



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

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/11.14.20.20-TDI

**FORMAÇÃO E DESENVOLVIMENTO DE BOLHAS DE  
PLASMA NA IONOSFERA EQUATORIAL:  
OBSERVAÇÃO E SIMULAÇÃO**

Diego Barros Silva

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi, e Cristiano Max Wrasse, aprovada em 09 de novembro de 2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3Q2L8L5>>

INPE  
São José dos Campos  
2017

## **PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

E-mail: pubtc@inpe.br

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

### **Presidente:**

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

### **Membros:**

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

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

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

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

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

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

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

### **BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon

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

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

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

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

### **EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

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

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



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

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/11.14.20.20-TDI

**FORMAÇÃO E DESENVOLVIMENTO DE BOLHAS DE  
PLASMA NA IONOSFERA EQUATORIAL:  
OBSERVAÇÃO E SIMULAÇÃO**

Diego Barros Silva

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi, e Cristiano Max Wrasse, aprovada em 09 de novembro de 2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3Q2L8L5>>

INPE  
São José dos Campos  
2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Silva, Diego Barros.  
Si38f      Formação e desenvolvimento de bolhas de plasma na ionosfera equatorial: observação e simulação / Diego Barros Silva. – São José dos Campos : INPE, 2017.  
xxvi + 194 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/11.14.20.20-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2017.

Orientadores : Drs. Hisao Takahashi, e Cristiano Max Wrasse.

1. Bolhas de plasma. 2. Ionosfera equatorial. 3. Conteúdo eletrônico total. 4. Simulação numérica. I.Título.

CDU 533.9:523.4-853

---



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

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

Aluno (a): **Diego Barros Silva**

Título: "FORMAÇÃO E DESENVOLVIMENTO DE BOLHAS DE PLASMA NA IONOSFERA EQUATORIAL: OBSERVAÇÃO E SIMULAÇÃO"

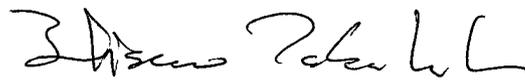
Aprovado (a) pela Banca Examinadora em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de **Doutor(a)** em **Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas**

Dr. Jonas Rodrigues de Souza



Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Hisao Takahashi



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Cristiano Max Wrasse



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

Dr. Esfhan Alam Kherani



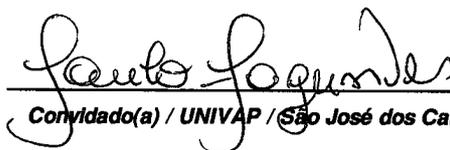
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa



Convidado(a) / UFCG / Campina Grande - PB

Dr. Paulo Roberto Fagundes



Convidado(a) / UNIVAP / São José dos Campos - SP

**Este trabalho foi aprovado por:**

( ) maioria simples

(X) unanimidade

São José dos Campos, 09 de novembro de 2017



## AGRADECIMENTOS

Meus sinceros agradecimentos:

Ao **Dr. Hisao Takahashi** e ao **Dr. Cristiano M. Wrasse** pela orientação, confiança e dedicação na realização deste trabalho.

Às instituições de fomento **CNPq** e **CAPES** pelo apoio financeiro.

Ao **Dr. Alexander J. Carrasco** da Universidade de Mérida pela cooperação científica e pelo desenvolvimento do modelo de simulação numérica utilizado neste trabalho.

Aos Drs. **Ricardo A. Buriti**, **Igo Paulino** e **Amauri F. de Medeiros** da Universidade Federal de Campina Grande (UFCG), ao **Dr. Jonh W. Meriwether** da Universidade de Illinois e ao **Dr. Jonathan J. Makela** da Universidade de Clemson pela disponibilização dos dados de vento coletados pelo interferômetro Fabry-Perot instalado em São João do Cariri, PB.

Aos **professores**, **funcionários** e **amigos** do programa de pós-graduação em Geofísica Espacial do INPE pelo suporte.



## RESUMO

O objetivo do presente trabalho foi estudar a formação e o desenvolvimento de bolhas de plasma ionosféricas sobre a América do Sul utilizando dados de Conteúdo Eletrônico Total (em inglês, “Total Electron Content - TEC”) e um modelo ionosférico de simulação numérica. As análises das bolhas de plasma foram realizadas utilizando a técnica de mapeamento de TEC. O contínuo monitoramento do TEC permitiu observar as bolhas desde o momento da sua geração, logo após o pôr do Sol, até o seu desaparecimento. Além disso, a extensa cobertura espacial do TEC possibilitou observar as bolhas na região do Equador magnético e seu desenvolvimento até 35°S de latitude. Neste trabalho, foram analisados dados de TEC obtidos entre janeiro de 2012 e fevereiro de 2016, dos quais foi possível caracterizar as bolhas de plasma em 655 noites. Dentre os principais resultados, destacam-se: (1) a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma apresentou um visível gradiente latitudinal, variando de 123 m/s, no Equador, para 65 m/s, em 35°S de latitude; (2) na maioria dos casos, a ocorrência das bolhas de plasma apresentou uma distribuição longitudinal periódica, onde foi possível observar de 3 a 4 bolhas de plasma equidistantes. A distância entre bolhas adjacentes também apresentou um claro gradiente latitudinal, variando de 920 km, no Equador, para 640 km, em 35°S de latitude. Em algumas ocasiões, foram observadas distâncias entre bolhas adjacentes maiores do que 2000 km no Equador; (3) em  $\sim 88\%$  dos casos, as bolhas de plasma se desenvolveram até 20°S de latitude, o que corresponde a uma altura de Apex de 777 km. Houve casos em que se observaram bolhas de plasma que se desenvolveram até 30°S de latitude, o que corresponde a uma altura de Apex de 1511 km; (4) a extensão latitudinal das bolhas de plasma apresentou uma considerável inclinação em relação às linhas de campo magnético, apresentando uma boa concordância com a média mensal da variação latitudinal do vento zonal descrito pelo modelo HWM14; (5) as análises do desenvolvimento meridional das bolhas de plasma mostraram que, em alguns casos, as bolhas de plasma podem apresentar um deslocamento para o norte ou para o sul do Equador magnético. Consequentemente, as bolhas de plasma apresentaram uma assimetria no seu desenvolvimento meridional em torno do Equador magnético. A maior ocorrência do deslocamento meridional para o norte (sul) do Equador magnético foi observada nos meses de janeiro e dezembro (março/abril e setembro/outubro), e a menor nos meses de março/abril e agosto/setembro (janeiro e dezembro). Assimétrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma até então não foram estudadas. Para investigar estas assimétrias, foi utilizado um modelo numérico que considera a ação do vento neutro para simular a formação de bolhas de plasma sobre o Equador magnético e seu desenvolvimento até 30°S de latitude. As simulações numéricas mostraram que um vento meridional transequatorial é capaz de causar assimétrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma. Um vento meridional transequatorial dirigido para norte (sul) causa um deslocamento das bolhas de plasma para o norte (sul) do Equador magnético.

Palavras-chave: Bolhas de plasma, Ionosfera equatorial, Conteúdo Eletrônico Total, Simulação numérica.



# FORMATION AND DEVELOPMENT OF PLASMA BUBBLES IN THE EQUATORIAL IONOSPHERE: OBSERVATION AND SIMULATION

## ABSTRACT

The objective of the present work was to study the formation and development of ionospheric plasma bubbles over South America, using Total Electron Content (TEC) data and an ionospheric numerical model. Plasma bubble analysis were done using TEC mapping technique. The continuous monitoring of the TEC allowed to observe plasma bubbles from the moment of its generation until its disappearance. In addition, the extensive spatial coverage of the TEC allowed to observe bubbles in the region of the magnetic equator and their development up to 35°S of latitude. In this work, an extensive database of TEC, obtained between January 2012 and February 2016, was analyzed. In this period, it was possible to characterize plasma bubbles from 655 nights. The main observed results are highlighted: (1) the zonal drift velocity of the plasma bubbles presented a visible latitudinal gradient, varying from 123 m/s, in equator, to 65 m/s, in 35°S of latitude; (2) in most of the cases, the occurrence of plasma bubbles presented a periodic longitudinal distribution, where it was possible to observe 3 to 4 equidistant plasma bubbles. The distance between adjacent bubbles also presented a clear latitudinal gradient, varying from 920 km, in equator, to 640 km, in 30°S of latitude. In some occasions, distances between adjacent bubbles greater than 2000 km were observed in the equator; (3) in  $\sim 88\%$  of cases, plasma bubbles developed up to 20°S of latitude, corresponding to an Apex height of 777 km. Plasma bubbles have also been observed up to 30°S of latitude, corresponding to an Apex height of 1511 km; (4) the latitudinal extension of the plasma bubbles presented a considerable inclination in relation to the magnetic field lines, presenting a good agreement with the monthly average of the zonal wind latitudinal variation obtained by the HWM14 model; (5) analysis of the meridional development of plasma bubbles showed a displacement to north or south of the magnetic equator. Plasma bubbles presented an asymmetry in their meridional development around the magnetic equator. The major occurrence of the displacement to north (south) of the magnetic equator was observed in the months of January and December (March/April and September/October), and minor in the months of March/April and August/September (January and December). Asymmetries in the meridional development of plasma bubbles have not yet been studied, which reinforces the importance of the present work. To investigate the asymmetries, we used a numerical model that considers the action of the neutral wind to simulate the formation of the plasma bubbles on magnetic equator and its development up to 30°S of latitude. Numerical simulations have revealed that these asymmetries are due to a transequatorial meridional wind. A transequatorial meridional wind blowing to north (south) causes a displacement of the plasma bubbles to north (south) of the magnetic equator.

Keywords: Plasma bubbles, Equatorial ionosphere, Total Electron Content, Numerical simulation.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Perfis verticais das condutividades Longitudinal ( $\sigma_0$ ), Pedersen ( $\sigma_P$ ) e Hall ( $\sigma_H$ ) em médias latitudes. . . . .	11
2.2 Ilustração do mecanismo do dínamo da região F utilizando um modelo de camada condutora fina/estreita. . . . .	12
2.3 Comportamento da (a) deriva vertical e (b) zonal da região F em função da hora local. Os dados foram obtidos por um radar de espalhamento incoerente localizado em Jicamarca entre os anos de 1968 e 1988. . . . .	14
2.4 Ilustração do mecanismo de formação do pico pré-inversão. . . . .	15
2.5 Ilustração do mecanismo de formação da AIE. . . . .	16
2.6 Densidade eletrônica medida pelo satélite CHAMP entre 23 e 27 de outubro de 2001, às 20h (hora local). É possível ver a ocorrência da AIE caracterizada pela intensificação da ionização em baixas latitudes e um mínimo sobre o Equador magnético. . . . .	17
2.7 Ilustração da evolução de uma instabilidade gerando bolhas de plasma baseado no mecanismo da IRT. . . . .	20
2.8 Ilustração do mecanismo da IRT. . . . .	21
2.9 Medidas de TEC utilizando o receptor GNSS instalado em Arequipa para a madrugada do dia 5 de outubro de 1994. (a) Caminho do satélite realizado durante as medidas, (b) TEC em função da hora universal e (c) taxa de variação do TEC por minuto. . . . .	25
2.10 Desenvolvimento de bolhas de plasma, caracterizada pela região de cor laranja, observado em mapas de cintilação, entre às 18h10 e às 24h50 (hora local). . . . .	26
2.11 Ocorrência de bolhas de plasma nos dados de TEC ao longo do caminho percorrido pelos satélites PRN 4, PRN 8 e PRN 28 sobre o ponto ionosférico, observada na madrugada de 2 de outubro de 2005. As estrelas vermelhas representam as localizações dos receptores GNSS TERE, ALPA e FAZ1. . . . .	28
2.12 Comparação entre a velocidade de propagação das bolhas de plasma calculada a partir dos sinais dos receptores GNSS e a velocidade calculada utilizando a emissão do OI 630,0 nm por um imageador “All Sky” localizado próximo aos receptores GNSS. . . . .	29

2.13	Ocorrência de múltiplas bolhas de plasma no mapa de TEC do dia 25 de dezembro de 2013, às 2h (hora universal). As bolhas de plasma são indicadas pelas retas brancas tracejadas B1, B2, B3, B4 e B5. . . . .	30
2.14	Simulações numéricas de bolhas de plasma sem considerar o efeito do vento zonal. . . . .	31
2.15	Simulações numéricas de bolhas de plasma considerando o efeito do vento zonal. . . . .	32
2.16	Desenvolvimento de bolhas de plasma na emissão do OI 136,5 nm, observadas pelo satélite TIMED/GUVI, para a noite de 23 de março de 2002. . . . .	33
2.17	Simulação numérica do desenvolvimento de bolhas de plasma utilizando o modelo NRL SAMI3/ESF. As simulações foram realizadas para (a) um vento zonal constante, (b) um vento obtido pelo modelo HWM93 e (c) um vento obtido pelo modelo HWM07. . . . .	34
2.18	Ventos zonais em função da latitude magnética utilizados nas simulações da Figura 2.17. A curva laranja representa a velocidade da bolha de plasma calculada a partir da sequência de imagens obtidas pelo satélite TIMED/GUVI (Figura 2.16). . . . .	35
2.19	Simulação numérica da configuração do plasma ionosférico e da condutividade Pedersen em função da altura e da latitude magnética ((a) e (b)) sem e ((c) e (d)) com o efeito do vento meridional. . . . .	36
2.20	Simulação numérica do desenvolvimento vertical de uma bolha de plasma sobre o Equador magnético utilizando o modelo NRL SAMI3/ESF (a) com e (b) sem o efeito do vento meridional. . . . .	37
2.21	Simulação numérica de bolhas de plasma (a) sem e (b) com a inclusão de um vento meridional transequatorial direcionado para o norte. . . . .	38
3.1	Exemplo do imageador “All Sky” utilizado neste trabalho com a identificação dos principais componentes. . . . .	40
3.2	Emissão do OI 630,0 nm observada pelo imageador instalado em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) durante a noite de 24 para 25 de dezembro de 2013, às 21h41 e às 1h01 (hora universal). (a) Sem e (b) com a ocorrência de bolhas de plasma. . . . .	41
3.3	Exemplo da ionossonda DPS4D utilizada neste trabalho, onde é possível ver (a) o transmissor e (b) uma das antenas receptoras da ionossonda. . . . .	43
3.4	Ionogramas obtidos em Fortaleza durante a noite de 24 para 25 de dezembro de 2013, às 21h40 e às 1h (hora universal). (a) Sem e (b) com a ocorrência de bolhas de plasma. . . . .	45

3.5	IFP localizado em São João do Cariri, onde é possível ver (a) o “Sky Scanner” e (b) a estrutura do instrumento que contém o filtro de interferência, o Etalon, o sistema de lentes e a câmera CCD do IFP. . . . .	46
3.6	Exemplo de franjas de interferência para a emissão do OI 630,0 nm obtido na noite de 22 de setembro de 2009, em Cajazeiras. . . . .	47
3.7	Vento (a) zonal e (b) meridional em função da hora universal, medido pelo IFP instalado em São João do Cariri durante a noite de 08 para 09 de fevereiro de 2013. As linhas pretas foram obtidas da média móvel dos valores de vento (a) zonal e (b) meridional para um intervalo de $\pm 1$ hora. . . . .	49
3.8	Localização dos imageadoras “All Sky” (losangos vermelhos), das ionossondas (quadrados azuis) e do IFP (círculo verde) sobre o território brasileiro. . . . .	50
3.9	Vento (a) zonal e (b) meridional em função da altura para São João do Cariri, para o dia 08 de fevereiro de 2013, às 20h (hora universal). As linhas verde, vermelha e azul representam as componentes do vento descritas pelos modelos HWM93, HWM07 e HWM14, respectivamente. . . . .	53
3.10	Vento (a) zonal e (b) meridional em função da hora universal para São João do Cariri, para a noite de 08 para 09 de fevereiro de 2013, em 250 km de altura. As linhas verde, vermelha e azul representam as componentes do vento descritas pelos modelos HWM93, HWM07 e HWM14, respectivamente. . . . .	54
3.11	Comparação entre o vento (a) zonal e (b) meridional medido pelo IFP e o vento descrito pelo modelo HWM14 para São João do Cariri, durante a noite de 08 para 09 de fevereiro de 2013, em 250 km de altura. . . . .	55
3.12	Ilustração da geometria envolvida no cálculo do TEC. . . . .	57
3.13	Ilustração da geometria envolvida no cálculo do VTEC. . . . .	61
3.14	Localização dos receptores GNSS mantidos pelas redes RBMC, RAMSAC, LISN e IGS, referente ao ano de 2013. . . . .	63
3.15	Mapa de TEC obtido sobre a América do Sul para o dia 25 de dezembro de 2013, às 1h50 (hora universal). . . . .	65
3.16	Ilustração da geometria envolvida no cálculo da extensão e da inclinação das bolhas de plasma. A linha branca representa o ajuste linear sobre a bolha de plasma e a linha preta representa a linha de campo magnético, a uma altura de $\sim 350$ km, escolhida para o cálculo de $\theta$ . . . . .	67

3.17	(a) Ilustração da construção de um keograma para a latitude de 25°S. As linhas brancas representam a região dos mapas de onde serão coletadas as amostras para a construção do keograma. (b) Keograma obtido dos mapas de (a). As linhas brancas diagonais representam o terminador a uma altura de ~ 140 km (linha traço e ponto) e a uma altura ~ 300 km (linha tracejada). . . . .	69
3.18	(a) A linha preta representa o valor do TEC relativo obtido utilizando os sinais do PRN 14 e o receptor GNSS instalado em Campina Grande, para a noite de 25 de dezembro de 2013, entre às 1h e às 4h (hora universal). A linha vermelha representa a média móvel dos valores do TEC relativo. (b) Perfil do dTEC em função da hora universal. . . . .	71
3.19	Fluxograma com as etapas do cálculo da simulação numérica de bolhas de plasma. . . . .	76
4.1	Frequência de ocorrência percentual das bolhas de plasma em função dos meses do ano para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016. . . . .	78
4.2	Extensão das bolhas de plasma em função dos meses do ano para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016. . . . .	79
4.3	Frequência de ocorrência percentual das bolhas de plasma em função das oito latitudes distintas, 0°, 5°S, 10°S, 15°S, 20°S, 25°S, 30°S e 35°S. O eixo superior (em azul) indica a altura de Apex correspondente para cada latitude. . . . .	80
4.4	Velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma para oito latitudes distintas, 0°, 5°S, 10°S, 15°S, 20°S, 25°S, 30°S e 35°S. As barras representam a velocidade de deriva zonal média e as barras de erros representam o desvio padrão para cada latitude indicada. . . . .	82
4.5	Distância entre bolhas de plasma adjacentes para oito latitudes distintas, 0°, 5°S, 10°S, 15°S, 20°S, 25°S, 30°S e 35°S. As barras representam a velocidade de deriva zonal média e as barras de erros representam o desvio padrão para cada latitude indicada. . . . .	83
4.6	Inclinação das bolhas de plasma em relação às linhas de campo magnético em função dos meses do ano. Inclinação positiva significa que a bolha de plasma está inclinada para oeste em relação à linha de campo magnético. A curva azul representa a média mensal da variação do vento zonal ( $\Delta U$ ) descrito pelo modelo HWM14 para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016, para uma longitude fixa de 55°O e para a altura de 350 km, às 2h (hora universal) . . . . .	85

4.7	Comparação entre a média mensal da velocidade de deriva noturna das bolhas de plasma e a média mensal do vento zonal medido pelo IFP localizado em São João do Cariri. . . . .	87
4.8	Média mensal do vento zonal descrito pelo modelo HWM14 para São João do Cariri, para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016. . . . .	88
4.9	Velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma utilizando imagens da emissão do OI 630,0 nm para os meses de dezembro de 1999 e fevereiro de 2000. Foram utilizados dois imageadores “All Sky”, um localizado em São João do Cariri (7,4°S) e outro em Cachoeira Paulista (22,4°S). . . . .	90
4.10	Velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma utilizando imagens da emissão do OI 630,0 nm para o verão de 1999 e o verão de 2001. Foram utilizados os imageadores “All Sky” de São João do Cariri e o de Cachoeira Paulista. . . . .	91
4.11	Velocidade de deriva zonal média das bolhas de plasma para as oito latitudes analisadas em função (a) da hora universal e (b) dos meses do ano. . . . .	92
4.12	Principais parâmetros utilizados como entrada no modelo de simulação numérica. (a) frequência de colisão, (b) densidade eletrônica, (c) altura da camada F2, (d) velocidade de deriva vertical, (e) campo elétrico zonal e (f) a função de onda utilizada como perturbação inicial. Todos os parâmetros são para o dia 14 de dezembro de 2015. . . . .	97
4.13	Ventos zonais utilizados nas simulações numéricas. Os ventos possuem variações latitudinais de 72, 48 e 17 m/s, representados pelas linhas de cor azul, vermelha e verde, respectivamente. . . . .	98
4.14	Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs. Os resultados da simulação possuem 1000 (à esquerda) e 2500 (à direita) segundos de desenvolvimento, considerando um vento zonal com uma variação latitudinal de ((a) e (b)) 72, ((c) e (d)) 48 e ((e) e (f)) 17 m/s. . . . .	100
4.15	Isolinhas de 35,5 Rayleighs para as simulações com diferentes variações latitudinais no vento zonais e com 2500 segundos de desenvolvimento. As curvas azul, vermelho e verde possuem variações latitudinais de 72, 48 e 17 m/s, respectivamente. . . . .	101

4.16	Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na distribuição vertical de densidade eletrônica em função distância zonal para as latitudes de $0^\circ$ (à esquerda) e $15^\circ\text{N}$ (à direita). As simulações numéricas foram realizadas considerando variações latitudinais no vento zonal de ((a) e (b)) 72, ((c) e (d)) 48 e ((e) e (f)) 17 m/s. . . . .	103
4.17	Isolinhas de $\text{Log}(N) = 5,55$ para as simulações com 2500 segundos de desenvolvimento para a latitude de $0^\circ$ . As curvas azul, vermelho, e verde possuem variações latitudinais no vento zonal de 72, 48 e 17 m/s, respectivamente. . . . .	104
4.18	Isolinhas de $\text{Log}(N) = 5,55$ para as simulações com 2500 segundos de desenvolvimento para a latitude de $15^\circ\text{N}$ . As curvas azul, vermelho, e verde possuem variações latitudinais no vento zonal de 72, 48 e 17 m/s, respectivamente. . . . .	106
4.19	Média mensal do vento zonal medido pelo IFP localizado em São João do Cariri para os anos de 2013 e 2014. . . . .	108
4.20	Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs, para diferentes valores de velocidade de deriva vertical após 1000 (à esquerda) e 2500 (à direita) segundos. As simulações numéricas foram realizadas para ((a) e (b)) $V_{z1}$ , ((c) e (d)) $V_{z2}$ e ((e) e (f)) $V_{z3}$ . . . . .	111
4.21	Isolinhas de 44,6 Rayleighs para as simulações com diferentes valores de velocidade de deriva vertical, com 2500 segundos de desenvolvimento. As curvas azul, vermelho e verde representam as simulações utilizando $V_{z1}$ , $V_{z2}$ e $V_{z3}$ , respectivamente. . . . .	112
4.22	Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na distribuição vertical da densidade eletrônica em função da altura para as latitudes de $0^\circ$ (à esquerda) e $15^\circ\text{N}$ (à direita), considerando ((a) e (c)) $V_{z1}$ , ((c) e (d)) $V_{z2}$ e ((e) e (f)) $V_{z3}$ . . . . .	114
4.23	Isolinhas de $\text{Log}(N) = 5,55$ para as simulações com diferentes valores de velocidade de deriva vertical para o Equador, com 2500 segundos de desenvolvimento. As curvas azul, vermelho e verde representam as simulações realizadas com $V_{z1}$ , $V_{z2}$ e $V_{z3}$ , respectivamente. . . . .	115
4.24	Isolinhas de $\text{Log}(N) = 5,55$ para as simulações com diferentes valores de velocidade de deriva vertical para a latitude de $15^\circ\text{N}$ , com 2500 segundos de desenvolvimento. As curvas azul, vermelho e verde representam as simulações realizadas com $V_{z1}$ , $V_{z2}$ e $V_{z3}$ , respectivamente. . . . .	116

5.1	(a) dTEC calculado utilizando os PRNs 14 e 22 para os receptores GNSS de BOAV, MCTO e CUIB para o dia 13 de janeiro de 2015, ao longo dos caminhos dos PRNs dentro de um raio de $\pm 2^\circ$ em torno de cada estação, indicado pelos círculos azuis. A linha vermelha representa o Equador magnético em $\sim 350$ km de altura. (b) Variação do dTEC em função da hora universal para as estações BOAV, MCTO e CUIB. A linha preta vertical indica a hora do terminador solar em $\sim 300$ km de altura. As linhas tracejadas horizontais indicam os limites impostos para que as variações possam ser consideradas bolhas de plasma. . . . .	126
5.2	Frequência de ocorrência das bolhas de plasma a partir dos receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB, entre 01 de janeiro de 2012 e 29 de fevereiro de 2016. . . . .	128
5.3	Frequência de ocorrência de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma em função dos meses do ano. As barras azuis representam um maior desenvolvimento meridional ao norte, enquanto que as barras vermelhas representam um maior desenvolvimento meridional ao sul do Equador magnético. Sobre cada barra está indicada a frequência de ocorrência percentual do desenvolvimento meridional ao norte ou ao sul do Equador magnético em relação ao número de casos de bolhas de plasma. . . . .	129
5.4	Principais parâmetros utilizados como entrada no modelo de simulação numérica. Os parâmetros são: (a) frequência de colisão, (b) densidade eletrônica, (c) altura da camada F2, (d) velocidade de deriva vertical, (e) campo elétrico zonal e (f) função de onda utilizada como perturbação inicial. . . . .	131
5.5	Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs, realizada para um vento meridional transequatorial (dirigido para o norte) constante de ((a) e (b)) 30 e ((c) e (d)) 60 m/s. . . . .	133
5.6	Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs, realizada para um vento meridional transequatorial (dirigido para o sul) constante de ((a) e (b)) -30 e ((c) e (d)) -60 m/s. . . . .	134
5.7	Isolinhas de 56,23 Rayleighs para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento. As linhas azul, roxa, verde e vermelha representam a bolhas simuladas com um vento de 60, 30, -30 e -60 m/s, respectivamente.	135

5.8	Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na distribuição vertical da densidade eletrônica em função da altura para três latitudes específicas, 15°N, 0°, 15°S, em cm <sup>-3</sup> . À esquerda, simulações numéricas realizadas com um vento meridional de 60 m/s e, à direita, simulações numéricas realizadas com um vento meridional de -60 m/s. . . . .	137
5.9	Isolinhas de Log(N) = 5,25 para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento, para a latitude de 15°N. As linhas roxa, azul, verde e vermelha representam as bolhas simuladas com um vento de 30, 60, -30 e -60 m/s, respectivamente. . . . .	138
5.10	Isolinhas de Log(N) = 5,25 para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento, para a latitude de 0°. As linhas azul, roxa, verde e vermelha representam as bolhas simuladas com um vento de 60, 30, -30 e -60 m/s, respectivamente. . . . .	139
5.11	Isolinhas de Log(N) = 5,25 para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento, para a latitude de 15°S. As linhas roxo, azul, verde e vermelha representam as bolhas simuladas com um vento de 30, 60, -30 e -60 m/s, respectivamente. . . . .	140
5.12	Ionogramas obtidos em (a) Boa Vista e (b) Campo Grande para o dia 13 de janeiro de 2015, às 23h50 (hora universal). . . . .	142
5.13	Altura virtual da camada F ( <i>h'</i> F) obtida pelas ionossondas instaladas em Boa Vista (em azul) e Campo Grande (em vermelho) para o dia 13 de janeiro de 2015. . . . .	143
5.14	Comportamento da média mensal do (a) vento zonal e (b) meridional em função dos meses do ano. Vento obtido pelo IFP localizado em São João do Cariri (em azul), ventos descritos pelo modelo HWM14 para São João do Cariri (em vermelho) e a média entre o vento em Boa Vista e Campo Grande (em verde). . . . .	144
5.15	(a) Comparação entre a frequência de ocorrência das bolhas de plasma e (b) a média mensal do vento meridional em função dos meses do ano. . . . .	145
5.16	Sobreposição da simulação numérica realizada para a assimetria observada na noite de 13 de janeiro de 2015 sobre os receptores GNSS. . . . .	146
C.1	Níveis de energia do Oxigênio atômico. . . . .	181
C.2	Taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm para São João do Cariri, para a noite de 21 de março de 2002, às 01h hora local. . . . .	184

D.1	Imagem da emissão do OI 630,0 nm obtida pelo imageador instalado em Boa Vista durante a noite de 13 de janeiro de 2015, às 23h59 (hora universal). A imagem apresenta a ocorrência de bolhas de plasma sobre Boa Vista. . . . .	185
D.2	Keograma obtido das imagens do OI 630,0 nm durante a noite de observação de 13 para 14 de janeiro de 2015. O eixo horizontal indica a hora universal e eixo vertical representa a variação (a) longitudinal e (b) latitudinal em pixels. As linhas vermelhas verticais indicam a hora de ocorrência das bolhas de plasma vistas no ionograma de Boa Vista, às 23h20 (hora universal). . . . .	186
E.1	Comparação entre (a) a imagem original da emissão do OI 630,0 nm e (b) a imagem após a linearização e a aplicação do filtro passa-alta para a noite de dia 14 de janeiro de 2015, à 1h20 (hora universal). . . . .	187
E.2	(a) Comparação entre os dados de dTEC e a imagem da emissão do OI 630,0 nm sobre Boa Vista para a noite de 14 de janeiro de 2015, à 0h10 (hora universal). (b) Variação do dTEC em função da hora universal. . .	189
E.3	(a) Comparação entre os dados de dTEC e a imagem da emissão do OI 630,0 nm sobre Boa Vista para a noite de 14 de janeiro de 2015, à 0h14 (hora universal). (b) Variação do dTEC em função da hora universal. . .	190
E.4	(a) Comparação entre os dados de dTEC e a imagem da emissão do OI 630,0 nm sobre Boa Vista para a noite de 14 de janeiro de 2015, à 0h19 (hora universal). (b) Variação do dTEC em função da hora universal. . .	191
E.5	Dados de dTEC utilizando os PRNs 18 e 22 para os receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB para o dia 02 de janeiro de 2015. (a) Dados de dTEC ao longo do caminho dos sinais dos satélites e (b) Variação do dTEC em função da hora universal. . . . .	193
E.6	Dados de dTEC utilizando os PRNs 10 e 28 para os receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB para o dia 23 de junho de 2015. (a) Dados de dTEC ao longo do caminho dos sinais dos satélites e (b) Variação do dTEC em função da hora universal. . . . .	194



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Principais reações químicas envolvidas no processo de produção e perda do $O^+$ . . . . .	7
3.1 Localidades, coordenadas geográficas e magnéticas para cada imageador do Programa Embrace. . . . .	42
3.2 Localidades, coordenadas geográficas e magnéticas para cada ionossonda do Programa Embrace. . . . .	45
3.3 Localidades, coordenadas geográficas e magnéticas do IFP. . . . .	49
3.4 Os sistemas de navegação que compõem a rede GNSS e a respectiva quantidade de satélites. . . . .	56
3.5 Redes de receptores GNSS existentes na América do Sul com as suas respectivas quantidades de receptores, referente ao ano de 2013. . . . .	64
3.6 Resumo dos parâmetros necessários para executar a simulação numérica de bolhas de plasma. . . . .	75
4.1 Componentes da Equação 4.1 para as latitudes de $5^{\circ}S$ e $12^{\circ}S$ , para uma longitude fixa de $55^{\circ}O$ e para a altura de 350 km, às 23h (hora universal). . . . .	94
5.1 Sequência de ionogramas obtidos em pontos magneticamente conjugados na noite de 13 de janeiro de 2015. As ionossondas estão instaladas nas cidades de Boa Vista e Campo Grande. . . . .	122
5.2 Sequência de ionogramas obtidos em pontos magneticamente conjugados na noite de 14 de janeiro de 2015. . . . .	123
5.3 Localidades, siglas, coordenadas geográficas e magnéticas para os receptores GNSS utilizados para identificar assimetrias na ocorrência das bolhas de plasma. . . . .	125
C.1 Coeficientes utilizados no cálculo de $V_{OI(630,0)}$ . . . . .	184



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Objetivos . . . . .	3
1.2 Estrutura da Tese . . . . .	4
<b>2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b> . . . . .	<b>7</b>
2.1 A camada F2 . . . . .	7
2.2 A equação da continuidade . . . . .	8
2.3 A equação do movimento para o plasma ionosférico . . . . .	8
2.4 A condutividade ionosférica . . . . .	9
2.5 O dínamo da região F . . . . .	11
2.6 As derivas da região F . . . . .	12
2.6.1 O pico pré-inversão . . . . .	14
2.6.2 A anomalia de ionização equatorial . . . . .	16
2.7 As bolhas de plasma . . . . .	17
2.7.1 A instabilidade Rayleigh-Taylor . . . . .	19
2.7.2 Observações de bolhas de plasma por meio de receptores GNSS . . . . .	24
2.7.3 Simulações numéricas de bolhas de plasma: efeito do vento neutro . . . . .	30
<b>3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA</b> . . . . .	<b>39</b>
3.1 O imageador “All Sky” . . . . .	39
3.2 A ionossonda . . . . .	42
3.3 O interferômetro Fabry-Perot . . . . .	46
3.4 Modelo de vento horizontal - HWM14 . . . . .	51
3.5 O GNSS . . . . .	55
3.6 Obtenção do TEC a partir de dados do GNSS . . . . .	56
3.7 Os mapas de TEC . . . . .	62
3.7.1 Metodologia de análise dos mapas de TEC . . . . .	65
3.8 Keogramas de TEC . . . . .	68
3.9 O cálculo do dTEC . . . . .	70
3.10 Simulação numérica de bolhas de plasma ionosféricas . . . . .	71
<b>4 BOLHAS DE PLASMA OBSERVADAS NOS MAPAS DE TEC</b> . . . . .	<b>77</b>
4.1 Resultados observacionais . . . . .	77

4.1.1	Ocorrência sazonal das bolhas de plasma . . . . .	77
4.1.2	Extensão latitudinal . . . . .	78
4.1.3	Velocidade de deriva zonal . . . . .	80
4.1.4	Distância entre bolhas adjacentes . . . . .	82
4.1.5	Inclinação das bolhas em relação às linhas de campo magnético . . . . .	84
4.2	Discussões . . . . .	85
4.2.1	Comparação entre a velocidade de deriva zonal e o vento zonal termos- férico . . . . .	86
4.2.2	Gradiente latitudinal na velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma	89
4.2.3	Gradiente latitudinal na distância entre bolhas adjacentes . . . . .	94
4.3	Simulações numéricas . . . . .	95
4.3.1	Efeito do vento neutro no desenvolvimento das bolhas de plasma . . . . .	97
4.3.2	Efeito da velocidade de deriva vertical no desenvolvimento das bolhas de plasma . . . . .	109
4.4	Sumário dos resultados e conclusões . . . . .	117
<b>5</b>	<b>DESENVOLVIMENTO MERIDIONAL DAS BOLHAS DE PLASMA . . . . .</b>	<b>121</b>
5.1	Resultados observacionais . . . . .	121
5.1.1	Ocorrência de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma observadas em ionogramas . . . . .	121
5.1.2	Ocorrência de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma observadas nos dados de dTEC . . . . .	124
5.1.3	Ocorrência sazonal das bolhas de plasma observadas nos dados de dTEC	127
5.1.4	Ocorrência sazonal de assimetrias observadas no desenvolvimento me- ridional das bolhas de plasma . . . . .	128
5.2	Simulações numéricas . . . . .	130
5.3	Discussões . . . . .	140
5.4	Sumário dos resultados e conclusões . . . . .	146
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES . . . . .</b>	<b>149</b>
6.1	Características das bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC . . . . .	150
6.2	Características das bolhas de plasma observadas nos dados de dTEC . . . . .	150
6.3	Sugestões de trabalhos futuros . . . . .	151

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .	153
APÊNDICE A - EQUAÇÃO DA VELOCIDADE PARA O PLASMA . . . . .	169
APÊNDICE B - DESENVOLVIMENTO MATEMÁTICO DA TAXA DE CRESCIMENTO DA INSTABILIDADE . . . . .	173
APÊNDICE C - TAXA DE EMISSÃO VOMULÉTRICA DO OI 630,0 NM . . . . .	181
APÊNDICE D - OCORRÊNCIA DE BOLHAS DE PLASMA NO IMAGEDOR DE BOA VISTA . . . . .	185
APÊNDICE E - COMPARAÇÃO ENTRE OS DADOS DE $\delta$ TEC E AS IMAGENS DO OI630,0 NM . . . . .	187



# 1 INTRODUÇÃO

As bolhas de plasma são depleções de densidade eletrônica que ocorrem na ionosfera terrestre com comprimento da ordem de centenas a milhares de quilômetros e velocidade de propagação da ordem de dezenas a centenas de metros por segundo (KELLEY, 2009).

A teoria mais aceita para explicar o mecanismo gerador das bolhas de plasma é composta pela rápida subida da camada F (devido à deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ ), a Instabilidade Rayleigh-Taylor (IRT) e uma perturbação que dispare esta instabilidade na base da camada F2 (HAERENDEL, 1973; KELLEY, 2009). Entretanto, as perturbações responsáveis por disparar a IRT na base da camada F ainda precisam ser identificadas (RETTNER; RODDY, 2014). Possíveis perturbações têm sido sugeridas pela comunidade científica, tais como: ondas de gravidade (WOODMAN; LAHOZ, 1976; HYSELL et al., 1990; FAGUNDES et al., 1995b; ABDU et al., 2009) e estruturas de onda de larga escala (TSUNODA, 2006).

As bolhas de plasma ionosféricas têm sido estudadas por meio de diferentes equipamentos, tais como: radares VHF (FARLEY et al., 1970; TSUNODA, 1981; ABDU et al., 2009), foguetes (ABDU et al., 1991; MURALIKRISHNA et al., 2007), ionosondas (ABDU et al., 1983; ABDU et al., 2003; ABDU et al., 2012), imageadores “All Sky” (PIMENTA et al., 2003; ABALDE et al., 2004; SAHAI et al., 2006; ARRUDA et al., 2006; PAULINO et al., 2011), fotômetros (FAGUNDES et al., 1995a; FAGUNDES et al., 1995b), receptores GNSS (acrônimo em inglês para “Global Navigation Satellite System”) (REZENDE et al., 2007; TAKAHASHI et al., 2014; TAKAHASHI et al., 2015) e satélites (HUANG et al., 2002; HUANG et al., 2013; MCNAMARA et al., 2013; PARK et al., 2015).

A maioria destes equipamentos não é capaz de monitorar as bolhas de plasma de forma contínua e com uma ampla cobertura espacial. Os radares VHF (acrônimo em inglês para “Very High Frequency”), as ionosondas e os imageadores “All Sky” são capazes de observar as bolhas de plasma com uma alta resolução espacial, sendo possível analisar detalhes da estrutura das bolhas. Entretanto, estes equipamentos possuem cobertura espacial limitada (ABDU et al., 2009; ABDU, 2016). Além disso, medidas de imageadores dependem de condições atmosféricas favoráveis para fornecer imagens com boa qualidade (TAKAHASHI et al., 2009).

Observações por meio de foguetes e satélites são capazes de fornecer perfis de densidade eletrônica com alta resolução espacial. Entretanto, estas medidas só podem ser realizadas *in situ*, ao longo do caminho de cada equipamento (MURALIKRISHNA

et al., 2007; BEAUJARDIÈRE et al., 2004). Medidas de foguetes também possuem a limitação de não fornecer dados continuamente devido a lançamentos esporádicos.

Por outro lado, os receptores GNSS são equipamentos bastante úteis no monitoramento de bolhas de plasma por meio do mapeamento do Conteúdo Eletrônico Total (em inglês, “Total Electron Content - TEC”). O monitoramento do TEC sobre América do Sul vem sendo realizado desde 2012 pelo Programa Embrace (Estudo e Monitoramento Brasileiro do Clima Espacial) e conta com quatro redes de receptores GNSS, totalizando 227 receptores. A partir do cálculo do TEC para cada par receptor-satélite, é possível construir representações bidimensionais da distribuição do TEC, denominadas mapas de TEC (FAGUNDES et al., 2016). Os mapas de TEC possuem uma ampla cobertura espacial, capaz de cobrir quase toda a América Latina, com uma resolução espacial que varia de 50 a 500 km, dependendo da densidade local de receptores GNSS. Além disso, a partir dos mapas, é possível monitorar variações no TEC de forma contínua e com uma resolução temporal de 10 minutos (TAKAHASHI et al., 2016).

Desta forma, a disponibilidade dos mapas de TEC constituiu uma grande motivação para a realização do presente trabalho. Do ponto de vista científico, o monitoramento contínuo e a extensa cobertura espacial dos mapas de TEC propiciou uma visão mais ampla do comportamento das bolhas de plasma. O monitoramento contínuo do TEC permitiu observar as bolhas desde o momento da sua geração, logo após o pôr do Sol, até o seu desaparecimento. A extensa cobertura espacial do TEC possibilitou observar as bolhas na região do Equador magnético, onde são geradas, e seu desenvolvimento até 35°S de latitude. Além disso, com a extensa cobertura espacial foi possível observar a ocorrência simultânea de múltiplas bolhas, sendo possível estudar a distribuição longitudinal destas irregularidades.

Além dos mapas de TEC, foi possível determinar a componente perturbada do TEC, chamada de *dTEC*. Com os dados de *dTEC*, foi possível monitorar a ocorrência das bolhas de plasma ao longo do caminho do sinal do satélite da rede GNSS, como isso, estudar o comportamento das bolhas de plasma em uma determinada região de interesse da ionosfera.

Além das observações, foi utilizado um modelo numérico para simular a formação e o desenvolvimento das bolhas de plasma sobre o Equador magnético e até 30°S de latitude. O modelo numérico é capaz de calcular a variação da densidade eletrônica em função da latitude, longitude e altitude. Este modelo é uma versão adaptada do modelo ionosférico desenvolvido por Carrasco et al. (2014), e considera a ação

do vento neutro, do campo elétrico vertical, da frequência de colisão das partículas carregadas com partículas neutras e de uma perturbação inicial.

Para a realização deste trabalho, foram incluídos no modelo numérico dados de vento neutro descritos pelo modelo HWM14 (acrônimo em inglês para “Horizontal Wind Model 2014”), um modelo empírico capaz de descrever o comportamento do vento neutro horizontal em função do dia do ano, hora, latitude, longitude, altitude, fluxo solar (F10.7) e atividade magnética ( $A_p$ ) (DROB et al., 2015). Com estas adaptações, foi possível estudar a influência do vento zonal e meridional no desenvolvimento e na dinâmica das bolhas de plasma.

Portanto, a motivação para a realização do presente trabalho surgiu da oportunidade de utilizar as características de bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC e nos dados de dTEC, e comparar com as simulações numéricas para tentar explicar as características das bolhas de plasma observadas.

## 1.1 Objetivos

O objetivo geral do presente trabalho foi estudar a formação e o desenvolvimento de bolhas de plasma ionosféricas sobre a América do Sul. Para isso, foram utilizadas medidas de TEC para caracterizar as bolhas de plasma quanto à dinâmica, desenvolvimento latitudinal e longitudinal. Por fim, foi utilizada a simulação numérica para gerar vários cenários para explicar as características das bolhas de plasma observadas no TEC.

Para atingir o objetivo geral, os seguintes objetivos específicos foram propostos:

- a) Calcular a extensão latitudinal, a altura de Apex das bolhas de plasma e a inclinação das mesmas em relação às linhas de campo magnético utilizando os mapas de TEC;
- b) Calcular a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma e a distância zonal entre bolhas adjacentes utilizando os keogramas de TEC;
- c) Classificar as bolhas de plasma quanto às assimetrias no seu desenvolvimento meridional utilizando dados de dTEC;
- d) Estudar o efeito do vento neutro na formação e desenvolvimento das bolhas de plasma utilizando simulação numérica.

## 1.2 Estrutura da Tese

Para alcançar os objetivos descritos acima, o presente trabalho foi estruturado conforme a descrição a seguir.

No [Capítulo 2](#), são apresentados os fundamentos teóricos dos principais fenômenos envolvendo a camada F2. Dentre estes fenômenos, as irregularidades ionosféricas de grande escala, conhecidas como *bolhas de plasma*, descritas pela Instabilidade Rayleigh-Taylor (IRT). A IRT explica como flutuações na densidade eletrônica da base da camada F dão origem às bolhas de plasma e como estas se desenvolvem até a parte superior da ionosfera. Ao final deste capítulo, foram apresentados dois breves históricos: o primeiro, sobre as observações de bolhas de plasma por meio de receptores GNSS; o segundo, sobre os principais trabalhos da literatura envolvendo os efeitos do vento neutro no desenvolvimento das bolhas de plasma utilizando simulação numérica.

A instrumentação e metodologia utilizada neste trabalho são apresentadas no [Capítulo 3](#). Foram utilizados imageadores “All Sky”, ionossondas, interferômetro Fabry-Perot e os receptores GNSS na observação das bolhas de plasma e no cálculo de parâmetros relacionados com a ocorrência das bolhas de plasma. Além disso, foi utilizado o modelo HWM14 na interpretação dos parâmetros extraídos das observações. Outro importante aspecto deste trabalho, e que é descrito neste mesmo capítulo, é a simulação numérica utilizada para estudar o desenvolvimento de bolhas de plasma na base da camada F2 da ionosfera equatorial. Foram descritas as principais equações, o desenvolvimento matemático do modelo e os métodos numéricos utilizados para resolver as equações.

No [Capítulo 4](#), são apresentados os resultados e discussões das principais características das bolhas de plasma ionosféricas observadas nos mapas de TEC sobre a América do Sul. As bolhas de plasma foram caracterizadas em termos da extensão latitudinal, da altura de Apex, da inclinação em relação às linhas de campo magnético, da velocidade de deriva zonal e da distância entre bolhas adjacentes. Em seguida, foram discutidos os prováveis agentes responsáveis pelas características observadas. Por fim, foram realizados alguns experimentos numéricos de forma a comparar as observações com os resultados simulados.

No [Capítulo 5](#), são apresentados os resultados e as discussões das principais características das bolhas de plasma ionosféricas observadas nos dados de dTEC sobre a América do Sul. As bolhas de plasma foram caracterizadas quanto às assimetrias

no seu desenvolvimento meridional. Em seguida, também foram realizados alguns experimentos numéricos com o objetivo de identificar os prováveis agentes responsáveis pelas características observadas nos dados de dTEC. No final deste capítulo, foram discutidos os mecanismos responsáveis pelas características observadas.

Por fim, no [Capítulo 6](#), são apresentadas as principais conclusões sobre a formação e o desenvolvimento das bolhas de plasma ionosféricas sobre a América do Sul utilizando observações do TEC e simulação numérica, bem como, sugestões para trabalhos futuros.



## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo, são apresentados os fundamentos teóricos dos principais fenômenos envolvendo a camada F2. Dentre estes fenômenos, destacam-se as irregularidades ionosféricas de grande escala, conhecidas como *bolhas de plasma*, descritas pela Instabilidade Rayleigh-Taylor (IRT).

### 2.1 A camada F2

A camada F2 é a região da ionosfera<sup>1</sup> situada acima de  $\sim 225$  km. Esta camada possui um pico de densidade eletrônica da ordem de  $10^{12}$  elétrons/m<sup>3</sup>, situado em torno de 300 km de altura (SCHUNK; NAGY, 2000).

A camada F2 é composta, majoritariamente, pelo íon Oxigênio atômico ( $O^+$ ). O principal processo de produção de ionização desta camada é a radiação solar com comprimento de onda menores que 910 Å e o principal processo de perda de ionização é devido à recombinação química<sup>2</sup> com as moléculas do  $O_2$  e  $N_2$  (BANKS; KOCKARTS, 1973).

Na Tabela 2.1, são apresentadas as principais reações químicas envolvidas no processo de produção e perda do  $O^+$ .

Tabela 2.1 - Principais reações químicas envolvidas no processo de produção e perda do  $O^+$ .

Produção do $O^+$	Taxa de ionização ( $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ )
$O + h\nu \rightarrow O^+ + e$	$q_{O^+}$
Perda do $O^+$	Taxa de reação ( $\text{m}^3/\text{s}$ )
$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$	$k_1 = 2 \times 10^{-18}$
$NO^+ + e \rightarrow N + O$	$\alpha_1 = 2,1 \times 10^{-13}(T_e/300)^{-0,85}$
$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	$k_2 = 2 \times 10^{-17}(T_r/300)^{-0,4}$
$O_2^+ + e \rightarrow O + O$	$\alpha_2 = 1,9 \times 10^{-13}(T_e/300)^{-0,5}$

Fonte: Brekke (2012).

Na condição de equilíbrio químico, onde a produção do  $O^+$  é igual perda do mesmo,

<sup>1</sup>A ionosfera é a parte da atmosfera composta por íons e elétrons em quantidade suficiente para afetar a propagação de ondas de rádio (RISHBETH; GARRIOTT, 1969).

<sup>2</sup>A recombinação química significa a perda de ionização dos íons atômicos ou moleculares ao interagirem com íons, moléculas neutras ou elétrons livres do meio (RISHBETH; GARRIOTT, 1969).

a taxa de produção do  $O^+$  ( $q_{O^+}$ ) pode ser expressa por:

$$q_{O^+} = \frac{k_1[N_2] + k_2[O_2]}{1 + k_1[N_2]/(\alpha_1 n_e) + k_2[O_2]/(\alpha_2 n_e)} n_e. \quad (2.1)$$

Além disso,  $n_e$  e  $T_e$  representam a densidade eletrônica e a temperatura eletrônica da camada F2, respectivamente.  $T_r$  é igual a  $(T_i + T_n)/2$ , sendo,  $T_i$  a temperatura iônica e  $T_n$  a temperatura neutra.

Esta camada é dominada por processos dinâmicos, tais como: difusão, derivas provocadas devido à ação de ventos neutros e derivas provocadas pela interação do campo elétrico com o campo magnético. Estes processos possuem forte influência na distribuição da ionização nesta região (HARGREAVES, 1992).

## 2.2 A equação da continuidade

A equação da continuidade é uma lei de conservação que pode ser aplicada as partículas neutras ou carregadas (HARGREAVES, 1992). A equação da continuidade relaciona a taxa de variação na densidade numérica de uma partícula à taxa de perda e ao divergente do fluxo destas partículas. Matematicamente, a equação da continuidade pode ser representada por:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\beta N - \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_i). \quad (2.2)$$

### Para a camada F2:

Do lado esquerdo da Equação 2.2,  $\partial N/\partial t$  corresponde à variação temporal da densidade numérica do  $O^+$ . Do lado direito, o primeiro termo corresponde ao termo de perda para o  $O^+$ , devido ao processo de recombinação química com o  $O_2$  e  $N_2$  (ver Seção 2.1),  $\beta$  é o coeficiente de recombinação do  $O^+$  e o segundo termo corresponde ao divergente do fluxo de  $O^+$ .

## 2.3 A equação do movimento para o plasma ionosférico

A equação do movimento para uma determinada espécie ionizada ( $j$ ) relaciona a variação da velocidade com as forças que atuam em um plasma<sup>3</sup> (KELLEY, 2009).

---

<sup>3</sup>Plasma é o termo usado para descrever substâncias macroscopicamente neutras contendo elétrons livres e átomos (ou moléculas) ionizados, que apresentam comportamento coletivo devido às interações coulombianas (BITTENCOURT, 2013).

As principais forças que atuam no plasma ionosférico são:

- a) Gradiente de pressão:  $-\nabla p_j$ ;
- b) Força de fricção:  $\rho_j \nu_{jk} (\vec{V}_j - \vec{V}_k)$ ;
- c) Força de Lorentz:  $n_j q_j (\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B})$ ;
- d) Força gravitacional:  $\rho_j \vec{g}$ .

Sendo  $\rho_j$  a densidade volumétrica,  $\vec{V}_j$  a velocidade,  $p_j$  a pressão,  $\nu_{jk}$  a frequência de colisão entre a espécie  $j$  e  $k$ ,  $\vec{V}_k$  a velocidade da espécie  $k$ ,  $\vec{g}$  a gravidade,  $n_j$  a densidade numérica,  $q_j$  a carga,  $\vec{E}$  o campo elétrico e  $\vec{B}$  o campo magnético.

Desta forma, a equação do movimento para uma determinada espécie ionizada ( $j$ ) pode ser expressa por:

$$\rho_j \frac{d\vec{V}_j}{dt} = -\nabla p_j - \sum_{k(k \neq j)} \rho_j \nu_{jk} (\vec{V}_j - \vec{V}_k) + \rho_j \vec{g} + n_j q_j (\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B}). \quad (2.3)$$

No [Apêndice A](#), é demonstrado o desenvolvimento matemático da equação da velocidade do plasma a partir da [Equação 2.3](#).

## 2.4 A condutividade ionosférica

A condutividade elétrica ( $\vec{\sigma}$ ) é a razão entre a densidade de corrente ( $\vec{J}'$ ) e o campo elétrico ( $\vec{E}'$ ) ([HARGREAVES, 1992](#)), dada por:

$$\vec{\sigma} = \vec{J}' / \vec{E}' = ne(\vec{V}'_i - \vec{V}'_e) / \vec{E}'. \quad (2.4)$$

Onde  $n$  é a densidade do plasma,  $e$  é a carga elementar e  $\vec{V}'_{e,i}$  é a velocidade para elétrons e íons. A condutividade ionosférica pode ser expressa em termos das componentes ao longo do campo magnético  $\vec{B}$  (condutividade Longitudinal), ao longo do campo elétrico (condutividade Pedersen) e perpendicular ao campo elétrico e ao campo magnético (condutividade Hall), dadas por:

a) Condutividade Longitudinal ( $\parallel \vec{B}$ ):

$$\sigma_0 = ne(b_i - b_e). \quad (2.5)$$

b) Condutividade Pedersen ( $\perp \vec{E}'$ ):

$$\sigma_P = ne \left( \frac{b_i}{(1 + \kappa_i^2)} - \frac{b_e}{(1 + \kappa_e^2)} \right). \quad (2.6)$$

c) Condutividade Hall ( $\perp \vec{E}'$  e  $\perp \vec{B}$ ):

$$\sigma_H = \frac{ne}{B} \left( \frac{\kappa_e^2}{(1 + \kappa_e^2)} - \frac{\kappa_i^2}{(1 + \kappa_i^2)} \right). \quad (2.7)$$

Onde:

$$b_j = \frac{q_j}{M_j \nu_{jk}} \rightarrow \text{mobilidade elétrica}; \quad (2.8)$$

$$\kappa_j = \frac{q_j B}{M_j \nu_{jk}} \rightarrow \text{razão entre as frequências de giro e de colisão}. \quad (2.9)$$

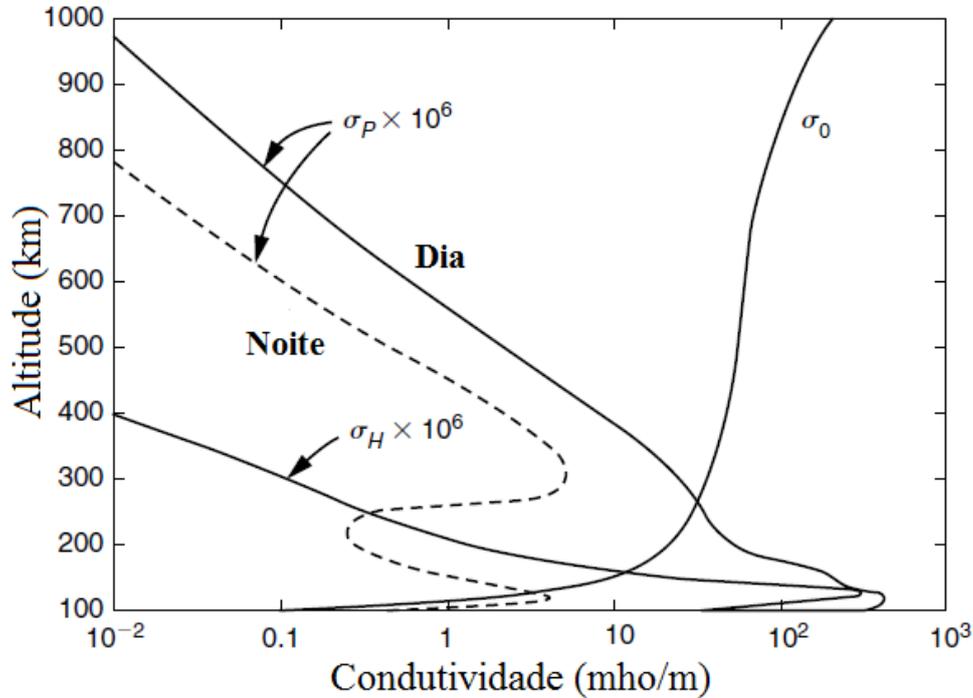
Sendo  $\nu_{jk}$  a frequência de colisão entre a espécie  $j$  e  $k$ ,  $q_j$  a carga e  $M_j$  a massa (KELLEY, 2009).

Na Figura 2.1, são apresentados os perfis verticais das condutividades Longitudinal, Pedersen e Hall em médias latitudes, em mho<sup>4</sup> por metro (mho/m). A condutividade Pedersen e Hall possuem um pico de condutividade em torno de 150 km, enquanto que a condutividade Longitudinal cresce com a altitude.

---

<sup>4</sup>1 mho = 1/Ω. Onde Ω representa a unidade *Ohm*, unidade de medida da resistência elétrica adotada pelo Sistema Internacional de Unidades.

Figura 2.1 - Perfis verticais das condutividades Longitudinal ( $\sigma_0$ ), Pedersen ( $\sigma_P$ ) e Hall ( $\sigma_H$ ) em médias latitudes.



Fonte: Adaptada de Kelley (2009).

## 2.5 O dínamo da região F

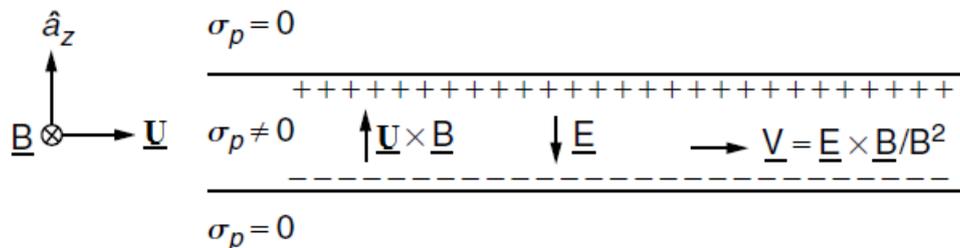
O dínamo da região F é o mecanismo de geração de correntes de partículas carregadas e campos elétricos devido à ação de ventos neutros zonais (KELLEY, 2009).

A Figura 2.2 ilustra o mecanismo do dínamo utilizando um modelo de camada condutora fina/estreita. Considera-se um vento constante ( $\vec{U}$ ) dirigido para leste, uma condutividade Pedersen ( $\sigma_p$ ) constante e diferente de zero no interior da camada e nula no exterior da mesma. A interação de  $\vec{U}$  com o campo magnético ( $\vec{B}$ ) resultará em um movimento das partículas carregadas ao longo do eixo-z (BATISTA, 1986), cuja velocidade é dada por:

$$\vec{V}_z = \frac{\nu\omega}{\nu^2 + \omega^2} \frac{\vec{U} \times \vec{B}}{B}. \quad (2.10)$$

Onde  $\nu$  é a frequência de colisão entre partículas neutras e carregadas,  $\omega = qB/m$  é a frequência de giro,  $q$  é a carga e  $m$  a massa das partículas carregadas. Da Equação 2.10, é fácil ver que os íons (positivos) e os elétrons (negativos) irão se mover em sentidos contrários. Desde que a condutividade seja nula fora da camada, as cargas se acumularão nas fronteiras da camada, dando origem a um campo elétrico de polarização ( $\vec{E}$ ). Por fim, este campo elétrico de polarização ao interagir com o campo magnético dará origem a uma deriva das partículas carregadas ( $\vec{E} \times \vec{B}/B^2$ ) dirigida para leste (RISHBETH; GARRIOTT, 1969).

Figura 2.2 - Ilustração do mecanismo do dínamo da região F utilizando um modelo de camada condutora fina/estreita.



Fonte: Adaptada de Kelley (2009).

Durante o dia,  $\vec{E}$  é neutralizado devido ao movimento dos elétrons, vindos de regiões inferiores da ionosfera, ao longo das linhas de campo magnético. Em torno do horário do pôr do Sol e à noite, estas camadas sofrem rápida recombinação, não possuindo condutividade suficiente para neutralizar  $\vec{E}$ . Neste momento, inicia-se o mecanismo do dínamo da região F (RISHBETH; GARRIOTT, 1969).

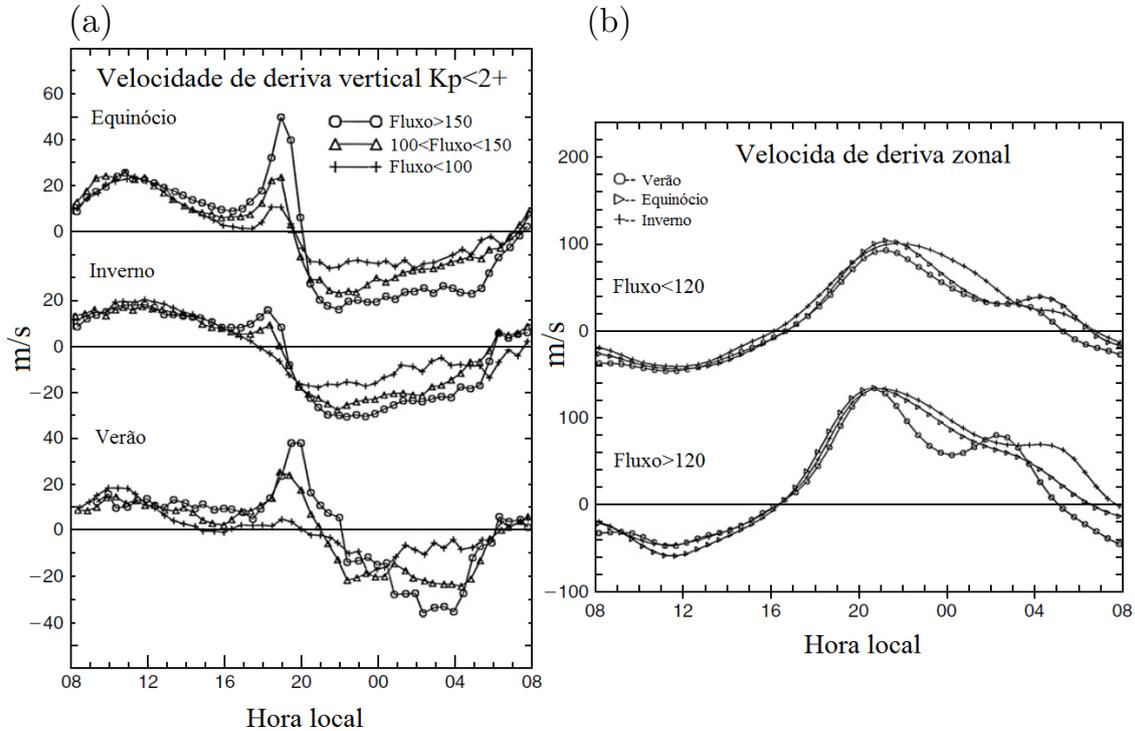
## 2.6 As derivas da região F

A dinâmica da região F é controlada por ventos neutros e campos elétricos de polarização (ver Seção 2.5). Na Figura 2.3, são apresentados exemplos do comportamento da (a) deriva vertical e (b) zonal da região F em função da hora local. Os dados foram obtidos por um radar de espalhamento incoerente localizado em Jicamarca (76,5°N; 11,6°O) entre os anos de 1968 e 1988. Valores positivos de velocidade de deriva vertical e zonal significam derivas para cima e para leste, respectivamente.

Segundo Fejer et al. (1991), as principais características das derivas vertical e zonal são:

- a) Durante o dia, a região F se move para cima e para oeste. À noite, a região F se move para baixo e para leste;
- b) O pico de velocidade de deriva zonal a noite é maior do que o pico de velocidade de deriva zonal durante o dia;
- c) A velocidade de deriva zonal é muito maior do que a velocidade de deriva vertical;
- d) A velocidade de deriva vertical sofre uma intensificação antes do pôr do Sol. Esta mesma característica não é vista antes do nascer do Sol;
- e) A intensificação da velocidade de deriva vertical é uma característica regular, i. e., na maioria das situações, essa intensificação está presente;
- f) A amplitude da intensificação da velocidade de deriva vertical é maior em períodos de alta atividade solar em comparação com a intensificação em períodos de baixa atividade;
- g) A intensificação da velocidade de deriva vertical em períodos de alta atividade solar apresenta variações sazonais no horário de ocorrência. Sobre Jicamarca, a intensificação ocorre aproximadamente às 18h (hora local) no inverno e às 19h30 (hora local) no verão.

Figura 2.3 - Comportamento da (a) deriva vertical e (b) zonal da região F em função da hora local. Os dados foram obtidos por um radar de espalhamento incoerente localizado em Jicamarca entre os anos de 1968 e 1988.



Fonte: Adaptada de Fejer et al. (1991).

### 2.6.1 O pico pré-inversão

O pico pré-inversão é a intensificação na velocidade de deriva da camada F antes da camada inverter sua direção, em torno das 18h (hora local) (FARLEY et al., 1986).

A formação do pico pré-inversão se inicia próximo ao terminador solar<sup>5</sup>, quando o dínamo da região F (ver Seção 2.5) começa a se desenvolver.

Na Figura 2.4, é apresentada uma ilustração do mecanismo de formação do pico pré-inversão. Do lado diurno, considera-se um vento constante ( $\vec{U}$ ) dirigido para leste. A interação de  $\vec{U}$  com o campo magnético ( $\vec{B}$ ) resultará em um movimento de partículas carregadas ao longo do eixo-z, dando origem um campo elétrico de

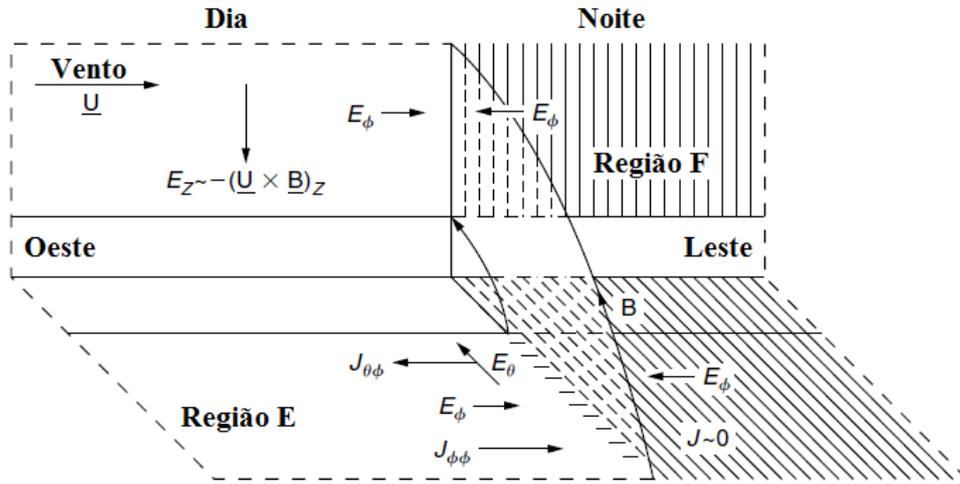
<sup>5</sup>O terminador solar é linha que separa o lado iluminado pelo Sol (dia) do lado escuro (noite) de um corpo planetário.

polarização vertical direcionado para baixo ( $\vec{E}_z$ ). Próximo ao terminador, a região E<sup>6</sup> não possui condutividade suficiente para neutralizar  $\vec{E}_z$ , via linhas de campo magnético. Desta forma,  $\vec{E}_z$  será mapeado para a região E, via linhas de campo magnético, como um campo elétrico direcionado para o Equador ( $\vec{E}_\theta$ ).

Na região E, a interação de  $\vec{E}_\theta$  com  $\vec{B}$  dará origem a uma corrente Hall<sup>7</sup> direcionada para oeste ( $J_{\theta\phi}$ ). Porém, como a condutividade do lado noturno é muito baixa, só existirá corrente no lado diurno. Surgindo, assim, cargas de polarização na região do terminador. No lado noturno e diurno, aparecerão campos elétricos de polarização direcionados para o terminador ( $E_\phi$ ) que, no lado diurno, dará origem a uma corrente Hall ( $J_{\phi\phi}$ ) que anulará a corrente Hall  $J_{\theta\phi}$ . Restando apenas  $E_\phi$ , que será mapeado para a região F.

Na região F,  $E_\phi$  produzirá um aumento na velocidade de deriva vertical ( $V_z$ ), surgindo um pico em torno das 18h (hora local). Após esse processo,  $V_z$  decresce rapidamente devido à inversão do campo elétrico após o pôr do Sol.

Figura 2.4 - Ilustração do mecanismo de formação do pico pré-inversão.



Fonte: Adaptada de Kelley (2009).

<sup>6</sup>A região E é a região da ionosfera situada entre ~ 80 e 150 km. Durante a noite, sua densidade eletrônica é bastante reduzida (HARGREAVES, 1992).

<sup>7</sup>A corrente Hall é a corrente de partículas carregadas na direção perpendicular ao campo elétrico e magnético (RISHBETH; GARRIOTT, 1969).

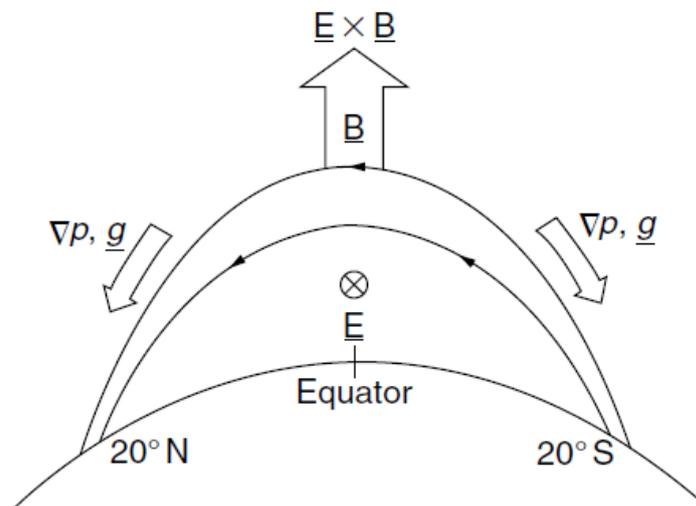
### 2.6.2 A anomalia de ionização equatorial

A Anomalia de Ionização Equatorial (AIE) é uma anomalia na distribuição latitudinal de ionização. Esta anomalia é caracterizada por apresentar uma intensificação na ionização em, aproximadamente,  $\pm 20^\circ$  de latitude magnética e um mínimo sobre o Equador magnético (HARGREAVES, 1992).

Como visto na Seção 2.5 e Subseção 2.6.1, um campo elétrico zonal dá origem a uma deriva vertical ( $\vec{E} \times \vec{B}$ ) no plasma ionosférico. Durante o dia, esta deriva faz com que o plasma se eleve. Em seguida, devido à ação da gravidade e da força gerada pelo gradiente de pressão, as partículas carregadas irão se difundir ao longo das linhas de campo. Desta forma, o plasma ionosférico é retirado da região equatorial e depositado em, aproximadamente,  $\pm 20^\circ$  de latitude magnética.

Na Figura 2.5, é apresentada uma ilustração do mecanismo de formação da AIE. Este efeito também é conhecido como *efeito fonte*, e as regiões de intensificação da ionização são conhecidas como *cristas da anomalia*.

Figura 2.5 - Ilustração do mecanismo de formação da AIE.

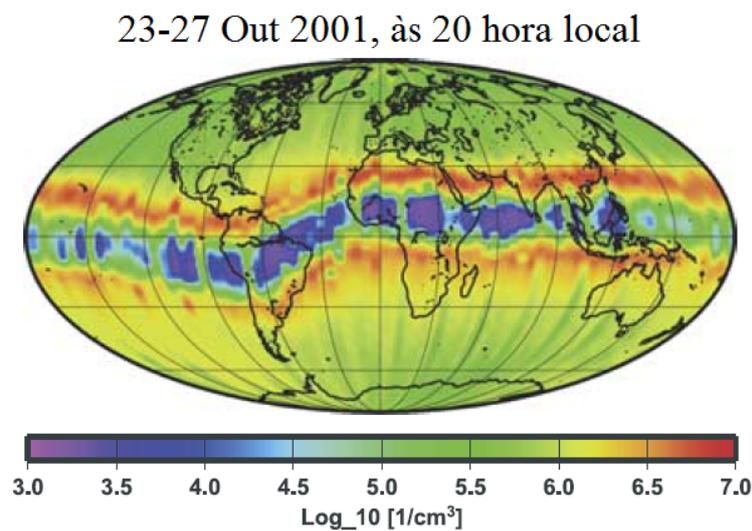


Fonte: Adaptada de Kelley (2009).

Na Figura 2.6, são apresentadas medições da densidade eletrônica feitas pelo satélite

CHAMP (acrônimo em inglês para “Challenging Minisatellite Payload”) entre 23 e 27 de outubro de 2001, às 20h (hora local). Da Figura 2.6, é possível ver que existe uma intensificação da ionização caracterizada pelas regiões de cor laranja/vermelho e um mínimo sobre o Equador magnético caracterizado pela região de cor azul/roxo.

Figura 2.6 - Densidade eletrônica medida pelo satélite CHAMP entre 23 e 27 de outubro de 2001, às 20h (hora local). É possível ver a ocorrência da AIE caracterizada pela intensificação da ionização em baixas latitudes e um mínimo sobre o Equador magnético.



Fonte: Adaptada de Lühr et al. (2003).

## 2.7 As bolhas de plasma

As irregularidades ionosféricas são perturbações na densidade ionosférica e se originam devido a processos eletrodinâmicos. Estas irregularidades possuem um amplo espectro de escalas de tamanho, desde alguns centímetros até centenas de quilômetros (FARLEY et al., 1970; WOODMAN; LAHOZ, 1976; MCCLURE et al., 1977; BASU; KELLEY, 1979; TSUNODA, 1980; TSUNODA; LIVINGSTON, 1982). As irregularidades ionosféricas de grande escala são também conhecidas como *bolhas de plasma*. As principais características das bolhas de plasma são:

- a) Originam-se na ionosfera equatorial e se constituem de regiões onde a den-

sidade de plasma é drasticamente reduzida, na qual a densidade eletrônica dentro da bolha é 30 a 50% menor com relação ao exterior (MUKHERJEE, 2003);

- b) Desenvolvem-se na base da camada F, após o pôr do Sol, e podem se estender até algumas centenas de quilômetros em altura (SAHAI et al., 1994; KELLEY, 2009);
- c) São alinhadas ao longo das linhas de campo magnético e se desenvolvem simetricamente em torno do Equador magnético (SOBRAL et al., 1981; SOBRAL et al., 2009);
- d) Apresentam dimensões típicas que variam de dezenas a centenas de quilômetros na direção leste-oeste e sua extensão norte-sul pode variar significativamente dependendo da altura que a irregularidade atinge no Equador (PIMENTA et al., 2003);
- e) Apresentam deslocamento de oeste para leste com velocidade que varia de 50 a 200 m/s (SOBRAL et al., 1981; PIMENTA et al., 2003; BARROS et al., 2017);
- f) A ocorrência das bolhas de plasma muitas vezes apresenta uma distribuição longitudinal periódica (RÖTTGER, 1973; RÖTTGER, 1976; RÖTTGER, 1978). A distância entre bolhas adjacentes decresce quase linearmente com a latitude, variando de 250 a 2250 km (HUANG et al., 2013; BARROS et al., 2017);
- g) Apresentam variabilidade sazonal, sofrem a influência do ciclo solar, da atividade geomagnética e variam em função da latitude (ABDU et al., 1981; BATISTA et al., 1986; SOBRAL et al., 2002; TERRA et al., 2004).

Com o início das observações das irregularidades de plasma, algumas teorias surgiram para explicar estas observações, e. g., mecanismos baseados no acoplamento entre as regiões E e F, instabilidades gravitacionais, geração por ondas hidromagnéticas e instabilidades no plasma (FARLEY et al., 1970).

Atualmente, a teoria mais aceita para explicar o mecanismo gerador das bolhas de plasma é composta pela rápida subida da camada F (devido à deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ ), a Instabilidade Rayleigh-Taylor (IRT) e uma perturbação que dispare esta instabilidade na base da camada F2 (HAERENDEL, 1973; KELLEY, 2009). Entretanto, as

perturbações responsáveis por disparar a IRT na base da camada F ainda precisam ser identificadas (RETTNER; RODDY, 2014). Possíveis perturbações têm sido sugeridas pela comunidade científica, tais como: ondas de gravidade (WOODMAN; LAHOZ, 1976; HYSELL et al., 1990; FAGUNDES et al., 1995b; ABDU et al., 2009) e estruturas de onda de larga escala (TSUNODA, 2006).

Na [Subseção 2.7.1](#), será explicado o mecanismo de geração das bolhas de plasma baseado na teoria da instabilidade Rayleigh-Taylor.

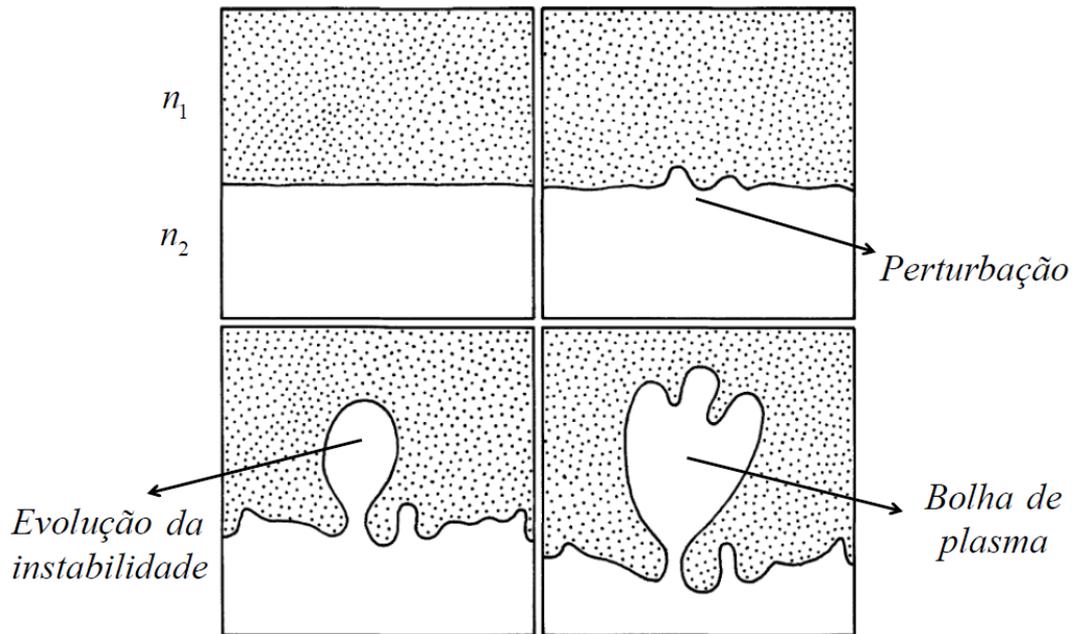
### **2.7.1 A instabilidade Rayleigh-Taylor**

A Instabilidade Rayleigh-Taylor (IRT) explica como flutuações na densidade eletrônica da base da camada F dão origem as bolhas de plasma e como estas se desenvolvem até a parte superior da ionosfera (HAERENDEL, 1973; KELLEY, 2009).

Em torno do horário do terminador solar, a região E sofre rápida recombinação (ver [Seção 2.5](#)). Além disso, a camada F sofre uma subida abrupta devido à intensificação da deriva vertical (ver [Subseção 2.6.1](#)). Estes dois fatores, a rápida recombinação da região E e a subida abrupta da camada F, resultarão na configuração onde um meio com maior densidade do plasma (camada F2) é sustentado por outro com densidade menor (regiões da ionosfera abaixo da camada F2). Esta configuração da ionosfera resultará em uma região de equilíbrio instável, onde possíveis instabilidades possam ocorrer. Estas instabilidades irão se desenvolver de acordo com o mecanismo da IRT, gerando as bolhas de plasma.

A [Figura 2.7](#) apresenta uma ilustração da ionosfera representada por duas camadas com densidades eletrônicas diferentes ( $n_1$  e  $n_2$ ), onde  $n_1 > n_2$ . Uma perturbação na base da camada com densidade  $n_1$  pode gerar instabilidades, que irão se desenvolver gerando as bolhas de plasma.

Figura 2.7 - Ilustração da evolução de uma instabilidade gerando bolhas de plasma baseado no mecanismo da IRT.



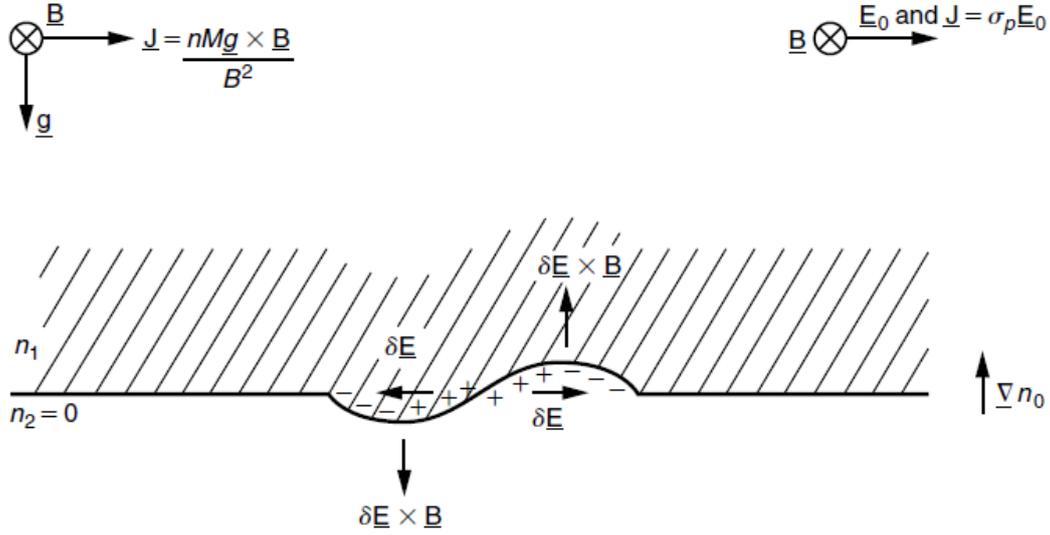
Fonte: Adaptada de Kelley (2009).

A seguir, será explicado de forma simplificada como se dá o mecanismo da instabilidade Rayleigh-Taylor em um plano equatorial.

### O mecanismo da instabilidade Rayleigh-Taylor

Na Figura 2.8, é ilustrado o mecanismo da IRT. A ionosfera é representada por duas camadas com densidades do plasma diferentes ( $n_1$  e  $n_2$ ), onde  $n_1 \neq 0$  e  $n_2 = 0$ . Logo, existe um gradiente de densidade de eletrônica ( $\vec{\nabla}n$ ) direcionado para cima. Além disso, este sistema está sujeito a um campo magnético horizontal ( $\vec{B}$ ) e à aceleração da gravidade ( $\vec{g}$ ). Por fim, assume-se um plasma não colisional e que existe uma perturbação na densidade eletrônica entre as duas camadas.

Figura 2.8 - Ilustração do mecanismo da IRT.



Fonte: Kelley (2009).

O campo magnético  $\vec{B}$  na presença da gravidade  $\vec{g}$  dará origem a uma corrente de partículas carregadas na direção horizontal ( $\vec{J}_x$ ). As velocidades das partículas são proporcionais às suas massas, portanto haverá um domínio dos íons. Assim,  $\vec{J}_x$  pode ser expresso por:

$$\vec{J}_x = \frac{nM\vec{g} \times \vec{B}}{B^2}. \quad (2.11)$$

Onde  $M$  é a massa dos íons e  $n$  a densidade do plasma. Devido à perturbação inicial, existirá uma divergência no fluxo de corrente, ocorrendo um acúmulo de cargas nas bordas da região perturbada. Este acúmulo de cargas produzirá um campo elétrico de polarização ( $\delta\vec{E}$ ).  $\delta\vec{E}$  causará uma deriva  $\delta\vec{E} \times \vec{B}$ , deslocando a região de depleção para cima, e a região de alta densidade para baixo. Desta forma, causando o desenvolvimento da perturbação, gerando as bolhas de plasma (KELLEY, 2009).

### A taxa de crescimento da instabilidade

O desenvolvimento matemático da teoria linear da instabilidade Rayleigh-Taylor,

que considera a gravidade como o único fator relevante na geração da instabilidade, resulta em uma taxa de crescimento da instabilidade, dada por:

$$\gamma = \frac{\vec{g}}{\nu_{in}} \frac{1}{n_0} \left( \frac{\partial n_0}{\partial z} \right) - \beta. \quad (2.12)$$

Onde  $\vec{g}$  é a gravidade,  $\nu_{jk}$  é a frequência de colisão entre íons e partículas neutras,  $n_0$  é a densidade inicial do plasma ionosférico e  $\beta$  é o coeficiente de recombinação do  $O^+$ . No [Apêndice B](#), é apresentada a dedução matemática da taxa de crescimento expressa pela [Equação 2.12](#).

A [Equação 2.12](#) mostra que a taxa de crescimento aumenta quando:

- a) A altura da base da camada F aumenta. Sabe-se que  $\nu_{in}$  diminui exponencialmente com a altura ([RISHBETH; GARRIOTT, 1969](#)). Quanto maior for a altura da base da camada F, maior será o termo  $\vec{g}/\nu_{in}$ . Conseqüentemente, maior será  $\gamma$ ;
- b) O valor de  $\frac{1}{n_0} \left( \frac{\partial n_0}{\partial z} \right)$  aumenta, o que acontecerá em torno do horário do terminador solar. A região E sofre rápida recombinação ([RISHBETH; GARRIOTT, 1969](#)) e a camada F sofre uma subida abrupta devido à intensificação da deriva vertical ([FARLEY et al., 1986](#));
- c) O valor de  $\beta$  diminui.  $\beta$  diminui com a altura ([BREKKE, 2012](#)), logo,  $\gamma$  aumentará quando a base da camada F aumentar.

Embora a [Equação 2.12](#) seja uma expressão bastante simples, a mesma apresenta explicações compatíveis com as observações das bolhas de plasma ([FARLEY et al., 1970](#)). Por outro lado, a [Equação 2.12](#) possui certas limitações, uma vez que o campo magnético e a distribuição do plasma não são uniformes em latitude. As linhas de campo magnético são essencialmente dipolares, curvando-se para baixo a partir do Equador ([HARGREAVES, 1992](#)). Além disso, a distribuição de plasma na região equatorial possui fortes gradientes latitudinais devido à anomalia de ionização equatorial (ver [Subseção 2.6.2](#)).

### **Teoria generalizada da instabilidade Rayleigh-Taylor**

Desta forma, deve-se considerar ainda a influência do campo elétrico ambiente, a ação dos ventos neutros, dos gradientes de densidade de plasma verticais e horizontais, e as condutividade Pedersen integrada ao longo das linhas de campo para as

camadas E e F. A teoria generalizada da instabilidade Rayleigh-Taylor (ou instabilidade do tipo Rayleigh-Taylor colisional) considera todos estes parâmetros (HAE-RENDEL, 1973).

Estendendo a teoria descrita no cálculo da Equação 2.12 para os parâmetros mencionados, é possível calcular a taxa de crescimento da instabilidade supondo uma pequena perturbação na densidade de plasma e no campo elétrico. Na presença de um campo elétrico ambiente ( $\vec{E}$ ), do campo magnético ( $\vec{B}$ ) e de um vento neutro ( $\vec{U}$ ), a densidade de corrente pode ser expressa pela Equação 2.13, dada por:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}'. \quad (2.13)$$

Onde:

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}. \quad (2.14)$$

Desta forma, a taxa de crescimento da irregularidade expressa pela Equação 2.12, considerando apenas a gravidade, pode ser generalizada para incluir o efeito de um campo elétrico, substituindo o fator  $\vec{g}/\nu_{in}$  por  $\vec{g}/\nu_{in} + \vec{E}'/B$ . A condição necessária para que haja instabilidade é que  $\vec{E}' \times \vec{B}$  seja antiparalelo ao gradiente de densidade do plasma.

A taxa de crescimento da instabilidade de Rayleigh-Taylor generalizada (SULTAN, 1996; HANSON et al., 1986), que inclui a contribuição de campos elétricos zonais e considera os efeitos das condutividades Pedersen integradas ao longo do tubo de fluxo, é dada por:

$$\gamma = \frac{\sum_P^F}{\sum_P^{E,N} + \sum_P^F + \sum_P^{E,S}} \left( \frac{\vec{E}}{B} - \vec{U} - \frac{\vec{g}}{\nu_{in}} \right) \frac{\Delta n_0}{n_0} - \beta. \quad (2.15)$$

Onde,  $\vec{E}$  é o campo elétrico zonal ambiente,  $B$  é a intensidade do campo magnético,  $\vec{g}$  é a aceleração da gravidade,  $\nu_{in}$  é a frequência de colisão entre íons e partículas neutras,  $\beta$  é a taxa de recombinação das espécies iônicas majoritárias,  $\vec{U}$  é a velocidade do vento neutro.  $\sum_P^{E,N}$ ,  $\sum_P^{E,S}$  e  $\sum_P^F$  são as condutividades Pedersen integradas ao longo das linhas de campo magnético para as camadas E e F, nos pontos conjugados ao norte e ao sul do mesmo tubo de fluxo.

Além dos fatores citados para a [Equação 2.12](#), a [Equação 2.15](#) mostra que  $\gamma$  pode ter a influência de:

- a) Ventos meridionais, que podem diminuir o gradiente de densidade ao longo das linhas de campo magnético, conseqüentemente, ocorre a diminuição de  $\gamma$ . Além disso, ventos meridionais podem aumentar a condutividade e a taxa de recombinação, o que diminuiria ainda mais  $\gamma$  ([ABDU et al., 2006](#));
- b) Ventos zonais, que podem intensificar o campo elétrico zonal, o que causará o aumento de  $\gamma$  ([BATISTA et al., 1986](#)).

Como se pode perceber, não é apenas um fator que determina a formação das bolhas de plasma, mas sim uma combinação de vários fatores.

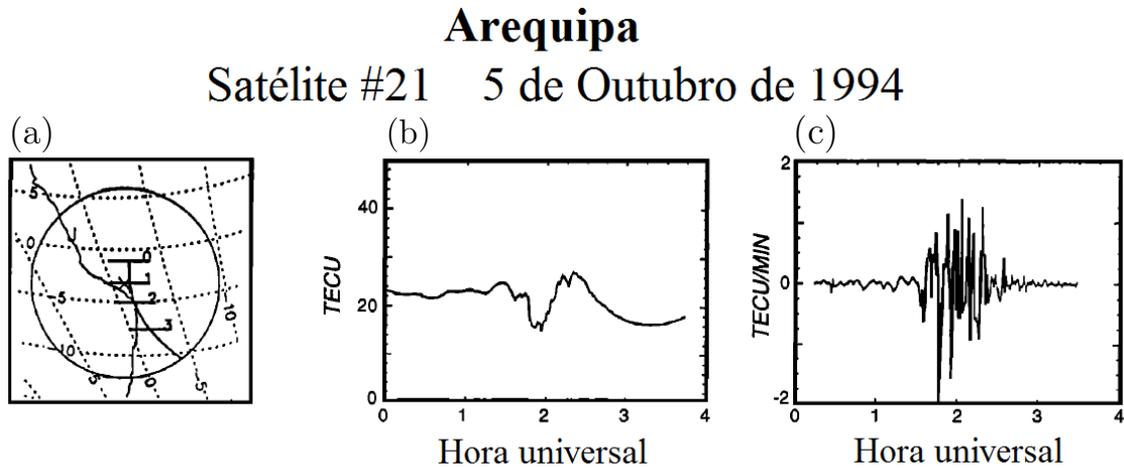
### 2.7.2 Observações de bolhas de plasma por meio de receptores GNSS

[Aarons et al. \(1996\)](#) foram um dos primeiros a utilizar dados de receptores GNSS para investigar padrões de irregularidades ionosféricas. Na [Figura 2.9](#), são apresentadas as primeiras medidas de TEC utilizando o receptor GNSS instalado em Arequipa (16°S; 71,5°O) para a madrugada do dia 5 de outubro de 1994. A [Figura 2.9 \(a\)](#) apresenta o trajeto do satélite realizado durante as medidas, a circunferência representa o campo de visão do receptor GNSS considerando satélites com ângulos de elevação maiores que 15°. A [Figura 2.9](#) apresenta (b) o TEC em função da hora universal<sup>8</sup> e (c) a taxa de variação do TEC por minuto. Tanto as variações nos valores de TEC quanto às variações do TEC por minuto apresentaram boa correlação com as bolhas de plasma observadas por imageadores e radares.

---

<sup>8</sup>Hora universal = hora local + 3h.

Figura 2.9 - Medidas de TEC utilizando o receptor GNSS instalado em Arequipa para a madrugada do dia 5 de outubro de 1994. (a) Caminho do satélite realizado durante as medidas, (b) TEC em função da hora universal e (c) taxa de variação do TEC por minuto.



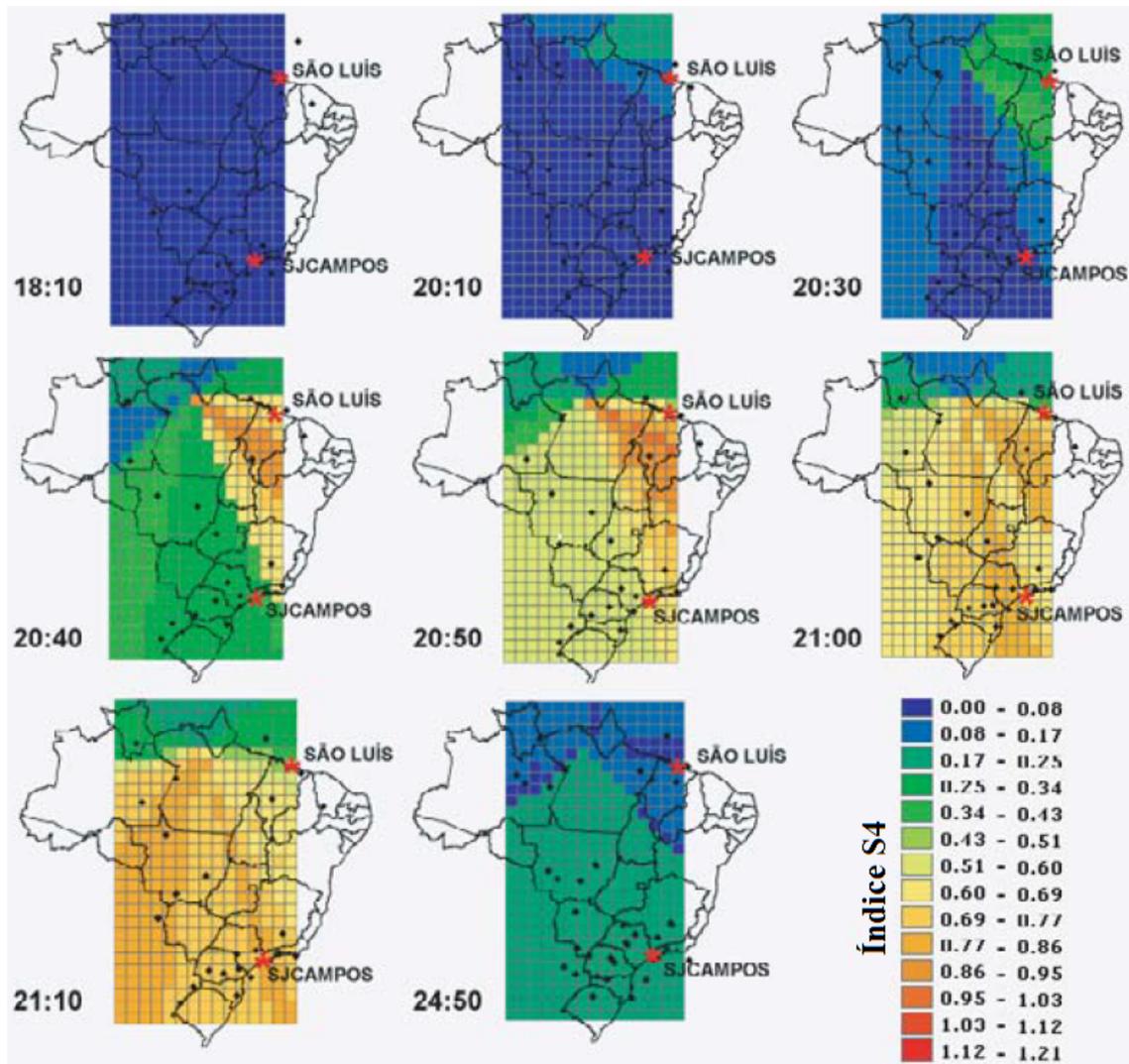
Fonte: Adaptada de Aarons et al. (1996).

Utilizando uma rede de receptores GNSS localizados sobre o território brasileiro, Rezende et al. (2007) construíram mapas de cintilação ionosférica para monitorar o desenvolvimento de bolhas de plasma. Na Figura 2.10, é apresentada uma sequência de mapas de cintilação<sup>9</sup>, indicado pela variação do índice S4<sup>10</sup>, entre às 18h10 e às 24h50 (hora local). Observa-se nos mapas o desenvolvimento de bolhas de plasma, caracterizada pela região de cor laranja, da região do Equador magnético para baixas latitudes ao longo das linhas de campo magnético.

<sup>9</sup>A cintilação ionosférica são variações bruscas que ocorrem na fase e na amplitude do sinal recebido pelos receptores GNSS devido à presença de irregularidades ionosféricas (REZENDE et al., 2007).

<sup>10</sup> $S_4^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}$ , onde  $I$  representa o sinal recebido pelo receptores GNSS e  $\langle \rangle$  a média dos dados recebidos durante 1 segundo (REZENDE et al., 2007).

Figura 2.10 - Desenvolvimento de bolhas de plasma, caracterizada pela região de cor laranja, observado em mapas de cintilação, entre às 18h10 e às 24h50 (hora local).



Fonte: Adaptada de Rezende et al. (2007).

Até então, os primeiros trabalhos publicados que utilizavam receptores GNSS se limitavam apenas no monitoramento das bolhas de plasma. O trabalho de Haase et al. (2011) foi um dos primeiros a estimar parâmetros físicos das bolhas de plasma utilizando dados de receptores GNSS localizados sobre o território brasileiro. Na Figura 2.11, são apresentados os valores de TEC ao longo dos caminhos percorridos

pelos satélites PRN<sup>11</sup> 4, PRN 8 e PRN 28 sobre o ponto ionosférico<sup>12</sup>, observados na madrugada de 2 de outubro de 2005. As estrelas vermelhas representam as localizações dos receptores GNSS TERE (13,7°S; 47,3°O), ALPA (14°S; 47,8°O) e FAZ1 (14,7°S; 47,6°O).

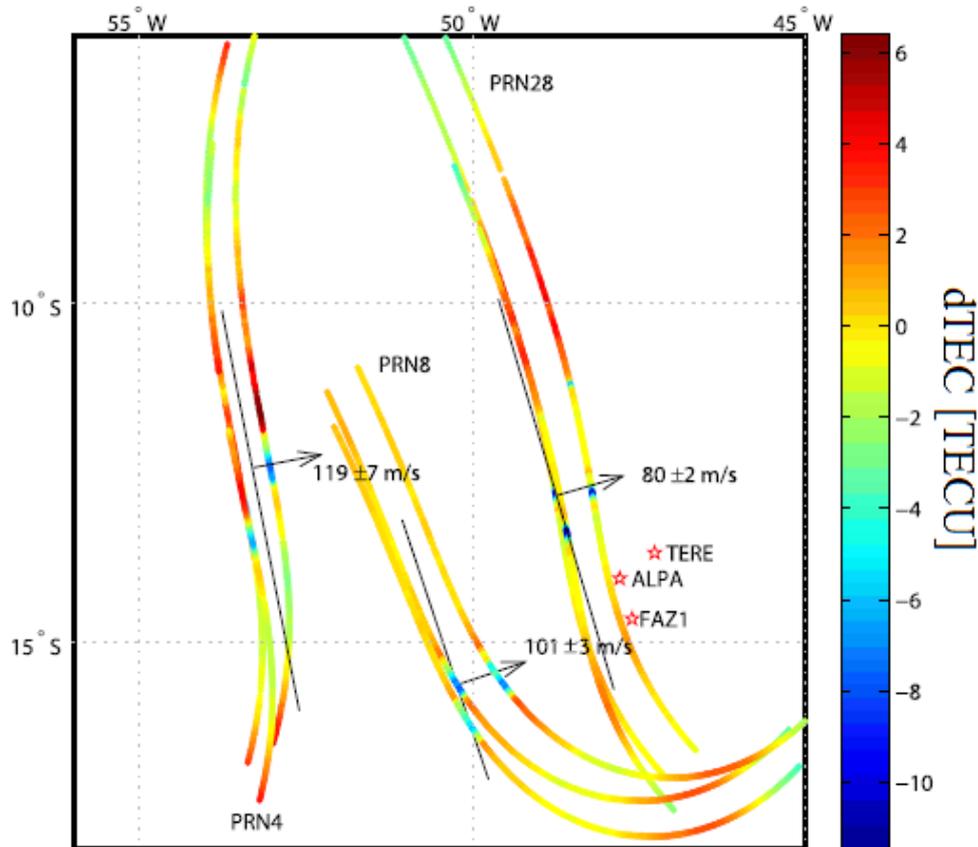
Os segmentos azuis escuros ao longo do caminho percorrido pelo satélite indicam a região onde os valores de TEC caem bruscamente devido à passagem de bolhas de plasma. As setas pretas indicam as direções de propagação das bolhas de plasma, i. e., para leste. Além disso, ao lado das setas pretas é apresentado o valor da velocidade de propagação de cada bolha de plasma. A velocidade de propagação da bolha de plasma foi de  $119 \pm 7$  m/s para um ângulo azimutal de  $71,7^\circ$  para o PRN 4 e  $101 \pm 3$  m/s para um ângulo azimutal de  $79,1^\circ$  para o PRN 8. Usando o PRN 28, a velocidade de propagação da bolha de plasma foi de  $80 \pm 3$  m/s para um ângulo azimutal de  $73,6^\circ$ . As velocidades são calculadas a partir do sinal recebido em duas estações distintas.

---

<sup>11</sup>PRN (acrônimo em inglês para “Pseudo Random Noise”) é um sinal pseudo-aleatório que é modulado sobre os sinais emitidos pelos satélites. Cada satélite é identificado por seu PRN.

<sup>12</sup>O ponto ionosférico é o ponto onde o sinal do satélite cruza a ionosfera numa altitude de  $\sim 350$  km (JAKOWSKI, 1996).

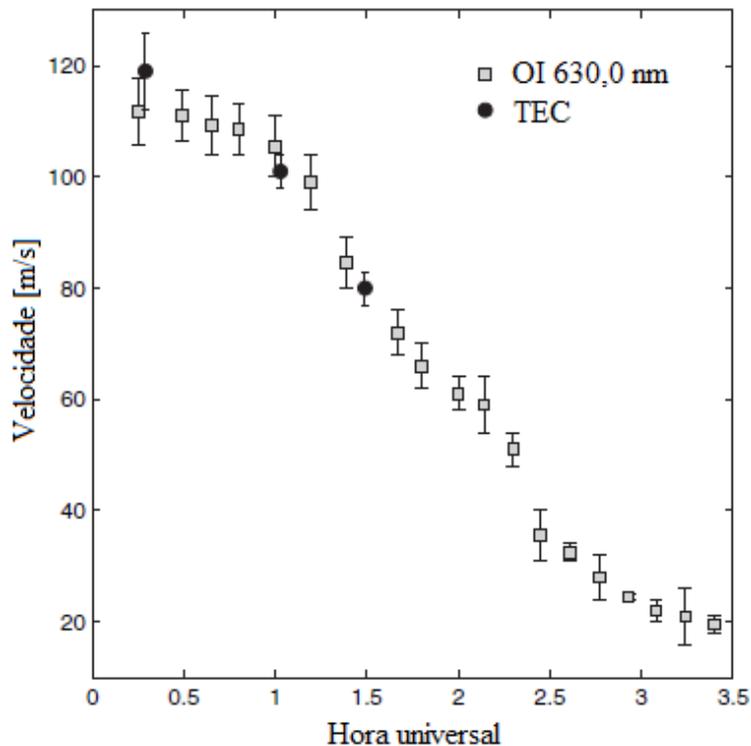
Figura 2.11 - Ocorrência de bolhas de plasma nos dados de TEC ao longo do caminho percorrido pelos satélites PRN 4, PRN 8 e PRN 28 sobre o ponto ionosférico, observada na madrugada de 2 de outubro de 2005. As estrelas vermelhas representam as localizações dos receptores GNSS TERE, ALPA e FAZ1.



Fonte: Adaptada de Haase et al. (2011).

Na Figura 2.12, é apresentada a comparação entre a velocidade de propagação das bolhas de plasma calculada a partir dos sinais dos receptores GNSS TERE, ALPA e FAZ1 e a velocidade calculada utilizando a emissão do OI 630,0 nm obtida por um imageador “All Sky” localizado próximo aos receptores GNSS. As observações da emissão do OI 630,0 nm foram realizadas para o mesmo dia das observações do TEC, na madrugada de 02 de outubro de 2005. Da Figura 2.12, nota-se que as velocidades de propagação das bolhas de plasma calculadas a partir dos sinais dos receptores GNSS apresentaram boa correlação com as velocidades calculadas utilizando o imageador “All Sky”.

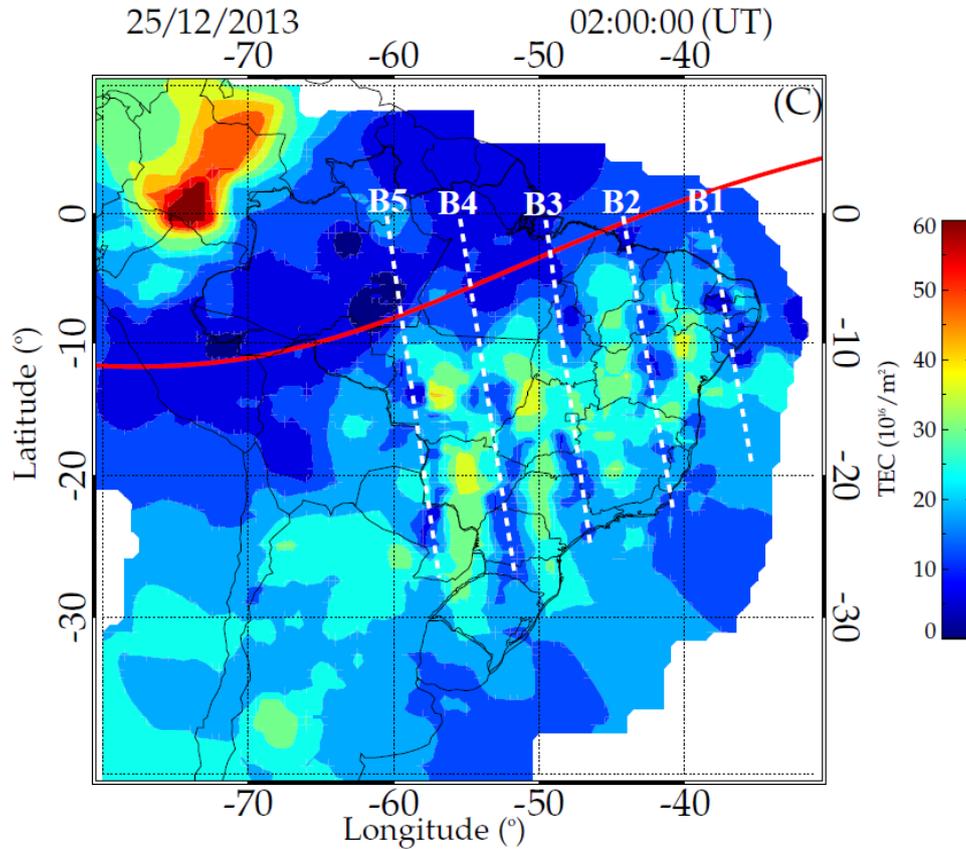
Figura 2.12 - Comparação entre a velocidade de propagação das bolhas de plasma calculada a partir dos sinais dos receptores GNSS e a velocidade calculada utilizando a emissão do OI 630,0 nm por um imageador “All Sky” localizado próximo aos receptores GNSS.



Fonte: Adaptada de Haase et al. (2011).

Takahashi et al. (2015) utilizaram uma rede composta de  $\sim 130$  receptores GNSS localizados sobre o território brasileiro para construir mapas de TEC e monitorar a ocorrência simultânea de múltiplas bolhas de plasma. Na Figura 2.13, é apresentado um mapa de TEC para o dia 25 de dezembro de 2013, às 2h (hora universal). A partir da Figura 2.13, é possível observar a ocorrência simultânea de múltiplas bolhas de plasma, indicadas pelas retas brancas tracejadas B1, B2, B3, B4 e B5. Takahashi et al. (2015) observaram que as bolhas de plasma possuem uma periodicidade, com um espaçamento longitudinal que varia entre 600 e 800 km dependendo do dia.

Figura 2.13 - Ocorrência de múltiplas bolhas de plasma no mapa de TEC do dia 25 de dezembro de 2013, às 2h (hora universal). As bolhas de plasma são indicadas pelas retas brancas tracejadas B1, B2, B3, B4 e B5.



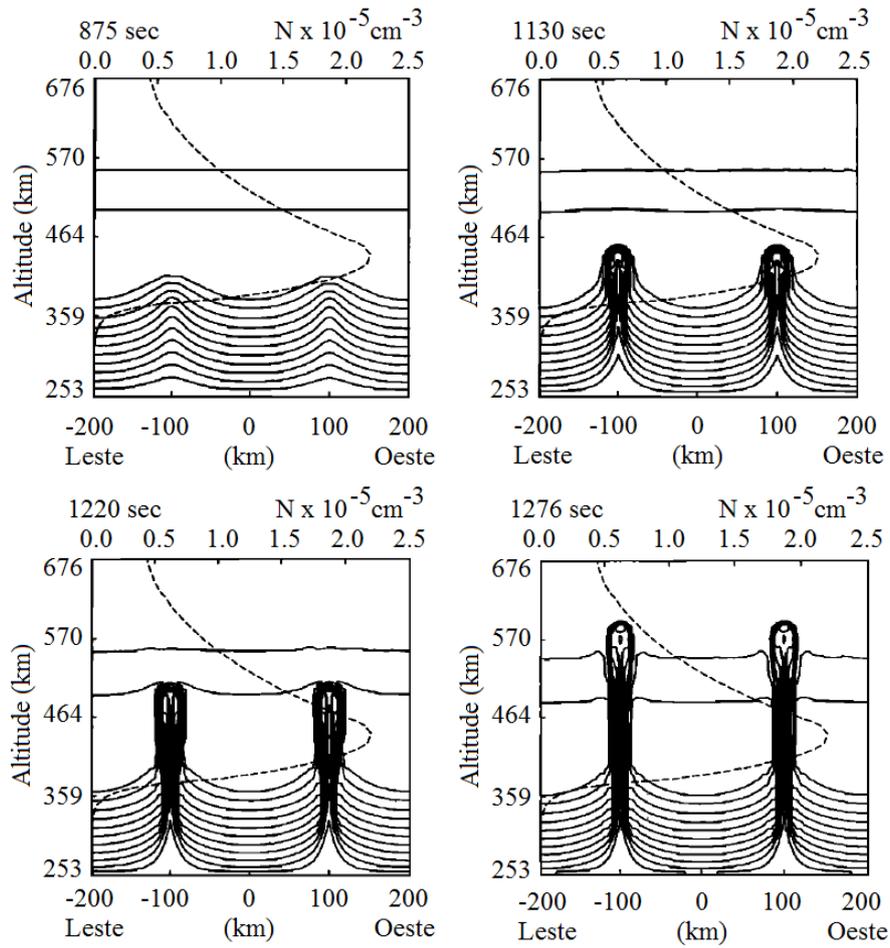
Fonte: Adaptada de Takahashi et al. (2015).

### 2.7.3 Simulações numéricas de bolhas de plasma: efeito do vento neutro

Zalesak e Ossakow (1982) foram um dos primeiros a estudar o efeito do vento neutro no desenvolvimento das bolhas de plasma por meio de simulação numérica. Nas Figuras 2.14 e 2.15, são apresentados os gráficos de isolinhas de densidade eletrônica obtidos via simulação numérica sem e com o efeito do vento zonal, respectivamente. Na Figura 2.14, é possível observar que sem o efeito do vento zonal as bolhas de plasma se desenvolvem verticalmente. Por outro lado, na Figura 2.15, é possível observar que acima de  $\sim 360$  km de altitude a bolha curva-se para oeste devido à inclusão do vento. Além disso, Zalesak e Ossakow (1982), considerando apenas o efeito do vento zonal, mostraram que o plasma se move com a mesma velocidade do

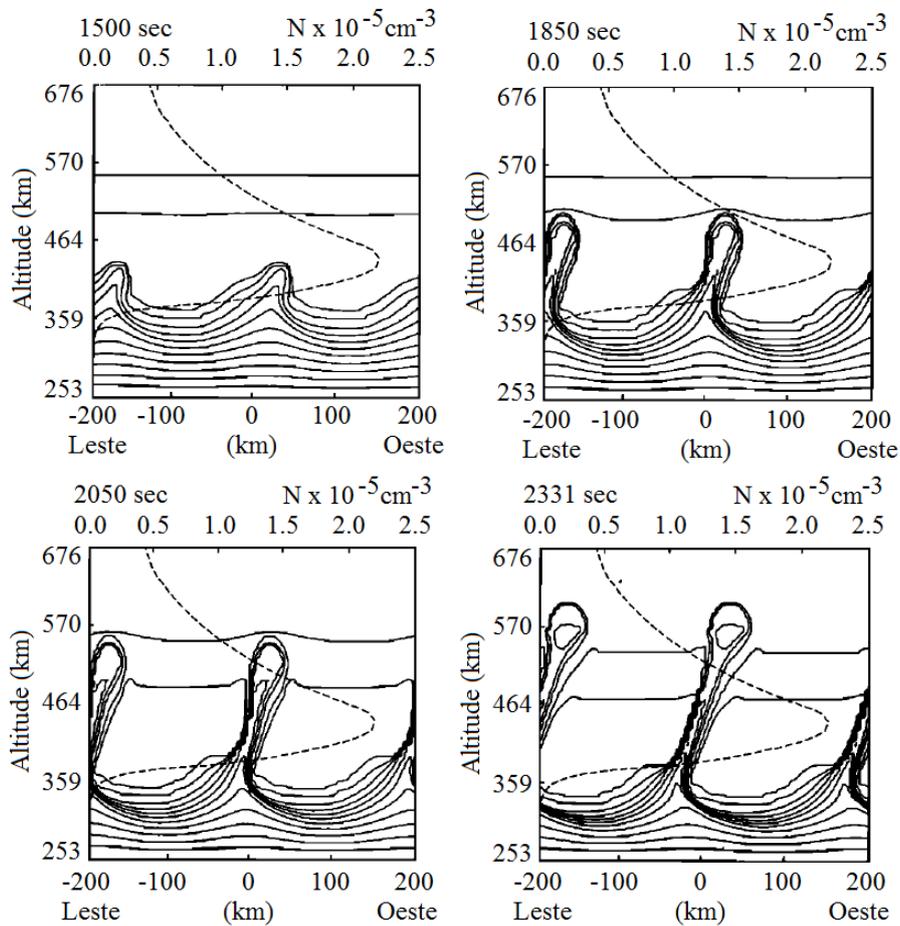
vento.

Figura 2.14 - Simulações numéricas de bolhas de plasma sem considerar o efeito do vento zonal.



Fonte: Adaptada de Zalesak e Ossakow (1982).

Figura 2.15 - Simulações numéricas de bolhas de plasma considerando o efeito do vento zonal.

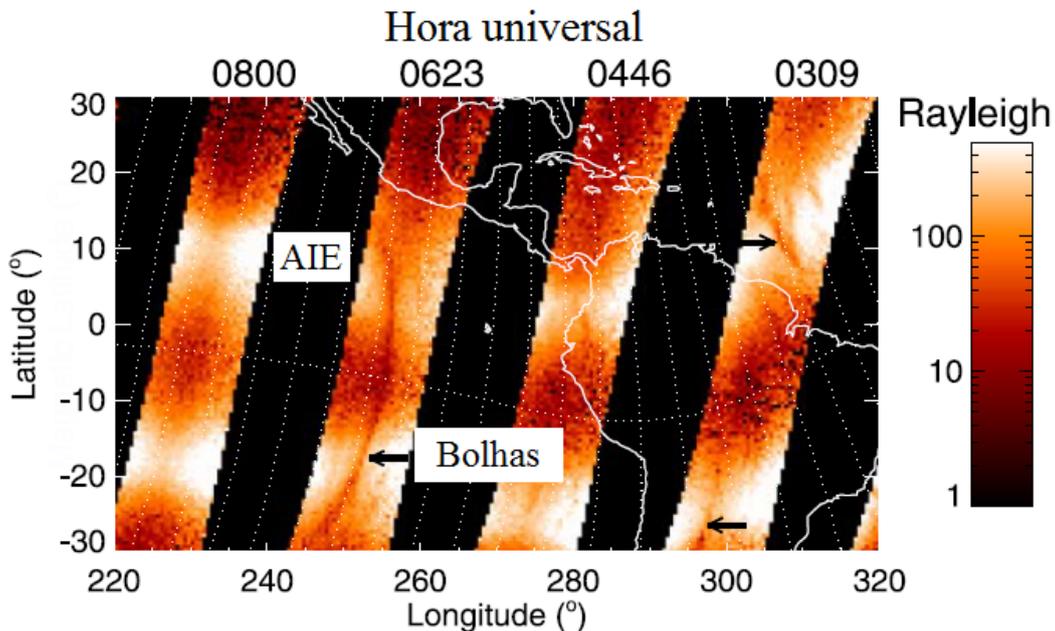


Fonte: Adaptada de Zalesak e Ossakow (1982).

Com o objetivo de reproduzir o desenvolvimento de bolhas de plasma observadas nas imagens da emissão do OI 136,5 nm realizadas pelo satélite TIMED/GUVI (acrônimo em inglês para “Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics/Global Ultraviolet Imager”), Huba et al. (2009) analisaram o efeito do vento zonal no desenvolvimento de bolhas de plasma utilizando o modelo NRL (acrônimo em inglês para “Naval Research Laboratory”) SAMI3/ESF (acrônimo em inglês para “Sami3 is Another Model of the Ionosphere/Equatorial Spread F”) (HUBA et al., 2008; HUBA et al., 2009b; HUBA et al., 2009a; KRALL et al., 2009a; KRALL et al., 2009b).

A Figura 2.16 apresenta a observação da emissão do OI 136,5 nm realizada pelo satélite TIMED/GUVI na noite de 23 de março de 2002, onde é possível observar bolhas de plasma na forma de um “C” invertido se estendendo entre  $\pm 20^\circ$  de latitude, em  $\sim 250^\circ$  de longitude.

Figura 2.16 - Desenvolvimento de bolhas de plasma na emissão do OI 136,5 nm, observadas pelo satélite TIMED/GUVI, para a noite de 23 de março de 2002.



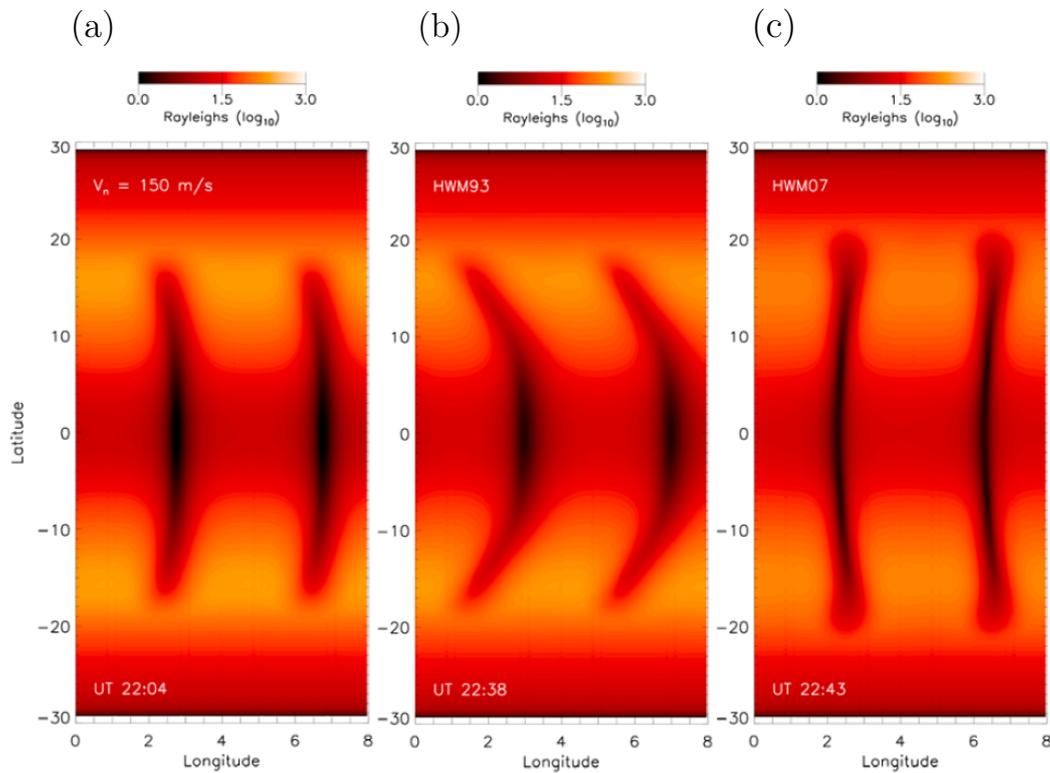
Fonte: Adaptada de Huba et al. (2009).

Na Figura 2.17, são apresentados os resultados das simulações realizadas por Huba et al. (2009) para (a) um vento zonal constante, (b) um vento simulado pelo modelo HWM93 e (c) um vento simulado pelo modelo HWM07, para às 22h04, 22h38 e 22h43 (hora local), respectivamente. A simulação para um vento zonal constante apresentou uma leve forma de um “C” invertido, enquanto que a simulação utilizando o modelo HWM93 apresentou um “C” invertido bem mais visível. Por fim, a simulação utilizando o modelo HWM07 apresentou uma leve forma de um “C”.

Na Figura 2.18, são apresentados os ventos zonais em função da latitude magnética utilizados nas simulações da Figura 2.17. A curva laranja representa a velocidade da bolha de plasma calculada a partir da sequência de imagens obtidas pelo satélite TI-

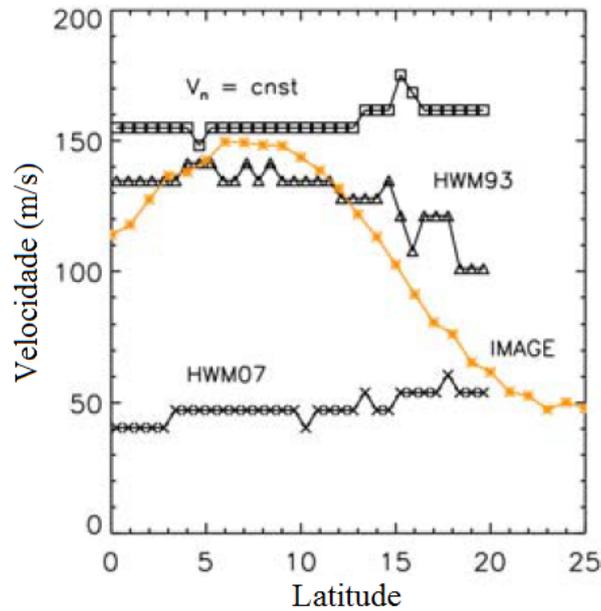
MED/GUVI. Note que, o desenvolvimento das bolhas de plasma é fortemente influenciado pelo vento zonal. A simulação utilizando o vento zonal do modelo HWM93 mostrou boa concordância com as bolhas observada pelo satélite TIMED/GUVI, ambos possuem um gradiente latitudinal na velocidade zonal.

Figura 2.17 - Simulação numérica do desenvolvimento de bolhas de plasma utilizando o modelo NRL SAMI3/ESF. As simulações foram realizadas para (a) um vento zonal constante, (b) um vento obtido pelo modelo HWM93 e (c) um vento obtido pelo modelo HWM07.



Fonte: Adaptada de Huba et al. (2009).

Figura 2.18 - Ventos zonais em função da latitude magnética utilizados nas simulações da Figura 2.17. A curva laranja representa a velocidade da bolha de plasma calculada a partir da sequência de imagens obtidas pelo satélite TIMED/GUVI (Figura 2.16).



Fonte: Adaptada de Huba et al. (2009).

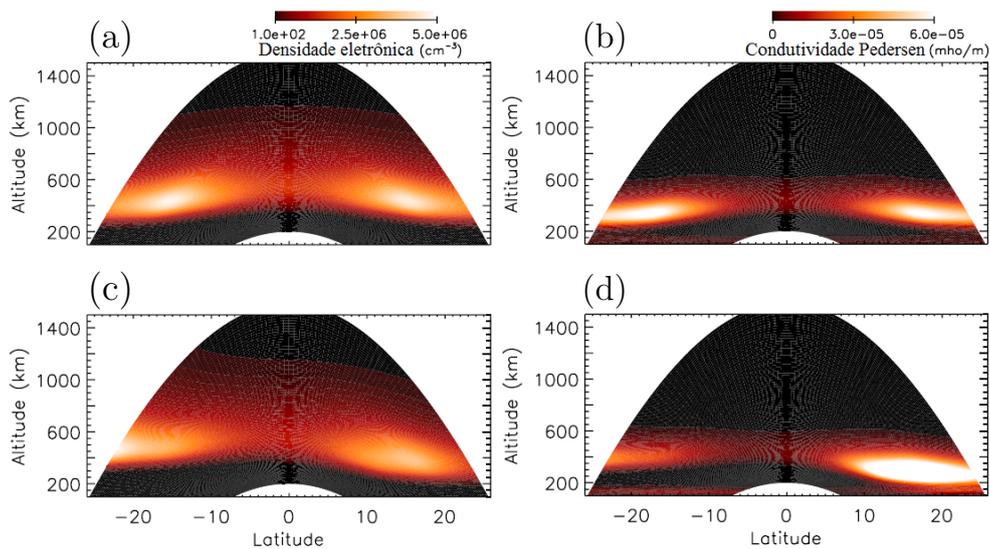
Utilizando também o modelo NRL SAMI3/ESF, Krall et al. (2009a) analisaram o efeito do vento meridional no desenvolvimento das bolhas de plasma. Segundo a literatura, o vento meridional é capaz de suprimir o desenvolvimento das bolhas de plasma, reduzindo a taxa de crescimento das bolhas devido à redistribuição da condutividade Pedersen ao longo das linhas de campo magnético. Desta forma, contribuindo na variação dia a dia da ocorrência das mesmas (MARUYAMA; MATUURA, 1988; ZALESK; HUBA, 1991; MENDILLO et al., 1992).

Na Figura 2.19, é apresentado o efeito do vento meridional transequatorial dirigido para o norte sobre a configuração do plasma ionosférico e da condutividade Pedersen em função da altura e da latitude magnética. Na Figura 2.19 (a) e (b), é apresentada a distribuição do plasma ionosférico e da condutividade Pedersen sem o efeito do vento meridional, respectivamente. Enquanto que na Figura 2.19 (c) e (d), é apresentada a distribuição do plasma ionosférico e da condutividade Pedersen, desta vez, com o efeito de um vento meridional de 60 m/s, respectivamente. Na Figura 2.19

(c) e (d), um vento meridional faz com que a crista da AIE se eleve no lado sul do Equador magnético, e abaixe no lado norte. O mesmo acontece com a condutividade Pedersen.

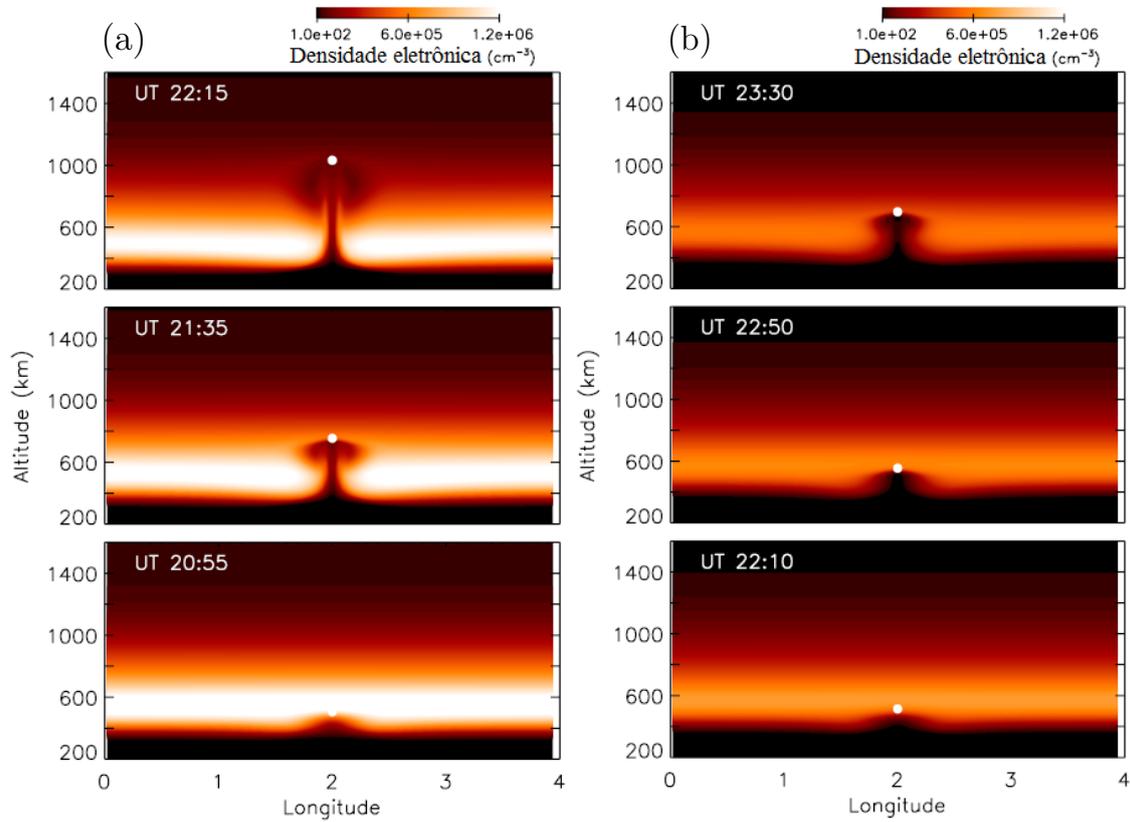
O efeito do vento meridional pode ser visto, também, na [Figura 2.20](#). É possível observar o desenvolvimento vertical de uma bolha de plasma sobre o Equador magnético utilizando o modelo NRL SAMI3/ESF (a) com e (b) sem o efeito do vento meridional. Nota-se que o vento meridional é capaz de suprimir o desenvolvimento das bolhas de plasma.

Figura 2.19 - Simulação numérica da configuração do plasma ionosférico e da condutividade Pedersen em função da altura e da latitude magnética ((a) e (b)) sem e ((c) e (d)) com o efeito do vento meridional.



Fonte: Adaptada de Krall et al. (2009a).

Figura 2.20 - Simulação numérica do desenvolvimento vertical de uma bolha de plasma sobre o Equador magnético utilizando o modelo NRL SAMI3/ESF (a) com e (b) sem o efeito do vento meridional.



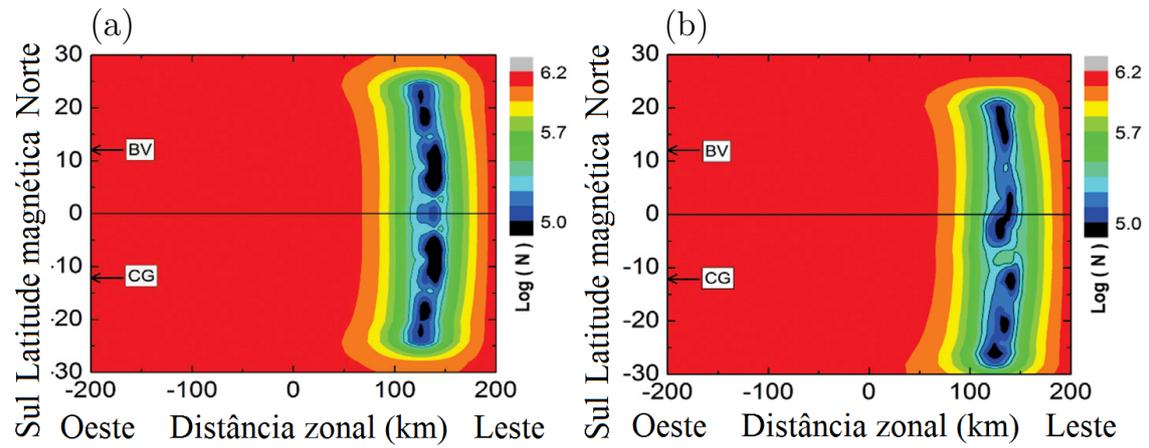
Fonte: Adaptada de Krall et al. (2009a).

Segundo a literatura, as bolhas de plasma são alinhadas ao longo das linhas de campo magnético e se desenvolvem simetricamente em torno do Equador magnético (SOBRAL et al., 1981; SOBRAL et al., 2009). Carrasco et al. (2017) mostraram que o vento meridional também é capaz de influenciar a morfologia das bolhas de plasma em torno do Equador magnético.

Na Figura 2.21, são apresentados os resultados das simulações realizadas por Carrasco et al. (2017) (a) sem e (b) com a inclusão de um vento meridional transequatorial direcionado para o norte, para o dia 01 de novembro de 2002, às 22h44 (hora universal). O vento zonal foi obtido do modelo HWM93. Na Figura 2.21 (a), é possível ver que sem a inclusão de um vento meridional a bolha de plasma se desenvolve

simetricamente e ambos os hemisférios. Por outro lado, na Figura 2.21 (b), é possível ver que um vento meridional transequatorial direcionado para o norte é capaz de inibir o desenvolvimento da bolha de plasma ao norte do Equador magnético.

Figura 2.21 - Simulação numérica de bolhas de plasma (a) sem e (b) com a inclusão de um vento meridional transequatorial direcionado para o norte.



Fonte: Adaptada de Carrasco et al. (2017).

### 3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Neste capítulo, são apresentadas a instrumentação e a metodologia utilizada neste trabalho. Foram utilizados os dados do imageador “All Sky” instalado em Boa Vista (RR), das ionossondas instaladas em Boa Vista e em Campo Grande (MT), do interferômetro Fabry-Perot instalado em São João do Cariri (PB) e da rede de receptores GNSS distribuída pela América Latina na observação das bolhas de plasma.

Também é descrito o modelo ionosférico de simulação numérica utilizado para estudar o desenvolvimento de bolhas de plasma na base da camada F2 da ionosfera equatorial. São descritas as principais equações, o desenvolvimento matemático do modelo e os métodos numéricos empregados na resolução das equações.

#### 3.1 O imageador “All Sky”

O imageador “All Sky” é um instrumento projetado para observar as emissões da aeroluminescência noturna na região da mesosfera e da ionosfera-termosfera terrestre. A aeroluminescência é um fenômeno óptico que ocorre devido à emissão de fótons pelos átomos ou moléculas excitadas presentes na atmosfera terrestre.

Neste trabalho, será utilizada a emissão da linha vermelha do Oxigênio atômico (OI 630,0 nm) para investigar a estrutura e a dinâmica das bolhas de plasma. A emissão do OI 630,0 nm está localizada na ionosfera-termosfera, com um pico de emissão em  $\sim 250$  km de altura.

O imageador é um dispositivo óptico composto por uma lente do tipo olho de peixe, um conjunto de lentes telecêntricas, um sistema de filtros de interferência, um sistema de lentes e uma câmera CCD (acrônimo em inglês para “Charge Coupled Device”). Na [Figura 3.1](#), é apresentado um exemplo do imageador “All Sky” utilizado neste trabalho com a identificação dos principais componentes.

Figura 3.1 - Exemplo do imageador “All Sky” utilizado neste trabalho com a identificação dos principais componentes.



Fonte: Adaptada de Keoscientific (2017).

A luz que incide sobre a lente olho de peixe passa por um conjunto de lentes telecêntricas fazendo com que os raios de luz incidentes fiquem paralelos ao eixo do sistema óptico. A trajetória óptica é então interrompida por um dispositivo no qual estão alojados os filtros de interferência. Os filtros de interferência são responsáveis pela passagem da luz das emissões atmosféricas, permitindo apenas a passagem dos comprimentos de onda da emissão de interesse (KEOSCIENTIFIC, 2017).

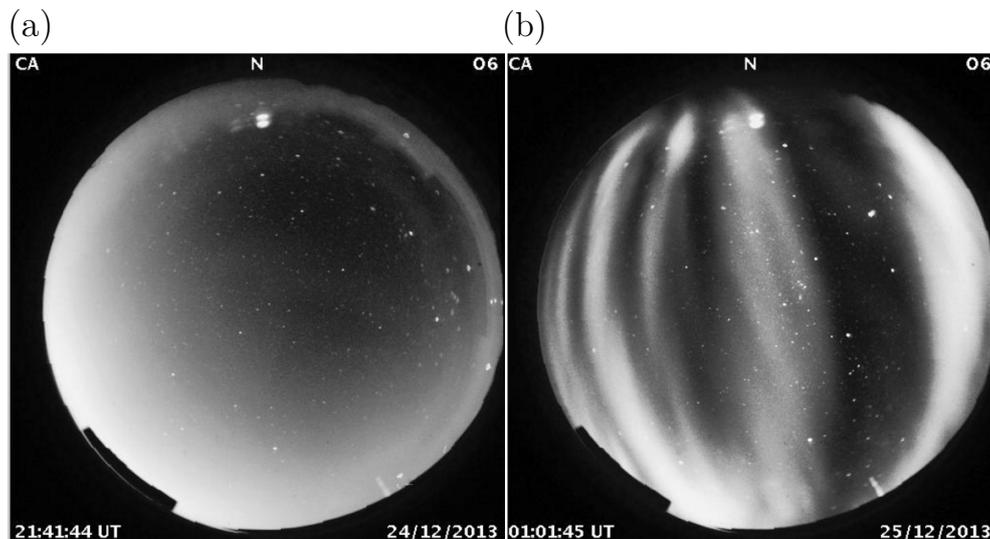
A componente da luz filtrada passa através de outro sistema de lentes, responsável pela reconstrução da imagem, chegando até a câmera CCD. A CCD pode ser descrita como uma matriz de células sensíveis à luz, denominadas pixels, com uma resolução de  $1024 \times 1024$  pixels. O processo seguinte consiste na conversão do sinal analógico para digital, onde a voltagem associada a cada pixel pode ser amplificada e codificada digitalmente para ser armazenada, reconstruída e visualizada em um computador na forma de imagem (WRASSE, 2004).

A lente olho de peixe possui um campo de visão de  $180^\circ$ , o que permite a obtenção de uma imagem completa do céu local. A abrangência espacial das imagens depende

da altura da camada de emissão que esteja sendo observada. Na região da ionosferatmosfera, este valor pode atingir até 1800 km de raio, para um ângulo de visada de 90°.

Na [Figura 3.2](#), são apresentadas duas imagens obtidas pelo imageador instalado em São João do Cariri (PB) (7,4°S; 36,5°O) para a emissão do OI 630,0 nm durante a noite de 24 para 25 de dezembro de 2013, às 21h41 e às 1h01 (hora universal). A imagem da [Figura 3.2 \(a\)](#) apresenta a emissão do OI 630,0 nm sem ocorrência de bolhas de plasma. A imagem da [Figura 3.2 \(b\)](#) apresenta a emissão do OI 630,0 nm com a ocorrência de estruturas escuras. Estas estruturas são regiões onde a densidade de plasma é drasticamente reduzida em relação ao plasma ambiente, característica da ocorrência de bolhas de plasma.

Figura 3.2 - Emissão do OI 630,0 nm observada pelo imageador instalado em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) durante a noite de 24 para 25 de dezembro de 2013, às 21h41 e às 1h01 (hora universal). (a) Sem e (b) com a ocorrência de bolhas de plasma.



Fonte: [EMBRACE/INPE \(2017\)](#).

Atualmente, o Programa Embrace do INPE possui três imageadores distribuídos em diferentes latitudes e longitudes do território brasileiro. Na [Tabela 3.3](#), é apresentada as localidades dos imageadores do INPE junto com suas respectivas coordenadas geográficas e magnéticas.

Tabela 3.1 - Localidades, coordenadas geográficas e magnéticas para cada imageador do Programa Embrace.

Localização	Coord. geográficas	Coord. magnéticas
Boa Vista (RR)	2,9°N; 60,7°O	9,6°N; 19,7°L
São João do Cariri (PB)	7,4°S; 36,5°O	12,3°S; 21°L
Cachoeira Paulista (SP)	22,4°S; 45,0°O	19,7°S; 20,2°L

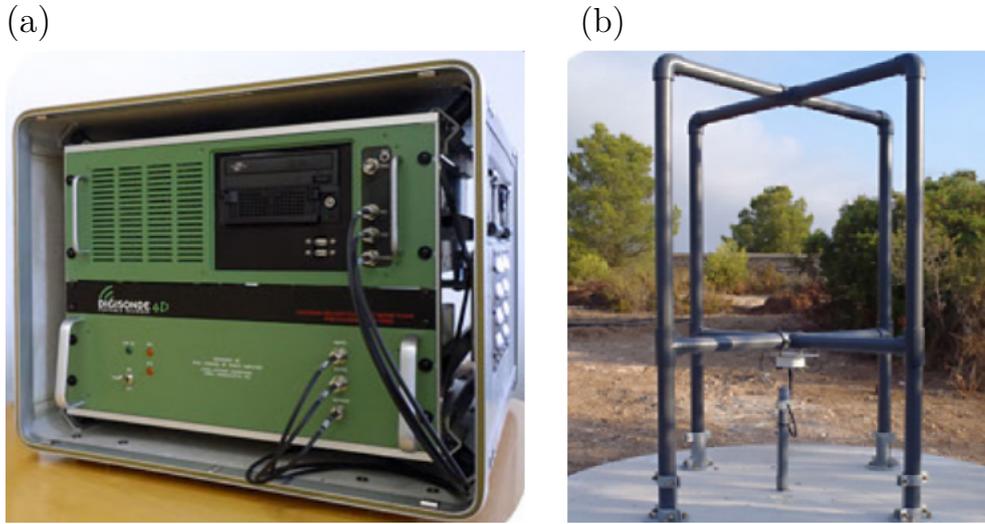
Fonte: [EMBRACE/INPE \(2017\)](#).

### 3.2 A ionossonda

A ionossonda é um instrumento utilizado para investigar a estrutura e a dinâmica das camadas ionosféricas. Este equipamento é capaz de fornecer parâmetros ionosféricos, tais como: altura virtual ( $h'E$ ,  $h'F$ ,  $h'F2$ ), perfil vertical de densidade eletrônica, frequência crítica de reflexão ( $f_0E$ ,  $f_0F1$ ,  $f_0F2$ ) e altura de pico de densidade eletrônica ( $hmE$ ,  $hmF1$ ,  $hmF2$ ).

A ionossonda é um radar composto por uma antena transmissora, quatro antenas receptoras e um circuito para amplificar e processar os ecos recebidos. Possui uma potência de pico da ordem de 10 kW e potência média em torno de 500 W. É capaz de transmitir pulsos eletromagnéticos em uma ampla faixa de frequência, variando de 0,5 a 30,0 MHz ([LDI, 2017](#)). Na [Figura 3.3 \(a\)](#), é apresentado um exemplo da ionossonda DPS4D (acrônimo em inglês para “Digisonde-Portable-Sounder-4D”) utilizada neste trabalho, onde é possível ver (a) o transmissor e (b) uma das antenas receptoras da ionossonda.

Figura 3.3 - Exemplo da ionossonda DPS4D utilizada neste trabalho, onde é possível ver (a) o transmissor e (b) uma das antenas receptoras da ionossonda.



Fonte: LDI (2017).

De acordo com Davies (1965), desprezando o efeito de colisões e do campo magnético, o índice de refração do plasma ionosférico ( $\mu$ ) pode ser descrito por:

$$\mu^2 = 1 - X = 1 - \left(\frac{f_N}{f}\right)^2 = 1 - \frac{e^2}{4\pi^2\epsilon_0 m} \frac{N}{f^2}. \quad (3.1)$$

Onde  $f_N$ ,  $f$ ,  $e$ ,  $\epsilon_0$ ,  $m$  e  $N$  representam a frequência do plasma, a frequência da onda incidente, a carga do elétron, a permissividade elétrica do vácuo, a massa do elétron e a densidade eletrônica do plasma, respectivamente.

**Para a atmosfera neutra ( $N = 0$ ):**

Da Equação 3.1, se  $N = 0$ , conseqüentemente,  $X = 0$ . Logo, o índice de refração será igual a 1 ( $\mu = 1$ ).

**Para a ionosfera ( $N \neq 0$ ):**

Da Equação 3.1, se  $N \neq 0$ , conseqüentemente,  $X > 0$ . Neste caso, o índice de refração será menor do que 1 ( $\mu < 1$ ). Como a densidade eletrônica do plasma aumenta com a altura, chegará o momento em que  $X$  será igual 1, ou seja, a frequência da onda

incidente será igual a frequência do plasma. Desta forma, o índice de refração será nulo ( $\mu = 0$ ), o que provocará a reflexão da onda incidente.

Então, se  $f_N^2 = f^2$ , obtêm-se que:

$$N = \frac{4\pi^2\epsilon_0 m}{e^2} f^2. \quad (3.2)$$

Substituindo  $e \cong 1,60 \times 10^{-19}$  C,  $\epsilon_0 \cong 8,85 \times 10^{-12}$  C<sup>2</sup> N<sup>-1</sup> m<sup>-2</sup> e  $m \cong 9,11 \times 10^{-31}$  kg na [Equação 3.2](#), é possível obter uma relação entre a frequência da onda incidente com a densidade eletrônica da ionosfera:

$$N \cong 1,24 \times 10^4 f^2. \quad (3.3)$$

Para a frequência da onda dada em MHz e a densidade eletrônica em elétrons/cm<sup>3</sup>.

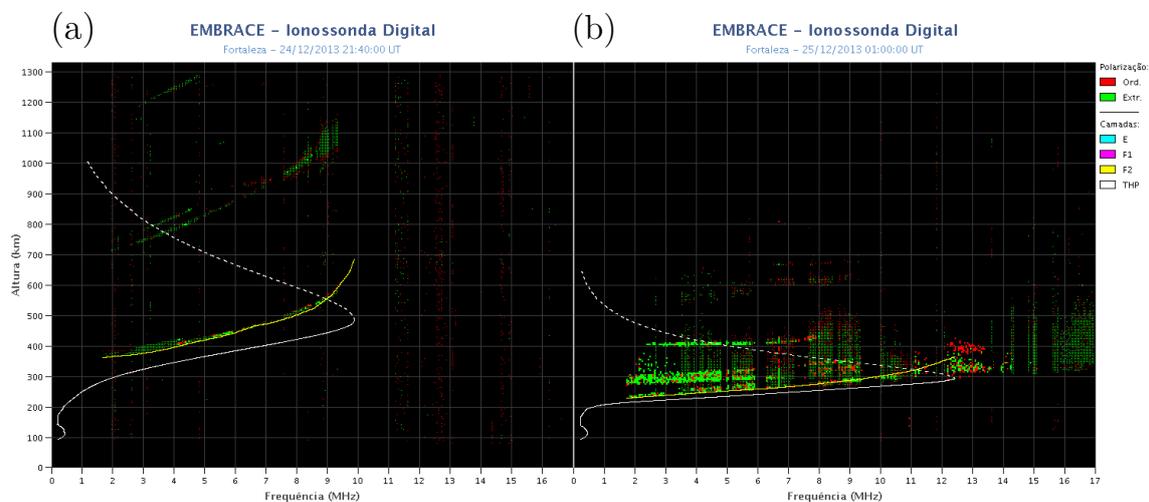
Ao final de uma sondagem por parte da ionosonda, são gerados diagramas de altura em função de sua frequência de reflexão, conhecidos como ionogramas. As alturas de reflexão são calculadas com base no intervalo de tempo entre a transmissão do pulso e a recepção do eco, ou seja:

$$h' = \frac{c\Delta t}{2}. \quad (3.4)$$

Onde  $h'$ ,  $c$  e  $\Delta t$  representam a altura virtual, a velocidade da luz no vácuo e o intervalo de tempo entre o pulso transmitido e o eco recebido, respectivamente. O termo altura virtual surge devido o pulso eletromagnético sofrer uma desaceleração ao se propagar no plasma ionosférico. Portanto, a altura calculada pela expressão acima são alturas aparentes e, por este motivo, são chamadas de alturas virtuais.

Na [Figura 3.4](#), são apresentados dois ionogramas obtidos em Fortaleza (CE) (3,5°S; 38,3°O) durante a noite de 24 para 25 de dezembro de 2013, às 21h40 e às 1h (hora universal). O ionograma da [Figura 3.4 \(a\)](#) apresenta reflexões da camada F ionosférica bem definidas. Enquanto que o ionograma da [Figura 3.4 \(b\)](#) apresenta um “espalhamento” no sinal recebido pela ionosonda. Este “espalhamento” ocorre devido às múltiplas reflexões sofridas pelo sinal durante a passagem de bolhas de plasma.

Figura 3.4 - Ionogramas obtidos em Fortaleza durante a noite de 24 para 25 de dezembro de 2013, às 21h40 e às 1h (hora universal). (a) Sem e (b) com a ocorrência de bolhas de plasma.



Fonte: EMBRACE/INPE (2017).

Note que os ionogramas apresentados na [Figura 3.4](#) são para o mesmo dia e horários das imagens da emissão do OI 630,0 nm apresentados na [Figura 3.2](#). A ocorrência de bolhas de plasma pode ser observada simultaneamente em ambos os equipamentos.

Atualmente, o Programa Embrace do INPE possui cinco ionossondas distribuídas em diferentes latitudes e longitudes do território brasileiro. Na [Tabela 3.2](#), é apresentada as localidades das ionossondas do INPE junto com suas respectivas coordenadas geográficas e magnéticas.

Tabela 3.2 - Localidades, coordenadas geográficas e magnéticas para cada ionossonda do Programa Embrace.

Localização	Coord. geográficas	Coord. magnéticas
Boa Vista (RR)	2,9°N; 60,7°O	9,6°N; 19,7°L
São Luís (MA)	2,3°S; 44,2°O	3,9°S; 20,7°L
Fortaleza (CE)	3,5°S; 38,3°O	8,1°S; 21°L
Campo Grande (MS)	20,5°S; 54,7°O	13,6°S; 19,7°L
Cachoeira Paulista (SP)	22,4°S; 45,0°O	19,7°S; 20,2°L

Fonte: EMBRACE/INPE (2017).

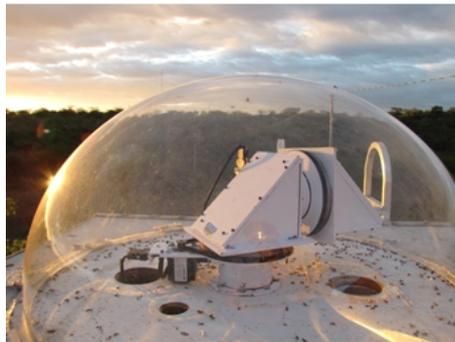
### 3.3 O interferômetro Fabry-Perot

O Interferômetro Fabry-Perot (IFP) é um instrumento óptico utilizado para estimar o vento neutro na região da ionosfera-termosfera terrestre através da observação da emissão OI 630,0 nm (MERIWETHER et al., 2011).

O IFP é composto por um “Sky Scanner”, um filtro de interferência, um Etalon, um sistema de lentes e uma câmera CCD de alta resolução ( $1024 \times 1024$  pixels) (BARROS, 2013). Na Figura 3.5, é apresentado o IFP localizado em São João do Cariri utilizado neste trabalho, onde é possível ver (a) o “Sky Scanner” e (b) a estrutura do instrumento que contém o filtro de interferência, o Etalon, o sistema de lentes e a câmera CCD do IFP.

Figura 3.5 - IFP localizado em São João do Cariri, onde é possível ver (a) o “Sky Scanner” e (b) a estrutura do instrumento que contém o filtro de interferência, o Etalon, o sistema de lentes e a câmera CCD do IFP.

(a)



(b)

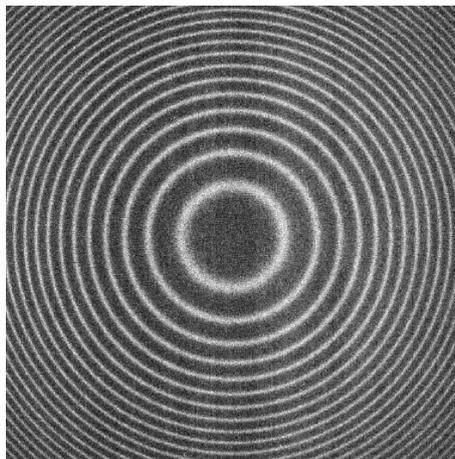


Fonte: (a) Foto: Dr. Ricardo A. Buriti. (b) Meriwether (2017).

O “Sky Scanner” é um aparato óptico formado por dois espelhos e dois motores de passo capazes de realizar medidas em cinco posições diferentes da ionosfera-termosfera, são elas: zênite, leste, sul, norte e oeste. A luz proveniente da emissão do OI 630,0 nm passa através do “Sky Scanner” e por um filtro de interferência e é projetada sobre o Etalon. O Etalon é um sistema óptico formado por duas placas transparentes, planas e paralelas, cuja distância entre elas é mantida constante. A passagem da luz pelo Etalon irá gerar um padrão de franjas de interferência<sup>1</sup> que serão projetadas sobre a CCD e salvas em arquivos digitais (HEDLUND, 2010; MERIWETHER et al., 2011; MAKELA et al., 2011).

O tempo de exposição utilizado para se obter as franjas de interferência é de 300 s, para cada uma das posições da ionosfera-termosfera. Na Figura 3.6, pode ser visto um exemplo de franjas de interferência para a emissão do OI 630,0 nm obtido na noite de 22 de setembro de 2009, em Cajazeiras (6,9°S; 38,5°O). No total, o IFP possui um ciclo de observação de ~ 27 min de duração. As medidas são realizadas para um ângulo zenital de 45°, desta forma, a distância horizontal entre os pontos de medidas norte e sul ou leste e oeste são de ~ 500 km para uma altura média de emissão de ~ 250 km.

Figura 3.6 - Exemplo de franjas de interferência para a emissão do OI 630,0 nm obtido na noite de 22 de setembro de 2009, em Cajazeiras.



Fonte: Makela et al. (2011).

---

<sup>1</sup>As franjas de interferências representam a superposição de duas ou mais ondas em um mesmo ponto. Esta superposição pode ser destrutiva, quando há diferença entre as fases das ondas, ou construtiva, quando as ondas estão em fases.

As imagens das franjas de interferência obtidas via emissão do OI 630,0 nm serão utilizadas para determinar a velocidade do vento termosférico, utilizando para isto a teoria do deslocamento doppler.

**A teoria do deslocamento Doppler** explica que:

Se uma fonte, que se move com relação a um observador, emite uma onda, esta onda terá sua frequência identificada pelo observador dada pela expressão abaixo:

$$v = v_f \left( 1 \pm \frac{\nu_f}{c_f} \right). \quad (3.5)$$

Onde  $\nu_f$  é a velocidade da fonte com relação ao observador,  $v_f$  e  $c_f$  são a frequência e a velocidade de fase da onda emitida pela fonte, respectivamente. O sinal  $\pm$  indica que a fonte está se movimentando em direção ao observador ou se afastando do mesmo. Sabendo que  $\nu = \lambda v$ , a [Equação 3.5](#) pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\lambda = \frac{\lambda_f}{\left( 1 - \frac{\nu_f}{c_f} \right)}. \quad (3.6)$$

Sendo  $\lambda_f$  o comprimento de onda emitida pela fonte. Note que quando a fonte se propaga em direção do observador ( $\nu_f < 0$ ),  $\lambda$  diminui. Se a fonte se afasta do observador ( $\nu_f > 0$ ),  $\lambda$  aumenta. Reescrevendo a [Equação 3.6](#), obtém-se:

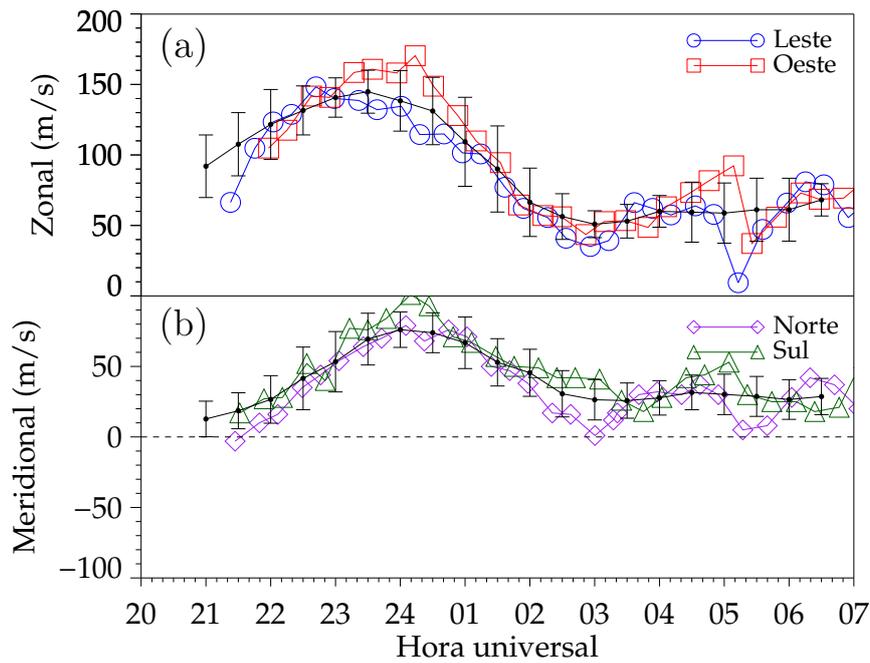
$$\nu_f = \left( 1 - \frac{\lambda_f}{\lambda} \right) c_f. \quad (3.7)$$

Portanto, sabendo o comprimento de onda da fonte ( $\lambda_f$ ) e determinando o comprimento de onda do observador ( $\lambda$ ), é possível estimar a velocidade de deslocamento da fonte. No caso do IFP,  $\lambda_f$  é conhecido e  $\lambda$  é determinado pela amplitude das franjas de interferências.

Na [Figura 3.7](#), é apresentado um exemplo do vento neutro em função da hora universal, medido pelo IFP instalado em São João do Cariri durante a noite de 08 para 09 de fevereiro de 2013. A [Figura 3.7](#) (a) apresenta o comportamento do vento zonal (leste-oeste) e a média entre as duas direções (em preto). O perfil médio foi obtido da média móvel dos valores de vento zonal para um intervalo de  $\pm 1$  hora. As barras de erro da média representam o desvio padrão dos ventos utilizados no cálculo da

média. A Figura 3.7 (b) apresenta o comportamento do vento meridional (norte-sul) e a média entre as duas direções (em preto).

Figura 3.7 - Vento (a) zonal e (b) meridional em função da hora universal, medido pelo IFP instalado em São João do Cariri durante a noite de 08 para 09 de fevereiro de 2013. As linhas pretas foram obtidas da média móvel dos valores de vento (a) zonal e (b) meridional para um intervalo de  $\pm 1$  hora.



O IFP está localizado em São João do Cariri e pertence às Universidades de Illinois e Clemson, EUA, e a Universidade Federal de Campina Grande, Paraíba, é a responsável pela operação e manutenção dos equipamentos no Brasil. Na Tabela 3.3, é apresentada a localização do IFP com suas coordenadas geográficas e magnéticas.

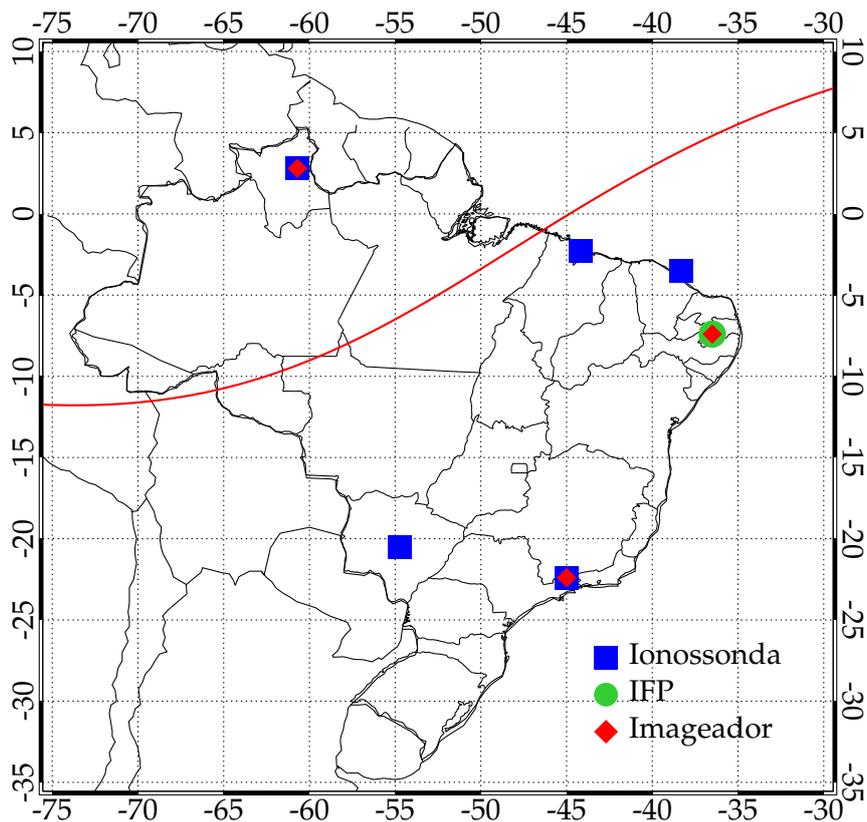
Tabela 3.3 - Localidades, coordenadas geográficas e magnéticas do IFP.

Localização	Coord. geográficas	Coord. magnéticas
São João do Cariri (PB)	7,4°S; 36,5°O	12,3°S; 21°L

Fonte: Meriwether et al. (2011).

Na Figura 3.8, é apresentado a localização dos equipamentos, sobre o território brasileiro, que serão utilizados para analisar a geração e o desenvolvimento das bolhas de plasma no presente trabalho. Os imageadores “All Sky” são representados pelos losangos vermelhos, as ionossondas pelos quadrados azuis e o IFP pelo círculo verde. Foram utilizados o imageador de Boa Vista (RR) e as ionossondas de Boa Vista e Campo Grande (MT) para a identificação da ocorrência das bolhas de plasma. Além disso, as ionossondas de Boa Vista e Campo Grande foram utilizadas para calcular a velocidade de deriva vertical e a altura da base da camada F. O IFP foi utilizado na comparação entre a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma e a velocidade do vento zonal.

Figura 3.8 - Localização dos imageadoras “All Sky” (losangos vermelhos), das ionossondas (quadrados azuis) e do IFP (círculo verde) sobre o território brasileiro.



### 3.4 Modelo de vento horizontal - HWM14

O “Horizontal Wind Model” 2014 (HWM14) (HEDIN et al., 1988; HEDIN et al., 1991; HEDIN et al., 1996; DROB et al., 2008; EMMERT et al., 2008) é um modelo empírico capaz de descrever o comportamento do vento neutro horizontal da troposfera até a exobase ( $\sim 450$  km) (DROB et al., 2015). O modelo fornece as componentes zonal e meridional do vento em função do dia do ano, hora, latitude, longitude, altitude, fluxo solar (F10,7) e atividade geomagnética ( $A_p$ ).

A primeira versão do modelo surgiu em 1987 (HWM87) e utilizava medidas dos satélites “Atmosphere Explorer E” (AE-E) e “Dynamics Explorer 2” (DE-2) para descrever o vento acima de 220 km de altura (HEDIN et al., 1988).

Em 1990, o modelo (HWM90) passou a simular o vento acima de 100 km de altura, graças à inclusão de dados de radar incoerente e IFP. Além disso, o vento simulado pelo modelo HWM90 passou a apresentar variações para diferentes atividades solar, entretanto, os efeitos eram perceptíveis apenas em altas latitudes. Contudo, o modelo já era capaz de descrever transições de variações diurnas na alta termosfera para variações semidiurnas na baixa termosfera, fluxo de vento do hemisfério de verão para o de inverno acima de 140 km e fluxo de vento do hemisfério inverno para o de verão abaixo de 140 km. O modelo também era capaz de descrever gradientes verticais de vento até 300 km de altura em algumas horas do dia (HEDIN et al., 1991).

Com o objetivo ampliar a formulação matemática do modelo HWM90 da mesosfera até a superfície, em 1993 foi apresentada uma nova versão do modelo HWM (HWM93). O modelo HWM93 fornece uma descrição do sistema de vento médio em toda a atmosfera e variações devido às marés na estratosfera e mesosfera. O modelo passou a incluir dados de gradientes de vento do modelo atmosférico CIRA 86 (acrônimo em inglês para “Cospar International Reference Atmosphere 1986”), medidas de foguete, medidas de radar meteorológico, radar MF (acrônimo em inglês para “Medium Frequency”) e radar incoerente.

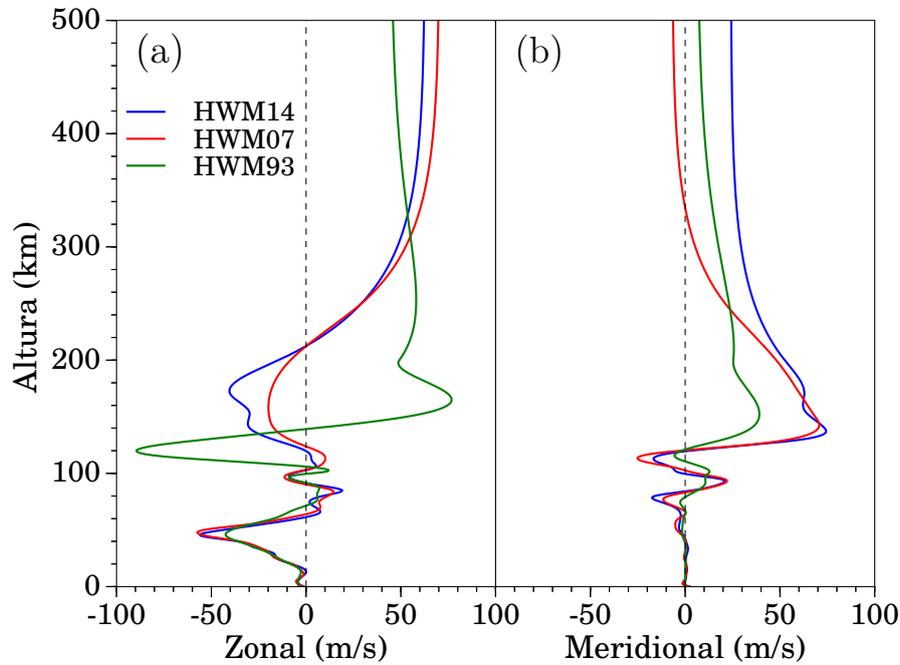
Em 2007, além da assimilação de novos dados, foi incluído no modelo HWM (HWM07) um modelo empírico de vento neutro perturbado, o DWM07 (acrônimo em inglês para “Disturbance Wind Model”). Desta forma, o modelo passou a descrever ventos neutros horizontais para condições geomagneticamente calmas e perturbadas (DROB et al., 2008; EMMERT et al., 2008).

A última versão do modelo HWM foi disponibilizada em 2014 (HWM14) e inclui

dados de IFPs localizados próximos ao Equador do setor da América do Sul e regiões polares. Além disso, foi incluído no modelo HWM14 dados do satélite GOCE (acrônimo em inglês para “Gravity Field and Steady State Ocean Circulation Explorer”), que fornece dados de vento na região de crepúsculo. Atualmente, o modelo HWM14 descreve variações anuais e semestrais dos padrões médios zonais, ondas planetárias estacionárias e marés migratórias diurnas, semidiurnas e terdiurnas para condições geomagnéticas calmas e perturbadas. Desta forma, o modelo HWM14 é capaz de representar variações periódicas predominantes da média e alta atmosfera (DROB et al., 2015).

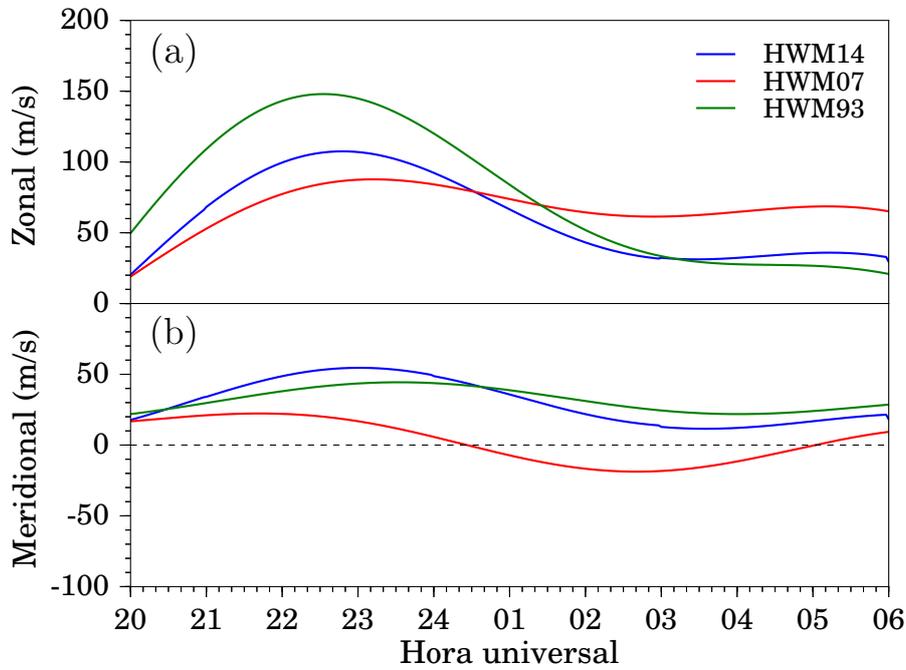
Na Figura 3.9, é apresentada a comparação entre o vento descrito pelos modelos HWM93, HWM07 e HWM14 para São João do Cariri. A Figura 3.9 descreve (a) o comportamento do vento zonal e (b) meridional em função da altura para o dia 08 de fevereiro de 2013, às 20h (hora universal). As linhas verde, vermelha e azul representam as componentes do vento descritas pelos modelos HWM93, HWM07 e HWM14, respectivamente. Até  $\sim 100$  km de altura, as três versões do modelo HWM descrevem comportamentos semelhante para as componentes zonal e meridional do vento. Acima de  $\sim 100$  km, o vento zonal e meridional começam a apresentar discrepâncias entre as suas versões. Estas diferenças se devem a evolução do modelo HWM devido à assimilação de mais dados observacionais, além de melhorias na formulação matemática do modelo, conforme descrito acima.

Figura 3.9 - Vento (a) zonal e (b) meridional em função da altura para São João do Cariri, para o dia 08 de fevereiro de 2013, às 20h (hora universal). As linhas verde, vermelha e azul representam as componentes do vento descritas pelos modelos HWM93, HWM07 e HWM14, respectivamente.



A [Figura 3.10](#) também apresenta a comparação entre o vento descrito pelos modelos HWM93, HWM07 e HWM14 para São João do Cariri. Entretanto, a [Figura 3.10](#) descreve (a) o comportamento do vento zonal e (b) meridional em função da hora universal para a noite de 08 para 09 de fevereiro de 2013, em 250 km de altura. Para as componentes zonal e meridional do vento, as três versões do modelo HWM apresentam um pico de velocidade em torno das 22-23h (hora universal), seguido de um decaimento ao longo da noite e voltando a crescer em torno das 04-05h (hora universal). Observa-se que a magnitude do vento varia entre os modelos.

Figura 3.10 - Vento (a) zonal e (b) meridional em função da hora universal para São João do Cariri, para a noite de 08 para 09 de fevereiro de 2013, em 250 km de altura. As linhas verde, vermelha e azul representam as componentes do vento descritas pelos modelos HWM93, HWM07 e HWM14, respectivamente.

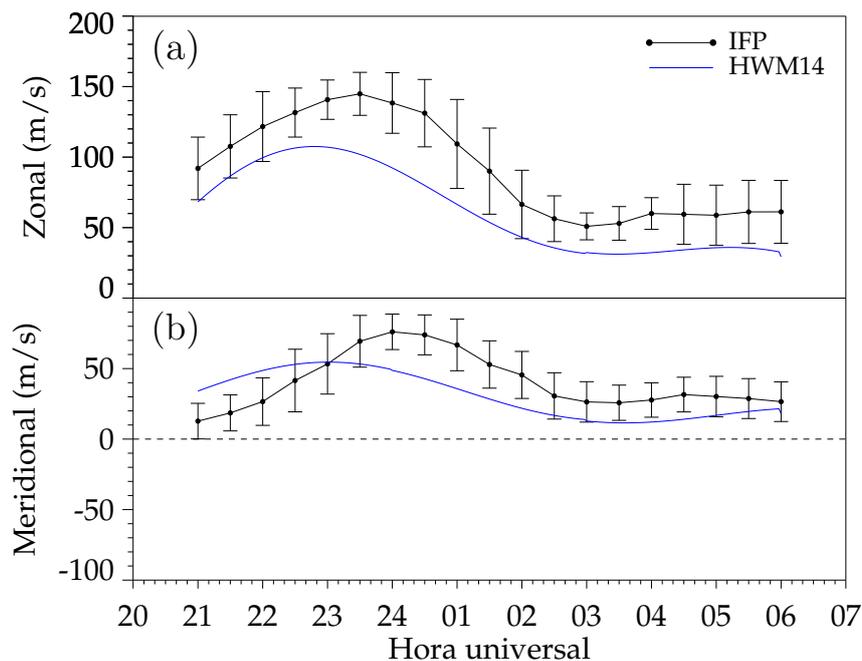


Embora o modelo HWM93 reproduza bem os dados observados, percebem-se algumas discrepâncias próximas da mesopausa (HEDIN et al., 1996). Recentemente, medidas de vento zonal feitas por IFPs para a região equatorial do Brasil apresentaram divergências quando comparadas com o vento zonal descrito pelo modelo HWM07 (MERIWETHER et al., 2011; MAKELA et al., 2011). Além disso, Huba e Joyce (2010) relataram dificuldades em simular o desenvolvimento de bolhas de plasma utilizando o modelo HWM07. Por outro lado, o modelo HWM14 inclui dados de IFP para a região equatorial do Brasil e melhorias na formulação matemática (e. g., inclui o modelo DWM07) (DROB et al., 2015).

Portanto, neste trabalho será adotada a versão 2014 do modelo HWM, principalmente por incluir dados de IFP para a região equatorial do Brasil, essenciais para estudar o comportamento das bolhas de plasma. Na Figura 3.11, é apresentada uma comparação entre os ventos medidos pelo IFP e os ventos descritos pelo modelo HWM14 para São João do Cariri, durante a noite de 08 para 09 de fevereiro de 2013, em 250 km de altura. A componente zonal (a) do IFP e do modelo HWM14

apresentam comportamentos semelhantes, entretanto o HWM14 subestima o valor do vento zonal durante toda a noite. A componente meridional (b) do modelo HWM14 superestima o valor do vento meridional antes das 23h (hora universal) e subestima os valores de vento meridional após às 23h. Deve-se lembrar que a componente zonal (meridional) medida pelo IFP representa uma média entre os ventos medidos no leste e no oeste (norte e no sul), i. e., existe uma diferença espacial de  $\sim 500$  km entre as medidas. Além disso, existe uma diferença temporal de  $\sim 10$  minutos entre as medidas do IFP. Portanto, diferenças entre o vento medido pelo IFP e o vento descrito pelo modelo HWM14 podem estar associadas a diferenças espaciais e temporais.

Figura 3.11 - Comparação entre o vento (a) zonal e (b) meridional medido pelo IFP e o vento descrito pelo modelo HWM14 para São João do Cariri, durante a noite de 08 para 09 de fevereiro de 2013, em 250 km de altura.



### 3.5 O GNSS

O GNSS (acrônimo em inglês para “Global Navigation Satellite System”) é uma rede de sistemas de posicionamento por satélite composta por quatro sistemas de navegação diferente, são eles: o “Global Positioning System” (GPS) ou “Navega-

tion Satellite with Time And Ranging” (NAVSTAR), o “Global Navigation Satellite System” (GLONASS), o Galileo e o “BeiDou Navigation Satellite System” (BDS) (MONICO, 2000; NAVIPEDIA, 2017). Na Tabela 3.4, são apresentados os sistemas de navegação que compõem a rede GNSS e a respectiva quantidade de satélites.

Tabela 3.4 - Os sistemas de navegação que compõem a rede GNSS e a respectiva quantidade de satélites.

Rede GNSS	Quantidade de satélites
GPS	32
GLONASS	24
Galileo	18
BDS	22
<b>Total</b>	<b>96</b>

Fonte: Navipedia (2017).

Neste trabalho, foram utilizados os sinais da rede GPS, onde cada satélite emite dois sinais com frequências na banda  $L^2$ , chamadas de L1 (1,57542 GHz) e L2 (1,22760 GHz) (SPILKER; PARKINSON, 1996). Além disso, cada satélite gera um sinal pseudo-aleatório conhecida como PRN (acrônimo em inglês para “Pseudo Random Noise”), que é modulado sobre os sinais L1 e L2. Deste ponto em diante, cada satélite é identificado por seu PRN. Os sinais emitidos pelos satélites serão decodificados e utilizados por um receptor em solo para determinar a distância satélite-receptor ( $P_1$  e  $P_2$ ) e a diferença de fase entre o sinal enviado pelo satélite e o sinal de referência gerado no receptor em solo ( $\Phi_1$  e  $\Phi_2$ ) (SEEBER, 2003).

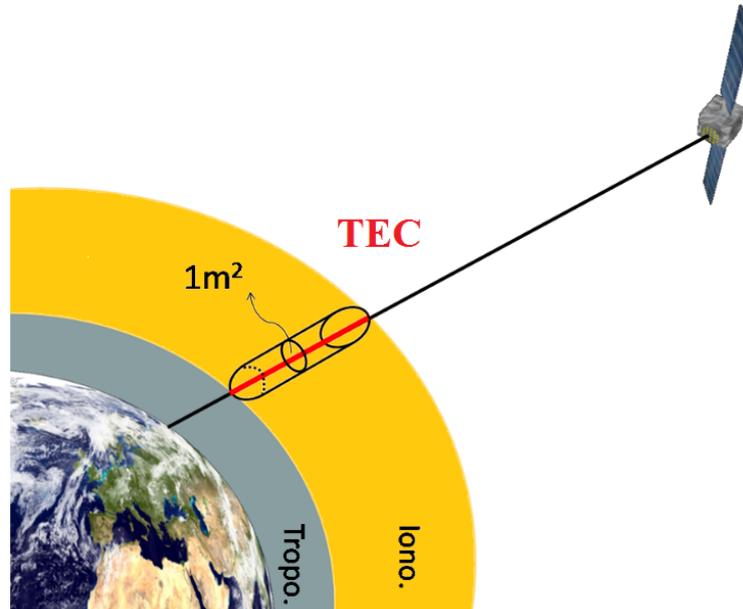
### 3.6 Obtenção do TEC a partir de dados do GNSS

Os sinais emitidos pelos satélites e recebidos pelos receptores estão sujeitos à influência de vários fatores que afetam as medidas de  $P_1$  e  $P_2$  (também conhecidas como pseudodistância) e de  $\Phi_1$  e  $\Phi_2$ . O fator mais importante é a refração ionosférica (HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994; SPILKER; PARKINSON, 1996; MONICO, 2000; LEICK et al., 2015). Desta forma, a partir das medidas das pseudodistâncias e das diferenças de fase, e considerando erros devido à refração ionosférica, é possível calcular o TEC.

<sup>2</sup>A banda L é designação para o intervalo de frequência entre 1 e 2 GHz (IEEE, 2017).

O TEC corresponde à quantidade de elétrons ao longo de uma coluna entre o satélite e o receptor em solo, cuja base possui área igual a  $1\text{m}^2$  (HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994). Na Figura 3.12, é apresentada uma ilustração da geometria envolvida no cálculo do TEC.

Figura 3.12 - Ilustração da geometria envolvida no cálculo do TEC.



Fonte: Adaptada de ROB (2017).

Matematicamente, o TEC pode ser expresso pela integral do número de elétrons ao longo do caminho entre o satélite e o receptor, de acordo com a Equação 3.8.

$$TEC = \int_{receptor}^{satelite} N_e \cdot ds. \quad (3.8)$$

Onde  $N_e$  é o número de elétrons e  $ds$  é um elemento de comprimento entre o satélite e o receptor. A unidade de medida do TEC é o TECU, onde 1 TECU corresponde a  $10^{16}$  elétrons/ $\text{m}^2$ . Tal integração tem sua máxima contribuição na camada F2 da ionosfera, com aproximadamente 2/3 do TEC provindo de regiões acima da altitude do pico de densidade ( $hmF2$ ) (MENDILLO, 2006).

## Cálculo do TEC a partir das pseudodistâncias

As pseudodistâncias ( $P_1$  e  $P_2$ ) são calculadas multiplicando o tempo de propagação dos sinais, durante suas trajetórias satélite-receptor, pela velocidade da luz no vácuo. Este tempo de propagação corresponde ao intervalo de tempo necessário para que ocorra a chegada e a decodificação do sinal pelo receptor. Entretanto, o tempo de propagação dos sinais multiplicado pela velocidade da luz no vácuo não resultam na distância satélite-receptor em razão da refração atmosférica (ionosfera e troposfera), efeitos de multicaminhos, etc. A [Equação 3.9](#) e a [Equação 3.10](#) descrevem o modelo matemático utilizado para calcular as pseudodistâncias.

$$P_1 = \rho + c\Delta t + I_1 + T + b_{1r}^P + b_{1s}^P + m_1^P + \xi_1^P, \quad (3.9)$$

$$P_2 = \rho + c\Delta t + I_2 + T + b_{2r}^P + b_{2s}^P + m_2^P + \xi_2^P. \quad (3.10)$$

Onde:

$P_{1,2}$  são as pseudodistâncias correspondentes à L1 e L2, respectivamente;

$\rho$  é a distância geométrica satélite-receptor;

$c$  é a velocidade da luz no vácuo;

$\Delta t$  é o desvio dos relógios do satélite e do receptor em relação ao sistema de tempo do GNSS;

$I_{1,2}$  são os atrasos devido à ionosfera;

$T$  é o atraso devido à troposfera;

$b_{1,2r}^P$  e  $b_{1,2s}^P$  são os atrasos instrumentais do receptor e do satélite, respectivamente, correspondentes à L1 e L2;

$m_{1,2}^P$  são os efeitos devidos aos multicaminhos correspondentes à L1 e L2;

$\xi_{1,2}^P$  referem-se ao ruído térmico do receptor correspondentes à L1 e L2.

Partindo da definição do atraso ionosférico ([OTSUKA et al., 2002a](#)), dada por:

$$I_{1,2} = -\frac{40,3}{f_{1,2}^2} TEC, \quad (3.11)$$

e substituindo-a na diferença entre as [Equações 3.9](#) e [3.10](#), obtêm-se:

$$P_2 - P_1 = I_2 - I_1 + \delta_1^p + \delta_2^p = 40, 3\left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2}\right)TEC_P + \delta_1^p + \delta_2^p. \quad (3.12)$$

Onde  $\delta_{1,2}^p = b_{1r,2r}^p + b_{1s,2s}^p + m_{1,2}^p + \xi_{1,2}^p$  representam os erros devidos aos atrasos instrumentais, à multicaminhos e à ruídos térmicos correspondentes à L1 e L2. Assim, o TEC a partir das pseudodistâncias pode ser obtido reescrevendo a [Equação 3.12](#).

$$TEC_p = \frac{1}{40, 3} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [(P_2 - P_1) - (\delta_1^p + \delta_2^p)]. \quad (3.13)$$

Onde  $f_1$  e  $f_2$  são as frequências das portadoras L1 e L2, respectivamente.

### **Cálculo do TEC a partir das diferenças de fase**

As diferenças de fase ( $\Phi_1$  e  $\Phi_2$ ) ocorrem devido às diferenças entre os sinais emitidos pelos satélites e os sinais de referência gerados pelo receptor. Os sinais gerados pelo receptor tem uma frequência constante, enquanto que os sinais emitidos pelo satélite sofre variações devido ao movimento do satélite com relação ao receptor ([LANGLEY, 1995](#)). Além disso, o número de ciclos ocorridos desde a emissão dos sinais pelo satélite até a chegada ao receptor é desconhecido. Esta incógnita é conhecida como ambiguidade (N). As [Equações 3.14](#) e [3.15](#) descrevem o modelo matemático utilizado para calcular as diferenças de fase.

$$\Phi_1 = \rho + c\Delta t + I_1 + T + b_{1r}^\phi + b_{1s}^\phi + \lambda_1 N + m_1^\phi + \xi_1^\phi, \quad (3.14)$$

$$\Phi_2 = \rho + c\Delta t + I_2 + T + b_{2r}^\phi + b_{2s}^\phi + \lambda_2 N + m_2^\phi + \xi_2^\phi. \quad (3.15)$$

Onde:

$\Phi_{1,2}$  são as diferenças de fase correspondentes à L1 e L2, respectivamente;

$\rho$  é a distância geométrica satélite-receptor;

$c$  é a velocidade da luz no vácuo;

$\Delta t$  é o desvio dos relógios do satélite e do receptor em relação ao sistema de tempo do GNSS;

$I_{1,2}$  são os atrasos devido à ionosfera;

$T$  é o atraso devido à troposfera;

$b_{1,2r}^\phi$  e  $b_{1,2s}^\phi$  são os atrasos instrumentais do receptor e do satélite, respectivamente, correspondentes à L1 e L2;

$\lambda_{1,2}$  são os comprimentos de onda correspondentes à L1 e L2, respectivamente;  
 $N$  é a ambiguidade da fase;  
 $m_{1,2}^\Phi$  são os efeitos devidos aos multicaminhos correspondentes à L1 e L2;  
 $\xi_{1,2}^\Phi$  referem-se ao ruído térmico do receptor correspondentes à L1 e L2.

Substituindo a [Equação 3.11](#) na diferença entre as [Equações 3.14](#) e [3.15](#), obtêm-se:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = 40,3 \left( \frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) TEC_\Phi + \delta_1^\Phi + \delta_2^\Phi + (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2). \quad (3.16)$$

Onde  $\delta_{1,2}^\Phi = b_{1r,2r}^\Phi + b_{1s,2s}^\Phi + m_{1,2}^\Phi + \xi_{1,2}^\Phi$  representam os erros devidos aos atrasos instrumentais, à multicaminhos e à ruídos térmicos correspondentes à L1 e L2. Assim, o TEC para a diferença de fase pode ser obtido reescrevendo a [Equação 3.16](#). Logo:

$$TEC_\Phi = \frac{1}{40,3} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [(\Phi_2 - \Phi_1) - (\delta_1^\Phi + \delta_2^\Phi) - (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2)]. \quad (3.17)$$

### Obtenção do TEC vertical

As medidas do  $TEC_P$  são consideravelmente afetadas pelos atrasos instrumentais, ruídos térmicos e pelos efeitos de multicaminho. Por outro lado, as medidas de  $TEC_\Phi$  são medidas mais precisas, entretanto, contém o termo da ambiguidade ([OTSUKA et al., 2002a](#)).

A ambiguidade pode ser removida a partir da média da diferença entre o  $TEC_p$  e  $TEC_\Phi$ . A partir desta média, pode-se calcular o TEC relativo ( $TEC_R$ ), como descrito na equação abaixo:

$$TEC_R = TEC_\Phi + \langle TEC_P - TEC_\Phi \rangle. \quad (3.18)$$

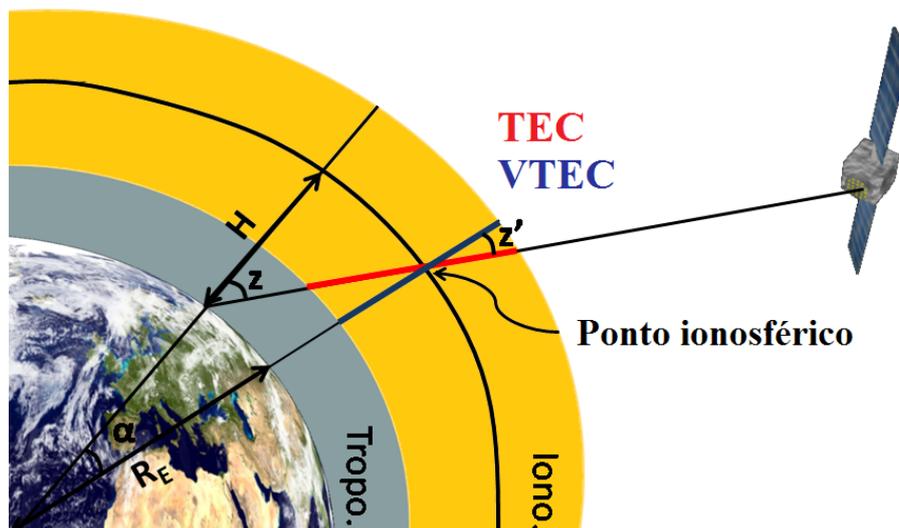
O  $TEC_R$  fornece uma medida sem ambiguidade, entretanto, inclui erros devidos aos atrasos instrumentais, efeitos devido aos multicaminhos e ruídos térmicos ([HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994](#); [SPILKER](#); [PARKINSON, 1996](#); [MONICO, 2000](#); [CARRANO](#); [GROVES, 2009](#)).

Para obter o TEC absoluto, deve-se incluir no cálculo do  $TEC_R$  os termos referentes aos erros  $\delta_{1,2}$ . Entretanto, o cálculo de  $\delta_{1,2}$  requer utilização de modelos complexos e

podem ser encontrados em: Coco et al. (1991), Sardon e Zarraoa (1997), Mannucci et al. (1998), Otsuka et al. (2002a), Dear e Mitchell (2006).

Por fim, determina-se o TEC vertical (VTEC) a partir das medidas do TEC absoluto ao longo da trajetória satélite-receptor. O VTEC é calculado pela projeção do TEC absoluto sobre o ponto ionosférico (JAKOWSKI, 1996). Os resultados do presente trabalho seguem a metodologia do cálculo do VTEC desenvolvida por Otsuka et al. (2002a). Na Figura 3.13, é apresentada uma ilustração da geometria envolvida no cálculo do VTEC.

Figura 3.13 - Ilustração da geometria envolvida no cálculo do VTEC.



Fonte: Adaptada de ROB (2017).

Matematicamente, têm-se:

$$VTEC = TEC \times \cos(z'). \quad (3.19)$$

Onde  $z'$  representa o ângulo zenital no ponto ionosférico, definido na equação abaixo:

$$z' = \text{sen}^{-1} \left[ \left( \frac{R_E}{R_E + H} \right) \text{sen}(z) \right]. \quad (3.20)$$

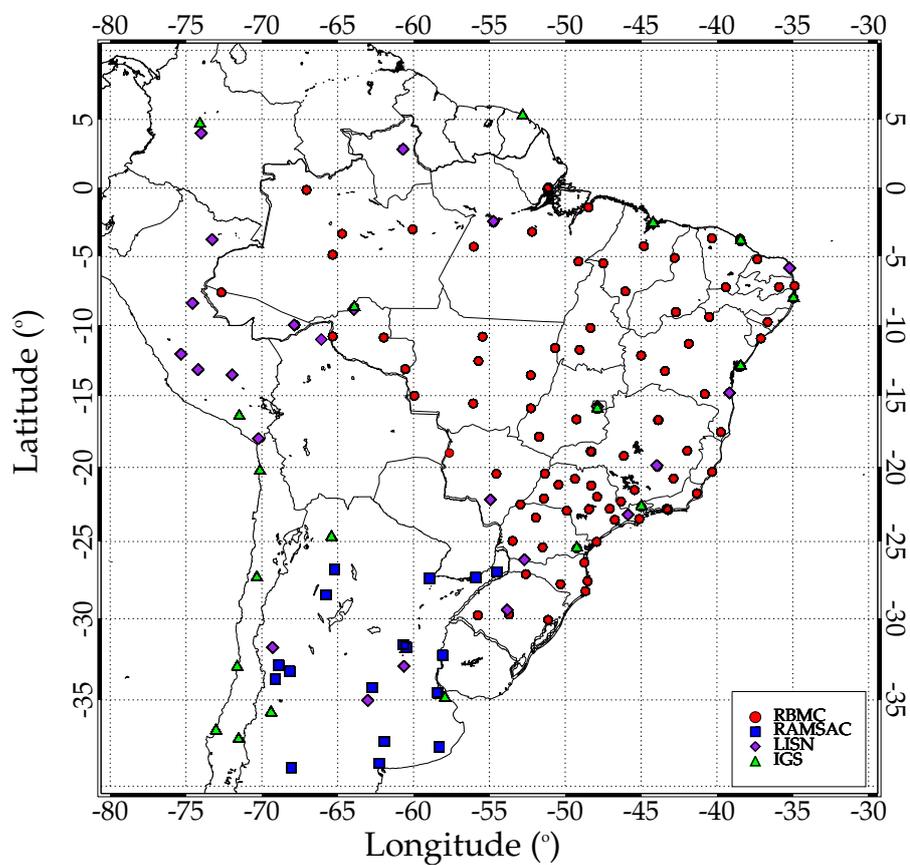
Sendo  $R_E$  o raio médio da Terra,  $H$  a altura média do pico de densidade eletrônica da ionosfera e  $z$  o ângulo zenital do satélite.

Para facilitar a nomenclatura, de agora em diante o termo VTEC será chamado apenas de TEC.

### 3.7 Os mapas de TEC

Os mapas de TEC são representações bidimensionais da distribuição do TEC sobre o território da América do Sul. Para se obter os mapas, é necessário o cálculo do TEC para cada satélite-receptor que compõe a rede de receptores GNSS. A rede de receptores GNSS é composta pela Rede Brasileira de Monitoramento Contínuo (RBMC) mantida pelo Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística (IBGE), a rede argentina “Monitoreo Satelital Continuo” (RAMSAC), a “Low Latitude Ionospheric Sensor Network” (LINS) e a rede “International GNSS Service” (IGS). Na [Figura 3.14](#), é apresentado um mapa com a localização dos receptores GNSS sobre a América do Sul, bem como a rede aos quais os receptores pertencem, referente ao ano de 2013.

Figura 3.14 - Localização dos receptores GNSS mantidos pelas redes RBMC, RAMSAC, LISN e IGS, referente ao ano de 2013.



Fonte: Figueiredo (2017).

A Tabela 3.5 mostra a quantidade de receptores das quatro redes instaladas na América do Sul, referente ao ano de 2013.

Tabela 3.5 - Redes de receptores GNSS existentes na América do Sul com as suas respectivas quantidades de receptores, referente ao ano de 2013.

<b>Redes</b>	<b>Quant. de receptores GNSS</b>
LISN	30
IGS	29
RAMSAC	67
RBMC	101
<b>Total</b>	<b>227</b>

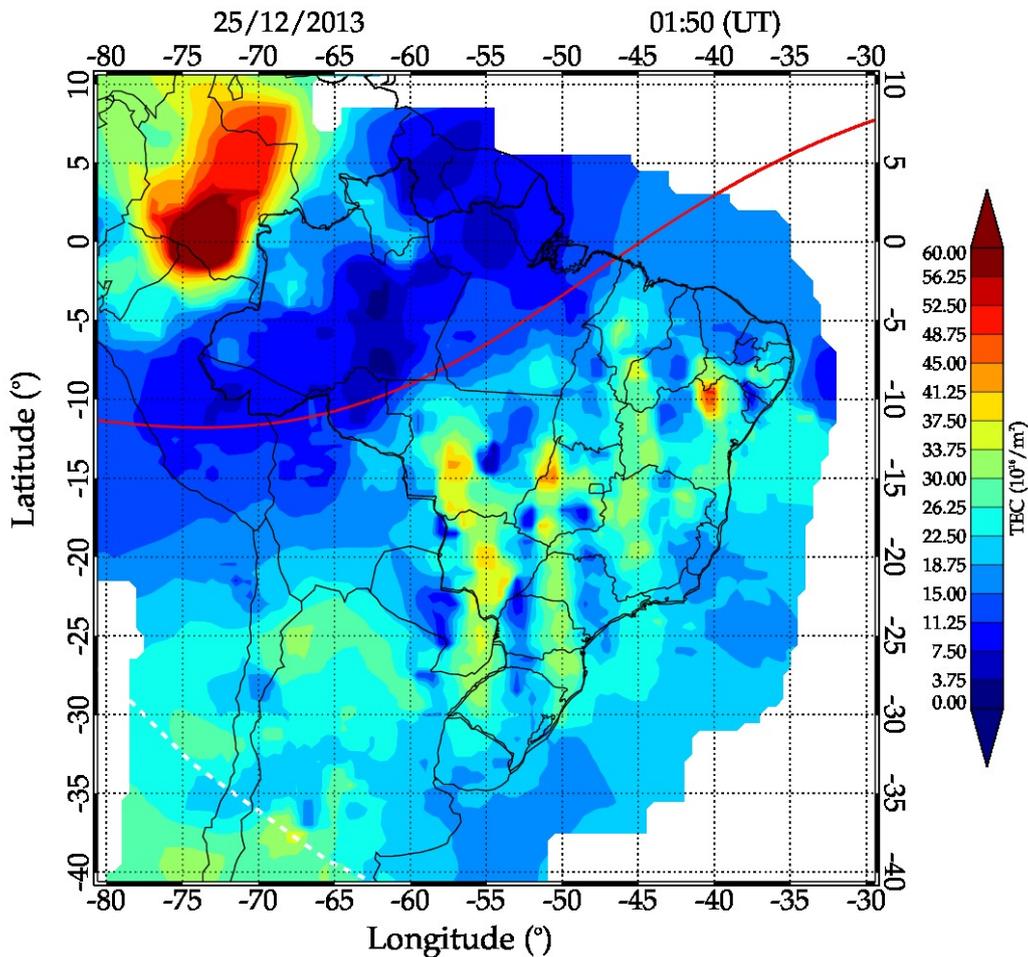
Fonte: EMBRACE/INPE (2017).

Uma vez calculado o TEC para cada satélite-receptor, o TEC é mapeado em uma camada ionosférica a uma altura de  $\sim 350$  km, com uma resolução espacial de  $0,5^\circ \times 0,5^\circ$  e uma resolução temporal de 10 minutos. Como os receptores GNSS não são homogeneamente distribuídos sobre América do Sul, é calculado uma média móvel para uma área de  $1,5^\circ \times 1,5^\circ$  ( $\sim 150 \times 150$  km). Caso nenhum dado seja encontrado, a média móvel expande para uma área de  $2,5^\circ \times 2,5^\circ$  ( $\sim 250 \times 250$  km). Se o problema persistir, a média móvel expande para uma área de  $7,5^\circ \times 7,5^\circ$  ( $\sim 1000 \times 1000$  km). Para grandes regiões com ausência dados, as mesmas serão apresentadas em branco nos mapas (TAKAHASHI et al., 2015). Em geral, a resolução espacial dos mapas de TEC varia entre  $\sim 50$  e  $100$  km no Sudeste do Brasil, entre  $\sim 200$  e  $300$  km no Nordeste e maior do que  $\sim 500$  km no Centro-Oeste e no Norte (TAKAHASHI et al., 2016).

Um exemplo do TEC obtido utilizando esta metodologia é apresentado na Figura 3.15. O mapa de TEC foi obtido sobre a América do Sul para o dia 25 de dezembro de 2013, às 1h50 (hora universal). A linha contínua vermelha e a linha branca tracejada representam o Equador magnético, em  $\sim 350$  km de altura, e o terminador solar, em  $\sim 300$  km de altura, respectivamente. O nível do TEC calculado é mostrado na barra de cores ao lado do mapa, variando de 0 até 60 TECU. É possível ver claramente cinco cinturões de depleção em  $58^\circ\text{O}$ ,  $53^\circ\text{O}$ ,  $48^\circ\text{O}$ ,  $43^\circ\text{O}$  e  $38^\circ\text{O}$ , aproximadamente. Estes cinturões de depleção são assinaturas das bolhas de plasma.

Com a sequência de mapas de TEC é possível analisar a estrutura e a dinâmica das bolhas.

Figura 3.15 - Mapa de TEC obtido sobre a América do Sul para o dia 25 de dezembro de 2013, às 1h50 (hora universal).



### 3.7.1 Metodologia de análise dos mapas de TEC

Utilizando os mapas de TEC é possível calcular a extensão latitudinal e a inclinação das bolhas de plasma com relação às linhas de campo magnético.

Como a distribuição do TEC não é simétrica com relação ao Equador magnético, não é possível visualizar as bolhas de plasma por inteiro, tanto ao norte quanto ao sul do Equador magnético. Desta forma, a extensão das bolhas será calculada apenas para a região ao sul do Equador magnético.

Na Figura 3.16, é apresentada uma ilustração do cálculo da extensão e da inclinação

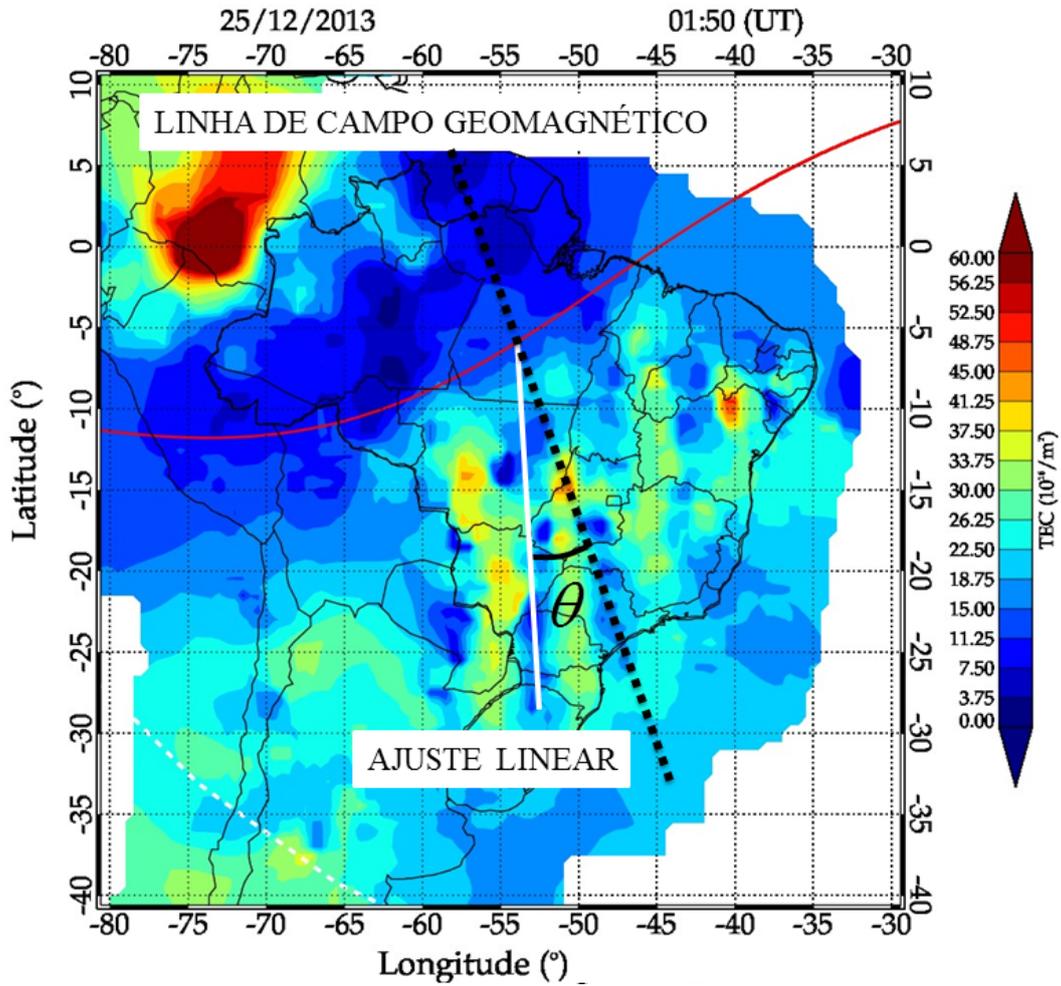
das bolhas de plasma. Para o cálculo destes parâmetros, é escolhido um mapa de TEC por noite. O mapa de TEC que apresentar um claro desenvolvimento das bolhas de plasma e o maior número de bolhas entre às 1h30 e às 2h30 UT será escolhido para a análise. Para cada bolha de plasma é feito um ajuste linear sobre a região de menor valor de TEC, representado pela linha branca. A linha preta representa a linha de campo magnético a uma altura de  $\sim 350$  km.

A extensão e a inclinação das bolhas de plasma são calculadas a partir do ajuste linear. A inclinação das bolhas de plasma ( $\theta$ ) é determinada a partir do ângulo entre o ajuste linear e as linhas de campo magnético. A linha de campo magnético, escolhida para o cálculo de  $\theta$ , será a linha de campo que intercepta o ajuste linear sobre o Equador magnético.

As bolhas de plasma analisadas nos mapas de TEC devem respeitar os seguintes critérios:

- a) Perturbações no TEC com amplitudes superiores a 10 TECU;
- b) Perturbações no TEC que apresentem pelo menos um vale bem definido;
- c) Perturbações no TEC com extensões latitudinais superiores a 500 km.

Figura 3.16 - Ilustração da geometria envolvida no cálculo da extensão e da inclinação das bolhas de plasma. A linha branca representa o ajuste linear sobre a bolha de plasma e a linha preta representa a linha de campo magnético, a uma altura de  $\sim 350$  km, escolhida para o cálculo de  $\theta$ .

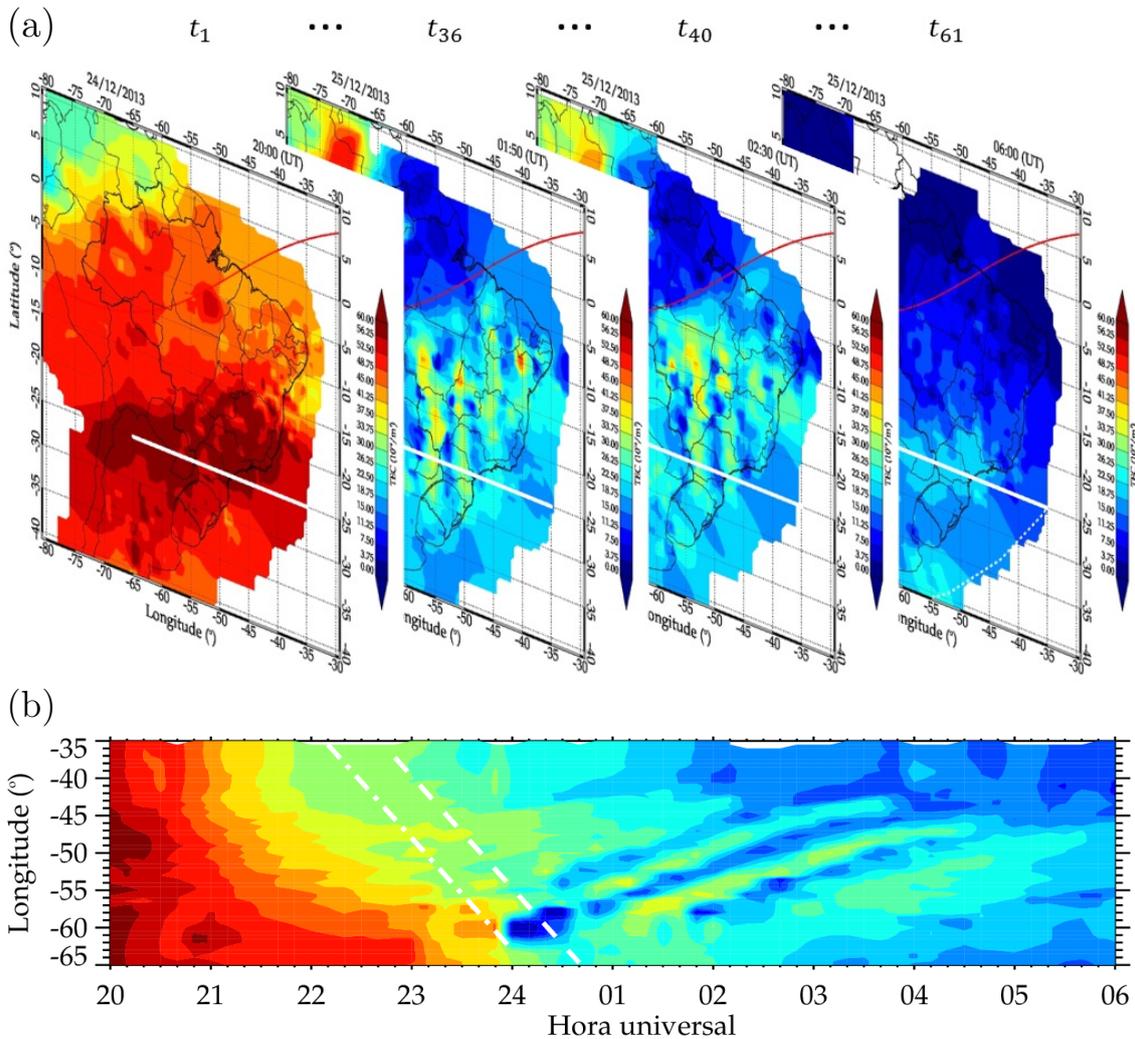


### 3.8 Keogramas de TEC

Os keogramas são gráficos de TEC em função da longitude e da hora universal, para uma latitude fixa. Os keogramas são construídos a partir de amostras de dados de TEC coletadas dos mapas de TEC para um determinado intervalo de longitude e para uma latitude fixa.

Na [Figura 3.17 \(a\)](#), é apresentada uma ilustração de como é constituído um keograma para a latitude de  $25^{\circ}\text{S}$ , por exemplo. As linhas brancas representam a região dos mapas TEC de onde serão coletadas as amostras de TEC para a construção do keograma. Para a construção de 1 keograma, são utilizados mapas de TEC entre às 20h e às 6h (hora universal), com um intervalo de 10 minutos entre mapas consecutivos, totalizando 61 mapas. Na [Figura 3.17 \(b\)](#), é apresentado o keograma obtido dos mapas da [Figura 3.17 \(a\)](#). O eixo horizontal indica a hora universal e eixo vertical representa a variação longitudinal (em graus). As linhas brancas diagonais representam o terminador a uma altura de  $\sim 140$  km (linha traço e ponto) e a uma altura  $\sim 300$  km (linha tracejada). Observa-se que as bolhas detectadas na sequência dos mapas da [Figura 3.17 \(a\)](#) podem ser vistas claramente no keograma da [Figura 3.17 \(b\)](#).

Figura 3.17 - (a) Ilustração da construção de um keograma para a latitude de  $25^{\circ}\text{S}$ . As linhas brancas representam a região dos mapas de onde serão coletadas as amostras para a construção do keograma. (b) Keograma obtido dos mapas de (a). As linhas brancas diagonais representam o terminador a uma altura de  $\sim 140$  km (linha traço e ponto) e a uma altura  $\sim 300$  km (linha tracejada).



Os keogramas utilizados neste trabalho foram construídos para o intervalo de longitude entre  $65^{\circ}$  e  $35^{\circ}\text{O}$  e para oito latitudes diferentes, são elas:  $0^{\circ}$ ,  $5^{\circ}\text{S}$ ,  $10^{\circ}\text{S}$ ,  $15^{\circ}\text{S}$ ,  $20^{\circ}\text{S}$ ,  $25^{\circ}\text{S}$ ,  $30^{\circ}\text{S}$  e  $35^{\circ}\text{S}$ . Desta forma, é possível estudar a dinâmica e a periodicidade das bolhas em uma larga extensão espacial.

Nos keogramas de TEC é possível observar duas características essenciais, são elas: o movimento zonal das bolhas de plasma, que aparecem como linhas azuis escuras

inclinadas indicando um movimento de oeste para leste; e a ocorrência simultânea de bolhas de plasma. Estas características podem ser observadas na Figura 3.17 (b).

Desta forma, é possível estimar a velocidade de deriva zonal das bolhas e a distância zonal entre bolhas adjacentes dos keogramas de TEC. A velocidade de deriva zonal é calculada pela inclinação das bolhas de plasma ( $\Delta Longitude/\Delta t$ ) e a distância entre as bolhas adjacentes é calculada da variação longitudinal ( $\Delta Longitude$ ). O cálculo da velocidade e da distância é realizado a cada 10 minutos, assim, é possível estudar a dinâmica e a periodicidade das bolhas ao longo de toda a noite.

As bolhas de plasma analisadas nos keogramas de TEC devem respeitar os seguintes critérios:

- a) Perturbações no TEC com amplitudes superiores a 10 TECU;
- b) Perturbações no TEC que apresentem pelo menos um vale bem definido;
- c) Perturbações no TEC com duração superior a 1 hora.

### 3.9 O cálculo do dTEC

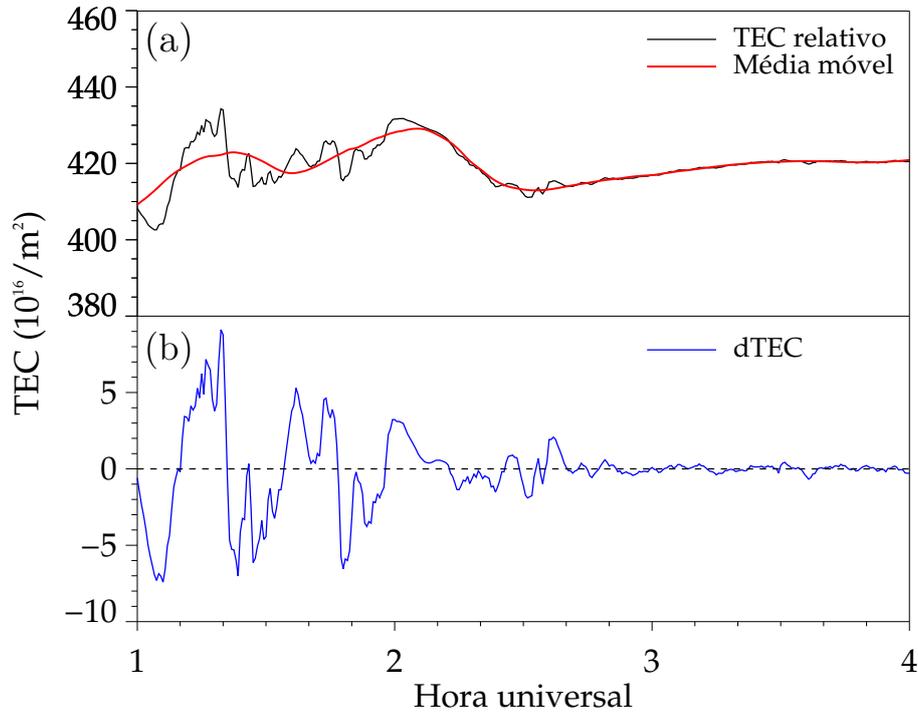
O dTEC corresponde a componente perturbada do TEC. Esta componente é obtida da subtração de uma média móvel dos valores de TEC para um intervalo de  $\pm 30$  minutos ( $\overline{TEC}(t \pm 30min)$ ) dos valores de TEC ( $TEC(t)$ ) (FIGUEIREDO et al., 2017), ou seja:

$$dTEC(t) = TEC(t) - \overline{TEC}(t \pm 30min). \quad (3.21)$$

Na Figura 3.18, é apresentado um exemplo do cálculo do dTEC utilizando os sinais do PRN 14 e o receptor GNSS instalado em Campina Grande (7,2°S; 35,5°O), para a noite de 25 de dezembro de 2013, entre às 1h e às 4h (hora universal). Na Figura 3.18 (a), a linha preta representa o valor do TEC relativo ( $TEC(t)$ ) obtido pela diferença de fase entre  $\Phi_1$  e  $\Phi_2$  e a linha vermelha representa a média móvel dos valores do TEC relativo para um intervalo de  $\pm 30$  minutos ( $\overline{TEC}(t \pm 30min)$ ). Na Figura 3.18 (b), a linha azul representa o valor do dTEC, onde é possível observar perturbações no dTEC, as quais podem estar associadas a passagem de bolhas de plasma.

Neste trabalho, as bolhas de plasma nos dados de dTEC são definidas como perturbações no dTEC com amplitudes superiores a  $\pm 1$  TECU.

Figura 3.18 - (a) A linha preta representa o valor do TEC relativo obtido utilizando os sinais do PRN 14 e o receptor GNSS instalado em Campina Grande, para a noite de 25 de dezembro de 2013, entre às 1h e às 4h (hora universal). A linha vermelha representa a média móvel dos valores do TEC relativo. (b) Perfil do dTEC em função da hora universal.



Note que a variação do dTEC apresentado na Figura 3.18 (b) é para o mesmo dia e horário da imagem da emissão do OI 630,0 nm e do ionograma apresentados na Figuras 3.2 (b) e 3.4 (b), respectivamente. A ocorrência das bolhas de plasma pode ser observada simultaneamente nos três equipamentos. Esta técnica é uma forma de verificar a ocorrência de bolhas de plasma utilizando os receptores GNSS e será utilizada no Capítulo 5, para a caracterização de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma.

### 3.10 Simulação numérica de bolhas de plasma ionosféricas

A Simulação numérica tem como objetivo estudar as condições necessárias para a geração e o desenvolvimento de bolhas de plasma na base da camada F2 da ionosfera

equatorial.

Neste modelo, a ionosfera equatorial é considerada em uma geometria plana, com o campo magnético terrestre direcionado ao longo do eixo-y (positivo na direção norte), a gravidade é direcionada ao longo do eixo-z (positivo na direção do centro da Terra) e o eixo-x aponta para a direção leste. As equações que governam as instabilidades de plasma na região F da ionosfera equatorial no contexto do mecanismo Rayleigh-Taylor colisional são dadas a seguir.

- Equação da continuidade para  $O^+$ :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\beta N - \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}_i). \quad (3.22)$$

O primeiro termo do lado direito da [Equação 3.22](#) corresponde ao termo de perda para o  $O^+$  devido à processo de troca de carga com  $O_2$  e  $N_2$  (ver [Seção 2.1](#)),  $\beta$  é o coeficiente de recombinação. O segundo termo do lado direito corresponde ao divergente do fluxo de partículas, onde  $\vec{V}_i$  é a velocidade do íon  $O^+$ .

- Divergente da corrente ( $\vec{J}$ ):

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = e\vec{\nabla} \cdot [N(\vec{V}_i - \vec{V}_e)] = 0. \quad (3.23)$$

O plasma é considerado eletricamente neutro, ou seja,  $N_e = N_i = N$ .  $e$  é a carga do elétron e  $\vec{V}_e$  é a velocidade dos elétrons. Sendo:

$$\vec{V}_{e,i} = \frac{\nu_{e,i}^2}{\nu_{e,i}^2 + \Omega_{e,i}^2} \left[ \vec{U} + \frac{\Omega_{e,i}}{\nu_{e,i}} \frac{\vec{U} \times \vec{B}}{B} + \frac{\Omega_{e,i}}{\nu_{e,i}} \frac{\vec{E}}{B} + \frac{\Omega_{e,i}^2}{\nu_{e,i}^2} \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} + \frac{\vec{g}}{\nu_{e,i}} + \frac{\Omega_{e,i}}{\nu_{e,i}^2} \frac{\vec{g} \times \vec{B}}{B} \right]. \quad (3.24)$$

Onde  $\vec{E}$  é o campo elétrico,  $\vec{B}$  o campo magnético,  $\vec{U}$  o vento zonal neutro,  $\Omega_{e,i}$  é a frequência de giro dos elétrons e íons, e  $\nu_{e,i}$  é a frequência de colisão dos elétrons e íons com partículas neutras.

Assumindo  $\nu_{e,i}/\Omega_{e,i} \ll 1$ , o termo  $\vec{V}_i - \vec{V}_e$  pode ser reescrito como:

$$\vec{V}_i - \vec{V}_e = \frac{\nu_i^2}{\Omega_i^2} \vec{U} + \frac{\nu_i}{\Omega_i B} \vec{U} \times \vec{B} + \frac{\nu_i}{\Omega_i B} \vec{E} + \frac{\nu_i}{\Omega_i^2} \vec{g} + \frac{1}{\Omega_i B} \vec{g} \times \vec{B}. \quad (3.25)$$

Os campos magnético e elétrico são dados na forma  $\vec{B} = -B_0 \cos I \hat{i} - B_0 \sin I \hat{k}$  e  $\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{\nabla} \Phi$ , onde  $I$  é a inclinação magnética,  $B_0$  é a intensidade do campo magnético no Equador,  $\vec{E}_0 = \vec{E}_{0x} \hat{i} - \vec{E}_{0z} \hat{k}$  é o campo elétrico ambiente (zonal e vertical),  $\Phi$  é o potencial eletrostático perturbado e  $\vec{\nabla} = (\partial/\partial x) \hat{i} + (\partial/\partial z) \hat{k}$ . Das Equações 3.23 e 3.25, pode-se obter a equação diferencial para o potencial eletrostático, dada por:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial \ln(N)}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \ln(\nu_i N)}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \\ & = \left( E_{0x} + \frac{gB}{\nu_i} + \frac{\nu_i B}{\Omega_i} U \right) \frac{\partial \ln(N)}{\partial x} \\ & + \left( E_{0z} + UB - \frac{gB}{\Omega_i} \right) \frac{\partial \ln(\nu_i N)}{\partial z} + \frac{\partial (E_{0z} + UB)}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

A Equação 3.22 pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\beta N - \frac{\partial}{\partial x} (NV_{ix}) - \frac{\partial}{\partial z} (NV_{iz}). \quad (3.27)$$

Sendo as componentes da velocidade de plasma zonal ( $V_{ix}$ ) e vertical ( $V_{iz}$ ) dadas por:

$$V_{ix} = \frac{\nu_i}{\Omega_i B} \left( E_{0x} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) - \frac{E_{0z}}{B} + \frac{1}{B} \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{g}{\Omega_i}, \quad (3.28)$$

$$V_{iz} = \frac{\nu_i}{\Omega_i} U - \frac{\nu_i}{\Omega_i B} \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{E_{0x}}{B} + \frac{\nu_i}{\Omega_i} \frac{E_{0z}}{B} - \frac{1}{B} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\nu_i}{\Omega_i^2} g. \quad (3.29)$$

A solução do sistema formado pelas Equações 3.26 a 3.29 requer o conhecimento da variação temporal e em altura da frequência de colisão, campo elétrico e da densidade inicial do plasma. A frequência de colisão entre  $O^+$  e  $O$  é obtido de Bailey e Balan (1996). Os valores para campo elétrico zonal,  $E_{0x}$ , são obtidos do cálculo da velocidade de deriva vertical da camada F utilizando o banco de dados de ionogramas do INPE. A velocidade de deriva vertical da camada F pode ser calculada pela taxa com que a altura da camada F varia no tempo, ou seja:

$$E_{0x}/B = V_0 = \Delta h'(F)/\Delta t. \quad (3.30)$$

O campo magnético utilizado na [Equação 3.30](#) pode ser obtido pelo modelo IGRF (acrônimo em inglês para “International Geomagnetic Reference Field”). Uma vez calculado o campo elétrico zonal, o campo elétrico vertical,  $E_{0z}$ , pode ser calculado usando a expressão fornecida por [Forbes \(1981\)](#):

$$E_{0z} = E_{0x} \frac{\int \sigma_H ds}{\int \sigma_p ds} - \frac{\int \sigma_p U B ds}{\int \sigma_p ds}. \quad (3.31)$$

Sendo  $\sigma_p$  e  $\sigma_H$  as condutividades Pedersen e Hall, respectivamente, e  $ds$  um elemento de distância ao longo da linha de campo magnético. Levando em consideração que o ângulo de declinação magnética,  $D$ , é grande e negativo sobre toda a região brasileira, tanto o vento zonal,  $U_\theta$ , e meridional,  $U_\phi$ , contribuem para o vento zonal efetivo perpendicular às linhas de campo magnético, matematicamente, temos:

$$U = U_\theta \cos D + U_\phi \sin D. \quad (3.32)$$

Os cálculos numéricos são feitos em um plano cartesiano usando uma grade de 51 pontos com 4 km de espaçamento na direção-x (leste-oeste) e 81 pontos com 5 km de espaçamento na direção-z (Vertical). O limite inferior do eixo-z é de 200 km de altura e o limite superior é 800 km. A [Equação 3.27](#) é resolvida numericamente usando o método Predictor-Corretor (em inglês, “Predictor-Corrector”) ([MURAWSKI; GOOSSENS, 1994](#)) juntamente como a técnica do Fluxo de Transporte Corrigido (em inglês, “Flux-Corrector Transport - FCT”) ([BORIS; BOOK, 1973](#)). A [Equação 3.26](#) é resolvida utilizando o método de Relaxação Sucessiva (em inglês, “Successive Over-Relaxation - SOR”) ([MCCRACKEN; DORN, 1964.](#)). Condições de contorno periódicas são impostas para  $N$  e  $\Phi$  na direção-x, enquanto que, na direção-z as condições de contorno tanto para 200 km quanto para 800 km de altura são  $\partial N/\partial z = 0$  e  $\partial \Phi_1/\partial z = 0$ . A perturbação inicial da densidade de plasma é descrita pela equação abaixo.

$$N_p(x, z, 0) = N_{0p}(z) \left[ 1 - A \cos \left( \frac{\pi x}{\lambda} \right) \right]. \quad (3.33)$$

Sendo  $N_p$  a densidade de plasma,  $N_{0p}$  a densidade de plasma inicial,  $A$  a amplitude

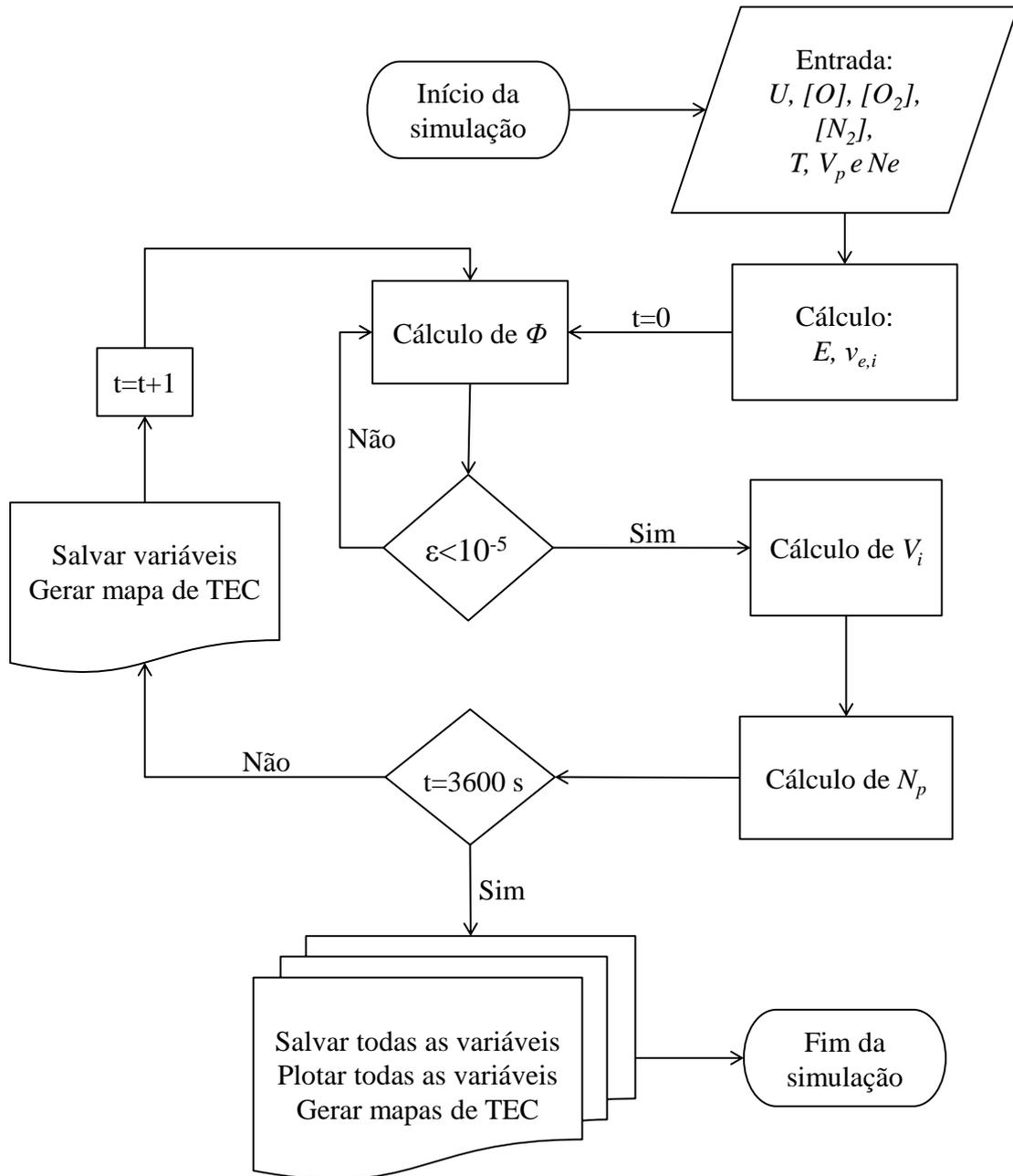
e  $\lambda$  é o comprimento de onda da perturbação.

Na [Tabela 3.6](#), é apresentado um resumo de todos os parâmetros necessários para executar o modelo ionosférico e simular a geração de bolhas de plasma juntamente com a fonte de onde será extraído/calculado cada parâmetro. Na [Figura 3.19](#), é apresentado o fluxograma com as etapas do cálculo da simulação numérica de bolhas de plasma.

Tabela 3.6 - Resumo dos parâmetros necessários para executar a simulação numérica de bolhas de plasma.

<b>Parâmetro</b>	<b>Fonte</b>
Frequência de colisão ( $\nu_{e,i}$ )	Bailey e Balan (1996)
Frequência de giro ( $\Omega_{e,i}$ )	$e, m_{e,i}, B$
Condutividade Pedersen	$m_{e,i}, \nu_{e,i}, \Omega_{e,i}$
Condutividade Hall	$m_{i,e}, \nu_{e,i}$
Campo magnético ( $B$ )	IGRF12
Deriva vertical ( $V_p$ )	Ionogramas
Campo elétrico zonal ( $E_{0x}$ )	$V_p$
Campo elétrico vertical ( $E_{0z}$ )	Forbes (1981)
Coefficiente de recombinação ( $\beta$ )	MSIS00
Temperatura neutra ( $T$ )	MSIS00
Densidade neutra ( $n$ )	MSIS00
Vento neutro ( $U$ )	HWM14
Densidade de plasma ( $N_p$ )	IRI16
Densidade de plasma inicial ( $N_{0p}$ )	IRI16
Amplitude da perturbação inicial ( $A$ )	Carrasco e Batista (2012)
Comprimento de onda da perturbação inicial ( $\lambda$ )	Carrasco e Batista (2012)

Figura 3.19 - Fluxograma com as etapas do cálculo da simulação numérica de bolhas de plasma.



## 4 BOLHAS DE PLASMA OBSERVADAS NOS MAPAS DE TEC

Neste capítulo, são apresentados os resultados e discussões das principais características das bolhas de plasma ionosféricas observadas nos mapas de TEC sobre a América do Sul. Estas características foram calculadas utilizando os métodos descritos nas Seções 3.7 e 3.8.

### 4.1 Resultados observacionais

As bolhas de plasma foram caracterizadas em termos da extensão, altura de Apex<sup>1</sup>, velocidade de deriva zonal, distância entre bolhas adjacentes e da inclinação das mesmas em relação às linhas de campo magnético.

#### 4.1.1 Ocorrência sazonal das bolhas de plasma

Para determinar a ocorrência sazonal das bolhas de plasma foram analisados mapas de TEC obtidos entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016. Neste período, foi possível caracterizar bolhas de plasma em 597 noites. Na maioria dos casos, foi possível caracterizar múltiplas ocorrências de bolhas de plasma. O período analisado corresponde à alta atividade solar com um fluxo médio  $F_{10.7} = 127 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-2}$  e compreende tanto períodos magneticamente calmos quanto perturbados.

A Figura 4.1 apresenta a frequência de ocorrência percentual das bolhas de plasma em função dos meses do ano. Observa-se que a maior ocorrência das bolhas de plasma acontece entre os meses de setembro e março. A variabilidade na ocorrência mensal das bolhas de plasma já foi amplamente estudada por diversos pesquisadores, utilizando diferentes técnicas e em períodos de baixa e alta atividade solar (FEJER et al., 1999; ABDU et al., 2000; SAHAI et al., 2000).

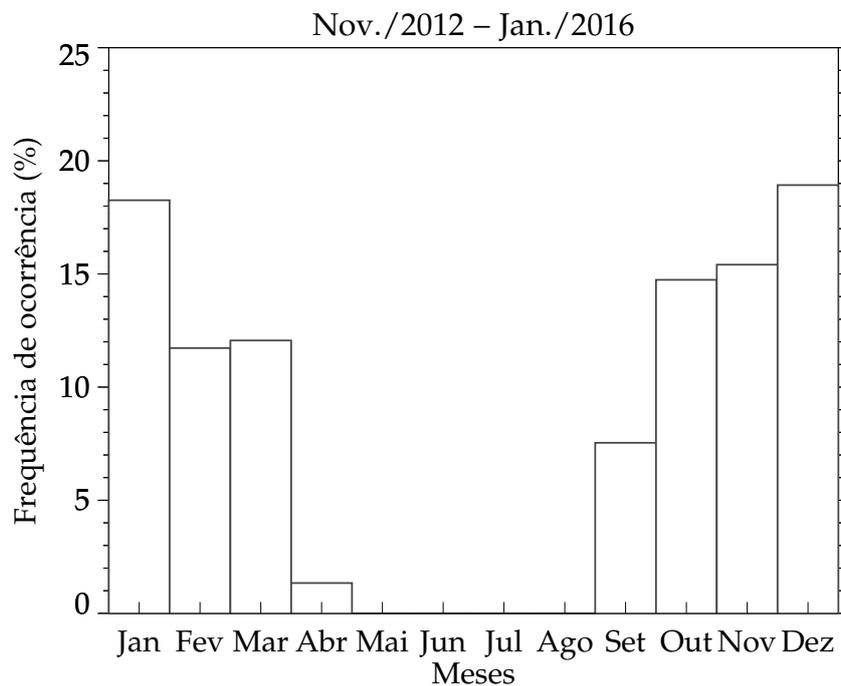
Segundo Fejer et al. (1999), esta variabilidade é atribuída à sazonalidade do pico pré-inversão (deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ ). A deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  é um dos elementos essenciais para o desenvolvimento das bolhas de plasma na base da camada F2. Quanto maior for a deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ , maior será a altura da base da camada F2. Sabe-se que a frequência de colisão entre íons e partículas neutras diminui exponencialmente com a altura (RISHBETH; GARRIOTT, 1969). Quanto maior for altura da base da camada F2, maior será a taxa de crescimento das bolhas de plasma ( $\gamma$ ).

---

<sup>1</sup>A altura de Apex é a altura máxima que uma linha de campo magnético atinge sobre a superfície terrestre (VANZANDT et al., 1972).

Nenhuma ocorrência de bolhas de plasma foi registrada entre os meses de maio e agosto. Apesar de observados alguns casos com assinaturas de bolhas, estes não foram considerados como bolhas de plasma devido aos critérios impostos para a análise das bolhas de plasma descritos nas Seções 3.7 e 3.8.

Figura 4.1 - Frequência de ocorrência percentual das bolhas de plasma em função dos meses do ano para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016.



#### 4.1.2 Extensão latitudinal

A ampla cobertura espacial obtida com os mapas de TEC permitiu monitorar a extensão latitudinal das bolhas de plasma. A extensão das bolhas de plasma foi calculada apenas para a parte da bolha abaixo do Equador magnético, utilizando o método descrito na Seção 3.7.

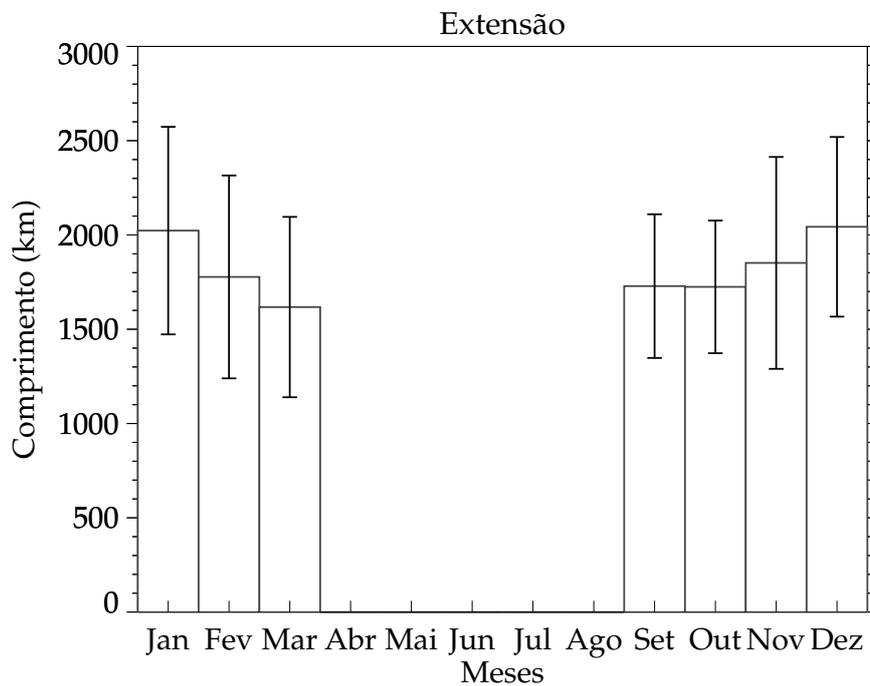
A Figura 4.2 apresenta a média mensal da extensão latitudinal das bolhas de plasma em função dos meses do ano. As barras representam a extensão média e as barras de erros representam o desvio padrão para cada latitude indicada. As maiores extensões

acontecem nos meses de janeiro e dezembro, em seguida, as extensões diminuem nos meses de fevereiro/março e setembro/outubro.

Em geral, a taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma é maior (menor) quando a deriva vertical ( $\vec{E} \times \vec{B}$ ) do plasma ionosférico for mais (menos) intensa (HAERENDEL, 1973; ANDERSON; HAERENDEL, 1979; RISHBETH, 2000; KELLEY, 2009). Intensos valores de deriva vertical fazem com que as bolhas de plasma atinjam alturas elevadas de Apex (MENDILLO; TYLER, 1983; ANDERSON; MENDILLO, 1983; ROHRBAUGH et al., 1989; SAHAI et al., 1994).

Conseqüentemente, alturas elevadas de Apex resultam em um maior desenvolvimento das bolhas de plasma ao longo das linhas de campo magnético. Portanto, a sazonalidade da extensão das bolhas apresentada na Figura 4.2 apresenta boa concordância com a variação sazonal da intensidade da deriva vertical.

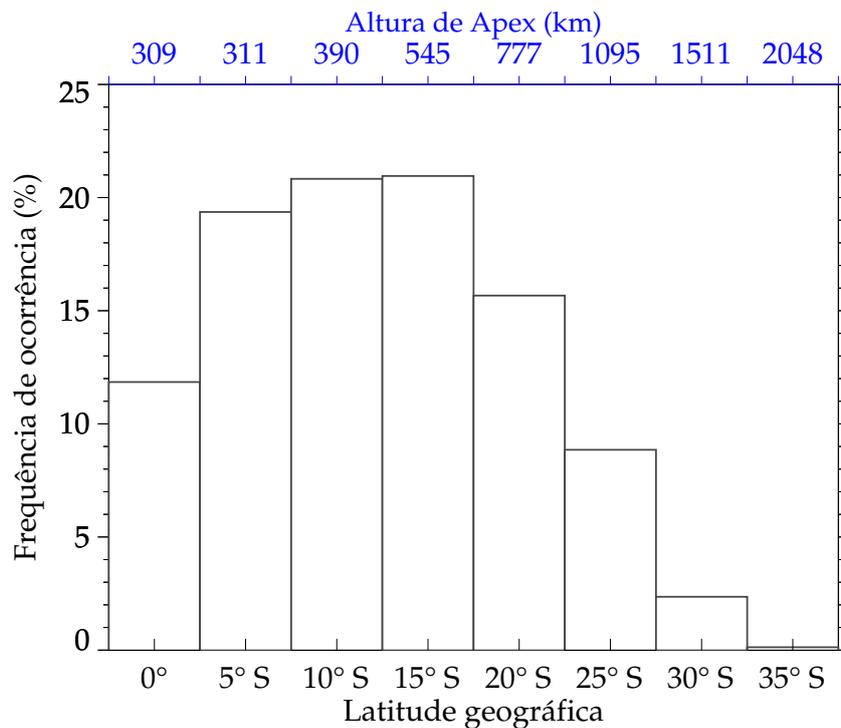
Figura 4.2 - Extensão das bolhas de plasma em função dos meses do ano para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016.



O desenvolvimento latitudinal das bolhas de plasma também pode ser visto na forma

da frequência de ocorrência percentual em função da latitude, como mostrado na Figura 4.3. Além disso, é indicada a altura de Apex para cada latitude analisada. A maior ocorrência das bolhas de plasma apresentada na Figura 4.3 acontece entre as latitudes de 5°S e 20°S. Este resultado não é esperado, pois a maior ocorrência de bolhas de plasma deveria acontecer no Equador e diminuir ao longo das latitudes analisadas. Entretanto, a baixa intensidade dos valores de TEC em torno do Equador magnético torna a identificação e, conseqüentemente, a análise das bolhas de plasma uma tarefa difícil. Desta forma, da Figura 4.3, é possível concluir que ~ 88% dos casos as bolhas de plasma se desenvolvem até 20°S de latitude e ~ 777 km de altura.

Figura 4.3 - Frequência de ocorrência percentual das bolhas de plasma em função das oito latitudes distintas, 0°, 5°S, 10°S, 15°S, 20°S, 25°S, 30°S e 35°S. O eixo superior (em azul) indica a altura de Apex correspondente para cada latitude.



#### 4.1.3 Velocidade de deriva zonal

Um das características mais exploradas na literatura é a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma. A velocidade de deriva zonal das bolhas tem sido estudada

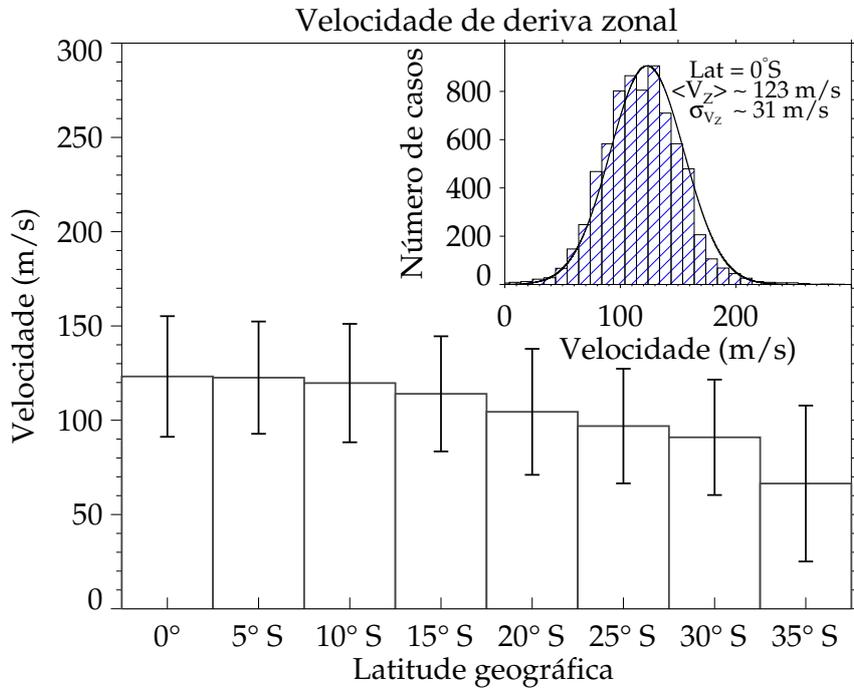
utilizando diferentes instrumentos, e. g., fotômetros (SOBRAL; ABDU, 1991; SOBRAL et al., 1999) e imageadores “All Sky” (PIMENTA et al., 2003; MARTINIS et al., 2003; ARRUDA, 2005). Entretanto, poucos trabalhos tiveram a oportunidade de estudar o comportamento da velocidade de deriva zonal em uma ampla extensão espacial.

A Figura 4.4 apresenta a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma para as seguintes latitudes:  $0^\circ$ ,  $5^\circ\text{S}$ ,  $10^\circ\text{S}$ ,  $15^\circ\text{S}$ ,  $20^\circ\text{S}$ ,  $25^\circ\text{S}$ ,  $30^\circ\text{S}$  e  $35^\circ\text{S}$ . As barras representam a velocidade de deriva zonal média e as barras de erros representam o desvio padrão para cada latitude indicada.

A velocidade média e o desvio padrão são calculados a partir dos histogramas contendo todas as velocidades calculadas para uma determinada latitude. Por exemplo, no canto superior direito, é apresentado o histograma das velocidades para a latitude de  $0^\circ$ . Sobre o histograma é ajustado uma distribuição gaussiana, onde o pico da gaussiana fornece a velocidade média das bolhas de plasma e o desvio padrão fornece a barra de erro.

Do gráfico de barra, é possível perceber que a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma decresce quase linearmente com a latitude, variando de  $\sim 125$  m/s, no Equador, até  $\sim 65$  m/s, em  $35^\circ\text{S}$ . Em várias oportunidades, foi observado bolhas de plasma com velocidades superiores a 200 m/s. A magnitude das velocidades de deriva calculadas neste trabalho apresentam valores similares aos reportados na literatura (SOBRAL et al., 1981; PIMENTA et al., 2003). Entretanto, o gradiente latitudinal apresentado na Figura 4.4 possui um comportamento diferente do comportamento relatado. Por exemplo, Pimenta et al. (2003) observaram uma região de baixa velocidade de deriva zonal entre  $8^\circ\text{S}$  e  $10,5^\circ\text{S}$ , que foi atribuída ao aumento da densidade eletrônica na região da AIE. Enquanto que o gradiente latitudinal na velocidade de deriva vertical apresentado na Figura 4.4 decresce quase linearmente com a latitude.

Figura 4.4 - Velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma para oito latitudes distintas, 0°, 5°S, 10°S, 15°S, 20°S, 25°S, 30°S e 35°S. As barras representam a velocidade de deriva zonal média e as barras de erros representam o desvio padrão para cada latitude indicada.



#### 4.1.4 Distância entre bolhas adjacentes

A ocorrência das bolhas de plasma muitas vezes apresenta uma distribuição longitudinal periódica (RÖTTGER, 1973; RÖTTGER, 1976; RÖTTGER, 1978). Alguns autores têm sugerido que perturbações periódicas são responsáveis por modular a geração das bolhas de plasma, o que explicaria a distribuição longitudinal semelhante às estruturas de onda (TAKAHASHI et al., 2009; MAKELA et al., 2010; HUANG et al., 2013).

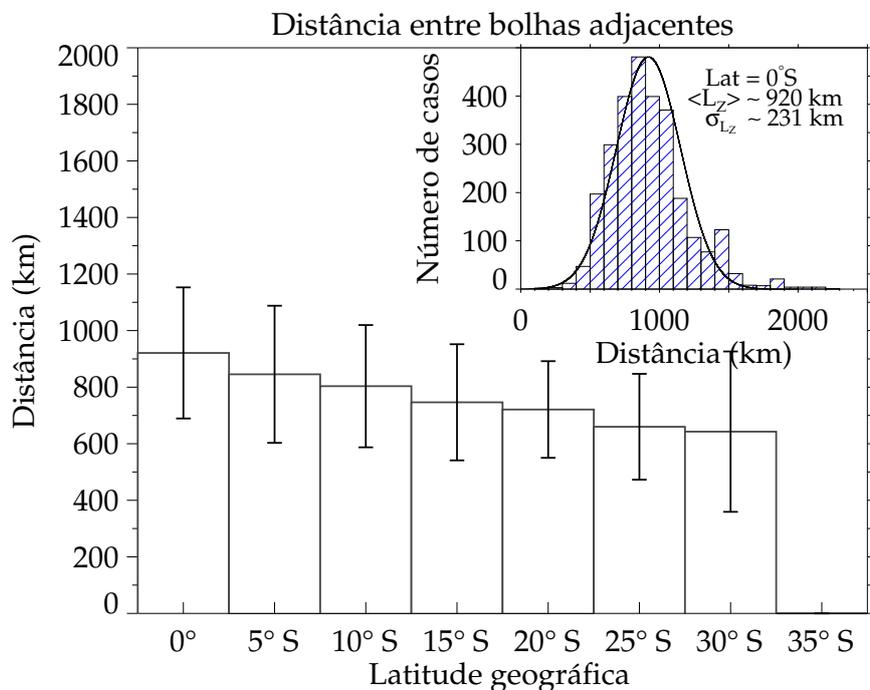
A Figura 4.5 apresenta a distância entre bolhas de plasma adjacentes para oito latitudes distintas, 0°, 5°S, 10°S, 15°S, 20°S, 25°S, 30°S e 35°S. A distância média e as barras de erro foram calculadas dos histogramas das distâncias para cada latitude. No canto superior direito, é apresentado o histograma das distâncias para a latitude de 0°.

Do gráfico de barra, é possível ver que a distância decresce quase linearmente com

a latitude, variando de  $\sim 920$  km, no Equador, para  $\sim 640$  km, em  $30^\circ\text{S}$ . Em várias ocasiões, foi observado bolhas de plasma com distância superiores a 2000 km. Não houve casos de ocorrência de bolhas de plasma com distribuição longitudinal periódica para a latitude de  $35^\circ\text{S}$ .

Recentemente, observações de bolhas periódicas com distâncias entre 100 e 500 km foram reportadas utilizando imagens da emissão do OI 630,0 nm (TAKAHASHI et al., 2009; MAKELA et al., 2010). Medidas do satélite C/NOFS (acrônimo em inglês para “Communication/Navigation Outage Forecasting System”) observaram distâncias de até 1000 km (HUANG et al., 2013). Desta forma, distâncias entre bolhas de plasma adjacentes maiores  $\sim 1000$  km ainda não foram relatadas na literatura. Devido à abrangente cobertura espacial dos mapas de TEC, foi possível observar bolhas de plasma com largas distâncias longitudinais. Este resultado reforça as vantagens de se utilizar os mapas de TEC para extrair parâmetros das bolhas de plasma.

Figura 4.5 - Distância entre bolhas de plasma adjacentes para oito latitudes distintas,  $0^\circ$ ,  $5^\circ\text{S}$ ,  $10^\circ\text{S}$ ,  $15^\circ\text{S}$ ,  $20^\circ\text{S}$ ,  $25^\circ\text{S}$ ,  $30^\circ\text{S}$  e  $35^\circ\text{S}$ . As barras representam a velocidade de deriva zonal média e as barras de erros representam o desvio padrão para cada latitude indicada.



#### 4.1.5 Inclinação das bolhas em relação às linhas de campo magnético

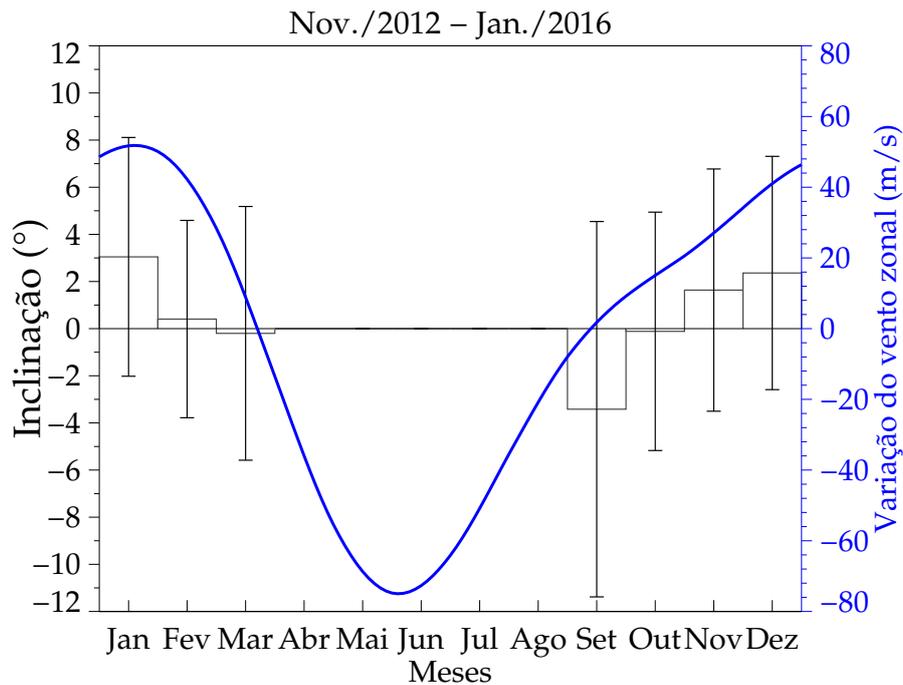
Segundo a literatura, as bolhas de plasma são alinhadas ao longo das linhas de campo magnético e se desenvolvem simetricamente em torno do Equador magnético (SOBRAL et al., 1981; SOBRAL et al., 2009). Entretanto, conforme mencionado anteriormente, a deriva zonal do plasma ionosférico é controlada por campos elétricos gerados na região F, os quais, são gerados devido à ação de ventos neutros zonais (HAERENDEL et al., 1992; KELLEY, 2009). Portanto, a dinâmica longitudinal das bolhas de plasma será afetada pela ação de ventos termosféricos.

A Figura 4.6 apresenta a inclinação das bolhas de plasma em relação às linhas de campo magnético e em função dos meses do ano. Inclinação positiva (negativa) significa que a bolha de plasma está a oeste (leste) da linha de campo magnético, e será chamada de inclinação para oeste (leste). Observa-se que, as bolhas de plasma possuem uma inclinação para oeste entre os meses de novembro e fevereiro, em seguida, as bolhas apresentam uma inclinação para leste nos meses de março, setembro e outubro.

Além disso, para verificar o efeito do vento neutro na dinâmica longitudinal das bolhas, também é apresentada a média mensal da variação do vento zonal ( $\Delta U$ ) descrito pelo modelo HWM14. A média mensal da variação do vento zonal ( $\Delta U$ ) é representada pela curva azul. A variação do vento zonal é calculada pela diferença entre o vento zonal no Equador ( $U(0^\circ)$ ) e o vento zonal em  $25^\circ\text{S}$  ( $U(25^\circ\text{S})$ ), i. e.,  $\Delta U = U(0^\circ) - U(25^\circ\text{S})$ . A variação foi calculada para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016, para uma longitude fixa de  $55^\circ\text{O}$  e para a altura de 350 km, às 2h (hora universal).

A média mensal da variação do vento zonal é positiva entre os meses de outubro e março, em seguida, a variação inverte entre os meses de abril e setembro. Ou seja, o vento zonal no Equador é mais (menos) intenso do que o vento zonal em  $25^\circ\text{S}$  de latitude para os meses de verão (inverno). A média mensal da variação do vento zonal apresenta uma boa concordância com a inclinação das bolhas de plasma com relação às linhas de campo magnético. Este resultado sugere que uma variação positiva (negativa) do vento zonal é capaz de fazer a parte equatorial das bolhas de plasma se mover mais rapidamente (lentamente) do que a parte da bolha em  $25^\circ\text{S}$  de latitude.

Figura 4.6 - Inclinação das bolhas de plasma em relação às linhas de campo magnético em função dos meses do ano. Inclinação positiva significa que a bolha de plasma está inclinada para oeste em relação à linha de campo magnético. A curva azul representa a média mensal da variação do vento zonal ( $\Delta U$ ) descrito pelo modelo HWM14 para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016, para uma longitude fixa de  $55^\circ\text{O}$  e para a altura de 350 km, às 2h (hora universal)



Embora a literatura sugira que as bolhas de plasma sejam alinhadas ao longo das linhas de campo magnético, os resultados apresentados nesta seção mostram que as bolhas de plasma são fortemente influenciadas pela ação do vento zonal.

## 4.2 Discussões

Utilizando os mapas de TEC, foi possível estudar o desenvolvimento das bolhas de plasma ionosféricas sobre a América do Sul. A ampla cobertura espacial dos mapas de TEC permitiu monitorar, simultaneamente, múltiplas bolhas de plasma e obter características tais como: velocidade de deriva zonal, extensão latitudinal e distribuições longitudinais. Além disso, foi possível acompanhar as bolhas de plasma desde o seu surgimento até o seu desaparecimento. Entre as várias características

observadas, três delas devem ser enfatizadas: (1) a diferença entre a velocidade de deriva zonal das bolhas e a velocidade do vento termosférico; (2) o gradiente latitudinal da deriva zonal das bolhas; e (3) a dependência latitudinal na distância entre bolhas adjacentes.

#### **4.2.1 Comparação entre a velocidade de deriva zonal e o vento zonal termosférico**

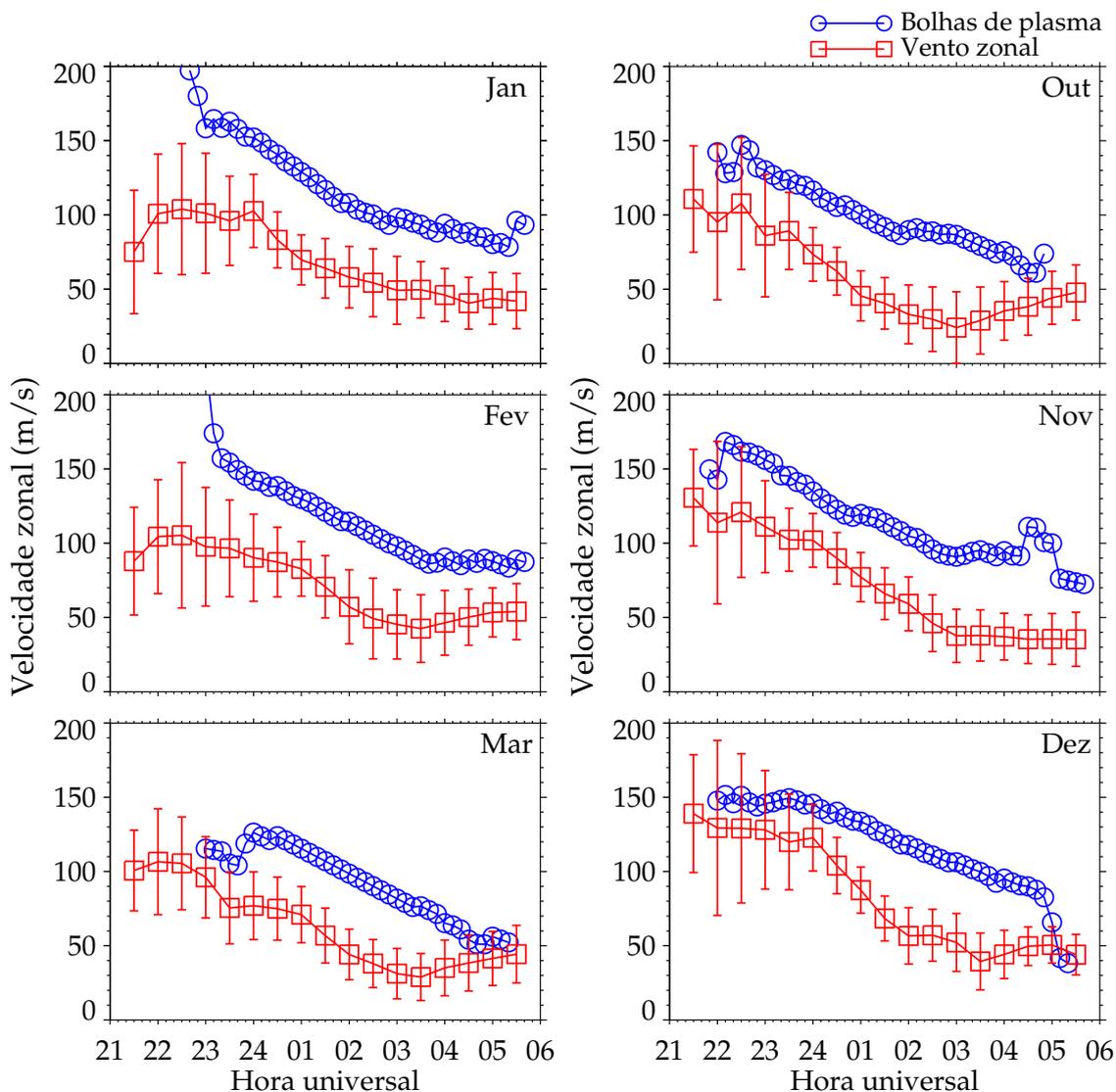
A deriva zonal do plasma ionosférico é controlada por campos elétricos gerados pelos dínamos da Região E e F (HAERENDEL et al., 1992). Logo após o pôr do Sol, a camada E sofre rápida recombinação e a dinâmica da ionosfera é controlada apenas pelo dínamo da região F (RISHBETH; GARRIOTT, 1969). Como explicado na Seção 2.5, o dínamo da região F é gerado devido à ação do vento neutro zonal (KELLEY, 2009).

Desta forma, na Figura 4.7, é apresentada a comparação entre a média mensal da velocidade de deriva noturna das bolhas de plasma obtidas pelos dados de TEC e a média mensal do vento zonal medidos pelo IFP localizado em São João do Cariri. Para esta comparação, será utilizada a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma para a latitude de 5°S. A média mensal do vento zonal corresponde aos anos de 2013 e 2014. Valores positivos de velocidade significam que a direção do vento é para leste. A barra de erro nos dados de vento é estimada usando o método de Monte Carlo (MAKELA et al., 2011).

A comparação das médias mensais mostra que as bolhas de plasma e o vento zonal apresentam o mesmo comportamento. Ambos apresentam um pico de velocidade no início da observação e, em seguida, decrescem com o tempo. Entretanto, a magnitude da velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma é maior do que a magnitude do vento zonal.

Note que a velocidade de deriva das bolhas de plasma é calculada para uma altura de  $\sim 350$  km, enquanto que os ventos neutros calculados pelo IFP são determinados para uma altura média de  $\sim 250$  km. Portanto, esta diferença entre a magnitude da velocidade de deriva zonal das bolhas e a velocidade do vento zonal pode ser devida a um gradiente vertical na velocidade do vento zonal.

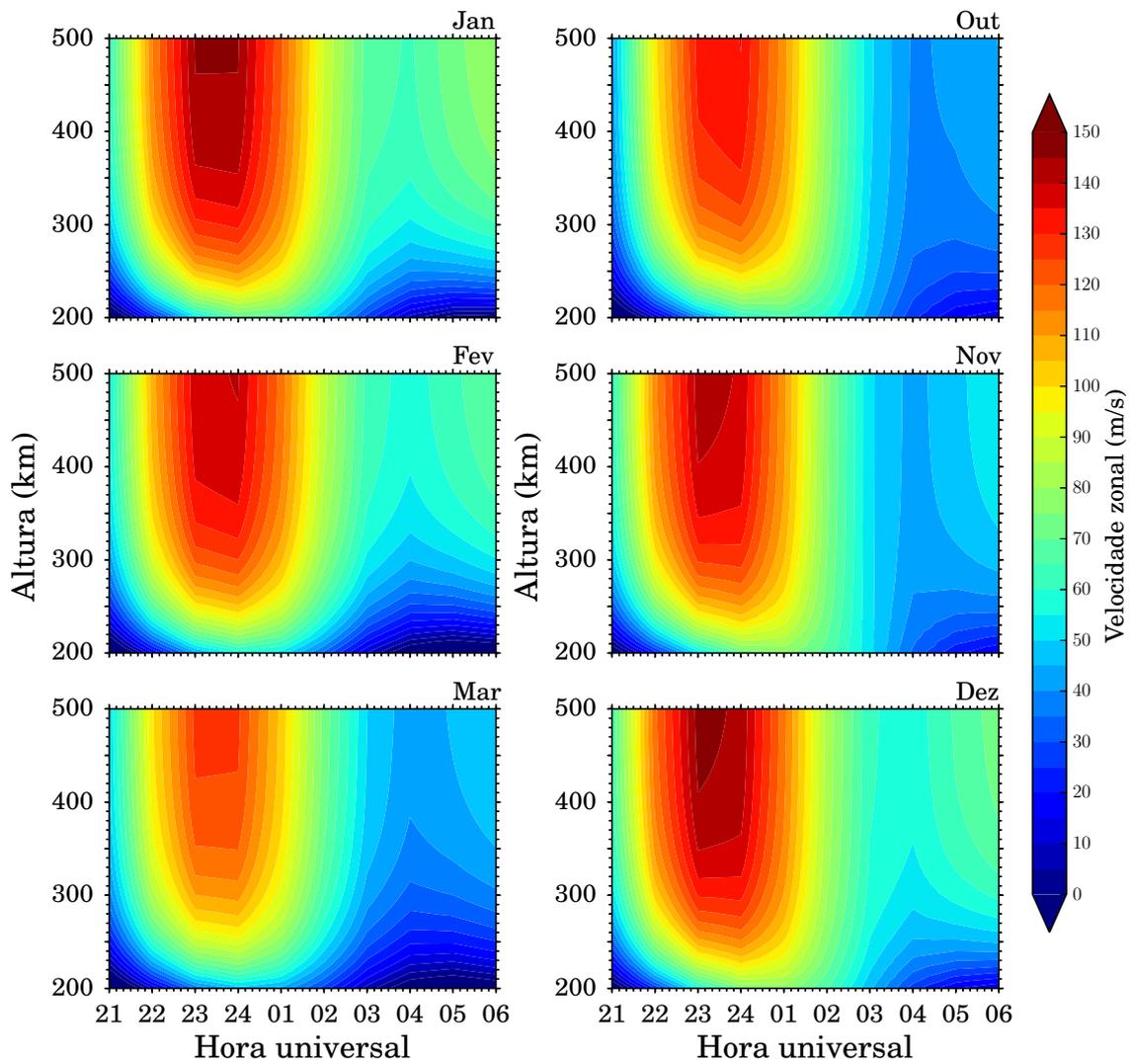
Figura 4.7 - Comparação entre a média mensal da velocidade de deriva noturna das bolhas de plasma e a média mensal do vento zonal medido pelo IFP localizado em São João do Cariri.



Desta forma, na Figura 4.8, é apresentada a média mensal do vento zonal descrito pelo modelo HWM14 para São João do Cariri, para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016. A média mensal do vento descrito pelo modelo HWM14 apresenta o mesmo comportamento das velocidades apresentadas na Figura 4.7, além disso, é possível observar que a velocidade do vento zonal aumenta com a altura. Por exemplo, em janeiro o vento zonal possui uma velocidade de  $\sim 100$  m/s em 250 km e uma velocidade de  $\sim 140$  m/s em 350 km, às 23h30 (hora uni-

versal). Em geral, o vento zonal apresentado na Figura 4.8 sugere que as diferenças observadas na Figura 4.7 sejam devido a um gradiente vertical na velocidade do vento zonal.

Figura 4.8 - Média mensal do vento zonal descrito pelo modelo HWM14 para São João do Cariri, para o período entre 21 de novembro de 2012 e 31 de janeiro de 2016.

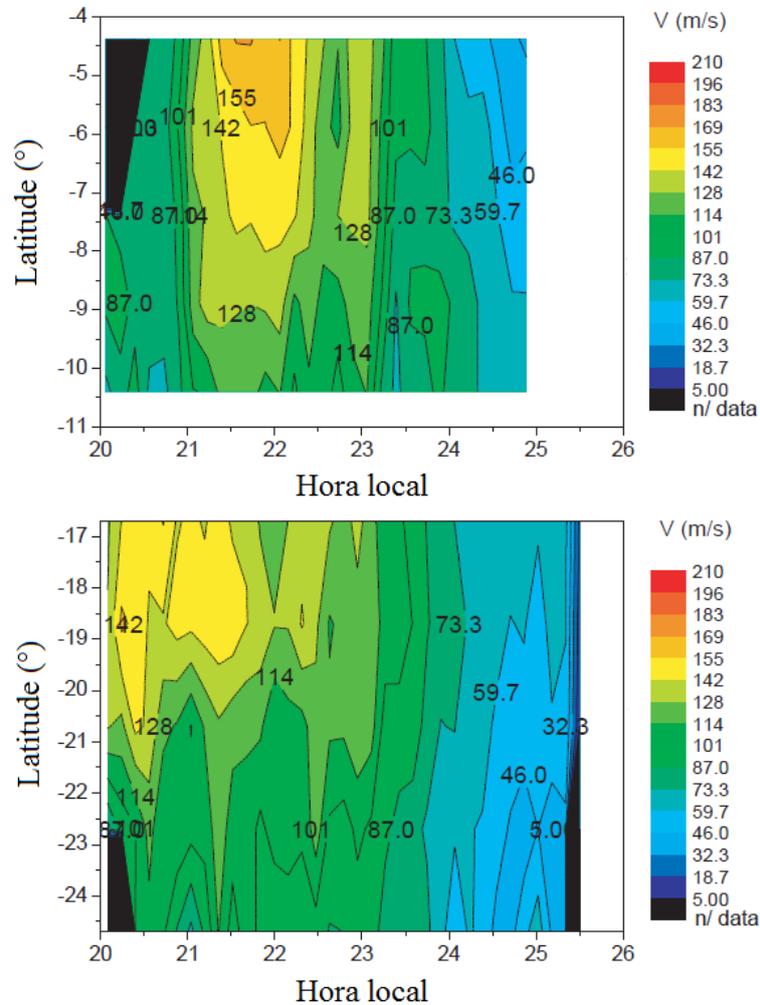


#### 4.2.2 Gradiente latitudinal na velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma

Como apresentado na [Figura 4.4](#), a velocidade de deriva das bolhas de plasma apresenta um claro gradiente latitudinal, variando de  $\sim 125$  m/s, no Equador, para  $\sim 65$  m/s, em  $35^\circ\text{S}$ . Gradientes latitudinais na velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma têm sido atribuídos a gradientes latitudinais no vento zonal ([SOBRAL; ABDU, 1991](#); [MARTINIS et al., 2003](#)).

[Pimenta et al. \(2003\)](#) relataram um significativo gradiente latitudinal na velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma utilizando imagens da emissão do OI 630,0 nm. Os autores utilizaram dois imageadores “All Sky”, um localizado em São João do Cariri ( $7,4^\circ\text{S}$ ) e outro em Cachoeira Paulista ( $22,4^\circ\text{S}$ ) no cálculo da velocidade de deriva zonal. Na [Figura 4.9](#), é apresentado a velocidade de deriva das bolhas de plasma para os meses de dezembro de 1999 e fevereiro de 2000 calculada por [Pimenta et al. \(2003\)](#). É possível ver uma região de baixa velocidade de deriva zonal entre  $8^\circ\text{S}$  e  $10,5^\circ\text{S}$ . [Pimenta et al. \(2003\)](#) atribuíram esta redução de velocidade ao aumento da densidade eletrônica na região da AIE.

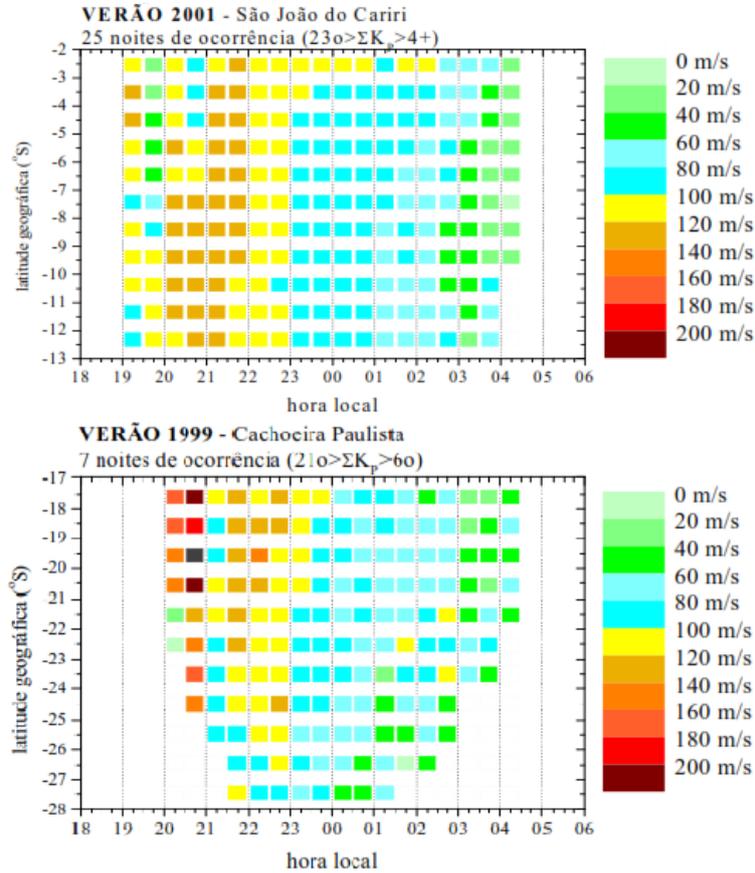
Figura 4.9 - Velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma utilizando imagens da emissão do OI 630,0 nm para os meses de dezembro de 1999 e fevereiro de 2000. Foram utilizados dois imageadores “All Sky”, um localizado em São João do Cariri (7,4°S) e outro em Cachoeira Paulista (22,4°S).



Fonte: Adaptada de Pimenta et al. (2003).

No entanto, utilizando a mesma metodologia empregada por Pimenta et al. (2003), Arruda (2005) calculou a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma para o verão dos anos de 1999 e 2001. Além da mesma metodologia, foram utilizados os mesmos imageadores, localizados em São João do Cariri e em Cachoeira Paulista. Os resultados de Arruda (2005) são apresentados na Figura 4.10, onde é possível ver que existe uma região de alta velocidade de deriva zonal entre 10°S e 20°S.

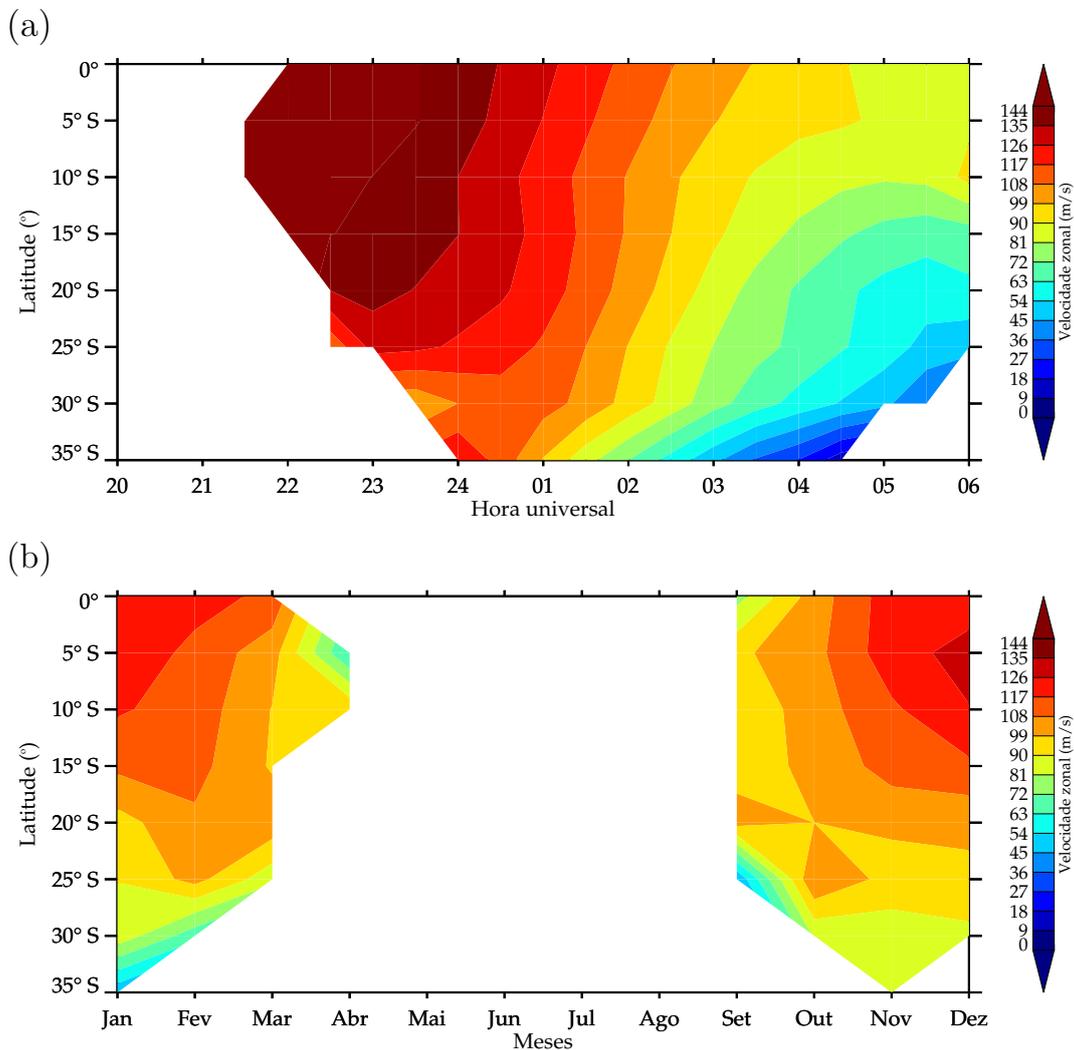
Figura 4.10 - Velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma utilizando imagens da emissão do OI 630,0 nm para o verão de 1999 e o verão de 2001. Foram utilizados os imageadores “All Sky” de São João do Cariri e o de Cachoeira Paulista.



Fonte: Adaptada de Arruda (2005).

De forma a melhorar a comparação entre a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma apresentada neste trabalho e as velocidades apresentadas por Pimenta et al. (2003) e Arruda (2005), a Figura 4.11 mostra a velocidade de deriva zonal média das bolhas de plasma para as oito latitudes analisadas em função (a) da hora universal e (b) dos meses do ano. Da Figura 4.11 (a), é possível observar que para todas as latitudes analisadas, a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma apresentam um pico de velocidade no início da observação e, em seguida, decrescem com o tempo. Além disso, as velocidades ao longo da noite apresentam o mesmo gradiente latitudinal na velocidade de deriva zonal. Da Figura 4.11 (b), é possível observar que este gradiente latitudinal na velocidade de deriva zonal acontece para todos os meses de ocorrência de bolhas de plasma.

Figura 4.11 - Velocidade de deriva zonal média das bolhas de plasma para as oito latitudes analisadas em função (a) da hora universal e (b) dos meses do ano.



Portanto, das Figuras 4.4 e 4.11, não foi possível observar o mesmo comportamento para a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma visto nas Figuras 4.9 e 4.10.

Como mencionado anteriormente, Pimenta et al. (2003) atribuíram esta redução de velocidade ao aumento da densidade eletrônica na região da AIE. Sabe-se que a intensidade AIE aumenta com o aumento da atividade solar (HUANG; CHENG, 1996; SOUZA et al., 2013). Portanto, uma possível explicação para as diferenças entre os resultados apresentados por Pimenta et al. (2003) e os resultados da Figura 4.4 seria o fato das medidas terem sido realizadas para diferentes períodos de atividade

solar. Para o período entre novembro de 2012 e janeiro de 2016, período dos resultados apresentados neste trabalho, o fluxo solar médio foi de  $F10.7 = 127 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-2}$ . Enquanto que, o fluxo solar médio foi de  $F10.7 = 171 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-2}$  para o período analisado por Pimenta et al. (2003). Entretanto, o fluxo médio para o período estudado por Arruda (2005) foi de  $F10.7 = 166 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-2}$ , fluxo solar semelhante ao do período analisado por Pimenta et al. (2003). Mesmo com valores de fluxo solar semelhantes, Pimenta et al. (2003) e Arruda (2005) obtiveram resultados distintos.

Uma forma de verificar se a AIE pode influenciar na velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma é calcular o efeito do arraste iônico sobre o vento zonal na região da crista da AIE, seguindo a metodologia proposta por Pimenta et al. (2003). Com isso em mente, será calculada a aceleração do vento zonal para as latitudes de  $5^\circ\text{S}$  e  $12^\circ\text{S}$ , representando uma região fora e dentro da crista da AIE, respectivamente. Além disso, o cálculo será realizado para uma longitude fixa de  $55^\circ\text{O}$  e para a altura de 350 km, às 23h (hora universal). A aceleração do vento zonal será calculada a partir da equação do movimento (RISHBETH; GARRIOTT, 1969) considerando apenas o gradiente de pressão e do arraste iônico, dada pela equação abaixo.

$$\frac{\partial U_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \nu_{ni}(U_x - V_x). \quad (4.1)$$

Onde  $U_x$  é a componente zonal do vento neutro,  $\rho$  é a densidade de massa,  $p$  é a pressão,  $\nu_{ni}$  é a frequência de colisão entre as partículas neutras e os íons e  $V_x$  é a velocidade de deriva zonal do plasma. Se a variação em longitude e a variação temporal forem equivalentes,  $\partial/\partial x$  pode ser substituída por  $(\Omega R \cos\phi)^{-1} \partial/\partial t$ , onde  $\Omega$  é a velocidade angular da Terra,  $R$  o raio da Terra e  $\phi$  a latitude geográfica.

A pressão foi determinada a partir da variação temporal de  $\rho$  e da temperatura,  $T$ , numa altura de 350 km, obtidos pelo modelo MSIS-E-90. Para o termo do arraste iônico,  $\nu_{ni}(U_x - V_x)$ ,  $\nu_{ni}$  foi calculado da expressão  $\nu_{ni} = \rho k_{ni}$ , onde  $k_{ni} = 7,3 \times 10^{-16} (T/1000)^{0,4} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  (PIMENTA et al., 2003).  $U_x$  e  $V_x$  são fornecidos pelo modelo HWM14 e pela velocidade das bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC.

Os resultados dos cálculos dos termos da Equação 4.1 são apresentados na Tabela 4.1. Para a latitude de  $5^\circ\text{S}$ , o gradiente de pressão contribui com  $0,27 \text{ m/s}^2$  e o arraste iônico contribui com  $-2,97 \text{ m/s}^2$ . Enquanto que para a latitude de  $12^\circ\text{S}$ , o gradiente de pressão contribui com  $0,28 \text{ m/s}^2$  e o arraste iônico contribui com  $-0,12 \text{ m/s}^2$ .

É possível perceber que a contribuição do arraste iônico é maior em 5°S do que em 12°S. A razão entre o gradiente de pressão e o arraste iônico, apresentado na Tabela 4.1, é maior em 12°S do que 5°S, indicando uma menor contribuição do arraste iônico no movimento do vento zonal em 12°S.

Tabela 4.1 - Componentes da Equação 4.1 para as latitudes de 5°S e 12°S, para uma longitude fixa de 55°O e para a altura de 350 km, às 23h (hora universal).

Latitude	5°S	12°S
$-(\Omega R \cos \phi)^{-1} \partial p / \partial t$ (m/s <sup>2</sup> )	0,27	0,28
$-\nu_{ni}(U_x - V_z)$ (m/s <sup>2</sup> )	-2,97	-0,12
$\partial U_x / \partial t$ (m/s <sup>2</sup> )	-2,69	0,15
$(\Omega R \cos \phi)^{-1} \partial p / \partial t / (\nu_{ni}(U_x - V_z))$	-0,09	-2,28

Portanto, a partir dos resultados obtidos pela equação do movimento para o vento zonal, é possível observar que o arraste iônico não contribui para a diminuição da velocidade do vento em 12°S.

#### 4.2.3 Gradiente latitudinal na distância entre bolhas adjacentes

No estudo do gradiente latitudinal na distância entre bolhas adjacentes, é importante mencionar que existem dois fatores a serem considerados na redução da distância entre bolhas adjacentes. O primeiro é a variação da velocidade de deriva das bolhas de plasma (para leste) em função da latitude e o segundo seria a variação da velocidade do terminador solar (para oeste) em função da latitude (HUANG et al., 2013).

Assumido que a geração das bolhas de plasma ocorre em torno do pôr do Sol e a sua periodicidade espacial seja devido a uma perturbação também periódica (TSUNODA, 2006; ABDU et al., 2009; TAKAHASHI et al., 2009; MAKELA et al., 2010), a distância entre as bolhas pode ser determinada pela velocidade com que a bolha de plasma e o terminador solar se afastam um do outro. Em outras palavras, quanto mais rápido a bolha de plasma se distanciar do terminador solar, maior será a distância entre as bolhas.

Desta forma, sabendo a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma apresentada na Figura 4.4 e a velocidade de rotação da Terra, é possível estimar a distância entre bolhas adjacentes e comparar com os resultados apresentados na Figura 4.5.

Por exemplo, para o Equador, a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma foi de  $\sim 123$  m/s (ver [Figura 4.4](#)) e a velocidade de rotação da Terra é  $\sim 465$  m/s. Para esse caso, a distância entre bolhas adjacentes será de  $\sim 924$  km após  $\sim 1570$  s. Por outro lado, para a latitude de  $30^\circ\text{S}$ , a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma foi de  $\sim 91$  m/s (ver [Figura 4.4](#)) e a velocidade de rotação da Terra é  $\sim 403$  m/s, resultando em uma distância de  $\sim 775$  km após  $\sim 1570$  s.

Portanto, a estimativa da distância entre bolhas adjacentes considerando a velocidade com que a bolha de plasma e o terminador solar se afastam um do outro parece concordar com o gradiente latitudinal observado na [Figura 4.5](#).

### 4.3 Simulações numéricas

As características das bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC parecem estar relacionadas diretamente a dois parâmetros, o vento zonal e a velocidade de deriva vertical. A velocidade de deriva zonal, a inclinação em relação às linhas de campo magnético e a distância entre bolhas adjacentes são diretamente influenciadas pela ação do vento zonal. Enquanto que a altura de Apex e a extensão latitudinal são diretamente influenciadas pela ação da velocidade de deriva vertical.

Desta forma, nesta seção, foi utilizada a simulação numérica, descrita na [Seção 3.10](#), para estudar o efeito do vento zonal e da velocidade de deriva vertical no desenvolvimento de bolhas de plasma. Os principais parâmetros utilizados na simulação numérica são: vento zonal e meridional, frequência de colisão, densidade eletrônica inicial, altura da camada F2, velocidade de deriva vertical, campo elétrico zonal e a função de onda utilizada como perturbação inicial.

Em um primeiro momento, foi simulado o desenvolvimento das bolhas de plasma considerando apenas a ação do vento zonal. Foram considerados ventos zonais com diferentes variações latitudinais. Desta forma, foi possível estudar como a velocidade de deriva zonal, a inclinação em relação às linhas de campo magnético e a distância entre bolhas adjacentes se comportam devido às variações impostas para o vento zonal. Para assegurar que o vento zonal é o único responsável pelas possíveis variações no desenvolvimento das bolhas, os demais parâmetros utilizados na simulação numérica foram mantidos constantes.

No segundo momento, foi simulado o desenvolvimento das bolhas de plasma considerando apenas a ação da velocidade de deriva vertical. Com isso, foi possível estudar o efeito da velocidade de deriva vertical sobre a altura de Apex e a extensão

latitudinal das bolhas de plasma. Novamente, para assegurar que a velocidade da deriva vertical é o único responsável pelas possíveis variações no desenvolvimento, os demais parâmetros utilizados na simulação numérica foram mantidos constantes.

Na [Figura 4.12](#), são apresentados os principais parâmetros utilizados como entrada no modelo de simulação numérica. Os parâmetros são: (a) frequência de colisão, (b) densidade eletrônica, (c) altura da camada F2, (d) velocidade de deriva vertical, (e) campo elétrico zonal e (f) função de onda utilizada como perturbação inicial da densidade de plasma. Todos os parâmetros são para o dia 14 de dezembro de 2015. Para compreender melhor a ação do vento zonal e da velocidade de deriva vertical, será utilizado um vento meridional nulo.

Todos os parâmetros apresentados da [Figura 4.12](#) foram obtidos sobre o Equador magnético (coordenadas magnéticas: 0°N; 19,7°L), com exceção da altura da camada F2. Para a altura vertical foi utilizado os dados obtidos pela ionossonda de Boa Vista (coordenadas magnéticas: 9,6°N; 19,7°L). A velocidade de deriva vertical foi calculado a partir dos dados de altura da camada F2 pela [Equação 3.30](#).

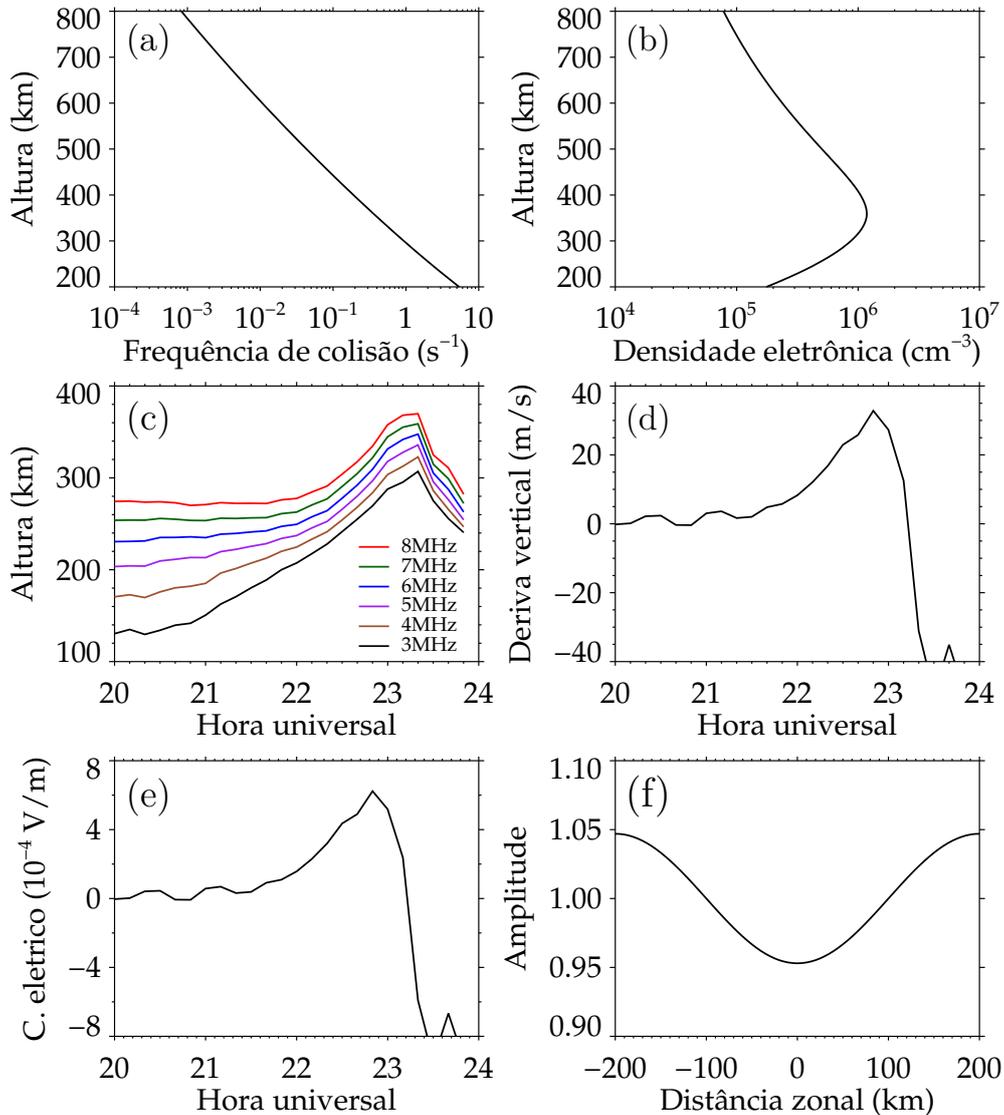
Utilizando o modelo de deriva vertical desenvolvido por [Batista et al. \(1986\)](#), [Carrasco et al. \(2005\)](#) mostraram que o pico da velocidade de deriva vertical em 10° de latitude geomagnética é 34% menor do que o pico da velocidade de deriva vertical no Equador magnético. A [Figura 4.12 \(d\)](#) apresenta o pico da velocidade de deriva vertical para Boa Vista, cujo valor é de 33 m/s. Desta forma, considerando um aumento de 34%, o valor do pico da velocidade de deriva vertical sobre o Equador magnético será de 44 m/s.

A perturbação inicial, [Figura 4.12 \(f\)](#), foi calculada da [Equação 3.33](#). A amplitude da perturbação inicial<sup>2</sup> (A) foi 0,047 (4,7%), obedecendo aos critérios estabelecidos por [Carrasco e Batista \(2012\)](#).

---

<sup>2</sup>A amplitude da perturbação inicial (A) é definida como  $\delta N/N$  ([SEKAR; KHERANI, 2002](#)).

Figura 4.12 - Principais parâmetros utilizados como entrada no modelo de simulação numérica. (a) frequência de colisão, (b) densidade eletrônica, (c) altura da camada F2, (d) velocidade de deriva vertical, (e) campo elétrico zonal e (f) a função de onda utilizada como perturbação inicial. Todos os parâmetros são para o dia 14 de dezembro de 2015.



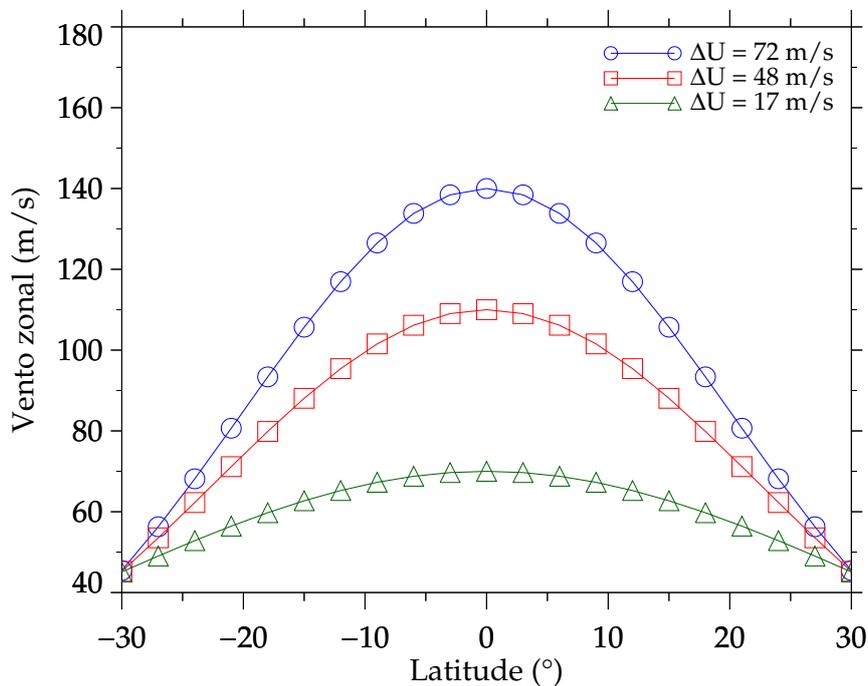
#### 4.3.1 Efeito do vento neutro no desenvolvimento das bolhas de plasma

As características das bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC mostraram que a dinâmica das bolhas é fortemente influenciada pela ação do vento zonal. Um gradiente latitudinal no vento zonal faz com que a velocidade zonal de uma bolha

de plasma varie em função da latitude. Conseqüentemente, a bolha apresentará uma inclinação em relação às linhas de campo magnético. Além disso, a variação da velocidade zonal em função da latitude faz com que a distâncias entre bolhas adjacentes também varie com a latitude.

Desta forma, baseada na média mensal da variação do vento zonal apresentada na [Figura 4.6](#) para os meses de ocorrência de bolhas de plasma, foram utilizados ventos zonais considerando diferentes variações latitudinais nas simulações numéricas. Os ventos zonais que foram utilizados são apresentados na [Figura 4.13](#). Os ventos possuem variações latitudinais de 72, 48 e 17 m/s, representados pelas linhas de cor azul, vermelha e verde, respectivamente. A variação do vento zonal é calculada da diferença entre o vento zonal calculado no Equador ( $U(0^\circ)$ ) e o vento zonal calculado em  $25^\circ\text{S}$  ( $U(25^\circ\text{S})$ ), seguindo a mesma metodologia apresentada na [Subseção 4.1.5](#).

Figura 4.13 - Ventos zonais utilizados nas simulações numéricas. Os ventos possuem variações latitudinais de 72, 48 e 17 m/s, representados pelas linhas de cor azul, vermelha e verde, respectivamente.



Portanto, com os ventos zonais apresentados na [Figura 4.13](#), é possível verificar se

os resultados da simulação numérica são capazes de explicar as características das bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC.

A [Figura 4.14](#) apresenta os resultados das simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs<sup>3</sup>. No [Apêndice C](#) é apresentado o cálculo da taxa de emissão volumétrica para a emissão do OI 630,0 nm. Os resultados da simulação possuem 1000 (à esquerda) e 2500 (à direita) segundos de desenvolvimento, considerando um vento zonal com uma variação latitudinal de ((a) e (b)) 72, ((c) e (d)) 48 e ((e) e (f)) 17 m/s.

Das simulações com 2500 segundos de desenvolvimento, é possível observar as seguintes características:

- a) Um vento zonal mais intenso gera uma bolha de plasma com uma taxa de crescimento maior. Note que a bolha simulada com um vento zonal mais intenso teve um maior desenvolvimento latitudinal.

Como mencionado na [Subseção 2.7.1](#), ventos zonais podem intensificar o campo elétrico zonal. Um campo elétrico zonal mais intenso causa um aumento na deriva vertical ( $\vec{E} \times \vec{B}$ ), o que causará o aumento na taxa de crescimento da bolha de plasma ( $\gamma$ ) ([BATISTA et al., 1986](#));

- b) A magnitude do vento zonal faz com que a bolha de plasma se desloque mais rapidamente para leste. A bolha simulada com um vento zonal mais intenso teve um maior deslocamento para leste.

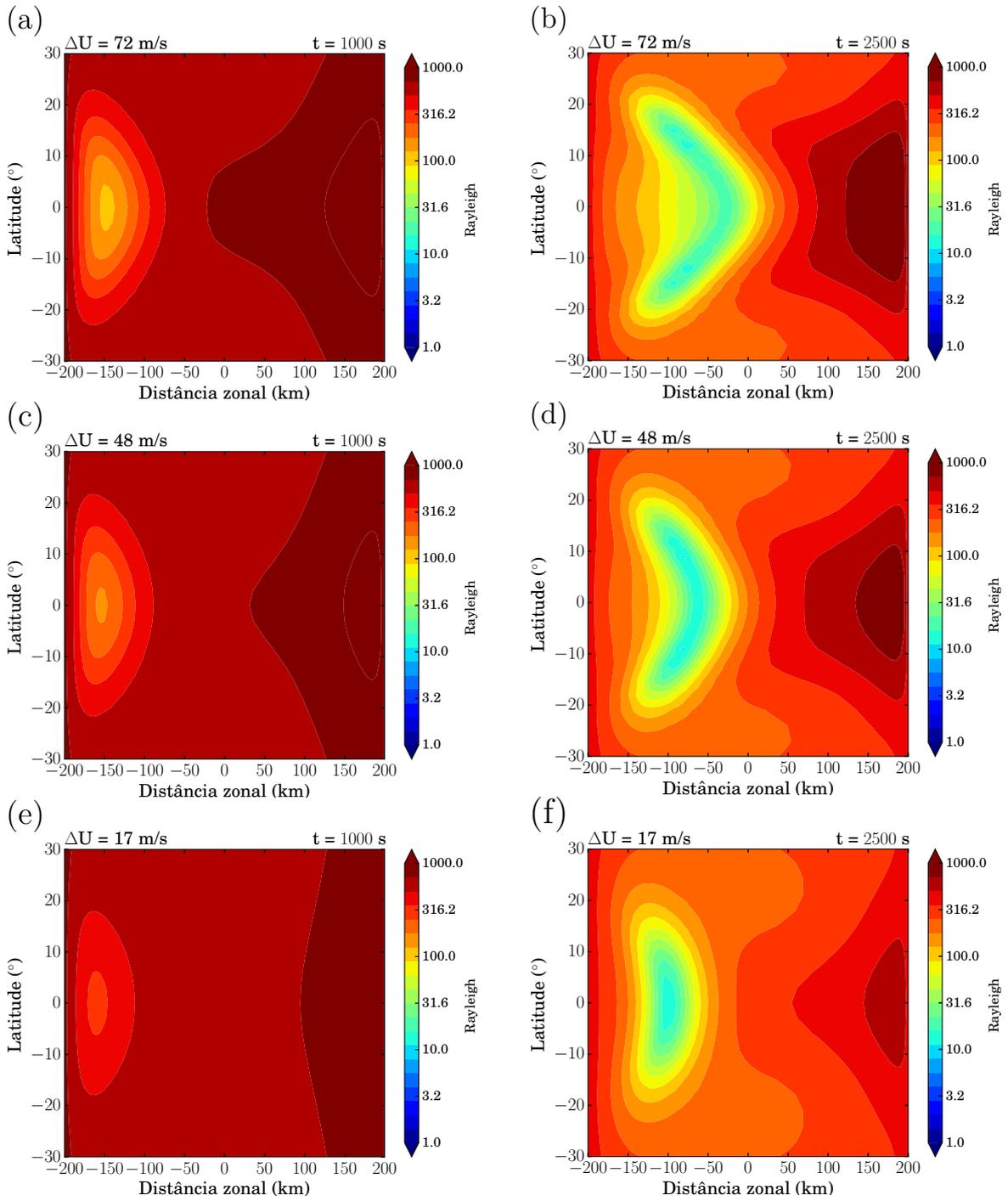
Segundo a teoria do dínamo da região F descrita na [Seção 2.5](#), a interação de um vento dirigido para leste com o campo magnético ( $\vec{U} \times \vec{B}$ ) dará origem a um campo elétrico de polarização vertical ( $\vec{E}_z$ ). Este campo elétrico de polarização ao interagir com o campo magnético dará origem a uma deriva das partículas carregadas ( $\vec{E}_z \times \vec{B}$ ) dirigida para leste ([RISHBETH; GARRIOTT, 1969](#)). Desta forma, quanto mais intenso for o vento zonal, maior será a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma;

- c) Variações latitudinais no vento zonal fazem com que a velocidade zonal de uma bolha de plasma varie em função da latitude. Quanto maior for a variação latitudinal do vento, maior será a diferença de velocidade zonal de uma bolha de plasma com a latitude. Consequentemente, a bolha apresentará uma inclinação em relação às linhas de campo magnético.

---

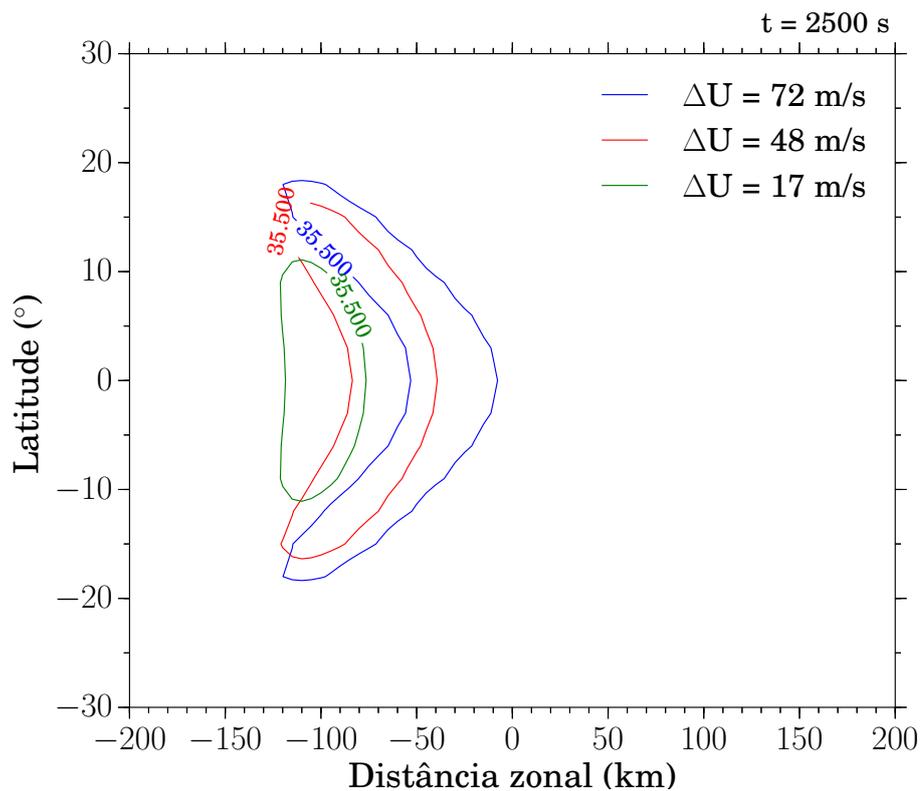
<sup>3</sup>1 Rayleigh corresponde à intensidade de uma fonte isotrópica de radiação que emite  $10^6$  fótons/cm<sup>3</sup>s ([HUNTEN et al., 1956](#)).

Figura 4.14 - Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs. Os resultados da simulação possuem 1000 (à esquerda) e 2500 (à direita) segundos de desenvolvimento, considerando um vento zonal com uma variação latitudinal de ((a) e (b)) 72, ((c) e (d)) 48 e ((e) e (f)) 17 m/s.



De forma a realçar as diferenças entre as bolhas simuladas com diferentes variações latitudinais no vento zonal, foi selecionada a isolinhas de 35,5 Rayleighs com 2500 segundos de desenvolvimento. Estas isolinhas são apresentadas na [Figura 4.15](#).

Figura 4.15 - Isolinhas de 35,5 Rayleighs para as simulações com diferentes variações latitudinais no vento zonais e com 2500 segundos de desenvolvimento. As curvas azul, vermelho e verde possuem variações latitudinais de 72, 48 e 17 m/s, respectivamente.

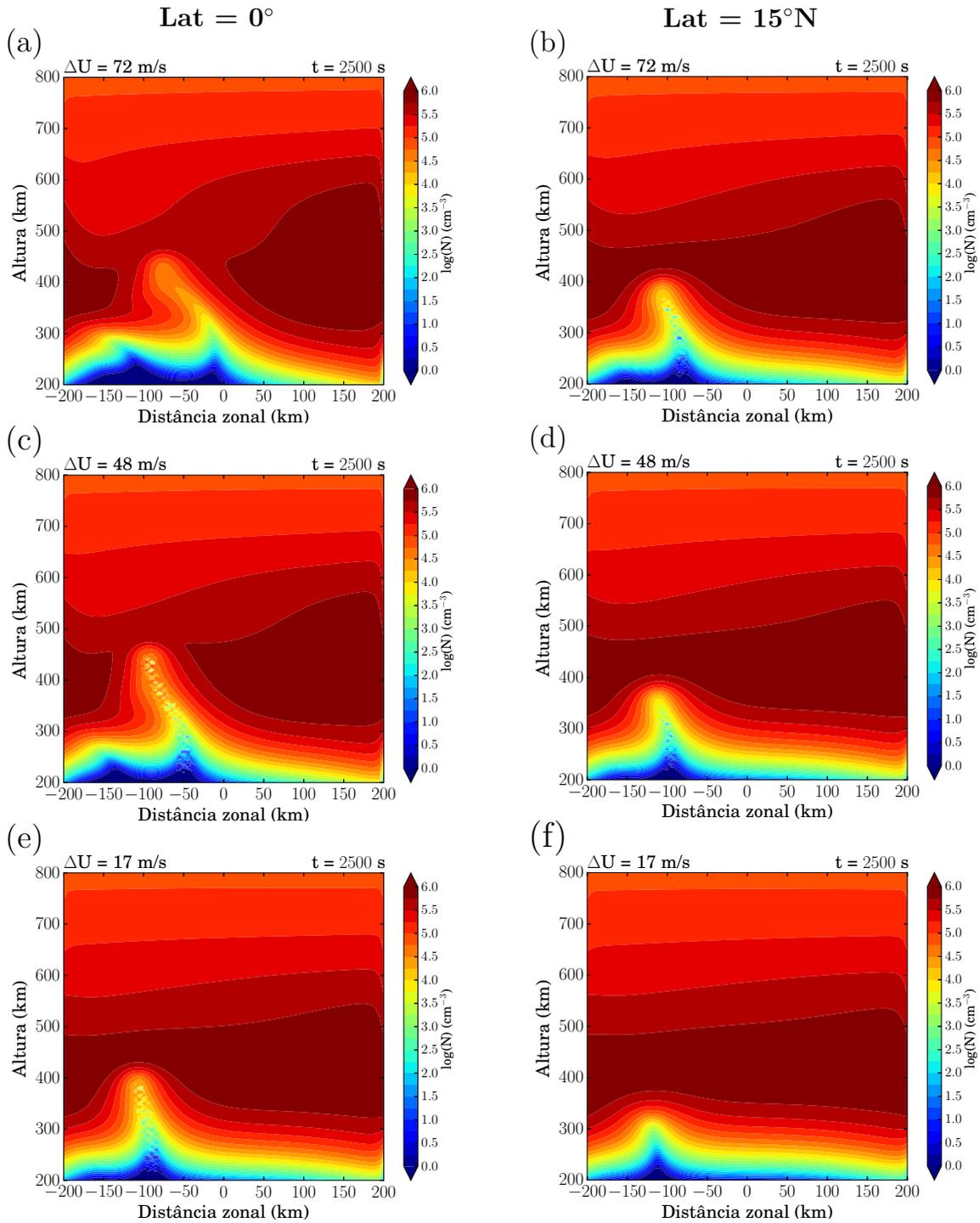


Portanto, a partir da [Figura 4.15](#), fica claro que o vento zonal é capaz de influenciar na taxa de desenvolvimento, na velocidade de deriva zonal e na inclinação das bolhas de plasma. Além disso, também fica claro que um vento zonal causa um maior desenvolvimento latitudinal nas bolhas de plasma. O desenvolvimento latitudinal das bolhas está associado à altura de Apex que as mesmas atingem sobre o equador magnético.

Desta forma, na [Figura 4.16](#), são apresentados os resultados das simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na distribuição vertical de densidade eletrônica,

$N$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), em função da distância zonal para as latitudes de  $0^\circ$  e  $15^\circ\text{N}$ . À esquerda, as simulações numéricas realizadas para a latitude de  $0^\circ$  e, à direita, as simulações numéricas realizadas para a latitude de  $15^\circ\text{N}$ . Para as duas latitudes, foram consideradas variações latitudinais no vento zonal de ((a) e (b)) 72, ((c) e (d)) 48 e ((e) e (f)) 17 m/s.

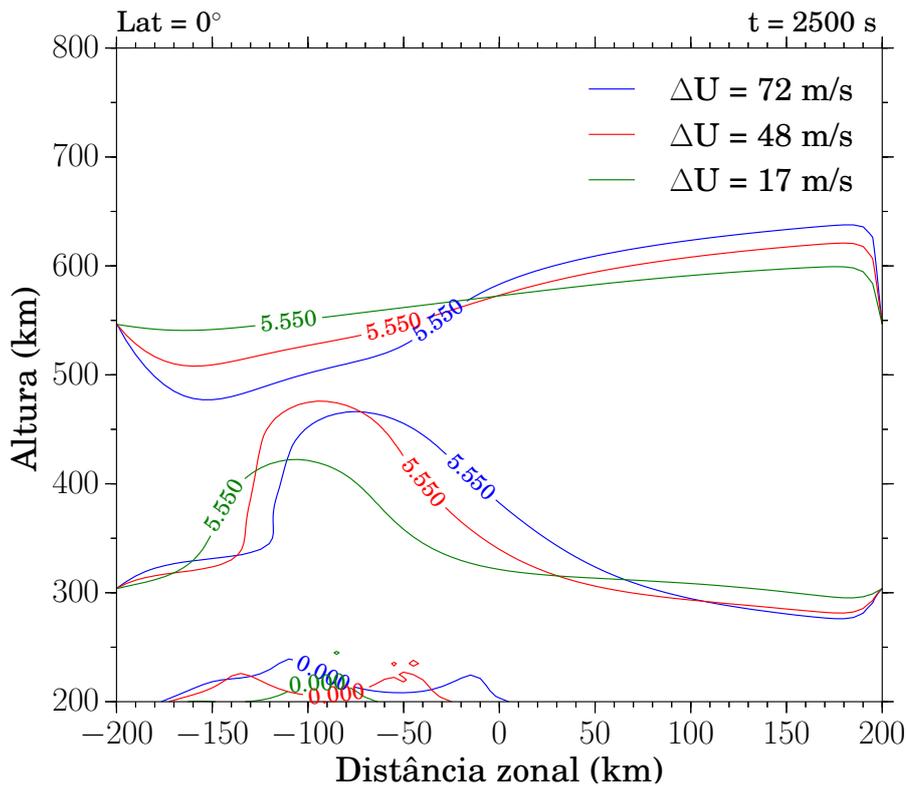
Figura 4.16 - Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na distribuição vertical de densidade eletrônica em função distância zonal para as latitudes de  $0^\circ$  (à esquerda) e  $15^\circ\text{N}$  (à direita). As simulações numéricas foram realizadas considerando variações latitudinais no vento zonal de ((a) e (b)) 72, ((c) e (d)) 48 e ((e) e (f)) 17 m/s.



Note que, existe uma diferença entre as taxas de crescimento vertical das bolhas para as latitudes de  $0^\circ$  e  $15^\circ\text{N}$ . Um vento zonal mais intenso gera uma bolha de plasma com uma taxa de crescimento vertical maior, devido à intensificação da deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ . Assim, a bolha atingirá alturas de Apex mais elevadas e, conseqüentemente, um maior desenvolvimento latitudinal ao longo das linhas de campo magnético.

A Figura 4.17 apresenta a comparação entre as isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,55$ , onde  $N = 3,5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , para as bolhas de plasma simulada para a latitude de  $0^\circ$ , com 2500 segundos de desenvolvimento. As curvas azul, vermelho, e verde possuem variações latitudinais no vento zonal de 72, 48 e 17 m/s, respectivamente.

Figura 4.17 - Isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,55$  para as simulações com 2500 segundos de desenvolvimento para a latitude de  $0^\circ$ . As curvas azul, vermelho, e verde possuem variações latitudinais no vento zonal de 72, 48 e 17 m/s, respectivamente.



A partir da Figura 4.17, nota-se que a taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma é fortemente influenciada pelo vento zonal. Novamente, é possível observar que um vento zonal mais intenso faz com que a bolha de plasma se desloque mais

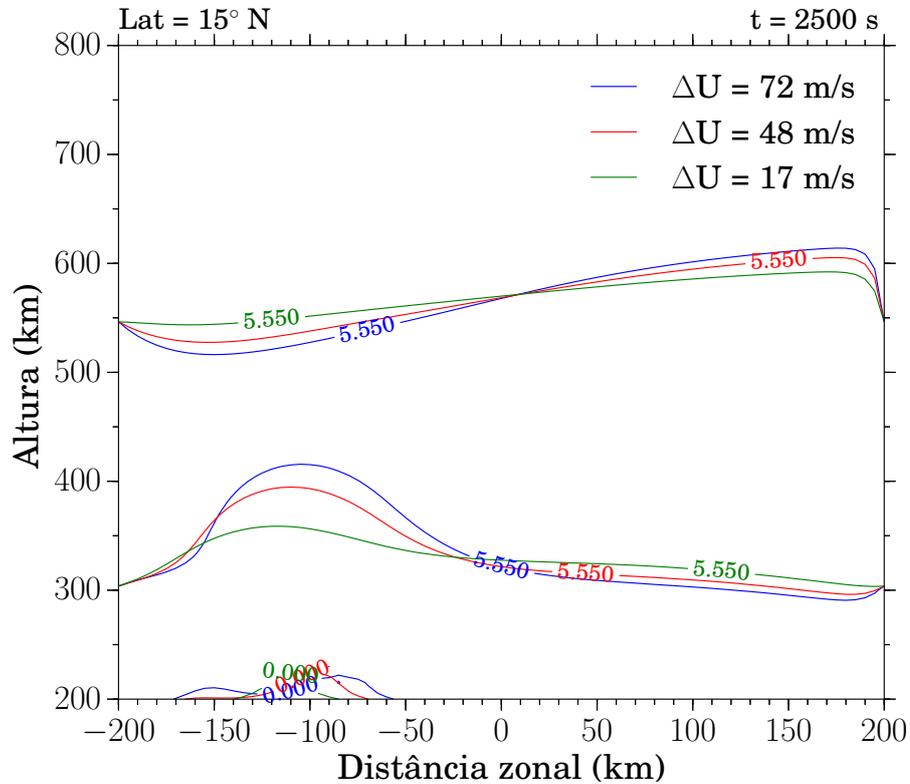
rapidamente para leste.

Entretanto, houve uma leve diferença de altura entre as bolhas simuladas com uma variação latitudinal no vento zonal de 72 e 48 m/s. Além disso, a bolha com maior altura foi gerada com a variação latitudinal de 48 m/s, onde era de se esperar que o vento com maior intensidade no Equador gerasse a bolha com o maior alcance vertical.

O comportamento observado para as bolhas de plasma na [Figura 4.17](#) não é observado na [Figura 4.18](#). A bolha com maior intensidade de vento zonal apresentou o maior desenvolvimento vertical.

Portanto, dos gráficos de isolinhas, é possível verificar que o vento zonal contribui tanto para o desenvolvimento vertical, quanto na dinâmica longitudinal das bolhas de plasma. Além disso, como observado na [Figura 4.17](#), um forte vento zonal provoca um aumento na taxa de crescimento vertical da bolha, entretanto, esse crescimento parece ser inibido pelo deslocamento para leste.

Figura 4.18 - Isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,55$  para as simulações com 2500 segundos de desenvolvimento para a latitude de  $15^\circ\text{N}$ . As curvas azul, vermelho, e verde possuem variações latitudinais no vento zonal de 72, 48 e 17 m/s, respectivamente.



### Comparação entre os resultados numéricos e as análises dos mapas de TEC

As simulações do desenvolvimento das bolhas de plasma considerando apenas a ação do vento zonal parecem reproduzir as características das bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC. O vento zonal tem influência sobre a velocidade de deriva zonal, a inclinação em relação às linhas de campo magnéticos e a distância entre bolhas adjacentes. Além disso, as simulações numéricas mostraram que o vento zonal é capaz de influenciar no desenvolvimento latitudinal das bolhas de plasma.

### Extensão latitudinal

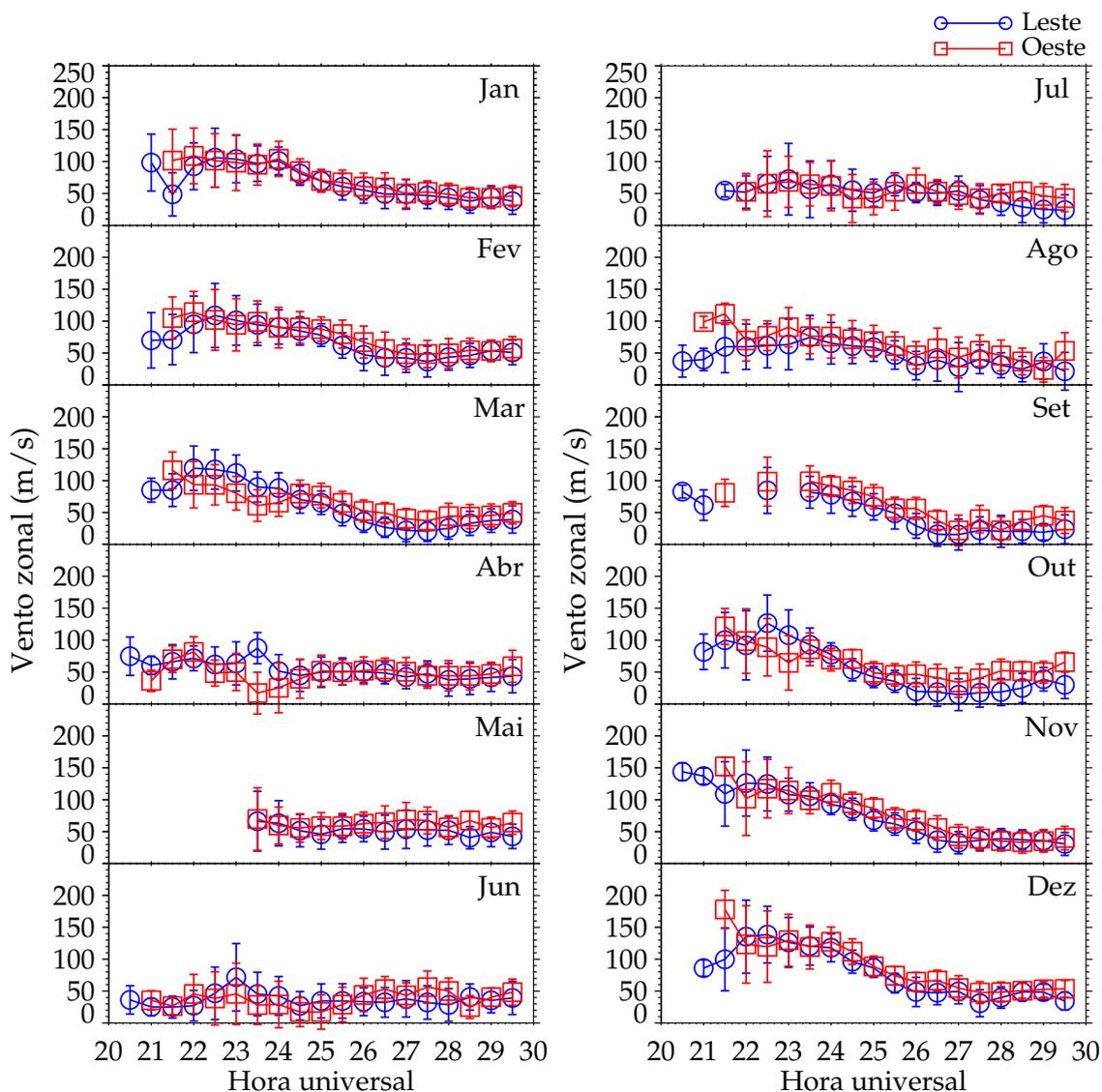
As simulações mostraram que a taxa de crescimento vertical das bolhas cresce com o aumento da intensidade do vento zonal. Com isso, a bolha atingirá alturas de Apex

mais elevadas e, conseqüentemente, um maior desenvolvimento latitudinal ao longo das linhas de campo magnético. Na [Subseção 4.1.2](#), foi mostrado que as maiores extensões acontecem nos meses de janeiro e dezembro, em seguida, as extensões diminuem nos meses de fevereiro/março e setembro/outubro.

Na [Figura 4.19](#), é apresentado a média mensal do vento zonal medido pelo IFP localizado em São João do Cariri para os anos de 2013 e 2014. As medidas realizadas pelo IFP mostram que, em torno do pôr do Sol, o vento zonal é mais intenso nos meses de verão e mais fraco nos meses de inverno.

Os resultados obtidos das análises dos mapas de TEC, dos dados de vento zonal medidos pelo IFP e dos resultados das simulações numéricas mostram uma boa concordância entre si. Para os meses com um vento zonal mais intenso, tem-se bolhas de plasma com um maior desenvolvimento latitudinal.

Figura 4.19 - Média mensal do vento zonal medido pelo IFP localizado em São João do Cariri para os anos de 2013 e 2014.



### Gradiente latitudinal na velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma

Os resultados das simulações numéricas, considerando ventos zonais com diferentes variações latitudinais, mostraram que a velocidade de deriva zonal de uma bolha de plasma varia em função da latitude.

Na Subseção 4.1.3, foi mostrado que a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma decresce quase linearmente com a latitude, variando de  $\sim 125$  m/s, no Equa-

dor, para  $\sim 65$  m/s, em  $35^\circ\text{S}$ . Os resultados das simulações numéricas mostraram que um vento mais intenso no Equador faz com que a bolha tenha uma velocidade de deriva zonal maior no Equador.

Um gradiente latitudinal na velocidade deriva zonal das bolhas de plasma terá consequências na inclinação dessas bolhas em relação às linhas de campo magnético e na distância entre bolhas adjacentes. Os resultados das simulações numéricas mostraram que quanto maior for o gradiente latitudinal, maior é a inclinação das bolhas de plasma. Resultado similar foi mostrado na [Subseção 4.1.5](#), as bolhas de plasma possuem inclinações mais intensas entre os meses de novembro e fevereiro.

Os resultados observados nos mapas de TEC apresentaram boa concordância com a média mensal da variação latitudinal do vento zonal descrito pelo modelo HWM14, apresentado na [Figura 4.6](#). Isto mostra que uma variação latitudinal no vento zonal é capaz de fazer a bolha de plasma se mover mais rápido no Equador do que em  $25^\circ\text{S}$  de latitude.

Outra consequência de um gradiente latitudinal na velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma é o gradiente latitudinal na distância entre bolhas adjacentes. Como discutido na [Subseção 4.2.3](#), a distância entre as bolhas pode ser determinada pela velocidade com que a bolha de plasma e o terminador solar se afastam um do outro. Portanto, se existe um gradiente latitudinal na velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma, existirá um gradiente latitudinal na distância entre bolhas adjacentes. Infelizmente, a simulação numérica apresentada neste trabalho não é capaz de gerar múltiplas bolhas de plasma, o que limita o estudo desse assunto em mais detalhes.

### **4.3.2 Efeito da velocidade de deriva vertical no desenvolvimento das bolhas de plasma**

Na [Subseção 4.1.2](#), foi discutido que a velocidade de deriva vertical pode influenciar na altura de Apex das bolhas de plasma. Quanto maior for a altura de Apex, maior será a extensão das bolhas de plasma ao longo das linhas do campo magnético. Segundo [Fejer et al. \(1991\)](#), a velocidade de deriva vertical nos meses de verão é cerca de  $\sim 50\%$  maior do que nos meses de inverno, para um período de atividade solar com um fluxo de  $F_{10.7} = 130 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-2}$ .

Sendo assim, para simular o desenvolvimento das bolhas de plasma considerando apenas a ação da velocidade de deriva vertical, foram utilizados três diferentes valores

de pico de velocidade de deriva vertical. Os valores de pico de velocidade de deriva vertical foram calculados considerando a variação sazonal do pico de velocidade de deriva vertical relatada por Fejer et al. (1991).

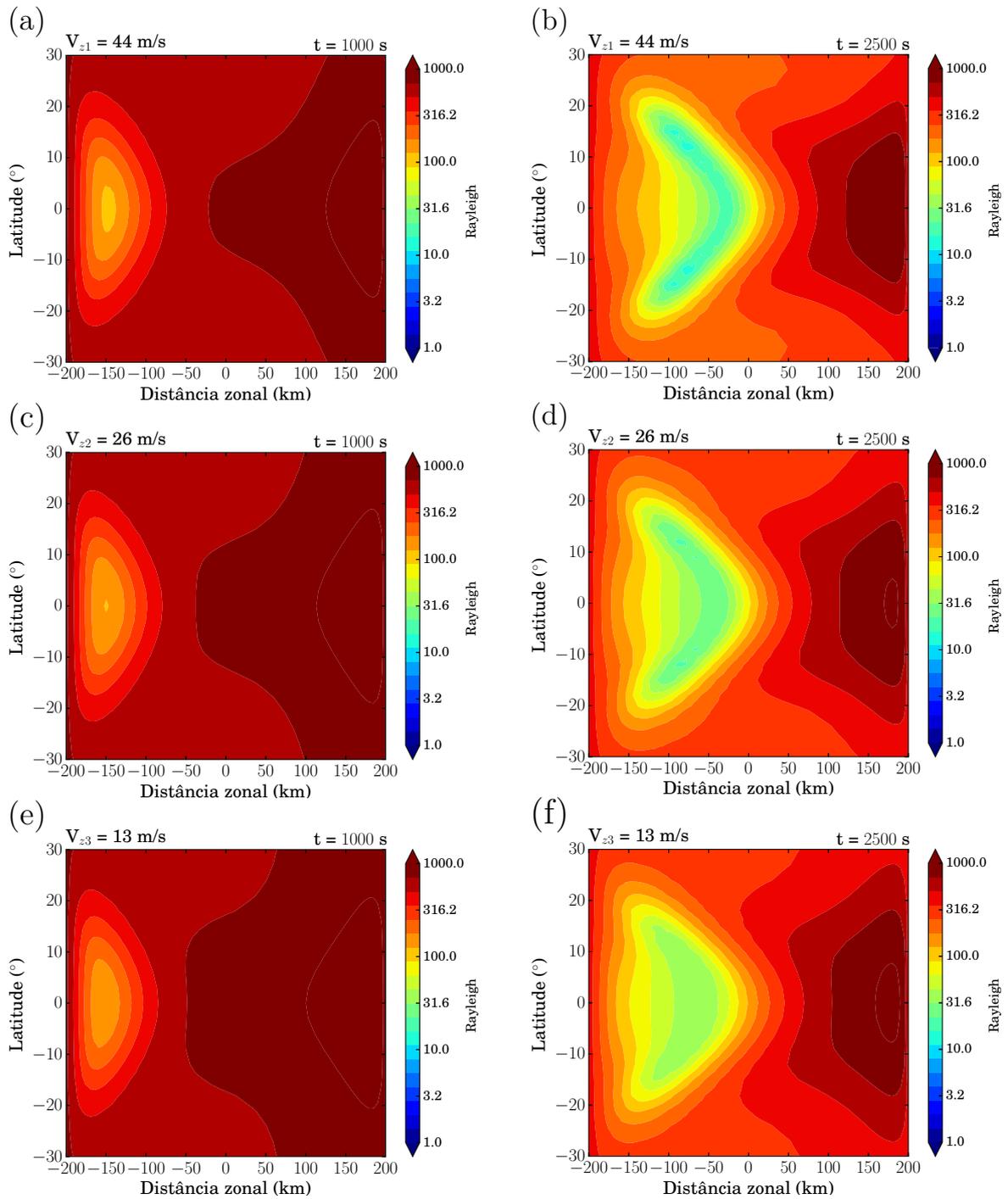
Para representar o pico de velocidade de deriva vertical nos meses de verão, foi utilizada a velocidade de deriva vertical apresentada na Figura 4.12 (d), chamada de  $V_{z1}$ . Lembrando que  $V_{z1}$  foi medida pela ionossonda de Boa Vista, no dia 14 de dezembro de 2015, e deve ser corrigida para valores sobre o Equador magnético. Além disso, foram utilizadas velocidades de deriva vertical 30% e 60% menores do que  $V_{z1}$ , chamadas de  $V_{z2}$  e  $V_{z3}$ , respectivamente. Sendo assim,  $V_{z1} = 44$  m/s,  $V_{z2} = 26$  m/s e  $V_{z3} = 13$  m/s representam a variação sazonal da velocidade de deriva vertical da camada F. Desta forma, foi possível estudar a relação da velocidade de deriva vertical com a sazonalidade da extensão das bolhas de plasma.

A Figura 4.20 apresenta os resultados das simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs, para diferentes valores de velocidades de deriva vertical após 1000 (à esquerda) e 2500 (à direita) segundos. As simulações numéricas foram realizadas para ((a) e (b))  $V_{z1}$ , ((c) e (d))  $V_{z2}$  e ((e) e (f))  $V_{z3}$ . Foi utilizado o vento zonal com uma variação latitudinal de 72 m/s, apresentado na Figura 4.13.

Das simulações com 2500 segundos de desenvolvimento, é possível observar as seguintes características:

- a) Uma velocidade de deriva vertical mais intensa gera uma bolha de plasma com uma taxa de crescimento maior. Note que a bolha simulada com a deriva  $V_{z1}$  teve um maior desenvolvimento latitudinal;
- b) Como era de se esperar, a velocidade de deriva vertical parece não ter influência no gradiente latitudinal da velocidade de deriva zonal da bolha de plasma. Consequentemente, nenhuma influência na inclinação em relação às linhas de campo magnético e na distância entre bolhas adjacentes.

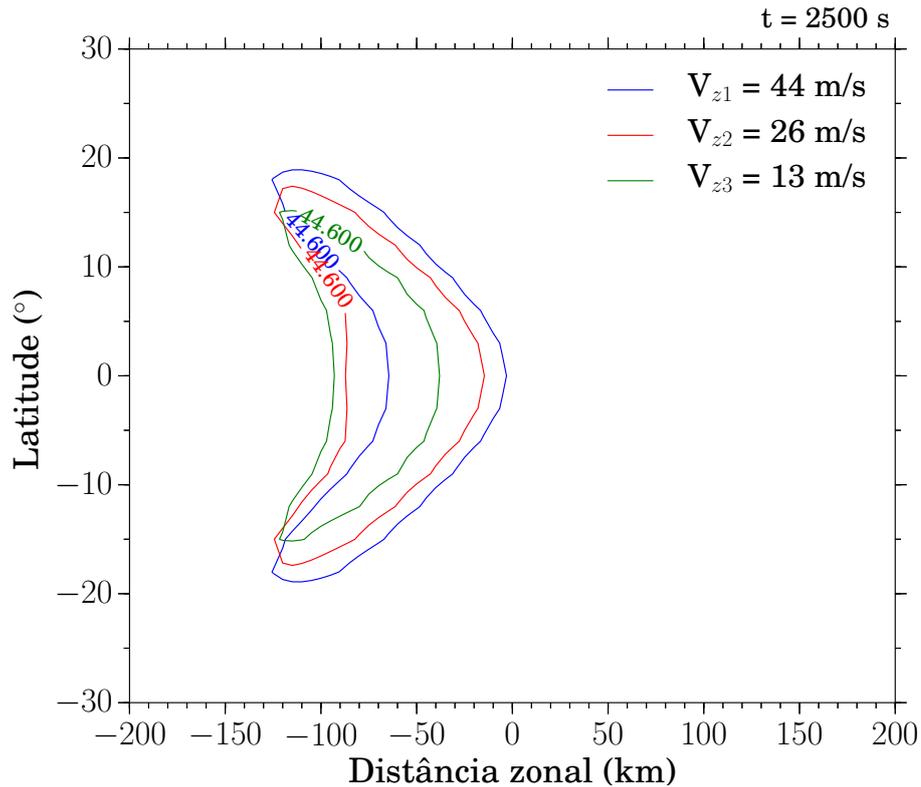
Figura 4.20 - Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs, para diferentes valores de velocidade de deriva vertical após 1000 (à esquerda) e 2500 (à direita) segundos. As simulações numéricas foram realizadas para ((a) e (b))  $V_{z1}$ , ((c) e (d))  $V_{z2}$  e ((e) e (f))  $V_{z3}$ .



As diferenças ficam mais claras considerando a isolinha de 44,6 Rayleighs com 2500

segundos de desenvolvimento, como apresentado na Figura 4.21. As curvas azul, vermelho e verde representam as simulações utilizando  $V_{z1}$ ,  $V_{z2}$  e  $V_{z3}$ , respectivamente.

Figura 4.21 - Isolinhas de 44,6 Rayleighs para as simulações com diferentes valores de velocidade de deriva vertical, com 2500 segundos de desenvolvimento. As curvas azul, vermelho e verde representam as simulações utilizando  $V_{z1}$ ,  $V_{z2}$  e  $V_{z3}$ , respectivamente.

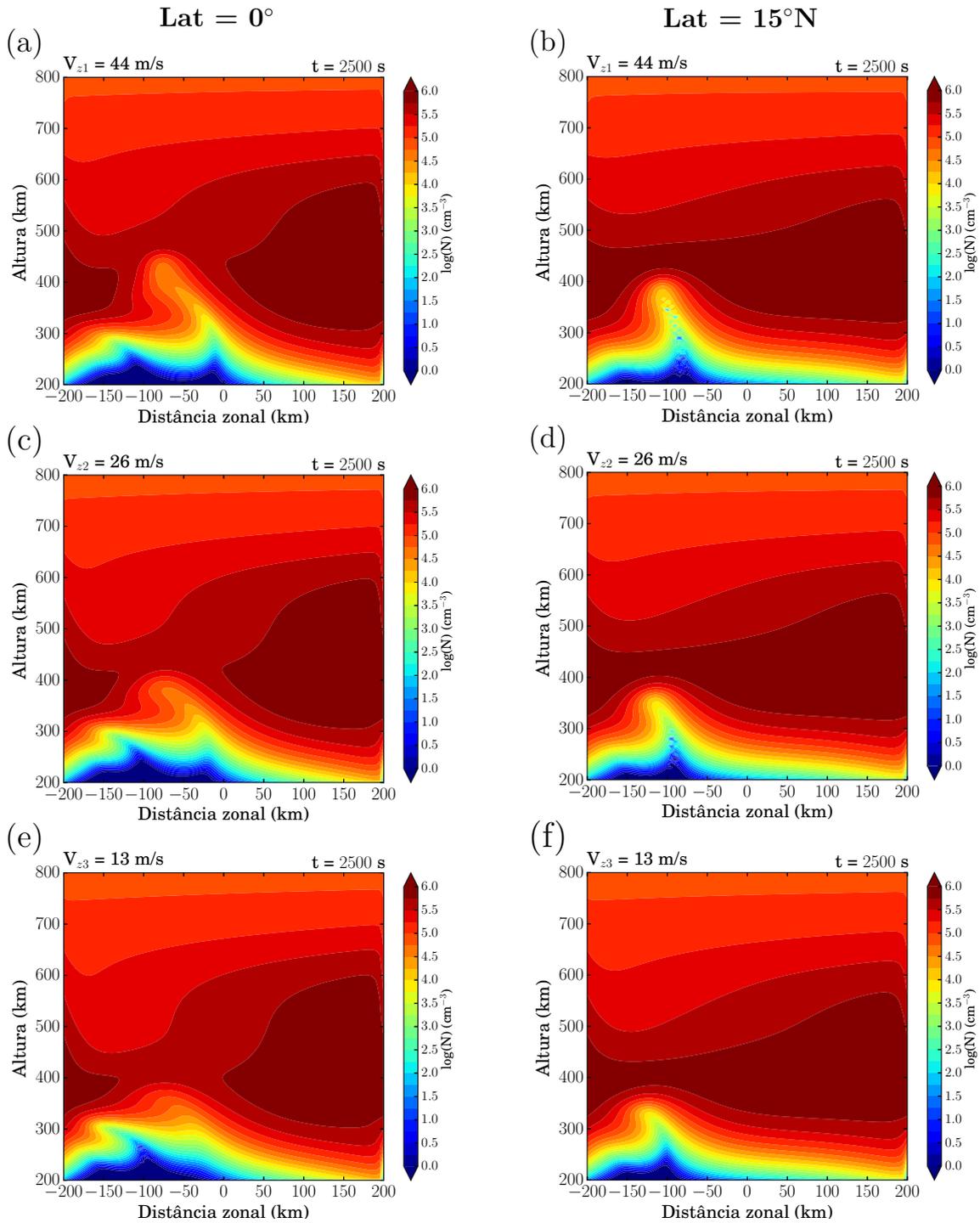


Portanto, da Figura 4.21, fica claro que quanto maior for a velocidade de deriva vertical, maior será a taxa de crescimento da bolha de plasma. Além disso, uma velocidade de deriva vertical mais intensa causa um maior desenvolvimento latitudinal.

Um maior desenvolvimento latitudinal deve ser consequência de um aumento na taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma. A Figura 4.22 apresenta os resultados das simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na distribuição vertical da densidade eletrônica em função da altura para as latitudes de  $0^\circ$  (à esquerda) e  $15^\circ\text{N}$  (à direita), considerando ((a) e (c))  $V_{z1}$ , ((c) e (d))  $V_{z2}$  e ((e) e (f))  $V_{z3}$ .

Note que a taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma cresce com o aumento da velocidade de deriva vertical. Consequentemente, causando um maior desenvolvimento latitudinal. Além disso, é possível observar que existe uma diferença entre a taxa de crescimento vertical das bolhas para as latitudes de  $0^\circ$  e  $15^\circ\text{N}$ . Lembre que os resultados das simulações desta subseção foram obtidos com um vento zonal considerando uma variação latitudinal de  $72\text{ m/s}$ . Vento mais intenso gera uma bolha de plasma com uma taxa de crescimento vertical maior, devido à intensificação da deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ . Assim, a bolha atingirá alturas de Apex mais elevadas sobre o Equador do que em  $15^\circ\text{N}$ .

Figura 4.22 - Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na distribuição vertical da densidade eletrônica em função da altura para as latitudes de  $0^\circ$  (à esquerda) e  $15^\circ\text{N}$  (à direita), considerando ((a) e (c))  $V_{z1}$ , ((c) e (d))  $V_{z2}$  e ((e) e (f))  $V_{z3}$ .



Com os gráficos de isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,55$ , apresentados nas Figuras 4.23 e 4.24, é possível ver mais claramente que a taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma será maior para valores mais intensos de velocidade de deriva vertical.

Figura 4.23 - Isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,55$  para as simulações com diferentes valores de velocidade de deriva vertical para o Equador, com 2500 segundos de desenvolvimento. As curvas azul, vermelho e verde representam as simulações realizadas com  $V_{z1}$ ,  $V_{z2}$  e  $V_{z3}$ , respectivamente.

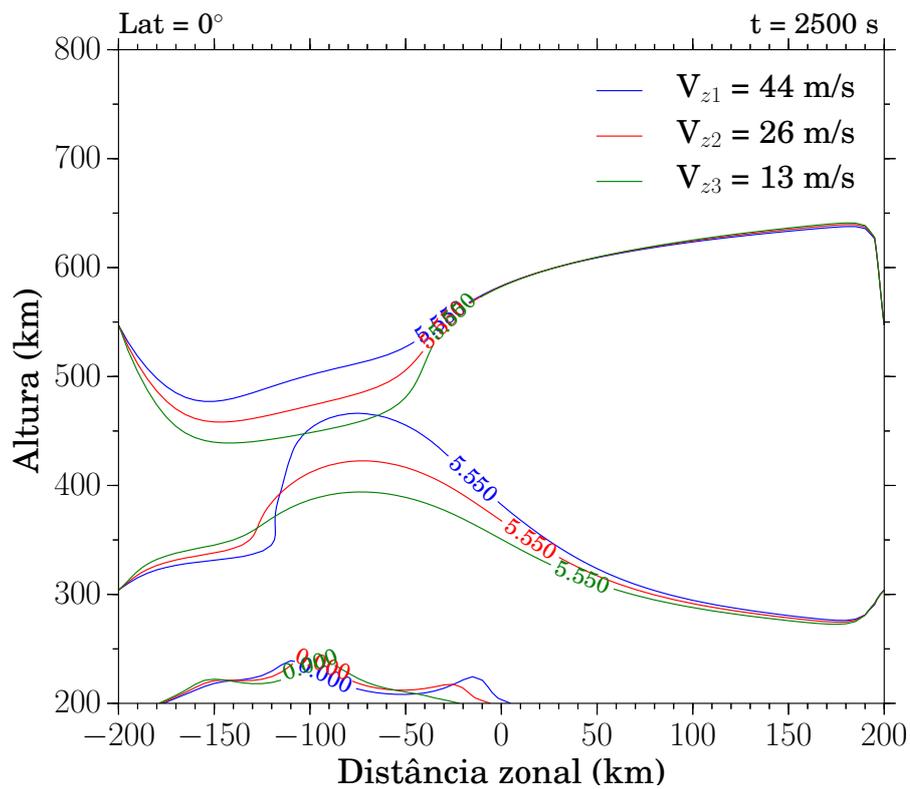
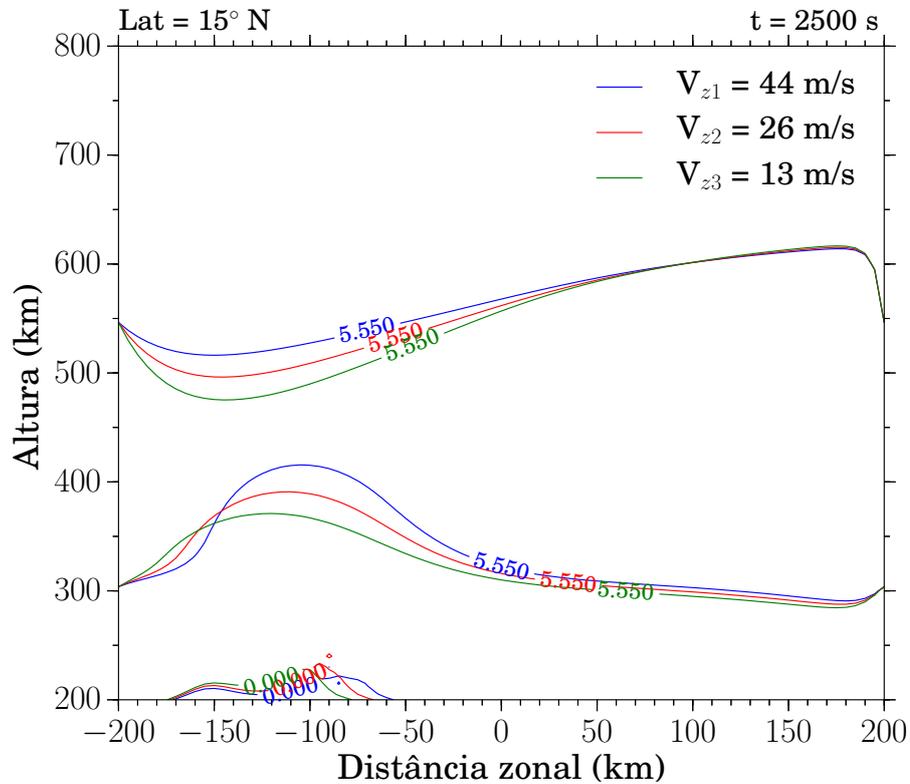


Figura 4.24 - Isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,55$  para as simulações com diferentes valores de velocidade de deriva vertical para a latitude de  $15^\circ\text{N}$ , com 2500 segundos de desenvolvimento. As curvas azul, vermelho e verde representam as simulações realizadas com  $V_{z1}$ ,  $V_{z2}$  e  $V_{z3}$ , respectivamente.



### Comparação entre os resultados numéricos e as análises dos mapas de TEC

As simulações do desenvolvimento de bolhas de plasma considerando apenas a ação da velocidade de deriva vertical parecem reproduzir as características das bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC. A velocidade de deriva vertical tem influência no desenvolvimento latitudinal das bolhas de plasma.

### Extensão latitudinal

Os resultados das simulações numéricas mostraram que com o aumento da intensidade da velocidade de deriva vertical, as bolhas apresentam um maior desenvolvimento latitudinal ao longo das linhas de campo magnético. Desta forma, a sazonalidade observada na extensão latitudinal das bolhas de plasma, apresentadas

na Subseção 4.1.2, está associada a sazonalidade da velocidade de deriva vertical observada por Fejer et al. (1991).

Entretanto, os resultados das simulações numéricas deste capítulo mostraram que tanto o vento zonal, quanto a velocidade de deriva vertical contribuem para o desenvolvimento latitudinal das bolhas de plasma ao longo das linhas de campo magnético.

Como comentado na Seção 2.6, a dinâmica da região F é controlada por ventos neutros e campos elétricos de polarização. Logo, o valor do pico da velocidade de deriva vertical depende da intensidade do vento zonal. Portanto, o vento zonal contribui diretamente no desenvolvimento latitudinal das bolhas de plasma e indiretamente, devido a sua influência na intensidade da velocidade de deriva vertical.

#### 4.4 Sumário dos resultados e conclusões

Neste capítulo, foram apresentadas as principais características das bolhas de plasma ionosféricas observadas nos mapas de TEC sobre a América do Sul.

As principais conclusões deste capítulo são apresentadas a seguir.

- a) A maior ocorrência das bolhas de plasma aconteceu entre os meses de setembro e março. As maiores extensões latitudinais ocorreram nos meses de janeiro e dezembro, em seguida, as extensões diminuem nos meses de fevereiro/março e setembro/outubro. Em  $\sim 88\%$  dos casos, as bolhas de plasma se desenvolveram até  $20^{\circ}\text{S}$  de latitude, o que corresponde a uma altura de Apex de  $\sim 777$  km.

Os resultados das simulações numéricas mostraram que a extensão latitudinal das bolhas cresce com o aumento da intensidade do vento zonal. Para os meses com um vento zonal mais intenso, tem-se bolhas de plasma com um maior desenvolvimento latitudinal. Medidas realizadas pelo IFP instalado em São João do Cariri mostraram que, em torno do pôr do Sol, o vento zonal é mais intenso nos meses de verão e mais fraco nos meses de inverno, concordando com os resultados simulados e com a sazonalidade das extensões latitudinais.

Além disso, os resultados das simulações numéricas mostraram que a velocidade de deriva vertical também tem efeito sobre a sazonalidade da extensão latitudinal das bolhas. Entretanto, é conhecido que o vento zonal tem forte influência na intensidade da velocidade de deriva vertical. Portanto, o vento zonal contribui diretamente no desenvolvimento latitudinal

dinal das bolhas de plasma e indiretamente, devido a sua influência na intensidade da velocidade de deriva vertical;

- b) A velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma apresentou um visível gradiente latitudinal, variando de 123 m/s, no Equador, para 65 m/s, em 35°S de latitude. A comparação entre a velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma e a velocidade zonal do vento termosférico, medida pelo IFP instalado em São João do Cariri, mostrou que as velocidades apresentam o mesmo comportamento, entretanto, a magnitude da velocidade de deriva das bolhas de plasma foi maior do que a velocidade do vento zonal. Estas diferenças podem estar relacionadas com gradientes verticais do vento zonal;
- c) A distância entre bolhas adjacentes também apresentou um claro gradiente latitudinal, variando de 920 km, no Equador, para 640 km, em 35°S de latitude. O gradiente latitudinal na distância entre bolhas adjacentes parece estar relacionado com a diferença entre a velocidade de deriva zonal no Equador e em 35°S de latitude, além disso, relacionado com o movimento do terminador solar para o oeste. Em algumas ocasiões, foram observadas distâncias entre bolhas adjacentes maiores do que 2000 km no Equador;
- d) A extensão latitudinal das bolhas de plasma apresentou uma considerável inclinação em relação às linhas de campo magnético. A inclinação das bolhas é maior nos meses de janeiro e dezembro, em seguida, a inclinação começa a inverter nos meses de março, setembro e outubro. A inclinação das bolhas de plasma apresentou uma boa concordância com a média mensal da variação latitudinal do vento zonal descrito pelo modelo HWM14;
- e) Os resultados das simulações numéricas, utilizando ventos zonais com diferentes variações latitudinais, mostraram que a velocidade de deriva zonal de uma bolha de plasma varia em função da latitude. Um vento mais intenso no Equador faz com que a bolha tenha uma velocidade de deriva zonal maior no Equador.

Os resultados mostraram que quanto maior for o gradiente latitudinal, maior será a inclinação das bolhas de plasma, apresentando boa concordância com os resultados observacionais obtidos com os mapas de TEC. Outra consequência de um gradiente latitudinal na velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma é o gradiente latitudinal na distância entre bolhas adjacentes. O modelo utilizado para simular o desenvolvimento das

bolhas de plasma não possui um desenvolvimento matemático que permita a simulação de mais de uma bolha de plasma, o que impede de estudar esse assunto em mais detalhes.



## 5 DESENVOLVIMENTO MERIDIONAL DAS BOLHAS DE PLASMA

Neste capítulo, são apresentados os resultados e discussões das principais características das bolhas de plasma ionosféricas observadas nos dados de TEC perturbado (dTEC) sobre o meridiano magnético que compreende as estações de Boa Vista (coordenadas magnéticas: 9,6°N; 19,7°L) e Cuiabá (coordenadas magnéticas: 8,8°S; 19,7°L). O dTEC foi calculado utilizando o método descrito na [Seção 3.9](#).

### 5.1 Resultados observacionais

As bolhas de plasma foram caracterizadas quanto às assimetrias no seu desenvolvimento meridional.

#### 5.1.1 Ocorrência de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma observadas em ionogramas

As bolhas de plasma são alinhadas ao longo das linhas de campo magnético e se desenvolvem simetricamente em torno do Equador magnético ([SOBRAL et al., 1981](#); [OTSUKA et al., 2002b](#); [SOBRAL et al., 2009](#)). Entretanto, em alguns casos, a ocorrência simultânea de bolhas de plasma não tem sido observada em pontos magneticamente conjugados<sup>1</sup>.

Nas Tabelas [5.1](#) e [5.2](#), são apresentadas sequências de ionogramas obtidos em pontos magneticamente conjugados durante a noite de 13 para 14 de janeiro de 2015. As ionossondas estão instaladas nas cidades de Boa Vista (coordenadas magnéticas: 9,6°N; 19,7°L) e Campo Grande (coordenadas magnéticas: 13,6°S; 19,7°L).

A partir da sequência de ionogramas apresentada, é possível notar o início de ocorrência de bolhas de plasma em Boa Vista, às 23h20 (hora universal) na noite de 13 de janeiro de 2015. Enquanto que o início de ocorrência das bolhas de plasma em Campo Grande acontece apenas às 0h20 (hora universal) na noite de 14 de janeiro de 2015, i. e., com uma hora de atraso em relação à Boa Vista.

---

<sup>1</sup>Pontos magneticamente conjugados ocorrem quando dois pontos com mesma latitude geomagnética, um ao norte e outro ao sul do Equador magnético, estão conectados pelo mesmo meridiano magnético ([OGUTI, 1969](#)).

Tabela 5.1 - Sequência de ionogramas obtidos em pontos magneticamente conjugados na noite de 13 de janeiro de 2015. As ionossondas estão instaladas nas cidades de Boa Vista e Campo Grande.

Hora	Boa Vista	Campo Grande
23h UT		
23h20 UT		
24h UT		

Fonte: EMBRACE/INPE (2017).

Tabela 5.2 - Sequência de ionogramas obtidos em pontos magneticamente conjugados na noite de 14 de janeiro de 2015.

Hora	Boa Vista	Campo Grande
0h10 UT		
0h20 UT		
1h20 UT		

Fonte: EMBRACE/INPE (2017).

Para assegurar que os “espalhamentos” nos sinais recebidos pela ionossonda de Boa Vista são devido à ocorrência de bolhas de plasma, no Apêndice D, são apresentados os dados do imageador “All Sky” localizado em Boa Vista para verificar se houve a ocorrência de bolhas de plasma na mesma noite e horário da ocorrência observada

pela ionossonda. Das Figuras D.1 e D.2, fica claro que houve a ocorrência de bolhas de plasma sobre a região de Boa Vista durante a noite de 13 de janeiro de 2015, após às 23h20 (hora universal). Por outro lado, a mesma comparação não é possível de ser realizada para Campo Grande, pois não há imageadores operando nesta localidade.

Portanto, a partir dos dados de ionossondas, foi possível observar que as bolhas de plasma não se desenvolvem simetricamente em torno do Equador magnético. Desta forma, vale a pena investigar: (1) a ocorrência destas assimetrias; (2) se esta ocorrência apresenta algum tipo de sazonalidade; (3) quais os tipos de assimetrias que podem existir; e (4) quais são os prováveis agentes responsáveis por estas assimetrias.

Observações simultâneas utilizando imageador e ionossonda foram obtidas para a localidade de Boa Vista no período entre agosto de 2013 e abril de 2015. Enquanto que em Campo grande, para o mesmo período de observação, têm-se apenas dados de ionossonda para o ano de 2015. Outra opção seria analisar a existência de assimetrias nos mapas de TEC. Embora os mapas de TEC tenham ampla cobertura espacial, a baixa intensidade dos valores de TEC sobre Boa vista torna a identificação dessas assimetrias uma tarefa difícil, conforme pode ser observado na [Figura 3.15](#).

Uma alternativa viável para estudar o desenvolvimento meridional das bolhas de plasma, é utilizar dados de dTEC (ver [Seção 3.9](#)) obtidos por receptores GNSS instalados o mais próximo possível de Boa Vista e de Campo Grande. A partir dos receptores GNSS, é possível determinar o dTEC para vários PRNs simultaneamente. Desta forma, as medidas de dTEC são capazes de monitorar o desenvolvimento das bolhas de plasma, continuamente, em pontos magneticamente conjugados.

### **5.1.2 Ocorrência de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma observadas nos dados de dTEC**

Para a identificação de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma, foram utilizados os receptores GNSS instalados em Boa Vista (BOAV) e em Cuiabá (CUIB). Além disso, foram utilizados os receptores GNSS instalados em Itacoatiara (AM) (ITAM) e Colíder (MT) (MTCO), estações em pontos magneticamente conjugados. As estações ITAM e MTCO estão entre as estações BOAV e CUIB, isto permitiu acompanhar o desenvolvimento das bolhas de plasma ao longo de um mesmo meridiano magnético.

Na [Tabela 5.3](#), é apresentada as localizações dos receptores GNSS com suas respectivas coordenadas geográficas e magnéticas.

Tabela 5.3 - Localidades, siglas, coordenadas geográficas e magnéticas para os receptores GNSS utilizados para identificar assimetrias na ocorrência das bolhas de plasma.

Localização	Sigla	Coord. geográficas	Coord. magnéticas
Boa Vista (RR)	BOAV	2,9°N; 60,7°O	9,6°N; 19,7°L
Itacoatiara (AM)	ITAM	3°S; 58,4°O	3,3°N; 19,8°L
Colíder (MT)	MTCO	10,8°S; 55,4°O	5°S; 19,9°L
Cuiabá (MT)	CUIB	15,6°S; 56,1°O	8,8°S; 19,7°L

Fonte: IBGE (2017).

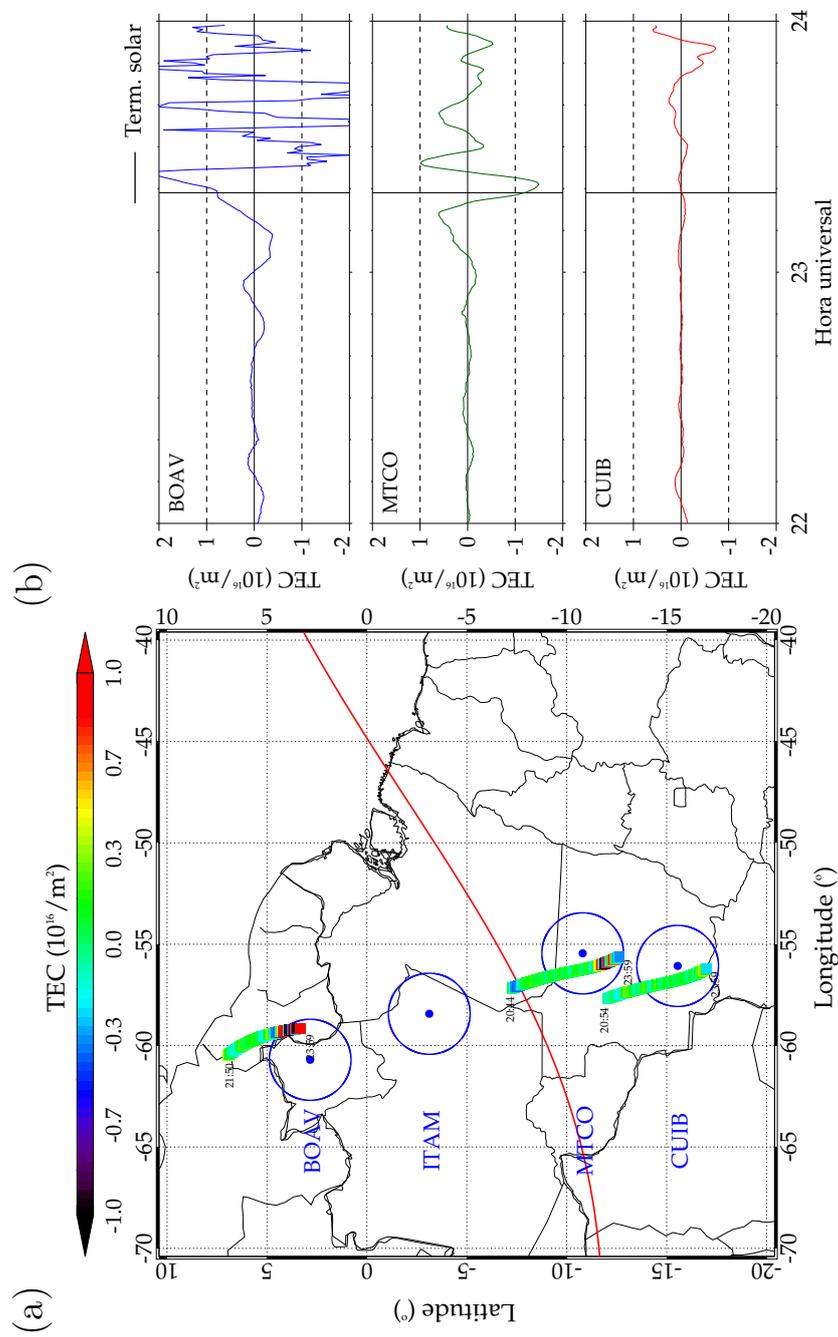
A Figura 5.1 apresenta o resultado do cálculo do dTEC utilizando os PRNs 14 e 22 para os receptores GNSS de BOAV, MCTO e CUIB para o dia 13 de janeiro de 2015. Na Figura 5.1 (a), é apresentado os dados de dTEC ao longo do caminho do sinal para os PRNs 14 e 22. Para a análise dos dados de dTEC foram utilizados apenas sinais de PRNs dentro de um raio de  $\pm 2^\circ$  em torno de cada estação, indicado pelos círculos azuis. A linha vermelha representa o Equador magnético em  $\sim 350$  km de altura.

A Figura 5.1 (b) apresenta a variação do dTEC em função da hora universal para as estações BOAV, MCTO e CUIB. As estações BOAV, MCTO e CUIB são representadas pelas linhas azul, verde e vermelha, respectivamente. A linha preta vertical indica a hora do terminador solar em  $\sim 300$  km de altura. As linhas tracejadas horizontais indicam os limites impostos para que as variações possam ser consideradas bolhas de plasma.

Da Figura 5.1 (b), é possível observar a ocorrência das bolhas de plasma em BOAV e MTCO logo após o pôr do Sol, às 23h20 (hora universal). Enquanto que para a estação CUIB, não houve a ocorrência de bolhas de plasma antes da meia noite hora universal. Não houveram medidas de dTEC no dia 13 de janeiro de 2015 dentro do raio e horário estabelecido para a estação ITAM.

Note que este resultado concorda com as observações realizadas pelas ionossondas de Boa Vista e Campo Grande e pelo imageador de Boa Vista. Observa-se que existe a ocorrência de bolhas de plasma em Boa Vista, às 23h20 (hora universal), enquanto que não há a ocorrência de bolhas de plasma em Cuiabá antes da meia noite hora universal. Portanto, nota-se que as bolhas de plasma não se desenvolveram simetricamente em torno do Equador magnético durante a noite de 13 para 14 de janeiro de 2015.

Figura 5.1 - (a) dTEC calculado utilizando os PRNs 14 e 22 para os receptores GNSS de BOAV, MCTO e CUIB para o dia 13 de janeiro de 2015, ao longo dos caminhos do PRNs dentro de um raio de  $\pm 2^\circ$  em torno de cada estação, indicado pelos círculos azuis. A linha vermelha representa o Equador magnético em  $\sim 350$  km de altura. (b) Variação do dTEC em função da hora universal para as estações BOAV, MCTO e CUIB. A linha preta vertical indica a hora do terminador solar em  $\sim 300$  km de altura. As linhas tracejadas horizontais indicam os limites impostos para que as variações possam ser consideradas bolhas de plasma.



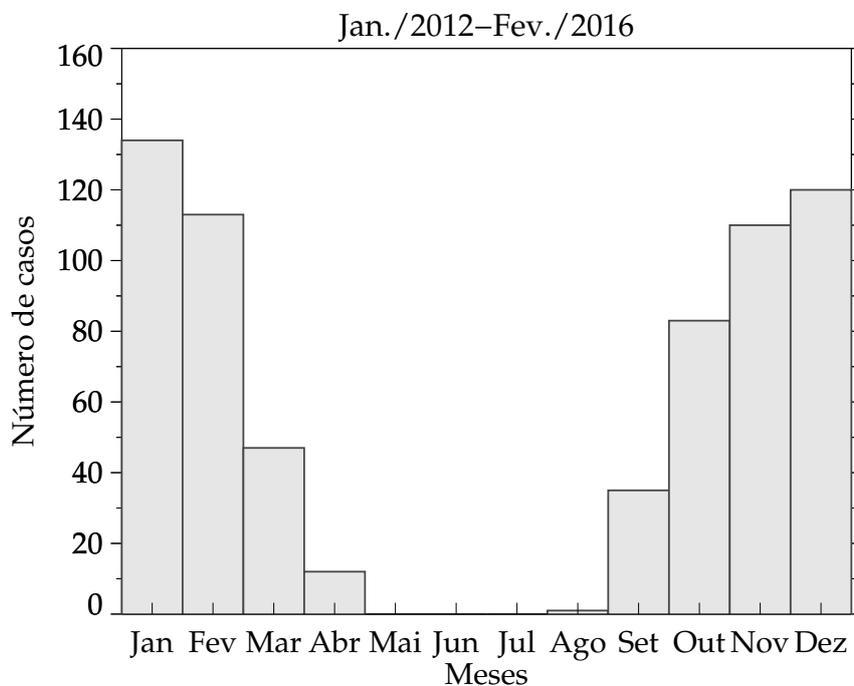
Antes de seguir com a análise estatística das assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma, é interessante averiguar se a metodologia estabelecida para a análise das bolhas de plasma nos dados de dTEC é realmente viável para o estudo que se deseja realizar. No [Apêndice E](#), é apresentada a validação para o uso de perturbações no dTEC com amplitudes superiores a  $\pm 1$  TECU como um indicador da presença de bolhas de plasma.

### **5.1.3 Ocorrência sazonal das bolhas de plasma observadas nos dados de dTEC**

Para esta análise, foram utilizados dados de dTEC obtidos a partir dos receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB, entre 01 de janeiro de 2012 e 29 de fevereiro de 2016. Neste período, foi possível observar bolhas de plasma em 655 noites. O período analisado corresponde à alta atividade solar com um fluxo médio  $F_{10.7} = 126 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-2}$  e compreende tanto períodos magneticamente calmos quanto perturbados.

A [Figura 5.2](#) apresenta a frequência de ocorrência das bolhas de plasma em função dos meses do ano. Como era de se esperar, a maior ocorrência das bolhas de plasma acontece entre os meses de setembro e março. A variabilidade na ocorrência mensal das bolhas de plasma já é bem conhecida pela comunidade científica ([FEJER et al., 1999](#); [ABDU et al., 2000](#); [SAHAI et al., 2000](#)). Entretanto, este resultado demonstra a confiabilidade na metodologia estabelecida para se estudar a ocorrência de bolhas de plasma por meio da análise dos dados de dTEC.

Figura 5.2 - Frequência de ocorrência das bolhas de plasma a partir dos receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB, entre 01 de janeiro de 2012 e 29 de fevereiro de 2016.



#### 5.1.4 Ocorrência sazonal de assimetrias observadas no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma

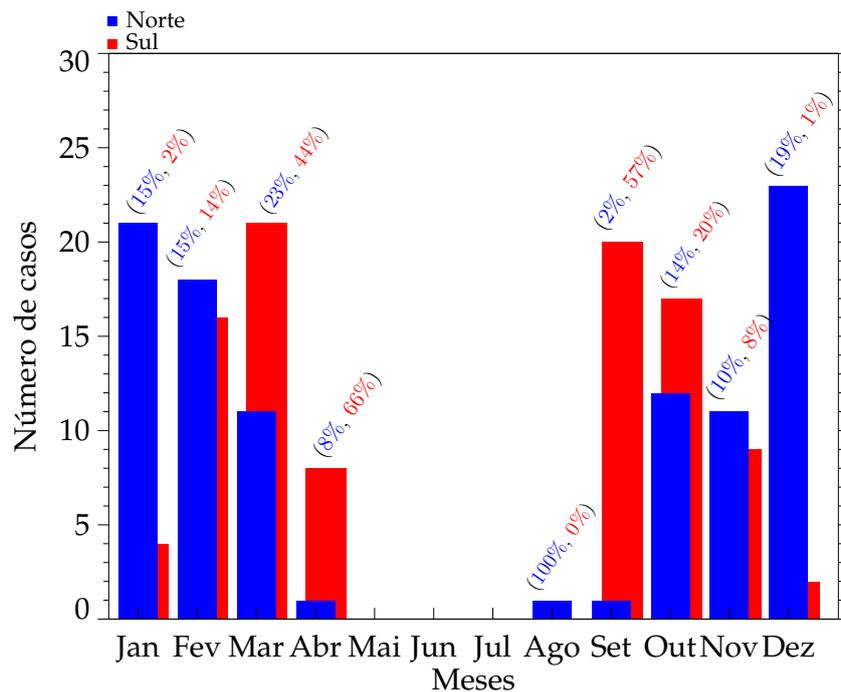
Nesta seção, foi investigada a ocorrência sazonal de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma. Na [Figura 5.3](#), é apresentada a frequência de ocorrência de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma em função dos meses do ano. As bolhas de plasma apresentaram um maior desenvolvimento meridional ao norte do Equador magnético (barras azuis) ou um maior desenvolvimento meridional ao sul do Equador magnético (barras vermelhas).

A maior ocorrência do desenvolvimento meridional ao norte do Equador magnético aconteceu nos meses de janeiro e dezembro, em seguida, o desenvolvimento meridional ao norte do Equador magnético diminuiu nos meses de março/abril e agosto/setembro. Por outro lado, a maior ocorrência do desenvolvimento meridional ao sul do Equador magnético aconteceu nos meses de março/abril e setem-

bro/outubro, e menores nos meses de janeiro e dezembro.

Sobre cada barra está indicada a frequência de ocorrência percentual do desenvolvimento meridional ao norte ou ao sul do Equador magnético em relação ao número de casos de bolhas de plasma. Por exemplo, em janeiro a legenda mostra (15%, 2%), o que significa que 15% da ocorrência de bolhas de plasma apresentou um maior desenvolvimento meridional ao norte e 2% da ocorrência de bolhas de plasma apresentou um maior desenvolvimento meridional ao sul do Equador magnético.

Figura 5.3 - Frequência de ocorrência de assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma em função dos meses do ano. As barras azuis representam um maior desenvolvimento meridional ao norte, enquanto que as barras vermelhas representam um maior desenvolvimento meridional ao sul do Equador magnético. Sobre cada barra está indicada a frequência de ocorrência percentual do desenvolvimento meridional ao norte ou ao sul do Equador magnético em relação ao número de casos de bolhas de plasma.

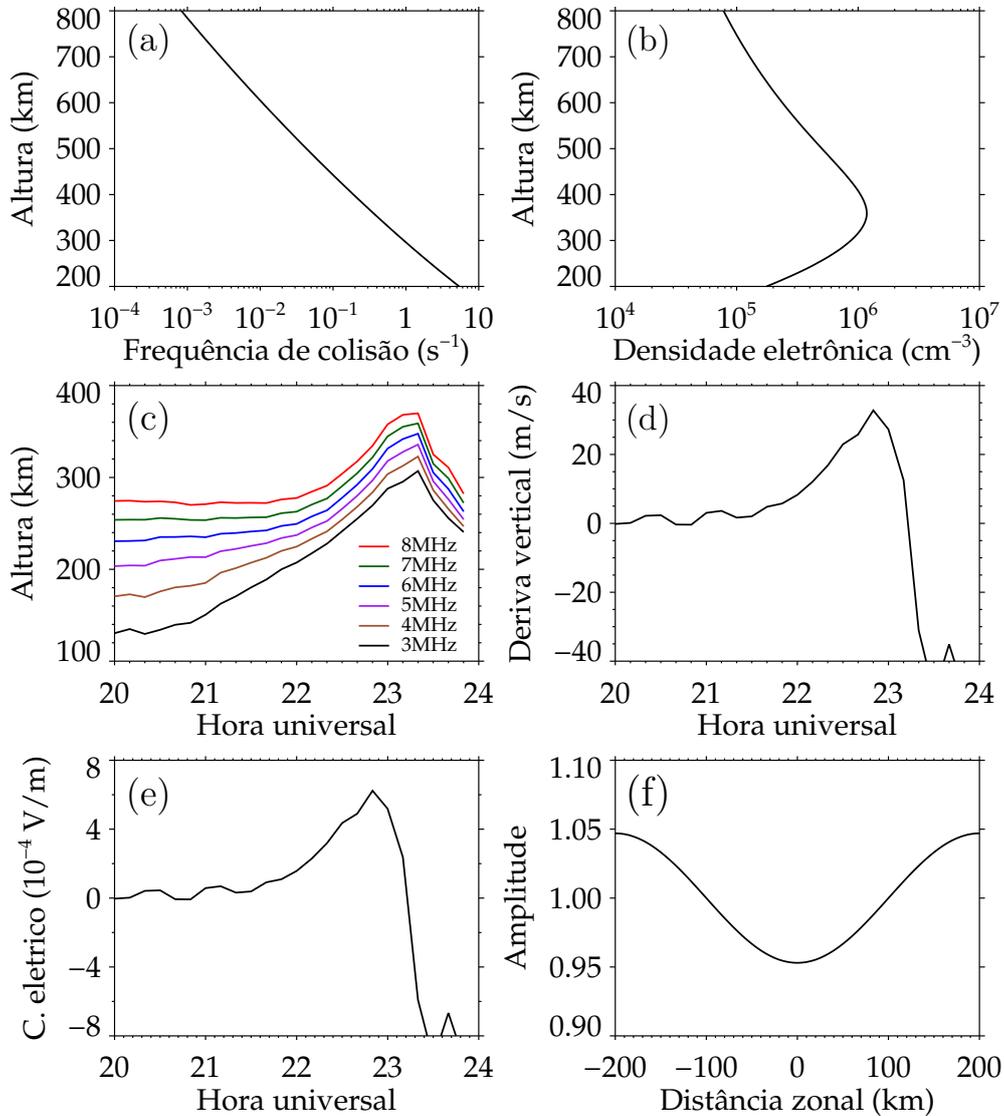


## 5.2 Simulações numéricas

Nesta seção, será utilizado o modelo ionosférico para simular numericamente vários cenários para o desenvolvimento de bolhas de plasma e identificar os prováveis agentes responsáveis pelas assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma observadas nos dados de dTEC.

Na [Figura 5.4](#), são apresentados os principais parâmetros utilizados como entrada no modelo de simulação numérica. Os parâmetros são: (a) frequência de colisão, (b) densidade eletrônica, (c) altura da camada F2, (d) velocidade de deriva vertical, (e) campo elétrico zonal e (f) função de onda utilizada como perturbação inicial. Para mais detalhes sobre a obtenção dos parâmetros, ver discussão da [Figura 4.12](#).

Figura 5.4 - Principais parâmetros utilizados como entrada no modelo de simulação numérica. Os parâmetros são: (a) frequência de colisão, (b) densidade eletrônica, (c) altura da camada F2, (d) velocidade de deriva vertical, (e) campo elétrico zonal e (f) função de onda utilizada como perturbação inicial.



Na Figura 5.5, são apresentados os resultados das simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs, realizadas para um vento meridional transequatorial (dirigido para o norte) constante de 30 e 60 m/s. As Figuras 5.5 (a) e (b) apresentam os resultados das simulações utilizando um vento meridional constante de 30 m/s, enquanto que as Figuras 5.5 (c) e (d) apresentam

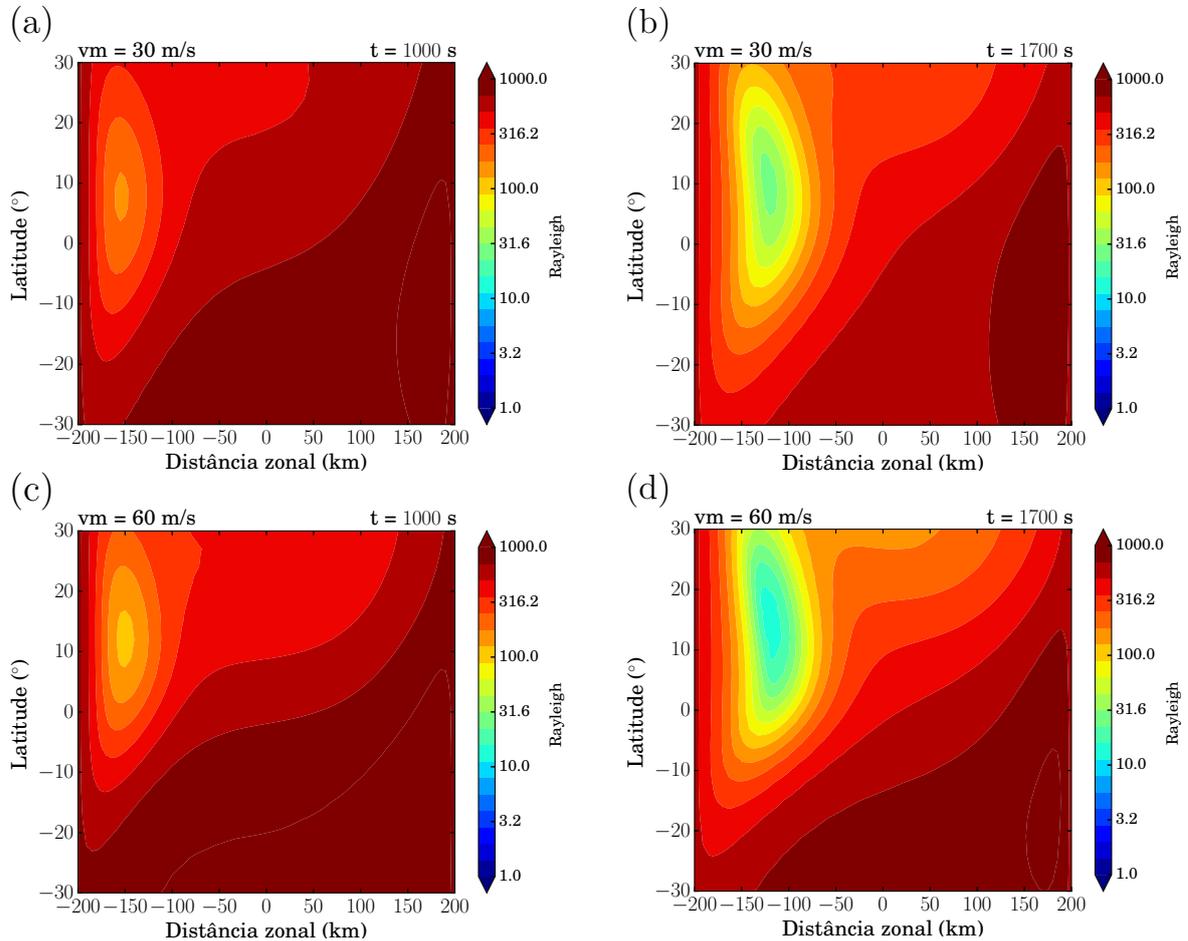
os resultados das simulações utilizando um vento meridional constante de 60 m/s. Para todas as simulações deste capítulo, foram utilizados perfis de vento zonal constante igual a 100 m/s.

A Figura 5.5 mostra que um vento meridional transequatorial é capaz de causar assimetrias no desenvolvimento das bolhas em torno do Equador magnético. Na Figura 5.5 (a), é possível observar que a bolha já apresenta uma assimetria após 1000 segundos de desenvolvimento, no qual a bolha de plasma apresenta um leve deslocamento para o norte. Além disso, da Figura 5.5 (b), observa-se que essa assimetria se intensifica após 1700 segundos de desenvolvimento, causando um maior deslocamento da bolha para o norte do Equador magnético. O mesmo comportamento pode ser visto na Figura 5.5 (c) e (d).

Comparando a Figura 5.5 (a) e (b) com a Figura 5.5 (c) e (d), é possível notar que a bolha simulada utilizando um vento meridional de 60 m/s apresenta uma assimetria mais acentuada quando comparada com a bolha simulada utilizando um vento meridional de 30 m/s.

Portando, um vento meridional transequatorial dirigido para o norte é capaz de causar um deslocamento da bolha de plasma para o norte do Equador magnético. Quanto maior for a magnitude do vento meridional, maior será a assimetria no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma.

Figura 5.5 - Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs, realizada para um vento meridional transequatorial (dirigido para o norte) constante de ((a) e (b)) 30 e ((c) e (d)) 60 m/s.



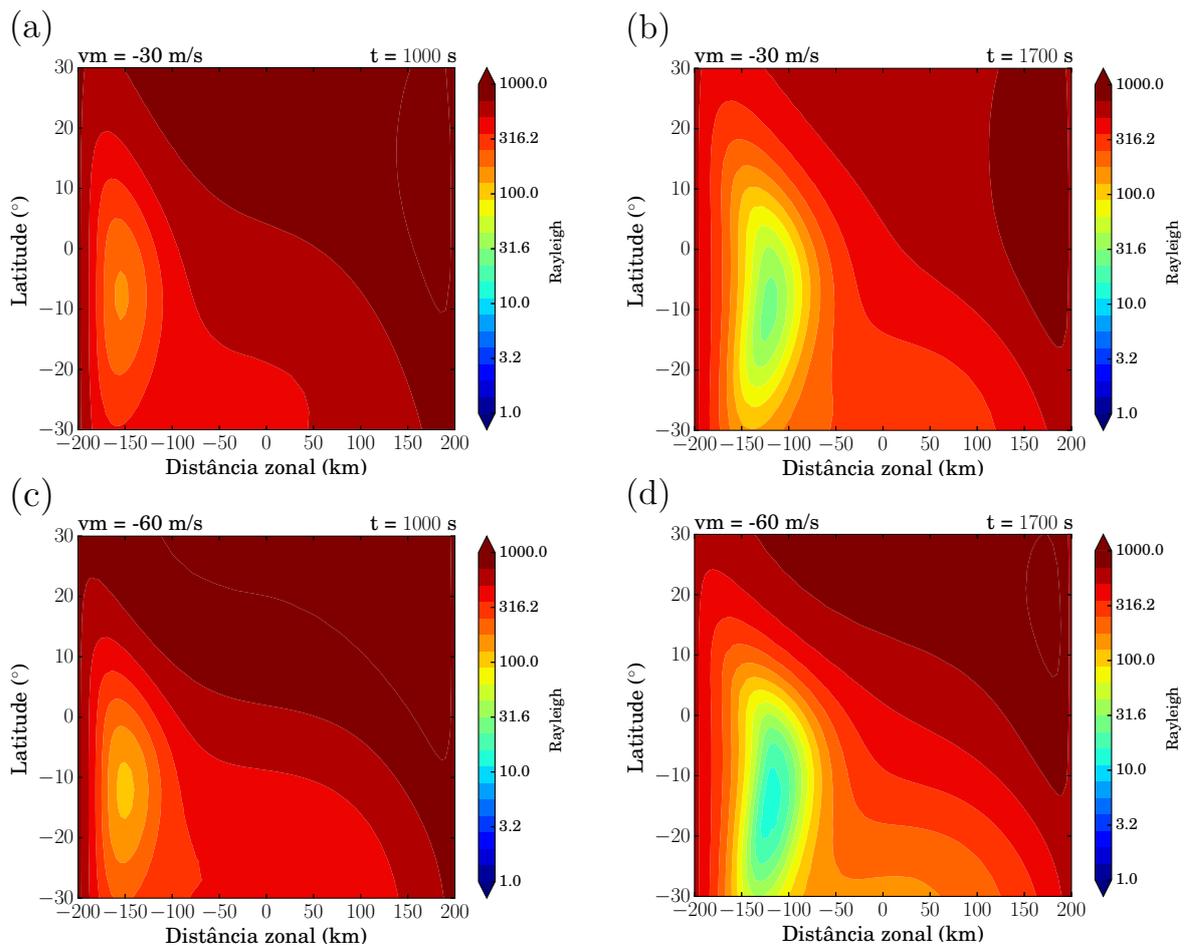
Considerando agora um vento meridional transequatorial dirigido para o sul, a Figura 5.6 apresenta os resultados das simulações numéricas para bolhas de plasma utilizando um vento de constante de -30 e -60 m/s.

Da Figura 5.6, é possível observar que a bolha já apresenta uma assimetria após (a) 1000 segundos, e essa assimetria se intensifica após (b) 1700 segundos. O mesmo comportamento pode ser visto na Figura 5.6 (c) e (d).

Comparando a Figura 5.6 (a) e (b) com a Figura 5.6 (c) e (d), é possível ver que a bolha simulada utilizando um vento meridional de -60 m/s apresenta uma assimetria mais acentuada quando comparada com a bolha simulada utilizando um vento meridional de -30 m/s.

Portando, uma bolha simulada utilizando um vento meridional transequatorial dirigido para o sul apresenta um comportamento inverso de uma bolha simulada com um vento para o norte.

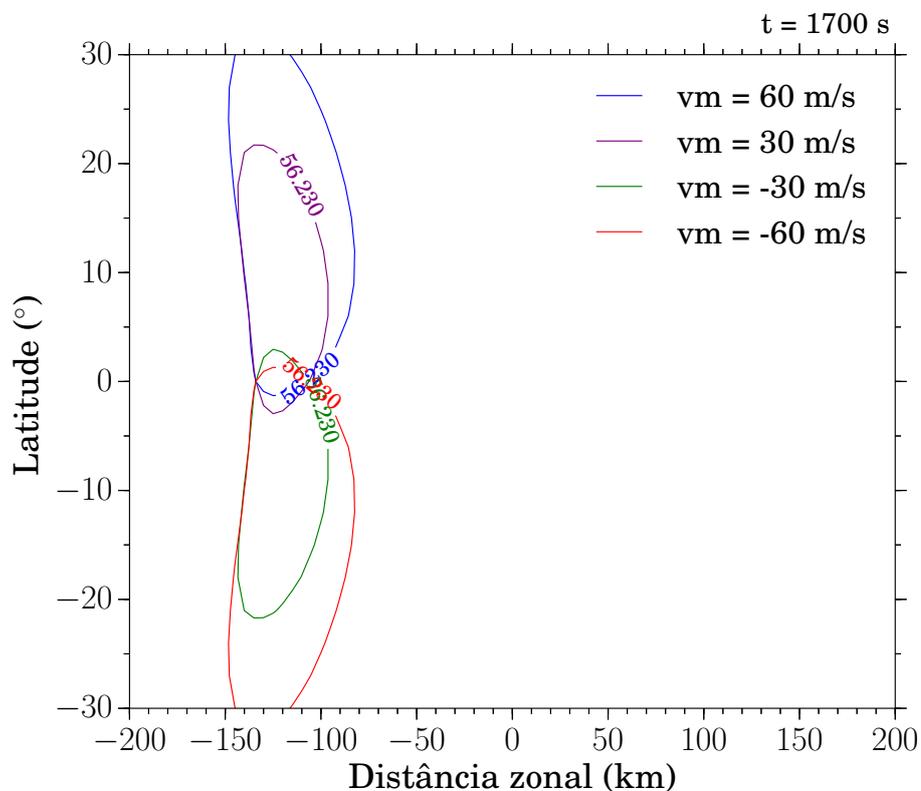
Figura 5.6 - Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na emissão do OI 630,0 nm, em Rayleighs, realizada para um vento meridional transequatorial (dirigido para o sul) constante de ((a) e (b)) -30 e ((c) e (d)) -60 m/s.



As diferenças entre as simulações ficam mais claras com o gráfico de isolinhas apresentado na Figura 5.7. Foi selecionada a isolinha de 56,23 Rayleighs para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento. As linhas roxa, azul, verde e vermelha representam a bolhas simuladas com um vento meridional de 30, 60, -30 e -60 m/s, respectivamente.

É possível perceber que o desenvolvimento latitudinal das bolhas de plasma é fortemente influenciado pela ação dos ventos meridionais. Um vento meridional para norte irá gerar um deslocamento das bolhas de plasma para o norte do Equador magnético, enquanto que um vento meridional para sul irá gerar um deslocamento das bolhas de plasma para o sul do Equador magnético.

Figura 5.7 - Isolinhas de 56,23 Rayleighs para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento. As linhas azul, roxa, verde e vermelha representam a bolhas simuladas com um vento de 60, 30, -30 e -60 m/s, respectivamente.

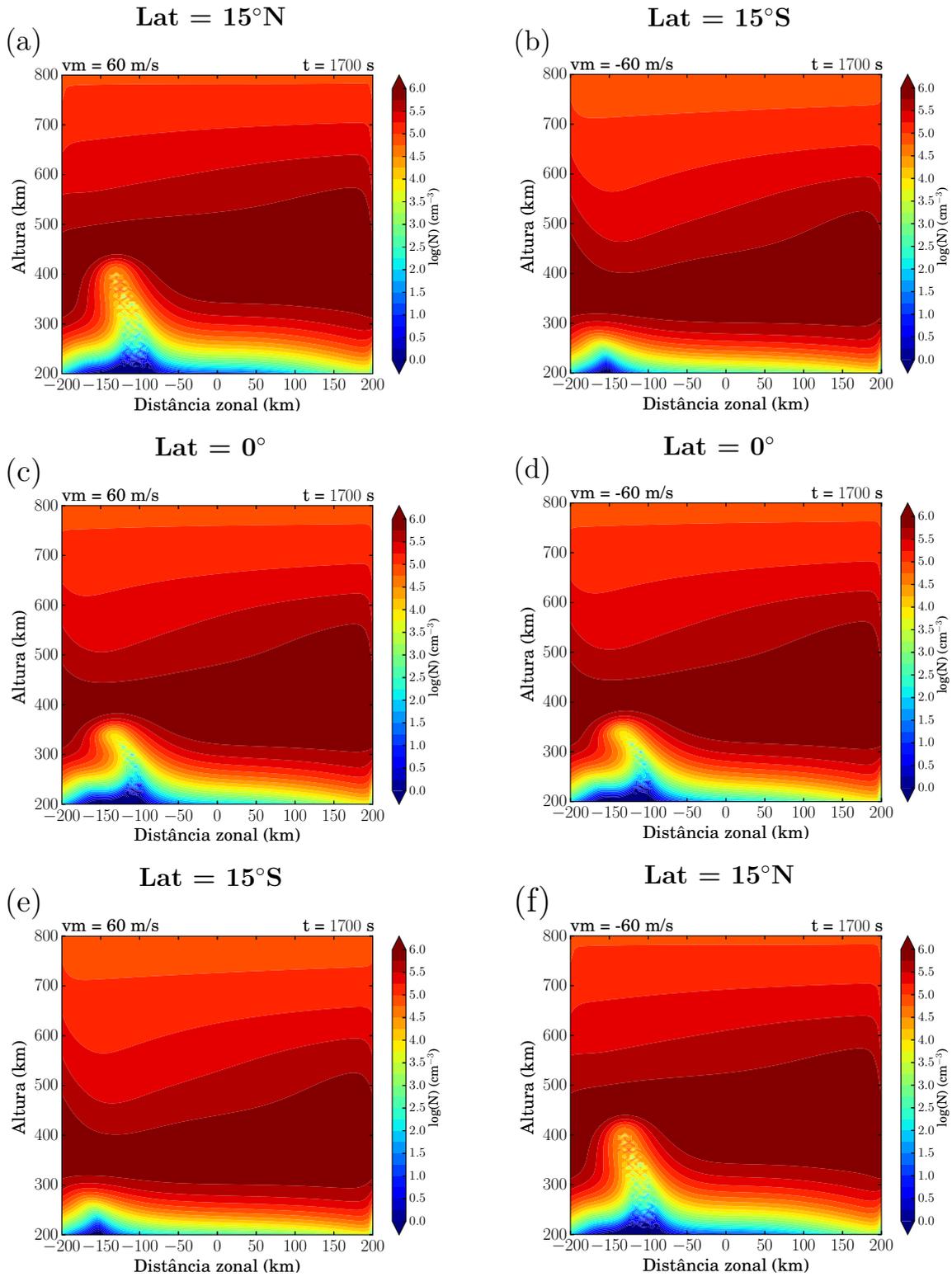


Além do desenvolvimento latitudinal das bolhas de plasma, os efeitos do vento meridional irão aparecer na taxa de crescimento vertical das bolhas. A Figura 5.8 apresenta os resultados das simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na distribuição vertical da densidade eletrônica em função da altura para três latitudes específicas,  $15^\circ\text{N}$ ,  $0^\circ$ ,  $15^\circ\text{S}$ , em  $\text{cm}^{-3}$ . À esquerda, simulações numéricas realizadas com um vento meridional transequatorial constante de  $60 \text{ m/s}$  e, à direita, simulações numéricas realizadas com um vento meridional transequatorial constante de  $-60 \text{ m/s}$ .

Note que um vento meridional dirigido para o norte é capaz de inibir o crescimento vertical ao sul do Equador magnético e ajudar no desenvolvimento ao norte do Equador magnético. Por outro lado, um vento meridional dirigido para o sul é capaz de inibir o crescimento vertical ao norte do Equador magnético e ajudar no desenvolvimento ao sul do Equador magnético.

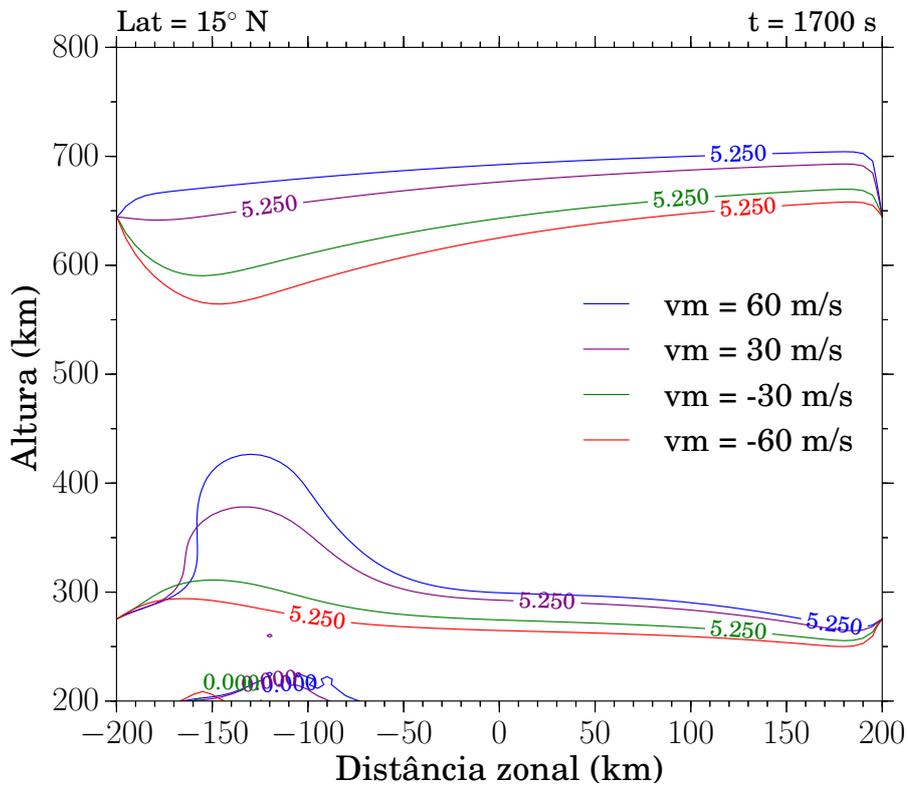
A intensidade do vento meridional também influencia na taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma, principalmente no hemisfério que favorece o crescimento da bolha. A [Figura 5.9](#) apresenta o gráfico de isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,25$ , onde  $N = 1,8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento, para a latitude de  $15^\circ\text{N}$ . As linhas roxa, azul, verde e vermelha representam as bolhas simuladas com um vento de 30, 60, -30 e -60 m/s, respectivamente.

Figura 5.8 - Simulações numéricas para bolhas de plasma geradas na distribuição vertical da densidade eletrônica em função da altura para três latitudes específicas,  $15^\circ\text{N}$ ,  $0^\circ$ ,  $15^\circ\text{S}$ , em  $\text{cm}^{-3}$ . À esquerda, simulações numéricas realizadas com um vento meridional de 60 m/s e, à direita, simulações numéricas realizadas com um vento meridional de -60 m/s.



Note que quanto maior for a magnitude do vento meridional direcionado para norte, maior será a taxa de crescimento da bolha ao norte do Equador magnético. Por outro lado, quando maior for a magnitude do vento meridional direcionado para sul, menor será a taxa de crescimento da bolha ao sul do Equador magnético.

Figura 5.9 - Isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,25$  para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento, para a latitude de  $15^\circ\text{N}$ . As linhas roxa, azul, verde e vermelha representam as bolhas simuladas com um vento de 30, 60, -30 e -60 m/s, respectivamente.

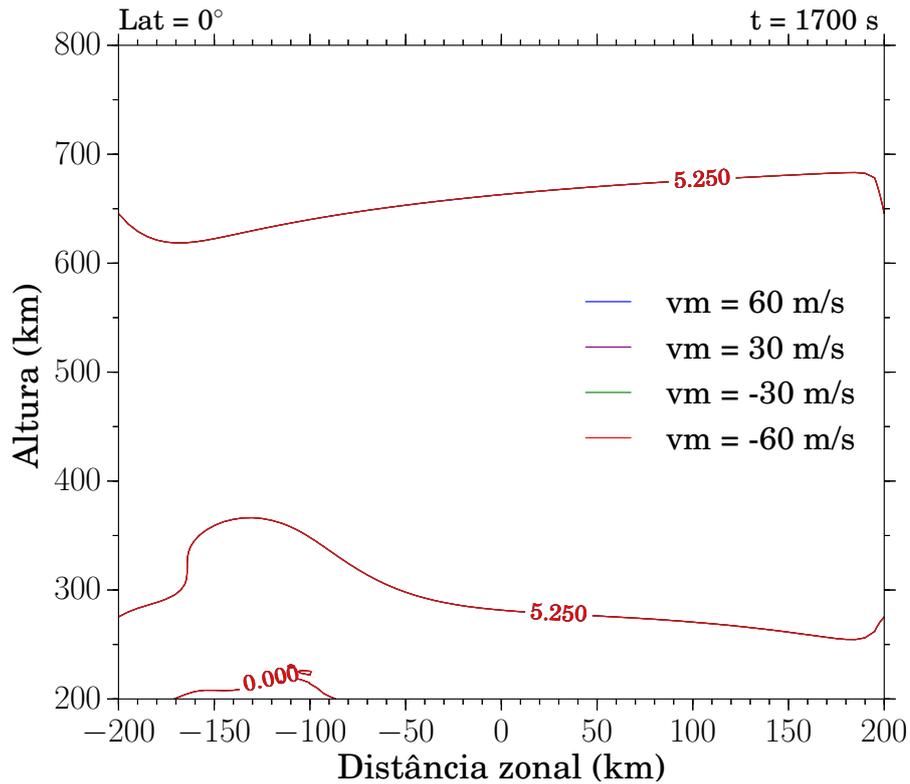


Embora o vento meridional tenha uma forte influência sobre o desenvolvimento das bolhas de plasma em baixas latitudes, o mesmo comportamento não pode ser visto sobre o Equador. A Figura 5.10 apresenta o gráfico de isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,25$  para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento, sobre o Equador magnético.

É possível observar que mesmo com diferentes magnitudes, a taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma sobre o Equador magnético não sofre qualquer modi-

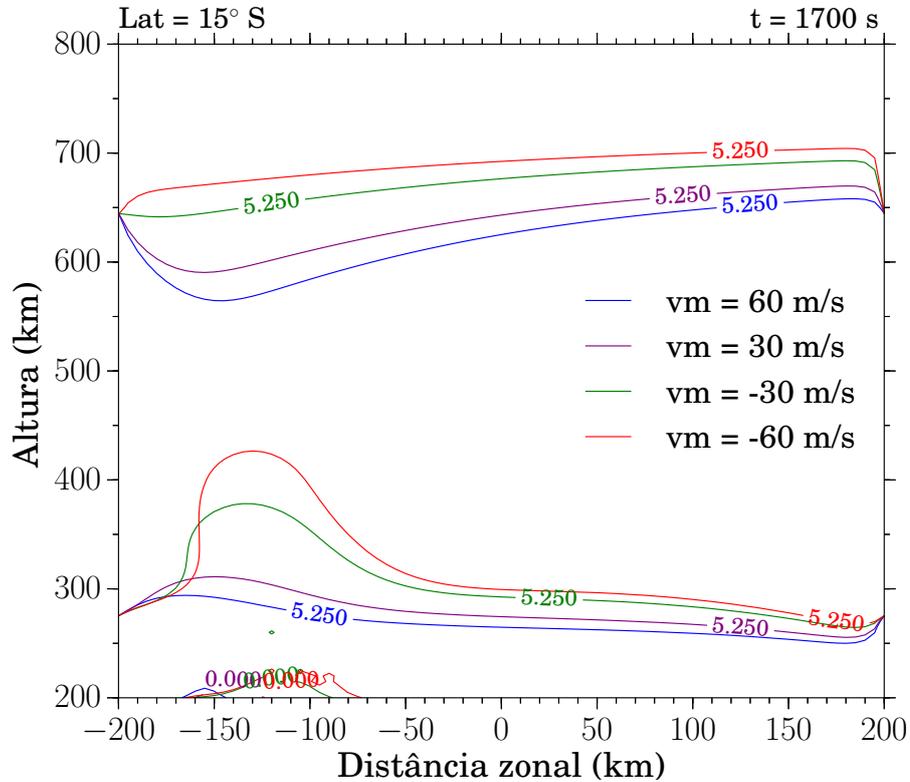
ficação.

Figura 5.10 - Isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,25$  para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento, para a latitude de  $0^\circ$ . As linhas azul, roxa, verde e vermelha representam as bolhas simuladas com um vento de 60, 30, -30 e -60 m/s, respectivamente.



O mesmo comportamento observado nas bolhas de plasma na [Figura 5.9](#) pode ser visto na [Figura 5.11](#), para a latitude de  $15^\circ\text{S}$ . Quanto maior for a magnitude do vento meridional direcionado para sul, maior será a taxa de crescimento da bolha ao sul do Equador magnético e menor será a taxa de crescimento da bolha ao norte do Equador magnético.

Figura 5.11 - Isolinhas de  $\text{Log}(N) = 5,25$  para as simulações com 1700 segundos de desenvolvimento, para a latitude de  $15^\circ\text{S}$ . As linhas roxo, azul, verde e vermelha representam as bolhas simuladas com um vento de 30, 60, -30 e -60 m/s, respectivamente.



### 5.3 Discussões

O vento meridional exerce uma forte influência no desenvolvimento meridional e vertical das bolhas de plasma, causando assimetrias em torno do Equador magnético.

Carrasco et al. (2017), utilizando simulações numéricas sem e com a inclusão de um vento meridional transequatorial direcionado para o norte, mostraram um vento meridional transequatorial direcionado para o norte é capaz de inibir o desenvolvimento das bolhas de plasma ao norte do Equador magnético (ver Figura 2.21). Embora não tenha apresentado evidências, os autores atribuem que essa assimetria é devida à contribuição do vento meridional na taxa de crescimento vertical da bolha ao sul e não ao norte do Equador magnético.

Os resultados apresentados por Carrasco et al. (2017) diferem dos resultados apre-

sentados neste trabalho. Os resultados apresentados na [Figura 5.8](#) mostram que o vento meridional tem uma contribuição na taxa de crescimento vertical da bolha, entretanto, no hemisfério oposto ao apresentado por [Carrasco et al. \(2017\)](#). Além disso, as simulações numéricas corroboram com as assimetrias das bolhas de plasma observadas nos resultados de dTEC.

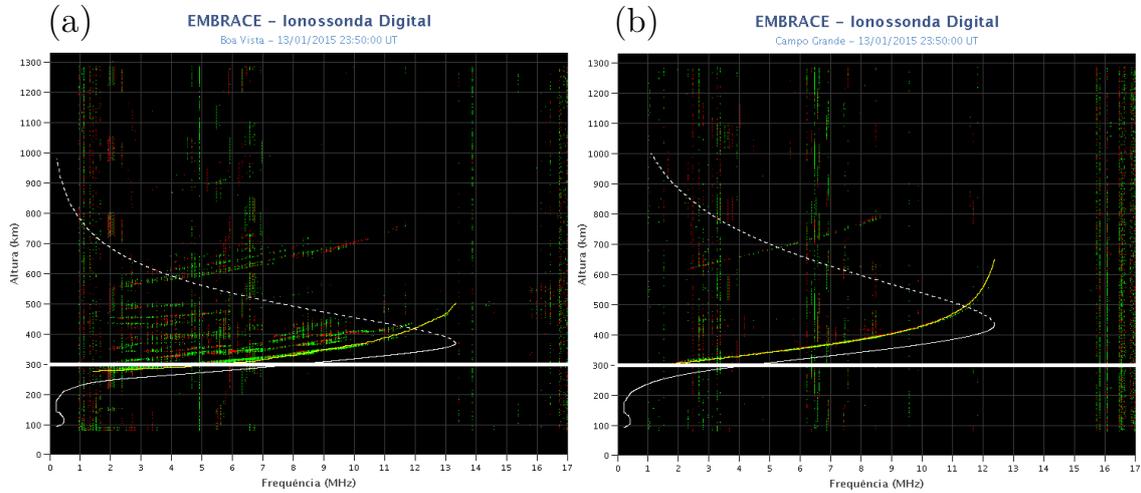
Além do desenvolvimento meridional das bolhas de plasma, segundo a literatura, ventos meridionais seriam capazes de suprimir o desenvolvimento das bolhas de plasma e contribuir na variação dia a dia na ocorrência das bolhas ([MARUYAMA; MATUURA, 1988](#); [ZALESAK; HUBA, 1991](#); [MENDILLO et al., 1992](#)).

Utilizando o modelo NRL SAMI3/ESF, [Krall et al. \(2009a\)](#) analisaram os efeitos do vento meridional no desenvolvimento de bolhas de plasma sobre o Equador magnético. Segundo os autores, ventos meridionais seriam responsáveis por suprimir a taxa de crescimento vertical das bolhas (ver [Figura 2.20](#)). Entretanto, da [Figura 5.10](#), é possível observar que mesmo com diferentes magnitudes, a taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma não sofre qualquer modificação.

Segundo [Krall et al. \(2009a\)](#), um vento meridional dirigido para norte faz com que uma crista da AIE se eleve no lado sul e abaixe no lado do norte do Equador magnético (ver [Figura 2.19](#)). O mesmo acontece com a condutividade Pedersen, que devido a esta redistribuição da condutividade Pedersen ao longo das linhas de campo magnético, inibiria a taxa de crescimento das bolhas.

Na [Figura 5.12](#), são apresentados os ionogramas obtidos em (a) Boa Vista e (b) Campo Grande para o dia 13 de janeiro de 2015, às 23h50 (hora universal). A linha branca em torno de 300 km de altura serve como referência para comparar a altura da base da camada F2 nos dois ionogramas. É possível observar que a base da camada F2 em Campo Grande está mais alta do que a base da camada F2 em Boa Vista.

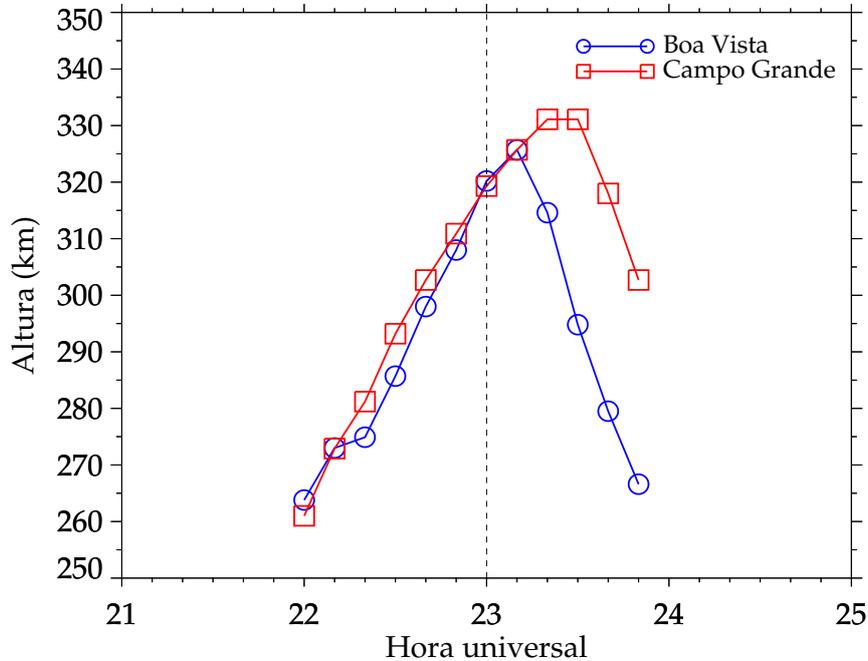
Figura 5.12 - Ionogramas obtidos em (a) Boa Vista e (b) Campo Grande para o dia 13 de janeiro de 2015, às 23h50 (hora universal).



A diferença de altura da base da camada F2 vistas nos ionogramas da Figura 5.12 (a) e (b) pode ser observada mais facilmente na Figura 5.13. A Figura 5.13 apresenta a altura virtual da camada F ( $h'F$ ) para Boa Vista (em azul) e Campo Grande (em vermelho) para o dia 13 de janeiro de 2015. Após as 23h (hora universal), existe uma diferença de  $\sim 40$  km de altura entre a base da camada F2 de Boa Vista e a base da camada F2 em Campo Grande.

Desta forma, a diferença de altura da base da camada F2 observadas nos ionogramas da Figura 5.12 (a) e (b) confirmam que as simulações numéricas realizadas por Krall et al. (2009a). No entanto, a diferença de altura entre as bases da camada F2 coincide com a hora de ocorrência das bolhas de plasma sobre Boa Vista, i. e., a ação de um vento meridional parece não exercer influência na taxa de crescimento das bolhas de plasma, pelo menos, não neste caso.

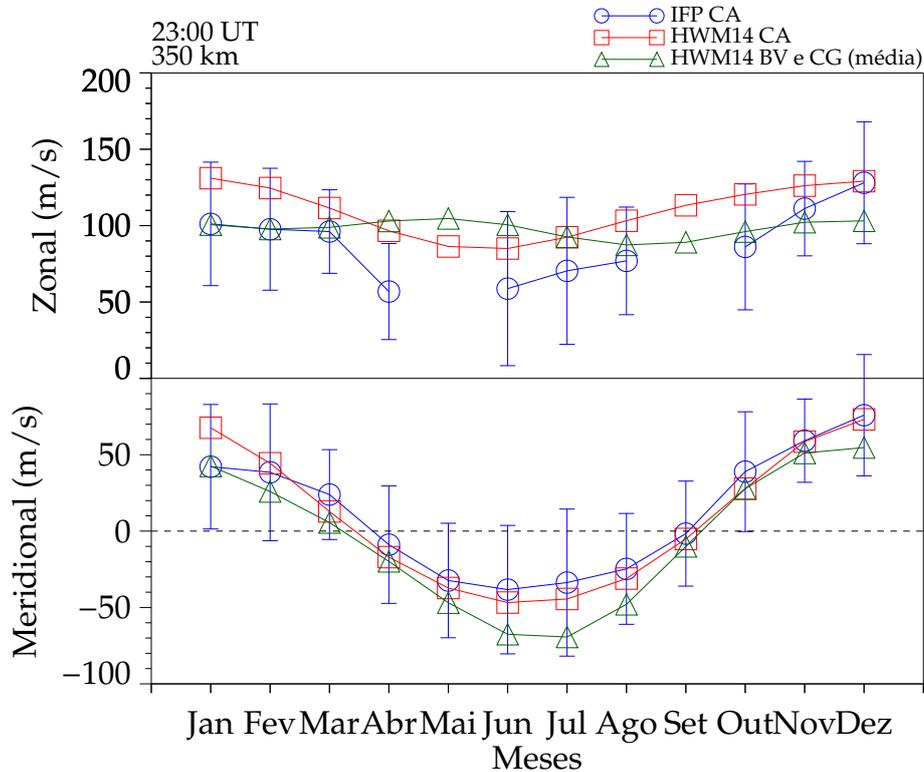
Figura 5.13 - Altura virtual da camada F ( $h'F$ ) obtida pelas ionossondas instaladas em Boa Vista (em azul) e Campo Grande (em vermelho) para o dia 13 de janeiro de 2015.



Visto que as assimetrias no desenvolvimento das bolhas de plasma apresentam uma sazonalidade e são fortemente influenciadas pelo vento neutro, a Figura 5.14 apresenta o comportamento da média mensal do (a) vento zonal e (b) meridional em função dos meses do ano. São medidas de vento obtidas pelo IFP localizado em São João do Cariri (em azul), ventos descritos pelo modelo HWM14 para São João do Cariri (em vermelho) e a média entre o vento em Boa Vista e Campo Grande (em verde). Os ventos descritos pelo modelo HWM14 foram modelados para uma altura de 350 km.

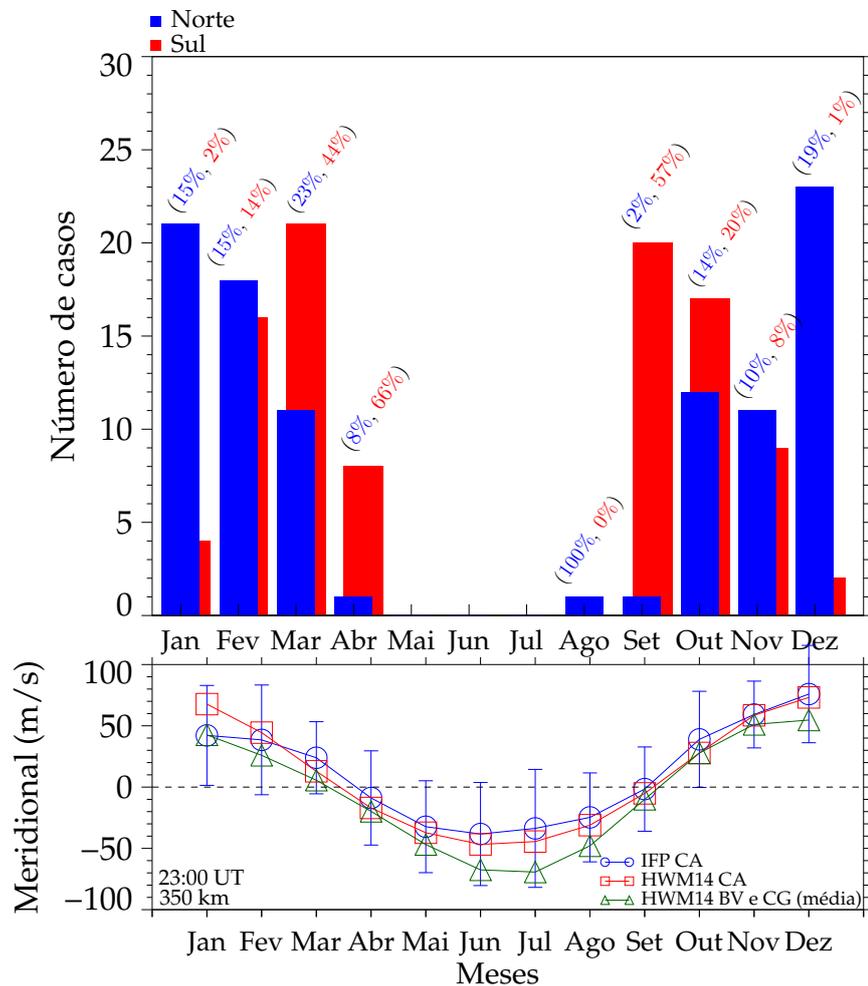
O comportamento do vento zonal mostrado na Figura 5.14 (a) parece não apresentar relação com as assimetrias observadas no desenvolvimento das bolhas de plasma. No entanto, o comportamento do vento meridional mostrado na Figura 5.14 (b) apresenta uma sazonalidade compatível com a sazonalidade das assimetrias das bolhas de plasma.

Figura 5.14 - Comportamento da média mensal do (a) vento zonal e (b) meridional em função dos meses do ano. Vento obtido pelo IFP localizado em São João do Cariri (em azul), ventos descritos pelo modelo HWM14 para São João do Cariri (em vermelho) e a média entre o vento em Boa Vista e Campo Grande (em verde).



Desta forma, a [Figura 5.15](#) mostra a comparação entre (a) a frequência de ocorrência das bolhas de plasma e (b) a média mensal do vento meridional em função dos meses do ano. É possível notar que quando o vento meridional transequatorial é para o norte, as bolhas de plasma se deslocam para o norte do Equador magnético. Por outro lado, entre os meses de abril e setembro o vento meridional inverte de direção e as bolhas de plasma se deslocam para o sul.

Figura 5.15 - (a) Comparação entre a frequência de ocorrência das bolhas de plasma e (b) a média mensal do vento meridional em função dos meses do ano.

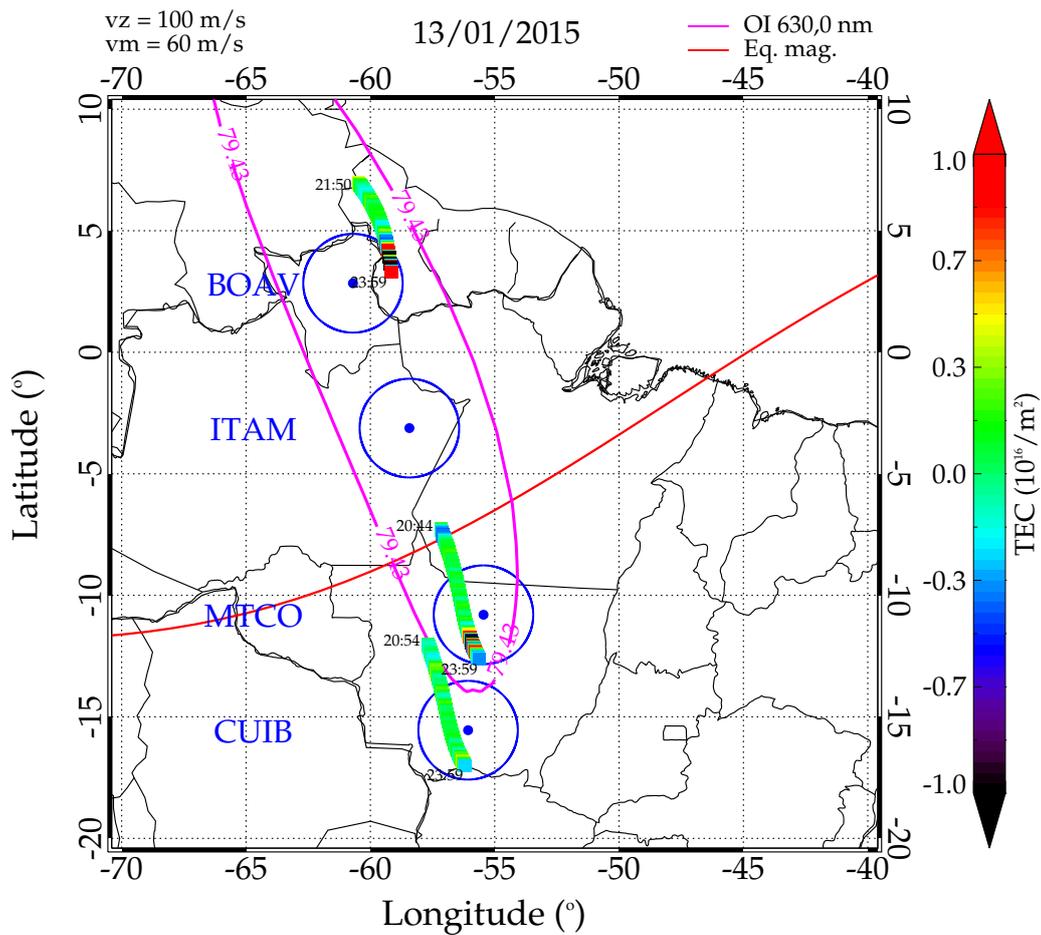


Por fim, a Figura 5.16 mostra a sobreposição da simulação numérica realizada para o desenvolvimento meridional da bolha de plasma observada na noite de 13 de janeiro de 2015 sobre os receptores GNSS de BOAV, MCTO e CUIB. Para esta simulação, foi utilizado um vento zonal e meridional constante e igual a 100 m/s e 60 m/s, respectivamente. Para facilitar a visualização, foi utilizada uma única isolinha, de 79,43 Rayleighs. A simulação foi posicionada sobre as coordenadas geográficas dos parâmetros de entrada do modelo. As saídas da simulação numérica estão em coordenadas magnéticas, portanto, a simulação foi rotacionada respeitando o ângulo entre o Equador geográfico e magnético.

A sobreposição da simulação numérica sobre a ocorrência de bolhas nos receptores

GNSS ilustra bem o efeito do vento meridional no desenvolvimento das bolhas em torno do Equador magnético. Além disso, mostra que a simulação numérica consegue reproduzir e explicar bem o que está sendo observado nas ionosondas e nos receptores GNSS.

Figura 5.16 - Sobreposição da simulação numérica realizada para a assimetria observada na noite de 13 de janeiro de 2015 sobre os receptores GNSS.



#### 5.4 Sumário dos resultados e conclusões

Neste capítulo, foram apresentadas as principais características das bolhas de plasma ionosféricas observadas nos dados de TEC perturbado (dTEC) sobre o meridiano magnético que compreende as estações de Boa Vista (coordenadas magnéticas:  $9,6^\circ\text{N}$ ;  $19,7^\circ\text{L}$ ) e Cuiabá (coordenadas magnéticas:  $8,8^\circ\text{S}$ ;  $19,7^\circ\text{L}$ ). Foram utiliza-

dos dados de dTEC obtidos a partir dos receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB, entre 01 de janeiro de 2012 e 29 de fevereiro de 2016.

Por fim, foram analisados os efeitos do vento meridional sobre o desenvolvimento meridional das bolhas de plasma utilizando simulação numérica. O objetivo foi identificar os prováveis agentes responsáveis pelas assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma observadas.

As principais conclusões deste capítulo são apresentadas a seguir.

- a) As bolhas de plasma apresentaram dois tipos de assimetrias no seu desenvolvimento meridional. As bolhas de plasma podem apresentar um maior desenvolvimento meridional ao norte do Equador magnético ou um maior desenvolvimento meridional ao sul do Equador magnético;
- b) A maior ocorrência do desenvolvimento meridional ao norte do Equador magnético aconteceu nos meses de janeiro e dezembro, em seguida, o desenvolvimento meridional ao norte do Equador magnético diminuiu nos meses de março/abril e agosto/setembro. Por outro lado, a maior ocorrência do desenvolvimento meridional ao sul do Equador magnético aconteceu nos meses de março/abril e setembro/outubro, e a menor nos meses de janeiro e dezembro;
- c) As simulações numéricas do desenvolvimento das bolhas de plasma mostraram que um vento meridional transequatorial é capaz de causar assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma. Um vento meridional transequatorial dirigido para norte causa um deslocamento das bolhas de plasma para o norte do Equador magnético. Por outro lado, um vento meridional transequatorial dirigido para sul causa um deslocamento das bolhas de plasma para o sul do Equador magnético;
- d) O grau da assimetria no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma varia com a magnitude do vento meridional. Quanto maior for a magnitude do vento meridional, maior será o desenvolvimento das bolhas de plasma em um dos hemisférios;
- e) Além de influenciar no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma, ventos meridionais transequatoriais causam diferentes taxas de crescimento vertical. Um vento meridional dirigido para o norte (sul) é capaz inibir o

crescimento vertical ao sul (norte) do Equador magnético e ajudar no desenvolvimento ao norte (sul). No entanto, a taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma sobre o Equador magnético não sofre qualquer modificação.

## 6 CONCLUSÕES

O objetivo do presente trabalho foi estudar o desenvolvimento de bolhas de plasma ionosféricas sobre a América do Sul utilizando medidas de TEC e um modelo ionosférico de simulação numérica.

As análises das bolhas de plasma foram realizadas utilizando a técnica de mapeamento de TEC. O contínuo monitoramento do TEC permitiu observar as bolhas desde o momento da sua geração, logo após o pôr do Sol, até o seu desaparecimento. Além disso, a extensa cobertura espacial do TEC possibilitou observar as bolhas na região do Equador magnético, onde são geradas, e seu desenvolvimento até 35°S de latitude. Neste trabalho, foram analisados dados de TEC obtido entre janeiro de 2012 e fevereiro de 2016, onde foi possível caracterizar as bolhas de plasma em 655 noites.

Dentre as principais contribuições deste trabalho destacam-se, o uso dos mapas de TEC para caracterizar as bolhas de plasma quanto à velocidade de deriva zonal, extensão latitudinal, altura de Apex e distribuições longitudinais. Características como inclinação das bolhas de plasma em relação às linhas de campo magnético e a dependência latitudinal da distância entre bolhas adjacentes só foram possíveis de serem determinadas devido à ampla cobertura espacial dos mapas TEC.

Outra importante contribuição deste trabalho foi a análise das assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma utilizando dados de TEC perturbado (dTEC) sobre o meridiano magnético que compreende as estações de Boa Vista (RR) (coordenadas magnéticas: 9,6°N; 19,7°L) e Cuiabá (MT) (coordenadas magnéticas: 8,8°S; 19,7°L).

Para identificar os agentes responsáveis pelas características observadas nos dados de TEC/dTEC, foi utilizado um modelo numérico para simular a formação e o desenvolvimento de bolhas de plasma sobre Equador magnético e em baixas latitudes. Para auxiliar nas simulações, foram utilizadas as características das bolhas de plasma observadas nos dados de TEC/dTEC, dados de altura da camada F obtidas pela ionosonda instalada em Boa Vista e o modelo HWM14 como parâmetros de entrada da simulação. Com estes parâmetros, foi possível estudar a influência do vento zonal e meridional e da velocidade de deriva vertical no desenvolvimento e na dinâmica das bolhas de plasma.

Os principais resultados e as conclusões encontradas neste trabalho foram apresen-

tados separadamente para as características das bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC e para as características das bolhas de plasma observadas nos dados de dTEC, e por fim serão apresentadas algumas sugestões para trabalhos futuros.

### **6.1 Características das bolhas de plasma observadas nos mapas de TEC**

A velocidade de deriva zonal das bolhas de plasma apresentou um visível gradiente latitudinal, variando de 123 m/s, no Equador, para 65 m/s, em 35°S de latitude. Na maioria dos casos, a ocorrência das bolhas de plasma apresentou uma distribuição longitudinal periódica, onde foi possível observar 3 a 4 bolhas de plasma equidistantes. A distância entre bolhas adjacentes também apresentou um claro gradiente latitudinal, variando de 920 km, no Equador, para 640 km, em 30°S de latitude. Em algumas ocasiões, foram observadas distâncias entre bolhas adjacentes maiores do que 2000 km no Equador. Em  $\sim 88\%$  dos casos, as bolhas de plasma se desenvolveram até 20°S de latitude, o que corresponde a uma altura de Apex de 777 km. Também foram observadas bolhas de plasma que se desenvolveram até 30°S de latitude, o que corresponde a uma altura de Apex de 1511 km. A extensão latitudinal das bolhas de plasma apresentou uma considerável inclinação em relação às linhas de campo magnético. A inclinação das bolhas de plasma apresentou uma boa concordância com a média mensal da variação latitudinal do vento zonal descrito pelo modelo HWM14.

### **6.2 Características das bolhas de plasma observadas nos dados de dTEC**

As bolhas de plasma podem apresentar um maior desenvolvimento meridional ao norte do Equador magnético ou um maior desenvolvimento meridional ao sul do Equador magnético. A maior ocorrência do desenvolvimento meridional ao norte do Equador magnético aconteceu nos meses de janeiro e dezembro, em seguida, o desenvolvimento meridional ao norte do Equador magnético diminuiu nos meses de março/abril e agosto/setembro. Por outro lado, a maior ocorrência do desenvolvimento meridional ao sul do Equador magnético aconteceu nos meses de março/abril e setembro/outubro, e a menor nos meses de janeiro e dezembro. As simulações numéricas do desenvolvimento de bolhas de plasma mostraram que um vento meridional transequatorial é capaz de causar assimetrias no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma. Um vento meridional transequatorial dirigido para norte causa um deslocamento das bolhas de plasma para o norte do Equador magnético. Por outro lado, um vento meridional transequatorial dirigido para sul causa um deslocamento das bolhas de plasma para o sul do Equador magnético. O grau da assimetria no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma varia com a magnitude do vento

meridional. Quanto maior for a magnitude do vento meridional, maior será o deslocamento das bolhas de plasma para um dos lados do Equador magnético. Além de influenciar no desenvolvimento meridional das bolhas de plasma, o vento meridional transequatorial causa diferentes taxas de crescimento vertical. Um vento meridional dirigido para o norte (sul) é capaz inibir o crescimento vertical ao sul (norte) do Equador magnético e ajudar no desenvolvimento meridional ao norte (sul) do Equador magnético. No entanto, a taxa de crescimento vertical das bolhas de plasma sobre o Equador magnético não sofre qualquer modificação.

### 6.3 Sugestões de trabalhos futuros

Os resultados obtidos neste trabalho permitiram um avanço na compreensão do desenvolvimento das bolhas de plasma ionosféricas. Entretanto, algumas questões científicas em relação as bolhas de plasma ainda continuam em aberto, por exemplo:

- a) Os mecanismos de perturbação que dão início a instabilidade de Rayleigh-Taylor (RETTNERER; RODDY, 2014);
- b) Como estes mecanismos de perturbação modulam a periodicidade observada na ocorrência de geração das bolhas de plasma (HUANG et al., 2013);
- c) Como estes mecanismos de perturbação podem influenciar a variabilidade dia a dia da ocorrência de bolhas de plasma.

Portanto, como trabalhos futuros, é sugerido simular vários cenários para tentar explicar as questões comentadas acima.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AARONS, J.; MENDILLO, M.; YANTOSCA, R.; KUDEKI, E. Gps phase fluctuations in the equatorial region during the miseta 1994 campaign. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 101, n. A12, p. 26851–26862, 1996. 24, 25

ABALDE, J.; FAGUNDES, P.; SAHAI, Y.; PILLAT, V.; PIMENTA, A.; BITTENCOURT, J. Height-resolved ionospheric drifts at low latitudes from simultaneous oi 777.4 nm and oi 630.0 nm imaging observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 109, n. A11, 2004. 1

ABDU, M.; BATISTA, I.; REINISCH, B.; MACDOUGALL, J.; KHERANI, E.; SOBRAL, J. Equatorial range spread f echoes from coherent backscatter, and irregularity growth processes, from conjugate point digital ionograms. **Radio Science**, Wiley Online Library, v. 47, n. 6, 2012. 1

ABDU, M.; BATISTA, I.; TAKAHASHI, H.; MACDOUGALL, J.; SOBRAL, J.; MEDEIROS, A.; TRIVEDI, N. Magnetospheric disturbance induced equatorial plasma bubble development and dynamics: A case study in brazilian sector. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 108, n. A12, 2003. 1

ABDU, M.; IYER, K. N.; MEDEIROS, R. de; BATISTA, I. S.; SOBRAL, J. H. Thermospheric meridional wind control of equatorial spread f and evening prereversal electric field. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 33, n. 7, 2006. 24

ABDU, M.; MEDEIROS, R.; SOBRAL, J.; BITTENCOURT, J. Spread f plasma bubble vertical rise velocities determined from spaced ionosonde observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 88, n. A11, p. 9197–9204, 1983. 1

ABDU, M.; MURALIKRISHNA, P.; BATISTA, I.; SOBRAL, J. Rocket observation of equatorial plasma bubbles over natal, brazil, using a high-frequency capacitance probe. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 96, n. A5, p. 7689–7695, 1991. 1

ABDU, M. A. Electrodynamics of ionospheric weather over low latitudes. **Geoscience Letters**, Springer International Publishing, v. 3, n. 1, p. 11, 2016. 1

- ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; BITTENCOURT, J. A. Some characteristics of spread-f at the magnetic equatorial station fortaleza. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A8, p. 6836–6842, 1981. 18
- ABDU, M. A.; KHERANI, E. A.; BATISTA, I. S.; PAULA, E. R.; 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. **Annales Geophysicae**, v. 27, p. 2607–2622, 2009. 1, 19, 94
- ABDU, M. A.; SOBRAL, J. H. A.; BATISTA, I. S. Equatorial spread f statistics in the american longitudes: Some problems relevant to esf description in the iri scheme. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 25, n. 1, p. 113–124, 2000. 77, 127
- ANDERSON, D.; HAERENDEL, G. The motion of depleted plasma regions in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 84, n. A8, p. 4251–4256, 1979. 79
- ANDERSON, D.; MENDILLO, M. Ionospheric conditions affecting the evolution of equatorial plasma depletions. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 10, n. 7, p. 541–544, 1983. 79
- ARRUDA, D. **Estudo de derivas zonais da camada F e da ionosfera noturna sobre a região brasileira**. 205 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2005. Disponível em: <http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2005/05.25.17.42>. 81, 90, 91, 93
- ARRUDA, D. C.; SOBRAL, J.; ABDU, M.; CASTILHO, V. M.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A.; BURITI, R. Theoretical and experimental zonal drift velocities of the ionospheric plasma bubbles over the brazilian region. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 38, n. 11, p. 2610–2614, 2006. 1
- BAILEY, G. J.; BALAN, N. **A low-latitude ionosphere-plasmasphere model**: Global theoretical ionospheric model. [S.l.]: Schunk, 1996. 73, 75
- BANKS, P. M.; KOCKARTS, G. **Aeronomy, part B**. [S.l.]: Academic Press, 1973. 7
- BARROS, D. **Estudo de assinaturas de oscilações de escala planetária na termosfera-ionosfera equatorial**. 164 p. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2013. 46

BARROS, D.; TAKAHASHI, H.; WRASSE, C. M.; FIGUEIREIDO, C. A. O. B. Characteristics of ionospheric plasma bubbles observed by tec maps in brazilian sector. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF THE BRAZILIAN GEOPHYSICAL SOCIETY & EXPOGEF, 15., 2017, Rio de Janeiro, RJ. **Proceedings...** Rio de Janeiro: SBGF, 2017. p. 1714–1716. 18

BASU, S.; KELLEY, M. C. A review of recent observations of equatorial scintillations and their relationship to current theories of f region irregularity generation. **Radio Science**, v. 14, n. 3, p. 471–485, 1979. 17

BATISTA, I.; ABDU, M.; BITTENCOURT, J. Equatorial f region vertical plasma drifts: Seasonal and longitudinal asymmetries in the american sector. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 91, n. A11, p. 12055–12064, 1986. 18, 24, 96, 99

BATISTA, I. S. **Dínamo da região F equatorial**: assimetrias sazonais e longitudinais no setor americano. 157 p. Tese (Doutorado em Ciências Espaciais) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 1986. Disponível em: <<http://urlib.net/6qtX3pFwXQZ3r59YCT/GT3TS>>. 11

BEAUJARDIÈRE, O. de L. et al. C/nofs: A mission to forecast scintillations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 66, n. 17, p. 1573–1591, 2004. 2

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013. 8

BORIS, J. P.; BOOK, D. L. Flux-corrected transport. i. shata, a fluid transport algorithm that works. **Journal in Computation in Physics**, v. 11, p. 38–69, 1973. 74

BREKKE, A. **Physics of the upper polar atmosphere**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012. 7, 22

BUTTERWORTH, S. On the theory of filter amplifiers. **Wireless Engineer**, v. 7, n. 6, p. 536–541, 1930. 187

CARRANO, C.; GROVES, K. **Ionospheric data processing and analysis**: Workshop on satellite navigation science and technology for africa, the abdu salam ictp. Trieste: [s.n.], 2009. 60

CARRASCO, A.; BATISTA, I. Estimation of the initial amplitude of plasma bubble seed perturbation from ionograms. **Radio Science**, Wiley Online Library, v. 47, n. 2, 2012. 75, 96

CARRASCO, A.; BATISTA, I.; ABDU, M. The prereversal enhancement in the vertical drift for fortaleza and the sporadic e layer. **Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics**, Elsevier, v. 67, n. 16, p. 1610–1617, 2005. 96

\_\_\_\_\_. Numerical simulation of equatorial plasma bubbles over cachimbo: Copex campaign. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 54, n. 3, p. 443–455, 2014. 2

CARRASCO, A.; BATISTA, I.; SOBRAL, J.; ABDU, M. Spread f modeling over brazil. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 161, p. 98–104, 2017. 37, 38, 140, 141

COCO, D. S.; COKER, C.; DAHLE, S. R.; CLYNCH, J. R. Variability of gps satellite differential group delay biases. **IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems**, v. 27, n. 6, p. 931–938, 1991. 61

DAVIES, K. **Ionspheric Radio Propagation**. [S.l.]: US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1965. 43

DEAR, R. M.; MITCHELL, C. N. Gps interfrequency biases and total electron content errors in ionospheric imaging over europe. **Radio Science**, v. 41, 2006. 61

DROB, D.; EMMERT, J.; CROWLEY, G.; PICONE, J.; SHEPHERD, G.; SKINNER, W.; HAYS, P.; NICIEJEWSKI, R.; LARSEN, M.; SHE, C. et al. An empirical model of the earth's horizontal wind fields: Hwm07. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 113, n. A12, 2008. 51

DROB, D. P.; EMMERT, J. T.; MERIWETHER, J. W.; MAKELA, J. J.; DOORNBOS, E.; CONDE, M.; HERNANDEZ, G.; NOTO, J.; ZAWDIE, K. A.; MCDONALD, S. E. et al. An update to the horizontal wind model (hwm): The quiet time thermosphere. **Earth and Space Science**, Wiley Online Library, v. 2, n. 7, p. 301–319, 2015. 3, 51, 52, 54

EMBRACE/INPE. **Estudo e monitoramento brasileiro do clima espacial**. 2017. Acesso em: 17 de julho de 2017. Disponível em: <<http://www2.inpe.br/climaespacial/portal/pt/>>. 41, 42, 45, 64, 122, 123, 185

EMMERT, J.; DROB, D.; SHEPHERD, G.; HERNANDEZ, G.; JARVIS, M. J.; MERIWETHER, J.; NICIEJEWSKI, R.; SIPLER, D.; TEPLEY, C. Dwm07 global empirical model of upper thermospheric storm-induced disturbance winds. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 113, n. A11, 2008. [51](#)

FAGUNDES, P.; SAHAI, Y.; TAKAHASHI, H. Investigation of oi 557.7 nm and oi 630.0 nm nightglow intensity ratios during the occurrence of equatorial f-region plasma bubbles. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 57, n. 8, p. 929–932, 1995. [1](#)

FAGUNDES, P.; SAHAI Y, B. J.; TAKAHASHI, H. Relationship between generation of equatorial f-region plasma bubbles and thermospheric dynamics. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 16, n. 5, p. 117–120, 1995. [1](#), [19](#)

FAGUNDES, P. R.; CARDOSO, F.; FEJER, B.; VENKATESH, K.; RIBEIRO, B.; PILLAT, V. Positive and negative gps-tec ionospheric storm effects during the extreme space weather event of march 2015 over the brazilian sector. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 121, n. 6, p. 5613–5625, 2016. [2](#)

FARLEY, D.; BALSLEY, B.; WOODMAN, R.; MCCLURE, P. Equatorial spread f: Implications of vhf radar observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 75, n. 34, p. 7199–7216, 1970. [1](#), [17](#), [18](#), [22](#)

FARLEY, D. T.; BONELLI, E.; FEJER, B. G.; LARSEN, M. F. The prereversal enhancement of the zonal electric field in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A12, p. 13723–13728, 1986. [14](#), [22](#)

FEJER, B. G.; PAULA, E. d.; GONZALEZ, S.; WOODMAN, R. Average vertical and zonal f region plasma drifts over jicamarca. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 96, n. A8, p. 13901–13906, 1991. [13](#), [14](#), [109](#), [110](#), [117](#)

FEJER, B. G.; SCHERLIESS, L.; PAULA, E. D. Effects of the vertical plasma drift velocity on the generation and evolution of equatorial spread f. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. A9, 1999. [77](#), [127](#)

FIGUEIREDO, C.; WRASSE, C.; TAKAHASHI, H.; OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; BARROS, D. Large-scale traveling ionospheric disturbances observed by gps dtec maps over north and south america on saint patrick's day storm in 2015.

**Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 122, n. 4, p. 4755–4763, 2017. [70](#)

FIGUEIREDO, C. A. O. B. **Estudo de distúrbios ionosféricos propagantes no continente sul americano**. 201 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2017. [63](#)

FORBES, M. J. The equatorial electrojet. **Reviews of Geophysics**, v. 19, p. 469–504, 1981. [74](#), [75](#)

HAASE, J. S.; DAUTERMANN, T.; TAYLOR, M. J.; CHAPAGAIN, N.; CALAIS, E.; PAUTET, D. Propagation of plasma bubbles observed in brazil from gps and airglow data. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 47, n. 10, p. 1758–1776, 2011. [26](#), [28](#), [29](#)

HAERENDEL, G. Theory of equatorial spread-f. **Report Max-Planck Institute**, 1973. [1](#), [18](#), [19](#), [23](#), [79](#)

HAERENDEL, G.; ECCLES, J. V.; ÇAKIR, S. Theory for modelling the equatorial evening ionosphere and the origin of the shear in the horizontal plasma flow. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. A2, p. 1209–1223, 1992. [84](#), [86](#)

HANSON, W. B.; CRAGIN, B. L.; DENNIS, A. The effect of vertical drift on the equatorial f-region stability. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 48, n. 3, p. 205–212, 1986. [23](#)

HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment**: an introduction to geospace—the science of the terrestrial upper atmosphere, ionosphere, and magnetosphere. [S.l.]: Cambridge University Press, 1992. [8](#), [9](#), [15](#), [16](#), [22](#)

HEDIN, A. E.; BIONDI, M.; BURNSIDE, R.; HERNANDEZ, G.; JOHNSON, R.; KILLEEN, T.; MAZAUDIER, C.; MERIWETHER, J.; SALAH, J.; SICA, R. et al. Revised global model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 96, n. A5, p. 7657–7688, 1991. [51](#)

HEDIN, A. E.; FLEMING, E.; MANSON, A.; SCHMIDLIN, F.; AVERY, S.; CLARK, R.; FRANKE, S.; FRASER, G.; TSUDA, T.; VIAL, F. et al. Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere. **Journal of atmospheric and terrestrial physics**, Elsevier, v. 58, n. 13, p. 1421–1447, 1996. [51](#), [54](#)

HEDIN, A. E.; SPENCER, N.; KILLEEN, T. Empirical global model of upper thermosphere winds based on atmosphere and dynamics explorer satellite data. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 93, n. A9, p. 9959–9978, 1988. 51

HEDLUND, P. R. **Using a bistatic Fabry-Perot interferometer system to improve the estimation of thermospheric winds**. 79 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica e Computação) — University of Illinois, Urbana-Champaign, 2010. 47

HOFMANN-WELLENHOF, B.; LICHTENEGGER, H.; COLLINS, J. **GPS - theory and practice**. Wien: Springer-Verlag, 1994. 56, 57, 60

HUANG, C.; BEAUJARDIÃ“RE, O. de L.; RODDY, P.; HUNTON, D.; BALLENTHIN, J.; MR, H.; PFAFF, R. Large-scale quasiperiodic plasma bubbles: C/nofs observations and causal mechanism. **Journal of Geophysical Research**, v. 118, p. 3602–3612, 2013. 1, 18, 82, 83, 94, 151

HUANG, C.; BURKE, W.; MACHUZAK, J.; GENTILE, L.; SULTAN, P. Equatorial plasma bubbles observed by dmsp satellites during a full solar cycle: Toward a global climatology. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 107, n. A12, 2002. 1

HUANG, Y.-N.; CHENG, K. Solar cycle variations of the equatorial ionospheric anomaly in total electron content in the asian region. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 101, n. A11, p. 24513–24520, 1996. 92

HUBA, J.; JOYCE, G.; KRALL, J.; FEDDER, J. Ion and electron temperature evolution during equatorial spread f. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 36, n. 15, 2009. 32

HUBA, J.; KRALL, J.; JOYCE, G. Atomic and molecular ion dynamics during equatorial spread f. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 36, n. 10, 2009. 32

HUBA, J. D.; JOYCE, G. Global modeling of equatorial plasma bubbles. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. L17104, 2010. 54

HUBA, J. D.; JOYCE, G.; KRALL, J. Three-dimensional equatorial spreadf modeling. **Geophysical Research Letters**, v. 35, n. L10102, 2008. 32

HUBA, J. D.; OSSAKOW, S. L.; JOYCE, G.; KRALL, J.; ENGLAND, S. L. Three-dimensional equatorial spreadf modeling: Zonal neutral wind effects. **Geophysical Research Letters**, v. 36, n. L19106, 2009. 32, 33, 34, 35

HUNTEN, D.; ROACH, F.; CHAMBERLAIN, J. A photometric unit for the airglow and aurora. **Journal of Atmospheric and terrestrial Physics**, Elsevier, v. 8, n. 6, p. 345–346, 1956. 99

HYSELL, D.; KELLEY, M.; SWARTZ, W.; WOODMAN, R. Seeding and layering of equatorial spread f by gravity waves. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 95, n. A10, p. 17253–17260, 1990. 1, 19

IBGE. **Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística**. 2017. Acesso em: 13 de outubro de 2017. Disponível em: <<https://ww2.ibge.gov.br/home/>>. 125

IEEE. **Institute of Electrical and Electronics Engineers**. 2017. Acesso em: 19 de julho de 2017. Disponível em: <<https://www.ieee.org>>. 56

JAKOWSKI, N. **TEC monitoring by using satellite positioning systems: Modern ionospheric science**. Berlin: [s.n.], 1996. 27, 61

KELLEY, M. C. **The Earth's Ionosphere: Plasma physics and eletrodynamics**. [S.l.]: Elsevier, 2009. 1, 8, 10, 11, 12, 15, 16, 18, 19, 20, 21, 79, 84, 86, 179

KEOSCIENTIFIC. **Keo Scientific LTD**. 2017. Acesso em: 17 de julho de 2017. Disponível em: <<http://www.keoscientific.com>>. 40

KRALL, J.; HUBA, J.; JOYCE, G.; ZALESK, S. Three-dimensional simulation of equatorial spread-f with meridional wind effects. **Ann. Geophys**, v. 27, n. 5, p. 1821–1830, 2009. 32, 35, 36, 37, 141, 142

KRALL, J.; HUBA, J.; MARTINIS, C. Three-dimensional modeling of equatorial spread f airglow enhancements. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 36, n. 10, 2009. 32

KRASSOVSKY, V.; SHEFOV, N.; YARIN, V. Atlas of the airglow spectrum 3000–12400 Å. **Planetary and Space Science**, Elsevier, v. 9, n. 12, p. 883–915, 1962. 181

LANGLEY, R. B. **GPS receivers and the observables: Gps for geodesy**. Delft: Delft: Netherlands Geodetic Commission, 1995. 59

- LDI. **Lowell Digisonde International, LLC**. 2017. Acesso em: 17 de julho de 2017. Disponível em: <<http://digisonde.com>>. 42, 43
- LEICK, A.; RAPOPORT, L.; TATARNIKOV, D. **GPS satellite surveying**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2015. 56
- LINK, R.; COGGER, L. L. A reexamination of the oi 6300 ånightglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, n. A9, p. 9883, 1988. 182, 184
- LÜHR, H.; ROTHER, M.; MAUS, S.; MAI, W.; COOKE, D. The diamagnetic effect of the equatorial appleton anomaly: Its characteristics and impact on geomagnetic field modeling. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 30, n. 17, 2003. 17
- MAKELA, J.; VADAS, S.; MURYANTO, R.; DULY, T.; CROWLEY, G. Periodic spacing between consecutive equatorial plasma bubbles. **Geophysical Research Letters**, Wiley Online Library, v. 37, n. 14, 2010. 82, 83, 94
- MAKELA, J. J.; MERIWETHER, J. W.; HUANG, Y.; SHERWOOD, P. J. Simulation and analysis of a multi-order imaging fabry-perot interferometer for the study of thermospheric winds and temperatures. **Applied optics**, Optical Society of America, v. 50, n. 22, p. 4403–4416, 2011. 47, 54, 86
- MANNUCCI, A. J.; WILSON, B. D.; YUAN, D. N.; HO, C. H.; LINDQWISTER, U. J.; RUNGE, T. F. A global mapping technique for gps-derived ionospheric total electron content measurements. **Radio Science**, v. 33, p. 565–582, 1998. 61
- MARTINIS, C.; ECCLES, J.; BAUMGARDNER, J.; MANZANO, J.; MENDILLO, M. Latitude dependence of zonal plasma drifts obtained from dual-site airglow observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 108, n. A3, 2003. 81, 89
- MARUYAMA, T.; MATUURA, N. A diagnostic model for equatorial spread f, 1, model description and application to electric field and neutral wind effects. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, p. 14611, 1988. 35, 141
- MCCLURE, J. P.; HANSON, W. B.; HOFFMAN, J. H. Plasma bubbles and irregularities in equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 82, n. 19, p. 2650–2656, 1977. 17
- MCCRACKEN, D. D.; DORN, W. S. **Numerical Methods and FORTRAN Programming**: with applications in engineering and science. [S.l.]: Wiley, 1964. 74

MCNAMARA, L.; CATON, R.; PARRIS, R.; PEDERSEN, T.; THOMPSON, D.; WIENS, K.; GROVES, K. Signatures of equatorial plasma bubbles in vhf satellite scintillations and equatorial ionograms. **Radio Science**, Wiley Online Library, v. 48, n. 2, p. 89–101, 2013. 1

MENDILLO, M. Storms in the ionosphere: Patterns and processes for total electron content. **Reviews of Geophysics**, Wiley Online Library, v. 44, n. 4, 2006. 57

MENDILLO, M.; SULTAN, P. J.; PI, X.; TSUNODA, R. Onset conditions for equatorial spread f. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 13865, 1992. 35, 141

MENDILLO, M.; TYLER, A. Geometry of depleted plasma regions in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 88, n. A7, p. 5778–5782, 1983. 79

MERIWETHER. **Dr Meriwether homepage**. 2017. Acesso em: 17 de julho de 2017. Disponível em:  
<<https://sites.google.com/site/johnmeriwetherorg/home-2>>. 46

MERIWETHER, J.; MAKELA, J.; HUANG, Y.; FISHER, D.; BURITI, R.; MEDEIROS, A.; TAKAHASHI, H. Climatology of the nighttime equatorial thermospheric winds and temperatures over brazil near solar minimum. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A4, 2011. 46, 47, 49, 54

MONICO, J. F. G. **Posicionamento pelo Navstar - GPS**: descrição, fundamentos e aplicações. São Paulo: UNESP, 2000. 56, 60

MUKHERJEE, G. K. Studies of equatorial f-region depletions and dynamics using multiple wavelength nightglow imaging. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 65, p. 379–390, 2003. 18

MURALIKRISHNA, P.; VIEIRA, L. P.; ABDU, M. A. Spectral features of e-and f-region plasma irregularities as observed by rocket-borne electron density probes from brazil. **Revista Brasileira de Geofísica**, SciELO Brasil, v. 25, p. 115–128, 2007. 1, 2

MURAWSKI, K.; GOOSSENS, M. Flux corrected transport method for mhd plasma: description of the numerical algorithm and tests. **Astronomy and Astrophysics**, v. 286, p. 943–951, 1994. 74

NAVIPEDIA. **GNSS Basic Observables**. 2017. Acesso em: 19 de julho de 2017. Disponível em: <[http://www.navipedia.net/index.php/Main\\_Page](http://www.navipedia.net/index.php/Main_Page)>. 56

OGUTI, T. Conjugate point problems. **Space Science Reviews**, Springer, v. 9, n. 6, p. 745–804, 1969. 121

OTSUKA, Y.; OGAWA, T.; SAITO, A.; TSUGAWA, T.; FUKAO, S.; MIYAZAKI, S. A. New technique for mapping of total electron content using gps network in japan. **Earth Planets Space**, v. 54, p. 63–70, 2002. 58, 60, 61

OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; OGAWA, T.; WILKINSON, P. Geomagnetic conjugate observations of equatorial airglow depletions. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 29, n. 15, 2002. 121

PARK, J.; LÜHR, H.; NOJA, M. Three-dimensional morphology of equatorial plasma bubbles deduced from measurements onboard champ. **Ann Geophys**, Citeseer, v. 33, p. 129–135, 2015. 1

PAULINO, I.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; SOBRA, J. H. A.; GOBBI, D. Plasma bubble zonal drift characteristics observed by airglow images over brazilian tropical region. **Advances in Space Research**, v. 29, p. 239–246, 2011. 1

PIMENTA, A.; BITTENCOURT, J.; FAGUNDES, P.; SAHAI, Y.; BURITI, R.; TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M. J. Ionospheric plasma bubble zonal drifts over the tropical region: a study using oi 630nm emission all-sky images. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 65, n. 10, p. 1117–1126, 2003. 1, 18, 81, 89, 90, 91, 92, 93

RETTNER, J.; RODDY, P. Faith in a seed: on the origins of equatorial plasma bubbles. **Annales Geophysicae**, v. 32, n. 5, p. 485–498, 2014. 1, 19, 151

REZENDE, L. D.; PAULA, E. D.; KANTOR, I.; KINTNER, P. Mapping and survey of plasma bubbles over brazilian territory. **Journal of Navigation**, Cambridge Univ Press, v. 60, n. 01, p. 69–81, 2007. 1, 25, 26

RISHBETH, H. The equatorial f-layer: progress and puzzles. In: SPRINGER. **Annales Geophysicae**. [S.l.], 2000. v. 18, n. 7, p. 730–739. 79

RISHBETH, H.; GARRIOTT, O. K. Introduction to ionospheric physics. **IEEE Transactions on Image Processing**, 1969. 7, 12, 15, 22, 77, 86, 93, 99

ROB. **Royal observatory of Belgium GNSS**. 2017. Acesso em: 20 de julho de 2017. Disponível em: <<http://gnss.be>>. 57, 61

ROHRBAUGH, R.; HANSON, W.; TINSLEY, B.; CRAGIN, B.; MCCLURE, J.; BROADFOOT, A. Images of transequatorial bubbles based on field-aligned airglow observations from haleakala in 1984-1986. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 94, n. A6, p. 6763–6770, 1989. 79

RÖTTGER, J. Wave-like structures of large-scale equatorial spread-f irregularities. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 35, n. 6, p. 1195–1206, 1973. 18, 82

\_\_\_\_\_. The macro-scale structure of equatorial spread-f irregularities. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 38, n. 1, p. 97–101, 1976. 18, 82

\_\_\_\_\_. Drifting patches of equatorial spread-f irregularities-experimental support for the spatial resonance mechanism in the ionosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 40, n. 10-11, p. 1103–1112, 1978. 18, 82

SAHAI, Y.; AARONS, J.; MENDILLO, M.; BAUMGARDNER, J.; BITTENCOURT, J.; TAKAHASHI, H. OI 630 nm imaging observations of equatorial plasma depletions at 16° S dip latitude. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 56, n. 11, p. 1461–1475, 1994. 18, 79

SAHAI, Y.; ABALDE, J. R.; FAGUNDES, P. R.; PILLAT, V. G.; BITTENCOURT, J. A. First observations of detached equatorial ionospheric plasma depletions using OI 630.0 nm and OI 777.4 nm emissions nightglow imaging. **Geophysical Research Letters**, v. 33, n. 11, p. L11104, 2006. 1

SAHAI, Y.; FAGUNDES, P.; BITTENCOURT, J. Transequatorial f-region ionospheric plasma bubbles: solar cycle effects. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 62, n. 15, p. 1377–1383, 2000. 77, 127

SARDON, E.; ZARRAOA, N. Estimation of total electron content using GPS data: How stable are the differential satellite and receiver instrumental biases. **Radio Science**, v. 32, p. 1899–1910, 1997. 61

SCHUNK, R.; NAGY, A. **Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry**. [S.l.]: Cambridge university press, 2000. 7

SEEBER, G. **Satellite geodesy**. Walter de Gruyter: Berlin, 2003. 56

- SEKAR, R.; KHERANI, E. A. Effects of molecular ions on the collisional rayleigh-taylor instability: Non linear evolution. **Journal of Geophysics Research**, v. 107, n. A7, 2002. 96
- SOBRAL, J.; ABDU, M.; PEDERSEN, T.; CASTILHO, V. M.; ARRUDA, D.; MUELLA, M.; BATISTA, I.; MASCARENHAS, M.; PAULA, E. D.; KINTNER, P. et al. Ionospheric zonal velocities at conjugate points over brazil during the copex campaign: Experimental observations and theoretical validations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 114, n. A4, 2009. 18, 37, 84, 121
- SOBRAL, J.; ABDU, M.; TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M. J.; PAULA, E. D.; ZAMLUTTI, C.; AQUINO, M. D.; BORBA, G. Ionospheric plasma bubble climatology over brazil based on 22 years (1977–1998) of 630nm airglow observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 64, n. 12, p. 1517–1524, 2002. 18
- SOBRAL, J.; TAKAHASHI, H.; ABDU, M.; MURALIKRISHNA, P.; SAHAI, Y.; ZAMLUTTI, C.; PAULA, E.; BATISTA, P. Determination of the quenching rate of the o (<sup>1</sup>d) by o (<sup>3</sup>p) from rocket-borne optical (630 nm) and electron density data. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 98, n. A5, p. 7791–7798, 1993. 181
- SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. Solar activity effects on equatorial plasma bubble zonal velocity and its latitude gradient as measured by airglow scanning photometers. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 53, n. 8, p. 729–742, 1991. 81, 89
- SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; BATISTAI, I. S.; ZAMLUTTI, C. J.; BORBA, G. L. Wave disturbances in the low latitude ionosphere and equatorial ionospheric plasma depletions. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A3, p. 1374–1378, 1981. 18, 37, 81, 84, 121
- SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; TAKAHASHI, H.; SAWANT, H.; ZAMLUTTI, C. J.; BORBA, G. L. Solar and geomagnetic activity effects on nocturnal zonal velocities of ionospheric plasma depletions. **Advances in Space Reserach**, v. 24, n. 11, p. 1507–1510, 1999. 81
- SOUZA, J.; ASEVEDO, W.; SANTOS, P. dos; PETRY, A.; BAILEY, G.; BATISTA, I.; ABDU, M. Longitudinal variation of the equatorial ionosphere:

modeling and experimental results. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 51, n. 4, p. 654–660, 2013. [92](#)

SPILKER, J. J.; PARKINSON, B. W. **Overview of GPS operation and design**: Global positioning system: theory and applications. Washington: AIAA, 1996. [56](#), [60](#)

SULTAN, P. J. Linear theory and modeling of the rayleigh-taylor instability leading to the occurrence of equatorial spread-f. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. A12, p. 26875–26891, 1996. [23](#)

TAKAHASHI, H.; COSTA, S.; OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; MONICO, J. F. G.; PAULA, E.; NOGUEIRA, P.; DENARDINI, C. M.; BECKER-GUEDES, F.; WRASSE, C. M.; IVO, A. S.; GOMES, V. C. F.; GARGARELA, W.; SANTANNA, N.; GATTO, R. Diagnostics of equatorial and low latitude ionosphere by tec mapping over brazil. **Advances in Space Research**, v. 54, n. 3, p. 385–394, 2014. [1](#)

TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P. D.; MEDEIROS, A. F.; GOBBI, D.; WRASSE, C. M.; FECHINE, J.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; PAULA, E.; SOBRAL, J. H. A.; ARRUDA, D.; VADAS, S. L.; SABBAS, F. S.; FRITTS, D. C. Simultaneous observation of ionospheric plasma bubbles and mesospheric gravity waves during the spreadfex campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, p. 1477–1487, 2009. [1](#), [82](#), [83](#), [94](#)

TAKAHASHI, H.; WRASSE, C.; DENARDINI, C.; PÁDUA, M.; PAULA, E.; COSTA, S.; OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; MONICO, J.; IVO, A. et al. Ionospheric tec weather map over south america. **Space Weather**, Wiley Online Library, v. 14, n. 11, p. 937–949, 2016. [2](#), [64](#)

TAKAHASHI, H.; WRASSE, C. M.; OTSUKA, Y.; IVO, A. S.; PAULINO, I.; MEDEIROS, A. F.; DENARDINI, C. M.; GOMES, V. C. F.; SANTANNA, N.; SHIOKAWA, K. Plasma bubble monitoring by tec map and 630 nm airglow image. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, p. 151–158, 2015. [1](#), [29](#), [30](#), [64](#)

TERRA, P.; SOBRAL, J.; ABDU, M.; SOUZA, J.; TAKAHASHI, H. Plasma bubble zonal velocity variations with solar activity in the brazilian region. In: COPERNICUS GMBH. **Annales Geophysicae**. [S.l.], 2004. v. 22, n. 9, p. 3123–3128. [18](#)

TSUNODA, R. T. On the spatial relationship of 1-m equatorial spread f-irregularities and plasma bubbles. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 85, n. NA1, p. 185–190, 1980. 17

\_\_\_\_\_. Time evolution and dynamics of equatorial backscatter plumes 1. growth phase. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 86, n. A1, p. 139–149, 1981. 1

\_\_\_\_\_. Day-to-day variability in equatorial spread f: Is there some physics missing? **Geophysical Research Letters**, v. 33, n. 16, 2006. 1, 19, 94

TSUNODA, R. T.; LIVINGSTON, R. C. Equatorial plasma bubbles: vertically elongated wedges from the bottomside f layer. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, n. A11, p. 9171–9180, 1982. 17

VANZANDT, T.; CLARK, W.; WARNOCK, J. Magnetic apex coordinates: A magnetic coordinate system for the ionospheric f 2 layer. **Journal of geophysical research**, Wiley Online Library, v. 77, n. 13, p. 2406–2411, 1972. 77

WOODMAN, R. F.; LAHOZ, C. Radar observations of f region equatorial irregularities. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, n. 31, p. 5447–5466, 1976. 1, 17, 19

WRASSE, C. M. **Estudo de geração e propagação de ondas de gravidade atmosféricas**. 255 p. 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/2004/05.24.10.59>>. 40

ZALESK, S.; HUBA, J. Effect of meridional winds on the development of equatorial spread f. **Eos Trans. AGU**, v. 72, p. 17, 1991. 35, 141

ZALESK, S. T.; OSSAKOW, S. L. Non-linear equatorial spread f - the effect of neutral winds and background pedersen conductivity. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 87, n. NA1, p. 151–166, 1982. 30, 31, 32



## APÊNDICE A - EQUAÇÃO DA VELOCIDADE PARA O PLASMA

Neste apêndice, é demonstrado o desenvolvimento matemático da equação da velocidade do plasma a partir da [Equação 2.3](#). A equação da velocidade do plasma é fundamental para o desenvolvimento matemático da taxa de crescimento da instabilidade que será demonstrado no [Apêndice B](#).

Assumindo que a resposta do plasma a trocas de forças ocorra muito rápido, i. e.,  $d\vec{V}/dt \approx 0$ . Além disso, sabendo que  $p_j = n_j k_B T_j$  e  $\rho_j = n_j M_j$ , onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $T_j$  é a temperatura da espécie  $j$  e  $M_j$  é a massa da espécie  $j$ . Assim, a [Equação 2.3](#) pode ser reescrita como:

$$0 = -\nabla(n_j k_B T_j) - \sum_{k(k \neq j)} (n_j M_j) \nu_{jk} (\vec{V}_j - \vec{V}_k) + n_j M_j \vec{g} + n_j q_j (\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B}). \quad (\text{A.1})$$

Agora, assumem-se íons simples, de mesma espécie e com massa  $M$ , e elétrons com massa  $m$  e carga elementar  $e$ . Além disso, considera-se o plasma eletricamente neutro, i. e.,  $n = n_e = n_i$ . Logo, as equações do movimento para íons (índice  $i$ ) e elétrons (índice  $e$ ) em um sistema de referência movendo-se com o vento neutro  $\vec{U}$ , são:

$$0 = -k_B T_i \nabla n - n M \nu_{ik} (\vec{V}_i - \vec{U}) + n M \vec{g} + n e (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}), \quad (\text{A.2})$$

$$0 = -k_B T_e \nabla n - n m \nu_{ek} (\vec{V}_e - \vec{U}) + n m \vec{g} - n e (\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}). \quad (\text{A.3})$$

Transformações entre dois sistemas de coordenadas que se movem com velocidade relativa  $\vec{U}$  não deixa o campo elétrico invariante sempre que  $|\vec{U}| \ll c$ , onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo. Sendo assim, os campos elétricos e magnéticos tomam a seguinte forma:

$$\vec{E}' = \frac{(\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B})}{\sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}}, \quad (\text{A.4})$$

$$\vec{B}' = \frac{(\vec{B} - \frac{\vec{U} \times \vec{E}}{c^2})}{\sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}}. \quad (\text{A.5})$$

Mas:

$$\frac{(\vec{U} \times \vec{E})}{c^2} \ll \vec{B}, \quad (\text{A.6})$$

para valores de  $\vec{U}$  e  $\vec{E}$  na ionosfera terrestre. Para  $|\vec{U}| \ll c$ , tem-se:

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}, \quad (\text{A.7})$$

$$\vec{B}' = \vec{B}. \quad (\text{A.8})$$

Desde que  $\vec{V}'_j = \vec{V}_j - \vec{U}$ , a Equação A.1 torna-se:

$$0 = -k_B T_j \nabla n - n M_j \nu_{jk} (\vec{V}'_j + \vec{U} - \vec{U}) + n M_j \vec{g} + n q_j (\vec{E}' - \vec{U} \times \vec{B} + \vec{V}_j \times \vec{B}), \quad (\text{A.9})$$

$$0 = -k_B T_j \nabla n - n M_j \nu_{jk} \vec{V}'_j + n M_j \vec{g} + n q_j \vec{E}' + n q_j [(\vec{V}'_j - \vec{U}) \times \vec{B}], \quad (\text{A.10})$$

$$0 = -k_B T_j \nabla n - n M_j \nu_{jk} \vec{V}'_j + n M_j \vec{g} + n q_j \vec{E}' + n q_j (\vec{V}'_j \times \vec{B}). \quad (\text{A.11})$$

A Equação A.11 está em um sistema de referência em movimento ( $\nabla n$  e  $\vec{g}$  são invariantes sob uma transformação relativística). Dividindo a Equação A.11 por  $n M_j \nu_{jk}$ , tem-se:

$$\vec{V}'_j - \frac{q_j}{M_j \nu_{jk}} (\vec{V}'_j \times \vec{B}) = -\frac{k_B T_j}{n M_j \nu_{jk}} \nabla n + \frac{\vec{g}}{\nu_{jk}} + \frac{q_j}{M_j \nu_{jk}} \vec{E}'. \quad (\text{A.12})$$

Mas:

$$\frac{k_B T_j}{M_j \nu_{jk}} \equiv D_j \rightarrow \text{coeficiente de difusão}, \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{q_j}{M_j \nu_{jk}} \equiv b_j \rightarrow \text{mobilidade elétrica}, \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{q_j B}{M_j \nu_{jk}} \equiv \kappa_j \rightarrow \text{razão entre as frequências de giro e de colisão}, \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{k_B T_j}{M_j g} \equiv H_j \rightarrow \text{altura de escala}. \quad (\text{A.16})$$

Com as definições acima, pode-se reescrever a [Equação A.12](#) da seguinte forma:

$$\vec{V}'_j - \kappa_j(\vec{V}'_j \times \hat{B}) = -D_j \frac{\nabla n}{n} + \frac{D_j}{H_j} \hat{g} + b_j \vec{E}' = \vec{W}'_j. \quad (\text{A.17})$$

Sendo  $\hat{b}$  e  $\hat{g}$  os vetores unitários que apontam na direção de  $\vec{B}$  e  $\vec{g}$ , respectivamente.  $\vec{W}'_j$  é a velocidade que um fluido deve assumir em um plasma não-magnetizado sujeito a um gradiente de pressão, a força de fricção, a força de Lorentz e a força gravitacional.



## APÊNDICE B - DESENVOLVIMENTO MATEMÁTICO DA TAXA DE CRESCIMENTO DA INSTABILIDADE

Neste apêndice, é demonstrado o desenvolvimento matemático da taxa de crescimento da instabilidade baseada na teoria linear da instabilidade Rayleigh-Taylor, que considera a gravidade como o único fator relevante na geração da instabilidade.

Considere a equação da velocidade que uma partícula carregada deve assumir em um plasma não magnetizado sujeito a um gradiente de pressão, a uma força de fricção, à força de Lorentz e à força gravitacional (Equação A.17):

$$\vec{W}'_j = \vec{V}'_j - \kappa_j(\vec{V}'_j \times \hat{B}). \quad (\text{B.1})$$

Isolando  $\vec{V}'_j$  na Equação B.1 e utilizando a identidade vetorial abaixo:

$$\vec{C} = \vec{A} - k(\vec{A} \times \vec{B}), \quad (\text{B.2})$$

$$\vec{A} = \left( \frac{1}{1 + k^2 B^2} \right) \vec{C} + \left( \frac{k}{1 + k^2 B^2} \right) (\vec{C} \times \vec{B}) + \left( \frac{k^2}{1 + k^2 B^2} \right) (\vec{B} \cdot \vec{A}) \vec{A}. \quad (\text{B.3})$$

Tem-se:

$$\vec{V}'_j = \left( \frac{1}{1 + \kappa_j^2 B^2} \right) \vec{W}'_j + \left( \frac{\kappa_j}{1 + \kappa_j^2 B^2} \right) (\vec{W}'_j \times \hat{B}) + \left( \frac{\kappa_j^2}{1 + \kappa_j^2 B^2} \right) (\hat{B} \cdot \vec{V}'_j) \vec{V}'_j. \quad (\text{B.4})$$

Entretanto  $\vec{V}'_j \perp \vec{B}$ , conseqüentemente,  $\hat{B} \cdot \vec{V}'_j = 0$ . Além disso,  $B^2 = 1$ . Desta forma:

$$\vec{V}'_j = \left( \frac{1}{1 + \kappa_j^2} \right) \vec{W}'_j + \left( \frac{\kappa_j}{1 + \kappa_j^2} \right) (\vec{W}'_j \times \hat{B}). \quad (\text{B.5})$$

Novamente, da Equação A.17,  $\vec{W}'_j = b_j \vec{E} + \frac{\vec{g}}{\nu_{jn}} - D_j \frac{\nabla n}{n}$ . Para os elétrons,  $\kappa_e$  é muito grande e o segundo termo da Equação B.5 domina. Usando as Equações A.13, A.14, A.15 e A.16, pode-se reescrever a Equação B.5 da forma:

$$\vec{V}'_e = \left( \frac{1}{\kappa_e} \right) \left[ \left( b_e \vec{E} + \frac{\vec{g}}{\nu_{en}} - D_e \frac{\nabla n}{n} \right) \times \hat{B} \right], \quad (\text{B.6})$$

$$\vec{V}'_e = \left( \frac{m\nu_{en}}{eB} \right) \left[ \left( \frac{e}{m\nu_{en}} \vec{E} + \frac{\vec{g}}{\nu_{en}} - \frac{k_B T_e}{m\nu_{en}} \frac{\nabla n}{n} \right) \times \hat{B} \right], \quad (\text{B.7})$$

$$\vec{V}'_e = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} - \left( \frac{m}{eB^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) + \left( \frac{k_B T_e}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B}). \quad (\text{B.8})$$

Para os íons,  $\kappa_i \gg 1$ , entretanto, o primeiro termo do lado direito da [Equação B.5](#) não é pequeno o suficiente para ser desprezado. Neste caso, pode-se escrever em termos da razão  $\vec{W}'_i/\kappa_i^2$ , ou seja:

$$\vec{V}'_i = \frac{1}{\kappa_i^2} \left( \frac{1}{\frac{1}{\kappa_i^2} + 1} \right) \vec{W}'_i + \frac{1}{\kappa_i} \left( \frac{1}{\frac{1}{\kappa_i^2} + 1} \right) (\vec{W}'_i \times \hat{B}). \quad (\text{B.9})$$

Desprezando o termo  $1/\kappa_i^2$  e usando as [Equações A.14](#), [A.15](#) e [A.13](#), tem-se:

$$\vec{V}'_i = \frac{b_j}{\kappa_i^2} \vec{E} + \frac{\vec{g}}{\kappa_i^2 \nu_{in}} - \frac{D_i}{\kappa_i^2} \frac{\nabla n}{n} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} + \left( \frac{M}{eB^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) - \left( \frac{k_B T_i}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B}). \quad (\text{B.10})$$

Como  $m$  é muito pequeno, o segundo termo do lado direito [Equação B.8](#) pode ser desprezado. Devido à  $\kappa_i \gg 1$ , o segundo e o terceiro termo do lado direito da [Equação B.10](#) também pode ser desprezado. Agora, desde que o termo  $\vec{E} \times \vec{B}$  seja idêntico para íons e elétrons, correntes elétricas não fluirão devido a este termo. A densidade de corrente é dada por:

$$\begin{aligned} \vec{J} &= ne (\vec{V}'_i - \vec{V}'_e), \\ \vec{J} &= ne \left[ \frac{b_j}{\kappa_i^2} \vec{E} + \left( \frac{M}{eB^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) - \left( \frac{k_B T_i}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B}) - \left( \frac{k_B T_e}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B}) \right], \\ \vec{J} &= \left[ \left( \frac{nM\nu_{in}}{B^2} \right) \vec{E} + \left( \frac{nM}{B^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) - \left( \frac{k_B}{B^2} \right) (T_i + T_e) (\nabla n \times \vec{B}) \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Na região F, a condutividade Pedersen pode ser dada por:

$$\sigma_P = \frac{nM_j \nu_{in}}{B^2}. \quad (\text{B.12})$$

E lembrando que a frequência de giro é definida como:

$$\Omega_j = \frac{q_j B}{M_j}. \quad (\text{B.13})$$

Assim, pode-se reescrever a [Equação B.11](#) da forma:

$$\vec{J} = \left[ \sigma_p \vec{E} + \left( \frac{ne}{\Omega_j} \right) (\vec{g} \times \hat{B}) - \left( \frac{k_B}{B^2} \right) (T_i + T_e) (\nabla n \times \vec{B}) \right]. \quad (\text{B.14})$$

Na [Equação B.14](#), a corrente elétrica devido ao termo gravitacional acontece mesmo para um plasma livre de colisões, enquanto que o termo de campo elétrico existe apenas se  $\sigma_p \neq 0$ , i. e., para um plasma parcialmente sujeito a colisões.

Agora, será avaliada a estabilidade linear da camada F2 verticalmente estratificada sobre a influência apenas da gravidade. Assumindo  $\vec{E} = 0$ , mas retendo o termo de primeira ordem do campo elétrico perturbado. Ignorando produção e perdas, o que é perfeitamente compatível com o ambiente após o pôr do sol quando a camada está muito alta, a equação da continuidade pode ser expressa como:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla n + n (\nabla \cdot \vec{V}) = 0. \quad (\text{B.15})$$

Para  $M \gg m$  a velocidade do plasma  $\vec{V}$  pode ser aproximada pela velocidade dos íons  $\vec{V}_i$ . Considerando o termo de compressibilidade  $(\nabla \cdot \vec{V})$ , da [Equação B.10](#) com  $\vec{E} = 0$  e  $\kappa_i \gg 1$ , tem-se:

$$\nabla \cdot \vec{V} = \nabla \cdot \left[ \left( \frac{M}{eB^2} \right) (\vec{g} \times \vec{B}) - \left( \frac{k_B T_i}{eB^2 n} \right) (\nabla n \times \vec{B}) \right]. \quad (\text{B.16})$$

Desde que  $g$  e  $B$  não provoquem variações na direção  $\vec{g} \times \vec{B}$ , então, o primeiro termo da [Equação B.16](#) é nulo. Além disso, desde que  $\nabla \cdot (\nabla n \times \vec{B}) = 0$  e  $(\nabla n \times \vec{B}) \cdot \nabla(1/n) = 0$ , o segundo termo da [Equação B.16](#) também é nulo. Conseqüentemente, o plasma flui incompressivelmente. Portanto, as equações que serão linearizadas são:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla n = 0. \quad (\text{B.17})$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0. \quad (\text{B.18})$$

Para estudar a instabilidade eletrostática destas equações na presença de um gradiente vertical de densidade nulo, pode-se escrever o potencial elétrico ( $\phi$ ) e a densidade do plasma ( $n$ ) na forma de soluções de ondas planas, tais como:

$$\phi = \phi' e^{i(\omega t - kx)}, \quad (\text{B.19})$$

$$n = n_0(z) + \delta n e^{i(\omega t - kx)}. \quad (\text{B.20})$$

Onde,  $\omega$ ,  $t$ ,  $k$  e  $n_0$  são a frequência angular, o tempo, o número de onda e a densidade numérica inicial dos íons, respectivamente. Neste caso, a perturbação inicial se propaga na direção  $x$ . Usando as Equações B.12 e B.14, substituindo  $\vec{E}$  por  $\delta \vec{E}$ , pode-se escrever a Equação B.18 da seguinte forma:

$$\nabla \cdot \left[ \left( \frac{ne^2 \nu_{in}}{M\Omega_i^2} \right) \delta \vec{E} + \left( \frac{ne}{\Omega_i} \right) (\vec{g} \times \hat{B}) \right]. \quad (\text{B.21})$$

Deste que  $\delta \vec{E} = -\nabla \phi$ , o vetor dentro dos colchetes da Equação B.21 tem apenas a componente  $x$ , logo:

$$\nabla \cdot \left[ - \left( \frac{ne^2 \nu_{in}}{M\Omega_i^2} \right) \nabla \phi + \left( \frac{ne}{\Omega_i} \right) (\vec{g} \times \hat{B}) \right], \quad (\text{B.22})$$

$$\left( \hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot \left[ - \left( \frac{ne^2 \nu_{in}}{M\Omega_i^2} \right) \frac{\partial \phi}{\partial x} \hat{x} + \left( \frac{gne}{\Omega_i} \right) \hat{x} \right] = 0, \quad (\text{B.23})$$

$$\left( \frac{ge}{\Omega_i} \right) \frac{\partial n}{\partial x} - \left( \frac{e^2 \nu_{in}}{M\Omega_i^2} \right) \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial n}{\partial x} - \left( \frac{ne^2 \nu_{in}}{M\Omega_i^2} \right) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0. \quad (\text{B.24})$$

Na Equação B.24, o segundo termo do lado esquerdo é não linear. A contribuição deste termo na Equação B.24 é muito menor que os demais termos. Portanto, numa primeira aproximação, pode-se desprezá-lo e a equação linearizada pode ser expressa como:

$$\left( \frac{ge}{\Omega_i} \right) \frac{\partial n}{\partial x} - \left( \frac{ne^2 \nu_{in}}{M\Omega_i^2} \right) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0. \quad (\text{B.25})$$

Fazendo as substituições:

$$P = \frac{Mv_{in}}{B^2}, \quad (\text{B.26})$$

$$Q = \frac{mg}{B}. \quad (\text{B.27})$$

Tem-se:

$$Q \frac{\partial n}{\partial x} - Pn \frac{\partial^2 \phi}{\partial^2 x} = 0. \quad (\text{B.28})$$

O próximo passo é escrever a [Equação B.17](#) linearizada. Lembrando que o campo elétrico é de primeira ordem,  $\kappa_i \gg 1$ , portanto, a contribuição da velocidade devido à pressão não contribui para  $\vec{V} \cdot \nabla n$ . Sendo assim:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + V_x \frac{\partial n}{\partial x} + V_z \frac{\partial n}{\partial z} = 0. \quad (\text{B.29})$$

Conseqüentemente, da [Equação B.10](#), tem-se:

$$V_x = \frac{Mg}{eB} = \frac{Q}{e}, \quad (\text{B.30})$$

$$V_z = \frac{\delta E}{B}. \quad (\text{B.31})$$

A equação da continuidade linearizada é, portanto:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \left(\frac{Q}{e}\right) \frac{\partial n}{\partial x} - \left(\frac{1}{B}\right) \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial n}{\partial z} = 0. \quad (\text{B.32})$$

Tomando as soluções de ondas planas apresentadas nas [Equações B.19](#) e [B.20](#), as [Equações B.28](#) e [B.32](#) podem ser escritas, respectivamente, por:

$$-ikQ\delta n + n_0 k^2 P \phi' = 0, \quad (\text{B.33})$$

$$\left(i\omega - ik\frac{Q}{e}\right) \delta n + \left(\frac{ik}{B}\right) \left(\frac{\partial n_0}{\partial z}\right) \phi' = 0. \quad (\text{B.34})$$

Tomando a solução não trivial do sistema homogêneo formado pelas [Equações B.33](#) e [B.34](#), tem-se:

$$\left( \frac{i\omega - ik\frac{Q}{e}}{-ikQ} \right) = \left[ \frac{\left( \frac{ik}{B} \right) \left( \frac{\partial n_0}{\partial z} \right)}{n_0 k^2 P} \right]. \quad (\text{B.35})$$

O que fornece a seguinte relação de dispersão:

$$\omega = \left( \frac{kQ}{e} \right) - i \left[ \left( \frac{g}{\nu_{in}} \right) \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial z} \right]. \quad (\text{B.36})$$

A parte real de  $\omega$  ( $\omega_r$ ) mostra que ondas planas propagam-se para leste com velocidade de fase  $\nu_f$ , dada por:

$$\nu_f = \frac{\omega}{k} = \frac{Q}{e} = \frac{Mg}{eB}. \quad (\text{B.37})$$

Que concorda com o discutido para a [Equação B.30](#). A parte imaginária da velocidade angular  $\omega$  é dada por:

$$\omega_i = - \left( \frac{g}{\nu_{in}} \right) \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial z}. \quad (\text{B.38})$$

Quando  $\partial n_0 / \partial z > 0$ , o gradiente de densidade é antiparalelo á força de gravidade  $\vec{g}$  e  $\omega_i$  é negativo. A parte oscilatória  $\exp^{i\omega t}$  pode ser expressa como:

$$e^{i\omega t} = e^{i(\omega_r + i\omega_i)t} = e^{i\omega_r t} e^{-\omega_i t} = e^{i\omega_r t} e^{\gamma t}. \quad (\text{B.39})$$

Quando  $\gamma > 0$ , resulta numa solução crescente, i. e., o valor da solução aumenta com o aumento de  $\gamma$ . Portanto,  $\gamma$  é a taxa de crescimento da instabilidade, e é dado por:

$$\gamma = \frac{g}{L\nu_{in}}. \quad (\text{B.40})$$

Onde:

$$L = \left[ \left( \frac{1}{n_0} \right) \left( \frac{\partial n_0}{\partial z} \right) \right]^{-1}. \quad (\text{B.41})$$

Adicionando a taxa de recombinação das espécies iônicas majoritárias ( $\beta$ ) a Equação B.40, tem-se.

$$\gamma = \frac{g}{\nu_{in}} \frac{1}{n_0} \left( \frac{\partial n_0}{\partial z} \right) - \beta. \quad (\text{B.42})$$

O desenvolvimento matemático da taxa de crescimento da instabilidade pode ser encontrado em maiores detalhes em Kelley (2009).



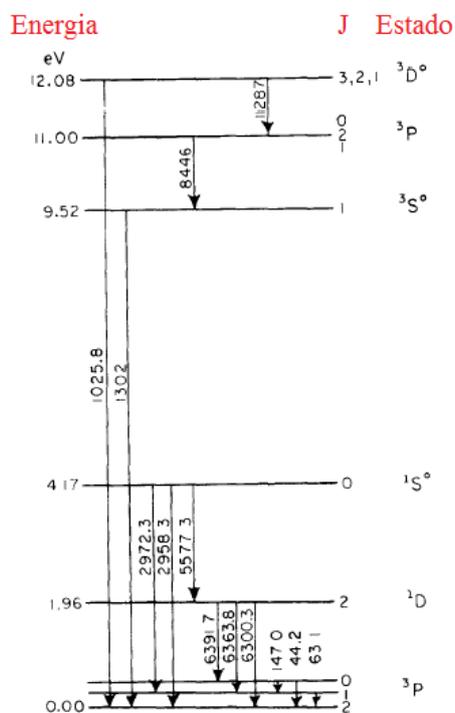
## APÊNDICE C - TAXA DE EMISSÃO VOLUMÉTRICA DO OI 630,0 NM

Neste apêndice, é demonstrado o desenvolvimento matemático da taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm. O cálculo da taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm é fundamental na geração dos resultados das simulações numéricas das bolhas de plasma apresentadas nos [Capítulo 4](#) e [Capítulo 5](#).

A linha vermelha do Oxigênio atômico (OI 630,0 nm) é produzida em uma camada localizada na ionosfera-termosfera, com um pico de emissão em  $\sim 250$  km de altura ([SOBRAL et al., 1993](#)).

A linha vermelha é emitida pelo átomo do Oxigênio atômico excitado no estado  $^1D$ , que ao decair para o estado fundamental  $^3P$ , espontaneamente libera o excesso de energia na forma de radiação eletromagnética no comprimento de onda de 630,0 nm (ou 6300,0 Å) ([KRASSOVSKY et al., 1962](#)). A [Figura C.1](#) ilustra os níveis de energia do Oxigênio atômico para várias transições deste átomo.

Figura C.1 - Níveis de energia do Oxigênio atômico.



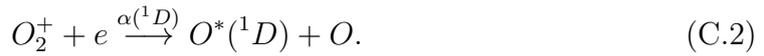
Fonte: Adaptada de [Krassovsky et al. \(1962\)](#).

Uma forma de estudar quantitativamente uma emissão é determinando a sua taxa de emissão volumétrica, definida como sendo a quantidade de fótons emitidos por unidade de volume e de tempo. Matematicamente, a taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm ( $V_{OI(630,0)}$ ) é expressa como o produto entre a concentração do Oxigênio atômico excitado no estado  $^1D$  ( $[O(^1D)]$ ) e a probabilidade de ocorrer essa emissão ( $A_{630}$ ), ou seja:

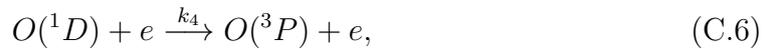
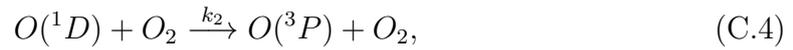
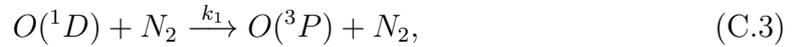
$$V_{OI(630,0)} = A_{630}[O(^1D)]. \quad (C.1)$$

Para o cálculo da taxa de emissão, é necessário conhecer os processos químicos de produção e perda do  $O(^1D)$ . As principais reações de produção e perda da emissão do  $O(^1D)$  são dadas a seguir, segundo [Link e Cogger \(1988\)](#).

- Mecanismo de produção:



- Mecanismos de perda:

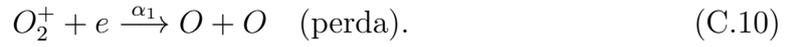
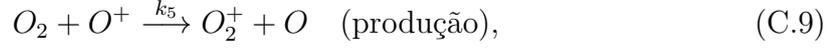


Onde  $h$  é a constante de Planck e  $\nu$  a frequência correspondente ao comprimento de onda de 630,0 nm. Assumindo a condição de equilíbrio químico, onde a produção do  $O(^1D)$  é igual a perda do mesmo, a concentração do  $O(^1D)$  pode ser expressa por:

$$[O(^1D)] = \frac{\alpha(^1D)[O^+][e]}{k_1[N_2] + k_2[O_2] + k_3[O] + k_4[e] + A_D}. \quad (C.8)$$

Note que a equação acima depende da concentração do  $O_2^+$ , logo, deve-se considerar

seus processos de produção e perda para o cálculo da taxa de emissão do OI 630,0 nm. As principais reações químicas envolvidas no processo de produção e perda do  $O_2^+$  são:



Na condição de equilíbrio químico, tem-se:

$$[O_2^+] = \frac{k_5[O_2][O^+]}{\alpha_1[e]}. \quad (\text{C.11})$$

Substituindo Equação C.11 na Equação C.8, obtém-se:

$$[O(^1D)] = \frac{\alpha(^1D)k_5[O_2][O^+][e]}{\alpha_1[e](k_1[N_2] + k_2[O_2] + k_3[O] + k_4[e] + A_D)}. \quad (\text{C.12})$$

Sabendo que  $\alpha(^1D) \equiv \beta_1\alpha_1$  é a taxa de recombinação para o  $O(^1D)$ , e  $\beta_1$  e  $\alpha_1$  a eficiência de  $\alpha(^1D)$ . Definindo  $\Theta = [O^+]/[e]$ , a equação acima pode ser reescrita como:

$$[O(^1D)] = \frac{\beta_1 k_5 \Theta [O_2][e]}{k_1[N_2] + k_2[O_2] + k_3[O] + k_4[e] + A_D}. \quad (\text{C.13})$$

Por fim, substituindo Equação C.13 na Equação C.1, tem-se:

$$V_{OI(630,0)} = A_{630} \frac{\beta_1 k_5 \Theta [O_2][e]}{k_1[N_2] + k_2[O_2] + k_3[O] + k_4[e] + A_D}. \quad (\text{C.14})$$

Onde  $[O]$ ,  $[O_2]$ ,  $[N_2]$  e  $[e]$  são as concentrações do O,  $O_2$ ,  $N_2$  e elétrons. Na Tabela C.1, são apresentados os coeficientes necessários para o cálculo da taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm.

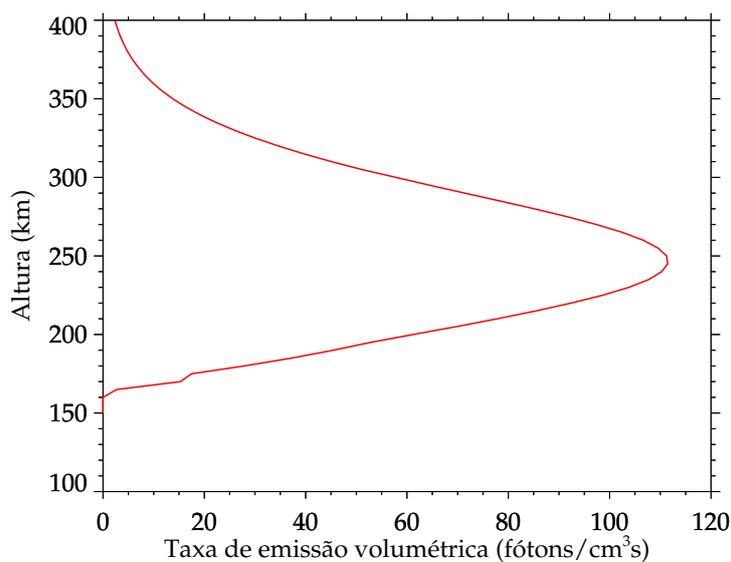
Tabela C.1 - Coeficientes utilizados no cálculo de  $V_{OI(630,0)}$ .

Coeficientes	Valores	Unidades
$k_1$	$2 \times 10^{-11} \exp(111,8/T)$	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
$k_2$	$2,9 \times 10^{-11} \exp(67,5/T)$	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
$k_3$	$2,55 \times 10^{-12}$	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
$k_4$	$1,6 \times 10^{-12} \exp(T_{el})^{0,91}$	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
$k_5$	$3,2 \times 10^{-12} \exp(3,72/t_i - 1,87/t_i^2)$	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
$\beta_1$	1,1	
$A_D$	$6,81 \times 10^{-3}$	$\text{s}^{-1}$
$A_{630}$	$5,15 \times 10^{-3}$	$\text{s}^{-1}$

Fonte: Link e Cogger (1988).

A Figura C.2 apresenta um exemplo do perfil vertical da taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm obtidos da Equação C.14. Os parâmetros necessários para o cálculo da taxa de emissão do OI 630,0 nm foram obtidos dos modelos atmosféricos MSIS-E-90 e IRI para São João do Cariri, para a noite de 21 de março de 2002, às 01h hora local.

Figura C.2 - Taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm para São João do Cariri, para a noite de 21 de março de 2002, às 01h hora local.

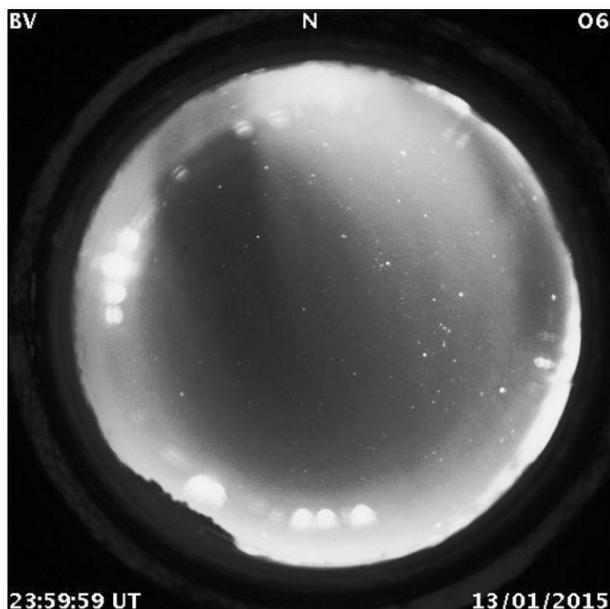


## APÊNDICE D - OCORRÊNCIA DE BOLHAS DE PLASMA NO IMAGEDOR DE BOA VISTA

Este apêndice tem como o objetivo assegurar que os “espalhamentos” nos sinais recebidos pela ionossonda de Boa Vista são devidos à ocorrência de bolhas de plasma. Para isto, foi utilizado o imageador “All Sky” localizado em Boa Vista para verificar se houve a ocorrência de bolhas de plasma na mesma noite e horário da ocorrência observada pela ionossonda.

Desta forma, a [Figura D.1](#) apresenta uma imagem da emissão do OI 630,0 nm obtida pelo imageador instalado em Boa Vista durante a noite de 13 de janeiro de 2015, às 23h59 (hora universal). Da [Figura D.1](#), é possível observar a ocorrência de bolhas de plasma sobre a região de Boa Vista.

Figura D.1 - Imagem da emissão do OI 630,0 nm obtida pelo imageador instalado em Boa Vista durante a noite de 13 de janeiro de 2015, às 23h59 (hora universal). A imagem apresenta a ocorrência de bolhas de plasma sobre Boa Vista.



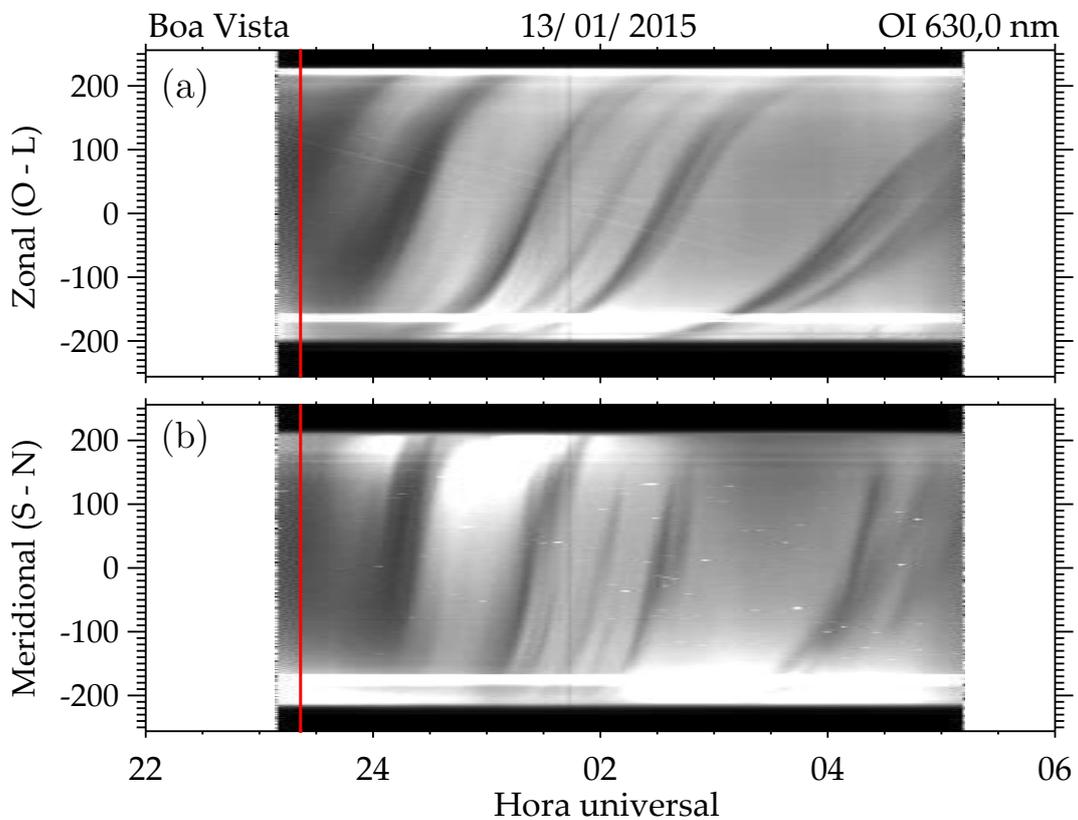
Fonte: [EMBRACE/INPE \(2017\)](#).

Para ficar mais clara a visualização da ocorrência de bolhas sobre Boa Vista ao longo da noite, a [Figura D.2](#) apresenta o keograma obtido a partir das imagens da emissão do OI 630,0 nm durante a noite de 13 para 14 de janeiro de 2015. O eixo horizontal

indica a hora universal e eixo vertical representa a variação (a) longitudinal e (b) latitudinal em pixels. A construção do keograma a partir da emissão do OI630,0 nm segue a mesma metodologia dos keogramas de TEC apresentada Seção 3.8.

Observa-se que as bolhas de plasma podem ser vistas claramente na Figura D.2 (a) e (b). A ocorrência das bolhas de plasma aparece nos keogramas como estruturas escuras inclinadas indicando um movimento de oeste para leste (zonal) e de sul para norte (meridional). As linhas vermelhas verticais indicam a hora de ocorrência das bolhas de plasma vistas no ionograma de Boa Vista, às 23h20 (hora universal). Da Figura D.2 (a), é possível observar que a ocorrência das bolhas se inicia em torno das 23h30 (hora universal). Desta forma, pode-se afirmar que o “espalhamento” observado na frequência de reflexão da camada F2 é devido à passagem das bolhas de plasma.

Figura D.2 - Keograma obtido das imagens do OI 630,0 nm durante a noite de observação de 13 para 14 de janeiro de 2015. O eixo horizontal indica a hora universal e eixo vertical representa a variação (a) longitudinal e (b) latitudinal em pixels. As linhas vermelhas verticais indicam a hora de ocorrência das bolhas de plasma vistas no ionograma de Boa Vista, às 23h20 (hora universal).



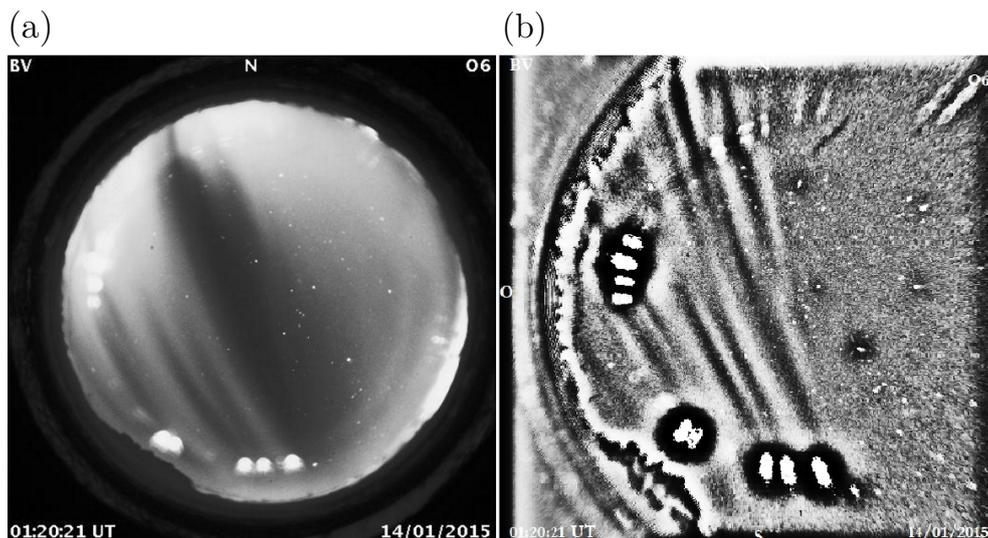
## APÊNDICE E - COMPARAÇÃO ENTRE OS DADOS DE dTEC E AS IMAGENS DO OI630,0 NM

Este apêndice tem como o objetivo averiguar se a metodologia estabelecida para a análise das bolhas de plasma nos dados de dTEC é realmente viável. Para isto, foi realizada uma comparação entre os dados de dTEC e as imagens da emissão do OI 630,0 nm sobre Boa Vista.

De forma a enfatizar as assinaturas das bolhas de plasma observadas nas imagens da emissão do OI 630,0 nm, as mesmas foram linearizadas para uma projeção de  $1024 \times 1024$  km e, em seguida, foi aplicado um filtro passa-alta, denominado Filtro Butterworth (BUTTERWORTH, 1930).

Na Figura E.1, é apresentada uma comparação entre (a) a imagem original da emissão do OI 630,0 nm e (b) a imagem após a linearização e a aplicação do filtro para a noite de 14 de janeiro de 2015, à 1h20 (hora universal). Note que a imagem filtrada destaca as assinaturas das bolhas de plasma que estão se movendo sob o campo de visão do imageador.

Figura E.1 - Comparação entre (a) a imagem original da emissão do OI 630,0 nm e (b) a imagem após a linearização e a aplicação do filtro passa-alta para a noite de dia 14 de janeiro de 2015, à 1h20 (hora universal).



Uma vez linearizadas e filtradas, as imagens foram comparadas com os dados de dTEC para a estação de BOAV (coordenadas geográficas: 2,8°N; 60,7°O e coordenadas magnéticas: 9,6°N; 19,7°L).

A Figura E.2 (a) mostra a comparação entre os dados de dTEC e a imagem da emissão do OI 630,0 nm sobre Boa Vista para a noite de 14 de janeiro de 2015, à 0h10 (hora universal). O ponto azul representa a localização do imageador “All Sky” e do receptor GNSS da estação BOAV. A seta verde aponta a bolha de plasma que será utilizada na comparação. A seta amarela indica o local ao longo do caminho do sinal do satélite correspondente à hora da imagem. A Figura E.2 (b) apresenta a variação do dTEC em função da hora universal, o círculo vermelho corresponde ao valor do dTEC com relação à seta amarela da Figura E.2 (a). A linha preta vertical indica a hora do terminador solar em  $\sim 300$  km de altura. As linhas tracejadas horizontais indicam os limites impostos para que as variações possam ser consideradas bolhas de plasma, o limite de  $\pm 1$  TECU.

Da sequência de imagens apresentadas nas Figuras E.2, E.3 e E.4, é possível ver a aproximação da bolha escolhida na imagem da emissão do OI 630,0 nm do caminho do sinal do satélite. A bolha intercepta o caminho do sinal do satélite no momento em que o dTEC supera o limite de 1 TECU.

Existem assinaturas de bolhas de plasma mais evidentes que, conseqüentemente, causam perturbações maiores no perfil de dTEC. Entretanto, foi escolhido uma bolha de plasma, visível nas imagens da emissão do OI 630,0 nm, e que causasse uma flutuação no dTEC de  $\sim 1$  TECU. Portanto, pode-se considerar que flutuações a partir de  $\sim 1$  TECU são assinaturas da passagem de bolhas de plasma.

Figura E.2 - (a) Comparação entre os dados de dTEC e a imagem da emissão do OI 630,0 nm sobre Boa Vista para a noite de 14 de janeiro de 2015, à 0h10 (hora universal). (b) Variação do dTEC em função da hora universal.

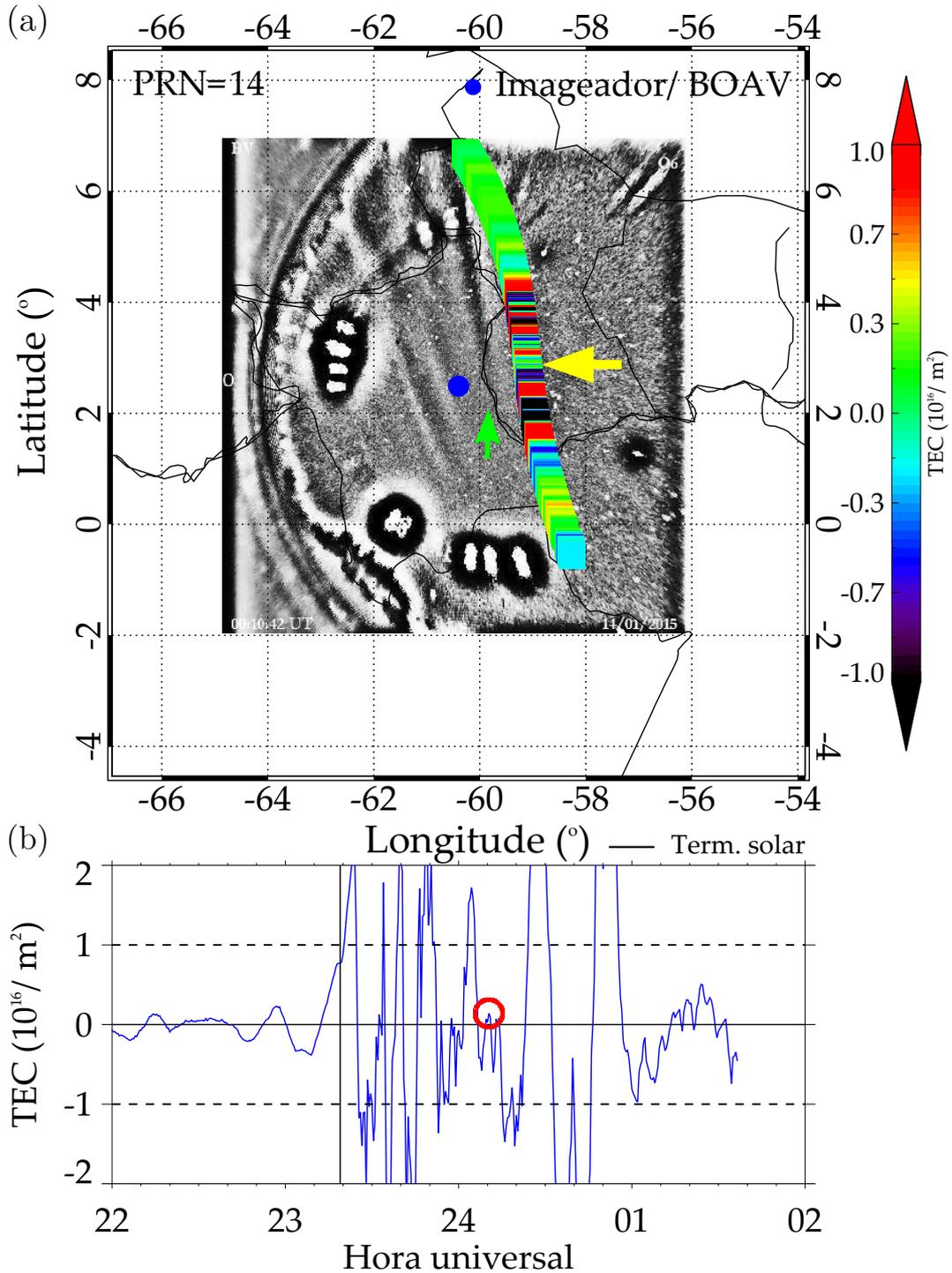


Figura E.3 - (a) Comparação entre os dados de dTEC e a imagem da emissão do OI 630,0 nm sobre Boa Vista para a noite de 14 de janeiro de 2015, à 0h14 (hora universal). (b) Variação do dTEC em função da hora universal.

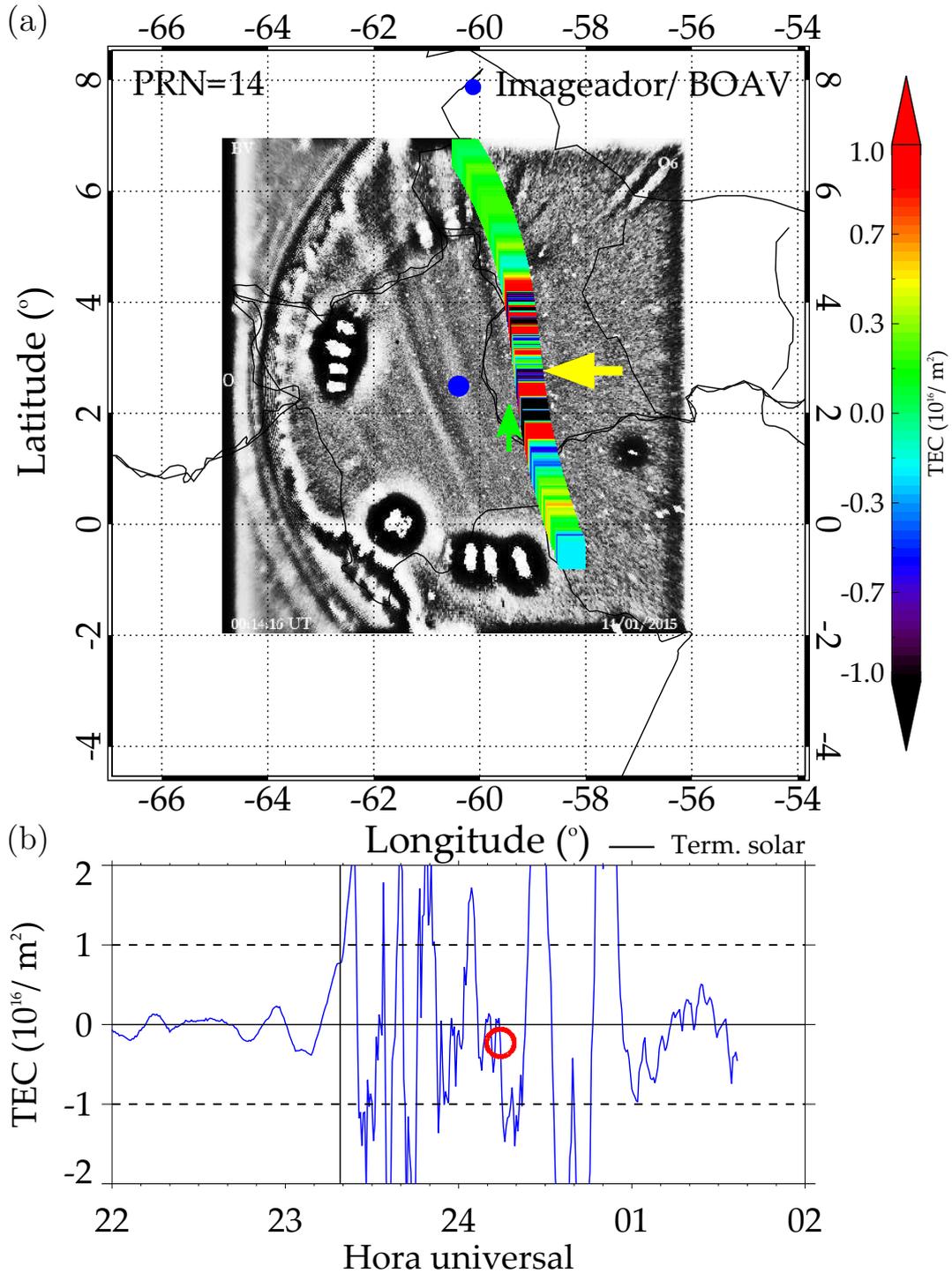
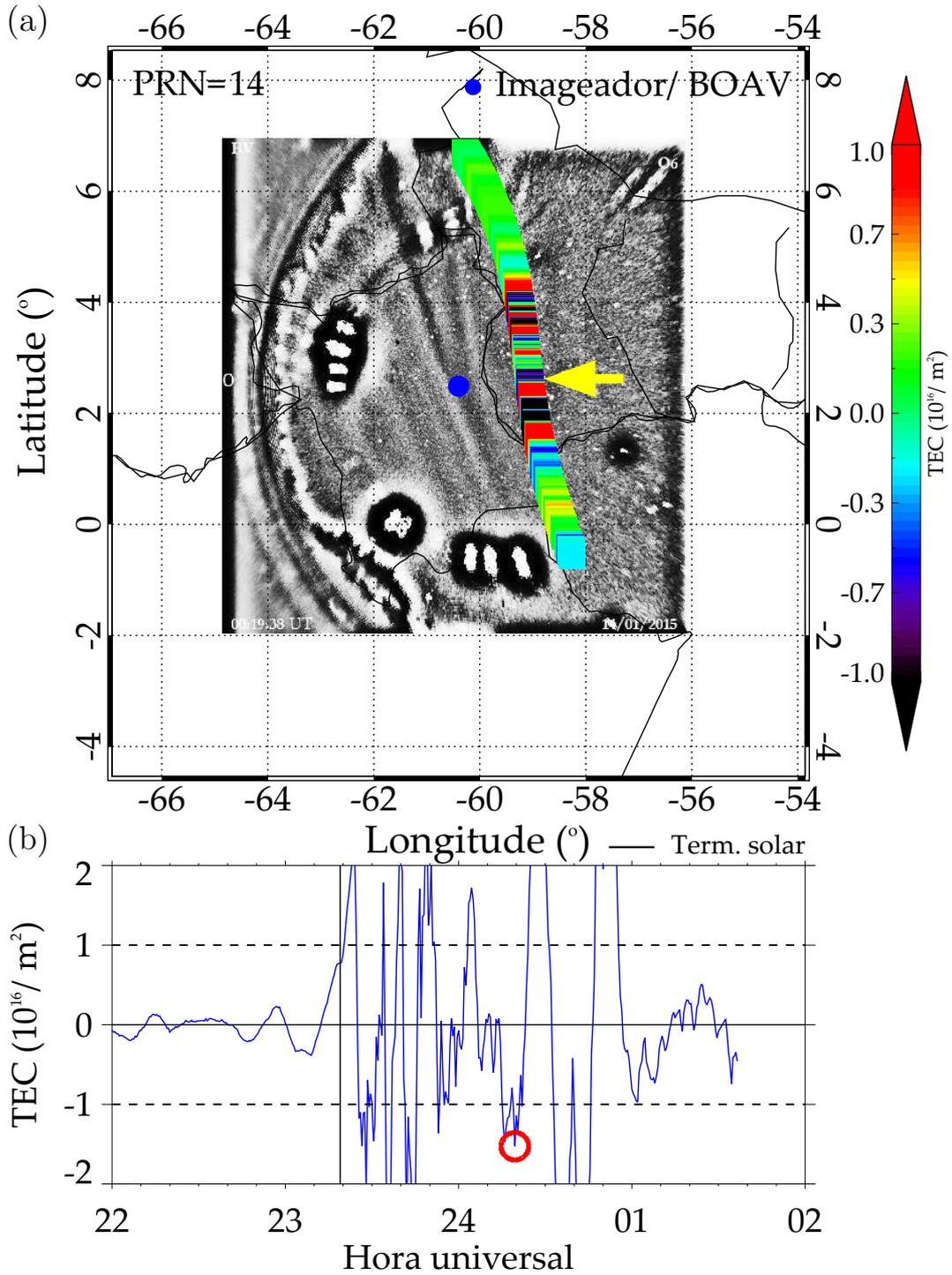


Figura E.4 - (a) Comparação entre os dados de dTEC e a imagem da emissão do OI 630,0 nm sobre Boa Vista para a noite de 14 de janeiro de 2015, à 0h19 (hora universal). (b) Variação do dTEC em função da hora universal.



A seguir, são apresentados dois exemplos com o objetivo de assegurar a coerência dos resultados apresentados neste trabalho. O primeiro exemplo mostra que, na maioria dos casos, as bolhas de plasma ocorrem simultaneamente nas 4 estações. Isto mostra que não há assimetrias no desenvolvimento das bolhas de plasma em torno do equador geomagnético. O segundo exemplo mostra que, os dados de dTEC reproduzem a sazonalidade observada para as bolhas de plasma vistas por outros equipamentos. Para os meses de inverno, período de baixa ocorrência de bolhas de plasma, não é possível ver a assinaturas de bolhas de plasma.

No primeiro exemplo, a [Figura E.5](#) apresenta o resultado do cálculo do dTEC utilizando os PRNs 18 e 22 para os receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB para o dia 02 de janeiro de 2015. As localizações dos receptores GNSS com suas respectivas coordenadas geográficas e magnéticas podem ser encontradas na [Tabela 5.3](#). Na [Figura E.5](#) (a), são apresentados os dados de dTEC ao longo dos caminhos do PRNs. Para a análise dos dados de dTEC foram utilizados apenas sinais de PRNs dentro de um raio de  $\pm 2^\circ$  em torno de cada estação, indicado pelos círculos azuis. A linha vermelha representa o equador geomagnético em 350 km de altura.

Da [Figura E.5](#) (b), é possível observar a ocorrência quase simultânea das bolhas de plasma logo após o pôr do Sol nas quatro estações, em torno das 23h30 (hora universal). É possível observar as bolhas de plasma se desenvolvendo simetricamente em torno do Equador magnético, ao longo do meridiano magnético. Este comportamento acontece na maioria dos casos de bolhas de plasma nos dados de dTEC. Entretanto, no [Capítulo 5](#), são estudados os casos em que não se observa essas simetrias.

No segundo exemplo, a [Figura E.6](#) apresenta o resultado do cálculo do dTEC utilizando os PRNs 10 e 28 para os receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB para o dia 23 de junho de 2015. Como era de se esperar, da [Figura E.6](#) (b), não é possível observar a ocorrência de bolhas de plasma.

Figura E.5 - Dados de dTEC utilizando os PRNs 18 e 22 para os receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB para o dia 02 de janeiro de 2015. (a) Dados de dTEC ao longo do caminho dos sinais dos satélites e (b) Variação do dTEC em função da hora universal.

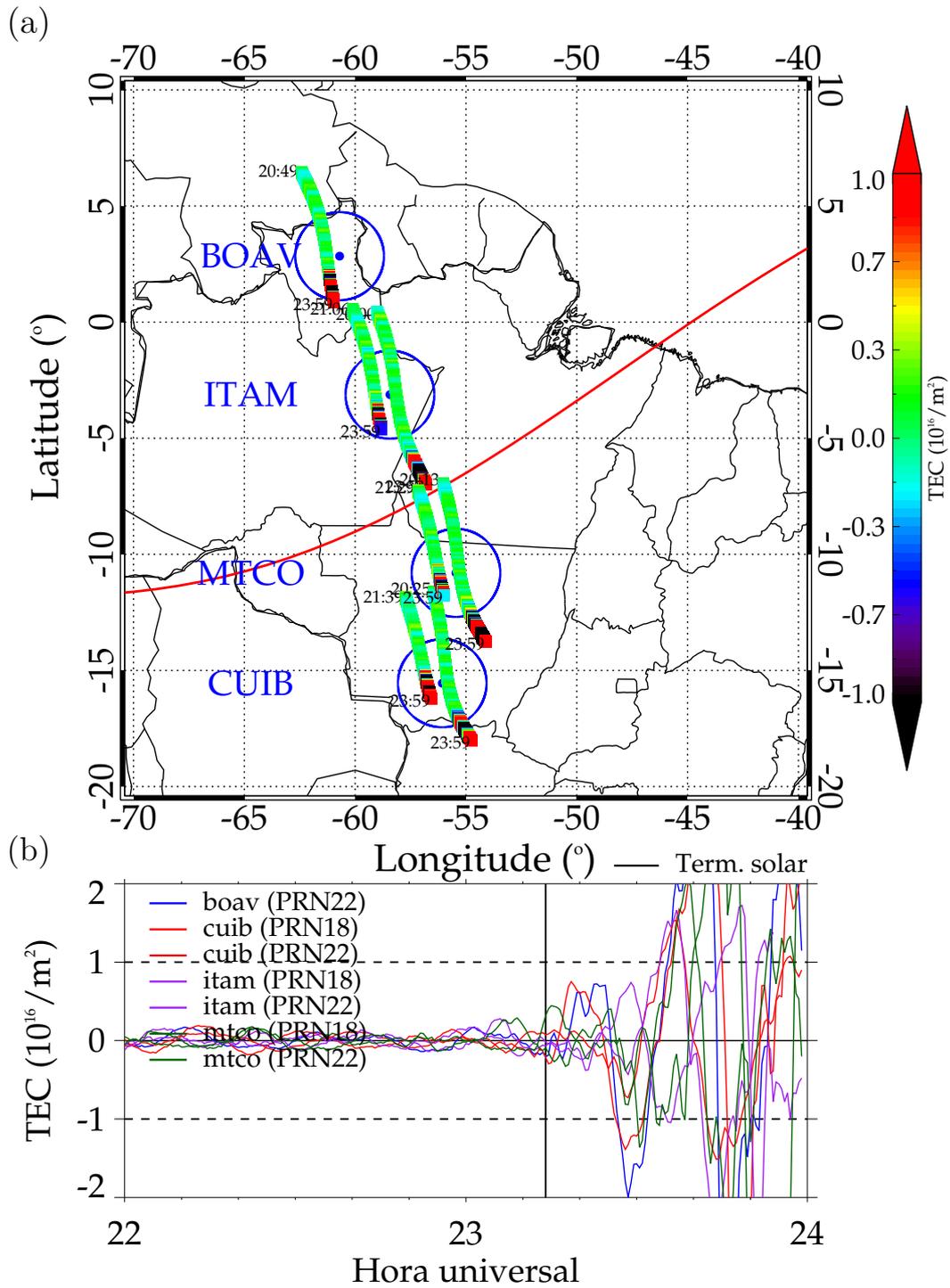
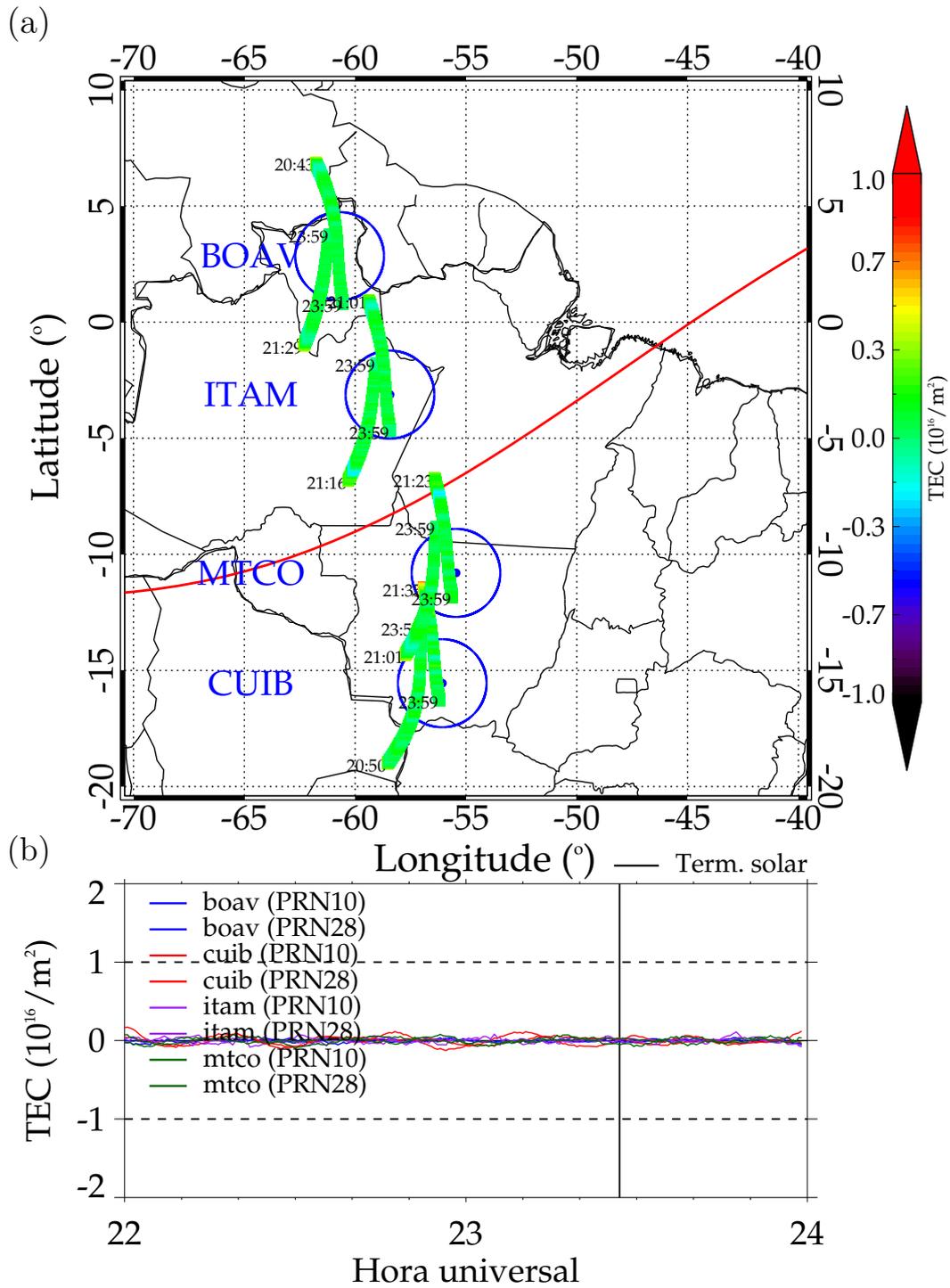


Figura E.6 - Dados de dTEC utilizando os PRNs 10 e 28 para os receptores GNSS de BOAV, ITAM, MCTO e CUIB para o dia 23 de junho de 2015. (a) Dados de dTEC ao longo do caminho dos sinais dos satélites e (b) Variação do dTEC em função da hora universal.



## **PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE**

### **Teses e Dissertações (TDI)**

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

### **Manuais Técnicos (MAN)**

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

### **Notas Técnico-Científicas (NTC)**

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

### **Relatórios de Pesquisa (RPQ)**

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

### **Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)**

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

### **Publicações Didáticas (PUD)**

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

### **Publicações Seriadas**

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

### **Programas de Computador (PDC)**

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

### **Pré-publicações (PRE)**

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