simplesmente são utilizadas para evidenciar algum fenômeno como a presença de ondas (MURTAGH et al., 1984).

Um vez efetuada a correção do efeito van Rhijn e eliminadas do sinal de intensidade de emissão integrada, as contribuições da radiação extra-atmosférica e do ruído térmico da fotomultiplicadora, na inviabilidade de uma derivação direta do perfil de  $I$  efetivo, vários métodos buscam fornecer uma solução suave para o perfil vertical de taxa de emissão volumétrica. Em geral, as técnicas seguem um procedimento de inversão onde  $I$  é diferenciado e seguindo de uma suavização ou, indistintamente, inverte-se a ordem do procedimento. As técnicas mais amplamente adotadas são a de ajuste incremental de reta móvel, filtragem digital, spline cúbico e ajustes polinomiais de grau elevado (GOBBI, 1988; SISKIND; SHARP, 1991; MELO, 1994; MURTAGH et al., 1984). Há ainda procedimentos não tão populares, mas que apresentam uma solução elegante e satisfatória, como é o caso da inferência Bayesiana que utiliza um critério estatístico para determinar a solução mais provável, sendo bastante eficiente para eliminar ruídos periódicos presentes no sinal devido a fontes espúrias (HIGUCHI et al., 1988).

Na possibilidade remota do perfil de intensidade integrada ser expresso na forma funcional, um ajuste polinomial poderá ser facilmente realizado, onde o grau de representatividade do perfil dependerá do grau do polinômio <sup>7</sup>. A técnica de spline cúbico guarda muitas semelhanças com o ajuste polinomial, sendo dotada de grande capacidade para acompanhar estruturas com frequências distintas. Ambas as técnicas são fortemente indicadas para suavização de perfis altamente descontínuos.

No método de ajuste incremental de reta móvel, os dados são obtidos por ajuste de mínimos quadrados via deslocamento da função  $y = ax + b$ , onde o coeficiente angular  $a$  é igual a  $\varepsilon$ . Um dos atrativos desta técnica é que uma estimativa da incerteza ponto-a-ponto pode ser fornecida pelo desvio padrão do coeficiente  $a$  (gradiente), bem como o fato de guardar o procedimento de suavização e derivação numa única

---

<sup>7</sup>Uma grande desvantagem desta técnica é que toda informação sobre o erro observacional será praticamente perdida.

operação. Recomenda-se que o número de pontos incluídos para delimitar o tamanho de uma reta móvel corresponda a metade do comprimento (em pontos) do período do ruído (KITA *et al.*, 1989). Segundo Gobbi (1988), este método apresenta melhores resultados para lidar com descontinuidades de fronteiras, do que aqueles baseados em filtros digitais.

Para dados extremamente ruidosos, o método de filtragem digital é a opção recomendada (SISKIND; SHARP, 1991; MURTAGH *et al.*, 1984), sendo o filtro de Fourier e a média móvel os mais representativos desta classe. As componentes de alta-frequência — dominadas pelo ruído aleatório — que estão presentes no sinal serão eliminadas por efeito da convolução com o filtro. No entanto, o grau de filtragem ótimo ainda é um critério muito subjetivo.

A Figura 5.2 ilustra a comparação entre as inversões efetuadas pelos métodos de ajuste incremental de reta móvel e filtragem digital. Na Figura 5.2-(a) temos o perfil vertical de intensidade integrada (linha pontilhada) e o resultado de sua suavização por filtragem digital (linha sólida). A linha vertical presente nesta figura corresponde a estimativa da contribuição da emissão de fundo (radiação extra-atmosférica + ruído térmico da fotomultiplicadora), obtida através de procedimento similar ao adotado no presente trabalho. Na Figura 5.2-(b) podemos verificar o resultado da inversão dos dados originais de intensidade integrada através do método de ajuste incremental de reta móvel com um segmento de pontos correspondente a 5 km (linha pontilhada) e o perfil de taxa de emissão volumétrica obtido por meio da derivação numérica do perfil suavizado apresentado em (a). Como o perfil vertical de intensidade integrada é bastante ruidoso, para se obter resultados mais coerentes através da técnica de ajuste incremental de reta móvel, recomenda-se empreender uma etapa de suavização anterior ou posterior a inversão.

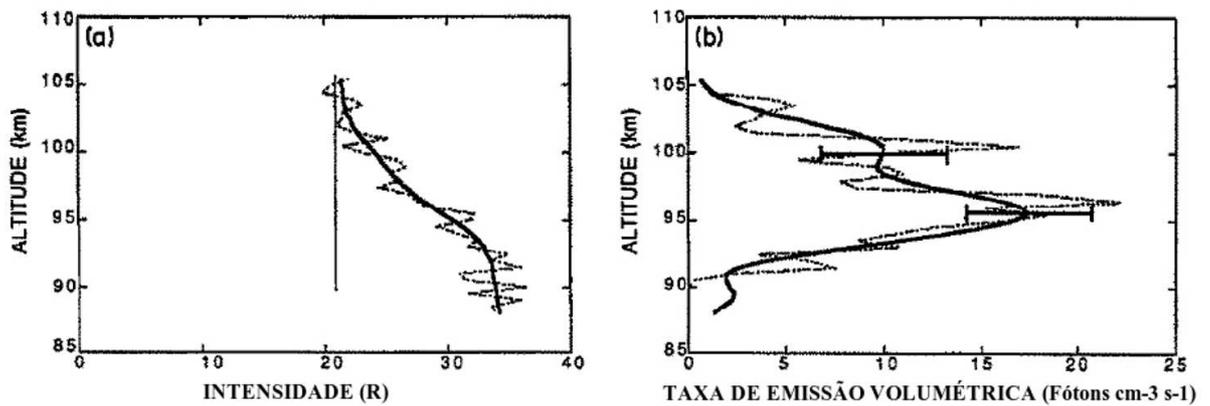


Figura 5.2: Comparação entre os resultados das inversões efetuadas pelos métodos de ajuste incremental de reta móvel e filtragem digital. (a) Perfil original de intensidade integrada (linha pontilhada) e sua versão suavizada por filtro passa-baixa (linha sólida). A linha vertical evidencia a contribuição da emissão de fundo. (b) Perfis de taxa de emissão volumétrica obtidos através da inversão efetuada por ajuste incremental de reta móvel por mínimos quadrados (linha pontilhada) e filtragem digital (linha sólida). Fonte: Adaptada de Siskind e Sharp (1991).

Para a determinação dos perfis de taxa de emissão volumétrica das emissões estudadas neste trabalho, adotaremos os métodos de ajuste incremental de reta móvel e filtros digitais, seguido de diferenciação numérica. A técnica de redes neurais artificiais também será aplicada para este fim.

A dificuldade inerente à solução de problemas inversos encontra sua fonte no mal-condicionamento do próprio problema. A presença de ruídos experimentais também compromete sua estabilidade. Para que um determinado operador matemático estabeleça a correspondência direta entre os valores medidos (efeito) e os parâmetros desejados (causa), uma série de considerações devem ser observadas sob risco de perda de generalização do resultado. Uma maneira mais coerente de efetuar a inversão é através da abordagem de mínimos quadrados associada a algoritmos de decomposição de valores singulares, filtros digitais, estatística bayesiana, redes neurais, entre outros (VELHO, 2002). Na sequência, discutiremos apenas os métodos que serão aplicados neste trabalho.

### 5.3.1 Inversão direta

Em termos de um fator geométrico apropriado e da condição básica do campo de visão do fotômetro ser suficientemente estreito, a intensidade de emissão integrada  $I$  e a taxa de emissão volumétrica  $\varepsilon$  das emissões aeroluminescentes estão diretamente relacionadas através da equação

$$I_i = \int_{h_{min}}^{h_{max}} \varepsilon(h) dh, \quad (5.23)$$

onde  $i = 1, 2, \dots, m$  ( $m$  medidas). Conhecendo-se a variação de  $\varepsilon$  com a altura  $h$ , podemos determinar  $I$ . Temos aqui o problema direto. Como fazer então para resolver o problema inverso, ou seja, extrair perfis de  $\varepsilon$  a partir de  $I$ ? Baseado na análise realizada por McDade (2007) sobre a determinação da temperatura atmosférica a partir de medidas de radiância, vamos examinar as implicações deste tipo de inversão.

Aproximando  $\varepsilon(h)$  de uma função que tem um número limitado de parâmetros variáveis, podemos expressar  $\varepsilon(h)$  como uma combinação linear de um conjunto de funções na base  $m$ , i.e, como um polinômio em  $h$  com funções  $h, h^2, h^3, \dots$ . Procuramos então representar  $\varepsilon(h)$  por

$$\varepsilon(h) = \sum_{j=1}^m b_j F_j(h), \quad (5.24)$$

onde  $F_j(h)$  são as funções da base  $h, h^2, \dots$ . Podemos então representar  $\varepsilon(h)$  como um polinômio em  $h$

$$\varepsilon(h) = b_1 + b_2 h + b_3 h^2 + \dots + b_m h^{m-1}, \quad (5.25)$$

ou na forma

$$\varepsilon(h) = b_1 F_1(h) + b_2 F_2(h) + b_3 F_3(h) + \dots + b_m F_m(h) \quad (5.26)$$

Relacionando as Equações 5.23 e 5.24, teremos

$$I_i = \sum_{j=1}^m b_j \int_{h_o}^{h_{max}} F_j(h)dh \quad (5.27)$$

$$\Rightarrow I_i = b_1 \int_{h_o}^{h_{max}} F_1(h)dh + b_2 \int_{h_o}^{h_{max}} F_2(h)dh + \dots + b_m \int_{h_o}^{h_{max}} F_m(h)dh, \quad (5.28)$$

onde conhecendo todos os  $F_j(h)$  para  $j = 1, 2, 3, \dots, m$ , podemos resolver cada integral. Sendo  $A_{ij} = \int F_j(h)dh$ , teremos

$$\begin{aligned} I_1 &= b_1 A_{11} + b_2 A_{12} + \dots + b_m A_{1m} \\ I_2 &= b_1 A_{21} + b_2 A_{22} + \dots + b_m A_{2m} \\ &\vdots \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \\ I_m &= b_1 A_{m1} + b_2 A_{m2} + \dots + b_m A_{mm} \end{aligned}$$

onde o número de  $I$  observadas é igual ao número de termos da expansão. Podemos representar o sistema de equações acima na forma matricial

$$\mathbf{I} = \mathbf{A}\mathbf{b}, \quad (5.29)$$

onde  $\mathbf{I}$  é o vetor coluna representando  $m$  intensidades integradas medidas,  $\mathbf{A}$  é a matriz quadrada de  $m \times m$  valores de  $A_{ij}$  e  $\mathbf{b}$  é o vetor coluna dos  $m$  coeficientes que pode ser determinado a partir da operação

$$\mathbf{b} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{I}, \quad (5.30)$$

onde,

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11}^{-1} & A_{12}^{-1} & \cdots & A_{1m}^{-1} \\ A_{21}^{-1} & A_{22}^{-1} & \cdots & A_{2m}^{-1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ A_{m1}^{-1} & A_{m2}^{-1} & \cdots & A_{mm}^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_m \end{bmatrix} \quad (5.31)$$

Logo,

$$\begin{aligned} b_1 &= A_{11}^{-1}I_1 + A_{12}^{-1}I_2 + \dots + A_{1m}^{-1}I_m = \sum_{i=1}^m A_{1i}^{-1}I_i \\ b_2 &= A_{21}^{-1}I_1 + A_{22}^{-1}I_2 + \dots + A_{2m}^{-1}I_m = \sum_{i=1}^m A_{2i}^{-1}I_i \\ &\quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \\ b_m &= A_{m1}^{-1}I_1 + A_{m2}^{-1}I_2 + \dots + A_{mm}^{-1}I_m = \sum_{i=1}^m A_{mi}^{-1}I_i \\ &\Rightarrow b_j = \sum_{i=1}^m A_{ji}^{-1}I_i \end{aligned}$$

Com o conjunto de coeficientes  $\mathbf{b}$  obtido, podemos calcular o valor de  $\varepsilon(h)$  através da Equação 5.25. Esta operação de inversão direta do tipo  $x = K^{-1}y$ , traduz-se mais como um exercício acadêmico do que um esquema metodológico a ser efetivamente adotado (SHIGUEMORI, 2007), tendo em vista que pequenos erros presentes no processo de medida de  $I$  podem ser grandemente amplificados durante a inversão. Vamos ilustrar esta sensibilidade ao erro com o seguinte exemplo: tomando a Equação 5.25 para o caso  $m=2$ , teremos o polinômio

$$\varepsilon(h) = b_1 + b_2h, \quad (5.32)$$

Considerando que foram obtidas as seguintes medidas de emissões integradas com  $I_1 = 2$  e  $I_2 = 4,000001$ , e que os elementos da matriz quadrada são dados por

$$A_{11} = 1, \quad A_{12} = 1, \quad A_{21} = 2 \quad \text{e} \quad A_{22} = 2,000001$$

Verificamos a partir da Equação 5.29 que

$$I_1 = A_{11} b_1 + A_{12} b_2 \quad \Rightarrow \quad 1 \times b_1 + 1 \times b_2 = 2$$

$$I_2 = A_{21} b_1 + A_{22} b_2 \quad \Rightarrow \quad 2 \times b_1 + 2,000001 \times b_2 = 4,000001,$$

onde encontramos a seguinte solução para os coeficientes

$$b_1 = 1 \quad \text{e} \quad b_2 = 1$$

Logo,  $\mathbf{I} = \mathbf{A}\mathbf{b}$  será dada por

$$\begin{bmatrix} 2 \\ 4,000001 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 2 & 2,000001 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (5.33)$$

Supondo que realizamos a medida de  $I_2$  com um pequeno erro, ou seja, em vez de 4,000001 obtemos 4, então

$$I_1 = A_{11} b_1 + A_{12} b_2 \quad \Rightarrow \quad 1 \times b_1 + 1 \times b_2 = 2$$

$$I_2 = A_{21} b_1 + A_{22} b_2 \quad \Rightarrow \quad 2 \times b_1 + 2,000001 \times b_2 = 4,$$

de modo que a solução para os coeficientes será

$$b_1 = 2 \quad \text{e} \quad b_2 = 0$$

Logo,

$$\begin{bmatrix} 2 \\ 4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 2 & 2,000001 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 2 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5.34)$$

ou seja, os valores encontrados para  $b_1$  e  $b_2$  são muito diferentes da solução anterior. Note que um erro de 0,000025% na medida de  $I_2$  provocou uma diferença de 100% no valor do coeficientes. Com isso, os perfis verticais de taxa de emissão para ambos os casos irão diferir significativamente, indicando que pequenos erros de medida na emissão integrada  $I$  tendem a ser amplificados nos perfis de taxa de emissão  $\varepsilon$ , onde

$$\varepsilon(h) = 1 + h, \quad (\text{expressão correspondente a } I_2 = 4,000001)$$

$$\varepsilon(h) = 2, \quad (\text{expressão correspondente a } I_2 = 4)$$

Como podemos perceber, o problema da recuperação de perfis de taxa de emissão volumétrica a partir de medidas de emissão integrada é essencialmente mal-posto, pois viola a condição de estabilidade de Hadamard.

### 5.3.2 Abordagem por mínimos quadrados

Um dos problemas encontrados no método anterior é que podemos determinar a solução  $\varepsilon(h)$  que corresponde exatamente as intensidades integradas  $I$ , não obstante, com valores de  $\varepsilon(h)$  pouco realísticos e até mesmo negativos.

Na realidade, é razoável esperar que a solução seja coerente dentro da incerteza experimental. O problema é que mesmo dentro desta incerteza, existem várias outras soluções igualmente coerentes, logo faz-se necessário adotar um método que possibilite eleger, dentre o conjunto soluções, qual delas é a mais razoável.

Uma forma de fazer isso é definir o problema estabelecendo que o número  $M$  de intensidades integradas  $I$  observadas é maior do que o número de termos expandidos  $N$ . Temos então  $M$  observações de intensidade  $I_i$ , onde  $i = 1, 2, \dots, M$ , bem como

$$\varepsilon(h) = \sum_{j=1}^N b_j F_j(h), \quad (5.35)$$

onde  $j = 1, 2, \dots, N$  para  $N < M$ .

Podemos esperar então que qualquer solução de  $b_j$  seja representada por um conjunto de intensidades integradas reconstruídas, dado por

$$\tilde{I}_i = \sum_{j=1}^N b_j A_{ij}, \quad (5.36)$$

onde  $A_{ij} = \int F_j(h) dh$  determina os elementos da matriz  $M \times N$ .

Vamos então tentar encontrar o conjunto de coeficientes  $b$  que minimizam a função

$$S = \sum_{i=1}^m \left( I_i - \tilde{I}_i \right)^2, \quad (5.37)$$

onde  $S$  é a soma dos quadrados das diferenças entre as intensidades integradas observadas  $I_i$  e as reconstruídas  $\tilde{I}_i$ . Esta abordagem equivale a buscar um elemento  $x \in X$  através da minimização da distância entre os dados  $y$  e a projeção  $Kx$ .

Como então determinar o conjunto único de valores  $b_j$  que minimizam o erro de  $S$ ? Sendo  $S$  uma função do  $b_j$ , então

$$S = \sum_{i=1}^m (I_i - \tilde{I}_i)^2 \Rightarrow S = \sum_{i=1}^m \left( I_i - \sum_{j=1}^N A_{ij} b_j \right)^2$$

Diferenciando com relação a cada  $b_j$  diferente de  $N$

$$\frac{\partial S}{\partial b_k} = \sum_{i=1}^m 2 \left( I_i - \sum_{j=1}^N A_{ij} b_j \right) (-A_{ik}) \quad (5.38)$$

onde  $k = 1, 2, \dots, N$ .

Sendo

$$\frac{\partial S}{\partial b_k} = 0, \quad (5.39)$$

para qualquer  $k$ , logo

$$\sum_{i=1}^m 2 \left( I_i - \sum_{j=1}^N A_{ij} b_j \right) (-A_{ik}) = 0 \quad (5.40)$$

$$\rightarrow \sum_{i=1}^m \left( I_i - \sum_{j=1}^N A_{ij} b_j \right) (A_{ik}) = 0$$

$$\rightarrow \sum_{i=1}^m I_i A_{ik} - \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^N A_{ij} b_j A_{ik} = 0$$

$$\rightarrow \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^N A_{ij} b_j A_{ik} = \sum_{i=1}^m I_i A_{ik}, \quad (5.41)$$

ou seja, esta equação satisfaz todos os valores de  $k$  e temos  $N$  equações para  $N$

valores de  $b_j$  (incógnitas).

Considerando que  $A_{ik} = A_{ki}^T$ , onde  $\mathbf{A}^T$  é a matriz transposta de  $\mathbf{A}$ , então

$$\begin{aligned} \rightarrow \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^N A_{ij} b_j A_{ki}^T &= \sum_{i=1}^m I_i A_{ki}^T, \quad k = 1, \dots, N \\ \rightarrow \sum_{j=1}^N \left( \sum_{i=1}^m A_{ki}^T A_{ij} \right) b_j &= \sum_{i=1}^m A_{ki}^T I_i, \end{aligned}$$

onde  $\mathbf{A}$  é uma matriz  $M \times N$  e  $\mathbf{A}^T$  é uma  $N \times M$ , logo seu produto  $\mathbf{A}^T \mathbf{A}$  será  $N \times N$ . Assim, cada membro da equação será igual

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^N \left( \sum_{i=1}^m A_{ki}^T A_{ij} \right) b_j &= \sum_{j=1}^N (\mathbf{A}^T \mathbf{A})_{kj} b_j = (\mathbf{A}^T \mathbf{A} \mathbf{b})_k \\ \sum_{i=1}^m A_{ki}^T I_i &= (\mathbf{A}^T \mathbf{I})_k, \quad k = 1, \dots, N \end{aligned}$$

Logo,

$$\mathbf{A}^T \mathbf{A} \mathbf{b} = \mathbf{A}^T \mathbf{I}$$

$$\mathbf{b} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{I} \quad (5.42)$$

onde  $(\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T$  é uma pseudo-inversa generalizada de Moore-Penrose. A solução 5.42 é denominada de solução dos mínimos quadrados generalizada. Se  $\mathbf{A}$  é uma matriz quadrada, recuperamos o resultado 5.30. Temos aqui um tipo de solução menos propensa a erros do que a solução exata, porém ainda sensível a ruídos<sup>8</sup>. Como os mínimos quadrados não são capazes de estabilizar o problema, se já tínhamos instabilidades em  $\mathbf{A}$ , teremos também em  $(\mathbf{A}^T \mathbf{A})$ , de modo que outro tipo de minimização adicional deverá ser aplicado.

A reformulação do problema mal-posto em bem-posto e a consequente estabilidade dos dados, pode ser alcançada através da associação da abordagem de mínimos quadrados com métodos de regularização (ROBERTI, 2005) ou filtros digitais (KITA

---

<sup>8</sup>A hipótese Gaussiana é subjacente a aplicação dos mínimos quadrados, logo assume-se que o ruído é bem comportado.

et al., 1989). A informação sobre o grau de suavização ou o parâmetro de regularização, advindos da análise das características físicas do fenômeno, constituem-se no conhecimento a priori que será responsável por esta transformação (Figura 5.3). A utilização deste expediente restringirá o espaço de soluções, eliminando a presença de oscilações bruscas ou artefatos, fornecendo uma solução fisicamente mais satisfatória.



Figura 5.3: Procedimento para transformar um problema mal-posto num bem-posto através da inclusão de informação a priori.

Fonte: Adaptada de Shiguemori (2002).

### 5.3.3 Solução de problemas inversos através de redes neurais artificiais

No contexto da solução de problemas inversos, diferentes arranjos têm sido desenvolvidos utilizando redes neurais artificiais (RNA) no domínio de aplicações bastante distintas (HAMZAVI et al., 1996; PAVLOV, 1998; SHIGUEMORI et al., 2005). Nota-se inclusive uma certa tendência em, mediante a apresentação de resultados preliminares satisfatórios, adotá-las em iguais condições aos métodos clássicos de inversão. As RNA apresentam ainda as seguintes vantagens adicionais: podem ser adotadas no procedimento de solução de um problema inverso, mesmo quando o problema direto é desconhecido; robustez à presença de ruídos nos dados de entrada; após submetida ao dispendioso tempo de treinamento, o ato de inversão é extremamente rápido. Na próxima seção, descreveremos um procedimento inédito de solução de um problema inverso por RNA para a recuperação de perfis verticais de emissões aeroluminescentes.

## 5.4 Recuperação de perfis utilizando redes neurais artificiais

Diversos métodos têm sido aplicados em Aeronomia para derivar perfis de taxa de emissão volumétrica a partir de medidas de intensidade de emissão integrada, como por exemplo, o método de ajuste incremental de reta móvel (MURTAGH et al., 1984), filtragem de Fourier (SISKIND; SHARP, 1991) e análise tipo casca de cebola (CLEMESH; TAKAHASHI, 1996). Entretanto, tais métodos de inversão espectral apresentam limitações devido ao mal-condicionamento do seu modelo matemático de inversão, além de perda de informação como resultado do procedimento de suavização dos dados obtidos, geralmente efetuado no sentido de contornar os efeitos dos ruídos aleatórios e modulações espúrias inerentes ao tipo de medida. Logo, qualquer uma destas limitações será suficiente para comprometer o perfil de taxa de emissão volumétrica resultante.

Uma alternativa baseada no conhecimento empírico observado entre as características de perfis verticais de emissões aeroluminescentes é testada neste trabalho. Uma técnica de redes neurais artificiais (RNA), fundamentada no treinamento de perceptrons de múltiplas camadas, é utilizada para resolver o problema inverso da recuperação de perfis de taxa de emissão volumétrica a partir de medidas de intensidade integrada e de informações referentes a atitude do foguete.

Algoritmos baseados em redes neurais têm demonstrado sua potencialidade em diversas aplicações, superando desconfiças e resistências, ao consolidar-se através de resultados consistentes em campos tão diversos como a análise e processamento de sinais (PHAM; SAGIROGLU, 1996), reconhecimento de padrões (RIPLEY, 1996) e na solução de problemas inversos (SHIGUEMORI, 2002). Particularmente, a técnica de redes neurais têm sido empregada com relativo sucesso na previsão de parâmetros ionosféricos (ALTINAY et al., 1997; WINTOFT; CANDER, 1999; MCKINNELL; POOLE, 2000; ZENG et al., 2002; NAKAMURA et al., 2007) e no desenvolvimento de modelos para esta região (MCKINNELL, 2002; MCKINNELL; FRIEDRICH, 2007). Aplicações envolvendo Clima Espacial podem também ser encontradas na literatura (VANDEGRIFF et al., 2005; JANKOVICOVA et al., 2002). Um modelo baseado em redes neurais que calcula a probabilidade de ocorrência de Spread-F sobre o setor brasileiro foi inclusive recentemente proposto (MCKINNELL et al., 2010).

Em contraste com os métodos tradicionais, as redes neurais oferecem um grande número de vantagens, incluindo a habilidade para detectar complexas relações não-

lineares que estão implícitas entre as variáveis de entrada e saída da rede (OZCELIK et al., 2010), tolerância a falhas e ampla capacidade de generalização. Outra vantagem que chama bastante a atenção está ligada ao fato da rede aprender por exemplos apresentados, logo um modelo matemático que represente o esquema de inversão — geralmente sujeito a condição de mal-condicionamento — não se faz necessário.

Embora possamos determinar a arquitetura e a topologia da RNA, o usuário não pode acompanhar interativamente o progresso do processo de aprendizagem, o que constitui uma razoável desvantagem. Além disso, a carência de uma uniformidade heurística, no tocante ao desenvolvimento de modelos de redes neurais, e a sua natureza não-paramétrica, contribuem significativamente para fomentar certas críticas a sua utilização (ZHANG, 2010).

#### **5.4.1 O neurônio biológico**

A rede neural artificial é composta basicamente de um conjunto de unidades de processamento não-linear, denominadas de neurônios. Embora um neurônio artificial seja uma entidade simples e aplicada em funções especializadas — incapaz de ser envolvido na solução de diversos problemas através de uma única rede — as redes neurais artificiais são inspiradas no seu análogo biológico, onde as células nervosas (neurônios) se conectam umas as outras, através de sinapses, formando uma grande rede, conforme situaram os trabalhos pioneiros de Camillo Golgi e Santiago Ramón y Cajal sobre a estrutura microscópica do sistema nervoso (ROJAS, 1996). O esquema de composição de um neurônio biológico é apresentado na Figura 5.4.

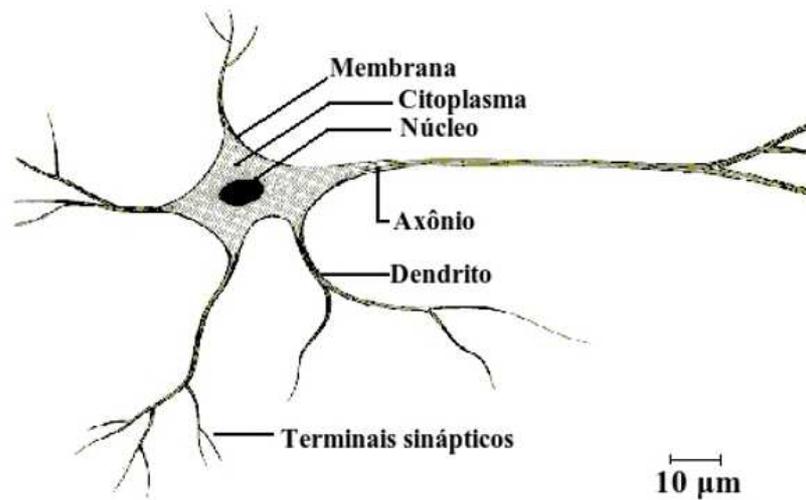


Figura 5.4: Representação esquemática de um neurônio biológico.  
 Fonte: Adaptada de Tatibana e Kaetsu (2010).

A comunicação entre os neurônios que compõem o sistema nervoso se dá através impulsos elétricos, onde o impulso que chega ao neurônio através dos dendritos é processado pelo corpo celular. Uma vez processada e, após a membrana superar um determinado limiar de potencial elétrico, a informação se propaga através do axônio em direção as sinapses de outras células nervosas. Nas regiões intersinápticas, será liberado uma enzima neurotransmissora que poderá modificar o potencial da membrana daqueles neurônios e, por sua vez, excitar ou inibir o sinal que seguirá para os seus axônios (SHIGUEMORI, 2007).

#### 5.4.2 O neurônio artificial

Como podemos observar na Figura 5.5, o análogo artificial do neurônio biológico é constituído basicamente de uma unidade de processamento com ramificações de entradas e uma conexão única de saída <sup>9</sup> que correspondem, respectivamente, aos dendritos e ao axônio.

Segundo Haykin (1994), o modelo de neurônio artificial é matematicamente descrito

<sup>9</sup>A partir desta única de saída, naturalmente, podemos derivar múltiplas conexões, onde cada uma delas transportará um sinal idêntico.

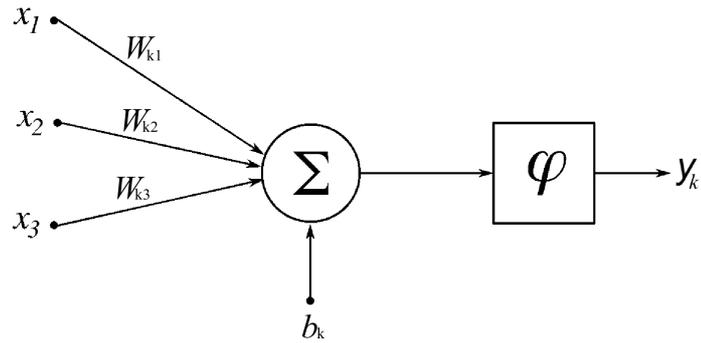


Figura 5.5: Representação esquemática de um neurônio artificial com três entradas.  
 Fonte: Adaptada de Shiguemori (2002).

por

$$y_k = \varphi \left( \sum_{j=1}^n w_{kj} x_j + b_k \right), \quad (5.43)$$

onde  $w_{kj}$  é o peso sináptico para a entrada  $j$  do neurônio  $k$ ,  $b_k$  é o nível de limiar do neurônio do  $k$  como resposta ao sinal de entrada <sup>10</sup>,  $x_j$  é a entrada  $j$  e  $y_k$  é a saída do neurônio  $k$ . A função de ativação  $\varphi(\cdot)$  limita o intervalo de amplitude da saída de  $\Sigma$  a um dado valor.

No caso de um neurônio artificial, a ponderação das sinapses é simulada por coeficientes adaptáveis  $w_{kj}$  que afetam os valores de entrada. O sinal que seguirá para o processamento resulta do somatório do produto  $w_{kj} x_j$ , de acordo com o número de entradas  $j$ .

A entrada de polarização ou nível de limiar  $b_k$  assume o papel de transladar a função de ativação em torno de uma origem, fazendo com que o resultado de  $v_k = \sum w_{kj} x_j$  não seja nulo, na hipótese de  $x_1, x_2, \dots, x_n = 0$ . Após fixarmos  $b_k$ , controlando a influência do valor de entrada líquida no processo de ativação, submeteremos o resultado à função  $\varphi$ , a qual responderá com um único valor ao sinal apresentado.

Diferentes funções de ativação  $\varphi$  podem ser utilizadas, de acordo com o tipo de saída que desejamos como entrada para os neurônios seguintes ou como solução final da rede. A curva sigmóide

<sup>10</sup> $b_k$  seria o peso  $w_{k0}$  para um neurônio, cuja entrada  $x_0 = 1$ . O limiar  $b_k$  pode aumentar ou diminuir a entrada líquida da função de ativação.

$$\varphi(v) = \frac{1}{1 + e^{-av}} \quad (5.44)$$

é frequentemente adotada como uma função de ativação <sup>11</sup> por ser contínua, apresentar baixa complexidade de diferenciação e por introduzir características não-lineares ao modelo, permitindo assim que a RNA resolva também problemas desta natureza.

### 5.4.3 Arquitetura da rede neural

Um conjunto de neurônios artificiais pode ser organizado de maneiras distintas, tanto em número como em disposição de elementos, propiciando diferentes configurações de rede com arranjos distribuídos em forma de camadas. Na prática, uma rede neural artificial é constituída de no mínimo duas camadas: uma de entrada e outra de saída. Entre elas, será possível inserir uma ou mais camadas intermediárias, denominadas de camadas ocultas ou escondidas. A solução de problemas não-lineares requer a utilização de pelo menos uma camada escondida. Na Figura 5.6 temos o exemplo da arquitetura de uma RNA com 1 camada de entrada, uma camada intermediária contendo 3 neurônios e uma camada de saída com 1 neurônio. A conexão é total, pois todas as saídas estão conectadas aos neurônios presentes na camada seguinte. Note que a camada de entrada não é constituída de neurônios, mas somente de conexões.

---

<sup>11</sup>Nesta função monotônica crescente,  $a$  é o parâmetro de inclinação. A variação de  $a$  fornece funções sigmoidais com diferentes inclinações.

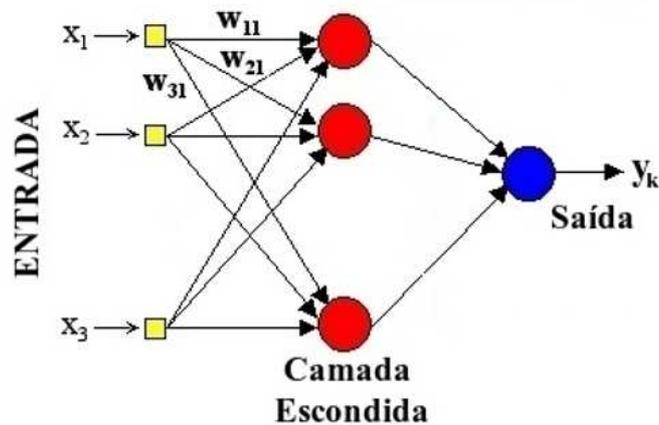


Figura 5.6: Arquitetura de uma RNA com uma camada de entrada, uma camada intermediária e uma camada de saída.

Dá-se o nome de arquitetura da RNA, a disposição de camadas da rede e ao número de neurônios que elas contém, enquanto que a topologia da rede refere-se ao mapeamento das conexões físicas e lógicas entre estes elementos. As diferentes arquiteturas de rede têm dependência direta com a estratégia de aprendizagem adotada. Uma descrição detalhada sobre esta característica pode ser encontrada em Haykin (1994) e Fausset (1994). Para aplicação no presente trabalho, elegemos uma rede com arquitetura do tipo perceptron de Múltiplas Camadas (PMC)<sup>12</sup> com algoritmo de retropropagação do erro e apenas uma camada escondida.

As rotinas desta RNA foram implementadas por Shiguemori (2007) em FORTRAN 90. A preferência por este código em lugar de aplicativos ou bibliotecas largamente empregados pela comunidade científica, como o *Stuttgart Neural Network Simulator* (ZELL et al., 2010), deve-se ao fato desta escolha ser permissiva a criação de uma heurística que potencialize uma maior interação com a arquitetura e a topologia da rede.

O PMC é uma rede alimentada para frente e com aprendizagem supervisionada. Neste tipo de rede, o fluxo de sinal funcional se propaga no sentido dos nós de entrada até a saída (propagação), para a seguir fazer o caminho inverso, onde o fluxo se dá dos neurônios de saída para os neurônios da camada escondida (retropropagação).

<sup>12</sup>Um perceptron seria uma rede neural constituída de um único neurônio, lotado em uma única camada.

A Figura 5.7 mostra uma RNA com arquitetura do tipo PMC com 3 nós de entrada, uma camada escondida contendo 3 neurônios e um neurônio de saída. O algoritmo de aprendizagem supervisionada é representado pelo supervisor localizado na saída da rede.

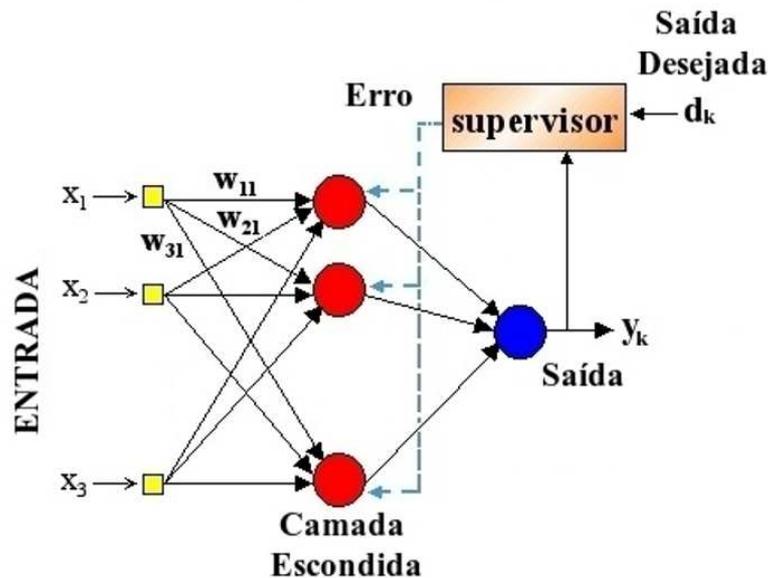


Figura 5.7: Rede do tipo perceptron de múltiplas camadas de aprendizagem supervisionada com algoritmo de retropropagação do erro.

Um conjunto constituído por um par, formado pelo sinal de entrada e a saída desejada, é inicialmente apresentado na entrada da rede. A partir da propagação deste sinal através da rede, obteremos um valor  $y_k$  calculado pela RNA que se refere ao sinal funcional que aparece na saída do neurônio  $k$ , durante a iteração  $n$ . Logo,  $y_k$  deverá ser comparado com a saída desejada  $d_k$ , sendo o valor instantâneo do erro global dos neurônios da camada de saída <sup>13</sup>, dado pela relação

$$E(n) = \frac{1}{2} \sum_{k \in C} [d_k(n) - y_k(n)]^2, \quad (5.45)$$

onde  $C$  é o conjunto de neurônios contidos na camada de saída da rede e  $n$  o número de iterações.

<sup>13</sup>Os neurônios da camada de saída são os únicos da rede que são visíveis e para os quais os sinais de erro podem ser calculados diretamente (HAYKIN, 1994).

A supervisão do algoritmo de retropropagação atuará para minimizar o erro entre a saída desejada  $d_k$  e a saída calculada pela rede  $y_k$ . Estando fixadas a arquitetura e topologia da rede, os únicos parâmetros livres e passíveis de alteração no sentido de empreender esta minimização, seriam os pesos sinápticos  $w_{kj}$ . Assim, o procedimento de retropropagação do erro será efetuado, ajustando os pesos, no sentido de minimizar o erro. O algoritmo de retropropagação aplica uma correção  $\Delta w_{kj}(n)$  (regra delta) que será proporcional ao gradiente local  $\delta_k(n)$  do neurônio de saída  $k$ , dado pela expressão

$$\Delta w_{kj}(n) = \eta \delta_k(n) y_j(n) \quad (5.46)$$

onde  $\eta$  é a taxa de aprendizagem responsável por ponderar as correções e  $y_j$  é o sinal funcional que aparece na saída do neurônio  $k$  durante a iteração  $n$ . O valor do gradiente local será diferente para o neurônio situado, por exemplo, na camada escondida ou na saída da rede. O procedimento de determinação dos pesos sinápticos através do mecanismo de retropropagação do erro, bem como a dedução da expressão da regra delta podem ser encontrados em [Shiguemori \(2007\)](#).

Uma arquitetura ótima é determinada através da análise da solução fornecida como resultado do treinamento da RNA utilizando diferentes combinações de parâmetros de aprendizagem da rede, como a taxa de aprendizagem, número de épocas, o erro de treinamento desejado e o número de neurônios na camada escondida. Este último é especialmente importante à luz da capacidade de treinamento, pois quando um número muito reduzido de neurônios são incluídos na camada, a saída será geralmente não representativa. Por outro lado, quando adotamos um número excessivo de neurônios, podemos verificar efeitos de sobre-treinamento que costumam exigir custo computacional desmedido e desnecessário. Na Figura 5.8 podemos verificar, por exemplo, o quanto a variação do número de neurônios na camada oculta altera o perfil resultante de taxa de emissão volumétrica fornecido pela RNA.

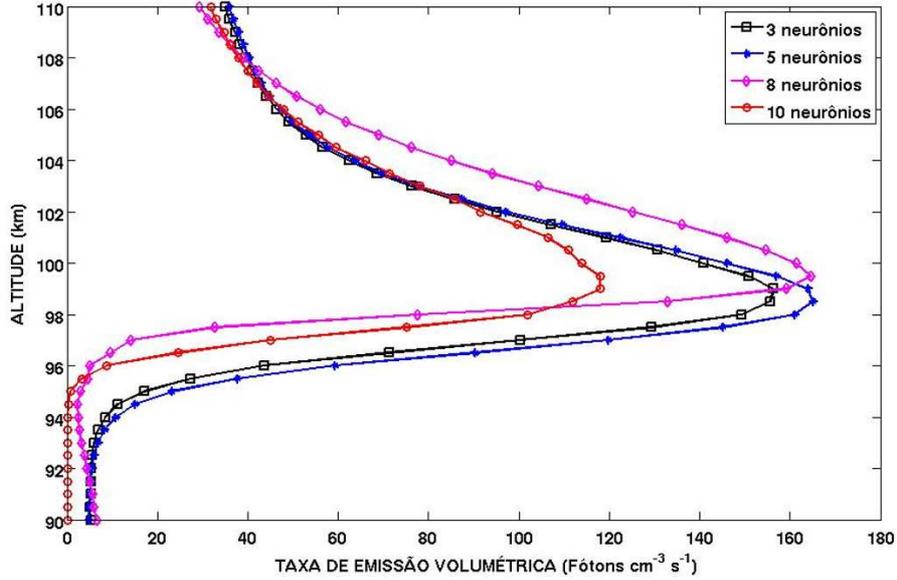


Figura 5.8: Perfis de taxa de emissão volumétrica fornecidos pela RNA treinada com 4 diferentes números de neurônios na camada escondida.

#### 5.4.4 O problema direto

Desde que a emissão aeroluminescente esteja limitada a um determinado intervalo de altitude, a quantidade fundamental a ser medida será a taxa de emissão volumétrica  $\varepsilon$ , que se caracteriza pelo número de fótons emitidos por segundo a partir de uma unidade de volume. Esta quantidade, entretanto, não pode ser medida diretamente.

Assumindo que a camada emissora é horizontalmente uniforme sobre o campo de visão, a taxa de fótons coletados por um fotômetro de área  $A$ , a partir de uma coluna e numa unidade de tempo, será dada pela integral ao longo da linha de visada que se estende desde da altura do sensor do fotômetro ( $h_o$ ), enquanto o foguete está no solo, até a fronteira mais exterior da camada ( $h_{max}$ ), segundo a expressão

$$I = \frac{1}{10^6} \int_{h_o}^{h_{max}} \varepsilon(h) dh, \quad (5.47)$$

também denominada de emissão integrada. Sua unidade radiométrica no SI é o Rayleigh, correspondente a emissão de  $10^6$  Fótons cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> a partir de uma coluna de um centímetro quadrado numa área que se prolonga ao longo da linha de visada

em qualquer direção através da camada de emissão (SHEPHERD, 2002). A Equação 5.47 representa a formulação matemática do problema direto. A integração numérica dos dados de  $\varepsilon$  em relação a  $h$  foi realizada pelo método dos trapézios. Em passos subsequentes, a solução do problema direto será aplicada para gerar uma porção do conjunto de aprendizagem. Poderemos prescindir do problema direto, caso tenhamos um significativo banco de dados com perfis experimentais de intensidade integrada  $I$  e seus correspondentes perfis de taxa de emissão volumétrica  $\varepsilon$ .

#### 5.4.5 O problema inverso

Empregaremos uma rede neural tipo PMC, com arquitetura similar a da Figura 5.7, para reproduzir uma relação não-linear entre medidas de intensidade integrada  $I$ , obtidas através de fotômetros a bordo de foguetes, e seus correspondentes perfis verticais de taxa de emissão volumétrica  $\varepsilon$ . As medidas são provenientes da componente mesosférica do OI  $\lambda 557,7$  nm e obtidas durante o voo do experimento MULTIFOT (TAKAHASHI et al., 1996).

O conjunto de dados de entrada da rede é constituído de parâmetros que exercem certa influência sobre a determinação fotométrica do perfil de taxa de emissão volumétrica. Os parâmetros de entrada são: a intensidade de emissão integrada  $I$  (em Rayleigh), a altitude  $h$  (em km) e o ângulo zenital  $\theta$  (em graus) do eixo principal do foguete no instante da medida de  $I$ . Cada conjunto  $(I, h, \theta)$  corresponde univocamente a um único ponto de taxa de emissão volumétrica  $\varepsilon$  de saída. Um diagrama de bloco esquemático da RNA com um sistema discreto com entrada e saída é apresentado na Figura 5.9.

O ângulo zenital  $\theta$  é, sem dúvida, o parâmetro que mais influencia a direção da linha de visada do fotômetro, pois varia continuamente devido ao movimento de precessão do foguete e, dependendo da altitude, do arrasto aerodinâmico. Embora a direção de visada do fotômetro longitudinal não seja influenciada pelo movimento de rotação do foguete, o mesmo não se pode dizer do fotômetro transversal.

Os dados apresentados como entrada cobrem uma faixa de altitude entre 90 e 110 km, com passo de 0,5 km, enquanto que os ângulos zenitais são os seguintes:  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $35^\circ$  e  $40^\circ$ . Uma amostra de  $\theta$  mais próximo da realidade poderia sugerir uma interpolação mais inclusiva entre os valores apresentados acima. Ocorre

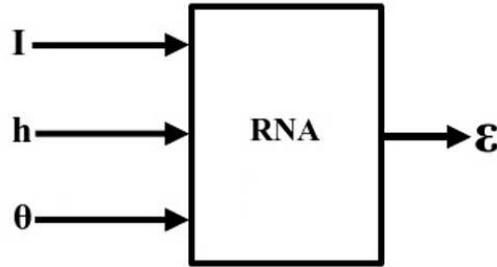


Figura 5.9: Diagrama de bloco esquemático da RNA adotada, onde os parâmetros de entrada são a emissão integrada  $I$ , a altitude do foguete  $h$  e o ângulo zenital  $\theta$ . Cada conjunto de entrada corresponde univocamente a um ponto de taxa de emissão volumétrica  $\varepsilon$  de saída.

que este procedimento poderia resultar num número enorme de perfis de emissão integrada a serem implementados durante a etapa de treinamento. Verificamos que quando isso ocorre, a rede cai num mínimo local e o treinamento não é completado. Esta característica deverá ser melhor analisada em trabalhos futuros. A propriedade intrínseca de tolerância à descontinuidades na informação que irá compor os dados de entrada e a sutil variação nos valores de  $I$  nos intervalos entre os ângulos adotados, permite-nos adotar apenas 6 valores de ângulo zenital sem perda de generalidade nos resultados.

#### 5.4.6 Treinamento e Ativação

A aplicação deste tipo de rede neural comporta duas etapas: o treinamento e a ativação. Nesta primeira etapa, a rede deve aprender o suficiente através de exemplos gradativamente apresentados para que seja capaz de fazer inferências e generalizar resultados ao receber dados inéditos. Os exemplos apresentados são pares de perfis de entrada tipo  $(I, h, \theta)$  e resultado esperado  $\varepsilon^*$ , onde  $\varepsilon$  que resulta da inversão da entrada  $(I, h, \theta)$  será comparado com  $\varepsilon^*$ . Da relação entre  $\varepsilon^*$  e  $\varepsilon$ , apreendida pelo algoritmo de aprendizado, advém o ajuste iterativo dos pesos sinápticos.

A etapa de treinamento começa quando o fluxo de sinal, no sentido dos nós de entrada até a saída, determina aleatoriamente os valores dos pesos. Na sequência, os pesos serão atualizados a cada iteração por ação do algoritmo de retropropagação discutido na seção 5.4.3.

Um conjunto representativo de dados que seja capaz de descrever a relação entre os parâmetros  $(I, h, \theta)$  e  $\varepsilon$  é um requerimento essencial para que a aprendizagem da rede alcance uma razoável capacidade de generalização e extrapolação (MCKINNELL; FRIEDRICH, 2007). Neste sentido, uma limitação deverá ser inicialmente contornada para que possamos estruturar uma base de dados que será aplicada no processo de aprendizagem. Trata-se da escassez de perfis experimentais de taxa de emissão volumétrica do OI  $\lambda 557,7$  nm mesosférico, especialmente obtidos para a região equatorial e de baixas latitudes. Inclusive, a carência desta informação não pode ser dirimida através de medidas fornecidas por fotômetros instalados em solo ou mesmo em sondadores de topo, pois enquanto os primeiros proporcionam informações apenas sobre a intensidade integrada de uma dada emissão, os perfis verticais de  $\varepsilon$  que advêm de medidas de satélite apresentam-se muitas vezes incompletos ao longo do intervalo de altitude requerido.

Considerando que para a estação (equinócio de outono), faixa de altitude e coordenadas geográficas ( $\sim 2,5^\circ\text{S}$ ;  $44,4^\circ\text{W}$ ) em questão, não temos à disposição perfis verticais de  $\varepsilon$  derivados por medidas de foguete, tomaremos então dois perfis desta mesma emissão obtidos num experimento anterior realizado a partir do Centro de Lançamento da Barreira do Inferno-CLBI ( $5,8^\circ\text{S}$ ;  $35,2^\circ\text{W}$ ), Brasil, realizado em 11 de dezembro de 1985 às 20h30min (hora local). A partir destes 2 perfis — um de subida e outro de descida — foram modelados 1382 perfis sintéticos adicionais que incorporam restrições teóricas e características da variabilidade típica deste tipo de emissão (Figura 5.10).

A despeito das diferenças geográficas e sazonais entre os dados dos experimentos lançados a partir do Centro de Lançamento de Alcântara-CLA e do CLBI, ambos os tipos de perfis apresentam algumas similaridades em termos de condições geofísicas, conforme podemos verificar na Tabela 5.1. Ainda assim, esperamos que a adição de perfis sintéticos suplante qualquer diferença neste sentido, tendo em vista que uma variabilidade significativa poderia ser também observada entre ambos os perfis em decorrência da ação de outras fontes.

Dentre os 1384 perfis de  $\varepsilon$ , os 30 perfis mais representativos foram selecionados para compor o conjunto de aprendizagem, seguido de seus respectivos perfis de emissão integrada  $I$  derivados a partir da Equação 5.47. Neste caso, as intensidades integradas resultantes representam as medidas efetuadas por fotômetros longitudinais em diferentes altitudes e com ângulo zenital igual a zero. Sabendo que o ângulo zenital  $\theta$

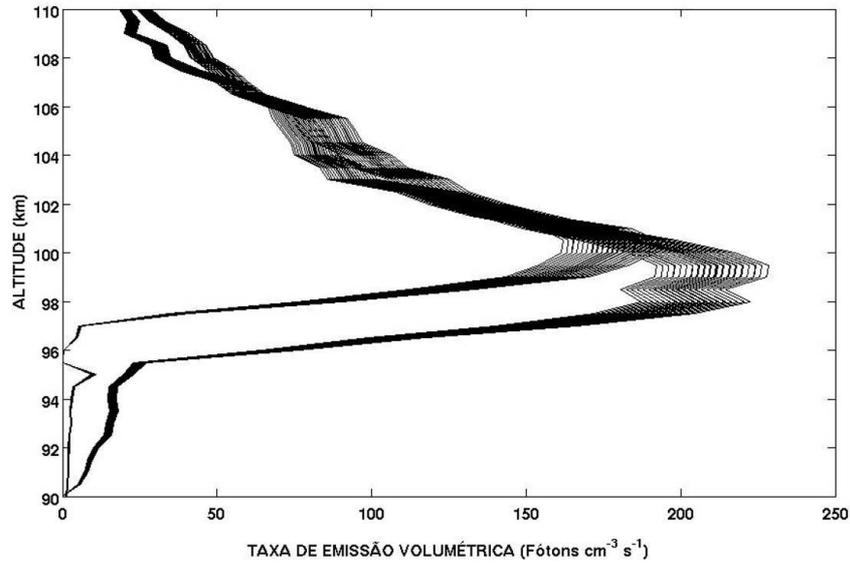


Figura 5.10: Perfis sintéticos de taxa de emissão volumétrica gerados a partir de 2 perfis experimentais obtidos em experimento lançado do CLBI (5,8°S; 35,2°W), Brasil, em 11 de dezembro de 1985 às 20h30min (hora local).

Tabela 5.1: Comparação das condições geofísicas entre o CLA e o CLIB para os dias 31 de maio de 1992 e 11 de dezembro de 1985, respectivamente. Estas condições são representadas pelo índices planetários de atividade geomagnética  $\Sigma K_p$  e  $A_p$ , bem como o índice F10,7 cm que fornece a medida do fluxo solar diário na frequência de 2800 MHz.

Fonte: Índices extraídos do banco de dados WDC-Kyoto (KYOTO, 2010) e do modelo MSIS-E 90 (HEDIN, 1991).

CLA (2,5°S; 44,4°W)	CLBI (5,8°S; 35,2°W)
31 de Maio de 1992	11 de Dezembro de 1985
23h52min (hora local)	20h30min (hora local)
$\Sigma K_p = 15+$	$\Sigma K_p = 19-$
Fluxo F10.7 cm = 101,7	Fluxo F10.7 cm = 77,3
$A_p = 8$	$A_p = 11$

varia continuamente ao longo do voo, a intensidade integrada verificada para uma dada altura dependerá da altitude em que foi tomada a medida e do ângulo zen-

tal do foguete, devido a sua relação direta com o comprimento do caminho óptico. Assim, um único perfil de  $\varepsilon$  pode corresponder a diversos perfis de emissão integrada. Tudo dependerá de quantos valores de  $\theta$  estão envolvidos na medida.

Portanto, para fornecer a rede informações sobre perfis de emissão integrada obtidos em outros ângulos de visada, determinaremos uma amostragem de perfis de  $I$  correspondentes aos ângulos  $\theta = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 35^\circ$  e  $40^\circ$ . Para isso, aplicaremos os valores associados ao perfil  $I_o$ , calculado para a emissão integrada em  $\theta = 0^\circ$ , na expressão  $I = I_o V(h | \theta)$  que utiliza a função de van Rhijn (CHAMBERLAIN, 1961) dada por

$$V(h | \theta) = \frac{1}{\{1 - [R_T/(R_T + h)]^2 \sin^2\theta\}^{1/2}}, \quad (5.48)$$

onde  $R_T$  é o raio da Terra e  $h$  é a altura do foguete a partir da superfície da Terra. A base de dados do conjunto de aprendizagem contará agora com 180 perfis de emissão integrada correspondentes as medidas dos 30 perfis de taxa de emissão volumétrica, de acordo com a visada associada a 6 diferentes ângulos zenitais.

Com o objetivo de assegurar a uniformidade estatística dos dados, o conjunto de aprendizagem foi integralmente normalizado. Os possíveis erros aleatórios no processo de medida da intensidade de emissão integrada foram simulados adicionando uma perturbação aleatória na solução exata do problema direto  $I$ , de maneira que

$$I = I + \sigma\mu, \quad (5.49)$$

onde  $\sigma$  é o desvio padrão do ruído e  $\mu$  é uma variável aleatória com distribuição Gaussiana, média zero e variância unitária. Os perfis de intensidade integrada do conjunto de aprendizagem foram corrompidos com 5% de ruído. Este percentual é 1% mais alto do que o maior valor de nível de ruído encontrado por Siskind e Sharp (1991) em medidas de intensidade integrada da emissão da linha verde.

Uma vez constituída a base de dados com perfis do tipo  $\varepsilon$ , além de seus respectivos perfis de emissão integrada  $I$  gerados como solução do problema direto, esta será dividida em subconjuntos de treinamento, validação e generalização. Cada sub-

conjunto receberá aleatoriamente 1/3 da base de dados total. A necessidade desta divisão pode ser explicada da seguinte maneira: a rede deve ser estimulada a aprender o máximo possível do subconjunto de treinamento, ao mesmo tempo que deverá também ser capaz de generalizar os resultados quando novos dados forem apresentados. Assim, no sentido de evitar que os resultados do treinamento evoluam até uma seção muito particular dos dados, a rede será otimizada por meio de um teste de validação cruzada, onde os perfis do subconjunto de validação serão, uma vez a cada época, apresentados a rede e comparados com os resultados do treinamento. A ordem de apresentação dos perfis para cada época do treinamento será alterada aleatoriamente.

A comparação entre os erros quadráticos médios dos perfis de treinamento e validação é um critério de convergência do treinamento, pois o ajuste dos pesos sinápticos terminará tão logo o valor do erro de validação seja maior do que o resultado encontrado na última verificação. Geralmente, o erro de validação atinge um mínimo antes que o erro de treinamento o faça. Os pesos finais serão fixados nesta época. A partir deste ponto, as iterações no algoritmo de treinamento não terão mais influência sobre o ajuste dos pesos (Figura 5.11).

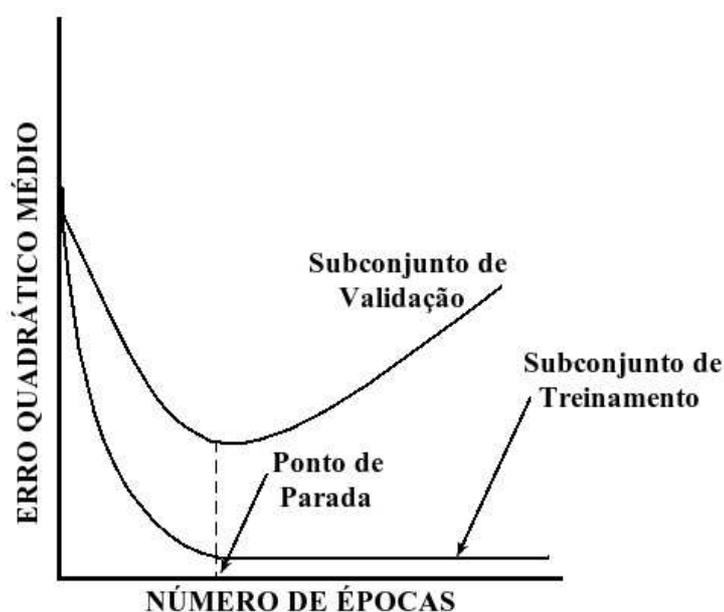


Figura 5.11: Ilustração da condição de parada pela validação cruzada (curva ideal).  
Fonte: Adaptada de Haykin (1994).

Como podemos perceber na Figura 5.12, o erro quadrático médio (rms) é dado como função do número de épocas para os subconjuntos de treinamento (linha sólida preta) e validação (linha tracejada azul). Após 42 épocas, o erro de ambos cai acentuadamente. O erro de validação torna-se estável antes do erro de treinamento. De acordo com Jiménez et al. (2003), o fato do erro de validação permanecer aproximadamente estável, após atingindo o seu valor mínimo, é uma indicação de que a rede não está sobreajustando o conjunto de treinamento.

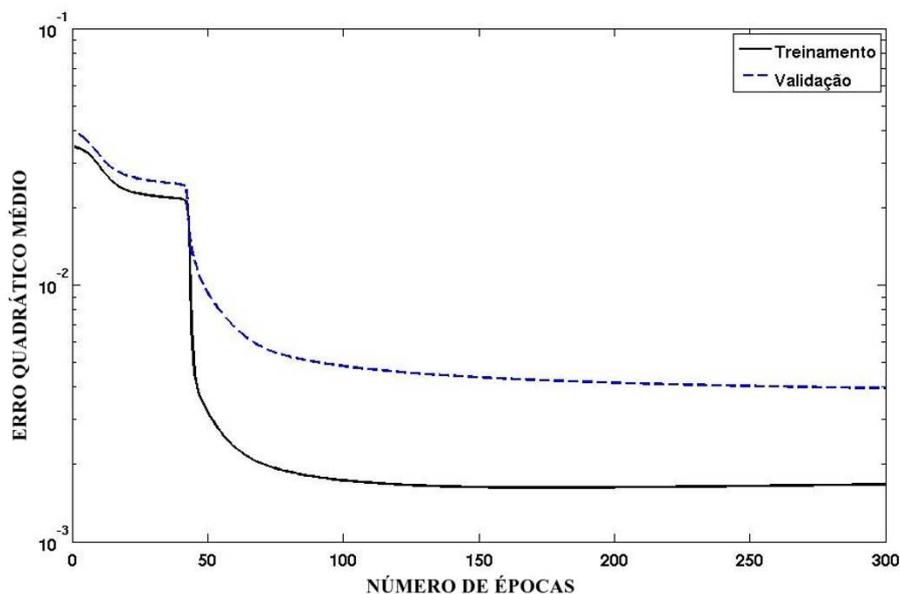


Figura 5.12: As linhas sólida preta e tracejada azul mostram, respectivamente, os erros rms de treinamento e validação em função do número de épocas.

O número máximo de épocas de treinamento e o limite para o erro de treinamento (erro desejado) também funcionam como critérios de parada no ajuste dos pesos. Logo, mesmo que o erro de validação não atinja o seu valor mínimo ou o erro de treinamento ainda não tenha sido alcançado, o ajuste dos pesos será interrompido quando o número de épocas previamente estabelecido for atingido.

Na fase de ativação, a rede resolverá o problema inverso a partir dos pesos obtidos ao final do treinamento. O desempenho da inversão efetuada pela rede será verificado nesta etapa, empreendendo-se a inversão de perfis que não foram utilizados no processo de aprendizagem. O teste efetivo é conduzido empregando o subconjunto

de generalização contendo uma população de 60 perfis, os quais não têm qualquer relação com os subconjuntos de treinamento e validação. A aplicação deste teste permite verificar se a rede sofre problemas de sobreajuste ou subajuste, bem como determinar o melhor conjunto de parâmetros de aprendizagem. Esta última atribuição é de especial interesse, pois dela decorre a definição das características lógicas e físicas da RNA que proporcionarão o melhor desempenho computacional neste modelo de inversão.

Durante sessões de aprendizagem, testaram-se diversos conjuntos que incluem combinações de parâmetros, como a taxa de aprendizagem ( $\alpha$ ), número de épocas ( $\eta$ ), o erro de treinamento desejado e o número de neurônios na camada escondida. Escolheu-se um conjunto cujo resultado apresentou o maior valor de  $R^2$  quando comparados os perfis de generalização e os fornecidos pela RNA. Os parâmetros determinados foram os seguintes: 3 neurônios na camada oculta,  $\alpha=0,5$ , limite para erro de treinamento igual a  $1,0 \times 10^{-4}$  e  $\eta = 1,0 \times 10^5$ . Como o conjunto de aprendizagem foi integralmente normalizado antes de ser submetido ao procedimento de inversão, faz-se necessário que os resultados fornecidos pela RNA seja denormalizados antes que ocorra o teste de generalização.

A capacidade de generalização da RNA também pode ser quantificada através do erro quadrático médio (rms) da diferença entre os perfis de taxa de emissão volumétrica  $y_{ann}$  e  $y_{gen}$ . O primeiro é calculado pela RNA a partir dos parâmetros de entrada ( $I, h, \theta$ ) apresentados à rede pelo subconjunto de generalização, enquanto que o segundo é o resultado esperado pelo mesmo subconjunto, logo

$$E_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_{gen} - y_{rna})^2}, \quad (5.50)$$

onde  $N$  é o número de perfis de teste contidos no subconjunto de generalização. O erro rms determinado pela Equação 5.50, entre 90 e 110 km, é apresentado na Figura 5.13

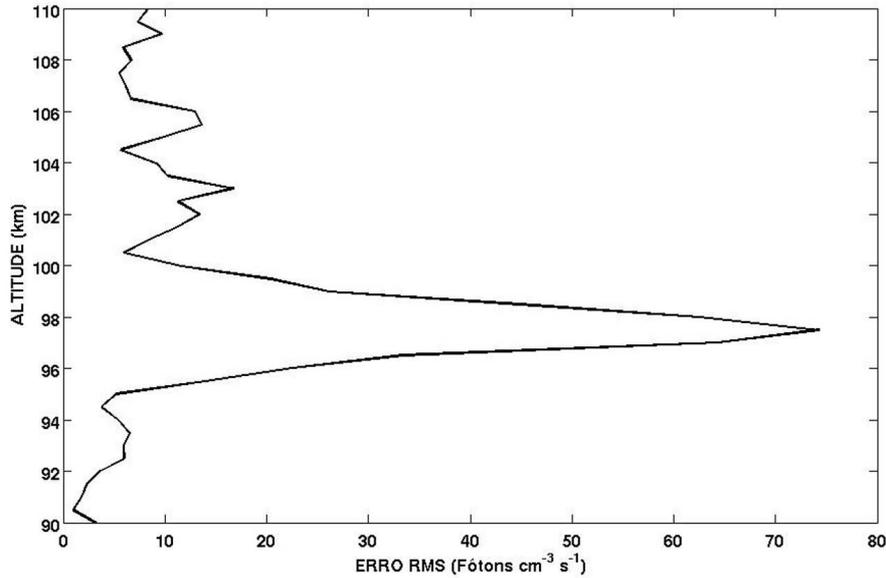
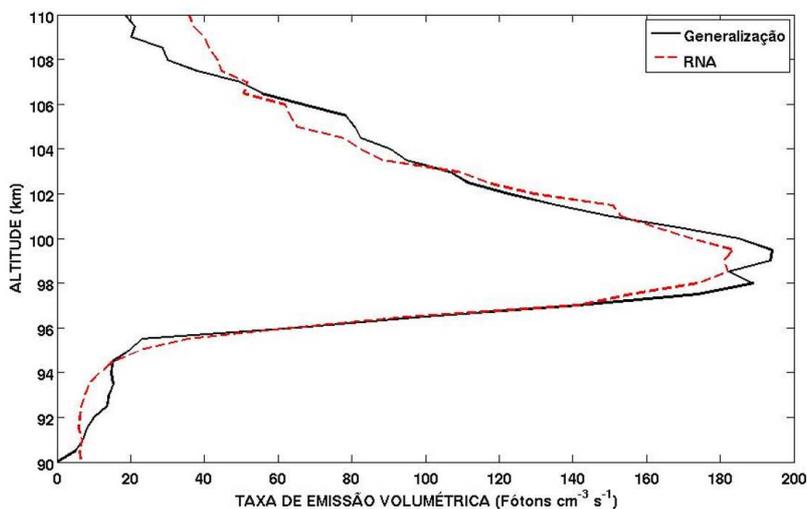


Figura 5.13: Erro rms calculado entre os perfis de taxa de emissão volumétrica  $y_{ann}$  e  $y_{gen}$  no intervalo de altitude entre 90 e 110 km.

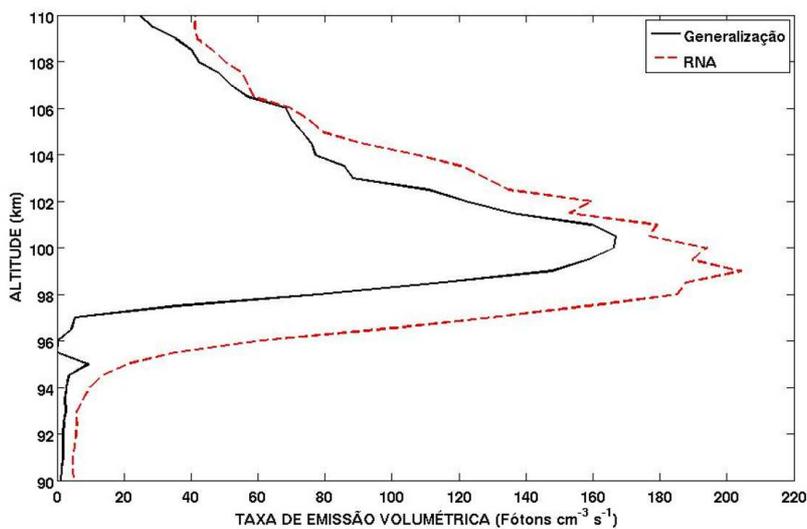
Como podemos perceber, a capacidade de generalização da rede é razoavelmente boa, exceto na faixa de altitude entre 95,5 e 100 km. Predições neste intervalo devem ser analisadas com cuidado. Este resultado nos leva a suspeitar que o nosso conjunto de aprendizagem ainda é pobre ou pouco representativo para esta região. Esta característica deverá ser abordada em trabalhos futuros.

A Figura 5.14 ilustra o resultado do teste de generalização, onde podemos verificar a capacidade da RNA de recuperar perfis de taxa de emissão volumétrica a partir de parâmetros de entrada inéditos. O subconjunto de generalização é responsável por fornecer ao mesmo tempo o  $(I, h, \theta)$  que serão invertidos pela RNA o perfil de taxa de emissão volumétrica que será comparado com o resultado desta inversão. O coeficiente de determinação  $R^2$  quantifica a qualidade desta comparação, onde o quadro superior da Figura 5.14 expõe o melhor resultado do teste ( $R^2 = 0,9798$ ) e o quadro inferior, o pior resultado ( $R^2 = 0,7517$ ). Apesar do melhor resultado sinalizar em direção a uma capacidade razoável de generalização da RNA, a absoluta falta de concordância entre as estruturas aeronômicas observadas sugere que talvez seja recomendável adotar um método de integração numérica mais preciso para resolver

o problema direto, como por exemplo o método de Simpson.



(a)



(b)

Figura 5.14: Resultado do teste de generalização para verificar a performance da RNA através da comparação entre os perfis de taxa de emissão volumétrica obtidos a partir do subconjunto de generalização e da saída da RNA. O gráfico (a) apresenta o melhor resultado obtido, enquanto que o gráfico (b), o pior resultado.

## 6 DETERMINAÇÃO DA FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO E DA TEMPERATURA ELETRÔNICA

O método para calcular a temperatura eletrônica efetiva  $T_{eff}$  através da função de distribuição de energia  $F(E)$ , conforme descrito na subseção 4.1.1, será empregado neste capítulo para se determinar o valor da temperatura em diferentes altitudes da ionosfera equatorial pescurtada pela sonda de Langmuir durante a campanha IONEX-II. Nas distribuições de energia correspondentes às altitudes elegidas para esta análise serão quantificados os desvios em relação a Maxwelliana e a distribuição de Druyvesteyn, no sentido de se verificar a existência de intervalos de altitude ou regiões características do plasma ionosférico diretamente associados com distribuições preferenciais. Nesta mesma linha, a possibilidade das distribuições de energia analisadas guardarem populações de elétrons com temperaturas distintas também será investigada. Finalmente, o comportamento característico de  $T_{eff}$  no interior das bolhas de plasma serão corroborados com os resultados qualitativos fornecidos por uma simulação numérica da evolução da energia térmica nesta região.

### 6.1 Determinação da distribuição de energia e da temperatura eletrônica

#### 6.1.1 Cálculo da função de distribuição $F(E)$

As funções de distribuição de energia  $F(E)$  e seus correspondentes valores de temperatura eletrônica efetiva  $T_{eff}$  para as regiões indicadas na Figura 4.3, foram obtidos através do procedimento descrito na subseção 4.1.1. Nesta mesma subseção, podemos ainda encontrar, para as regiões indicadas naquela figura, um parâmetro de plasma importante para a determinação da  $F(E)$ , o potencial do plasma  $V_p$  (Tabelas 4.3 e 4.4). A quantificação dos ajustes das curvas  $I-V$ , que confirmam os resultados elegidos, pode ser verificada nas Tabelas 4.1 e 4.2.

Como podemos ver na Figura 4.3, as regiões escolhidas para esta análise cobrem uma razoável faixa de altitude e representam extensões do perfil ionosférico que podem apresentar características físicas distintas uma das outras, como o pico de densidade eletrônica na ausência de bolhas e a parte superior do interior de uma depleção de grande escala. No total, foram determinadas funções de distribuição para 6 altitudes do perfil de subida e para 9 altitudes do perfil de descida. Os valores de densidade eletrônica obtidos a partir da corrente de saturação eletrônica coletada pela sonda

de Langmuir em cada uma destas altitudes, podem ser verificados nas Tabelas 6.1 e 6.2. Segundo a Equação 3.27, estes valores de  $n_e$  deverão entrar no cálculo da  $T_{eff}$ .

Tabela 6.1: Densidade eletrônica em diferentes altitudes da ionosfera durante o voo de subida. Os valores foram estimados através da corrente de saturação eletrônica coletada pela SL.

<b>h (km)</b>	<b><math>n_e</math> (<math>m^{-3}</math>)</b>
262	$5,28 \times 10^9$
332	$4,92 \times 10^{11}$
337	$4,96 \times 10^{11}$
392	$6,81 \times 10^{11}$
424	$6,17 \times 10^{11}$
456	$5,63 \times 10^{11}$

Tabela 6.2: Densidade eletrônica em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de descida. Os valores foram estimados através da corrente de saturação eletrônica coletada pela SL.

<b>h (km)</b>	<b><math>n_e</math> (<math>m^{-3}</math>)</b>
284	$1,0 \times 10^{10}$
295	$5,12 \times 10^{10}$
383	$2,57 \times 10^{11}$
400	$4,80 \times 10^{11}$
428	$6,63 \times 10^{11}$
435	$5,25 \times 10^{10}$
456	$4,21 \times 10^{11}$
480	$5,32 \times 10^{11}$
539	$3,51 \times 10^{11}$

No apêndice A é possível examinar as distribuições de energia  $F(E)$  correspondentes as altitudes analisadas nos perfis de subida e descida. Em cada um destes gráficos, os pontos da  $F(E)$  foram ajustados para as distribuições Maxwelliana e de Druyvesteyn, segundo o esquema proposto por Crowley et al. (2006) que utiliza o método não-linear de mínimos quadrados. Note que a região da distribuição anterior ao máximo de  $F(E)$  é geralmente desprovida de grande significado físico, tendo em vista que a curva característica é distorcida na vizinhança do potencial  $V_p$ . A quantificação da qualidade dos ajustes se dá através do coeficiente de determinação ( $R^2$ ) e pode ser encontrada nas Tabelas 6.3 e 6.4. Examinando tanto os gráficos, quanto os valores de  $R^2$  nestas tabelas, observamos que em todos os casos a  $F(E)$  difere da distribuição Maxwelliana e aproxima-se mais da curva tipo Druyvesteyn.

Tabela 6.3: Ajustes da função de distribuição de energia eletrônica, em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de subida, utilizando as distribuições Maxwelliana e Druyvesteyn. A quantificação da qualidade dos ajustes se dá através do coeficiente de determinação ( $R^2$ ).

h (km)	Maxwelliana	Druyvesteyn
262	0,8299	0,9797
332	0,6542	0,9148
337	0,6208	0,9227
392	0,6133	0,9421
424	0,7657	0,9663
456	0,6863	0,9283

A comparação entre as  $F(E)$  determinadas na mesma altitude, durante os voos de subida e descida, avança que a função de distribuição, para esta região de interesse, não é majoritariamente dependente da altitude, como podemos verificar na Figura 6.1.

Nossos resultados também contrariam aqueles observados por Thiemann et al. (2001)

Tabela 6.4: Ajustes da função de distribuição de energia eletrônica, em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de descida, utilizando as distribuições Maxwelliana e Druyvesteyn. A quantificação da qualidade dos ajustes se dá através do coeficiente de determinação ( $R^2$ ).

<b>h (km)</b>	<b>Maxwelliana</b>	<b>Druyvesteyn</b>
284	0,7041	0,9531
295	0,7708	0,9582
383	0,8255	0,9674
400	0,6771	0,9389
428	0,7370	0,9510
435	0,8628	0,9835
456	0,7976	0,9623
480	0,6990	0,9468
539	0,7841	0,9603

durante a campanha DEOS, onde a  $F(E)$  desvia-se marcadamente da aproximação Maxwelliana apenas quando obtida no interior de bolhas. Segundo estes autores, a distribuição de energia torna-se praticamente Maxwelliana na região de máxima densidade eletrônica, ao passo que os resultados do experimento IONEX-II encontram nos picos de densidade, tanto no voo de subida (em 392 km) quanto na descida (em 428 km), um dos maiores desvios desta condição. Temos aqui uma evidência da dificuldade de se assegurar um estado de equilíbrio termodinâmico local (ETL), devido a natureza estocástica das trocas de energia entre partículas nas altitudes que compreendem a região F da ionosfera. As diferenças verificadas entre o regime colisional e o estocástico, refletem diretamente sobre a função de distribuição eletrônica. Logo, uma expressão que determine a temperatura eletrônica nesta região, tendo como primeiros princípios o fato de considerar a distribuição eletrônica como Maxwelliana, certamente fornecerá resultados contraditórios.

### 6.1.2 Censo populacional de elétrons

Os comentários sobre os ajustes das curvas características  $I-V$  apresentadas na subseção 4.1.1 revelaram que as tentativas de ajustar pontos a uma função teórica representativa de uma distribuição bi-Maxwelliana foram infrutíferas para todos os

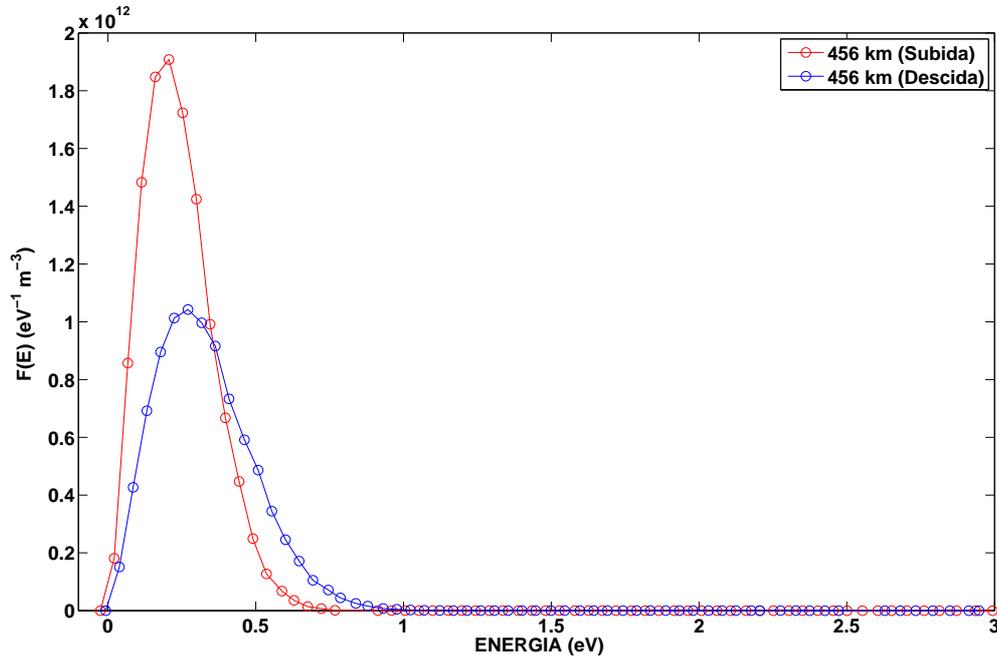


Figura 6.1: Comparação entre as funções de distribuição de energia  $F(E)$  para  $h=456$  km durante os voos de subida (linha vermelha com círculos) e descida (linha azul com círculos).

casos. Esta observação sugere fortemente que as medidas realizadas traduzem apenas os efeitos produzidos por uma única população de elétrons. Felizmente, pois quando uma população adicional de elétrons está presente, o ajuste tanto da curva  $I-V$ , quanto da  $F(E)$  será sempre mais complicado.

Os elétrons secundários (segunda população) poderiam ser resultado da interação do foguete e/ou instrumentação de bordo com o plasma ionosférico ou simplesmente oriundos de fontes geofísicas. Interações entre diferentes populações poderiam naturalmente produzir uma distribuição final que diferiria da simples superposição das componentes que a constitui (HOEGY; BRACE, 1999). Uma descrição detalhada das possíveis fontes de população eletrônica adicional pode ser encontrada em Brace (1998).

No sentido de realizar um censo das populações de elétrons que podem estar ocultas nas distribuições analisadas neste trabalho, utilizaremos um recurso verificado em Li (2006), onde uma função de probabilidade é definida por

$$F_p(E) = \frac{F(E)}{\sqrt{E}} \quad (6.1)$$

Aplicando o logaritmo natural na Equação 6.1, teremos

$$\ln[F_p(E)] = \ln[F(E)] - \frac{1}{2} \ln(E) \quad (6.2)$$

Logo, graficando  $\ln[F_p(E)] \times E$ , espera-se encontrar uma curva com um comportamento parabólico, no caso de  $F(E)$  conter apenas uma população de elétrons, ou mais parábolas, quando outras populações estão ocultas em  $F(E)$ . Na Figura 6.2 podemos visualizar um exemplo de dois comportamentos parabólicos. Ajustando cada uma destas regiões do gráfico, podemos extrair o valor de cada uma destas temperaturas.

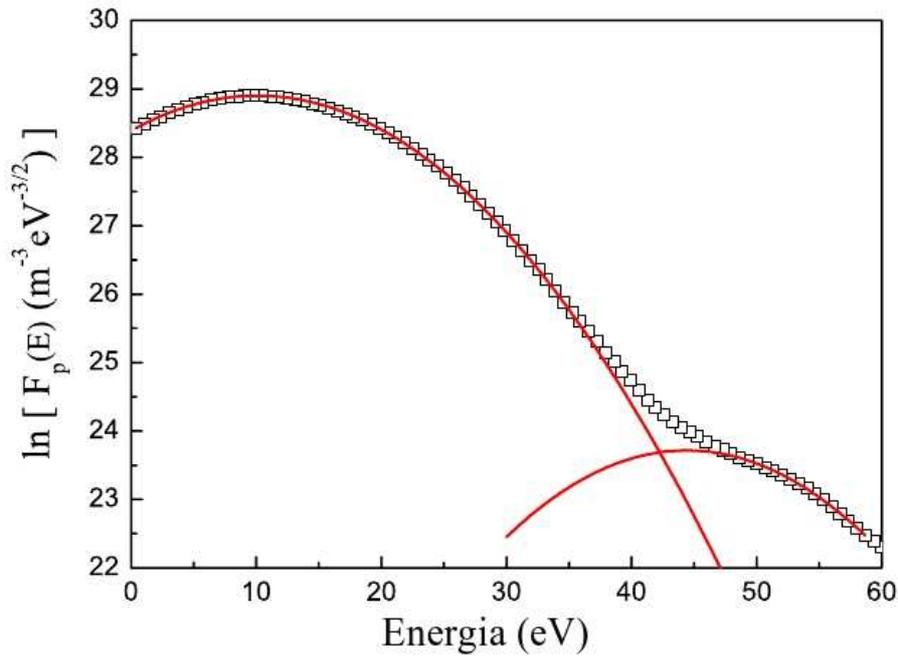


Figura 6.2: Curva do logaritmo da função de probabilidade versus energia, onde podemos visualizar dois comportamentos parabólicos, um indicativo da presença de duas populações de elétrons contidas na função de distribuição.

Fonte: Adaptada de Canal et al. (2010).

Nenhuma das distribuições examinadas neste trabalho apresentou dois ou mais comportamentos parabólicos. Logo, podemos assegurar que cada uma destas funções de distribuição resulta de uma única população eletrônica. Na Figura 6.3 podemos visualizar um exemplo desta análise para uma  $F(E)$  tomada em  $h=456$  km, durante o voo de descida.

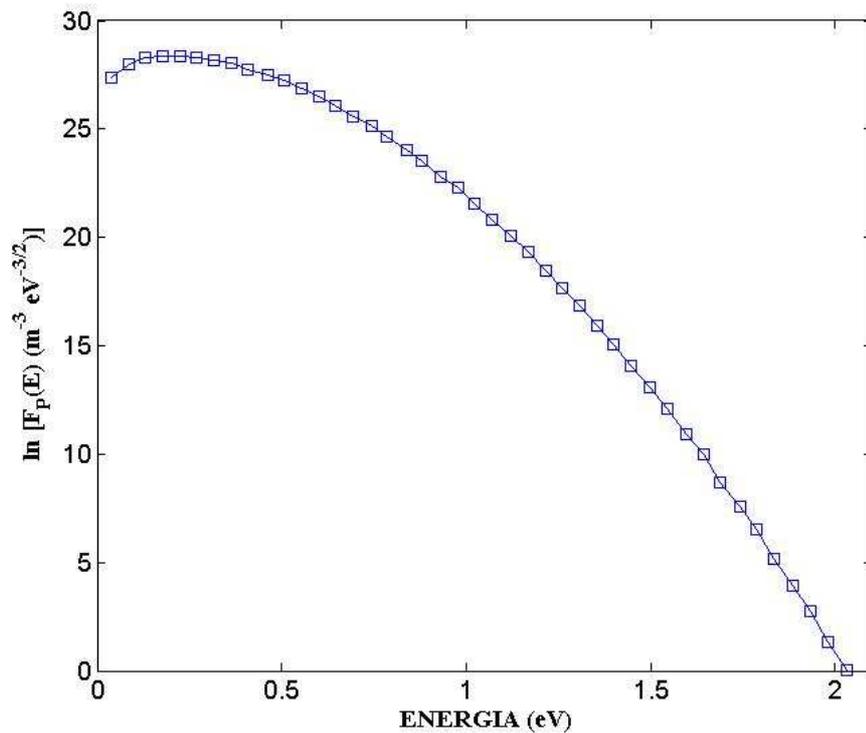


Figura 6.3: Curva do logaritmo da função de probabilidade versus energia para  $h=456$  km (voo de descida), onde se pode divisar apenas um comportamento parabólico.

### 6.1.3 Cálculo da $T_e$ e $T_{eff}$

Nas Tabelas 6.5 e 6.6 podemos verificar os valores de temperatura eletrônica determinados em diferentes altitudes da ionosfera. Para efeito de comparação dos resultados da temperatura eletrônica efetiva  $T_{eff}$ , calculada a partir da função de distribuição  $F(E)$ , por meio da Equação 3.27, também é apresentado o correspondente valor de

$T_e$  fornecido pela Equação 3.8 que utiliza a informação do coeficiente angular do ajuste linear da curva característica  $I-V$ . Para os resultados de ambos os métodos, relativos ao perfil de subida (Tabela 6.5), o valor da temperatura logo abaixo da base da região F ( $h=262$  km) é maior do que aqueles verificados em altitudes mais elevadas. Temos aqui a confirmação, através do cálculo da temperatura via a  $F(E)$ , de que a temperatura eletrônica anômala neste intervalo de altitude é um fenômeno físico real, e não um efeito de natureza instrumental, conforme sugerido por Thiemann et al. (2001). Também é digno de nota o fato de que o valor da  $T_{eff}$  nesta região é cerca de 30% maior do que o seu correspondente  $T_e$ , demonstrando o quanto uma medida de temperatura oscila de um método para outro. Nos outros pontos do perfil de subida, embora este percentual não se conserve, o valor de  $T_e$  será sempre inferior ao de  $T_{eff}$ , exceto em  $h=456$  km.

Tabela 6.5: Temperaturas dos elétrons em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de subida. As  $T_e$  e  $T_{eff}$  foram estimadas, respectivamente, a partir das equações 3.8 e 3.27.

h (km)	$T_e$ (K)	$T_{eff}$ (K)	Região
262	2845,2	4114,3	vale E-F
332	1217,9	2665,8	bolha (base)
337	1956,3	2000,7	bolha (topo)
392	1687,2	3048,4	ambiente
424	1808,3	3430,7	ambiente
456	2471	1845	ambiente

Ainda neste mesmo perfil, queremos chamar a atenção para os valores de  $T_{eff}$  relativos à pequena bolha encontrada em torno dos 334 km de altitude. Podemos notar que a temperatura efetiva em sua base interior ( $h=332$  km) é maior do que aquela verificada em seu topo ( $h=337$  km). Este resultado sinaliza que o inverso — temperatura mais alta no topo do que na base — somente ocorrerá depois que a energia térmica, presentemente encontrada na base da região F, for transportada

Tabela 6.6: Temperaturas dos elétrons em diferentes alturas da ionosfera durante o voo de descida. As  $T_e$  e  $T_{eff}$  foram estimadas, respectivamente, a partir das equações 3.8 e 3.27.

<b>h (km)</b>	<b><math>T_e</math> (K)</b>	<b><math>T_{eff}</math> (K)</b>	<b>Região</b>
284	2042,6	2865,6	bolha (base)
295	1414,1	3110,5	bolha (topo)
383	922,2	2370	bolha (base)
400	1008,3	3223,7	bolha (topo)
428	759,1	2028,7	ambiente (pico)
435	911,3	1924,4	bolha (base)
456	902,7	2538,5	bolha (topo)
480	1185,6	3543,7	ambiente
539	1047	3244,1	bolha (topo)

pelas bolhas para altitudes mais elevadas, como será confirmado na análise do perfil de descida.

Durante a descida, todos os valores de  $T_e$  (Tabela 6.6) foram verificados como sendo mais baixos do que aqueles de  $T_{eff}$ . No entanto, a altitude em que foi registrada a temperatura mais elevada, em ambos os métodos, não são mais concordantes como ocorreu no perfil de subida. No presente quadro, a  $T_e$  máxima encontra-se em  $h=284$  km, enquanto que o valor mais alto associado a  $T_{eff}$  repousa em  $h=480$  km. No capítulo 3, discutiu-se os porquês da determinação de  $T_e$  pelo método de ajuste linear conter tantas imprecisões. Assim, por exemplo, nos valores de  $T_e$  obtidos por Muralikrishna (2006), utilizando a Equação 3.2.4, todas as medidas tomadas no topo da parte interior das bolhas foram maiores do que aquelas referentes a sua base, enquanto que as respectivas medidas de temperatura eletrônica decorrentes da técnica de ajuste linear numérico apresentaram casos que contrariam esta regra (vide Tabela 6.6 e Figura 4.3). Portanto, pelas razões até aqui expostas, acreditamos que as medidas de  $T_{eff}$  são mais confiáveis.

Para este tipo de medida de temperatura, os dados revelam uma característica recorrente: a  $T_{eff}$  no topo do interior das bolhas investigadas é sempre maior do que a  $T_{eff}$  observada na base destas depleções. Este mesmo comportamento foi também

observado por Thiemann et al. (2001) nos dados da campanha DEOS, só que desta vez os autores se renderam a evidência de que o fenômeno tem origem geofísica, em vez de instrumental. Estes mesmos autores interpretaram este efeito como o resultado da combinação do fluxo turbulento no interior da bolha com as flutuações não-lineares que se estabelecem na região.

À luz de medidas de temperatura e densidade eletrônica realizadas pelos satélites ROCSAT-1, KOMPSAT-1 e DMSP F15, durante o período de máximo solar entre os anos de 2000 e 2001, Park et al. (2008) examinaram o problema em aberto sobre a origem deste aquecimento preferencial no interior das bolhas. Os autores inicialmente suspeitaram que este aumento incomum de temperatura se devesse a concentração de  $O^+$  no interior da bolha, mas resultados posteriores revelaram que a concentração deste íon no interior da bolha não difere muito daquela verificada em seu exterior. Por fim, concluem que o aquecimento pode ser plausivelmente explicado em termos de um processo adiabático associado à compressão do plasma alinhado com o campo magnético pela ação das bolhas de plasma que ascendem a partir das baixas altitudes. Naturalmente, os satélites envolvidos nesta análise realizaram estas medidas em altitudes orbitais que variam entre 600 e 849 km, logo a temperatura anômala na base da região F, em torno dos 300 km, não teria como ser apropriadamente inserida nesta discussão.

No sentido de engendrar uma interpretação sobre o porquê da temperatura observada durante o voo de descida, apresentar a peculiar característica de ser mais alta no topo do que na base da bolha, discutiremos os resultados de uma simulação não-linear da evolução da instabilidade de Rayleigh-Taylor (KHERANI et al., 2005), aplicada ao estudo da distribuição de  $T_e$  no interior de uma bolha de plasma.

## **6.2 Simulação da distribuição da temperatura eletrônica no interior de uma bolha de plasma**

Após o anoitecer, a ionosfera equatorial apresenta uma quantidade significativa de fenômenos eletrodinâmicos, especialmente associada a regiões da camada F onde a densidade do plasma ionosférico é grandemente reduzida em relação à sua vizinhança, as chamadas bolhas de plasma (BALSLEY et al., 1972). A instabilidade generalizada de Rayleigh-Taylor (IGRT) sob condições da ionosfera equatorial é frequentemente tida como o mecanismo que rege a formação de bolhas na base da camada F noturna e que, posteriormente, avançam dentro de um tubo de fluxo até

altitudes mais elevadas (HAERENDEL, 1973; SULTAN, 1996). A ocorrência deste fenômeno costuma deixar assinaturas nos parâmetros do plasma ionosférico e no campo magnético (KELLEY, 2009; MURALIKRISHNA, 2006; STOLLE et al., 2006). Neste sentido, medidas in-situ da temperatura eletrônica no interior das bolhas de plasma fornecem as bases para este estudo (OYAMA; SCHLEGEL, 1988; STEIGIES et al., 2001; THIEMANN et al., 2001; PARK et al., 2008).

Para empreender uma simulação da evolução da IGRT e seu efeito sobre a formação de bolhas de plasma, desde a base da região F até sua ascensão ao topo da camada, bem como a respectiva distribuição de temperatura no interior das bolhas, foram resolvidas numericamente, a equação da energia discutida na seção 3.4 de Huba et al. (2000) e um conjunto de equações derivadas a partir das equações de Maxwell. A escolha por este sistema baseia-se num recente trabalho em que Abdu et al. (2009) apresentaram uma análise linear bidimensional do mecanismo de instabilidade colisional, onde as equações que governam a densidade eletrônica e o campo elétrico de polarização foram derivadas utilizando as equações de Maxwell. Este modelo linear será a base para esta proposta de simulação não-linear.

As equações envolvidas nesta simulação serão apresentadas e discutidas na seção seguinte, enquanto que as derivações necessárias estão incluídas no apêndice B.

### 6.2.1 O modelo de simulação numérica

No apêndice B é possível verificar a dedução das expressões que governam o campo elétrico de polarização  $\delta\vec{E}$  e a perturbação na densidade numérica do plasma  $\delta n$  associadas ao mecanismo não-linear de instabilidade generalizada de Rayleigh-Taylor na região F. Trata-se de uma extensão da análise linear formulada por Abdu et al. (2009). As equações são dirigidas a configuração do plano equatorial em duas dimensões, adotando o sistema de coordenadas do dipolo magnético  $(q, p, \phi)$ , onde  $q$  e  $p$  correspondem, respectivamente, as componentes paralela e perpendicular ao campo geomagnético no plano meridional, enquanto que  $\phi$  é o ângulo em relação ao eixo perpendicular (no sistema dextrógiro) ao plano meridional (HUBA et al., 2000). Assim, as equações correspondentes as componentes horizontal e vertical do campo elétrico de polarização,  $\delta E_{\phi,p}$ , e da densidade numérica,  $n$ , respectivamente, serão dadas por

$$\frac{\partial \delta E_\phi}{\partial t} - \gamma_1 E_\phi - \gamma_2 E_p = \psi_\phi \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial \delta E_p}{\partial t} - \gamma_3 E_\phi - \gamma_4 E_p = \psi_p \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \vec{U}) = Q_n \quad (6.5)$$

onde  $\vec{U}$  é a velocidade dos íons/elétrons,  $Q_n$  é a perda química (ignorada no presente estudo),  $\psi$  e  $\gamma$  são deduzidos no apêndice B. Os termos  $\psi$  estão relacionados ao fomento da perturbação, enquanto que os termos  $\gamma$  referem-se ao crescimento da instabilidade. Além disso, para estudar a distribuição de energia térmica no interior das bolhas, nas diferentes fases de sua evolução, a equação da energia (HUBA et al., 2000) será incorporada ao algoritmo de simulação

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{2}{3} T \nabla \cdot \vec{U} + \vec{U} \cdot \nabla T - \frac{2}{3} \frac{1}{nk_B} \nabla \cdot (\kappa_T \nabla T) = Q_T, \quad (6.6)$$

onde  $T_e = T_i = T$ ,  $\kappa_T = 1,24 \times 10^4 T^{5/2}$  é a condutividade térmica e  $Q_T$  representa a totalidade dos termos de transferência de energia devido às diferentes espécies de colisões entre os constituintes do plasma. Este termo não será incorporado nesta simulação. A derivada convectiva  $\vec{U} \cdot \nabla$  representa a taxa de variação devido ao movimento de um elemento de uma posição no campo de fluxo até outra com propriedades distintas. Neste movimento, o elemento se expande quando o divergente da velocidade  $\nabla \cdot \vec{U} > 0$ . Em regimes de baixas velocidades ou em escoamentos incompressíveis,  $\nabla \cdot \vec{U} = 0$ . Embora a equação de energia apresente-se na mesma forma como está incorporado no modelo ionosférico SAMI2 (HUBA et al., 2000), é a primeira vez que será utilizada no contexto da determinação da distribuição de temperatura através de simulação da evolução de uma instabilidade aplicada à região F equatorial.

As equações que governam o campo elétrico de polarização, conforme apresentadas em 6.3 e 6.4 foram expressas de maneira um tanto distinta da formulação frequentemente derivada a partir da equação de Poisson, no contexto do mecanismo não-linear de instabilidade colisional sob aproximação eletrostática (HUANG et al., 1993). Estas

equações devem ser numericamente resolvidas juntamente com as equações 6.5 e 6.6. Todas estas equações diferenciais temporais guardam similaridades e foram resolvidas, como um problema de valor inicial, através da técnica de diferenças finitas utilizando o esquema implícito de Crank-Nicolson que é frequentemente aplicado para reduzir o problema de instabilidade numérica observado no método explícito (POTTER, 1973).

O esquema implícito de Crank-Nicolson para a resolução numérica de equações diferenciais parabólicas é ilustrado na Figura 6.4, para o exemplo didático da solução da equação de difusão unidimensional

$$\frac{\partial u^2}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (6.7)$$

onde  $u$  é uma função das variáveis independentes  $x$  e  $t$ . O subíndice  $i$  e o superíndice  $k$  são inteiros e referem-se as coordenadas espacial  $x_i$  e temporal  $t^k$ , cujos respectivos incrementos são dados por  $\Delta x = h$  e  $\Delta t = j$ , de modo que  $x = ih$  e  $t = kj$ . A malha uniforme, com  $h = k$ , é definida sobre o plano  $x - t$ .

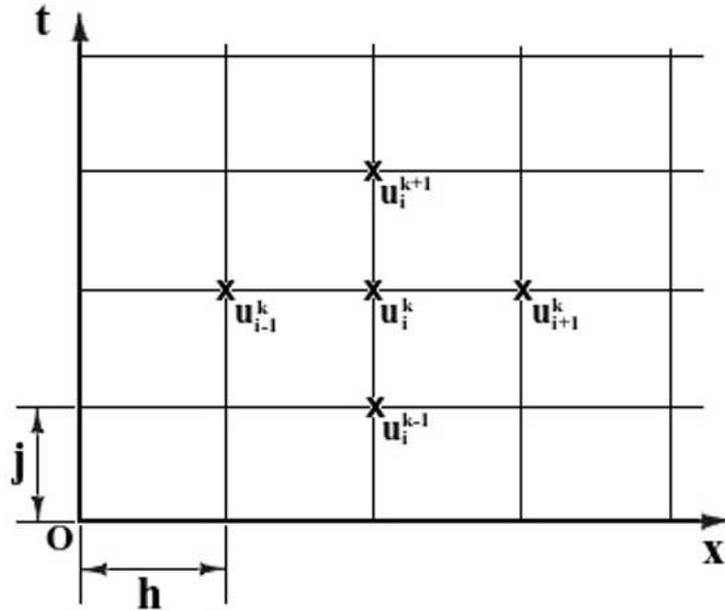


Figura 6.4: Malha computacional ilustrando o método de diferenças finitas utilizando o esquema implícito de Crank-Nicolson.

Fonte: Adaptada de Ferreira e Lima (2010).

Para esta configuração, a solução discretizada da Equação 6.7, através do esquema de Crank-Nicolson, advém da expressão

$$\frac{1}{2} \left( \frac{u_{i-1}^k - 2u_i^k + u_{i+1}^k}{h^2} + \frac{u_{i-1}^{k+1} - 2u_i^{k+1} + u_{i+1}^{k+1}}{h^2} \right) = \frac{1}{D} \left( \frac{u_i^{k+1} - u_i^k}{\Delta t} \right), \quad (6.8)$$

e requer não somente o conhecimento das condições de contorno em  $x$ , como também os valores iniciais em  $t = 0$ , informações sobre o passo  $h$  e sobre o incremento  $\Delta t$ . O fator  $r \propto \Delta t/h^2$ , de valor finito, determina a estabilidade da solução (FERREIRA; LIMA, 2010).

Este esquema numérico já foi previamente aplicado por Kherani et al. (2004) e Kherani et al. (2005) para resolver a equação da continuidade no contexto das instabilidades de deriva de gradiente e generalizada de Rayleigh-Taylor. Na presente simulação, as condições de contorno da grade são expressas pelo limite da altitude

entre 280 km e 500 km, enquanto que a direção zonal está fixada no intervalo entre 0 e  $\pi/360$ . A resolução da grade, nas direções vertical e horizontal, respectivamente, são iguais a 5 km e  $0,01\pi/360$ .

Dois perfis verticais, um de densidade e outro de temperatura eletrônica (Figura 6.5), derivados através do modelo ionosférico SAMI2 para as condições da ionosfera ambiente sobre São Luís (2,5°S; 44,3°W), em 18 de dezembro de 1995 às 19 h (hora local), foram utilizados como condição inicial da simulação. Malgrado a defasagem de 2 h em relação ao horário em que foram medidos os perfis do experimento IONEX-II, em se tratando da variabilidade, estes perfis guardam algumas semelhanças com aqueles obtidos pelo experimento, como por exemplo, a elevada temperatura logo abaixo da base da região F. Naturalmente, a base da região F presente nos perfis do SAMI2 encontra-se uns 50 km acima do valor verificado e os valores absolutos temperatura eletrônica, com relação ao experimento, são deveras distintos. Acreditamos que esta discrepância nos valores de  $T_e$  não poderiam ser diferentes, até porque um dos objetivos deste trabalho é destacar a diferença entre os valores de temperatura fornecidos por modelos e por experimentos.

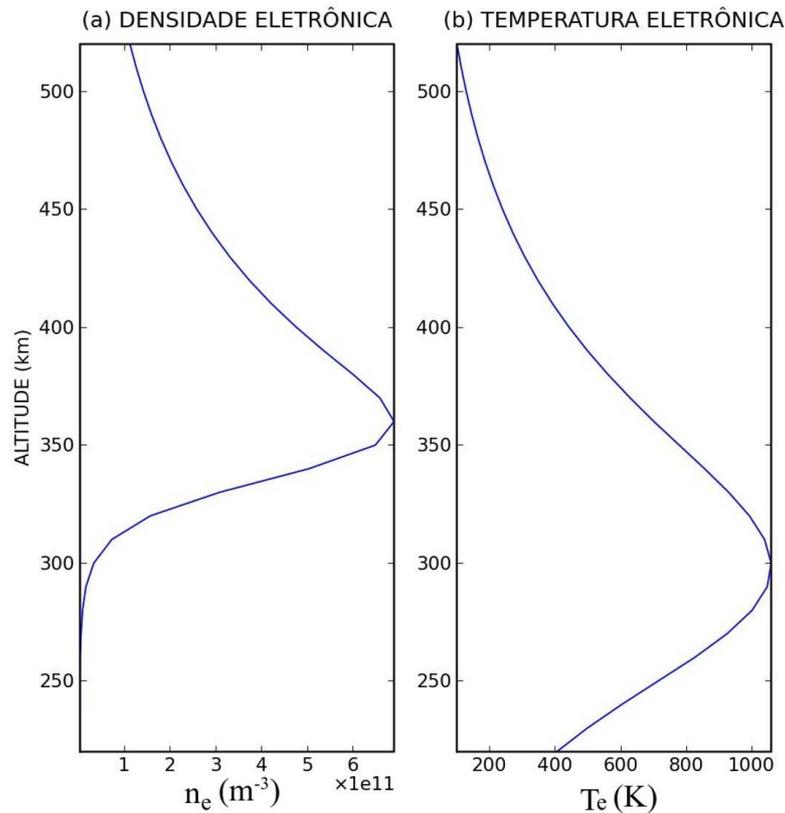


Figura 6.5: Perfis verticais de densidade eletrônica (a) e temperatura eletrônica (b), obtidos através do modelo SAMI2 para São Luís (2,5°S; 44,3°W), em 18 de dezembro de 1995 às 19 h (hora local).

Ainda como parâmetro que define as condições iniciais (ambiente) da simulação, o campo elétrico zonal  $E_{o\phi}$  no equador magnético é tido como apontando para Leste, apresentando uma magnitude uniforme de 1 mV/m. A perturbação inicial de densidade na direção zonal apresenta 5% de amplitude em relação ao meio e 150 km de comprimento de onda.

Uma exposição mais detalhada sobre o desenvolvimento deste tipo de simulação, inclusive apresentando a listagem completa do código numérico, pode ser encontrada em Mascarenhas (2005).

### 6.2.2 Resultados da simulação

No sentido de examinar a distribuição de temperatura e as flutuações de campo eletromagnético geradas no interior de uma bolha ascendente, vamos implementar simulações para os seguintes casos:

**Caso 1:** Para assegurar que as equações 6.3, 6.4 e 6.5 representam as reais equações que governam a IGRT, gerando bolhas com características físicas coerentes, a simulação será efetuada excluindo qualquer contribuição da Equação 6.6;

**Caso 2:** Semelhante ao caso 1, mas agora incluindo a Equação 6.6 sem o termo  $\nabla \cdot \vec{U}$ ;

**Caso 3:** Análogo ao caso 2, mas desta vez incluindo o termo  $\nabla \cdot \vec{U}$ .

Contornos de iso-densidade são apresentados na Figura 6.6 para a configuração do plano distância zonal (km)  $\times$  altitude (km), em três estágios diferentes da simulação implementada para o caso 1. Note que os contornos azuis que estavam na base da camada aos 79,90 s da simulação, alcançam o topo da região F aos 4454,59 s. Temos aqui uma indicação do desenvolvimento não-linear da instabilidade, onde a perturbação inicial evolui como uma bolha que avança em direção ao topo da camada e apresenta uma inclinação para Oeste.

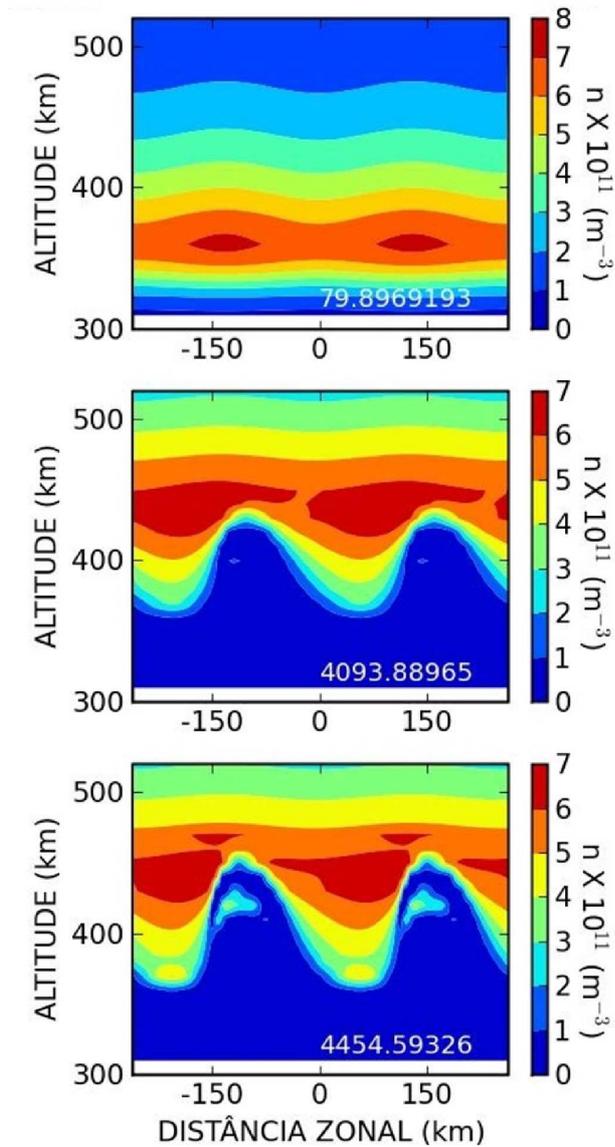


Figura 6.6: Evolução dos contornos de iso-densidade em três estágios diferentes da simulação implementada para o caso 1.

Nos painéis (a) e (b) da Figura 6.7, respectivamente, podemos divisar os contornos de iso-densidade para o instante 4454,59 s quando a bolha já está bem desenvolvida e a velocidade de ascensão  $\delta U_p$  para este momento. A estimativa destas velocidades é obtida a partir da seguinte expressão:

$$\delta\vec{U} = \rho_P \delta E_p + \rho_H \delta E_\phi \times \hat{b}$$

onde  $\rho_P$  e  $\rho_H$  são as mobilidades Pedersen e Hall, enquanto que  $\hat{b} = \vec{B}/|B|^{-1}$ .

A velocidade máxima determinada para  $\delta U_p$  foi de aproximadamente 300 m/s, uma clara indicação de ascensão rápida de uma bolha bem desenvolvida. A partir destes resultados, podemos sugerir que as equações 6.3, 6.4 e 6.5 representam coerentemente a evolução não-linear da instabilidade.

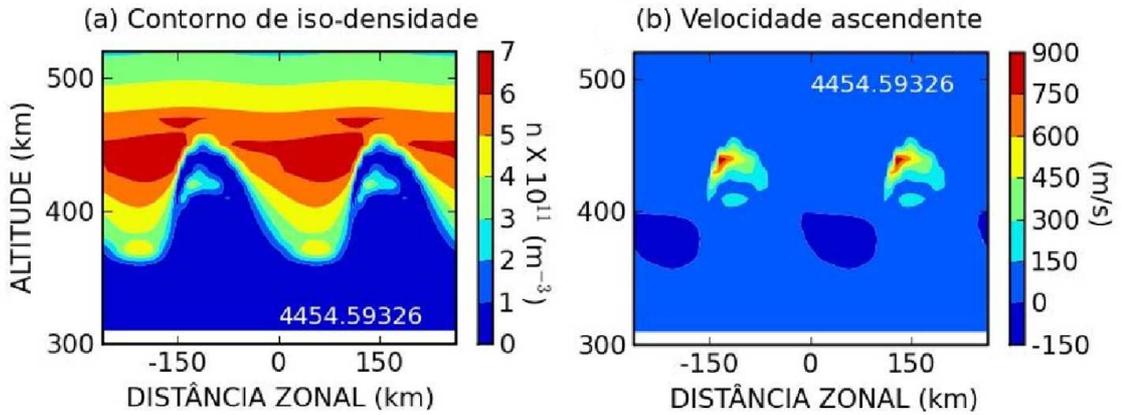


Figura 6.7: (a) Contornos de iso-densidade no instante 4454,59 s para o caso 1. (b) Contornos associados a velocidade de ascensão  $\delta U_p$ .

### Distribuição da temperatura no interior da bolha

A Figura 6.8 apresenta contornos de iso-temperatura como resultado das simulações implementadas para os casos 2 (painel a) e 3 (painel b). Há de se notar que o contorno de temperatura apresentado no painel 6.8-a guarda muitas similaridades com o contorno de iso-densidade verificado na Figura 6.8-a. Nesta configuração, a derivada convectiva  $\vec{U} \cdot \nabla$  da Equação 6.6 redistribui a energia térmica, onde o plasma aquecido — presente na base da camada F — é transportado para altitudes mais elevadas à medida que a bolha evolui. Este efeito, por sua vez, faz surgir uma região de temperatura mais elevada na fronteira superior (topo) do interior da bolha, comparada aos valores verificados nas demais regiões da bolha.

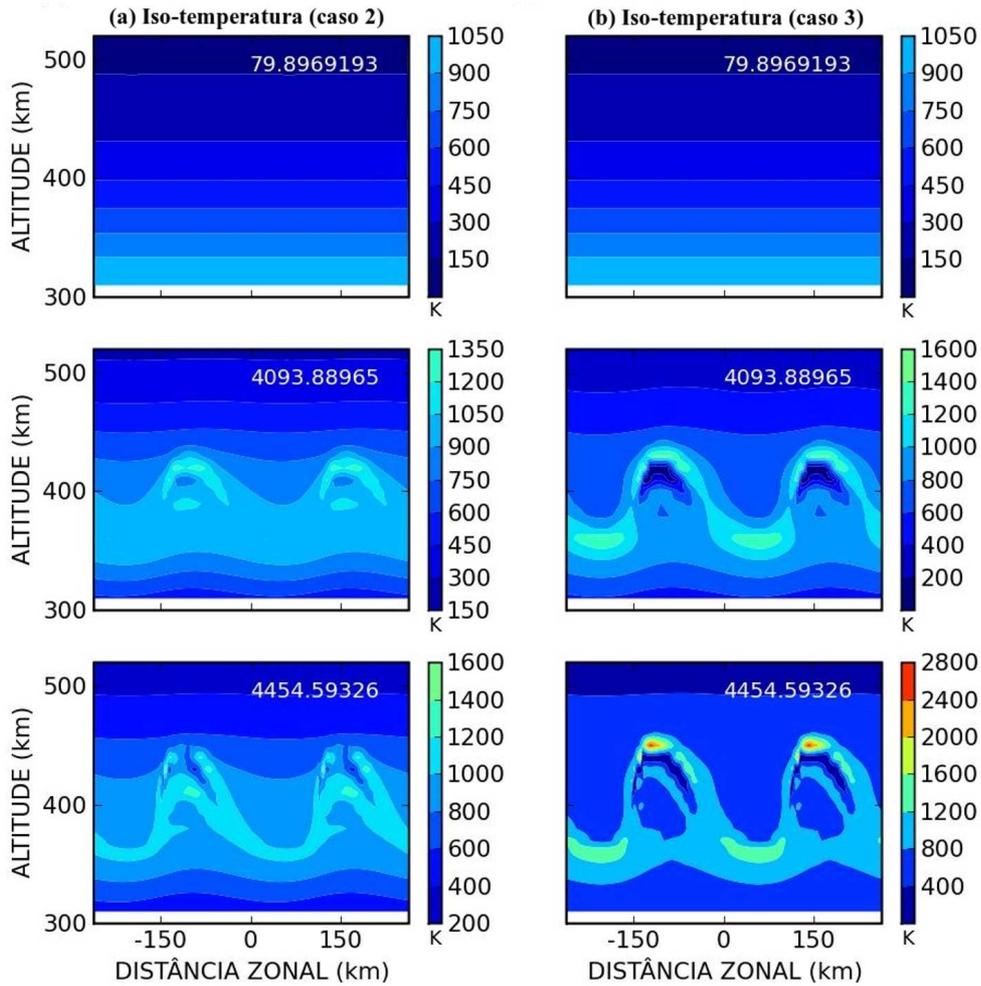


Figura 6.8: (a) Evolução dos contornos de iso-temperatura sem o termo  $\nabla \cdot \vec{U}$  na equação de energia (caso 2). (b) Evolução dos contornos de iso-temperatura com o termo  $\nabla \cdot \vec{U}$  incluído na equação de energia (caso 3).

O cenário acima sofre alteração no contexto do caso 3, ilustrado no quadro (b) da Figura 6.8, onde o termo  $\nabla \cdot \vec{U}$  é mantido na equação de energia. É possível perceber na parte superior do interior da bolha, uma região de alta temperatura que estava ausente no caso 2. Exatamente nesta região, o campo elétrico de polarização muda abruptamente e uma grande divergência na velocidade se desenvolve. Assim, o termo  $\nabla \cdot \vec{U}$  modifica dramaticamente aquilo que seria a redistribuição original da energia térmica convectiva, especialmente na parte superior da bolha.

Com base nos aspectos supramencionados, acreditamos que será possível explicar os resultados das medidas de temperatura eletrônica, sob condições de ocorrência de bolhas, empreendidas durante os experimentos de foguete (MURALIKRISHNA, 2006; THIEMANN et al., 2001) e satélites (OYAMA et al., 1988; PARK et al., 2008). Em ambos os experimentos de foguete, durante a ocorrência de bolhas, observou-se que a temperatura na extremidade superior da bolha é maior do que a temperatura em sua base. Este aspecto é principalmente percebido no caso 3, ilustrado pela Figura 6.8. A zona de altas temperaturas será então formada devido a convecção do fluido mais quente, inicialmente estacionado na base da região F, até altitudes mais elevadas, além é claro da ação do termo  $\nabla \cdot \vec{U}$  especialmente sobre o plasma da fronteira superior da bolha.

### 6.3 Conclusões

Neste capítulo, verificamos que todas as funções de distribuição de energia  $F(E)$  analisadas apresentam desvios da condição Maxwelliana, independente das curvas características  $I-V$  terem sido ou não obtidas no interior de bolhas. Estas  $F(E)$  ajustam-se melhor a distribuição de Druyvesteyn. Até mesmo em regiões tidas como tipicamente Maxwellianas, como o pico de máxima densidade, esta regra se mantém. Estas evidências vão de encontro aos argumentos de alguns autores (BRACE, 1998; THIEMANN et al., 2001) que sustentam que, exceto no interior de bolhas, a alta ionosfera é essencialmente Maxwelliana. Através de um procedimento sugerido em Li (2006), verificamos que nenhuma das distribuições examinadas neste trabalho apresenta população eletrônica adicional.

A partir das funções de distribuição, calculamos a temperatura eletrônica efetiva  $T_{eff}$  por meio da Equação 3.27. As medidas revelaram as seguintes propriedades:

- (a) O valor da temperatura logo abaixo da base da região F ( $h=262$  km) é maior do que aqueles verificados em altitudes mais elevadas, uma clara indicação de que esta temperatura anômala é um fenômeno geofísico, e não um efeito meramente instrumental;
- (b) Os valores de  $T_e$  obtidos através do coeficiente angular do ajuste linear da curva característica  $I-V$  são, geralmente, inferiores ao de  $T_{eff}$ , exceto em  $h=456$  km;
- (c) Os valores de  $T_{eff}$ , obtidos no interior de bolhas encontradas durante o voo de descida, foram registrados como sendo maiores na fronteira superior do que em suas

respectivas bases. Acreditamos que este efeito está relacionado com a temperatura anômala que antecede o desenvolvimento de bolhas. O desaparecimento ou a redução deste segmento de alta temperatura, observada no vale entre as regiões E e F, e o surgimento desta característica peculiar no topo das bolhas, suportaria esta hipótese;

(d) Além disso, os valores registrados no interior de uma pequena bolha encontrada no perfil de subida, revelaram que a temperatura efetiva em sua base interior é maior do que aquela verificada em seu topo. Este resultado sinaliza que a característica descrita no item (c), ocorrerá somente depois que a energia térmica da base da região F for transportada pelas bolhas para altitudes mais elevadas.

Para corroborar o comportamento característico da  $T_{eff}$  no interior das bolhas de plasma, descrito no itens acima, resultados qualitativos fornecidos por uma simulação numérica da evolução da energia térmica no interior da bolha também revelaram que a temperatura no topo da bolha é maior do que a temperatura em sua base interior. Esta região de alta temperatura seria formada devido a combinação dos efeitos da convecção do fluido aquecido, inicialmente encontrado nas imediações da base da região F, em direção a altitudes mais elevadas, e da grande divergência na velocidade de íons nas vizinhanças da fronteira superior da bolha. Este tipo de distribuição de temperatura condiz com o comportamento observado nas campanhas IONEX-II e DEOS.

## 7 DETERMINAÇÃO DE PERFIS DE TAXA DE EMISSÃO VOLUMÉTRICA

Empreendida a etapa de calibração e efetuadas as correções necessárias, os dados medidos pelos fotômetros serão distribuídos ao longo de um perfil de intensidade de emissão integrada  $I$  medido em Rayleigh (Figura 4.16). Quando derivado em relação a altitude do foguete, este perfil conduz a um outro de taxa de emissão volumétrica (em Fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ), segundo a relação

$$\varepsilon = \frac{dI}{dh}$$
$$\Rightarrow \varepsilon(h) = \frac{1}{10^{-6} t_\lambda S_o} \frac{dJ}{dh}, \quad (7.1)$$

onde  $J$  é o sinal medido pelo fotômetro (em pulsos  $\text{s}^{-1}$ ),  $t_\lambda$  é a transmissão relativa do filtro de interferência do fotômetro (adimensional) e  $S_o$  é a sua sensibilidade absoluta (em pulsos  $\text{R}^{-1} \text{s}^{-1}$ ). Idealmente, esta operação deveria ser capaz de preservar estruturas de interesse e eliminar as modulações periódicas e aleatórias presentes nos dados.

Para a determinação dos perfis de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630 \text{ nm}$ , a partir dos dados de  $I$  obtidos no experimento F2Glow-2, aplicaremos a técnica de ajuste incremental de reta móvel, conforme sugerida por Murtagh et al. (1984) e o procedimento de filtragem de Fourier seguido de diferenciação numérica (SISKIND; SHARP, 1991) para gerar alguns dos resultados que serão apresentados neste capítulo. Ambas as técnicas envolvem um certo grau de subjetividade, seja na quantidade de filtragem necessária, seja na determinação dos erros resultantes. Quando os dados não são muito ruidosos, a primeira técnica é mais indicada para revelar estruturas de pequenas escalas, enquanto a última é mais adequada para lidar com perfis muito ruidosos, como aqueles verificados no experimento F2Glow-2.

Ainda neste capítulo de resultados, o experimento de inversão por RNA para o OI  $\lambda 557.7 \text{ nm}$  mesosférico será realizado. A escolha destes dados deveu-se principalmente ao fato de que, por se tratar de um método inédito, fez-se necessário um

perfil de taxa de emissão volumétrica que já tivesse sido anteriormente invertido através de uma técnica bem estabelecida e, de preferência, publicado e confirmado pela literatura, para que assim fosse efetuada uma análise mais segura dos resultados via comparação entre perfis.

### 7.1 Componentes do perfil de emissão integrada

A Figura 7.1 mostra o perfil de emissão integrada (em Rayleigh) em relação ao tempo de voo de subida (círculos azuis) para a emissão aeroluminescente do OI  $\lambda 630$  nm medida durante o experimento F2Glow-2. Os dados utilizados para a elaboração deste perfil foram amostrados a cada 0,0008 s. O número total de pontos do vetor de dados é igual a 935. O perfil original (círculos azuis) exhibe uma visível modulação — região de picos — com aproximadamente o período de precessão do foguete ( $\approx 16,6$  s), tendo em vista que é constituído das componentes **T** (tendência do perfil), **S** (ruído ou modulação periódica) e **e** (ruído aleatório). A eliminação deste ruído periódico **S** conduz ao perfil com linha vermelha sólida, o qual é constituído da tendência **T** + ruído aleatório **e**, pois o procedimento de filtragem eliminou frequências maiores ou iguais a **S**, inclusive aquelas associadas ao ruído branco.

A parcela de frequências do ruído branco com valores abaixo da frequência de corte será preservada. Como será mostrado a seguir, este ruído remanescente ainda é bastante amplificado pela diferenciação numérica deste sinal. Quando o ruído aleatório é retirado deste sinal, resta apenas a tendência **T** (linha sólida preta). Este último procedimento não é tão direto quanto aquele da eliminação de **S**<sup>1</sup>, pois o ruído branco não aparece como uma frequência bem definida no periodograma. Logo, o expediente de aplicar diretamente um filtro que elimine as altas frequências, poderá resultar também na supressão de informações úteis contidas no sinal. Assim, a frequência de corte de um filtro passa-baixa deverá ser definida através de uma análise criteriosa baseada nos perfis de taxa de emissão volumétrica que resultam deste procedimento. Neste sentido, inicialmente, empreendemos um teste nos dados de *I* obtidos durante o voo de subida, aplicando uma frequência de corte igual a frequência de precessão, ou seja, 0,06 Hz.

A partir da Figura 7.2-(a), podemos perceber que após esta operação, uma parte da modulação e do ruído aleatório, com frequência superior a 0,06 Hz, foram eliminados

---

<sup>1</sup>Se a amplitude de alguma modulação periódica **S** está correlacionada com valores de **T**, então sugere-se que esta modulação decorre das inomogeneidades na emissão (KITA et al., 1989).

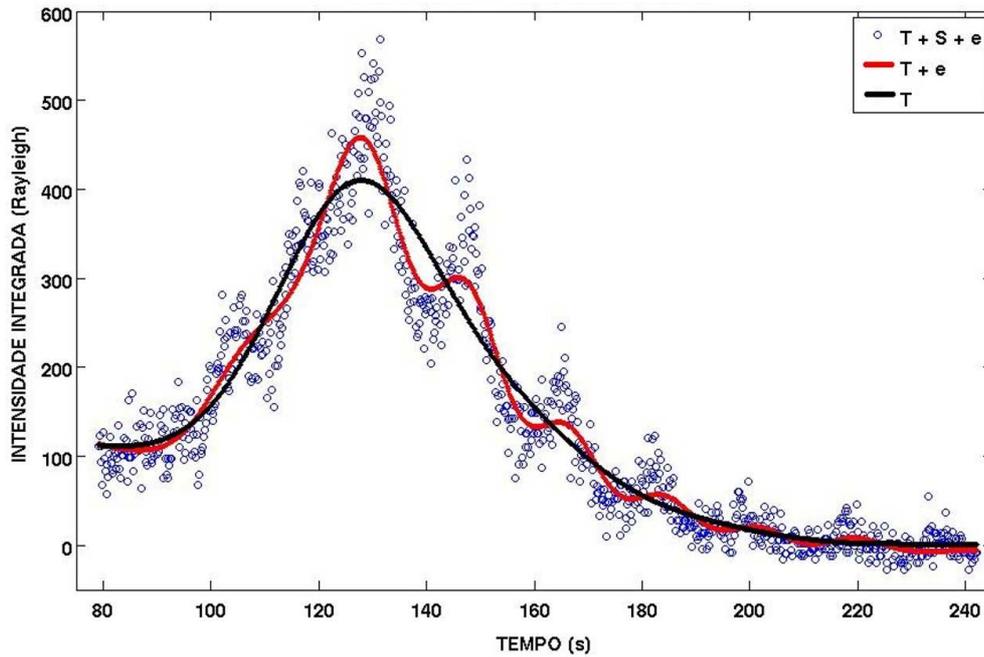
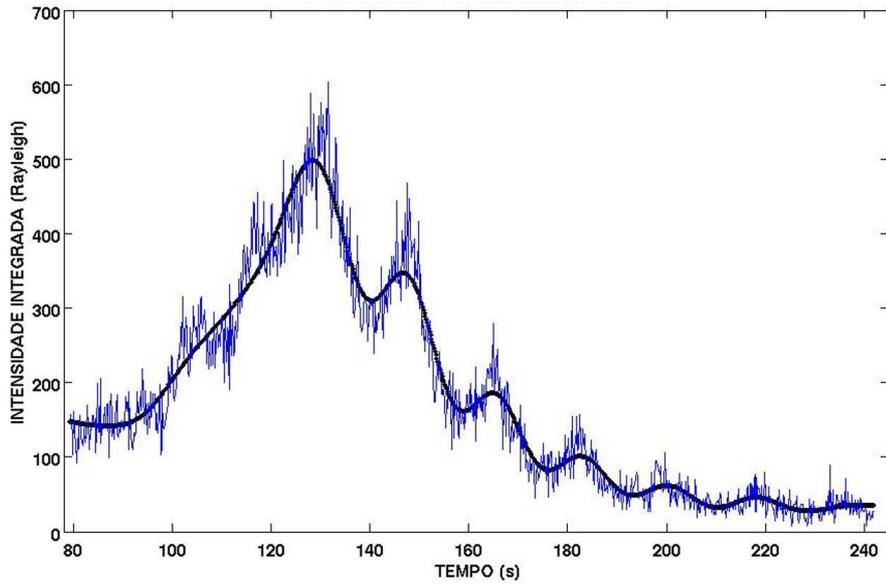
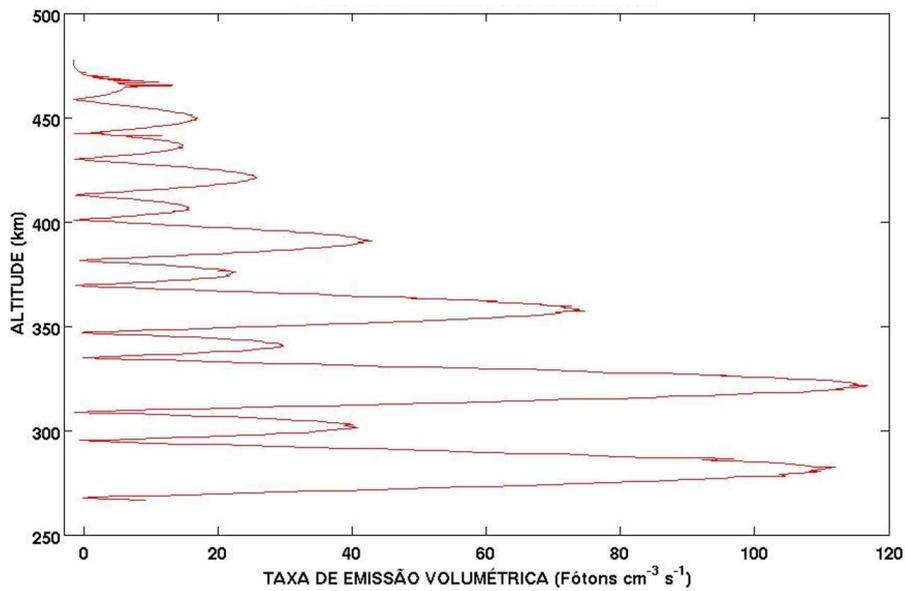


Figura 7.1: Perfil de emissão integrada em relação ao tempo de voo de subida (círculos azuis), constituído das componentes  $\mathbf{T}$  (tendência do perfil),  $\mathbf{S}$  (ruído ou modulação periódica) e  $\mathbf{e}$  (ruído aleatório). A linha sólida vermelha representa um perfil onde o ruído periódico foi eliminado do perfil original (círculos azuis). Quando o ruído aleatório é retirado deste sinal, resta apenas a tendência  $\mathbf{T}$  (linha sólida preta).

do sinal original (linha azul), mas eventuais modulações não periódicas e ruídos aleatórios ainda persistem no sinal resultante (linha sólida preta). O resultado da diferenciação numérica deste sinal (linha sólida preta), revela que estas componentes remanescentes são grandemente amplificadas nesta etapa, gerando um perfil de taxa de emissão impraticável, como podemos verificar na Figura 7.2-(b).



(a)

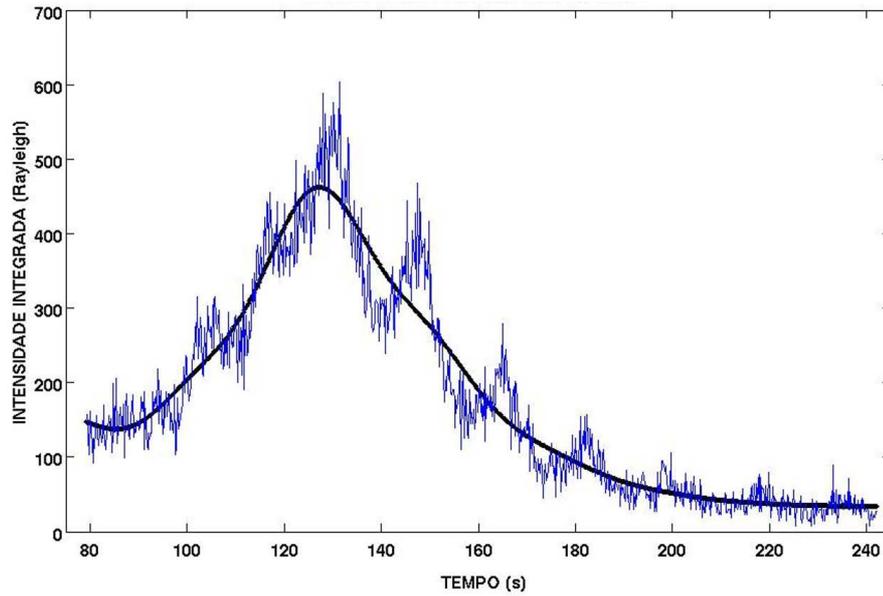


(b)

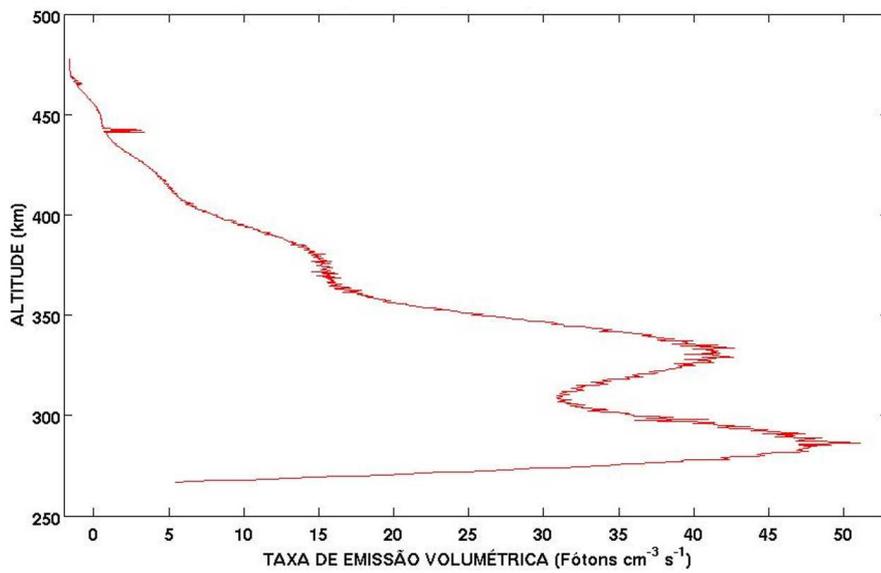
Figura 7.2: (a) Perfil de intensidade integrada (linha azul) submetido a um filtro passa-baixa com frequência de corte igual a 0,06 Hz, cujo sinal resultante (linha sólida preta) ainda conserva componentes de modulação e ruído aleatório. (b) A diferenciação numérica do sinal resultante amplifica estas componentes remanescentes e produz um perfil de taxa de emissão volumétrica inadequado.

Uma primeira impressão passada pela Figura 7.3-(a), sugere que a frequência de corte de 0,04 Hz consegue suprimir estas modulações. No entanto, o resultado da diferenciação visto em Figura 7.3-(b), evidencia um perfil de taxa de emissão volumétrica um pouco mais coerente, porém assim mesmo inadequado. Logo, 0,04 Hz ainda não é a frequência de corte ideal.

Na sequência, a opção pela frequência de corte de 0,03 Hz revelou-se a mais acertada. Aparentemente, consegue remover uma parcela significativa do ruído, pois a operação de diferenciação fornece um perfil de taxa de emissão volumétrica bastante razoável, como pode ser notado na Figura 7.4-(b). Inclusive, a aplicação deste filtro não parece ter comprometido também a parte significativa do sinal útil, pois o perfil de taxa de emissão guarda a presença de pequenas estruturas.

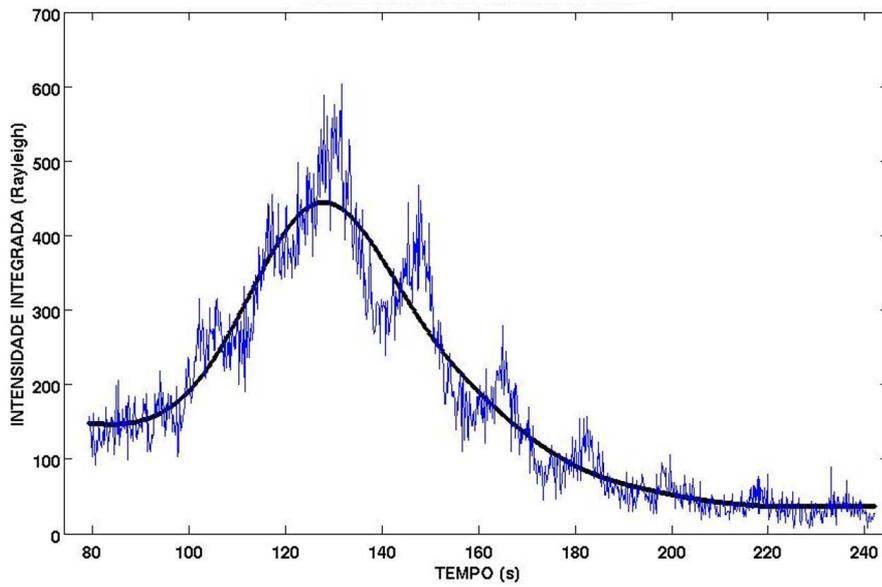


(a)

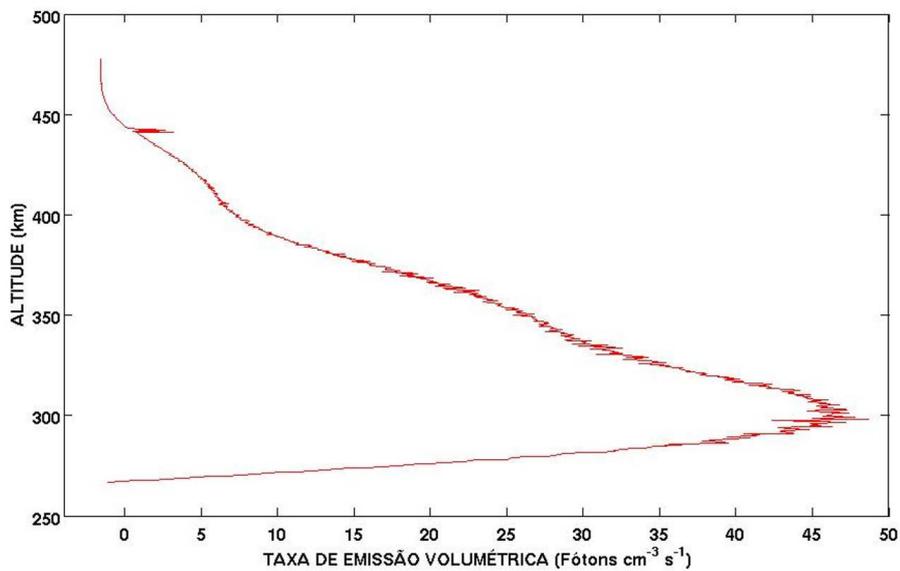


(b)

Figura 7.3: (a) Perfil de intensidade integrada (linha azul) submetido a um filtro passa-baixa com frequência de corte igual a 0,04 Hz, cujo sinal resultante (linha sólida preta) conduz a um perfil aparentemente livre de modulações espúrias e de grande parte do ruído aleatório. (b) A diferenciação numérica do sinal resultante amplifica estas componentes remanescentes e produz um perfil de taxa de emissão volumétrica inadequado.



(a)



(b)

Figura 7.4: (a) Perfil de intensidade integrada (linha azul) submetido a um filtro passa-baixa com frequência de corte igual a 0,03 Hz, cujo sinal resultante (linha sólida preta) conduz a um perfil aparentemente livre de modulações espúrias e da parcela mais significativa do ruído aleatório. (b) A diferenciação numérica do sinal resultante revela um perfil de taxa de emissão volumétrica bastante razoável, contendo, inclusive, pequenas estruturas.

## 7.2 Erros envolvidos na estimativa da taxa de emissão volumétrica

No âmbito da discussão sobre a recuperação de perfis de taxa de emissão volumétrica, a estimativa de erros é crucial para inferir, mediante comparação, perfis verdadeiramente representativos. Em praticamente todos os métodos de inversão mencionados no capítulo 5, a estimativa do erro não é uma tarefa das mais triviais.

Sobre os erros sistemáticos, podemos estimar as incertezas inerentes aos algoritmos aplicados para a inversão dos perfis de emissão integrada e o erro de calibração do fotômetro, embora a determinação da sensibilidade absoluta do fotômetro seja uma experiência bastante crítica que envolve diversas grandezas física e geométricas, cujas incertezas nem sempre são bem conhecidas (GOBBI, 1993). Em todo caso, com base nos valores encontrados na documentação do experimento F2Glow-2, determinamos um erro de  $\sim 10\%$  na calibração do fotômetro. Em certa medida esta incerteza será transmitida para o resultado das operações mediante a propagação de erro. Outro erro sistemático é introduzido pelo processo de filtragem.

Embora se propague que uma das maiores vantagens do método de ajuste incremental seja exatamente fornecer a estimativa da incerteza simultaneamente ao procedimento de diferenciação, verificamos em nossos dados e na literatura (MELO, 1994; TAKAHASHI et al., 1996; MELO et al., 1997) que, dependendo do comprimento usual da reta de ajuste, o desvio padrão relativo ao gradiente fornece barras de erro de dimensões assaz reduzidas para desempenhar uma função comparativa com os resultados de perfis de mesma natureza, verificados em Siskind e Sharp (1991) e Iwagami et al. (2003).

Sabendo que o procedimento de diferenciação do perfil de emissão integrada  $I$  introduz uma incerteza devido a amplificação do ruído presente neste sinal, Siskind e Sharp (1991) propuseram um método para estimar melhor este erro, fazendo uso de um razoável número de cálculos cíclicos. A técnica consiste no seguinte: após determinar o perfil de taxa de emissão volumétrica mediante um procedimento prévio de filtragem, integramos o perfil resultante (problema direto) e adicionamos ruído gaussiano ao resultado da integração, segundo a expressão 5.49. A seguir, tomamos este perfil ruidoso de intensidade integrada e resolvemos novamente o problema inverso, ou seja, calculamos um novo perfil de taxa de emissão volumétrica. Realizando pelo menos 200 vezes este procedimento, a partir do perfil de taxa de emissão volumétrica original, teremos uma família de 200 perfis de emissão volumétrica (Figura 7.5).

Logo, para cada altitude, podemos gerar um histograma de pontos que reflete a distribuição em torno do melhor valor. As barras de erro recomendadas por este método advêm dos desvios-padrão determinados para cada um destes histogramas. As estimativas de erro aleatório verificadas através do método de [Siskind e Sharp \(1991\)](#) estão diretamente relacionadas a quantidade de ruído aleatório presente no sinal.

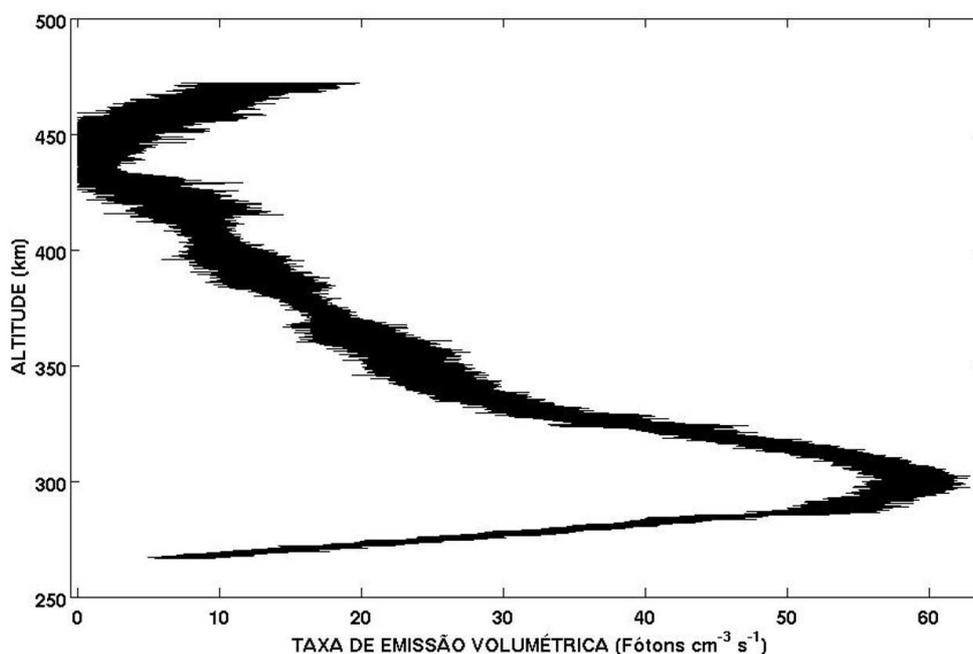
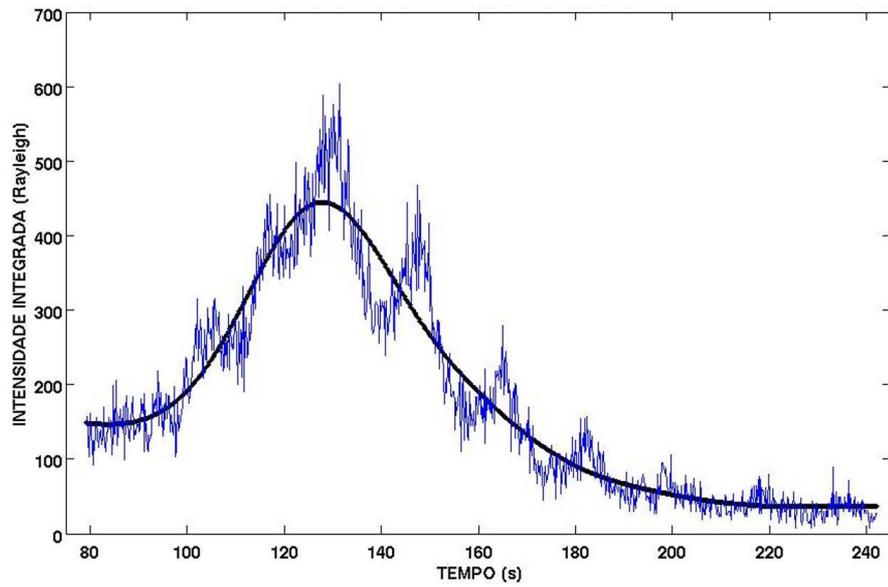


Figura 7.5: Família de 200 perfis de taxa de emissão volumétrica obtida no procedimento de estimativa da incerteza proposta por [Siskind e Sharp \(1991\)](#).

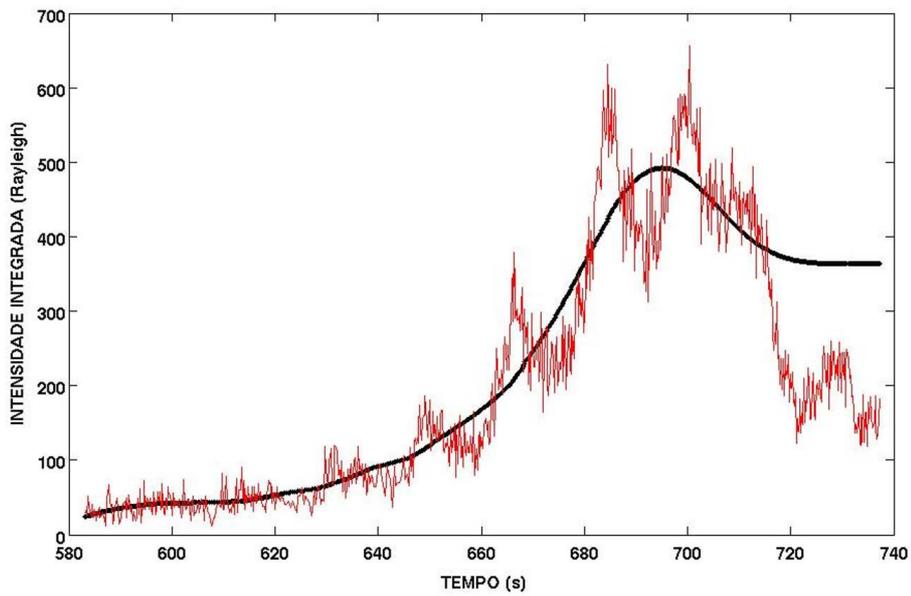
### 7.3 Inversão por derivação numérica

Sendo os dados suficientemente ruidosos, serão remotas as chances de — ao final de um processo de inversão direta que não adote qualquer etapa de suavização — obter-se um perfil de taxa de emissão volumétrica com estruturas de pequena escala com boa resolução. Logo, testaremos inicialmente o procedimento de inversão através de diferenciação numérica dos perfis suavizados por filtro digital. A partir da análise realizada na seção 7.1, verificamos que para os dados de emissão integrada do OI

$\lambda 630$  nm, a frequência de corte mais adequada para o filtro passa-baixa tem o valor de 0,03 Hz (Figura 7.6). Assim, para o regime de velocidade de voo do foguete, o comprimento de onda de corte  $\lambda_c$  será de aproximadamente 6 km.



(a)



(b)

Figura 7.6: Perfis de intensidade de emissão integrada medidos pelo fotômetro OI  $\lambda 630$  nm do experimento F2Glow-2 durante os voos de subida (a) e descida (b). Ambos os sinais foram submetidos a um filtro passa-baixa com frequência de corte igual a 0,03 Hz.

Diferenciando os perfis da Figura 7.6 em relação a altura, os seguintes perfis de taxa de emissão volumétrica serão verificados para a subida (Figura 7.7) e descida (Figura 7.8). O perfil de subida apresenta um máximo de  $48,69 \text{ Fótons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  em torno dos 297,9 km e largura de meia altura de 78,30 km, enquanto que o perfil observado no voo de descida tem seu máximo valor de  $58,76 \text{ Fótons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  na altitude de 297,1 km e largura de meia altura de 55,4 km. As barras de erro observadas nos perfis das Figuras 7.7 e 7.8 expressam o erro efetivo traduzido pela raiz quadrada do quadrado da estimativa da incerteza calculada através do método proposto por Siskind e Sharp (1991), com 10% de ruído gaussiano, mais o quadrado do erro sistemático do método de derivação numérica empregado na inversão.

Na Figura 7.9 comparamos os perfis referentes ao voo de subida e descida. A diferença entre ambos é geralmente interpretada como associada a ação de gradientes horizontais determinados por efeitos dinâmicos (MELO, 1994). Pequenas estruturas são encontrada ao longo de ambos os perfis. Note que o perfil observado na descida é mais intenso do que o seu análogo da subida. Esta característica também pode ser verificada nos perfis de densidade eletrônica medidos neste mesmo voo (Figura 4.3), o que evidencia a dependência da emissão volumétrica do OI  $\lambda 630 \text{ nm}$  com a densidade eletrônica, segundo a parametrização expressa pela Equação 5.21.

A Tabela 7.1 apresenta os dados de emissão integrada calculados por diferenciação numérica para os voos de subida (volup) e descida (voldw), além de suas respectivas estimativas de erro (erroup e errodw).

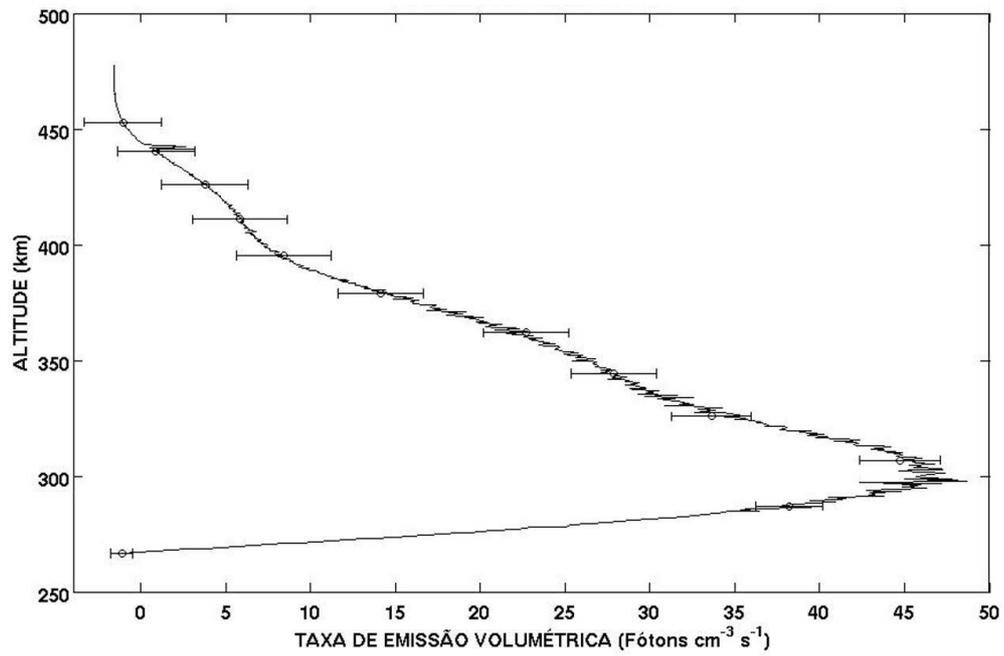


Figura 7.7: Perfil de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm (subida) determinado por derivação numérica.

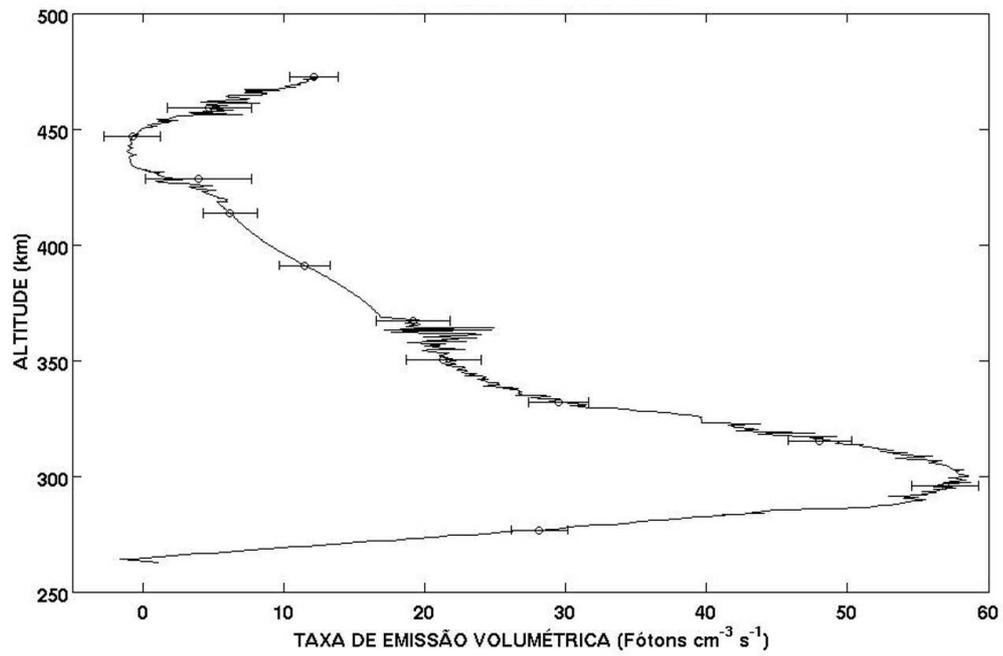


Figura 7.8: Perfil de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm (descida) determinado por derivação numérica.

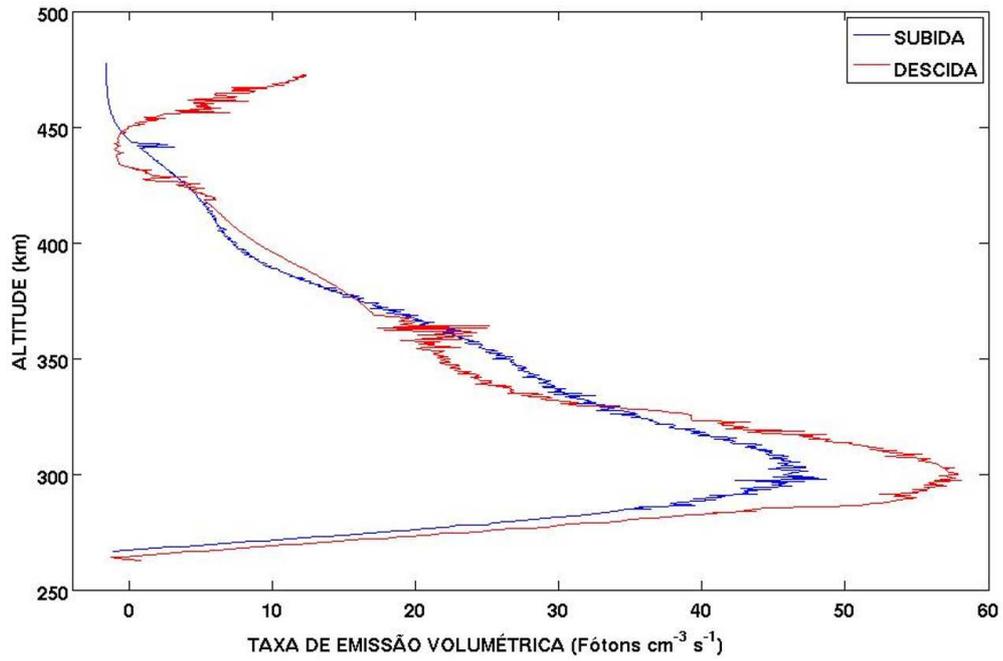


Figura 7.9: Comparação entre os perfis de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm correspondentes aos voos de subida (linha sólida azul) e descida (linha sólida vermelha). Ambos os perfis foram determinados por derivação numérica.

Tabela 7.1: Valores de taxa de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm (em Fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) calculados por diferenciação numérica para os voos de subida (volup) e descida (voldw), além de suas respectivas estimativas de erro (erroup e errodw).

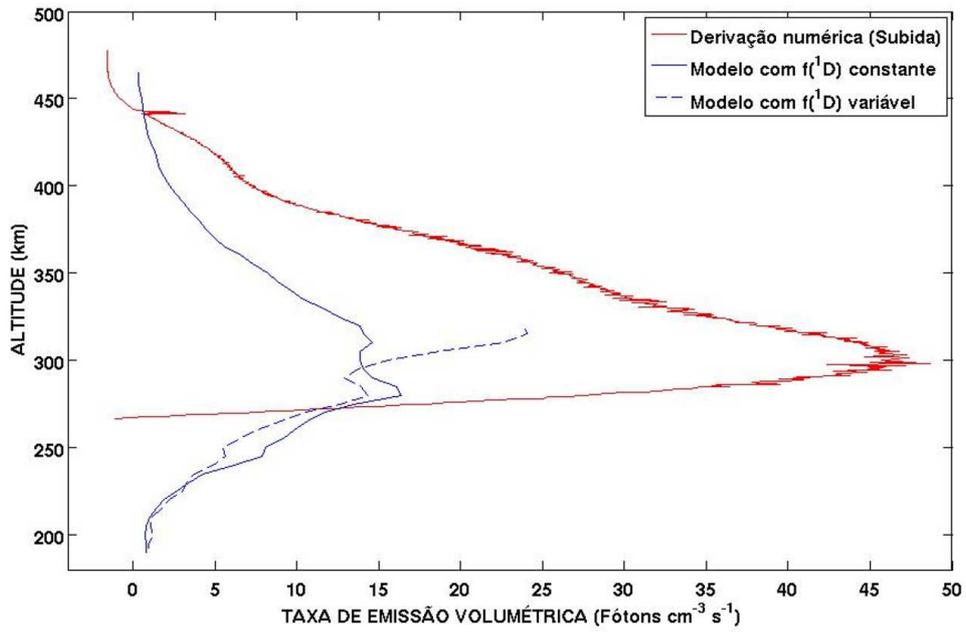
h (km)	volup	erroup	voldw	errodw
270	6,62	2,08	12,17	2,07
275	18,17	2,38	24,22	2,22
280	27,95	2,02	34,83	2,24
285	36,28	2,23	44,76	2,19
290	41,59	2,09	55,48	2,17
295	45,10	2,15	57,54	2,18
300	45,97	2,26	58,76	2,24
305	45,64	1,92	56,78	2,31
310	44,11	2,08	54,23	2,26
315	40,87	2,07	49,41	2,33
320	37,83	2,11	43,58	2,38
325	35,49	2,39	39,59	2,22
330	32,68	2,30	30,97	2,58
335	31,72	2,50	26,75	2,26
340	29,32	2,51	25,23	2,54
345	27,39	2,72	22,70	2,44
350	25,34	2,36	22,04	2,48
355	24,57	2,49	22,79	2,92
360	22,60	2,68	21,21	2,47
365	20,59	2,28	19,16	2,60
370	19,05	2,50	16,70	1,28
375	16,09	2,63	15,80	1,24
380	13,76	2,52	14,68	1,31
385	11,54	2,57	13,33	2,88
390	9,65	2,52	11,83	2,58
395	8,09	2,62	10,31	1,89
400	7,31	2,87	8,94	1,99
405	6,26	2,58	7,78	1,46
410	5,91	2,57	6,83	1,38
415	5,57	2,64	5,94	2,53
420	4,73	2,72	5,47	2,75
425	3,94	2,42	3,23	2,32
430	3,00	2,37	1,12	1,85
435	1,91	2,20	-0,79	1,04
440	0,91	2,16	-1,07	1,27
445	-0,15	2,02	-0,85	1,89
450	-0,80	2,07	-0,08	1,95
455	-1,20	2,01	2,16	2,27
460	-1,45	2,03	5,67	2,79
465	-1,53	3,71	8,53	3,38

Para efeito de generalidade, os perfis de emissão volumétrica obtidos através do

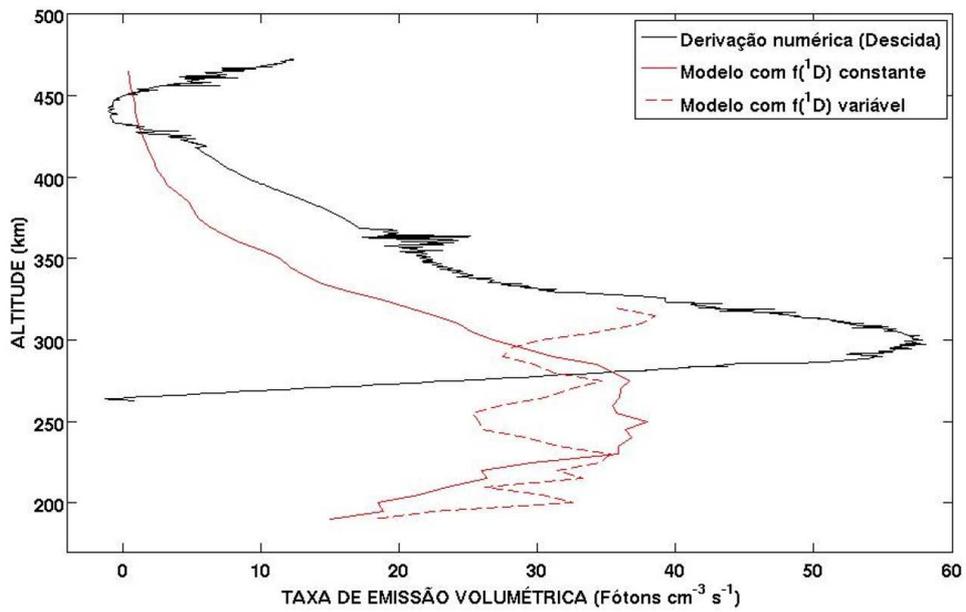
método de derivação numérica foram comparados com perfis de emissão gerados através da Equação 5.21, utilizando os perfis experimentais de densidade eletrônica verificados na Figura 4.11, concentrações dos constituintes fornecidas pelo modelo MSIS-E 90 e coeficientes encontrados na literatura (MENESES et al., 2008). Para esta análise, os perfis de modelo são encontrados em duas versões: com eficiência quântica  $f(^1D)=1,2$  (LINK; COGGER, 1988) e variando com a altitude <sup>2</sup> (SOBRAL et al., 1992). Esta última versão sofre uma restrição inicial, pois o perfil vertical de eficiência quântica disponível está limitado entre as altitudes de 190 e 320 km e está associado a um perfil de emissão volumétrica com altura de máxima intensidade em  $h=230$  km, ou seja, localizado pelo menos uns 60 km abaixo da altitude do pico da emissão verificada durante o experimento F2Glow-2. A partir dos quadros (a) e (b) apresentados na Figura 7.10 podemos constatar que a correlação entre os perfis experimentais e aqueles modelados é bastante fraca, inclusive o fato da eficiência quântica ser constante ou variável, parece ter pouco efeito sobre este resultado. Um estudo mais detalhado sobre as causas desta diferença será tema de um trabalho futuro.

---

<sup>2</sup>Obtido para as condições de taxa de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm, medida por experimento de foguete lançado a partir de Natal, em 31 de outubro de 1986 às 22:59 (hora local).



(a)



(b)

Figura 7.10: Comparação entre os perfis de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm, correspondentes aos voos de subida (a) e descida (b), obtidos através de derivação numérica e modelos com valores de eficiência quântica fixo e variável com a altitude.

## 7.4 Inversão por ajuste incremental de reta móvel

No método de ajuste incremental de reta móvel, os valores do gradiente dinâmico dos dados (linha sólida preta) apresentados na Figura 7.6, serão utilizados para fornecer o perfil vertical de taxa de emissão volumétrica por ajuste de mínimos quadrados com regressão linear em cada intervalo de altitude.

Segundo Kita et al. (1989), o número de pontos incluídos na resolução destes intervalos de altitude devem corresponder a metade do número de pontos contidos no comprimento de onda de corte  $\lambda_c$  de um filtro passa-baixa. Em termos de comprimento, esta relação de número de pontos é dada por

$$\delta Z \approx \frac{\lambda_c}{2},$$

onde  $\delta Z$  é o tamanho da reta de ajuste incremental. Considera-se que o intervalo de  $\delta Z$  deve ser curto o suficiente para que a variação de altitude neste intervalo seja considerada como sendo linear. Para o valor de  $\lambda_c \approx 6$  km, conforme calculado na seção 7.3, o valor de  $\delta Z = 3$  km.

Sabemos que os dados de intensidade integrada obtidos neste experimento são suficientemente ruidosos para que o método de ajuste incremental de reta móvel rejeite a opção de qualquer procedimento de filtragem em algum ponto da etapa de inversão. Teoricamente, uma etapa de filtragem para este método, poderia ser igualmente empreendida tanto antes como depois do ajuste <sup>3</sup>. No entanto, optamos por uma filtragem prévia, pois assim teremos um procedimento parcialmente comum com o método de diferenciação numérica.

O resultado deste procedimento de inversão aplicado aos perfis apresentados na Figura 7.6, adotando uma reta com intervalo de 3 km, pode ser visto nas Figuras 7.11, 7.12 e 7.13. O perfil de subida verificado na Figura 7.11, apresenta um máximo de 48,36 Fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$  em torno dos 298,7 km e largura de meia altura de 83,40 km, ao passo que o perfil registrado durante o voo de descida (Figura 7.12) tem seu pico de 58,94 Fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$  na altitude de 300,6 km e largura de meia altura de 58,1 km. Tomando o padrão adotado para os resultados do método de derivação

---

<sup>3</sup>Ao se optar por uma suavização posterior ao ajuste, a barra de erro deve indicar a informação da incerteza associada ao estado de pré-suavização.

numérica, as barras de erro observadas nestes perfis expressam o erro efetivo que relaciona a estimativa da incerteza calculada através do método proposto por [Siskind e Sharp \(1991\)](#), com 10% de ruído gaussiano, mais o erro envolvido no processo de ajuste de cada reta. Os dados de emissão integrada calculados pelo método de ajuste incremental de reta móvel para os voos de subida (volup) e descida (voldw), além de suas respectivas estimativas de erro (erroup e errodw), estão relacionados na Tabela 7.2.

Assim, como foi anteriormente observado nos perfis obtidos através do método de diferenciação numérica, pequenas estruturas também podem ser encontradas, só que de forma mais esparsa, evidenciando que o método de ajuste incremental introduziu um pequeno grau de suavização nos dados de emissão integrada. A intensidade da emissão encontrada para os perfis derivados por ambos os métodos apresenta boa concordância. Já as altitudes dos picos registraram alguma diferença.

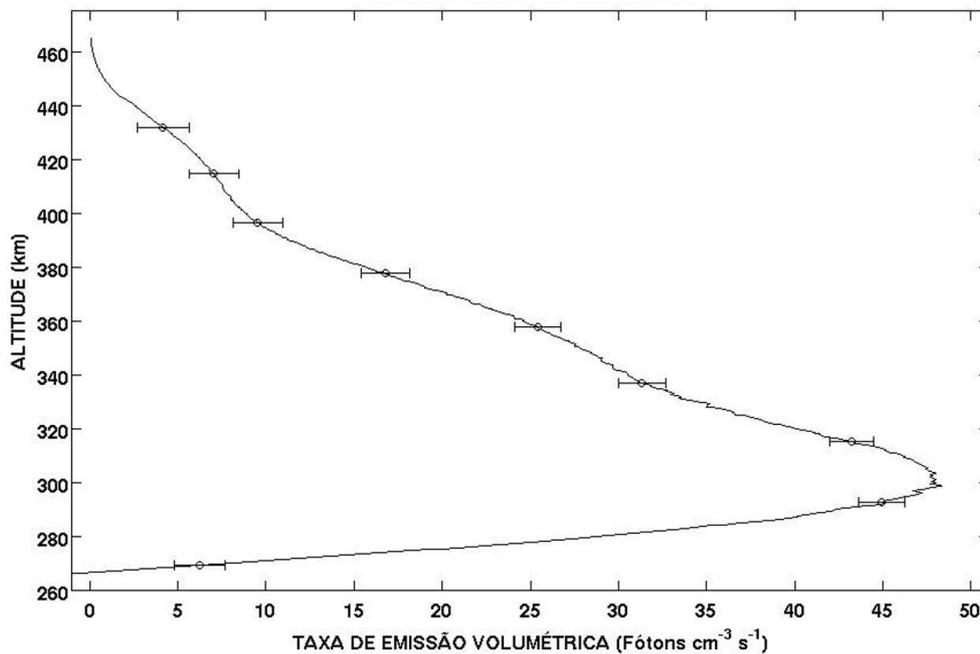


Figura 7.11: Perfil de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm (subida) determinado por ajuste incremental.

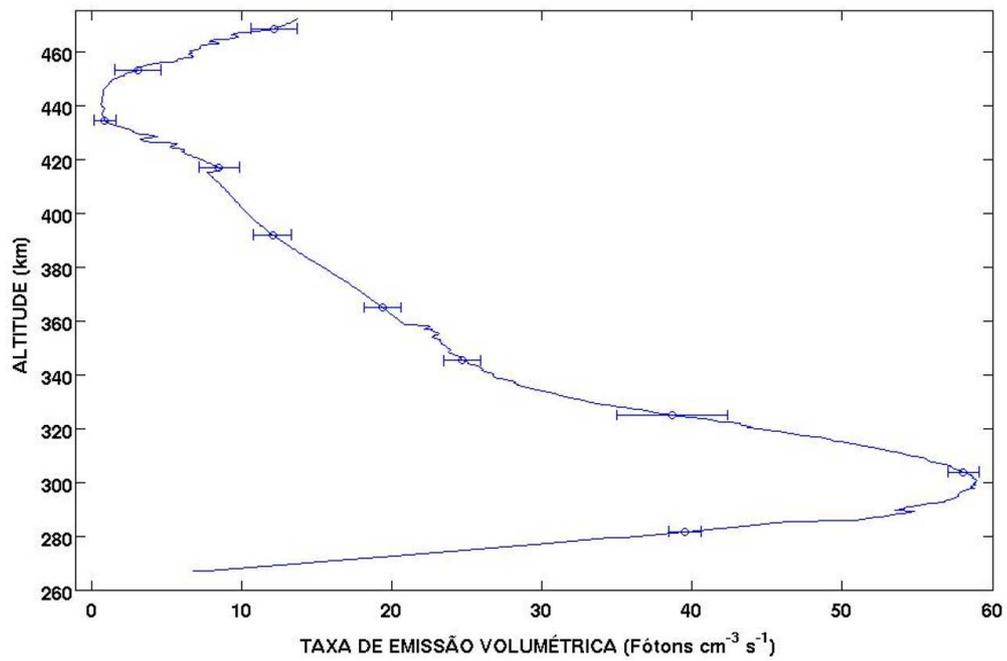


Figura 7.12: Perfil de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm (descida) determinado por ajuste incremental.

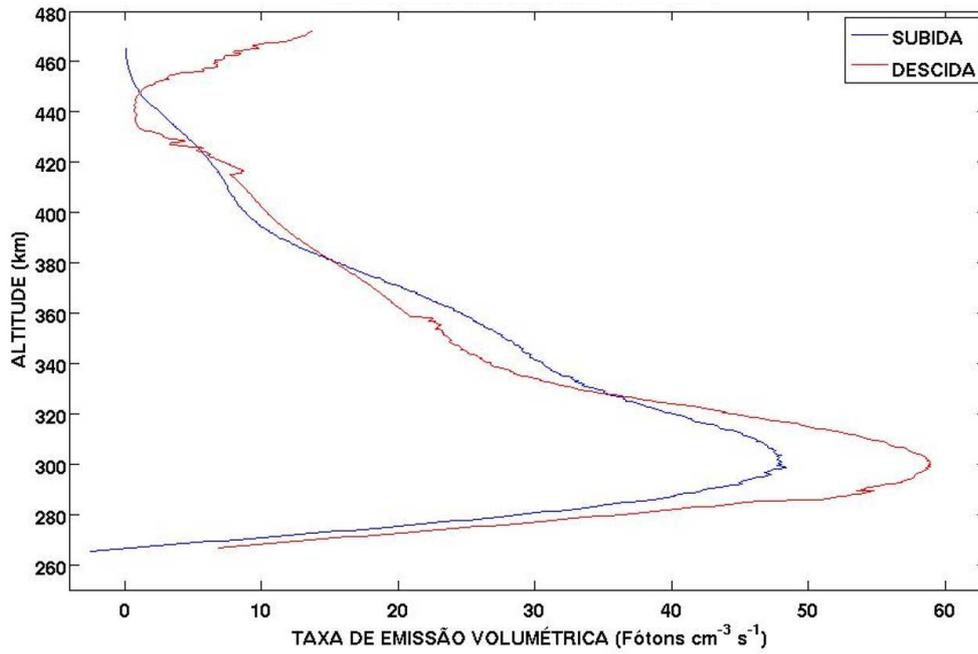


Figura 7.13: Comparação entre os perfis de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm correspondentes aos voos de subida (linha sólida azul) e descida (linha sólida vermelha). Ambos os perfis foram determinados por ajuste incremental.

Tabela 7.2: Valores de taxa de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm (em Fótons  $\text{cm}^{-3}$   $\text{s}^{-1}$ ) calculados por ajuste incremental para os voos de subida (volup) e descida (voldw), além de suas respectivas estimativas de erro (erroup e errodw).

<b>h (km)</b>	<b>volup</b>	<b>erroup</b>	<b>voldw</b>	<b>errodw</b>
270	8,22	1,08	13,02	1,80
275	19,43	1,05	10,1	1,60
280	29,06	1,17	8,02	1,28
285	36,88	1,13	6,59	1,57
290	42,48	0,96	5,74	1,85
295	46,75	1,14	3,08	1,70
300	47,91	1,08	1,65	1,23
305	47,46	1,11	0,94	1,04
310	46,04	1,13	0,73	0,92
315	43,36	1,13	0,83	0,85
320	39,96	1,14	2,17	1,21
325	36,7	1,19	3,25	1,35
330	34,3	1,18	6,12	1,50
335	32,08	1,18	7,71	1,49
340	30,56	1,18	7,86	1,18
345	29,02	1,16	9,09	0,68
350	27,78	1,00	10,38	1,08
355	26,2	1,33	11,31	1,16
360	24,63	1,26	12,65	1,27
365	22,46	1,24	14,19	1,22
370	20,21	1,20	16,27	0,64
375	17,78	1,33	17,66	0,65
380	15,05	1,23	18,7	1,28
385	13,27	1,30	19,59	1,41
390	11,25	1,13	20,64	2,31
395	9,85	1,33	23,15	1,10
400	8,88	1,26	23,71	1,14
405	8,04	1,41	24,49	1,27
410	7,53	1,38	25,41	1,17
415	6,99	1,43	26,75	1,09
420	6,27	1,38	30,42	1,21
425	5,49	1,39	35,63	3,62
430	4,56	1,44	42,03	1,14
435	3,52	1,51	47,27	1,26
440	2,56	1,51	51,53	1,06
445	1,45	1,38	55,92	1,14
450	0,81	1,21	58,86	1,12
455	0,4	1,00	56,4	1,14
460	0,16	1,05	45,74	1,00
465	0,06	0,95	32,04	1,07

Devido ao grau de ruído verificado nos dados representados na Figura 7.6, o método de ajuste incremental — na forma presentemente adotada — comporta-se em realidade como um híbrido, funcionando como um diferenciador que fornece uma indicação direta do erro de ajuste, tendo em vista que sua aplicação, em dados usuais, não requer qualquer etapa de suavização.

### **7.5 O experimento de inversão utilizando RNA**

Finalizadas as etapas de treinamento e ativação da rede neural, os pesos calculados serão então aplicados no procedimento de inversão para derivar perfis de taxa de emissão volumétrica, utilizando como parâmetros de entrada a intensidade de emissão integrada  $I$  (em Rayleigh), a altitude  $h$  (em km) e o ângulo zenital  $\theta$  (em graus), correspondentes aos instantes de cada medida de  $I$ . A Figura 7.14 mostra os perfis de emissão integrada, obtidos pelo fotômetro longitudinal durante os voos de subida (linha azul com círculos) e descida (linha vermelha com losangos). Os valores médios de intensidade integrada estão listados na Tabela 7.3.

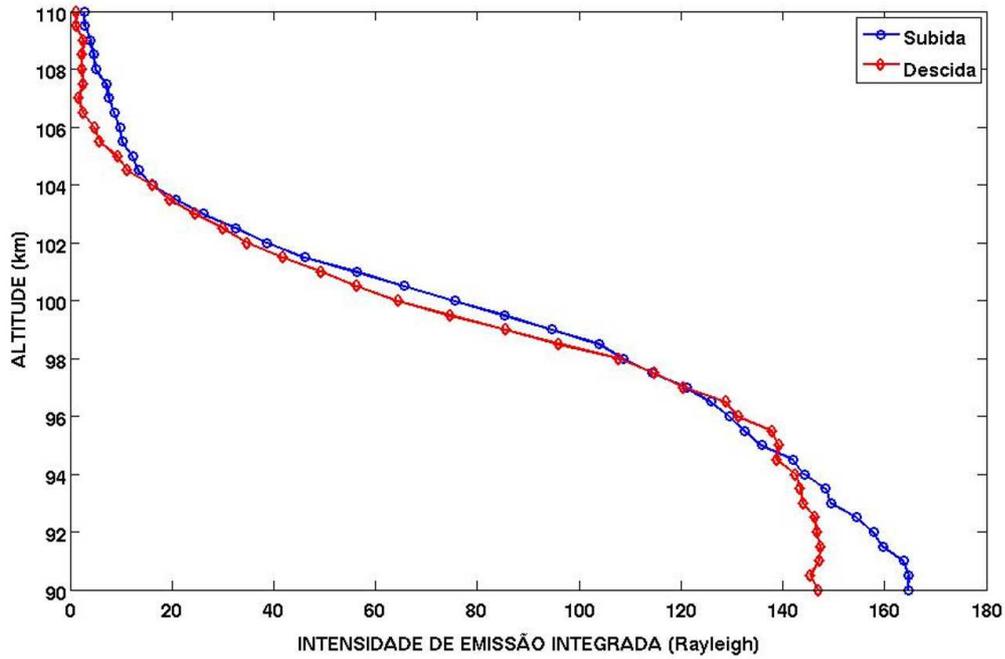


Figura 7.14: Perfis verticais de intensidade de emissão integrada medidos pelo fotômetro OI  $\lambda 557.7$  nm do experimento MULTIFOT durante os voos de subida (linha azul com círculos) e descida (linha vermelha com losangos).

Tabela 7.3: Valores médios de intensidade integrada (em Rayleigh) observados durante o voo do experimento MULTIFOT.

Fonte: (TAKAHASHI et al., 1996).

Emissão	Subida	Descida
OI $\lambda 557,7$ nm	$123 \pm 4$	$135 \pm 4$

Cada um destes perfis contém 41 pontos que, juntamente com seus respectivos vetores de  $h$  e  $\theta$ , foram tomados da base de dados do experimento MULTIFOT (TAKAHASHI et al., 1996). Infelizmente, perfis verticais de  $I$  dotados de um número maior de pontos não foram disponibilizados. Este comprimento do vetor de  $I$  teve influência sobre o tamanho dos perfis de taxa de emissão volumétrica utilizados durante o

treinamento, pois a arquitetura da rede exige que os tamanhos do vetores de entrada e saída sejam previamente selecionados e mantidos fixos, desde o treinamento até o procedimento de inversão. Acreditamos que esta redução no número de pontos influi negativamente na aprendizagem de pequenas e médias estruturas aeronomicamente importantes. Por outro lado, observamos que para um número excessivo de pontos — muitas vezes não representativos — a rede cai num mínimo local e não consegue completar o seu treinamento. Naturalmente, o número ótimo de pontos deverá ser investigado em trabalhos futuros.

Ativando a rede com o padrão 41 linhas  $\times$  3 colunas, recuperamos perfis de taxa de emissão volumétrica ( $\varepsilon$ ) na saída da RNA. Podemos verificar o resultado da inversão nas Figuras 7.15 e 7.16, onde os perfis de  $\varepsilon$  oriundos da RNA (linha sólida preta) são comparados com perfis similares. O perfil de modelo (linha sólida vermelha) foi obtido através da relação 5.10 utilizando as concentrações dos constituintes fornecidas pelo modelo atmosférico MSIS-E 90 e os coeficientes listados na literatura (MENESES et al., 2008), enquanto que o seguinte perfil (linha sólida azul) resulta da inversão efetuada através do método de ajuste incremental de reta móvel aplicado por Takahashi et al. (1996). Em ambas as figuras, podemos verificar que o perfil de modelo afasta-se consideravelmente dos demais, tanto em relação ao máximo de emissão, quanto na altura do pico. As barras de erro nos perfis da RNA correspondem ao erro efetivo que envolve a raiz do quadrado da estimativa da incerteza ponto-a-ponto calculada através do método proposto por Siskind e Sharp (1991) — adicionando 5% de ruído gaussiano — mais o quadrado do erro sistemático de capacidade de generalização da RNA, enquanto o seu análogo no perfil do ajuste incremental é fornecido pelo desvio do coeficiente angular da reta em cada ajuste <sup>4</sup>.

Comparando especificamente os perfis resultantes da RNA e do método de ajuste incremental, na Figura 7.15, este primeiro perfil apresenta um máximo de 161,5 Fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$  em torno dos 100,5 km e largura de meia altura de 5,96 km, enquanto que o segundo perfil tem seu máximo valor de 160,3 Fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$  na altitude de 99,5 km e largura de meia altura de 6,38 km. Analogamente, a Figura 7.16 apresenta um perfil da RNA, correspondente ao voo de descida, com pico de emissão volumétrica em 149,5 Fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$  na altitude de 99,5 km. Sua largura de meia altura é de 6,45 km, ao passo que o perfil obtido por ajuste incremental

---

<sup>4</sup>O perfil de  $I$  que foi submetido ao método de ajuste incremental continha originalmente 400 pontos, enquanto que o comprimento da reta de ajuste correspondia a 3 km em número de pontos (TAKAHASHI et al., 1996).

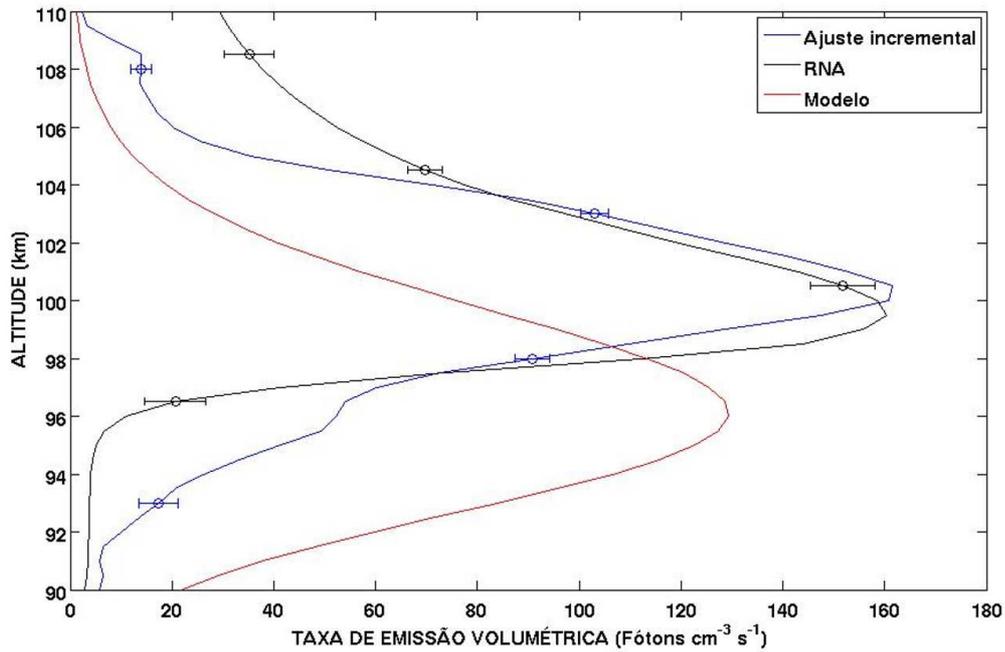


Figura 7.15: Comparação entre perfis verticais de taxa de emissão volumétrica do OI  $\lambda 557.7$  nm (voo de subida) obtidos através de RNA (linha sólida preta), ajuste incremental (linha sólida azul) e modelo (linha sólida vermelha).

tem um pico de  $184,5 \text{ Fótons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  aos 99 km de altitude e largura de meia altura de 6,44 km. A partir dos valores das altitudes dos picos, podemos notar que a altitude é invariante para ambos os perfis de RNA. Para os perfis de ajuste incremental, a diferença é de 1 km. Esta diferença pode estar dentro da razoável incerteza na altura do pico, definida por uma quantidade determinada pelo nível de ruído, conforme mencionou [Murtagh et al. \(1984\)](#). No que diz respeito ao máximo valor da emissão, percebe-se facilmente que os perfis de ambos os métodos (subida) têm boa concordância. O mesmo não se verifica para o voo de descida, onde há uma diferença de 19% entre estes resultados. Coincidentemente, esta região encontra-se exatamente na faixa de altitude onde a capacidade de generalização da rede é mais deficiente, conforme podemos verificar na [Figura 5.13](#).

Para este último caso, naturalmente, estávamos esperando uma aproximação na mesma proporção do que se observou para os perfis do voo de subida. Note que para efeito de comparação entre os perfis de RNA e aquele fornecido pelo ajuste incremental de reta móvel, estamos assumindo que há igualdade material (número de pontos)

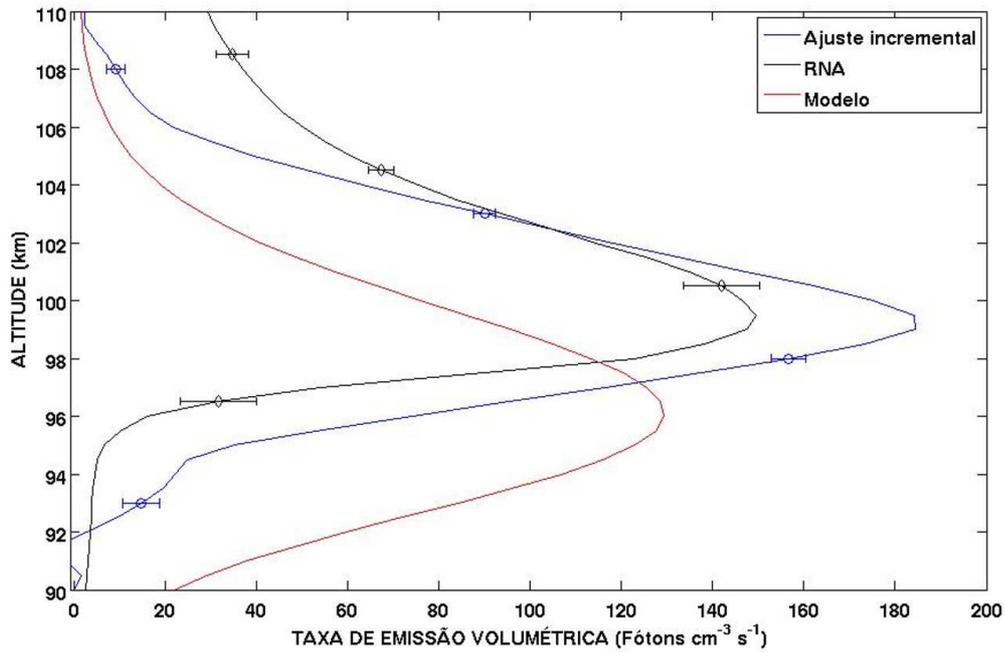


Figura 7.16: Comparação entre perfis verticais de taxa de emissão volumétrica do OI  $\lambda 557.7$  nm (voo de descida) obtidos através de RNA (linha sólida preta), ajuste incremental (linha sólida azul) e modelo (linha sólida vermelha).

no processo de inversão de ambos os métodos, bem como desconsiderando erros sistemáticos significativos associados à aplicação da técnica de ajuste incremental. No entanto, sabemos que em realidade a inversão por este método deu-se através de um perfil de emissão integrada contendo 400 pontos (TAKAHASHI et al., 1996). A partir do vetor de dados que resultou desta inversão, um novo conjunto discreto de dados foi gerado por interpolação, agora com uma continuidade de 41 pontos. Se fosse esta a continuidade original, não teria sido possível realizar este procedimento de inversão, tendo em vista o comprimento da reta de ajuste. Em todo caso, a similaridade entre perfis derivados através de métodos tão distintos entre si, reforça o argumento de quão realistas podem ser os perfis invertidos por RNA. Note-se ainda que apesar desta diferença, os resultados fornecidos pela RNA são mais coerentes do que aqueles calculados através do modelo. A Tabela 7.4 apresenta os valores de taxa de emissão volumétrica calculados por RNA, para os voos de subida e descida do experimento MULTIFOT, com suas respectivas estimativas de erro.

Tabela 7.4: Valores de taxa de emissão volumétrica do OI  $\lambda 557,7$  nm (em Fótons  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) calculados por RNA para os voos de subida (volup) e descida (voldw), além de suas respectivas estimativas de erro (erroup e errodw).

<b>h (km)</b>	<b>volup</b>	<b>erroup</b>	<b>voldw</b>	<b>errodw</b>
90,0	2,76	2,60	2,30	2,54
90,5	3,22	1,79	2,76	1,04
91,0	3,45	1,66	2,99	0,41
91,5	3,45	1,62	3,22	0,74
92,0	3,68	1,91	3,45	1,30
92,5	3,68	2,38	3,68	2,32
93,0	3,68	2,58	3,68	2,53
93,5	3,91	2,45	3,91	2,22
94,0	3,91	1,88	4,37	1,30
94,5	4,37	1,58	4,83	0,60
95,0	5,06	1,71	6,44	0,81
95,5	6,67	6,51	9,89	7,83
96,0	11,04	3,15	15,87	4,65
96,5	20,70	4,68	31,51	8,34
97,0	41,17	10,21	53,82	14,68
97,5	73,60	7,32	89,70	12,92
98,0	112,01	8,23	122,59	12,00
98,5	143,75	10,41	138,00	8,82
99,0	155,94	2,88	147,43	0,82
99,5	160,31	2,60	149,50	5,93
100,0	158,47	3,54	146,51	7,63
100,5	151,80	5,08	141,91	8,43
101,0	143,06	1,67	134,78	3,38
101,5	131,10	4,12	125,12	2,21
102,0	119,60	6,78	114,31	5,23
102,5	108,33	4,18	104,19	2,90
103,0	97,06	7,11	93,61	6,11
103,5	86,71	3,97	83,72	2,97
104,0	77,51	2,43	75,44	1,32
104,5	69,69	2,24	67,16	2,74
105,0	63,48	6,37	60,72	7,45
105,5	57,50	7,38	54,74	8,55
106,0	52,44	5,95	50,14	6,85
106,5	48,07	3,75	45,77	4,45
107,0	44,16	2,00	42,32	2,09
107,5	40,94	2,31	39,56	1,47
108,0	37,72	4,40	36,80	4,22
108,5	35,19	3,76	34,50	3,50
109,0	32,89	6,33	32,66	6,38
109,5	31,05	6,93	30,59	7,02
110,0	29,21	8,23	29,21	8,41

## 7.6 Conclusões

Uma análise criteriosa, não só do grau de suavização, mas do perfil de emissão volumétrica resultante, fornece uma indicação mais segura sobre qual frequência de corte deverá ser adotada para subtrair as contribuições das modulações periódicas e da parcela mais significativa do ruído aleatório. Caso esta componente espúria, no sinal que será invertido, seja ainda significativa, ela será bastante amplificada pela diferenciação numérica. O filtro passa-baixa aplicado no perfil de emissão integrada do OI  $\lambda 630$  nm tem uma frequência de corte de 0,03 Hz. Inicialmente, empreendemos um teste com frequências de corte igual 0,06 Hz (frequência de precessão do foguete) e 0,04 Hz, mas a componente espúria persistiu no sinal. A escolha pelo valor de 0,03 Hz parece não comprometer a parte significativa do sinal útil, pois o perfil de taxa de emissão volumétrica resultante ainda guarda a presença de pequenas estruturas.

Uma vez que o perfil de emissão integrada seja submetido a um procedimento de filtragem prévia, comparando os resultados de sua inversão realizada pelo método de diferenciação numérica e pela técnica de ajuste incremental de reta móvel, onde este último passa a atuar como um diferenciador que fornece uma indicação direta sobre o erro de ajuste, verificamos que o método de diferenciação numérica é mais vantajoso. Não apenas porque pode ser aplicado indistintamente a qualquer tipo de perfil de emissão integrada com tamanho razoável, mas porque conserva melhor pequenas estruturas no perfil de emissão volumétrica resultante, do que o método de ajuste incremental com perfil previamente suavizado. Neste sentido, o ajuste incremental de reta móvel somente parece superar a diferenciação quando aplicado a dados essencialmente não-ruído. Naturalmente, nem sempre será possível dispor de perfis experimentais suaves.

Embora o método de ajuste incremental seja capaz de fornecer, simultaneamente à determinação de cada gradiente, uma estimativa da incerteza do ajuste da reta, quando comparado com perfis obtidos por outros métodos, não raro, a barra de erro construída com os coeficientes deste ajuste terá dimensões mínimas. Adotando o procedimento proposto por [Siskind e Sharp \(1991\)](#) será possível adicionar ao erro efetivo a contribuição devido ao ruído aleatório.

Perfis de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm obtidos através do método de derivação numérica foram comparados com perfis de emissão gerados através de modelos parametrizados de taxa de emissão. A partir desta análise foi constatado que a

correlação entre os perfis experimentais e aqueles modelados é bastante fraca. O fato da eficiência quântica ser constante ou variável, parece ter pouco efeito sobre este resultado.

Demonstrou-se também, neste capítulo, que o experimento de inversão por redes neurais artificiais, utilizando dados sintéticos de treinamento, é capaz de fornecer perfis de taxa de emissão volumétrica verdadeiramente representativos, onde a solução é selecionada a partir do conhecimento a priori e sem interferência de um operador matemático que pode amplificar componentes indesejáveis. Nos demais métodos aplicados, a ação deste operador promove um certo grau de subjetividade, tanto na estimativa de parâmetros, quanto na determinação dos erros envolvidos no processo, seguindo-se quase sempre de uma discussão a respeito do grau de significância das estruturas perdidas durante o processo de inversão.



## 8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

Um problema em aberto envolvendo o comportamento da temperatura eletrônica observada, na região equatorial e em baixas latitudes, por medidas de foguete (MURALIKRISHNA, 2006; THIEMANN et al., 2001) e satélites (OYAMA et al., 1988; DABAS et al., 2000; PARK et al., 2008) foi investigado nesta tese através de um método que determina a temperatura efetiva a partir da distribuição de energia eletrônica correspondente a curva característica  $I-V$ , bem como de uma simulação numérica 2D que reproduz o crescimento de uma instabilidade e a evolução da energia térmica no interior da bolha. Esta análise alcançou as seguintes conclusões:

(a) É possível determinar uma maneira alternativa de estimar a temperatura eletrônica da região F da ionosfera, onde não se tenha que assumir como primeiros princípios que a distribuição eletrônica — na região onde se mediu a curva  $I-V$  — é essencialmente Maxwelliana ou, quando muito, não-Maxwelliana apenas no interior de bolhas de plasma. Provavelmente, uma das fontes das dissiparidades verificadas entre medidas in situ de temperatura eletrônica estaria diretamente associada a esta simplificação. Além disso, a expressão comumente adotada no cálculo da temperatura eletrônica, a partir da derivada da corrente medida pela sonda de Langmuir em relação ao potencial aplicado à sonda, é bastante propensa a erros. Uma técnica que determina a temperatura eletrônica efetiva a partir de uma distribuição eletrônica  $F(E)$  mais geral foi recentemente aplicada num estudo envolvendo plasmas de laboratório (CANAL, 2009; CANAL et al., 2010);

(b) Em todos os caso analisados, a  $F(E)$  desvia-se da distribuição Maxwelliana e ajusta-se melhor a distribuição de Druyvesteyn. Esta regra se mantém até mesmo em regiões tidas como tipicamente Maxwellianas, como o pico de máxima densidade. Alguns autores (BRACE, 1998; THIEMANN et al., 2001) sustentam que a natureza da alta ionosfera seria comumente Maxwelliana, exceto no interior de bolhas. Não observamos este comportamento;

(c) Teoricamente, o desvio da condição Maxwelliana pode estar associado a presença de uma população adicional de elétrons, de natureza geofísica ou não. Mesmo que sejam dotadas da mesma distribuição eletrônica, a justaposição destas diferentes populações poderia resultar numa distribuição final que diferiria da simples superposição das distribuições originais. Neste caso, verificamos que as distribuições examinadas neste trabalho são dotadas de apenas uma população eletrônica, logo o

desvio da condição Maxwelliana observado, não é um efeito que resulta da interação entre duas populações distintas;

(d) A elevada temperatura anômala verificada nas vizinhanças da base da região F, nos instantes que antecedem o aparecimento de bolhas de média e grande escalas, não é um efeito de natureza instrumental, mas sim um fenômeno geofísico que está diretamente associado aos valores mais elevados de temperatura observados na parte superior do interior das bolhas que se formam logo a seguir;

(e) Através de um modelo alternativo de simulação numérica de instabilidade colisional adaptado ao estudo da evolução da distribuição de temperatura no interior de bolhas, verificamos que esta região de temperatura mais elevada é formada devido a convecção do fluido aquecido que encontrava-se inicialmente nas imediações da base da região F e ascendeu para altitudes mais elevadas à medida que a bolha se desenvolve. Devido ao campo elétrico de polarização mudar abruptamente na fronteira superior da bolha, uma grande divergência na velocidade dos íons se desenvolve, modificando a distribuição de energia térmica provocada pelo termo convectivo e intensificando a temperatura naquela região. Esta interpretação condiz com o comportamento da temperatura eletrônica verificado através das medidas dos experimentos IONEX-II e DEOS.

Em termos de trabalhos futuros relacionados a este tópico, pretendemos estudar a natureza das flutuações no campo magnético, verificadas no interior das bolhas, que são excitadas por uma corrente dirigida pelo gradiente vertical de densidade e temperatura eletrônica, característicos desta região. Perfis verticais de temperatura eletrônica efetiva  $T_{eff}$ , determinados através da Equação 3.27, deverão também ser obtidos.

Uma análise criteriosa do procedimento de recuperação de perfis de emissão volumétrica do OI  $\lambda 630$  nm, a partir de medidas de intensidade integrada realizadas durante o experimento F2Glow-2, ilustram a dificuldade em se obter perfis verticais de emissões aeroluminescentes verdadeiramente representativos. Como raramente é possível dispor de dados que não sejam inerentemente ruidosos, a inversão através do método de diferenciação numérica, com filtragem prévia do sinal, nos pareceu ser a opção mais adequada. Afinal, tanto na diferenciação numérica, quanto no método de ajuste incremental de reta móvel, a aplicação de algum grau de suavização quase sempre deverá ser considerada, em vista da não-estabilidade dos dados.

Os perfis apresentados neste trabalho não esgotam as possibilidades de exploração dos dados do experimento F2Glow-2. Dando continuidade as análises, estudos aplicados aos dados das emissões do OI  $\lambda 557,7$  nm termosférico e mesosférico, obtidos pelo mesmo experimento, figura como uma sugestão para trabalhos futuros.

O experimento de inversão por redes neurais artificiais, utilizando como dados de treinamento apenas dois perfis experimentais e 1382 perfis sintéticos, foi capaz de fornecer perfis verticais de taxa de emissão volumétrica plausíveis, com a vantagem de apresentar uma solução alternativa fornecida unicamente pelo conhecimento a priori e sem a interferência de um operador matemático capaz de amplificar componentes indesejáveis. Estes resultados não são tão conflitantes com aqueles apresentados na literatura (TAKAHASHI et al., 1996), especialmente durante o voo de subida. Vários tópicos desenvolvidos ao longo deste trabalho poderão ser melhor explorados adiante. Sugere-se para o futuro, a aplicação do modelo de parametrização para a taxa de emissão volumétrica das emissões aeroluminescentes do oxigênio atômico para determinar um perfil vertical de emissão volumétrica por RNA, onde os coeficientes e concentrações que figuram nas equações 5.10 e 5.21, funcionariam como dados de entrada. Esta rede poderia ser treinada com escassos perfis obtidos por medidas de foguetes, bem como aqueles encontrados na base de dados do experimento WINDII (SHEPHERD; SOLHEIM, 2010).



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABDU, M. A.; KHERANI, E. A.; BATISTA, I. S.; PAULA, E. R. de; FRITTS, D. C.; SOBRAL, J. H. A. Gravity wave initiation of equatorial spread F/plasma bubble irregularities based on observational data from the SpreadFEx campaign. **Annals Geophysicae**, v. 27, p. 2607–2622, 2009. 145, 229
- ABREU, V. J.; YEE, J. H.; SOLOMON, S. C. The quenching rate of  $O(^1D)$  by  $O(^3P)$ . **Planetary and Space Science**, v. 34, p. 1143–1145, 1986. 99
- AEB. **Veículos Lançadores**. 2010. Agência espacial brasileira (AEB). Disponível em: <<http://www.aeb.gov.br/indexx.php?secao=lancadores>>. Acesso em: 17 de maio 2010. 5
- AFRAIMOVICH, E. L.; YASUKEVICH, Y. V. New field of application of the IRI modeling - determination of ionosphere transfer characteristic for radio astronomical signals. **Advances in Space Research**, v. 43, p. 1652–1659, 2009. 85
- ALBUQUERQUE, G. L. A. de. **Construção e validação de um receptor GPS para uso espacial**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) — Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 2009. 15
- ALLEN, J. E. Probe theory - the orbital motion approach. **Physica Scripta**, v. 45, n. 5, p. 497–503, May 1992. 30
- ALTINAY, O.; TULUNAY, E.; TULUNAY, Y. Forecasting of ionospheric frequency using neural networks. **Geophysical Research Letters**, v. 24, p. 1467–1470, 1997. 116
- APS. **April 18, 1916: Langmuir patents the incandescent lamp**. 2010. American Physical Society. Disponível em: <<http://www.aps.org/publications/apsnews/200304/history.cfm>>. Acesso em: 17 de maio 2010. 30
- ARA, A. B.; MUSETTI, A. V.; SCHNEIDERMAN, B. **Introdução à estatística**. São Paulo: Edgard Blücher, 2003. 69
- BAILEY, G. J.; BALAN, N.; SU, Y. Z. The Sheffield University plasmasphere ionosphere model - a review. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 59, n. 13, p. 1541–1552, 1997. 44

- BAKER, D. J.; STAIR, J. A. T. Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow. **Physica Scripta**, v. 37, n. 4, p. 611–622, 1988. 1
- BALSLEY, B. B.; HAERENDEL, G.; GREENWALD, R. A. Equatorial spread F: recent observations and a new interpretation. **Journal of Geophysical Research**, v. 77, p. 5625, 1972. 144
- BANERJEE, A.; SOMAYAJULU, Y. V.; SUBRAHMANYAM, P. Balloon-borne Langmuir probe measurement of stratospheric ions in low latitudes. **Indian Journal of Radio and Space Physics**, v. 13, p. 176–179, 1984. 6
- BANKS, P. M.; KOCKARTS, G. **Aeronomy, Parts A and B**. New York: Academic Press, 1973. 94
- BARJATYA, A. **Langmuir probe measurements in the ionosphere**. 110 p. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) — Utah State University, Logan, Utah, EUA, 2007. 8
- BARTH, C. A. Three-body reaction. **Annales Geophysicae**, v. 20, n. 2, p. 181, 1964. 96
- BARTH, C. A.; HILDEBRANT, A. F. The 5577 Å airglow emission mechanism. **Journal of Geophysical Research**, v. 66, p. 985, 1961. 96
- BATES, D. R. The green light of the night sky. **Planetary and Space Science**, v. 29, n. 10, p. 1061–1067, 1981. 98
- BENSON, R. F.; BAUER, P.; BRACE, L. H.; CARLSON, H. C.; HAGEN, J.; HANSON, W. B.; HOEGY, W. R.; TORR, M. R.; WAND, R. H.; WICKWAR, V. B. Electron and ion temperatures: a comparison of ground-based incoherent scatter and AE-C satellite measurements. **Journal of Geophysical Research**, v. 82, n. 1, p. 36–42, 1977. 44
- BERTONI, F. C. P. **Derivas ionosféricas em latitudes equatoriais: observações e modelagem**. 150 p. INPE-11240-TDI/946. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), 2004. 44
- BHUYAN, P.; CHAMUA, M. An empirical model of electron temperature in the Indian topside ionosphere for solar minimum based on SROSS C2 RPA data. **Advances in Space Research**, v. 37, n. 5, p. 897–902, 2006. 45

- BIBL, K.; REINISCH, B. W. The universal digital ionosonde. **Radio Science**, v. 13, p. 519–530, 1978. 15
- BILITZA, D. Electron and ion temperature data for ionospheric modelling. **Advances in Space Research**, v. 11, n. 10, p. 139–148, 1991. 1, 42
- BILITZA, D.; REINISCH, B. W. International Reference Ionosphere 2007: improvements and new parameter. **Advances in Space Research**, v. 42, p. 599–609, 2008. 29, 45, 64
- BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. 3rd. ed. [S.l.]: Springer, 2004. 31
- BOOKER, H.; SMITH, E. K. A comparative study of ionospheric measurement techniques. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 32, p. 467–497, 1970. 43
- BOYD, R. L. F.; TWIDDY, N. D. Electron energy distributions in plasmas I. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, v. 250, n. 1260, p. 53–69, 1959. 68
- BRACE, L. H. Langmuir probe measurements in the ionosphere. In: PFAFF, R. F.; BOROVSKY, J.; YOUNG, D. T. (Ed.). **Measurement techniques in space plasma, particles**. Washington, D.C.: American Geophysical Union, 1998. p. 23–34. 42, 43, 46, 139, 155, 189
- BRACE, L. H.; CARIGNAN, G. R.; FINDLAY, J. A. Evaluation of ionospheric electron temperature measurements by cylindrical probes. **Space Research**, v. 1079-1105, 1971. 39
- BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D. First results from mesospheric airglow observations at 7.5°S. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 19, n. 2, p. 169–176, 2001. 14
- CANAL, G.; LUNA, H.; AO, R. G. Characterization of the transition from collisional to stochastic heating in a RF discharge. **Journal of Physics. D, Applied Physics**, v. 43, p. 025209, 2010. 58, 140, 189
- CANAL, G. P. **Desenvolvimento e caracterização de um dispositivo de limpeza a plasma para processos em nanotecnologia**. Dissertação (Mestrado em Física) — Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2009. 33, 61, 65, 189

CARLSON, H. C.; SAYERS, J. Concerning the discrepancy in electron temperatures deduced from Langmuir probes and from incoherent scatter radars. **Journal of Geophysical Research**, v. 75, p. 4883, 1970. 43

CARVALHO, J. C. **Inferência de perfis verticais de temperatura utilizando uma técnica iterativa implícita de inversão**. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 1999. 102

CHAMBERLAIN, J. W. **Physics of the aurora and airglow**. New York: Academic Press, 1961. 88, 129

CHAPMAN, S. Some phenomena of the upper atmosphere. **Nature**, v. 128, n. 3228, p. 464–465, 1931. 95

CLARK, D. H.; RAITT, W. J.; WILLMORE, A. P. A measured anisotropy in the ionospheric electron temperature. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, p. 63, 1973. 43

CLEMESHA, B. R.; TAKAHASHI, H. Airglow studies via rocket-borne photometers in Brazil. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 11, n. 2, p. 139–155, 1993. 9

\_\_\_\_\_. Rocket-borne measurements of horizontal structure in the OH(8,3) and NaD airglow emissions. **Advances in Space Research**, v. 17, n. 11, p. 81–84, 1996. 88, 116

CLEMESHA, B. R.; TAKAHASHI, H.; SAHAI, Y. Vehicle glow observed during a rocket sounding experiment. **Planetary and Space Science**, v. 35, n. 11, p. 1367–1372, 1987. 9

CROWLEY, B.; DIETRICH, S. A Langmuir probe system incorporating the Boyd-Twiddy method for EEDF measurement applied to an inductively coupled plasma source. **Plasma Sources Science and Technology**, v. 18, 2009. 58, 65, 67

CROWLEY, B.; HOMFRAY, D.; COX, S. J.; BOILSON, D.; ESCH, H. P. L. de; HEMSWORTH, R. S. Measurement of the electron energy distribution function by a Langmuir probe in an ITER-like hydrogen negative ion source. **Nuclear Fusion**, v. 46, p. S307–S312, 2006. 34, 58, 137

- DABAS, R. S.; REDDY, B. M.; LAKSHMI, D. R.; OYAMA, K. I. Study of anomalous electron temperature variations in the topside ionosphere using Hinotori satellite data. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, n. 15, p. 1351 – 1359, 2000. 47, 189
- D'ARCY, R.; SAYERS, J. Concerning the electron temperature discrepancy between in situ and remote probes in the E-region. **Planetary and Space Science**, v. 22, n. 6, p. 961–966, 1974. 41
- DENTON, M. H.; BAILEY, G. J. Modelling the high altitude electron temperature: a modified thermal conductivity. **Dynamics of Atmospheres and Oceans**, v. 34, n. 2-4, p. 365–38, 2001. 44
- DOTE, T.; AMEMIYA, H.; ICHIMIYA, T. Effect of the geomagnetic field on an ionospheric sounding probe. **Journal of Geophysical Research**, v. 70, n. 9, p. 2258–2261, 1965. 40
- DRUYVESTEYN, M. J. Der Niedervoltbogen. **Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei**, v. 10, p. 781–798, 1930. 60
- DRUYVESTEYN, M. J.; PENNING, F. M. The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure. **Reviews of Modern Physics**, American Physical Society, v. 12, n. 2, p. 87, Apr 1940. 62
- EGITO, F.; BURITI, R. A.; MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H. Variação sazonal da aeroluminescência do sódio mesosférico em 7,4°S, em torno da atividade solar máxima. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 25, n. 2, p. 79–85, 2007. 14
- EVANS, J. V. A Comparison of rocket, satellite, and radar determinations of electron temperature at midlatitudes. **Journal of Geophysical Research**, v. 70, n. 17, p. 4365–4374, 1965. 1
- FAU. **Análise de Regressão: notas de aula**. 2010. Faculdade de Arquitetura e Urbanismo, FAU-USP. Disponível em:  
 <[www.usp.br/fau/deptecnologia/.../regressaolinearapostila2003.doc](http://www.usp.br/fau/deptecnologia/.../regressaolinearapostila2003.doc)>.
- 70
- FAUSSET, L. V. **Fundamentals of neural networks: architectures, algorithms and applications**. New Jersey: Prentice Hall, 1994. 121

FERREIRA, V. G.; LIMA, G. A. B. de. Solução numérica de equações diferenciais parciais. In: SOCIEDADE BRASILEIRA DE MATEMÁTICA. **Proceedings da V Bienal da Sociedade Brasileira de Matemática**. João Pessoa (PB):

Departamento de Matemática, UFPB, 2010. Disponível em:

<<http://www.mat.ufpb.br/bienalsbm/minicursos.html>>. 148

FISAT. **Experimento F2Glo2**. 2002. Grupo de pesquisas em Física da alta Atmosfera (FISAT). Divisão de Aeronomia (DAE). Disponível em:

<[www.laser.inpe.br/fisat/projetos/f2glo2.pdf](http://www.laser.inpe.br/fisat/projetos/f2glo2.pdf)>. 13, 23, 25

GOBBI, D. **Estudo das emissões atmosféricas OI 557,7 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), 1988. 11, 12, 86, 98, 105, 106

GOBBI, D. **Estudo de ondas de gravidade na alta atmosfera através de observações de luminescência atmosférica da hidroxila OH(9-4) e Oxigênio O<sub>2</sub> (0-1)**. 230 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 1993. 164

GOBBI, D. **Notas de aula do curso de aeroluminescência**. Divisão de Aeronomia, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). 2006. 95, 98, 103

GOBBI, D.; TAKAHASHI, H.; CLEMESHA, B. R.; BATISTA, P. P. Equatorial atomic oxygen profiles derived from rocket observations of OI 557.7 nm airglow emission. **Planetary and Space Science**, v. 40, n. 6, p. 775–781, 1992. 97

GRILL, A. **Cold plasma materials fabrication: from fundamentals to applications**. New York: Wiley, 1994. 272 p. 27, 28, 30, 31, 59

HAERENDEL, G. **Theory of equatorial spread F**. Garching, FRG, 1973. 145

HAIDER, S. A.; KIM, J.; NAGY, A. F.; KELLER, C. N.; VERIGIN, M. I.; GRINGAUZ, K. I.; SHUTTE, N. M.; SZEGO, K.; KIRALY, P. Calculated ionization rates, ion densities, and airglow emission rates due to precipitating electrons in the nightside ionosphere of Mars. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 10637–10641, 1992. 94

HAMZAVI, S.; HILGERS, A.; LEBRETON, J.-P.; DOVNER, P.-O. Langmuir probe plasma measurements reduction using a feed-forward neural network:

preliminary results. In: ESA (Ed.). **Proceedings of the ESA 1996 symposium on environment modelling for space-based applications**. Noordwijk, 1996. p. 207. 115

HANSON, W. B.; BRACE, L. H.; DYSON, P. L.; MCCLURE, J. P. Conflicting electron temperature measurements in the upper F region. **Journal of Geophysical Research**, v. 74, p. 400, 1969. 43

HAYKIN, S. **Neural networks: a comprehensive foundation**. New York: Mcmillan, 1994. 118, 121, 122, 130

HAYS, P. B.; NAGY, A. F. Thermal electron energy distribution measurements in the ionosphere. **Planetary and Space Science**, v. 21, n. 8, p. 1301–1306, 1973. 27

HEDIN, A. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 6, p. 1159–1172, 1991. 64, 128

HIGUCHI, T.; KITA, K.; OGAWA, T. Bayesian statistical inference to remove periodic noise in the optical observations aboard a spacecraft. **Applied Optics**, v. 27, p. 4514–4519, 1988. 105

HOEGY, W. R.; BRACE, L. H. Use of Langmuir probes in non-Maxwellian space plasmas. **Review of Scientific Instruments**, v. 70, n. 7, p. 3015–3024, 1999. 8, 18, 32, 34, 36, 37, 68, 69, 71, 139

HOLBACK, B.; JACKSÉN, A.; AHÉN, L.; JANSSON, S.-E.; ERIKSSON, A. I.; WAHLUND, J.-E.; CAROZZI, T.; BERGMAN, J. LINDA - the Astrid-2 Langmuir probe instrument. **Annales Geophysicae**, v. 19, n. 6, p. 601–610, 2001. 6

HUANG, C. S.; KELLEY, M. C.; HYSELL, D. L. Nonlinear Rayleigh-Taylor instabilities, atmospheric gravity waves, and equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, p. 15631, 1993. 146

HUBA, J.; JOYCE, G.; FEDDER, J. Sami2 is another model of the ionosphere (SAMI2): A new low-latitude ionosphere model. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, p. 23035–23053, 2000. 145, 146, 231

ITO, M. Analysis of the output of rocket-borne magnetometers. **Canadian Journal of Physics**, v. 41, p. 1252–1262, 1963. 12

- IWAGAMI, N.; SHIBAKI, T.; SUZUKI, T.; SEKIGUCHI, H.; TAKEGAWA, N.; MORROW, W. H. Rocket observations of atomic oxygen density and airglow emission rate in the WAVE2000 campaign. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 65, p. 1349–1360, 2003. 164
- JANKOVICOVA, D.; DOLINSKY, P.; VALACH, F.; VOROS, Z. Neural network-based nonlinear prediction of magnetic storms. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, p. 651–656, 2002. 116
- JIMÉNEZ, C.; ERIKSSON, P.; MURTAGH, D. First inversions of observed submillimeter limb sounding radiances by neural networks. **Journal of Geophysical Research**, v. 108, n. D24, 2003. 131
- KATZ, I.; JONGEWARD, G. A.; DAVIS, V. A.; MORTON, T. L.; FERGUSON, D. C. Current collection by a large langmuir probe in a meso-thermal (ram) plasma. In: PFAFF, R. F.; BOROVSKY, J.; YOUNG, D. T. (Ed.). **Measurement techniques in space plasma, particles**. Washington, D.C.: American Geophysical Union, 1998. p. 37–41. 31
- KELLEY, M. C. **The Earth's ionosphere**. New York: Academic Press, 2009. 64, 145
- KHERANI, E. A.; MASCARENHAS, M.; SOBRAL, J. H. A.; PAULA, E. R. de; BERTONI, F. C. P. A three dimension simulation model of collisional interchange instability. **Space Science Review**, v. 121, p. 253–269, 2005. 144, 148
- KHERANI, E. A.; PAULA, E. R. de; BERTONI, F. C. P. Effects of the fringe field of Rayleigh-Taylor instability in the equatorial E and valley regions. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, 2004. 148
- KIRCHHOFF, V. W. J. **Introdução à geofísica espacial**. São Paulo: Nova Stella, 1991. 7
- KITA, K.; HIGUCHI, T.; OGAWA, T. Bayesian statistical inference of airglow profiles from rocket observational data: comparison with conventional methods. **Planetary and Space Science**, v. 37, n. 11, p. 1327–1331, 1989. 106, 115, 158, 175
- KOOMEN, M. K.; SCOLNIK, R.; TOUSEY, R. Distribution of the night airglow (OI) 5577 Å and Na D layer measured from a rocket. **Journal of Geophysical Research**, v. 61, n. 2, p. 304–306, 1956. 1, 96

KOTA, U. **Rocket borne studies of mesosphere and airglow emissions.**

Tese (Doutorado em Física) — Gujarat University, Índia, 2008. 39

KRASNOPOLSKY, V. A. Excitation of oxygen emissions in the night airglow of terrestrial planets. **Planetary and Space Science**, v. 29, n. 9, p. 925–929, 1981. 98

\_\_\_\_\_. Oxygen emissions in the night airglow of the Earth, Venus and Mars.

**Planetary and Space Science**, v. 34, n. 6, p. 511–518, 1986. 94

KUTIEV, I.; DACHEV, T.; SERAFIMOV, K. NO<sup>+</sup> ions in the equatorial ionosphere. **Space Research**, XVIII, p. 269, 1978. 57

KYOTO. **World Data Center for Geomagnetism, Kyoto.** 2010. Disponível em: <<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/kp/index.html>>. Acesso em: 17 de maio 2010. 128

LI, H. **Measurements of electron energy distribution and neutral gas temperature in a inductively coupled plasma.** Dissertação (Mestrado em Física) — University of Saskatchewan, Canadá, 2006. 32, 34, 61, 139, 155

LIMA, L. M. **Observações de ondas planetárias na região da mesopausa equatorial e de baixas latitudes do Hemisfério Sul.** 245 p.

(INPE-12346-TDI/995). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2004. Disponível em: <"<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2004/03.17.10.49>">.

Acesso em: 07 jun. 2010. 14

LINK, R.; COGGER, L. L. A reexamination of OI 6300 Å nightglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, p. 9883–9892, 1988. 173

MASCARENHAS, M. **Estudo de irregularidades ionosféricas em períodos de baixa ocorrência em baixas latitudes sob condições calmas.** 115 p.

Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2005. 150

MCCLURE, J. P.; HANSON, W. B.; NAGY, A. F.; CICERONE, R. J.; BRACE, L. H.; BARON, M.; BAUER, P.; CARLSON, H. C.; EVANS, J. V.; TAYLOR, G. N.; WOODMAN, R. F. Comparison of Te, and Ti from Ogo 6 and various incoherent scatter radars. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, p. 197–205, 1973. 43

MCDADE, I. C. **Lectures notes about remote sensing of the atmosphere.** York University. 2007. 108

MCDADE, I. C.; LLEWELLYN, E. J.; GREER, R. G. H.; MURTAGH, D. P. ETON 3 - Altitude profiles of the nightglow continuum at green and near infrared wavelengths. **Planetary and Space Science**, v. 34, p. 801–810, 1986. 91

MCDADE, I. C.; Murtagh D. P.; GREER, R. G. H.; DECKINSON, P. H. G.; WITT, G.; STEGMAN, J.; LLEWELLYN, E. J.; THOMAS, L.; JENKINS, D. B. Quenching parameters for the proposed precursors of O<sub>2</sub>(b<sup>1</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup>) and O(<sup>1</sup>S) 557,7 nm in the terrestrial nightglow. **Planetary and Space Science**, v. 34, n. 9, p. 789–800, 1986. 97

MCKINNELL, L.-A. **A neural network based ionospheric model for the bottomside electron density profile over Grahamstown, South Africa.** Tese (Doutorado em Física) — Rhodes University, South Africa, 2002. 14, 116

MCKINNELL, L. A.; FRIEDRICH, M. A neural network-based ionospheric model for the auroral zone. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 69, n. 12, p. 1459–1470, 2007. 116, 127

MCKINNELL, L. A.; PARADZA, M. W.; CILLIERS, P. J.; ABDU, M. A.; SOUZA, J. R. de. Predicting the probability of occurrence of spread-F over Brazil using neural networks. **Advances in Space Research**, v. 46, n. 8, p. 1047–1054, 2010. 116

MCKINNELL, L. A.; POOLE, W. V. The development of a neural network based short term foF<sub>2</sub> forecast program. **Physics and Chemistry of the Earth, Part C: Solar, Terrestrial & Planetary Science**, v. 25, n. 4, p. 287–290, 2000. 116

MCPHERSON, P. H. F-region temperatures measured simultaneously by satellite and incoherent scatter radar. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 39, n. 11-12, p. 1459–1464, 1977. 43

MELO, S. M. L. **Aeroluminescência da região equatorial:** estudo via experimento do foguete. 191 p. Tese (Doutorado em Ciência Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), 1994. 10, 11, 84, 94, 105, 164, 168

MELO, S. M. L.; CLEMESHA, B. R.; TAKAHASHI, H. Estados excitados do oxigênio na mesosfera. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 15, n. 1, p. 45–58, 1997. 164

MENESES, F. C. de; MURALIKRISHNA, P.; CLEMESHA, B. R. Height profiles of OI 630 nm and OI 557.7 nm airglow intensities measured via rocket-borne photometers and estimated using electron density data: a comparison. **Geofísica Internacional**, v. 47, n. 3, p. 161–166, 2008. 100, 173, 182

MOTT-SMITH, H. M.; LANGMUIR, I. The theory of collectors in gaseous discharges. **Physical Review**, v. 28, n. 4, p. 727–763, 1926. 6, 30, 62, 69

MUNIZ, W. B. **Um problema inverso em condução do calor utilizando métodos de regularização**. Dissertação (Mestrado em Matemática Aplicada) — Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS), Porto Alegre, 1999. 102

MURALIKRISHNA, P. Electron temperature variations in developing plasma bubbles - rocket observations from Brazil. **Advances in Space Research**, v. 37, n. 5, p. 903 – 909, 2006. xii, 6, 20, 21, 36, 37, 38, 46, 48, 49, 50, 52, 58, 143, 145, 155, 189

MURALIKRISHNA, P.; ABDU, M.; BALAN, N.; KANTOR, I. J.; PAULA, E. R. D.; SOARES, S. Rocket-borne probe measurements of E and F region electron density and temperature height profiles made from equatorial stations in Brazil. **Geofísica**, n. 50, p. 137–150, 1999. 46, 51

MURALIKRISHNA, P.; VIEIRA, L. P.; ABDU, M. A. Experimental observations of medium and small scale electrostatic waves associated with ionospheric electron density fluctuations. **Geofísica Internacional**, v. 43, n. 2, p. 173–186, 2004. 16, 19

MURTAGH, D. P.; GREER, R. G. H.; MCDADE, I. C.; LLEWELLYN, E. J.; BANTLE, M. Representative volume emission profiles from rocket photometer data. **Annales Geophysicae**, v. 2, p. 467–474, 1984. 2, 105, 106, 116, 157, 183

NAKAMURA, M. I.; MARUYAMA, T.; SHIDAMA, Y. Using a neural network to make operational forecasts of ionospheric variations and storms at Kokubunji, Japan. **Earth, Planets and Space**, v. 59, p. 1231–1239, 2007. 116

NAVESNIK, J. E. **Cohetes brasileiros**. 2010. Grupo Artax de modelismo espacial y cohetería experimental amateur. Disponível em:  
<[http://www.grupoartax.com.ar/cohetes\\_br.html](http://www.grupoartax.com.ar/cohetes_br.html)>. 5

NOGUEIRA, P. A. B. **Estudo da anomalia de ionização equatorial e dos ventos termosféricos meridionais durante períodos calmos e perturbados na região de baixas latitudes brasileira.** 146 p. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2009. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2009/03.13.18.22>>. Acesso em: 12 jun. 2010. 15

OLÍVIO, E. P. de A. **Estudo das condutividades e campos elétricos na região E equatorial brasileira.** 96 p. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), 2009. 27

OTT, E. Theory of Rayleigh-Taylor bubbles in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, p. 2066–2070, 1978. 51

OYAMA, K.-I. Insitu measurements of Te in the lower ionosphere - a review. **Advances in Space Research**, v. 26, n. 8, p. 1231–1240, 2000. 34, 40

OYAMA, K.-I.; HIRAO, K. Evidences of a distorted electron energy distribution in ionospheric plasma. **Planetary and Space Science**, v. 24, n. 9, p. 900–902, 1976. 27

\_\_\_\_\_. Distortions of the energy distribution of ionospheric thermal electrons near the focus of Sq current vortex. **Planetary and Space Science**, v. 27, n. 2, p. 183–192, 1979. 42

OYAMA, K.-I.; MARINOV, P.; KUTIEV, I.; WATANABE, S. Low latitude model of Te at 600 km based on Hinotori satellite data. **Advances in Space Research**, v. 34, n. 9, 2004. 45

OYAMA, K.-I.; SCHLEGEL, K. Observation of electron temperature anisotropy in the ionosphere - a review. **Annales Geophysicae**, v. 6, p. 389–400, 1988. 43, 57, 145

OYAMA, K.-I.; SCHLEGEL, K.; WATANABE, S. Temperature structure of plasma bubbles in the low latitude ionosphere around 600 km altitude. **Planetary and Space Science**, v. 36, n. 6, p. 553–567, 1988. 155, 189

OZCELIK, R.; DIAMANTOPOULOU, M. J.; BROOKS, J. R.; WIAANT, H. V. J. Estimating tree bole volume using artificial neural network models for four species

in Turkey. **Journal of environmental management**, v. 91, n. 3, p. 742–53, 2010. 117

PANTOJA, F. C. M. O Ressurgimento dos Foguetes de Sondagem. **Espaço Brasileiro**, v. 2, n. 7, p. 19, 2009. 1

PARK, J.; MIN, K. W.; KIM, V. P.; KIL, H.; SU, S.-Y.; CHAO, C. K.; LEE, J.-J. Equatorial plasma bubbles with enhanced ion and electron temperatures. **Journal of Geophysical Research**, v. 113, n. A9, p. A09318, 2008. 144, 145, 155, 189

PAVLOV, D. Y. Neural network approach to the solution of the inverse problem of plasma boundary determination. **Journal of Mathematical Sciences**, v. 89, n. 4, p. 1391–1405, 1998. 115

PEVERALL, R.; ROSÉN, S.; LARSSON, M.; PETERSON, J. R.; BOBBENKAMP, R.; GUBERMAN, S. L.; DANARED, H.; UGGLAS, M. af; AL-KHALILI, A.; MAURELLIS, A. N.; ZANDE, W. J. van der. The ionospheric oxygen green airglow: Electron temperature dependence and aeronomical implications. **Geophysical Research Letters**, v. 27, n. 4, p. 481–484, 2000. 1

PHAM, D. T.; SAGIROGLU, S. Processing signals from an inertial sensor using neural networks. **International Journal of Machine Tools and Manufacture**, v. 36, n. 11, p. 1291–1306 (16), 1996. 116

PIEL, A.; HIRT, M.; STEIGIES, C. T. Plasma diagnostics with Langmuir probes in the equatorial ionosphere: I. The influence of surface contamination. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 34, p. 2643–2649, 2001. 42

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, 2002. 95

POLYCHRONOPULOS, B. Effects on non-Maxwellian electron energy distributions on the orbital limited current-voltage characteristics of cylindrical and spherical Langmuir probes under collisionless conditions. **Plasma Physics**, v. 15, p. 37–48, 1973. 65

POTTER, D. **Computational physics**. London: Wiley, 1973. 147

REINISCH, B. W.; BIBL, K.; KITROSSER, D. F.; SALES, G. S.; TANG, J. S.; ZHANG, Z. M.; BULLETT, T. W.; RALLS, J. A. The digisonde 256 ionospheric

sounder. In: LIU, C. H. (Ed.). **World ionosphere/ Thermosphere study, WITS Handbook**. Urbana, Illinois: ICSU Science Committee on Solar-Terrestrial Physics, 1989. v. 2, p. 350–380. 15

RIPLEY, B. D. **Pattern recognition and neural networks**. London: Cambridge University Press, 1996. 116

ROBERTI, D. R. **Problemas inversos em física da atmosfera**. Tese (Doutorado em Física) — Universidade Federal de Santa Maria (UFSM), Santa Maria (RS), 2005. 114

RODGERS, C. D. **Inverse methods for atmospheric sounding: theory and practice**. [S.l.]: World Scientific, 2000. 101

ROJAS, R. **Neural networks: a systematic introduction**. Berlin: Springer-Verlag, 1996. 502 p. 117

SHEPHERD, G.; SOLHEIM, B. **UARS-WINDII (Upper atmosphere Research Satellite-Wind Imaging Interferometer) Level 3A Data Sets Document**. 2010. Goddard Earth Sciences Data and Information Services Center. Disponível em: <<http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/UARS/documents/windii>>. 191

SHEPHERD, G. G. **Spectral imaging of the atmosphere**. New York: Academic Press, 2002. (International Geophysics Series, v. 82). 12, 103, 125

SHIGUEMORI, E. H. **Neural networks and new regularization methods in inverse heat conduction problem**. 93p. Dissertação (Mestrado em Computação Aplicada) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2002. 115, 116, 119

SHIGUEMORI, E. H. **Recuperação de perfis de temperatura e umidade da atmosfera a partir de dados de satélite: abordagens por redes neurais e implementação em hardware**. Tese (Doutorado em Computação Aplicada) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2007. 110, 118, 121, 123

SHIGUEMORI, E. H.; CHIWIACOWSKY, L. D.; VELHO, H. F. C.; SILVA, J. D. S. D. An inverse vibration problem solved by an artificial neural network. **Tendências em Matemática Aplicada e Computacional (TEMA)**, p. 163–175, 2005. 115

SISKIND, D. E.; SHARP, W. E. A comparison of measurements of the oxygen nightglow and atomic oxygen in the lower thermosphere. **Planetary and Space Science**, v. 39, p. 627–639, 1991. xvii, 2, 105, 106, 107, 116, 129, 157, 164, 165, 168, 176, 182, 186

SLANGER, T. G.; BLACK, G. O. O(<sup>1</sup>S) in the lower thermosphere-Chapman vs Barth. **Planetary and Space Science**, v. 25, n. 1, p. 79, 1977. 98

SLANGER, T. G.; COSBY, P. C.; HUESTIS, D. L.; BIDA, T. A. Discovery of the atomic oxygen green line in the Venus night airglow. **Science**, v. 291, n. 5503, p. 463–465, 2001. 94

SOBRAL, J. H. A.; TAKAHASHI, H.; ABDU, M. A.; MURALIKRISHNA, P.; SAHAI, Y.; ZAMLUTTI, C. J. O(<sup>1</sup>S) and O(<sup>1</sup>D) quantum yields from rocket measurements of electron densities and 557.7 and 630.0 nm emissions in the nocturnal F-region. **Planetary and Space Science**, v. 40, n. 5, p. 607–619, 1992. 173

SOUZA, J. R. **Modelagem ionosférica em baixas latitudes no Brasil**. 182 p. (INPE-6395-TDI/611). Tese (Doutorado em Geofísica espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, maio 1997. 44

SPENNER, K.; RAWER, K. F-region temperatures measured by AEROS-A satellite compared with incoherent scatter radar. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 40, n. 8, p. 969–972, 1978. 43

SPRL. **SPRL history: the early years**. 2010. Space Physics Research Laboratory (SPRL). Disponível em:  
<[http://www.sprl.umich.edu/about/history\\_dow.php](http://www.sprl.umich.edu/about/history_dow.php)>. Acesso em: 21 de julho 2010. 6

ST.-MAURICE, J.-P. Non-Maxwellian ionospheric velocity distributions in large departures from thermodynamic equilibrium. **Physics in Canada**, v. 54, n. 5, p. 302–315, 1998. 28

STANGEBY, P. C. Determination of Te from a Langmuir probe in a magnetic field by directly measuring the probe's sheath drop using a pin-plate probe. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 37, p. 1337–1347, 1995. 39

STEIGIES, C. T.; BLOCK, D.; HIRT, M.; PIEL, A. The early phase of spread F development studied insitu with impedance and Langmuir probe. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. 12, p. 765–779, 2001. 145

STEIGIES, C. T.; HIRT, M.; PIEL, A. Electron density and temperature measurements obtained in the DEOS campaign. **Advances in Space Research**, v. 29, n. 6, p. 893–898, 2002. 55

STOLLE, C.; LÜHR, H.; ROTHER, M.; BALASIS, G. Magnetic signatures of equatorial spread F as observed by the CHAMP satellite. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, p. A02304, 2006. 145

SU, S.-Y.; YEH, H. Ion temperature variations observed by ROCSAT-1 satellite in the afternoon sector and its comparison with IRI-2001 model. **Advances in Space Research**, v. 37, n. 5, p. 885–891, 2006. 45

SU, Y. Z.; OYAMA, K.-I.; BAILEY, G. J.; TAKAHASHI, T.; WATANABE, S. Comparison of satellite electron density and temperature measurements at low latitudes with a plasmasphere-ionosphere model. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, p. 14591–14604, 1995. 45

SULTAN, P. J. Linear theory and modelling of the Rayleigh-Taylor instability leading to the occurrence of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, p. 26675, 1996. 145

SVENES, K. R.; MAEHLUM, B. N.; TROIM, J.; HOLMGREN, G.; ARNOLDY, R. L.; LOVHAUG, U. P.; RIETVELD, M. T.; HALL, C. Combined rocket and ground observations of electron heating in the ionospheric F-layer. **Planetary and Space Science**, v. 40, n. 7, p. 901–905, 1992. 43

TAKAHASHI, H.; CLEMESHA, B. R.; BATISTA, P. P.; SAHAI, Y.; ABDU, M. A.; MURALIKRISHNA, P. Equatorial F-region OI 6300 Å and OI 5577 Å emission profiles observed by rocket-borne airglow photometers. **Planetary and Space Science**, v. 38, p. 547–554, 1990. 99

TAKAHASHI, H.; CLEMESHA, B. R.; SIMONICH, D. M.; MELO, S. M. L.; TEIXEIRA, N. R.; ERAS, A.; STEGMAN, J.; WITT, G. Rocket measurements of the equatorial airglow: MULTIFOT 92 Database. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 58, n. 16, p. 1943–1961, 1996. 9, 12, 16, 17, 125, 164, 181, 182, 184, 191

- TAKAHASHI, H.; SAHAI, Y.; CLEMESHA, B. R.; SIMONICH, D. M.; TEIXEIRA, N. R.; LOBO, R. M.; ERAS, A. Equatorial mesospheric and F region airglow emissions observed from latitude 4° south. **Planetary and Space Science**, v. 37, n. 6, p. 649–655, 1989. 14
- TAN, W. P. S. Langmuir probe measurement of electron temperature in a Druyvesteyn electron plasma. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 6, 1973. 28, 60
- TARANTOLA, A. **Inverse problem theory**. Amsterdam: Elsevier, 1987. 101
- TATIBANA, C. Y.; KAETSU, D. Y. **Redes Neurais**. 2010. Grupo de sistema inteligentes (DIN-UEM). Disponível em: <http://www.din.uem.br/ia/neurais/>. 118
- THIEMANN, H.; SOJKA, J. J.; ECCLES, J. J.; RAO, P. B.; RAO, P. V. S. R.; SRIDHARAN, R.; LAKHINA, G. S. Indo-german low-latitude project DEOS: plasma bubbles in the post sunset and nighttime sector. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 6-7, p. 1065–1069, 2001. 55, 56, 137, 142, 144, 145, 155, 189
- THOMAS, R. J. Analyses of atomic oxygen, the green line and Herzberg bands in the lower Thermosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, p. 206–210, 1981. 98
- VANDEGRIFF, J.; WAGSTAFF, K.; HO, G.; PLAUGER, J. Forecasting space weather: Predicting interplanetary shocks using neural networks. **Advances in Space Research**, v. 36, p. 2323–2327, 2005. 116
- VELHO, H. F. de C. Problemas Inversos: Conceitos Básicos e Aplicações. In: IPRJ-UERJ, 2002, Nova Friburgo, RJ, Brasil. **IV Encontro de Modelagem Computacional**. Rio de Janeiro, 2002. 101, 102, 107
- VIEIRA, L. P. **Características das irregularidades do plasma na ionosfera equatorial**. 227p. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), 2002. 6
- WILLMORE, A. P. Electron and ion temperatures in the ionosphere. **Space Science Reviews**, Springer Netherlands, v. 11, p. 607–670, 1970. ISSN 0038-6308. 10.1007/BF00177027. 27

WINTOFT, P.; CANDER, L. J. R. Short-term prediction of foF2 using time-delay neural network. **Physics and Chemistry of the Earth, Part C: Solar, Terrestrial & Planetary Science**, v. 24, n. 4, p. 343–347, 1999. 116

YOUNG, R. A.; BLACK, G. Excited-state formation and destruction in mixtures of atomic oxygen and nitrogen. **Journal of Chemical Physics**, v. 44, p. 3741, 1966. 95

ZELL, A.; MACHE, N.; MAMIER, G.; VOGT, M.; DÖRING, S.; HÜBNER, R.; HERRMANN, K.-U.; SOYEZ, T.; SCHMALZL, M.; SOMMER, T.; HATZIGEORGIOU, A.; POSSELT, D.; SCHREINER, T.; KETT, B. **SNNS -Stuttgart neural network simulator**. 2010. Disponível em: <<http://www-ra.informatik.uni-tuebingen.de/SNNS/>>. Acesso em: 17 de maio 2010. 121

ZENG, Z.; HU, X.; ZHANG, X. Applying artificial neural network to the short-term prediction of electron density structure using GPS occultation data. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 9, p. 35–1, 2002. 116

ZHANG, G. P. Avoiding pitfalls in neural network research. **IEEE Transaction on Systems, Man, and Cybernetics-Part C: Applications and Reviews**, v. 37, p. 3–16, 2010. 117





APÊNDICE A: FUNÇÕES DE DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA  
E SEUS RESPECTIVOS AJUSTES PELAS DISTRIBUIÇÕES  
MAXWELLIANA E DE DRUYVESTeyN

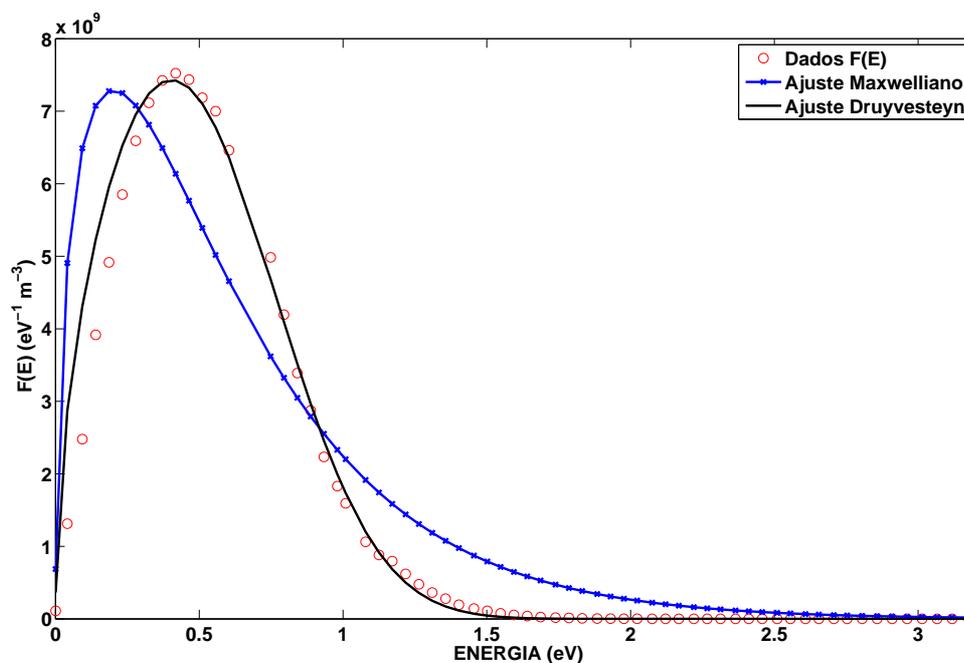


Figura A.1: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=262$  km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

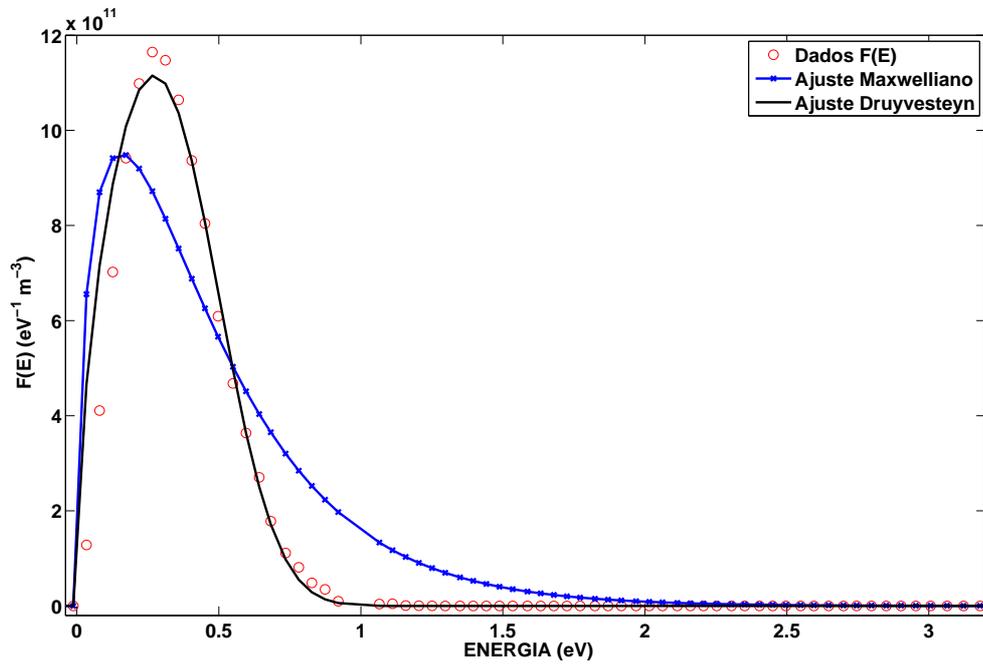


Figura A.2: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=332$  km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

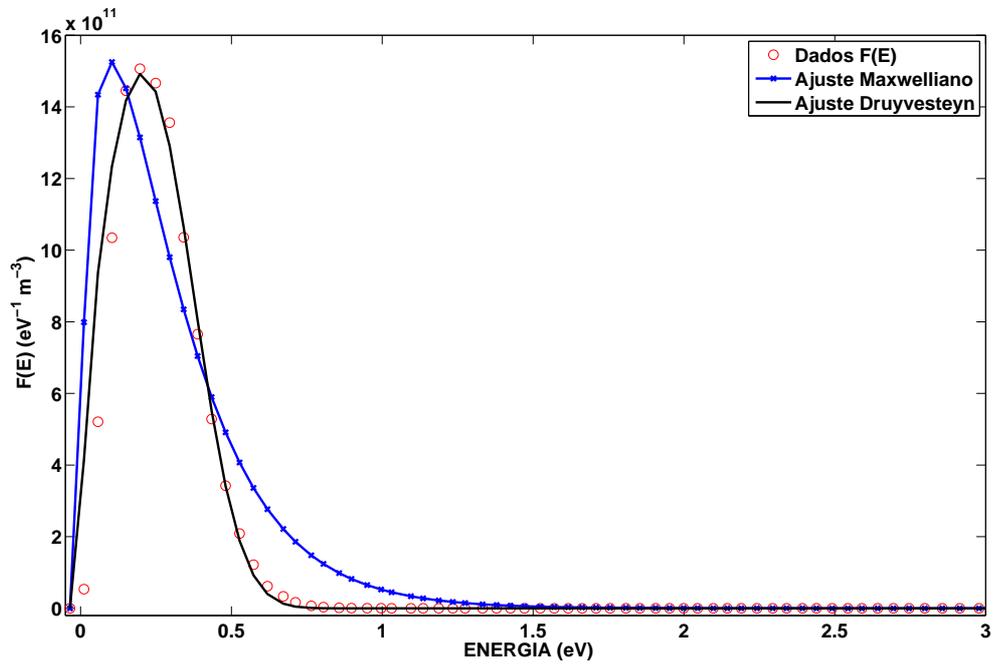


Figura A.3: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=337$  km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

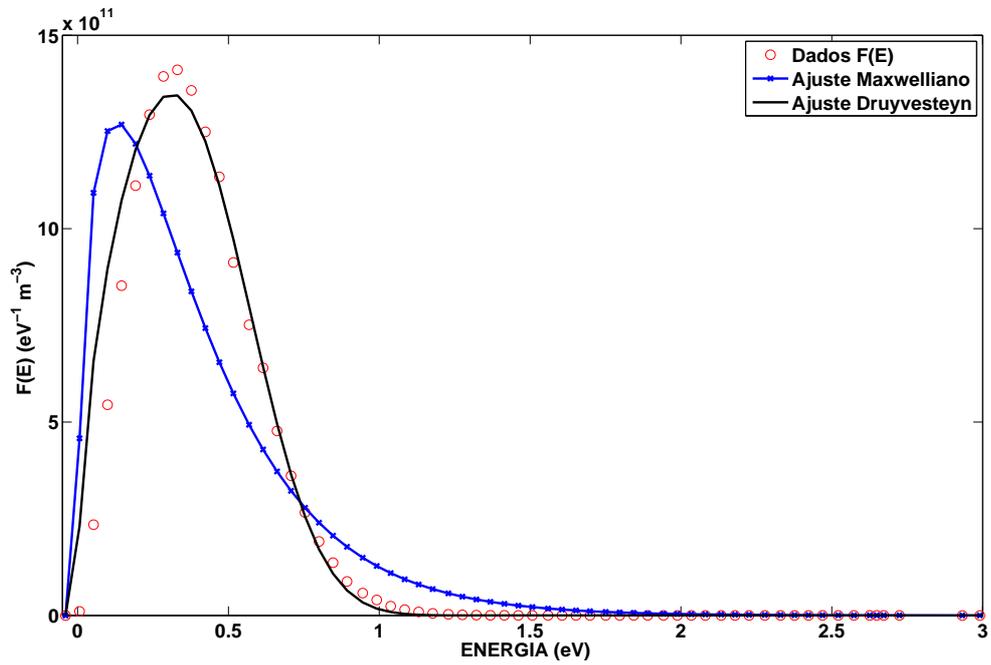


Figura A.4: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=392$  km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

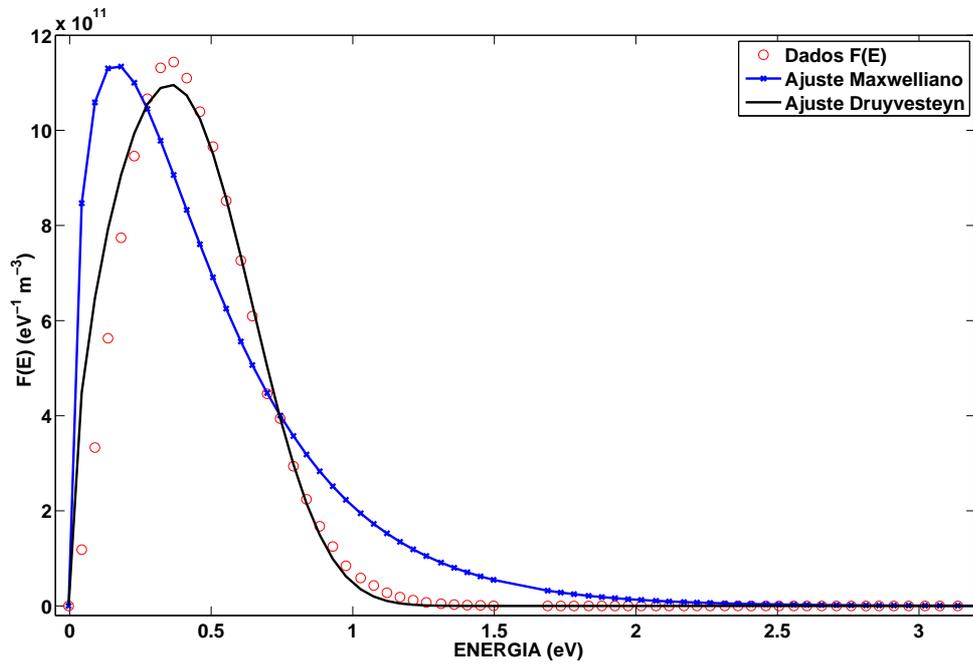


Figura A.5: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=424$  km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

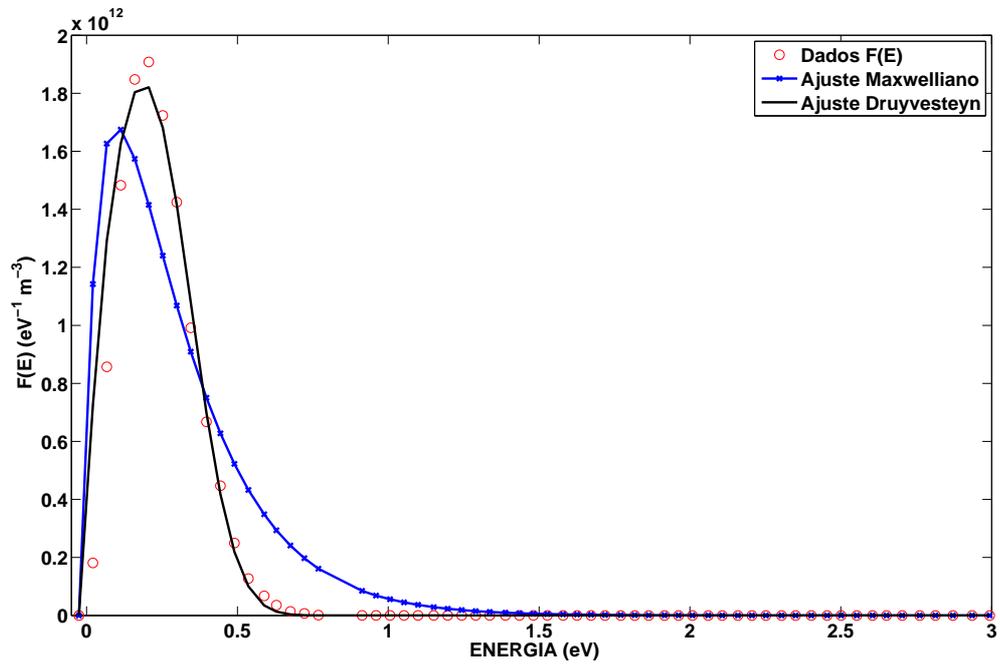


Figura A.6: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=456$  km no perfil de subida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

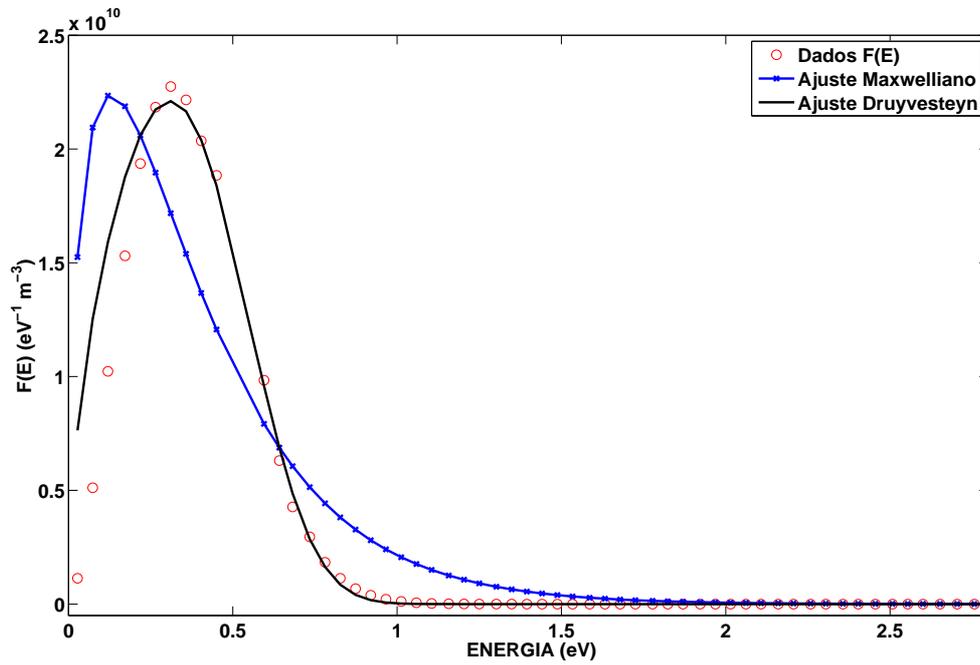


Figura A.7: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=284$  km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

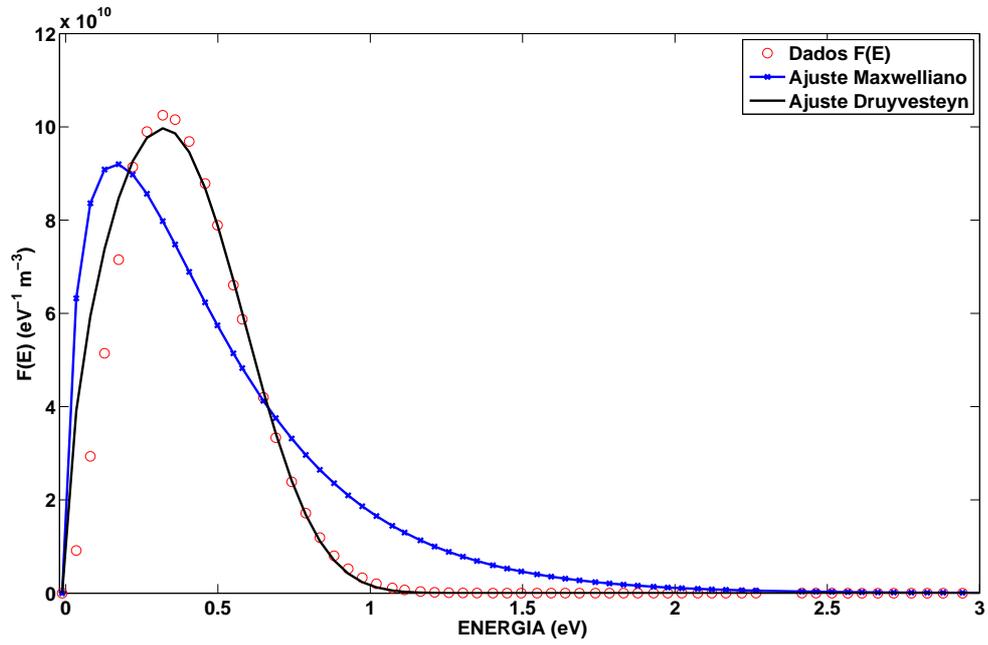


Figura A.8: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=295$  km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

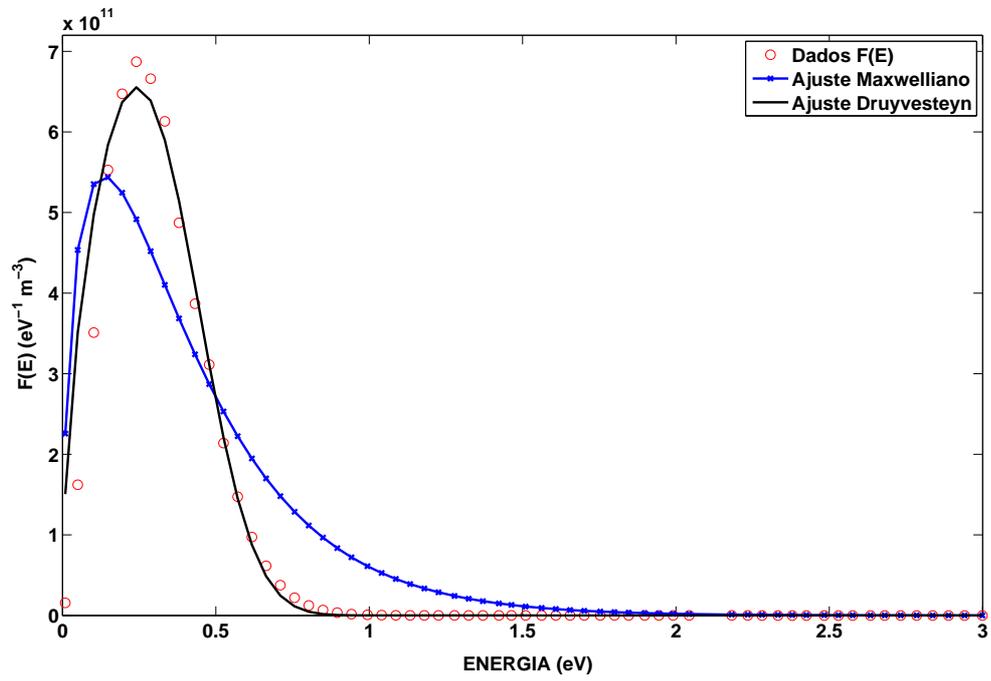


Figura A.9: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=383$  km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

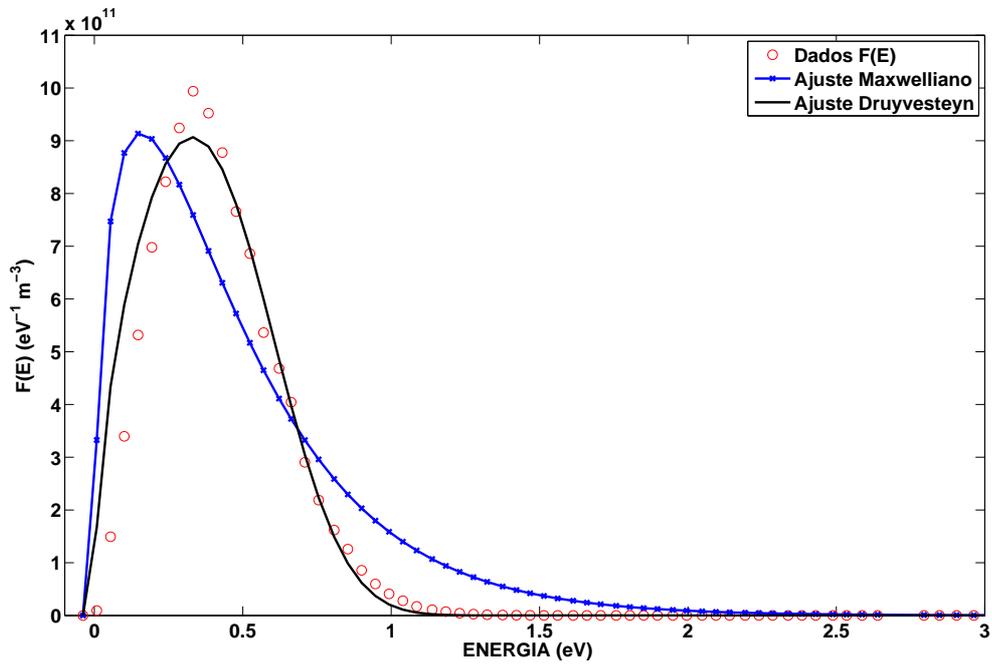


Figura A.10: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=400$  km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

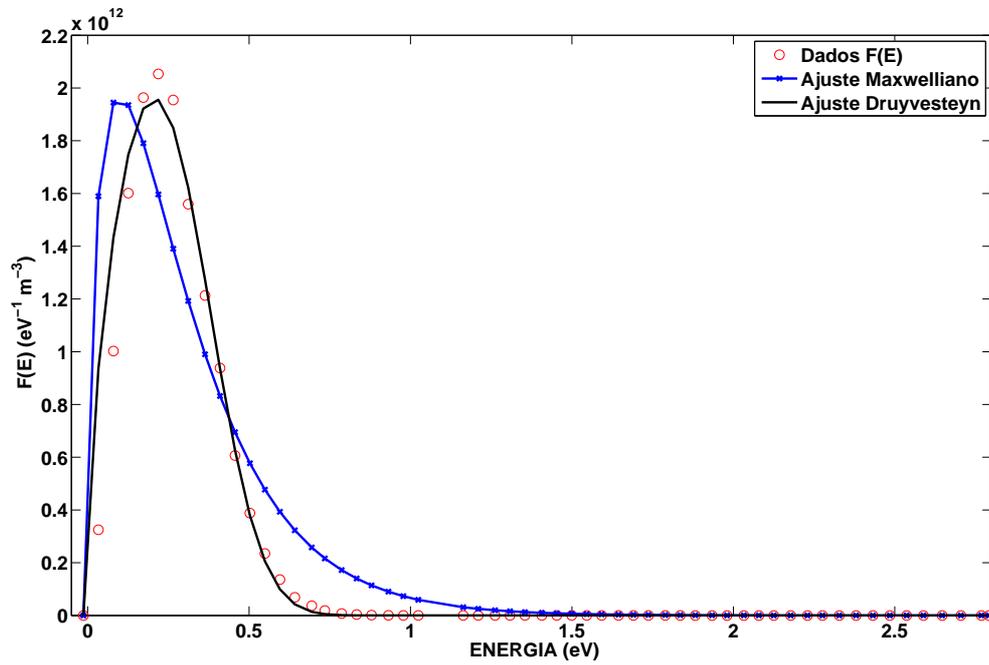


Figura A.11: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=428$  km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

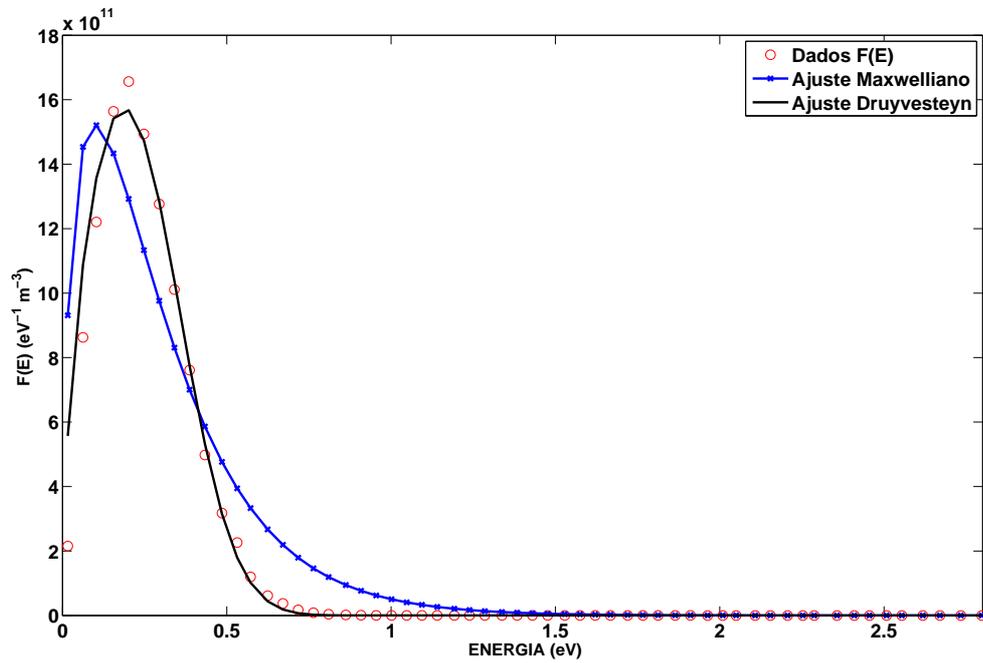


Figura A.12: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=435$  km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

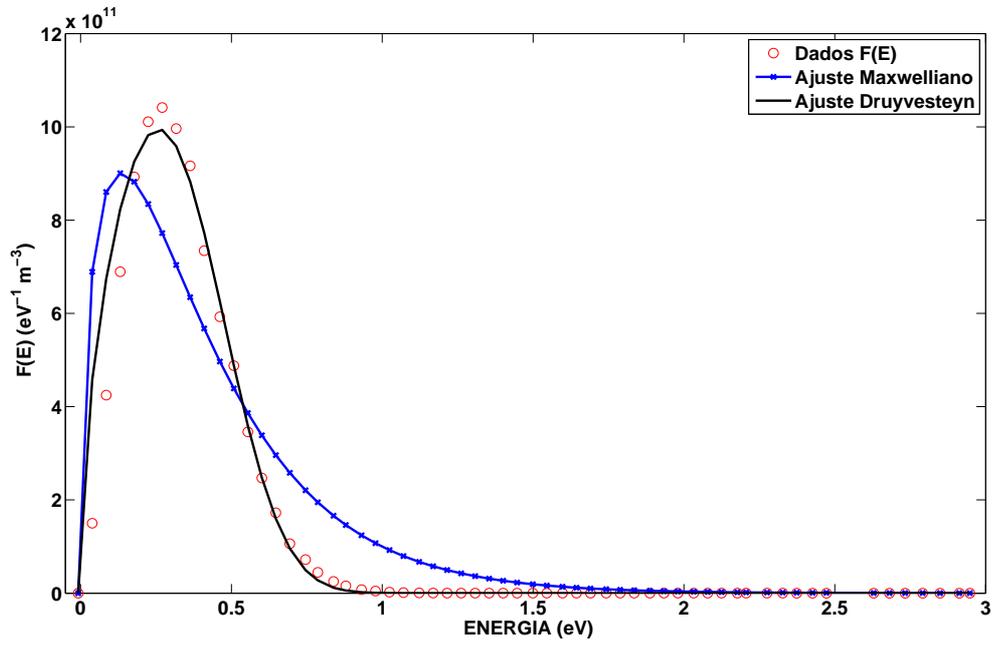


Figura A.13: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=456$  km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

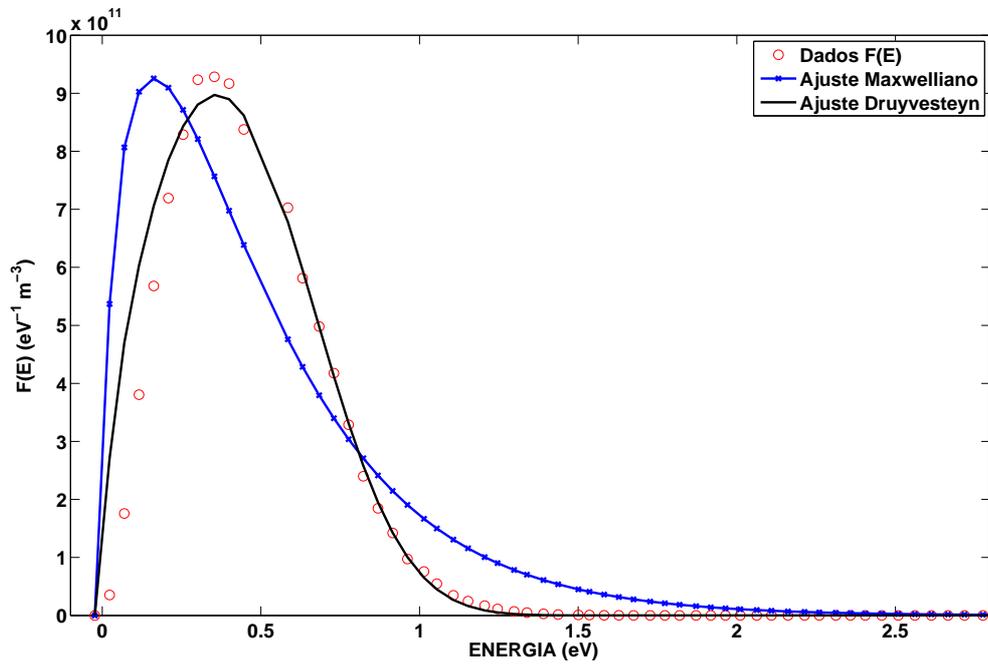


Figura A.14: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=480$  km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).

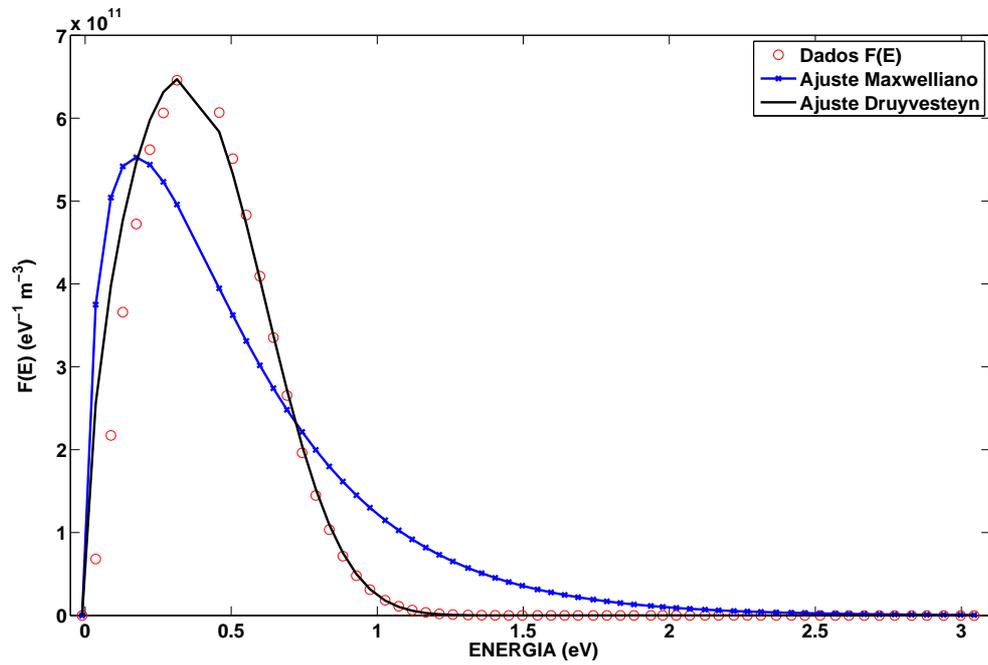


Figura A.15: Função de distribuição de energia  $F(E)$  correspondente a  $h=539$  km no perfil de descida (círculos vermelhos) e seus respectivos ajustes pelas distribuições Maxwelliana (linha azul com asterisco) e de Druyvesteyn (linha sólida preta).



**APÊNDICE B: DEDUÇÃO DAS EQUAÇÕES QUE GOVERNAM O CAMPO ELÉTRICO DE POLARIZAÇÃO  $\delta E_{\phi,p}$  E A PERTURBAÇÃO NA DENSIDADE NUMÉRICA  $\delta n$**

Segundo Abdu et al. (2009), para o caso do crescimento linear de uma instabilidade, as equações que governam o campo elétrico de polarização  $\delta E$  e a densidade numérica  $\delta n$  perturbados são dadas por

$$\frac{\partial \delta \vec{E}}{\partial t} + \frac{\vec{J}_o}{n_o \sigma_P^o} \frac{\partial \delta n}{\partial t} = 0, \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \nabla \cdot (n_o \delta \vec{U} + \delta n \vec{U}_o) = 0, \quad (\text{B.2})$$

onde o índice  $o$  é uma indicação das grandezas em seu estado não-perturbado, assim como  $\delta$  caracteriza o estado perturbado. Os análogos não-lineares das equações B.1 e B.2 devem ser obtidos incluindo também termos perturbados onde só existem parâmetros não perturbados, da seguinte forma

$$\frac{\partial(\delta \vec{E} + \vec{E}_o)}{\partial t} + \frac{(\vec{J}_o + \delta J)}{(n_o + \delta n)(\sigma_P^o + \delta \sigma_P)} \frac{\partial(\delta n + n_o)}{\partial t} = 0, \quad (\text{B.3})$$

onde

$$\frac{\partial \vec{E}_o}{\partial t} = 0$$

Assim, as equações que governam  $\delta E$  e  $\delta n$  serão escritas como

$$\frac{\partial \delta \vec{E}}{\partial t} + \vec{\pi} \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \vec{U}) = 0, \quad (\text{B.5})$$

onde

$$\vec{\pi} = \frac{\vec{J}}{n\sigma_P};$$

$n\vec{U}$  é o fluxo de partículas dirigidas pelo plasma, sendo  $n$  a densidade numérica dos constituintes e a velocidade dos íons dada por

$$\vec{U} = \rho_H \left( \vec{E} + B \frac{\vec{g}}{\nu_{in}} \times \hat{b} \right) \times \hat{b} + \rho_P \left( \vec{E} + B \frac{\vec{g}}{\nu_{in}} \times \hat{b} \right);$$

$$\vec{J} = \sigma_P \vec{E} + \sigma_P B \left( \vec{W} + \frac{\vec{g}}{\nu_{in}} \right) \times \hat{b}$$

é a densidade total de corrente que depende de forças elétricas e mecânicas;

$B = \sqrt{B_o^2 + \delta b^2}$  é o campo magnético total, onde  $\hat{b} = \vec{B} |B|^{-1}$  e  $B_o$  é o campo magnético não perturbado;

$\vec{E}$ ,  $\vec{W}$  e  $\vec{g}$  são, respectivamente, o campo elétrico, o vento neutro e a gravidade;

$\rho_H$ ,  $\rho_P$ , e  $\sigma_P$  são as mobilidades Hall, Pedersen e a condutividade Pedersen, respectivamente;

$\nu_{in}$  é a frequência de colisão íon-constituente neutro.

As equações B.4 e B.5 devem ser examinadas no plano equatorial perpendicular a direção do campo magnético terrestre, adotando o sistema de coordenadas do dipolo magnético  $(q, p, \phi)$ , onde  $q$  e  $p$  correspondem, respectivamente, as componentes paralela e perpendicular ao campo geomagnético no plano meridional, enquanto que  $\phi$

é o ângulo em relação ao eixo perpendicular (no sistema dextrógiro) ao plano meridional (HUBA et al., 2000). Neste sistema de coordenadas, a equação da continuidade será escrita na forma

$$\frac{\partial n}{\partial t} + U_p \frac{\partial n}{\partial p} + U_\phi \frac{\partial n}{\partial \phi} = -n \nabla \cdot \vec{U}, \quad (\text{B.6})$$

sendo

$$U_p = -\rho_H E_\phi - \frac{g}{\nu_{in}};$$

$$U_\phi = \rho_H E_p - \frac{g}{\Omega_i}$$

onde  $\Omega_i$  é a girofrequência do íon. Assim,

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} - \rho_H \frac{\partial n}{\partial p} E_\phi - \frac{\partial n}{\partial p} \frac{g}{\nu_{in}} + \rho_H \frac{\partial n}{\partial \phi} E_p - \frac{\partial n}{\partial \phi} \frac{g}{\Omega_i} &= -n \nabla \cdot \vec{U} \\ \rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = \rho_H \frac{\partial n}{\partial p} E_\phi - \rho_H \frac{\partial n}{\partial \phi} E_p + \frac{\partial n}{\partial p} \frac{g}{\nu_{in}} + \frac{\partial n}{\partial \phi} \frac{g}{\Omega_i} - n \nabla \cdot \vec{U} \\ \rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} &= \pi_1 E_\phi + \pi_2 E_p + \pi_3 \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Substituindo a expressão B.7 na equação B.4, teremos

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta \vec{E}_\phi}{\partial t} + \pi_\phi (\pi_1 E_\phi + \pi_2 E_p + \pi_3) &= 0 \\ \rightarrow \frac{\partial \delta \vec{E}_\phi}{\partial t} + \pi_1 \pi_\phi E_\phi + \pi_2 \pi_\phi E_p + \pi_3 \pi_\phi &= 0 \end{aligned}$$

$$\rightarrow \frac{\partial \delta \vec{E}_\phi}{\partial t} + \gamma_1 E_\phi + \gamma_2 E_p + \psi_\phi = 0$$

$$\rightarrow \frac{\partial \delta E_\phi}{\partial t} - \gamma_1 E_\phi - \gamma_2 E_p = \psi_\phi \quad (\text{B.8})$$

Analogamente,

$$\frac{\partial \delta E_p}{\partial t} - \gamma_3 E_\phi - \gamma_4 E_p = \psi_p, \quad (\text{B.9})$$

onde  $\gamma_1 = \pi_1 \pi_\phi$ ,  $\gamma_2 = \pi_2 \pi_\phi$ ,  $\gamma_3 = \pi_1 \pi_p$ ,  $\gamma_4 = \pi_2 \pi_p$ ,  $\psi_\phi = \pi_3 \pi_\phi$  e  $\psi_p = \pi_3 \pi_p$ .

## **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). Constam 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.