



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

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/07.24.12.12-TDI

ESTUDO DE MECANISMOS DE FORMAÇÃO DE BOLHAS DE PLASMA EQUATORIAL POR INTERMÉDIO DE MODELAGEM MATEMÁTICA COMPUTACIONAL

Jonas de Sousa dos Santos

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Esfhan Alam Kherani, e José Humberto Andrade Sobral, aprovada em 26 de julho de 2017.

URL do documento original:

[<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3PB8MSL>](http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3PB8MSL)

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 Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

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

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



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

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/07.24.12.12-TDI

ESTUDO DE MECANISMOS DE FORMAÇÃO DE BOLHAS DE PLASMA EQUATORIAL POR INTERMÉDIO DE MODELAGEM MATEMÁTICA COMPUTACIONAL

Jonas de Sousa dos Santos

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Esfhan Alam Kherani, e José Humberto Andrade Sobral, aprovada em 26 de julho de 2017.

URL do documento original:

[<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3PB8MSL>](http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3PB8MSL)

INPE
São José dos Campos
2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Santos, Jonas de Sousa dos.

Sa59e Estudo de mecanismos de formação de bolhas de plasma equatorial por intermédio de modelagem matemática computacional / Jonas de Sousa dos Santos. – São José dos Campos : INPE, 2017.

xxii + 156 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/07.24.12.12-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2017.

Orientadores : Drs. Esfhan Alam Kherani, e José Humberto Andrade Sobral.

1. Modelagem matemática. 2. Física de plasma espacial.
3. Bolhas de plasma. 4. Simulação numérica computacional.
I.Título.

CDU 533.9:519.6



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](#).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](#).

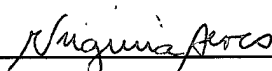
Aluno (a): **Jonas de Sousa dos Santos**

Título: "ESTUDO DE MECANISMOS DE FORMAÇÃO DE BOLHAS DE PLASMA
EQUATORIAL POR INTERMÉDIO DE MODELAGEM MATEMÁTICA
COMPUTACIONAL".

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em

**Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente
Solar-Terrestre**

Dra. Maria Virginia Alves



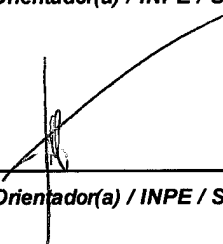
Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Esfhan Alam Kherani



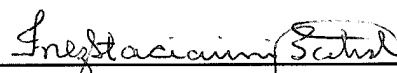
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. José Humberto Andrade Sobral



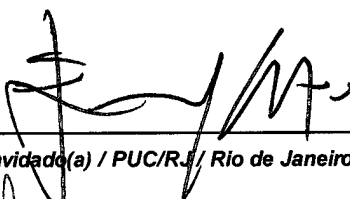
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dra. Inez Staciari Batista



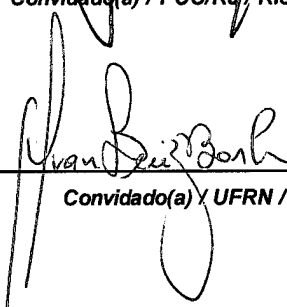
Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Emanuel Paiva de Oliveira Costa



Convidado(a) / PUC/RJ / Rio de Janeiro - RJ

Dr. Gilvan Luiz Borba



Convidado(a) / UFRN / Natal - RN

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

() unanimidade

São José dos Campos, 26 de julho de 2017

"Vanitas vanitatum et omnia vanitas".

Salomão

AGRADECIMENTOS

Convém nesta ocasião, bem como em toda ocasião, agradecer a Deus pelas suas muitas misericórdias. Quanto às pessoas, creio ser inapropriado elencá-las por motivos simples, primeiramente não é de meu feitio assim proceder. Creio que aqueles que têm méritos os sabem e, caso não o saibam, isto lhes confere ainda mais benemerência. Outrossim, há sempre a possibilidade deveras presente de cometerem-se injustiças omitindo indivíduos de cujo préstimo muito me beneficiei. Desta feita, que este agradecimento mais recôndito estenda-se a cada indivíduo conforme seu próprio julgamento.

Ainda, devo agradecer à CAPES (Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal do Nível Superior) e ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelo auxílio financeiro sem o qual me seria impossível realizar este trabalho de pesquisa científica.

Agradecimentos devidos também ao Dr^o Joseph D. Huba e ao Naval Research Laboratory (NRL), por gentilmente cederem o programa SAMI2 que foi amplamente utilizado na pesquisa.

De modo explícito também gostaria de agradecer aos meus orientadores, Dr^o José Humberto Andrade Sobral que abriu as portas para meu ingresso no universo científico e Dr^o Esfhan Alam Kherani que conduziu minha orientação do modo mais sábio possível o que somente depois de passados estes anos posso compreender.

Minha sincera gratidão ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) que ofereceu toda sua estrutura de forma acolhedora por quase uma década e também à coordenação do curso de Geofísica Espacial estendendo-se esta gratulação a todos os membros destes.

RESUMO

Há várias décadas que estruturas de bolhas de plasma equatorial são um assunto de interesse para a comunidade das ciências espaciais, contudo, a compreensão de mecanismos de formação e variabilidade destas estruturas ainda é sobremodo parca. Esta tese apresenta em seu corpo uma discussão na qual se avalia um novo mecanismo capaz de atuar como semeador de instabilidades que podem, posteriormente, converterem-se em estruturas de bolhas de plasma. A variação espaço-temporal da deriva vertical pré-reversão é proposta como tal mecanismo, e sua suficiência em semear a existência de estruturas de bolhas de plasma é demonstrada. Após uma introdução mais intuitiva sobre instabilidades e o estado de conhecimento da área sobre o assunto, há a descrição detalhada de um modelo matemático computacional tridimensional elaborado pelo autor da tese para realizar as investigações atinentes à proposição alçada. A versatilidade do modelo é capaz de oferecer resultados que validam as hipóteses apresentadas e exibem características com notória similitude aos registros de diversos instrumentos de sondagem ionosférica cujas informações são introduzidas em ocasiões fortuitas ao longo do texto.

Palavras-chave: Modelagem Matemática. Física de Plasma Espacial. Bolhas de Plasma. Simulação Numérica Computacional.

STUDY ON EQUATORIAL PLASMA BUBBLE FORMATION MECHANISMS THROUGH COMPUTATIONAL MATHEMATICAL MODELING

ABSTRACT

For several decades equatorial plasma bubble structures have been a subject of interest to the space science community, however, the understanding of the mechanisms of formation and variability of these structures is still scarce. This thesis presents in its body a discussion in which a new mechanism is evaluated, such mechanism is capable of acting as a seeder of instabilities that can later be converted into structures of plasma bubbles. The space-time variation of the vertical pre-reversal drift is proposed as such mechanism, and its sufficiency in seeding the existence of plasma bubble structures is demonstrated. After a more intuitive introduction about instabilities and the state of knowledge of the area on the subject, there is a detailed description of a three-dimensional computational mathematical model elaborated by the author of the thesis to carry out the investigations pertaining to the proposed proposition. The versatility of the model is able to offer results that validate the hypotheses presented and exhibit features with notorious similarity to the records of several ionospheric sounding instruments whose information is introduced on fortuitous occasions throughout the text.

Keywords: Mathematical Modeling. Space plasma physics. Plasma Bubbles. Computational Numerical Simulation.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 1.1 - Exemplo de instabilidade Rayleigh-Taylor gravitacional atuando sobre um fluido neutro.....	3
Figura 1.2 - Representação pictórica da instabilidade Rayleigh-Taylor na ionosfera equatorial.....	8
Figura 2.1 - Isolinhas de densidade mostrando a evolução temporal da estrutura EPB a partir de uma perturbação de 5% na densidade inicial	34
Figura 2.2 - Isolinhas de densidade mostrando a evolução temporal da estrutura EPB a partir de uma perturbação ocasionada pela presença de ondas de gravidade	34
Figura 2.3 - Isolinhas de densidade mostrando a evolução temporal da estrutura EPB a partir de uma perturbação ocasionada pela variação longitudinal do PRVD cuja extensão compreende 1500 km	35
Figura 2.4 - Velocidades verticais das estruturas EPB resultantes de mecanismos distintos de início da instabilidade CII, a saber, perturbação direta na densidade (curva verde), ondas de gravidade (curva azul) e variação espaço-temporal do PRVD (curva vermelha)	36
Figura 3.1 - Representação pictórica da relação entre os sistemas de coordenadas esféricas e dipolares.....	41
Figura 3.2 - Distribuição tridimensional de densidade eletrônica em um dado instante de tempo obtida com o modelo SAMI2', uma versão mais robusta do SAMI2 implementada pelo autor da tese. As isolinhas ao centro denotam um perfil longitudinal.....	50
Figura 3.3 - Distribuição de densidade eletrônica obtida com o SAMI2' em um dado instante de tempo para 3 diferentes longitudes. Os painéis superior esquerdo, superior direito e inferior esquerdo demonstram	

a variação de densidade eletrônica em 305°, 320° e 340°. O painel inferior direito mostra um plano com a variação longitudinal da densidade no equador geomagnético	51
Figura 4.1 - Diagrama esquemático do PRVD	54
Figura 4.2 - Deriva vertical obtida através do SAMI2' para condições de período de mínimo solar.....	56
Figura 4.3 - Estrutura EPB gerada pelo MATPLAB_3D a partir de uma perturbação inicial ocasionada pela ação de ondas de gravidade de amplitude 5m/s	57
Figura 4.4 - Estrutura EPB gerada pelo MATPLAB_3D a partir de uma perturbação na densidade inicial cuja amplitude equivale a 5% do valor inicial.....	58
Figura 4.5 - Deriva vertical obtida através do SAMI2' para condições de mínimo solar. A perspectiva bidimensional revela uma modesta variação em função de latitude conforme pode ser verificado pela variação das cores.....	61
Figura 4.6 - Variação longitudinal e temporal da deriva vertical obtida através do SAMI2' para condições equinociais, fluxo solar F10.7=160 (s.f.u.)	62
Figura 4.7 - Variação longitudinal e latitudinal de V_{pk} obtida através do SAMI2' para condições equinociais, fluxo solar F10.7=160 (s.f.u.).....	63
Figura 4.8 - Deriva vertical e PRVD calculados a partir de dados de Digisonda. O perfil quasi- gaussiano é evidente, e sua duração é de cerca de 1h30 equivalendo à ~2400 km	64
Figura 4.9 - (a) Configuração espaço-temporal de V_{pt} e densidade numérica eletrônica n^b . (b) Configuração espacial da densidade numérica eletrônica em 21h40 UT (n_0).....	67
Figura 4.10 - Evolução da estrutura EPB no transcorrer da dinâmica espaço-temporal do PRVD obtida através de simulação numérica com o	

MATPLAB_2D. As cores ao fundo exibem o movimento do terminadouro solar	71
Figura 4.11 - Evolução do potencial eletrostático durante a evolução da estrutura EPB obtido por intermédio de simulação numérica com o MATPLAB_2D	72
Figura 4.12 - Perfil gaussiano da distribuição espaço-temporal do PRVD construído em termos de funções matemáticas e inserido como V_{pt} no MATPLAB_3D. As linhas tracejadas denotam derivadas discretas (espaciais) cujo intuito é indicaro ponto de máximo	76
Figura 4.13 - Perfis iniciais de densidade eletrônica (0° e $\pm 25^\circ$) inseridos no MATPLAB_3D para simulação de instabilidade interchange	77
Figura 4.14 - Evolução de estrutura EPB disparada pela variação longitudinal do PRVD. Os painéis exibem características de formação e crescimento da instabilidade desde instantes iniciais até tempos posteriores onde a estrutura já atingiu altitudes mais elevadas ($\sim 900\text{km}$) e reside no regime inercial	79
Figura 4.15 - Evolução de velocidade vertical da estrutura EPB iniciada através da variação espaço-temporal do PRVD. Em $t \cong 5700\text{s}$ a velocidade da estrutura EPB sofre saturação devida ao regime inercial e posteriormente adquire aumento devido às estruturas que se originam em suas paredes	81
Figura 4.16 - Evolução do potencial eletrostático associado à estrutura EPB disparada pela variação longitudinal do PRVD. As elipses verdes denotam regiões de intensa migração de campos elétricos de polarização em direção a regiões fora do núcleo da estrutura EPB	83
Figura 4.17 - Evolução de estrutura EPB disparada pela variação longitudinal do PRVD em setores latitudinais distintos. O painel central mostra a estrutura EPB localizada no equador, enquanto que os painéis direito e esquerdo apresentam as estruturas EPB em $\sim 25^\circ$ ao norte e ao sul do equador, respectivamente	86

Figura 4.18 - Distribuição espacial (longitude x latitude) da depleção entre 20h30 UT e 22h45 UT em um corte altitudinal com apex equivalente a 475 km	87
Figura 4.19 - Isolinhas representando o potencial eletrostático em diferentes setores latitudinais (0° e $\pm 25^\circ$) e um corte longitudinal ($\sim 322^\circ$) interseccionando tais setores	90
Figura 4.20 - Canal estreito de intensa polarização verificado na ocasião de estrutura EPB iniciada pela variação longitudinal do PRVD como disparador da instabilidade CII. A curva verde indica a região estreita de máxima concentração de campos elétricos de polarização e sugere estruturas mais estreitas em latitudes maiores	91
Figura 4.21 - Canal estreito de intensa polarização verificado na ocasião de estrutura EPB iniciada por perturbação gerada através de ação de ondas de gravidade. Esta característica sugere diminuição de estruturas em latitudes que sejam mais distantes do equador geomagnético	93
Figura 4.22 - Comparação entre larguras de estruturas EPB no Equador (preto) e em baixas latitudes (vermelho) em $\sim \pm 25^\circ$	94
Figura 4.23 - Estruturas EPB registradas pelos imageadores localizados em São João do Cariri (painel superior) e Cachoeira Paulista (painel inferior) no dia 02/11/2016	96
Figura 4.24 - Estrutura do PRVD como função de tempo e espaço (longitude e latitude) empregada como entrada no MATPLAB_3D	98
Figura 4.25 - Evolução de estrutura EPB gerada através da variação espaço-temporal do PRVD. O círculo vermelho denota a cúspide primária evoluindo	101
Figura 4.26 - Evolução das estruturas de potencial normalizado referentes a estrutura EPB apresentada na figura anterior. O efeito do PRVD introduz-se desde o leste dos painéis e origina campos elétricos de	

polarização entre 322°-323° conforme o terminadouro migra em direção a oeste	103
Figura 4.27 - Configuração espacial tridimensional das estruturas EPB geradas a partir do mecanismo de variação espaço-temporal do PRVD ..	105
Figura 4.28 - Evolução da estrutura EPB em latitude e longitude para uma altitude fixa de ~450 km. V_{pt} inicia a instabilidade CII enquanto migra para oeste	107
Figura 4.29 - Evolução de estrutura EPB gerada através da variação espaço-temporal do PRVD mediante variação integral de V_{pt} . O círculo vermelho denota o início da estrutura EPB primária	110
Figura 4.30 - Evolução das estruturas de potencial normalizado referentes a estrutura EPB apresentada na figura anterior	115
Figura 4.31 - Evolução da estrutura EPB em latitude e longitude para uma altitude fixa de ~450 km no caso mais realístico de V_{pt}	117
Figura 4.32 - Configuração espacial tridimensional das estruturas EPB geradas a partir do mecanismo de variação espaço-temporal do PRVD ..	121
Figura 4.33 - Estruturas EPB registradas por intermédio de dados de GPS e TEC. O retângulo vermelho destaca a faixa longitudinal de ocorrência e as linhas em branco o conjunto de estruturas EPB	123
Figura 4.34 - Estruturas EPB (plumas) registradas pelo radar FCI de São Luís. As linhas em vermelho denotam a estrutura primária e as secundárias gradativamente menores	124
Figura 4.35 - Valores de V_{pk} calculados a partir de dados de Digisonda localizada em São Luís	125
Figura 4.36 - Valores de V_{pk} calculados a partir de dados de Digisonda localizada em Fortaleza	126
Figura 5.1 - Valores de ΔV_D calculados a partir de dados de Digisonda localizada em São Luis	136

Figura 5.2 - Evolução da instabilidade CII para 5 dias escolhidos como representantes do conjunto de dados	137
Figura 5.3 - Registros de aeroluminescência (6300 Å) exibindo a ausência/existência de estruturas EPB em cada um dos dias avaliados nas figuras anteriores.....	140

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

CCD	Charged Coupled Device (Dispositivo de carga acoplada)
CGM	Conjugate Gradient Method (Método dos gradientes conjugados)
CII	Collisional Interchange Instability (Instabilidade colisional de câmbio)
EPB	Equatorial Plasma Bubble (Bolhas de plasma equatorial)
FAI	Field Aligned Integrated (Integração alinhadas às linhas de campo)
FAIM	Fully Analytical Ionospheric Model (Modelo ionosférico completamente analítico)
GW	Gravity Waves (Ondas de Gravidade)
PRVD	Pre-Reversal Vertical Drift (Pico de deriva vertical pré-reversão)
s.f.u.	Solar Flux Units (Unidades de fluxo solar $\equiv 10^{-22} W m^{-2} Hz^{-1}$)

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO.....	1
1.1. O ambiente ionosférico.....	1
1.2. Instabilidade Rayleigh-Taylor.....	2
1.2.1. Descrição da ionosfera com um fluido.....	4
1.2.2. Instabilidade Rayleigh-Taylor generalizada na ionosfera equatorial (Instabilidade CII).....	6
1.3. Objetivos e estrutura do corpo desta tese de doutoramento.....	9
2 COMPÊNDIO DE ESTUDOS NUMÉRICOS ACERCA DE MECANISMOS SUSCITADORES DE BOLHAS DE PLASMA EQUATORIAL (EPBs)	11
3 MODELAGEM MATEMÁTICA E FORMULAÇÃO NUMÉRICA DO MATPLAB_3D (MATHEMATICAL PLASMA BUBBLE MODEL 3D)	37
3.1. Breve histórico de desenvolvimento do modelo MATPLAB_3D.....	37
3.2. Modelagem matemática e formulação numérica do MATPLAB_3D	37
3.2.1. Sistemas de coordenadas curvilíneas.....	40
3.2.2. Taxa de crescimento 3D da Instabilidade Interchange.....	43
3.2.3. Tratamento numérico da instabilidade interchange: Método de discretização e solucionadores iterativos	46
3.2.4. SAMI2': Um variante do modelo ionosférico SAMI2.....	49
4 A DERIVA VERTICAL PRÉ-REVERSÃO (PRVD) COMO CONDIÇÃO NECESSÁRIA E SUFICIENTE PARA GERAÇÃO DE ESTRUTURAS DE BOLHAS DE PLASMA EQUATORIAL.....	53
4.1. A deriva vertical pré-reversão (PRVD).....	53

4.2. A deriva vertical pré-reversão (PRVD) como condição necessária para geração de estruturas de bolhas de plasma equatorial	55
4.3. A deriva vertical pré-reversão (PRVD) como condição suficiente para geração de estruturas de bolhas de plasma equatorial	59
4.3.1. Acerca da natureza da variação espaço-temporal da velocidade de deriva vertical	60
4.3.2. Abordagem bidimensional com parâmetros advindos do SAMI2	65
4.3.2.1. Resultados preliminares	66
4.3.3. Abordagem tridimensional da proposição de suficiência do PRVD como mecanismo disparador da instabilidade CII	74
4.3.3.1. Parâmetros limítrofes para validade da proposição em um cenário tridimensional	74
4.3.3.2. Abordagem tridimensional com emprego de perfil gaussiano matematicamente construído	75
4.3.3.3. Resultados I	77
4.3.3.4. Abordagem tridimensional com emprego de perfis realísticos através de utilização do SAMI2'	97
5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....	129
5.1. Síntese dos resultados e conclusões	129
5.2. Trabalhos futuros	135
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	143

1. INTRODUÇÃO

1.1. O ambiente ionosférico

A Terra abriga uma ampla variedade de constituintes distribuídos nos domínios de seu geoespaço propínquo. Tais constituintes podem pertencer, a rigor, a duas categorias distintas, quer sejam eles atômicos ou moleculares, a saber, elementos neutros e elementos ionizados. Os elementos neutros residem em todo o conjunto de altitudes desde a superfície até os limites com o espaço exterior, doutro modo, os componentes ionizados distribuem-se a partir de ~50 km de altitude e a região que contém estas espécies recebe a denominação de Ionosfera. A ionização dos constituintes dá-se, majoritariamente, por intermédio de fotoionização em diferentes comprimentos de onda provenientes da radiação solar. Ocorre ainda uma porção de ionização corpuscular, contudo, esta contribuição para produção de íons é ínfima.

A Ionosfera apresenta três regiões distintas com particularidades e comprimentos de onda ionizantes distintos. Na região D (50-90 km) a ionização é predominantemente devida à radiação nos comprimentos do Lyman α (1216 Å), dos raios-x (1-10 Å) e por intermédio de raios cósmicos. A região E (90-150 km) surge sob ação do extremo ultravioleta (EUV) (911-1027 Å), do Lyman β (1026 Å) e dos raios-x (10-170 Å). A partir de 150 km de altitude situa-se a região F cuja fonte de ionização advém do EUV (170-911 Å).

Nas regiões E e F, que são aquelas que interessam à discussão apresentada nesta tese de doutoramento, o principal processo de perda de ionização decorre da recombinação dissociativa (BIONDI, 1969).

Mediante estas características da Ionosfera é possível categorizá-la como um plasma parcialmente ionizado que é controlado, precipuamente, por processos fotoquímicos (produção e destruição de ionização) e de transporte do plasma.

Os processos eletrodinâmicos que irrompem neste ambiente dão luz a uma vasta quantidade de fenômenos e dependem em geral de fluxo solar, sazonalidade, localização geomagnética, atividade de ventos neutros, orografia, convecção troposférica, atividades sísmicas, etc. Uma classe fenomenológica que se destaca dentre as existentes é a das instabilidades do plasma.

Na ionosfera equatorial, nos domínios da região E, manifestam-se duas subclasses de instabilidades do eletrojato (CHAPMAN, 1951), são elas a do Tipo 1 (Instabilidade de dois feixes ou Farley-Buneman) e a do Tipo 2 (Instabilidade de deriva gradiente). O leitor é convidado a consultar o estudo apresentado por Fejer e Kelley (1980) para maiores discussões acerca destas irregularidades do plasma ionosférico na região E.

Quanto à região F equatorial, as instabilidades que nela se verificam são agrupadas em um conjunto com uma nomenclatura genérica de eventos spread F. O trabalho de Dungey (1956) foi o primigênio a propor que tais irregularidades existentes na região F seriam originadas por intermédio da instabilidade Rayleigh-Taylor.

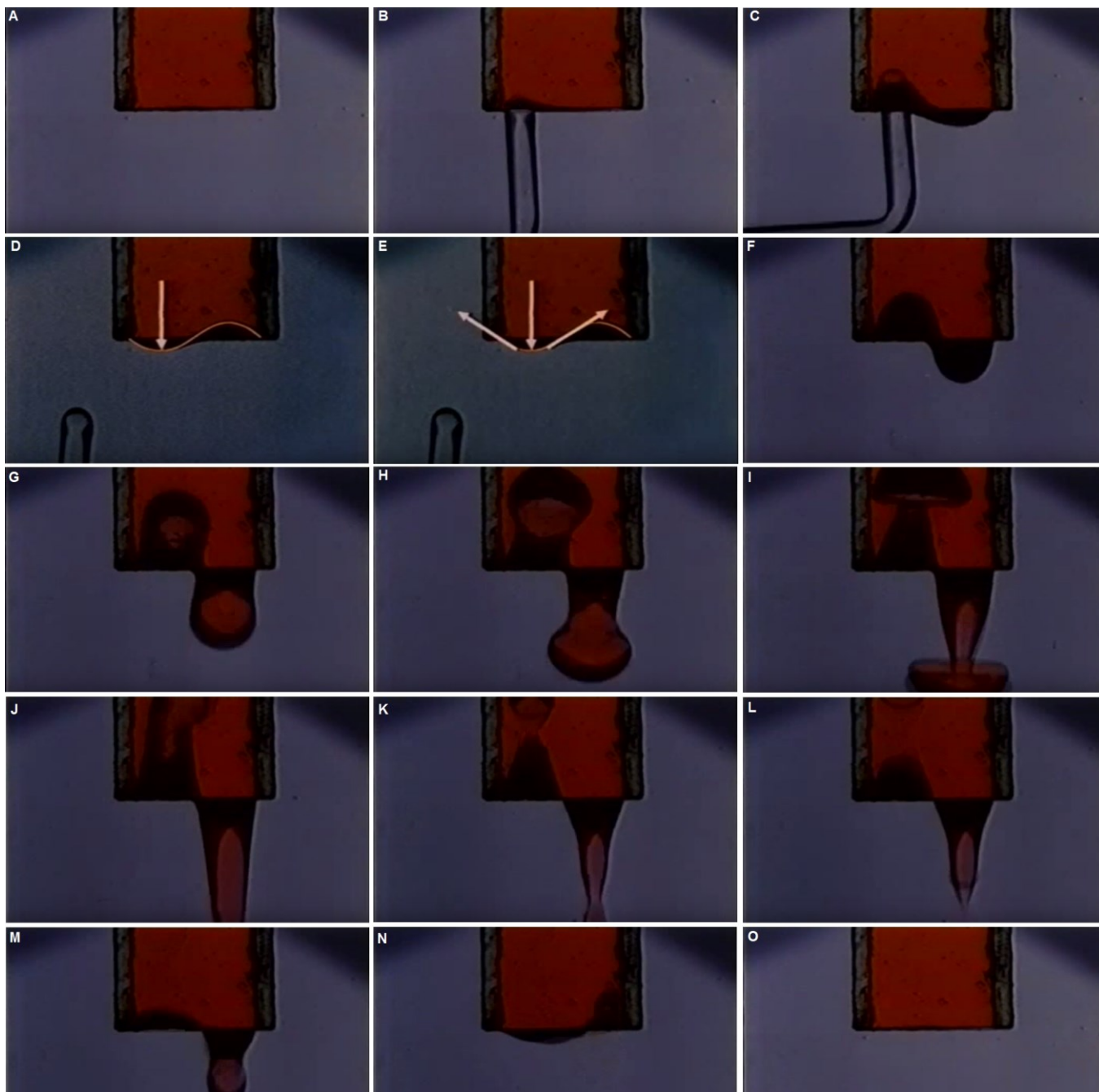
1.2. Instabilidade Rayleigh-Taylor

A instabilidade Rayleigh-Taylor foi inicialmente verificada em fluidos neutros (LORD RAYLEIGH, 1883; TAYLOR, 1950). Em seus trabalhos, os autores verificaram que um fluido mais denso sobreposto a outro menos denso, sob ação de uma perturbação inicial, apresentava um efeito de mistura evolutiva, caso a disposição laminar fosse perpendicular à ação gravitacional, isto é, $\vec{\nabla}n \perp \vec{g}$ (configuração de sistema tipo buoyancy).

A Figura 1.1 ilustra o processo de instabilidade Rayleigh-Taylor em um fluido neutro. No instante inicial (painel A) um fluido de maior densidade (cor vermelha) é colocado sobre um fluido de menor densidade (cor azul) e estes permanecem em equilíbrio (instável). Nos painéis seguintes (B e C) uma perturbação é inserida no sistema e há um certame entre as componentes de força hidrostática e tensão superficial (painéis D e E). Uma vez que a tensão entre as superfícies é superada, há o desenvolvimento de um comportamento senoidal que se torna gradativamente mais vultoso (painéis F-H). A ação do potencial gravitacional em conjunto com valores de comprimento de escala de gradiente e de tensão de superfície determina a existência desta instabilidade neste caso simples. Nos painéis posteriores (I-O) ocorre a convecção descensional de fluido mais denso e ascensional de fluido menos denso até dado instante (painel K) em

que há a mitigação desta troca e a tensão de superfície estabiliza o sistema (painel L em diante).

Figura 1.1 – Exemplo de instabilidade Rayleigh-Taylor gravitacional atuando sobre um fluido neutro.



Fonte: M.I.T. (2017).

A partir deste exemplo intuitivo pretende-se que o leitor compreenda a transição para a descrição do que ocorre na ionosfera equatorial, que é o objeto de

apreciação em discussões posteriores desta tese. Isto posto, convém adequar a ionosfera equatorial a uma descrição fluídica.

1.2.1. Descrição da Ionosfera como um fluido

Seja uma aproximação de Boltzmann tal que uma função distribuição das partículas possa ser definida como $f(\vec{r}, \vec{V}, t)$, então:

$$\frac{df}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{f(\vec{r} + \Delta \vec{r}, \vec{V} + \Delta \vec{V}, t + \Delta t) - f(\vec{r}, \vec{V}, t)}{\Delta t} \right] \quad (1.1)$$

Dado um Δt pequeno, pode-se representar o primeiro termo do numerador dentro dos colchetes em termos de Série de Taylor, tal que:

$$\frac{df}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left\{ \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \left[f(\vec{r}, \vec{V}, t) + \frac{\partial f}{\partial t} \Delta t + (\Delta \vec{r} \cdot \vec{\nabla}_s f) + (\Delta \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_v f) + \dots - f(\vec{r}, \vec{V}, t) \right] \right\}$$

Onde $\vec{\nabla}_s$ e $\vec{\nabla}_v$ são operadores de gradiente no espaço de configuração e no espaço de velocidades, respectivamente. Tomando-se o limite em (1.1), as diferenças tornam-se diferenciais de modo que $\frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \rightarrow \frac{d\vec{r}}{dt} \rightarrow \vec{V}$ e

$\frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t} \rightarrow \frac{d\vec{V}}{dt} \rightarrow \vec{\Gamma}$, onde $\vec{\Gamma}$ é a aceleração das partículas. Ademais, considerando

somente termos de primeira ordem, segue que:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_s f) + (\vec{\Gamma} \cdot \vec{\nabla}_v f) \quad (1.2)$$

Daí resultam duas equações, a Equação de Vlasov (caso no qual as colisões não têm papel fundamental e podem ser desconsideradas):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_s f) + (\vec{\Gamma} \cdot \vec{\nabla}_v f) = 0 \quad (1.3)$$

e a Equação de Boltzmann (onde as colisões têm implicações na velocidade das partículas):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_s f) + (\vec{\Gamma} \cdot \vec{\nabla}_v f) = \frac{\partial f}{\partial t} \quad (1.4)$$

Em (1.4) o termo do lado direito da igualdade representa a contribuição das colisões à velocidade das partículas.

Ora, podemos reescrever (1.4) como:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{\nabla}_s \cdot (f\vec{V}) + \vec{\nabla}_v \cdot (\vec{\Gamma}f) = \frac{\delta f}{\delta t} \quad (1.5)$$

Interessa encontrar a variação da densidade de dada espécie, para esta finalidade procede-se com uma integração da variação da função de distribuição sobre todas as velocidades, isto é:

$$\int \left[\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{\nabla}_s \cdot (f\vec{V}) + \vec{\nabla}_v \cdot (\vec{\Gamma}f) \right] d^3V = \int \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right) d^3V \quad (1.6)$$

Resolvendo termo a termo teremos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int (f) d^3V + \vec{\nabla}_s \cdot \int (f\vec{V}) d^3V + \iint_A f (\vec{\Gamma} \cdot \hat{n}_v) dA_v = \int \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right) d^3V \quad (1.7)$$

Donde segue que:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla}_s \cdot (n\vec{v}) = \frac{\delta n}{\delta t} \quad (1.8)$$

Em (1.7) $\hat{n}$ é o versor normal à superfície considerada ao empregar-se o teorema da divergência. Com a aplicação deste teorema a superfície de área no espaço de velocidade é da forma V^2 , assim, na medida em que $V \rightarrow \infty$, $f \rightarrow 0$ mais rapidamente do que $A \rightarrow \infty$, logo, conforme a velocidade tende ao infinito a integral fenece.

Ademais, por simplicidade, no cálculo do segundo termo em (1.7) considera-se uma integração do resultado proveniente da divisão do produto Vf pela

$$\text{densidade, i.e., } \vec{v}(\vec{r}, t) = \frac{\int \vec{V} f d^3V}{\int f d^3V}, \text{ logo, } \vec{v}(\vec{r}, t) = \frac{\int \vec{V} f d^3V}{n} \Leftrightarrow n\vec{v} = \int \vec{V} f d^3V.$$

A equação (1.8) é denominada Equação da Continuidade, também chamada de Momento de ordem zero da função de distribuição.

De modo análogo os momentos de ordem superior podem ser obtidos simplesmente efetuando-se multiplicações entre a Equação de Boltzmann (ou Vlasov) com os termos adequados. A multiplicação, por exemplo, pelo produto entre a massa de dada espécie e sua velocidade randômica $[c_s = (\vec{V} - \vec{v})]$ fornece o momento de primeira ordem da função de distribuição, denominado Equação do Momentum. Os próximos momentos que podem ser obtidos correspondem às equações da energia, tensor de pressão e fluxo de calor, etc.

Uma vez que a Ionosfera é um plasma parcialmente ionizado e o tema fulcral desta tese discorre acerca de fenômenos macroscópicos, o tratamento fluídico será

empregado. Esta abordagem, conforme demonstrado há pouco, é válida e adequada para descrever fenômenos que tomam lugar neste tipo de matéria, guardando-se as devidas proporções resultantes do uso destas aproximações.

1.2.2. Instabilidade Rayleigh-Taylor generalizada na ionosfera equatorial (Instabilidade CII)

Conforme exposto anteriormente, Dungey (1956) propôs que a instabilidade Rayleigh-Taylor gravitacional seria a responsável por originar instabilidades e subsequente presença de estruturas de irregularidade na região F da Ionosfera. Embora esta hipótese tenha sido inicialmente contestada, registros mais sofisticados obtidos com uma diversidade de instrumentos progressivamente mais abrangente ao redor do globo lançaram luz sobre as similaridades fenomenológicas e a potencialidade que esta proposição apresenta em explicar comportamentos verificados no plasma ionosférico. Este conjunto de fatores fez que esta adução fosse aceita como a provável causa de eventos spread F, contudo, uma discussão mais adequada exige a inclusão de outros elementos presentes no ambiente ionosférico.

Na subseção precedente uma introdução rudimentar à instabilidade Rayleigh-Taylor gravitacional foi apresentada com o propósito de oferecer ao leitor uma base meramente intuitiva. Espera-se que, através desta, o conhecimento mais pertinente à discussão que discorrerá posteriormente nesta tese possa ser erigido, recorrendo-se a uma analogia com este exemplo elementar.

Na ionosfera equatorial o cenário difere daquele anteriormente apresentado, uma vez que há partículas ionizadas e a presença de campo geomagnético agindo diretamente sobre o sistema. A equação do momentum aplicada à ionosfera equatorial pode conter contribuições de termos devidos à pressão, Força de Lorentz, Força de Ampère (Força de arrasto), gravidade, etc.

Este sistema torna-se instável na região F em horários nos entornos do anoitecer, isto se deve à conjunção de diversos mecanismos. Primeiramente, a componente vertical de deriva do plasma ionosférico, nestes horários, transporta a ionosfera equatorial para altitudes mais elevadas, onde o efeito de colisões decresce consideravelmente e o domínio da dinâmica pertence ao campo geomagnético. Outrossim, a produção iônica decresce progressivamente de acordo com o ângulo

de incidência (ou ângulo zenital) sendo suplantada pelas perdas ocasionadas majoritariamente devido à recombinação dissociativa, logo, a variação vertical da densidade ($\vec{\nabla}n$) torna-se consideravelmente mais acentuada na base da região F e é antiparalela à gravidade ao longo da direção vertical. Esta configuração é análoga àquela na qual consideramos dois fluidos com densidades distintas, todavia, campos elétricos se imiscuem no cenário e suscitam derivas de plasma, estas têm severas implicações na dinâmica da instabilidade.

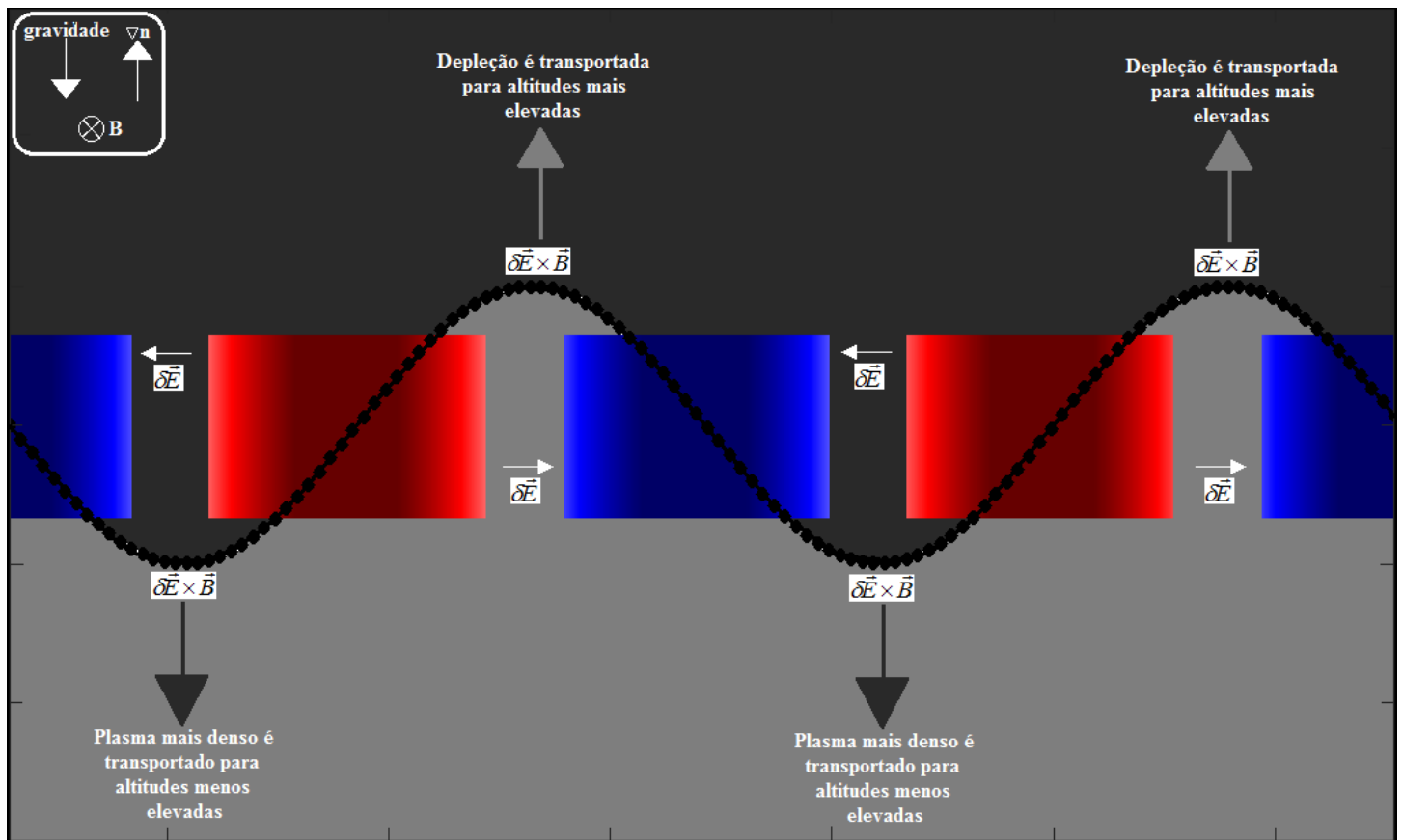
Nesta conjuntura em que há a conjunção entre a instabilidade gravitacional (análoga ao exemplo anterior) e a instabilidade de deriva gradiente (advinda da presença de campos elétricos perpendiculares ao campo geomagnético), dá-se o nome de Instabilidade Rayleigh-Taylor generalizada ou Instabilidade Colisional de Intercâmbio (Collisional Interchange Instability - CII) àquela instabilidade que é capaz de engendrar estruturas que são classificadas como spread F, ou bolhas de plasma equatorial (Equatorial Plasma Bubble - EPB).

Na presença de uma oscilação de densidade, que pode ser ocasionada por uma dada componente longitudinal de comprimento de onda, a corrente zonal (Pedersen), que é diretamente proporcional à densidade eletrônica, começa a apresentar divergência, desta feita, cargas tendem a cumular-se nos entornos desta perturbação inicial. Uma vez que esta disposição de cargas se verifique, ela faz surgir campos elétricos de polarização ($\delta\vec{E}$) que na presença do campo geomagnético ($\vec{B}$) implicam movimento vertical (de centro guia, i.e., $\delta\vec{E} \times \vec{B}$) que é ascensional em regiões de depleção de plasma e descensional para regiões onde ocorra aumento de densidade do plasma. Com efeito, plasma menos denso é transportado para altitudes mais elevadas e plasma mais denso é transportado para altitudes menores, intensificando a perturbação em um processo evolutivo.

A Figura 1.2 apresenta uma representação pictórica da situação há pouco exposta. Os blocos (azuis a vermelhos) ilustram, a partir de cores mais frias para cores mais quentes, o acúmulo de cargas cujos valores variam desde mais negativos (elétrons) para mais positivos (íons), para estas e aquelas, respectivamente. As cores em escala de cinza representam dois meios com diferentes densidades, sendo a região mais densa correspondente àquela com tons mais escuros. A curva quasi-senoidal (em cor preta) serve ao intento de exemplificar o cenário quando da existência de modulação de densidade. A gravidade e o gradiente de densidade

são antiparalelos e o campo geomagnético tem sentido de sul para norte (para dentro da figura nesta representação). Os campos elétricos de polarização gerados ($\delta \vec{E}$) ocasionam, devido à sua interação com o campo geomagnético ($\vec{B}$), o transporte de plasma menos denso para altitudes maiores e plasma mais denso para altitudes menores (vide cores em escala de cinza que elucidam este efeito convectivo).

Figura 1.2 – Representação pictórica da instabilidade Rayleigh-Taylor na ionosfera equatorial.



Sobre a região brasileira este tipo de estrutura EPB foi inicialmente verificada com fotômetros (SOBRAL et al., 1980a; 1980b) e posteriormente com ionossondas (ABDU et al., 1983) e as condições para a instabilidade se estabelecer foram avaliadas por intermédio de ionogramas (ABDU et al., 1982). Sobral et al. (2002) em um extenso trabalho demonstram que em ~80% das noites em períodos de solstícios de verão há a presença de tais estruturas EPB sobre a região brasileira, especificamente seu estudo utiliza registros sobre a região nos arredores de 315° de longitude.

1.3. Objetivos e estrutura do corpo desta tese de doutoramento

O tema fulcral discutido no transcorrer das páginas desta tese de doutoramento versa sobre mecanismos capazes de iniciar a instabilidade Rayleigh-Taylor generalizada (instabilidade CII). Especificamente intenta-se demonstrar que há um mecanismo decorrente da deriva vertical pré-reversão que pode ser suficiente, *de per si*, para ocasionar o surgimento de estruturas EPB, i.e., pretende-se argumentar a favor da proposição de que a deriva vertical pré-reversão, sob determinadas circunstâncias, é suficiente para elevar a ionosfera alterando o parâmetro crítico do sistema em equilíbrio instável (frequência de colisão) e simultaneamente disparar a instabilidade CII, donde resulta a formação de estruturas EPB sem a necessidade de quaisquer outras perturbações extrínsecas. Ademais, as características advindas deste mecanismo são também discutidas. Para este fim a argumentação matemático-numérica utiliza-se de recursos computacionais e é respaldada por dados de instrumentos diagnósticos do ambiente ionosférico tais como digisondas, imageadores CCD All-Sky e radares.

O trabalho de modelagem matemática e simulação numérica computacional realizado pelo autor da tese abarcou a construção de um modelo tridimensional de instabilidade CII para verificar as proposições postas e o aprimoramento de um modelo do ambiente ionosférico já existente, o SAMI2 (Huba et al., 2000). O SAMI2 originalmente é um modelo bidimensional, entretanto, com a finalidade de utilizar suas potencialidades como dados de entrada no modelo de instabilidade CII elaborado no decorrer desta pesquisa, foi realizada a expansão do SAMI2 para que este fornecesse perfis tridimensionais e lhe foi dado o nome de SAMI2’.

Os resultados provenientes de dados de instrumentos de diagnose ionosférica são oferecidos após a argumentação matemático-numérica como catáfase, corroborando os resultados obtidos e ilustrando a considerável correspondência entre o que foi simulado e o que se verifica no ambiente ionosférico real.

Espera-se que após esta breve introdução o leitor tenha as bases elementares necessárias para a compreensão do que se apresentará nos capítulos subsequentes deste trabalho.

O Capítulo 2 apresenta um compêndio de investigações relacionadas ao tema de formação e morfologia de estruturas EPB realizadas ao longo das últimas quatro décadas, desde o trabalho pioneiro de Scannapieco e Ossakow (1976). Todavia,

esta revisão de estado do conhecimento restringe-se a estudos nos quais a abordagem utilizada emprega modelagem matemática e simulação numérica computacional. Com esta recapitulação o autor aspira levar o leitor à compreensão do estado de desenvolvimento do conhecimento científico específico referente a este problema antes de postular quaisquer proposições inauditas.

O Capítulo 3 traz em seu conteúdo a apresentação do modelo desenvolvido pelo autor desta tese de doutoramento, a formulação matemática, a geometria e a métrica envolvida na situação, os recursos numéricos e as potencialidades adjetivas deste modelo tridimensional de instabilidade CII. Outrossim, este capítulo traz consigo informações acerca das modificações e aprimoramentos realizados no modelo de ambiente ionosférico SAMI2.

O Capítulo 4 introduz de modo mais pertinente características do mecanismo ora proposto. Subsequentemente este capítulo apresenta os resultados demonstrando sua necessidade e ulteriormente resultados demonstrando sua suficiência em agir como semeador de estruturas EPB em condições propícias. O procedimento adotado é o de incursão progressiva a partir de casos mais simples, adotando perfis matematicamente construídos, até a aproximação tanto mais próxima da realidade quanto possível, se utilizando do SAMI2 modificado para prover perfis mais realísticos do ambiente ionosférico inicial. Discussões são oferecidas em cada seção de modo a manter a argumentação sempre circunvizinha aos resultados, buscando uma melhor disposição das ideias. No final do capítulo, arrazoamentos gerais em conjunto com registros de alguns dados do ambiente ionosférico são apresentados ratificando a validade das proposições alçadas.

No Capítulo 5 as conclusões gerais acerca desta tese de doutoramento são apresentadas com a pretensão de reiterar proposições, elucidar os resultados e esclarecer eventuais ambiguidades de interpretação. Ademais, alguns trabalhos futuros vislumbrados são propostos.

2. COMPÊNDIO DE ESTUDOS NUMÉRICOS ACERCA DE MECANISMOS SUSCITADORES DE BOLHAS DE PLASMA EQUATORIAL (EPBs)

Estudos concernentes à geração de estruturas de bolhas de plasma equatorial por intermédio de abordagem numérica computacional remontam à década de 1970, especificamente ao trabalho de Scannapieco e Ossakow (1976). Em seu artigo os autores empregaram simulações numéricas com o intuito de explicar as características não lineares da instabilidade colisional Rayleigh-Taylor que não eram abarcadas através da teoria linear vigente, previamente discutida em Dungey (1956) e Balsley et al. (1972).

O modelo de Scannapieco e Ossakow (1976) consistia de uma grade cartesiana bidimensional de dimensões 200 km x 8 km (altitude x longitude) determinando um plano perpendicular ao campo geomagnético no equador. O conjunto de equações diferenciais parciais acopladas era resolvido após a inserção de uma perturbação senoidal no perfil vertical de densidade eletrônica inicial. Eram considerados elementos envolvidos nos cálculos, o íon O^+ , as moléculas neutras O_2 e N_2 , as taxas de reações entre estas espécies e frequência de colisão entre íons e partículas neutras, e tais perfis iniciais eram advindos do modelo de atmosfera neutra proposto por Jacchia (1965). Como resultado desta empreitada, os autores obtiveram êxito em reproduzir características de propagação vertical da instabilidade em regime colisional até altitudes da parte superior da Ionosfera. Eles argumentaram que, uma vez iniciado o evento de spread F na base da Ionosfera, conforme a teoria linear prognosticava, estas irregularidades evoluíam de modo não linear até erupcionar em regiões superiores ao pico da região F. Seus resultados eram capazes de explicar observações como as de Woodman e La Hoz (1976), Costa e Kelley (1976), Kelley et al. (1976), etc., contudo, seu modelo não continha campos elétricos horizontais e a inserção destes foi efetuada analiticamente em Ossakow e Chaturvedi (1978).

Em seu trabalho, Ossakow e Chaturvedi analisam características morfológicas das estruturas de depleção, essencialmente no que se refere à relação entre as características de perfis de densidade inicial e o formato de uma dada estrutura EPB e sua velocidade vertical no regime colisional não linear em cada um dos casos, além da conexão entre o nível de depleção e a respectiva velocidade

vertical. A partir de algumas considerações os autores apresentam asserções que posteriormente foram confirmadas por modelos numéricos completos e/ou por observações como, por exemplo, acerca de derivas de EPBs para oeste e altitudes limítrofes de eclosão destas estruturas. A perturbação utilizada nesta análise foi uma variante daquela empregada no modelo numérico de Scannapieco e Ossakow (1976), onde variações de tipo senoidal na região F encarregavam-se de perturbar a densidade inicialmente.

Outra investigação analítica que apresenta avanços na compreensão da teoria descritiva do fenômeno das EPBs foi formulada por Ott (1978). Em sua discussão, Ott estabelece as principais diferenças entre a evolução não linear de EPBs no regime colisional e no regime inercial considerando os efeitos causados pela inércia dos íons. Através de uma analogia com fluidos ideais, o autor sugere que o formato das estruturas é dependente do regime no qual a depleção está inserida, propondo que conforme a bolha migrasse do regime colisional para o inercial, gradualmente seu formato quasi-circular tornar-se-ia mais amolgado.

No ano seguinte ao trabalho de Ott, Ossakow et al. (1979) apresentaram um novo trabalho com abordagem numérica no qual, através de alguns casos de controle que intitularam ESF 0, ESF 1, ESF 2, ESF 3, ESF 0' e ESF 0'', respectivamente, avaliaram a dependência da fase não linear de desenvolvimento das estruturas de spread F, rumo a tornarem-se estruturas de EPB no topside da região F, e a altitude de pico da região F, tal qual a interdependência deste desenvolvimento com a comprimento de escala de gradiente de densidade da base da região F ambiente sem a presença de instabilidades. Suas simulações demonstram que, havendo condições adequadas, a instabilidade inicia um crescimento linear na base da região F, com efeito, devido ao movimento imposto pelos campos de polarização e sua interação com o campo geomagnético ($\delta \vec{E} \times \vec{B}$), esta conjunção pode levar a instabilidade a evoluir até regiões superiores ao pico da região F. Entretanto, o desfecho principal de seu trabalho é a demonstração de que altitudes mais elevadas de pico da região F, comprimentos de escala de gradiente de densidade eletrônica menores na base e maiores percentuais de depleção tendem a implicar evolução mais rápida das estruturas EPB, sobretudo, em sua fase linear de crescimento. O modelo utilizado por Ossakow et al. (1979) era análogo àquele previamente proposto por Scannapieco e Ossakow (1976), com resolução altitudinal de 2 km e longitudinal de 200 m, todavia, com a introdução do método

flux-corrected transport (BORIS e BOOK, 1973; ZALESK, 1979) que melhorava significativamente o problema de difusão numérica do sistema de integração euleriano, de classe explícita, utilizado até então para solucionar a equação da continuidade. Ademais, uma técnica de relaxação iterativa de Chebyshev (McDONALD, 1977) foi empregada para tratar a equação do potencial. Uma perturbação cossenoidal horizontal dependente da longitude foi sobreposta sobre a malha de simulação no tempo inicial e variando-se os parâmetros previamente descritos, a resposta da instabilidade foi analisada.

Subsequentemente, Zalesak e Ossakow (1980) examinaram a formação de EPBs cuja extensão longitudinal fosse mais ampla do que as anteriormente verificadas pelos estudos já conhecidos na época. Para realização deste intento os autores utilizaram como desencadeador inicial da instabilidade perturbações de comprimento horizontal da ordem de 75 km, argumentando, pela primeira vez, que estas perturbações de longa escala inseridas nas simulações se justificariam como sendo análogas ao efeito de ondas de gravidade (GW) advindas da atmosfera neutra, uma vez que tal proposição já havia sido difundida por trabalhos observacionais (RÖTTGER, 1976; BOOKER, 1979) e teóricos (KLOSTERMEYER, 1978). Outrossim, Zalesak e Ossakow realizaram melhoras consideráveis em termos de técnicas numéricas em relação aos modelos anteriormente apresentados, incluindo um método multidimensional corretor de fluxo de transporte desenvolvido por Zalesak (1979). Dentre os resultados obtidos, os autores argumentam que perturbações iniciais com maior comprimento de onda evoluem de modo não linear em EPBs de largura horizontal proporcionalmente maiores, além disto, os resultados indicam que a evolução das estruturas de bolhas mais largas ocorre de modo análogo àquele verificado em estruturas com menor comprimento de escala horizontal. Ademais, seus apontamentos assinalam para uma contribuição de plasma de regiões mais inferiores àquelas de simulações cujo comprimento de onda horizontal das perturbações iniciais era menor. Com efeito, este transporte mais robusto implica níveis de depleção mais acentuados, que circunvizinham o percentual de 100%. Seu modelo assemelhava-se ao de Ossakow et al. (1979), contudo, sua grade de simulação era de 142 pontos na direção vertical (252 km até 534 km de altitude), com espaçamento de 2 km e 42 pontos na direção longitudinal, com espaçamento de 200 m e 5 km para comprimentos de escala horizontal pequenos e grandes,

respectivamente. Perturbações cossenoidais (três casos distintos) congêneres àquelas empregadas em Ossakow et al. (1979) foram utilizadas, entretanto, englobando comprimentos de onda horizontal consideravelmente maiores. Outra distinção relevante entre o trabalho de Zalesak e Ossakow (1980) e o de Ossakow et al. (1979) foi a utilização de métodos numéricos mais aprimorados, destacando-se o emprego de um método corretor de fluxo de transporte leapfrog-trapezoidal de 2° ordem no tempo e 4° ordem no espaço para tratar as equações diferenciais parciais hiperbólicas não lineares (OSSAKOW et al., 1979 trabalhavam com um método de fluxo corretor de transporte de 1° ordem no tempo e 2° ordem no espaço) e uma técnica de relaxação iterativa de Chebyshev para solução das equações diferenciais parciais elípticas lineares.

Zalesak et al. (1982) examinaram o efeito de ventos neutros e da condutividade Pedersen do ambiente ionosférico no desenvolvimento das EPBs. Seus resultados preponderantes apontam para o papel de uma contribuição finita de condutividade Pedersen, advinda da região E em latitudes mais elevadas, na desaceleração da evolução das estruturas EPB. Ademais, a presença desta contribuição externa de condutividade Pedersen, segundo os autores, implica um acoplamento incompleto do movimento de plasma e dos ventos neutros, de onde decorre um cisalhamento vertical do movimento de plasma zonal resultando em estruturas EPB apresentando uma forma de ‘C’ ao serem capturadas por tal zona de fluxo cisalhado. Além disto, as paredes das estruturas EPB parecem ser suscetíveis a instabilidades na presença de tal vento neutro (direcionado para leste). Devemos também elencar como resultado relevante desta conexão da ionosfera equatorial com a região E de maiores latitudes proposta pelos autores o surgimento de bifurcações nas estruturas EPB.

De modo analítico Zalesak et al. (1982) minudenciam como a inclusão da parcela de condutividade Pedersen de regiões extrínsecas ao equador, na ocasião da existência de um vento neutro direcionado para leste, pode ocasionar alterações na morfologia das plumas (as regiões verticais com intenso retroespalhamento) (WOODMAN e LA HOZ, 1976) conforme elas avançam verticalmente em direção à parte superior da região F. Advém desta análise, em que uma geometria de linha de campo integrada (considerando três planos, um equatorial e dois simétricos ao norte e sul, respectivamente) foi utilizada, que o movimento de plasma $\vec{E} \times \vec{B}$, estritamente devido à presença de um vento neutro direcionado para

leste, é diretamente proporcional à razão entre a condutividade Pedersen local equatorial e a sua quantidade integrada inter-hemisférica. Com efeito, um vento neutro (para leste), uniforme em altitude, ocasiona um movimento de plasma mais intenso em uma dada altitude intermediária, fenecendo acima e abaixo desta altitude. Segue que o formato vertical final da estrutura de depleção localizada nesta região assemelha-se a uma letra C.

O modelo utilizado por Zalesak et al. (1982) consistia de uma grade de 40 pontos longitudinais, com espaçamento horizontal de 5 km e 140 pontos altitudinais (253 km - 676 km) com espaçamento vertical de 3 km. As equações diferenciais parciais hiperbólicas eram solucionadas com a utilização do algoritmo multidimensional corretor de fluxo de transporte de Zalesak (1979) e as equações diferenciais parciais elípticas eram resolvidas por um algoritmo de gradiente conjugado de Cholesky (no caso de vento neutro nulo) e uma técnica de relaxação iterativa de Chebyshev (no caso de vento neutro não nulo) conforme já empregado em Zalesak e Ossakow (1980). Uma perturbação de amplitude e^{-3} (~5%) com características senoidais de comprimento 200 km é inserida diretamente na densidade, de modo similar aos trabalhos já existentes até então.

Um estudo ulterior foi apresentado por Zargham e Seyler (1989) no qual um cotejo detalhado entre a dinâmica da instabilidade interchange nos regimes colisional e inercial, respectivamente, foi efetuado. Algumas similaridades qualitativas e várias dissimilaridades emergem desta análise, elucidando a necessidade de inclusão do regime inercial em quaisquer tratados que intentem descrever de modo satisfatório os processos de evolução de estruturas EPB. As similaridades encontradas pelos autores perduram exclusivamente durante a fase linear da instabilidade e, conforme o fenômeno migra para sua fase não linear, as características distintas de cada regime são evidenciadas. Nesta investigação os autores demonstraram que o regime colisional distingue-se pelo desacoplamento entre as direções horizontal e vertical, posto isto, sob a ação de efeitos não lineares há o surgimento de estruturas de confluência que se propagam na direção vertical e intensificam-se na parede superior da estrutura. A explicação para tal comportamento é oferecida em Ossakow e Chaturvedi (1978), que hipotetiza uma estrutura EPB composta por um conjunto de cilindros concêntricos de diferentes densidades. Como o nível de depleção é diretamente proporcional à velocidade de evolução da estrutura, esta configuração heterogênea de velocidades resulta em

acumulação ao redor de uma dada altitude. Esta conjectura explica também a característica alongada das estruturas enquanto são dominadas pelo regime colisional. O regime colisional também exhibe uma velocidade de ascensão vertical das estruturas EPB aproximadamente constante e uma tendência deformativa no formato inicial circular da bolha, fazendo-a assemelhar-se a um formato oval em tempos posteriores no modelo de Zargham e Seyler.

O regime inercial investigado pelos autores manifesta, até certo ponto, correspondência com o regime colisional no que se refere à confluência na parede superior da estrutura EPB, todavia, as similitudes se restringem a este âmbito. A velocidade de ascensão da estrutura EPB no regime inercial, segundo argumentam os autores, e reiterando o que houvera sido exposto anteriormente por Ott (1978), não depende somente de seu nível de depleção, mas também é função do formato da EPB, sobretudo de seu raio na face superior. Outra conclusão que os autores apresentam acerca da dinâmica no regime inercial refere-se à formação de vórtices (KELLEY e OTT, 1978) emergindo nos entornos do limite superior vertical da estrutura cujo formato, neste regime, assemelha-se mais a um semicírculo encapsulado.

Raghavarao et al. (1992) utilizando-se de uma proposição estabelecida por Sekar e Raghavarao (1987), a saber, a inserção de ventos verticais na taxa de crescimento de instabilidades de modo Rayleigh-Taylor, realizaram uma simulação no intento de verificar a contribuição advinda da inclusão destes ventos verticais na fase não linear de crescimento das estruturas EPB. Tais ventos implicam uma fonte de campos elétricos horizontais que não estava presente em estudos anteriores e podem, em determinadas condições, ser verificadas na ionosfera noturna. Seu modelo bidimensional utiliza os esquemas de Lax-Friedrichs e Lax-Wendroff e o método Sucessive Over Relaxation (S.O.R.) em uma grade cuja altitude contém a região entre 252 km – 532 km com resolução de 2 km, sendo sua extensão zonal de 200 km com resolução de 5 km. Uma perturbação senoidal inicial com comprimento de onda horizontal de 75 km e com amplitude equivalente a uma variação de 5% da densidade ambiente foi utilizada para desencadear a instabilidade. Seus resultados indicam uma contribuição significativa como produto da inclusão de um dado vento vertical, no caso apresentado por eles, direcionado para o centro da Terra e cuja magnitude era constante de 20 m/s (o equivalente a um campo elétrico para leste de magnitude 76×10^{-5} V/m), mesmo na

região acima de 350 km de altitude onde, segundo a teoria linear, esta contribuição deveria ser ínfima.

A demonstração de que ondas de gravidade (GW) poderiam ser o mecanismo responsável pelo início da instabilidade Rayleigh-Taylor, conforme proposto por Kelley et al. (1981) e Hysell et al. (1990), foi apresentada inicialmente por Huang et al. (1993). A discussão dos autores aponta para a eficácia das ondas de gravidade em iniciar a instabilidade Rayleigh-Taylor, contudo, há restrições para a efetividade deste comportamento ondulatório de fluido neutro da atmosfera em atuar como disparador da instabilidade, sobretudo em relação a sua amplitude. Os autores apontam que somente GWs com amplitude $>5\text{ m/s}$ (e.g. $\sim 5\text{-}20\text{ m/s}$) são capazes de ocasionar instabilidades que transponham certa saturação que, noutros casos, inibe àquelas outras instabilidades iniciadas por ondas de gravidade cuja amplitude seja menor. (KLOSTERMEYER, 1978) mostra que tais valores de amplitude de GWs (até 20 m/s) de fato existem nas altitudes da região F.

Sekar et al. (1994) apresentaram uma extensão do estudo publicado por Raghavarao et al. (1992). Com um modelo numérico idêntico eles elucidaram a contribuição de eventuais ventos verticais (ou, de modo equivalente, de campos elétricos horizontais para leste) na evolução da instabilidade, não obstante, suas análises ampliaram as condições de avaliação desta contribuição do fluido neutro, incluindo faixas de variações de magnitude deste vento vertical. Eles sugerem que a variabilidade diária de ocorrência e de características evolutivas das estruturas EPB pode ser de algum modo devida ao efeito decorrente da existência de ventos verticais nas altitudes da região F equatorial.

Em Sekar et al. (1995) os autores verificaram a hipótese da necessidade de uma perturbação inicial de 5% na densidade inicial para o surgimento de EPBs na ionosfera equatorial, o que era uma condição primordial assumida em todos os estudos numéricos até então realizados. Em sua investigação, os autores argumentam que mesmo uma perturbação dez vezes menor (i.e., 0,5%) poderia prover um ambiente adequado para o surgimento das estruturas EPB, uma vez que outros mecanismos forçantes estivessem presentes de modo a suprir o nível de perturbação inicial outrora atribuído exclusivamente a estes 5% de densidade perturbada, cuja fonte de perturbação, até então não havia sido completamente evidenciada. No transcorrer de seu artigo, uma conjunção dos efeitos não lineares de vários agentes é demonstrada como sendo suficiente para reduzir

consideravelmente a amplitude da perturbação inicial de densidade necessária (5% naquela ocasião). Os agentes capazes de contribuir nesta conjunção foram concatenados em uma velocidade efetiva de 70 m/s, segundo os autores esta velocidade efetiva é equivalente à soma algébrica das componentes verticais e zonais dos ventos e das derivas devidas às contribuições de componentes zonais e verticais de campos elétricos na presença de uma ionosfera inclinada. Na ocasião desta combinação fortuita ocorrer, a hipótese dos autores seria capaz de oferecer uma explicação mais clara acerca do início da instabilidade. Os 0,5% necessários poderiam ser então atribuídos a efeitos de ondas de gravidade segundo argumentam os autores.

Um avanço considerável foi apresentado por Huang e Kelley em uma compilação de 4 artigos nos quais uma investigação numérica mais detalhada acerca do papel das ondas de gravidade no engendramento e evolução não linear das estruturas EPB foi oferecida.

Em Huang e Kelley (1996a) uma avaliação numérica de ondas de gravidade atuando como agente disparador da instabilidade Rayleigh-Taylor é efetuada em associação com a eventual presença de ressonância espacial. Com um modelo bidimensional composto de uma grade cartesiana entre 300 km – 550 km de altitude com resolução de 2,5 km e 101 pontos com resolução de 4 km na direção longitudinal, e cujas equações eram resolvidas utilizando o algoritmo corretor de fluxo (ZALESAK, 1979) e o método S.O.R. (Sucessive Over Relaxation) os autores demonstraram, pela primeira vez, que as ondas de gravidade seriam eficientes para desencadear estruturas EPB capazes de penetrar no topside da região F sem a necessidade de qualquer perturbação inicial de densidade. Em seu trabalho, os autores também destacam o papel intensificador da ressonância espacial e dos ventos neutros na evolução das estruturas EPB.

No segundo trabalho desta compilação, Huang e Kelley (1996b) analisam a geração de EPBs como produto de diferentes mecanismos disparadores, entre eles perturbações unidimensionais de densidade (conforme SCANNAPIECO e OSSAKOW, 1976, etc.), perturbações bidimensionais de densidade, ondas de gravidade e ondas de gravidade combinadas com uma perturbação inicial direta na densidade. Decorrem desta análise vários resultados importantes, como a eficácia menor de uma perturbação de densidade bidimensional em disparar a instabilidade Rayleigh-Taylor quando comparada a uma perturbação unidimensional (conforme

uma análise da teoria linear predissera). Além disto, há uma efetividade mais acentuada das ondas de gravidade em disparar a instabilidade Rayleigh-Taylor e a formação de estruturas consecutivas assemelhando-se às plumas verificadas em dados de radares quando o modelo numérico é utilizado com uma combinação de ondas de gravidade e perturbação inicial de densidade ou ondas de gravidade de diferentes escalas como disparadores iniciais da instabilidade. Ademais, os autores argumentam que ondas de gravidade mais propícias a semear a instabilidade de modo eficaz são aquelas cujas propagações concentram-se, majoritariamente, dentro de uma extensão de $\pm 10^\circ$ em relação à direção zonal.

Em um terceiro trabalho, Huang e Kelley (1996c) discutem o engendramento de bolhas de plasma a partir de estruturas de campos elétricos de três espécies idiossincrásicas. A primeira delas constituía-se de uma estrutura de campo elétrico variável somente no tempo. A segunda estrutura de campo elétrico era função do tempo e do espaço, exibindo um comportamento notadamente aperiódico. A terceira e última das estruturas de campo elétrico considerada pelos autores em seu trabalho era também função do tempo e do espaço, contudo, apresentava um comportamento periódico. Sobrevém desta análise, como resultado que deve ser salientado, a potencialidade de estruturas de campo elétrico variáveis no espaço de atuarem como fontes incitadoras da instabilidade Rayleigh-Taylor. Não obstante, estruturas meramente temporais de campos elétricos se mostraram ineficazes na tarefa de desencadear a formação de EPBs, conforme vaticinado matematicamente. Conjuntamente, os autores demonstraram com um modelo simplificado que, ondas de gravidade atuando na região E de latitudes fora do equador poderiam, a princípio, conceber estruturas irregulares de campos elétricos cujo mapeamento para a região equatorial implicaria desenvolvimento de estruturas EPB.

Huang e Kelley (1996d) trataram com diversas configurações de vários parâmetros do ambiente ionosférico com o propósito de esclarecer os fundamentos da variabilidade diária de ocorrência de estruturas EPB. Primeiramente, admitindo que ondas de gravidade sejam os agentes primários na incitação de instabilidades, uma individuação entre o tempo de evolução das estruturas EPB e certas variáveis, tais como, diferentes amplitudes da componente vertical de velocidade da onda de gravidade disparadora da instabilidade, distintos comprimentos de onda de gravidade horizontais, diversos comprimentos de escala

do gradiente de densidade na base da região F e variadas altitudes de pico da região F e suas interdependências foi realizada. Com efeito, seguem desta verificação termo-a-termo resultados que indicam a tendência mais intensa de crescimento da instabilidade à medida que a magnitude da componente vertical da velocidade da onda de gravidade acresce, que os comprimentos de onda de gravidade horizontais diminuem, que o comprimento de escala do gradiente de densidade na base da região F diminui e que a altitude de pico da região F no início do processo localiza-se em altitudes mais elevadas, sendo a contrapositiva de todos estes parâmetros veraz.

Após isto, Huang e Kelley (1996d) discutem em seu trabalho se o mecanismo de cisalhamento de velocidades na região F seria eficaz para atuar como desencadeador de instabilidades. Tal cisalhamento é devido à presença de um campo elétrico vertical heterogêneo na região F, ocasionado pela ação de ventos neutros que podem gerar campos de polarização na região F (RISHBETH, 1971) e pela condutividade Pedersen advinda de regiões E remanescentes em latitudes fora do equador. Uma vez que uma contribuição externa de uma região E condutora é introduzida, como o campo elétrico de polarização é proporcional à condutividade Pedersen na região F, esta própria variação altitudinal imposta aos campos elétricos equatoriais resulta em cisalhamento (TSUNODA, 1981).

Os autores utilizam três perfis distintos de variação de velocidade em função da altitude, representando um cisalhamento de velocidade fraco, um forte e um extremo, respectivamente. Seus resultados demonstram que em nenhum dos três casos o cisalhamento é capaz de desencadear uma instabilidade que alcance a parte superior da ionosfera, não obstante, a presença desta heterogeneidade de velocidades ocasiona estruturas na base da região F. Advém da análise numérica dos autores que um cisalhamento mais intenso implica crescimento mais rápido da instabilidade Rayleigh-Taylor, tal veemência deste efeito é, doutro modo, responsável por estruturas de plasma com escalas de tamanho menores. Deveras, este cisalhamento também pode atuar como mecanismo auxiliar e ocasionar a geração de estruturas de múltiplas plumas, posto que outra fonte de instabilidades esteja presente e seja capaz de incitar instabilidades de modo mais potencializado. Adicionalmente, um resultado particularmente interessante apresentado pelos autores reside no fato de que o tempo local no qual a perturbação se insere é criticamente importante, com efeito, uma ionosfera cujo movimento seja

descendente é, em verdade, inapta em produzir estruturas EPB mesmo para tempos posteriores, revelando somente a formação de perturbações de larga escala na base da região F.

Outro trabalho teórico que deve ser destacado é o tratado publicado por Sultan (1996). Neste trabalho, um estudo minucioso visando uma reformulação mais robusta da teoria linear da instabilidade Rayleigh-Taylor foi realizado. Sultan (1996) deduz uma expressão para uma taxa de crescimento geral baseada no formalismo por tubos de fluxo de plasma proposto em Haerendel et al. (1992). Simulações computacionais desta taxa de crescimento deduzida foram realizadas com o auxílio de modelos como o FAIM (Fully Analytical Ionospheric Model) (ANDERSON, 1989), o MSIS-86 (Mass Spectrometer Incoherent Scatter) (HEDIN, 1987) e o HWM90 (Horizontal Wind Model) (HEDIN et al., 1991). Dentre as muitas informações relevantes apresentadas em seu trabalho, podemos destacar a proposta de que, segundo sua análise, perturbações disparadoras são uma condição necessária, porém, não suficiente para desencadear estruturas EPB. Outrossim, o autor argumenta que uma análise utilizando o formalismo de tubos de fluxo magnético parece ser mais adequada para descrever fenômenos de spread F e bolhas de plasma ao invés de uma análise local. Ademais, segundo o autor, este tratamento demonstraria que há, ao menos hipoteticamente, a possibilidade de instabilidades iniciarem-se em ambas as regiões, abaixo e acima do pico de densidade local. Baseado em uma avaliação que faz de seu método comparado com dados de spread F, Sultan (1996) conclui que há, de modo quase invariável, semeadores de instabilidades presentes, contudo, os demais componentes da configuração ionosférica envolvidos no desencadeamento da instabilidade atuam, não raramente, de modo a estabilizar o plasma, inibindo o desenvolvimento das perturbações. No mesmo ano Huba et al. (1996) demonstraram que, ao contrário do que a maioria dos trabalhos até então admitia, a instabilidade Rayleigh-Taylor não é amortecida pela recombinação química na região F.

Sekar et al. (1997), com um modelo similar a Sekar et al. (1994) porém com uma grade de simulação maior tanto em altitude (182 km - 532 km) quanto em longitude (-200 km – 200 km), avaliaram a contribuição de penetração de campos elétricos de borda (fringe fields) associados com estruturas EPBs na formação de irregularidades subsequentes, de menor escala, em regiões da base da ionosfera (200-300 km). Além disto, os autores verificaram que a variação altitudinal do

coeficiente de recombinação pode ocasionar a mudança de polaridade do gradiente vertical de densidade do plasma na base da região F.

Em um trabalho seguinte, Sekar e Kelley (1998) verificaram em quais condições as perturbações iniciais são confinadas no bottomside. Utilizando o modelo de Sekar et al. (1994) (entretanto desconsiderando os efeitos de ventos verticais empregados no estudo de 1994), associado com a construção de três perfis diferentes de deriva vertical de plasma, um perfil altitudinal de deriva zonal do plasma e desconsiderando a variação altitudinal do campo elétrico zonal os autores verificaram vários cenários possíveis nestas condições assumidas mediante a inserção de uma perturbação senoidal cujo comprimento de onda era equivalente a 200 km e amplitude igual a 5% da densidade do plasma ambiente.

Dentre as conclusões propostas pelos autores podemos citar o argumento de que perturbações iniciais cujo comprimento de onda seja longo (200 km) não são retidas no bottomside somente mediante a presença de cisalhamento. Para que tal contenção ocorra há a necessidade de que uma combinação de efeitos de cisalhamento na componente zonal de deriva do plasma e de um campo elétrico para oeste no período noturno se faça presente. Pode se considerar de modo equivalente a este campo elétrico para oeste, uma deriva vertical pré-reversão minorada. Ademais, os autores argumentam que seus resultados elucidam a importância da magnitude e duração do campo elétrico para leste após o início da instabilidade (e.g., o campo elétrico de pré-reversão). Outro aspecto abordado foi a insurgência, em horários posteriores, destas estruturas contidas no bottomside. Uma alteração nos perfis de campos elétricos verticais e zonais indica que o surgimento abrupto de um considerável campo elétrico para leste pode estimular a evolução da estrutura já previamente semeada, mas que outrora estava retida no bottomside. Os autores elencam subtempestades geomagnéticas como postulantes mais viáveis a origem destes campos elétricos abruptos capazes de causar o ressurgimento destas estruturas retidas no bottomside.

Keskinen et al. (1998) utilizaram a abordagem de Sultan (1996) associada com um modelo de três camadas análogo àquele de Zalesak et al. (1982) para desenvolver uma aproximação de um modelo tridimensional de evolução não linear da instabilidade Rayleigh-Taylor. Para desencadear a instabilidade, os autores utilizaram uma perturbação inicial cossenoidal de densidade. Como fruto desta empreitada, os autores obtiveram vários resultados de evolução de estruturas

EPB conforme consideravam cenários de acoplamento latitudinal (integrados) distintos. Em seu modelo, a assunção de uma contribuição altitudinalmente homogênea de condutividade Pedersen integrada tende a desacelerar a evolução não linear da estrutura EPB. Igualmente, a presença desta configuração específica de condutividade Pedersen acarreta a formação de bifurcações nas estruturas EPB, além de implicar penetração mais profunda do potencial elétrico associado a esta estrutura. A inclusão de heterogeneidade vertical na condutividade Pedersen integrada resulta em inibição do processo de bifurcação, entretanto, na presença de correntes de polarização iônicas, o desenvolvimento das estruturas EPB adquire a propriedade de produzir vórtices laterais em altitudes a partir do meio da estrutura EPB.

Sekar e Kherani (1999) discutiram o efeito da inclusão de íons moleculares (NO^+) nos cálculos de taxa de crescimento da instabilidade Rayleigh-Taylor. Sua análise indica que a inserção de um componente molecular nos cálculos produz uma taxa de crescimento de instabilidade dependente da densidade numérica das espécies individualmente, o que no caso de uma única espécie constituinte não ocorre. Ademais, uma redução da taxa de crescimento pode ser notada na ocasião da adição desta espécie iônica molecular. Os autores argumentam que estes resultados por eles encontrados seriam capazes de explicar a presença de NO^+ detectada dentro de estruturas EPB em algumas observações.

Outro trabalho que deve ser mencionado é o de Sekar et al. (2001) onde foi avaliada a evolução não linear de estruturas EPB disparadas por uma interação de dois modos de longo comprimento de onda. Através da composição de duas perturbações cossenoidais na densidade inicial, sendo suas amplitudes, comprimentos de onda e fases distintas, os autores verificaram vários cenários possíveis. Os resultados indicam que, para uma dada conjunção de comprimentos de ondas de dois modos, a diferença de fase entre os modos pode determinar qual será o número de estruturas capazes de germinar alcançando uma fase de desenvolvimento avançada, i.e., o número de ondas de comprimento menor percorrendo a região de depleção ocasionada pela onda de comprimento maior tem implicação direta no número de estruturas EPB que poderão formar-se. Os autores propõem, que segundo seus resultados, os comprimentos de onda das perturbações iniciais e a diferença relativa de fase entre elas decidem o padrão estrutural das estruturas EPB, similarmente aos padrões observados por Patra et

al. (1997). Todavia, este tipo de estrutura somente ocorre quando a amplitude da onda primitiva é consideravelmente maior do que aquela da onda posterior. Ademais, os autores sugerem que as extensões longitudinais das estruturas EPB são diretamente relacionadas ao comprimento de onda menor desta eventual conjunção de modos. Doutro modo, podemos considerar que os autores propõem que, enquanto a perturbação de maior comprimento de onda cria um ambiente propício para o surgimento de uma estrutura EPB, uma segunda perturbação de menor comprimento de onda que percorre esta região onde a densidade inicial já fora perturbada tem efetividade em desencadear a formação de várias estruturas, dependendo, segundo o argumento dos autores, da amplitude de ambas as perturbações, de seus respectivos comprimentos de onda e da diferença relativa de fase entre tais modos.

Sekar e Kherani (2002a) oferecem uma abordagem analítica para resolver a evolução não linear da instabilidade Rayleigh-Taylor generalizada através do Método das características para equações diferenciais. Com suposições pertinentes os resultados obtidos pelos autores são deveras apreciáveis, o que fornece uma alternativa para o tratamento deste fenômeno do plasma ionosférico.

Sekar e Kherani (2002b) avaliaram a evolução não linear da instabilidade colisional Rayleigh-Taylor mediante a incorporação do íon molecular (NO^+) na composição ionosférica onde esta instabilidade se manifesta. Em sua investigação os autores utilizaram um modelo bidimensional com uma perturbação de densidade cuja amplitude corresponde a 5% da densidade inicial. Como resultado os autores concluíram que a presença do íon NO^+ atenua o crescimento da instabilidade, diminuindo sua velocidade e seu nível de depleção. Os autores alegam que tal taxa de crescimento é intimamente relacionada à taxa entre as densidades numéricas das espécies iônicas, i.e., n_2/n_1 , onde n_1 e n_2 são as densidades numéricas das espécies O^+ e NO^+ , respectivamente. Também, segundo os autores, a taxa de crescimento linear é estreitamente vinculada à taxa L_2/L_1 , tal que L_1 e L_2 são as escalas de altura do O^+ e do NO^+ , respectivamente. Similarmente, os autores argumentam que, embora processos de transporte dominem os íons atômicos (O^+) durante toda a evolução da instabilidade, no caso dos íons moleculares (NO^+) os processos químicos dominam a evolução da densidade numérica a partir de ~350 km de altitude. Processos químicos de perda são consideravelmente reduzidos para constituintes dentro da estrutura EPB

segundo o arrazoamento apresentado pelos autores, havendo certa blindagem artificial gerada pela presença da estrutura EPB. Ademais, eles apresentam a proposição de que perturbações com comprimento de onda longitudinal maiores têm maior eficiência em ocasionar estruturas EPB cujos campos de polarização penetrem mais profundamente, analogamente ao já proposto por Zalesak e Ossakow (1980), entretanto, Sekar e Kherani (2002b) propõem que tal configuração acabaria por acarretar este efeito de transporte de NO^+ para altitudes onde, noutras condições, não se verificaria a presença destes constituintes. De fato, Kherani et al. (2002) demonstraram a existência deste acoplamento eletrodinâmico entre campos elétricos marginais (fringe fields) decorrentes de estruturas EPB na região F e sua penetração na região E. Tal profundidade de penetração modifica-se de acordo com o comprimento de onda longitudinal da perturbação inicial da densidade, podendo atingir altitudes consideravelmente inferiores na região E.

Um progresso expressivo que ocorreu posteriormente foi o trabalho de Keskinen et al. (2003). Neste trabalho os autores realizaram a primeira simulação tridimensional de estruturas EPB, utilizando uma grade de $200 \times 40 \times 30$ nas direções vertical, longitudinal e latitudinal, respectivamente, onde as equações eram resolvidas com o auxílio do método corretor de fluxo multidimensional (ZALESAK, 1979). Para inicializar o ambiente ionosférico dois modelos externos foram utilizados, o SAMI2 (HUBA et al., 2000) em conjunto com um modelo de deriva vertical (SCHERLIESS e FEJER, 1999). Como perturbação inicial, uma flutuação de densidade senoidal de 10 km, cuja amplitude era de 4% da densidade inicial na direção longitudinal foi inserida no modelo. Os resultados desta simulação tridimensional revelaram que a inclusão da condutividade paralela produziu uma notória diminuição no crescimento da instabilidade em todos os setores latitudinais durante a evolução linear e não linear. Tal decréscimo de velocidade de evolução das estruturas é devido à existência de um caminho deveras mais condutivo ao longo das linhas de campo geomagnético que havia agora sido incluído nas simulações e implicava desvio parcial da corrente Pedersen responsável pelo crescimento da instabilidade Rayleigh-Taylor. Ademais, os autores verificaram que o crescimento era mais lento do que aquele previsto pela teoria local, entretanto, mais rápido do que aquele prognosticado pelo modelo de tubos de fluxo magnético integrado.

Kherani et al. (2004) realizaram uma extensão da investigação anteriormente apresentada em Kherani e Sekar (2002). Com a utilização de um modelo renovado os autores concluíram que a penetração dos campos elétricos marginais (fringe fields), provenientes das estruturas EPB, era dependente da taxa entre a frequência ciclotrônica dos íons e sua frequência de colisão com partículas neutras. Além disto, os autores argumentaram que somente perturbações de grande comprimento de onda longitudinal (800 km em seu trabalho) poderiam constituir disparadores de estruturas EPB cujos campos marginais fossem capazes de atingir a região E efetivamente, contudo, não penetrando além de ~120 km de altitude.

No ano seguinte, Kherani et al. (2005) apresentaram um modelo 3D, de sua autoria, capaz de simular a instabilidade collisional interchange (CII) que é uma terminologia utilizada para referir-se à instabilidade Rayleigh-Taylor generalizada, i.e., a conjunção da instabilidade Rayleigh-Taylor gravitacional e da instabilidade de deriva gradiente. Os autores também deduziram a taxa de crescimento linear da instabilidade neste caso tridimensional e realizaram comparações entre esta nova taxa deduzida e aquela obtida por Sultan (1996) utilizando a abordagem por quantidades integradas ao longo das linhas de campo geomagnético (Field Aligned Integrated - FAI). Os resultados obtidos indicavam a introdução de um termo adicional de fonte (ou sumidouro) de energia livre, que não aparece explicitamente no formalismo FAI, e um termo de resistência similar ao encontrado na dedução utilizando o FAI. O termo de resistência causa, invariavelmente, a redução da taxa de crescimento e uma comparação entre as taxas tridimensional e bidimensional demonstra de modo irretorquível este fato. Com a introdução de uma perturbação senoidal de amplitude 5% da densidade inicial e cujo comprimento de onda era equivalente a 50 km os autores verificaram que sua descrição apresentava um detalhamento da variação altitudinal da taxa de crescimento mais apurado que aquele obtido através do FAI. Além disto, as altitudes onde as taxas de crescimento bidimensional e tridimensional intensificam-se também são distintas, de modo que, para o caso bidimensional, o maior crescimento concentra-se na porção superior do plano de simulação, ao passo que, no caso tridimensional, o desenvolvimento é notoriamente mais acentuado nos arredores do contorno inferior da região F.

Keskinen et al. (2006) utilizando seu modelo tridimensional verificaram a resposta da evolução de estruturas EPB na ocasião de haver uma fase de

recuperação de tempestade geomagnética em horário fortuito. Iniciando a instabilidade com uma perturbação senoidal de comprimento de onda equivalente a 100 km e amplitude correspondente a 4% da densidade inicial, sua análise revelou que na ocasião de sucederem fases de recuperação de tempestades geomagnéticas, estruturas EPB podem evoluir mais rapidamente, isto devido a um aumento da deriva vertical e concomitante redução do efeito de circuitamento da região E de latitudes fora do paralelo equatorial. Deve-se mencionar que um processo antagônico também é possível, ou seja, efeitos advindos de uma configuração geomagnética perturbada podem inibir a geração e evolução de estruturas EPB. De fato, em horários próximos ao anoitecer a inibição é mais frequente. No mesmo ano, Hysell et al. (2006) propuseram que um fluxo cisalhado no bottomside da região F poderia atuar como desencadeador de subsequentes estruturas EPB, isto é, a instabilidade colisional de cisalhamento acoplada com a instabilidade Rayleigh-Taylor poderia produzir bolhas de plasma na ionosfera equatorial noturna.

Huba e Joyce (2007) apresentaram um novo modelo bidimensional, o NRLESF2. Neste modelo os autores utilizaram um esquema de Adams-Bashforth de 2º ordem no tempo e um esquema de interpolação de 8º ordem no espaço, de mais a mais, uma perturbação cossenoidal de amplitude correspondente a 10% da densidade inicial foi utilizada para desencadear a instabilidade. Como resultados, os autores foram capazes de simular estruturas EPB bifurcadas, depleções severas verificadas em intervalos pequenos de espaço e fluxos supersônicos de velocidade das estruturas. Ainda no mesmo ano, Bernhardt (2007) propôs um método quasi-analítico utilizando um modelo de transporte lagrangiano associado a soluções numéricas da equação do potencial. Os resultados obtidos por esta abordagem híbrida mostravam-se promissores e o autor argumentava que seu método proporcionava uma economia de tempo computacional considerável.

Posteriormente, Huba et al. (2008) apresentaram um novo modelo tridimensional capaz de reproduzir a geração e evolução de estruturas EPB. Em realidade o modelo era uma extensão do SAMI3, incluindo a equação do potencial em seu domínio. Utilizando a abordagem FAI e uma perturbação gaussiana cuja amplitude correspondia a 15% da densidade inicial, os autores foram capazes de mostrar estruturas EPB ultrapassando altitudes de 1600 km, alastrando-se latitudinalmente e atingindo velocidades de até 900 m/s.

No ano seguinte, Krall et al. (2009a) utilizaram o modelo de Huba et al. (2008) para avaliar o efeito de ventos meridionais na evolução das estruturas EPB. Os autores concluíram que um vento meridional da ordem de 60 m/s, quando incluído na equação do potencial, pode estabilizar a instabilidade, inibindo ou atrasando a evolução de estruturas EPB. No mesmo ano, Krall et al. (2009b) também com o modelo de Huba et al. (2008) demonstraram que uma combinação de vento meridional de 20 m/s com um vento zonal convergente de 10 m/s pode causar aumentos da aeroluminescência em regiões de instabilidade.

Huba et al. (2009a) investigaram com seu modelo tridimensional o efeito de ventos neutros zonais na evolução das estruturas EPB. Os autores encontraram resultados similares àqueles anteriormente apresentados por Zalesak et al. (1982). Huba et al. (2009b) analisaram a dinâmica de íons atômicos e moleculares durante a ocorrência de estruturas EPB. Utilizando as características do SAMI3, que resolve as equações para 7 espécies iônicas independentemente, os autores encontraram a formação de um efeito que denominaram “super fonte” no caso da velocidade vertical dos íons atingir ~ 1 km/s, formando cristas de H^+ na região F de latitudes fora do equador. Ademais, os autores encontraram que a inclusão dos íons de H^+ pode ocasionar aumento de depleção e que íons moleculares como o NO^+ e o O_2^+ podem ser elevados para altitudes acima de 400 km conforme já indicado pelo trabalho de Sekar e Kherani (2002). Ainda no mesmo ano Huba et al. (2009c) utilizaram seu modelo tridimensional para avaliar a evolução das temperaturas dos íons e elétrons durante eventos de spread F. Sua investigação demonstrou que os íons e elétrons se resfriam e aquecem durante a evolução da estrutura EPB. O resfriamento é adiabático e deve-se ao aumento do volume no tubo de fluxo conforme a estrutura EPB atinge altitudes mais elevadas. O aquecimento é devido, majoritariamente, à compressão que os íons sofrem ao convergirem através das linhas de campo geomagnético em regiões longínquas do equador.

Kherani et al. (2009b) apresentaram um avanço expressivo ao utilizar seu modelo bidimensional da instabilidade CII acoplado com um novo modelo capaz de reproduzir a propagação vertical de ondas de gravidade desde a troposfera até a termosfera (Kherani et al., 2009a). Com o emprego de várias configurações de cenário ionosférico e de ondas de gravidade, utilizando dados da campanha SpreadFEx realizada no ano de 2005, os autores demonstraram que as ondas de

gravidade de origem troposférica têm a potencialidade de disparar a instabilidade CII implicando subsequente desenvolvimento de estruturas EPB. Outrossim, os autores apontam para certa necessidade de modulação da amplitude das ondas de gravidade de acordo com as condições ionosféricas, isto é, uma condição ionosférica mais adversa à formação de instabilidades requer uma maior amplitude de onda de gravidade para que se possa propiciar a evolução de estruturas EPB. Ademais, mediante condições adequadas, a estrutura EPB pode levar um longo tempo para emergir até a parte superior da ionosfera, conforme já discutido de modo similar por Sekar e Kelley (1998).

Huba e Joyce (2010) através de uma atualização em seu modelo SAMI3 realizaram as primeiras simulações globais de estruturas EPB. Múltiplas perturbações iniciais gaussianas de amplitude equivalentes a 5% da densidade inicial foram utilizadas como disparadoras da instabilidade. Os autores obtiveram êxito em reproduzir a formação de múltiplas estruturas em diferentes setores longitudinais, dentre estas estruturas, algumas delas, segundo os autores, foram originadas pela presença de estruturas EPB maduras, não necessitando de quaisquer perturbações iniciais como nos demais casos.

No mesmo ano, Keskinen (2010) utilizou seu modelo tridimensional para relacionar a presença de estruturas no bottomside da ionosfera com o posterior aparecimento de estruturas EPB. O autor concluiu que a presença de padrões na base da região F poderia estar associada com a dissipação de ondas de gravidade, e tais ondas de gravidade poderiam constituir subseqüentes desencadeadores de estruturas EPB.

Retterer (2010a) construíram um modelo 3D para simular plumas ionosféricas (WOODMAN e LA HOZ, 1976). Retterer (2010b) utilizaram o modelo tridimensional com o intento de prever a ocorrência de cintilação em baixas latitudes. Entre os progressos atingidos por seu modelo podemos destacar a reprodução muito similar em termos de tempo, evolução, duração e extensão latitudinal das estruturas. Ainda neste ano, Aveiro e Hysell (2010) investigaram o mecanismo proposto por Hysell et al. (2006) com um modelo tridimensional. Os autores mostraram alguns resultados interessantes e argumentaram que estes eram coerentes com dados registrados por instrumentos como, por exemplo, radares.

O efeito dos ventos meridionais foi revisitado por Huba e Krall (2013). Através de seu modelo tridimensional, os autores concluíram que, conforme o proposto até

então, os ventos meridionais podem ter um efeito estabilizante inibindo a evolução de estruturas EPB quando seu gradiente latitudinal é positivo (fluxo em direção aos pólos). Todavia, se o gradiente latitudinal é negativo (fluxo em direção ao equador), o vento meridional atua de modo a desestabilizar e auxiliar o crescimento da instabilidade.

Krall et al. (2013a, 2013b) realizaram investigações da geração de estruturas EPB mediante a ação de ondas de gravidade com o emprego do SAMI3. Seus resultados corroboraram os estudos anteriores que já haviam tratado desta hipótese.

Sousasantos et al. (2013) propuseram um novo mecanismo para explicar a formação de estruturas EPB na ionosfera equatorial. Em seu trabalho, os autores argumentam que a própria variação longitudinal da magnitude da deriva vertical pré-reversão (Pre-reversal Vertical Drift - PRVD) constitui um campo elétrico espacialmente variável que pode desencadear a instabilidade CII sem a necessidade de quaisquer outros forçantes. Em realidade, esta hipótese foi proposta inicialmente em Woodman (1994), contudo, por intermédio da construção de um modelo bidimensional, Sousasantos et al., (2013) demonstraram a validade desta hipótese realizando diversas simulações incluindo diversos perfis do ambiente ionosférico progressivamente mais pragmáticos, refinando as condições até introduzirem os perfis advindos do modelo SAMI2. Em seu modelo, os autores consideraram a composição da variação temporal e da variação longitudinal do PRVD e incluíram este efeito, cuja extensão longitudinal abrangia aproximadamente 1500 km, na dinâmica do fluxo de densidade evoluindo com o tempo. Entre suas conclusões, os autores sugerem que, embora a extensão do campo elétrico estruturado seja muito grande, causando uma depleção de grande escala, a estrutura EPB resultante não compreende toda esta dimensão zonal, restringindo-se a tamanhos longitudinais da ordem de poucas centenas de quilômetros, e.g., ~ 200 - 300 km. Ademais, a investigação dos autores indica que há valores limítrofes, tanto de mínima velocidade do PRVD quanto de amplitude do PRVD para que este figure como um mecanismo viável no desencadeamento da instabilidade CII.

No ano seguinte, Yokoyama et al., (2014) apresentaram um modelo tridimensional capaz de reproduzir o crescimento não linear das estruturas EPB, bifurcações e disjunção de estruturas. Utilizando a abordagem FAI e um método

de maior ordem para resolver a equação da continuidade, o Constrained Interpolation Profile (CIP) os autores obtiveram uma resolução considerável em seus resultados. Para iniciar a instabilidade os autores inseriam uma perturbação senoidal diretamente na densidade inicial.

Wu et al. (2015) utilizaram o SAMI3 para avaliar como ondas de gravidade propagando-se com diferentes condições de fase afetam a geração de estruturas EPB, tais ondas de gravidade são originadas por um modelo auxiliar. Os resultados indicam que ondas de gravidade propagando-se em fase, em regiões ionosféricas conjugadas, exibem uma tendência de aumentar o crescimento da instabilidade, doutro modo, ondas de gravidade cuja propagação é fora de fase em regiões conjugadas têm a propensão de inibir a evolução da instabilidade. Outrossim, segundo seus resultados, perturbações advindas das componentes zonais e verticais do vento neutro expressam uma eficácia considerável em disparar a instabilidade CII, componentes meridionais, ao contrário, mostram-se fragorosamente inócuas como semeadores de instabilidade.

Kherani e Patra (2015) revisitaram o trabalho de Kherani et al. (2004), contudo, desta vez o modelo de instabilidade CII utilizado era tridimensional e mais robusto do que aquele introduzido em Kherani et al. (2005). Os autores foram capazes de demonstrar que campos elétricos marginais (fringe fields) originários de estruturas EPB podem ocasionar a insurreição vertical de estruturas de irregularidade na região E. A efetividade deste efeito, segundo os autores, está confinada na região latitudinal entre $\pm 5^\circ$. Outro ponto destacado pelos autores é a maior penetração do campo marginal correspondente à parede leste da estrutura EPB. Este transporte pode ocasionar a presença de íons metálicos dentro das estruturas EPB e acima do pico da região F.

Yokoyama et al. (2015) utilizaram seu modelo tridimensional (High-Resolution Bubble - HIRB) para reproduzir a formação de estruturas na parede oeste das bolhas de plasma. Os autores concluíram que tal formação pode ocorrer mesmo na ausência de ventos neutros para leste, propondo alternativamente que um cisalhamento vertical do fluxo zonal do plasma no bottomside de uma dada elevação causada por uma estrutura de onda de larga escala (LSWS) poderia ser o responsável por produzir a assimetria leste-oeste verificada nas estruturas EPB.

Ainda no mesmo ano, Huba et al. (2015) utilizaram seu modelo tridimensional (SAMI3) para demonstrar que estruturas EPB podem aglutinar-se formando uma

única estrutura. Em seu estudo, utilizando perturbações gaussianas cuja amplitude era 15% da densidade inicial, os autores concluíram que um processo de reconexão magnética eletrostática era o responsável por causar a fusão das estruturas EPB. Desta feita eles verificaram que era necessária a existência de uma topologia apropriada das linhas de potencial elétrico das estruturas adjacentes, além disto, a presença de uma assimetria acentuada entre estas estruturas convizinhas de tal modo que o fluxo $\vec{E} \times \vec{B}$ é oposto em direção, i.e., a vorticidade possui o mesmo sinal entre as duas bolhas miscigenando-se. Outrossim, durante este processo, os autores verificaram que as velocidades de plasma dentro destes canais de reconexão podem ser consideravelmente maiores do que aquelas tipicamente verificadas nas estruturas EPB individualmente. Outro resultado encontrado pelos autores foi uma diferença de evolução na ocasião de haver uma única estrutura EPB e na circunstância de haver múltiplas estruturas. No caso de múltiplas estruturas EPB, a velocidade vertical das estruturas é notadamente reduzida em relação à situação onde há uma única estrutura EPB.

Kherani et al. (2016), com o emprego de seu modelo, propuseram uma distribuição de densidade distinta, durante a presença de estruturas EPB, que pode explicar a configuração de um ambiente propício para o desencadeamento da instabilidade de ondas de deriva (Drift Wave Instability - DWI) resultando na formação de irregularidades de pequena escala. Em sua análise, o processo de formação das estruturas EPB é iniciado com uma perturbação senoidal de amplitude correspondente a 1% da densidade inicial que é capaz de disparar a instabilidade CII.

Mais recentemente, Sousasantos et al. (2017), utilizando seu modelo bidimensional da instabilidade CII (Mathematical Plasma Bubble Model 2D - MATPLAB_2D), propuseram uma abordagem simbiótica entre modelagem matemática computacional e dados do ambiente ionosférico para previsão de curto prazo da formação de estruturas EPB na região equatorial e de baixas latitudes. Para tal, os autores realizaram diversas simulações para configurações específicas da ionosfera registradas através de ionossondas e imageadores All-Sky. Seus resultados indicam uma possível alternativa para a capacidade preditiva do surgimento de instabilidades suscitadoras de estruturas EPB uma vez que as simulações *a posteriori* foram capazes de reproduzir, de maneira significativa, a

evolução de tais estruturas registradas pelos instrumentos diagnósticos do plasma ionosférico.

Após extensa exposição de sucintos excertos cujo conteúdo sintetiza o que de mais relevante foi discutido desde a aurora dos estudos numéricos em evolução não linear de spread F/estruturas EPB, isto é, ao longo das últimas quatro décadas, pretende-se que o leitor esteja familiarizado com vários aspectos deste fenômeno oriundo da ionosfera equatorial. Interessa, sobretudo, destacar o conjunto conjectural de mecanismos capazes de incitar o surgimento de instabilidades cuja consequência é a formação de estruturas EPB estendendo-se até a parte superior da ionosfera. Essencialmente três mecanismos disparadores de instabilidade foram empregados nestes estudos numéricos computacionais, a saber, perturbação na densidade inicial, ondas de gravidade e variação longitudinal do PRVD. No caso da perturbação de densidade inicial, o forçante causador da perturbação inicial não é especificado explicitamente.

No transcorrer da realização desta tese de doutoramento, todos estes mecanismos foram estudados e reproduzidos numericamente com o intuito de compreender todas as implicações e características deste conjunto de diferentes hipóteses antes de alçar nossa própria proposição. Para tal, uma versão intermediária entre o modelo preliminar (SOUSASANTOS et al. 2013) e o modelo tridimensional a ser introduzido nos capítulos que se seguirão foi empregada, ela foi nomeada MATPLAB_2D e possui coordenadas polares ($\hat{p}, \hat{\phi}$). A Figura 2.1 apresenta os resultados obtidos com a utilização da hipótese de perturbação na densidade inicial (SCANNAPIECO e OSSAKOW, 1976). Nesta simulação, uma perturbação inicial senoidal de comprimento de onda $\lambda=100$ km e de amplitude igual a 5% da densidade inicial foi inserida como mecanismo disparador da instabilidade CII.

A Figura 2.2 apresenta os resultados obtidos com o emprego da hipótese de perturbação por ondas de gravidade (HUANG e KELLEY, 1996a). Ondas de gravidade propagando-se longitudinalmente, com comportamento senoidal, comprimento de onda $\lambda=100$ km e amplitude equivalente a 5 m/s foram inseridas como mecanismo disparador da instabilidade CII, sem a utilização de nenhuma perturbação adicional na densidade inicial. A Figura 2.3 apresenta os resultados obtidos com a utilização da hipótese de perturbação através da variação longitudinal do PRVD (SOUSASANTOS et al., 2013).

Nesta simulação, uma variação do PRVD ao longo de ~ 1500 km age sem o auxílio de quaisquer outros forçantes e resulta em surgimento de estruturas EPB.

Figura 2.1 – Isolinhas de densidade mostrando a evolução temporal da estrutura EPB a partir de uma perturbação de 5% na densidade inicial.

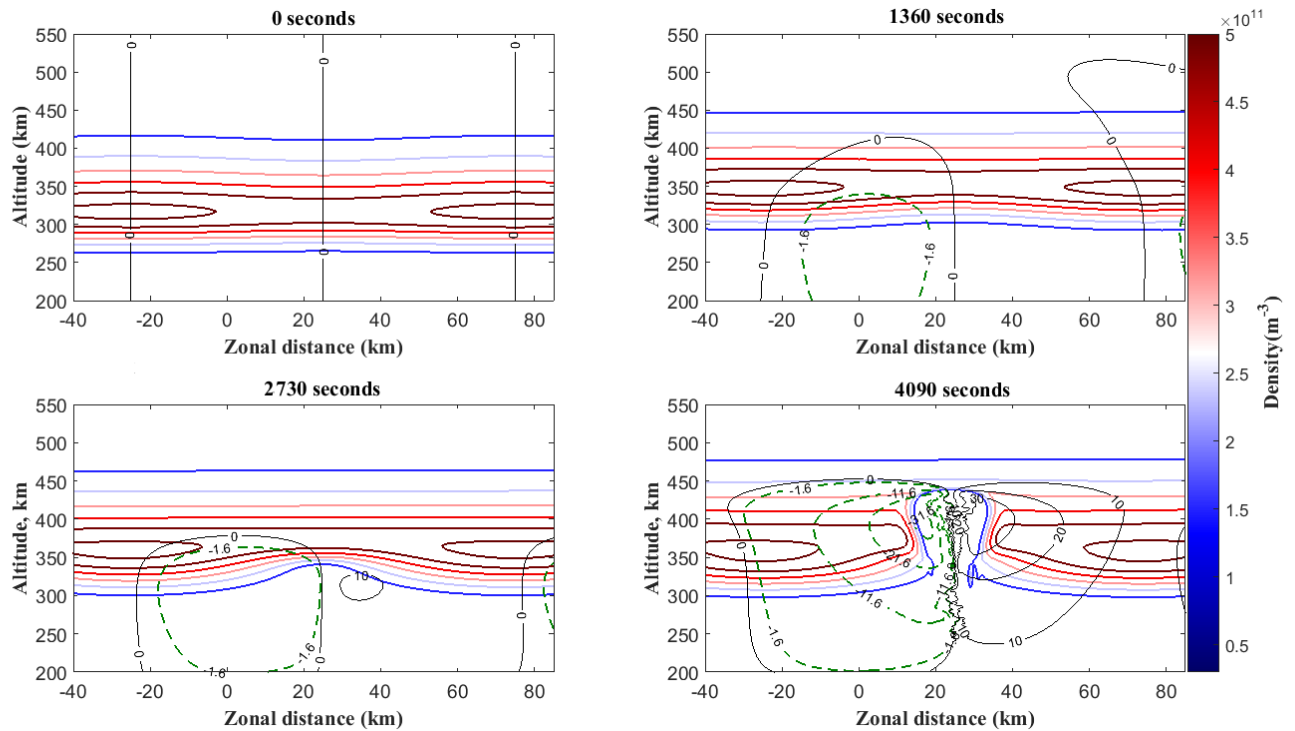


Figura 2.2 – Isolinhas de densidade mostrando a evolução temporal da estrutura EPB a partir de uma perturbação ocasionada pela presença de ondas de gravidade.

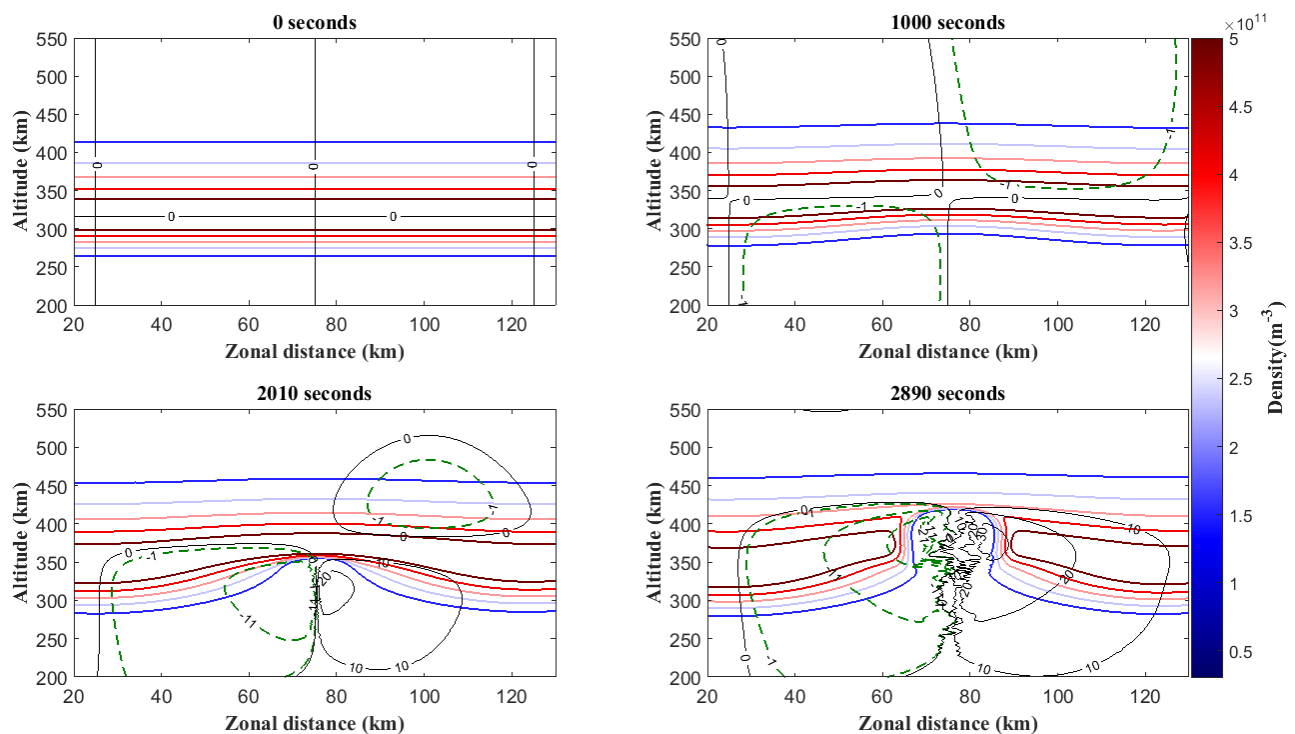
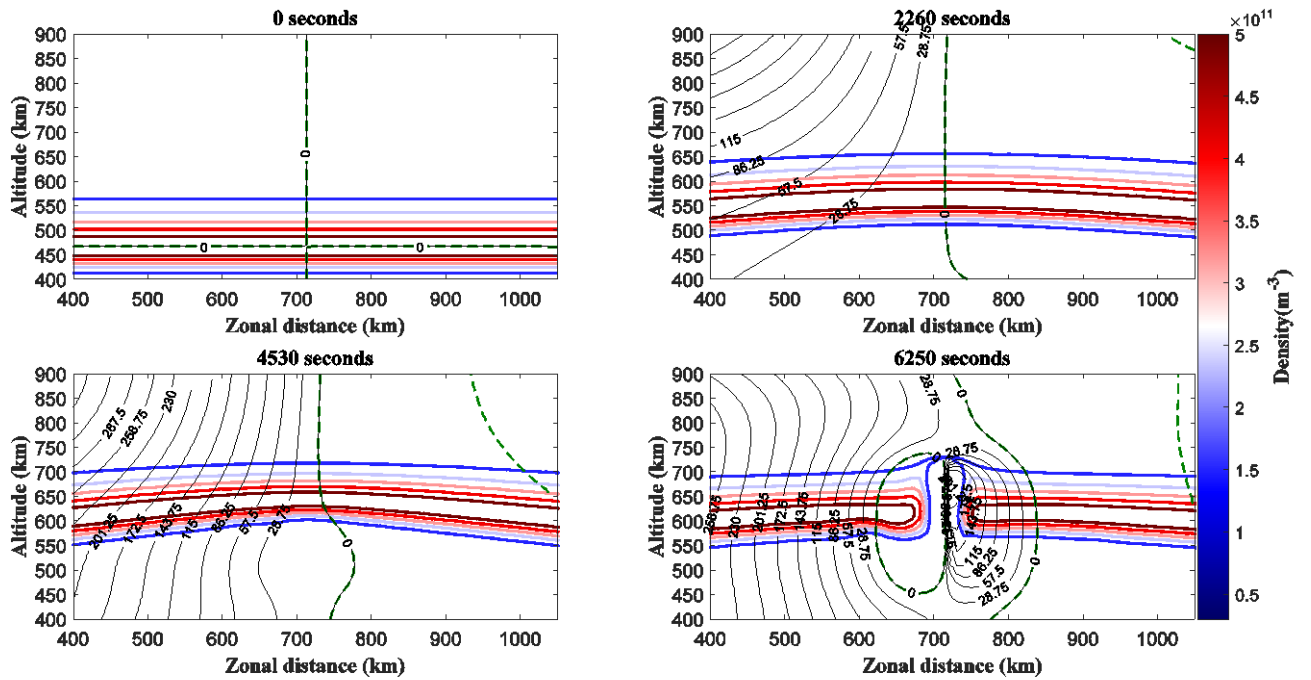


Figura 2.3 – Isolinhas de densidade mostrando a evolução temporal da estrutura EPB a partir de uma perturbação ocasionada pela variação longitudinal do PRVD cuja extensão compreende 1500 km.



Nas figuras há pouco expostas, as isolinhas correspondentes às cores exibidas na barra lateral indicam os valores de densidade eletrônica e as linhas pretas contínuas e verdes tracejadas indicam, respectivamente, os potenciais positivo e negativo.

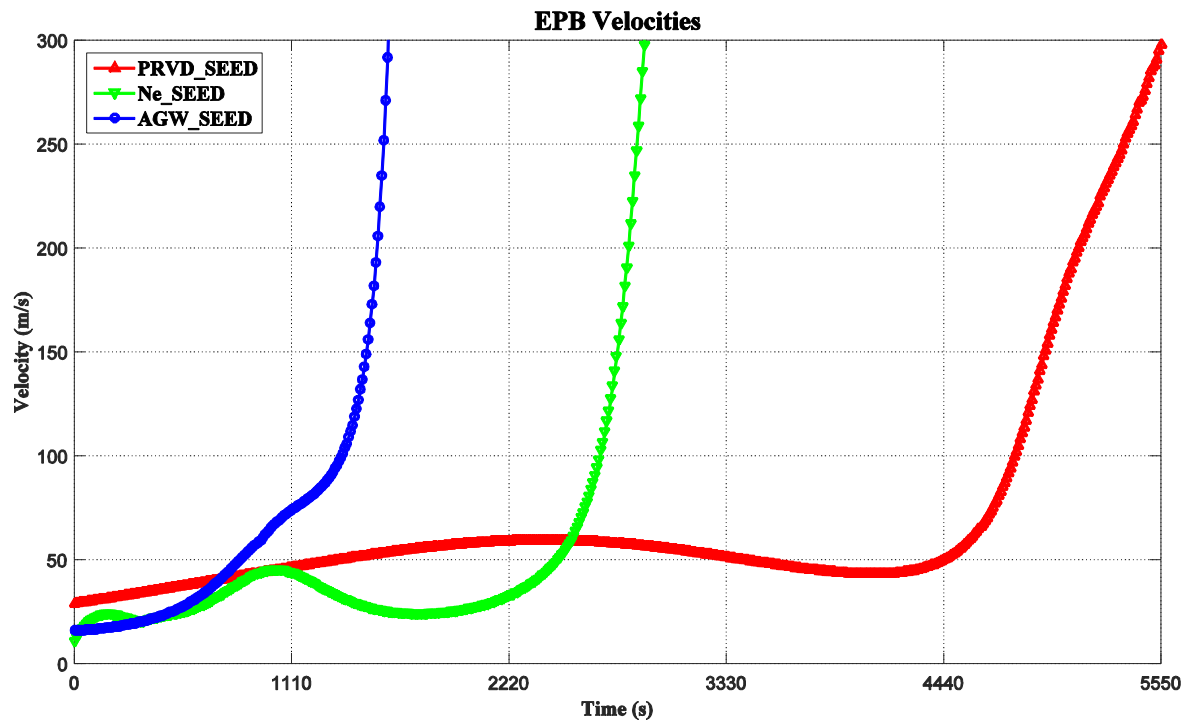
Podem ser notadas características distintas na forma das estruturas, em sua propagação vertical e no campo elétrico de polarização resultante de cada processo inicial específico, muito embora as condições do ambiente ionosférico inicial utilizado em todas as simulações tenham sido deveras semelhantes. Com efeito, o incitador inicial da instabilidade tem severas implicações na evolução e morfologia das estruturas.

Uma comparação entre a velocidade vertical das estruturas EPB de cada uma das proposições apresentadas é exibida na Figura 2.4.

É possível notar características distintas na evolução temporal da velocidade das estruturas EPB. Instabilidades ocasionadas por ondas de gravidade tendem a evoluir mais rapidamente, alcançando a fase não linear de crescimento dentro de ~ 1500 s. A evolução da velocidade vertical da estrutura EPB resultante de perturbação direta na densidade inicial atinge a fase não linear em ~ 2400 s. A

variação longitudinal do PRVD suscita instabilidades que atingem a fase não linear em $\sim 4500s$.

Figura 2.4 – Velocidades verticais das estruturas EPB resultantes de mecanismos distintos de início da instabilidade CII, a saber, perturbação direta na densidade (curva verde), ondas de gravidade (curva azul) e variação espaço-temporal do PRVD (curva vermelha).



Após esta extensa exposição das hipóteses de mecanismos suscitadores de estruturas EPB vigentes, convém tratar acerca do modelo matemático computacional desenvolvido pelo autor desta tese durante seu período de doutorado. O próximo capítulo apresenta o modelo numérico desenvolvido bem como os demais avanços que foram necessários para consecução do trabalho que será discutido nos capítulos posteriores.

3. MODELAGEM MATEMÁTICA E FORMULAÇÃO NUMÉRICA DO MATPLAB_3D (MATHEMATICAL PLASMA BUBBLE MODEL 3D)

3.1. Breve histórico de desenvolvimento do modelo MATPLAB_3D

Durante seu mestrado o autor desta tese desenvolveu um modelo matemático computacional bidimensional cartesiano baseado em Kherani et al. (2004) para representar os efeitos da instabilidade CII. Este modelo era capaz de simular estruturas EPB geradas a partir de perturbações causadas por ondas de gravidade ou devidas à variação longitudinal da deriva vertical pré-reversão. Posteriormente, um *upgrade* deste modelo bidimensional foi efetuado pelo autor, a fim de otimizar a performance do modelo e empregar o sistema de coordenadas polares. Subsequentemente, para os propósitos da tese aqui apresentada, um modelo matemático tridimensional, com sistemas de coordenadas esféricas e dipolares de extensão espacial ajustável e potencialidades adicionais foi desenvolvido pelo autor desta tese.

3.2. Modelagem Matemática e Formulação Numérica do MATPLAB_3D

Interessa à discussão do conteúdo abordado nesta tese empregar equações que sejam capazes de descrever o comportamento do fluido composto por plasma fracamente ionizado da ionosfera e partículas neutras constituintes da atmosfera terrestre. Para tal as equações de Navier-Stokes (Equação da continuidade e Equação do momentum de Cauchy) e as equações de Maxwell serão utilizadas em conjunto. Fazendo-se as devidas adaptações para o ambiente a ser descrito este conjunto de equações recebe o nome de Equações hidromagnéticas que são elencadas a seguir:

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (N_s \vec{V}_s) = P - L \quad (3.1)$$

$$\left(\frac{1}{\nu_{in}} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_i \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V}_i + \vec{V}_i^T - K_i (\vec{V}_i^T \times \hat{B}) = K_i \left(\frac{\vec{E}_0^T}{|\vec{B}|} \right) - \left(\frac{1}{\rho_i \nu_{in}} \right) \vec{\nabla} p + \left(\frac{\vec{g}}{\nu_{in}} \right) \quad (3.2)$$

$$\vec{V}_e^T - K_e (\vec{V}_e^T \times \hat{B}) = K_e \left(\frac{\vec{E}_0^T}{|\vec{B}|} \right) \quad (3.3)$$

Nas equações acima N_s representa a densidade numérica e $\vec{V}_s$ a velocidade das espécies ionosféricas consideradas. O subscrito ‘s’ utilizado pode referir-se aos íons ‘i’ (nesta tese consideramos as espécies NO^+ e O^+) ou elétrons ‘e’, i.e., $\vec{V}_s$ é uma generalização de $\vec{V}_i$ e $\vec{V}_e$. Ainda, $\vec{V}_i^T = \vec{V}_i - \vec{W}$ e $\vec{V}_e^T = \vec{V}_e - \vec{W}$, tal que $\vec{W}$ representa o vento neutro (termosférico) e os termos P e L correspondem aos processos de produção e perda química, respectivamente, entretanto, nos estudos apresentados nesta tese é considerada a condição de equilíbrio fotoquímico (isto é, $P = L$) e atribui-se valor nulo ao termo de ventos termosféricos ($\vec{W}$), equivalendo a um referencial cujo movimento é homólogo àquele dos ventos neutros. Ademais, K_i representa a taxa entre a girofrequência de íons (Ω_i) e a frequência de colisão entre íons e partículas neutras (ν_{in}), a saber, $K_i = \frac{\Omega_i}{\nu_{in}}$ e K_e representa a razão entre a girofrequência de elétrons (Ω_e) e a frequência de colisão entre elétrons e partículas neutras (ν_{en}), isto é, $K_e = \frac{\Omega_e}{\nu_{en}}$. Outrossim, $\vec{B}$ refere-se ao campo geomagnético sendo $\hat{B}$ seu versor, ρ_i corresponde à densidade da espécie iônica, p indica a pressão e $\vec{g}$ representa a força gravitacional, todavia, para as discussões desta tese a ação da pressão é desconsiderada uma vez que as investigações tratam de fenômenos de larga escala. Ainda, $\vec{E}_0^T$ corresponde ao campo elétrico composto pelo campo elétrico ambiente ($\vec{E}_0$) e pelo campo elétrico que pode ser gerado por efeito dínamo ($\vec{W} \times \vec{B}$), i.e., $\vec{E}_0^T = \vec{E}_0 + (\vec{W} \times \vec{B})$. Assumindo que ocorra uma perturbação eletrostática ($\delta\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$), o campo elétrico total ($\vec{E}$) pode ser escrito como $\vec{E} = \vec{E}_0^T + \delta\vec{E} = \vec{E}_0^T - \vec{\nabla}\phi$, onde ϕ é o potencial eletrostático que pode originar-se caso a corrente zonal Pedersen seja perturbada. Neste caso, $\vec{E}$ deve substituir $\vec{E}_0^T$ nas equações 3.2 e 3.3.

Como premissa emprega-se a condição de conservação macroscópica de cargas, donde segue a condição solenoidal:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = \vec{\nabla} \cdot \left[(\vec{\tilde{\sigma}} \cdot \vec{E}) + \vec{J}_D \right] = \vec{\nabla} \cdot \left[(\vec{\tilde{\sigma}} \cdot \vec{E}) + \sum_s (q_s N_s \vec{V}_s) \right] = 0 \quad (3.4)$$

Na equação (3.4) $\vec{J}$ é a densidade de corrente total e $\vec{J}_D$ é a densidade de corrente resultante da ação de perturbação de alguma ordem, ademais, $\vec{\tilde{\sigma}}$ é o tensor condutividade e q_s é a carga de uma dada espécie considerada [q_i (íons, e.g., NO^+ ou O^+) ou q_e (elétrons)]. O tensor condutividade na ionosfera pode ser descrito como:

$$\vec{\tilde{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix}, \text{ onde } \sigma_P = \frac{N_e |q_e|}{|\vec{B}|} \left(\frac{K_e}{1 + K_e^2} + \frac{K_i}{1 + K_i^2} \right) \text{ é a condutividade}$$

Pedersen, $\sigma_H = \frac{N_e |q_e|}{|\vec{B}|} \left(\frac{K_e}{1 + K_e^2} - \frac{K_i}{1 + K_i^2} \right)$ corresponde à condutividade Hall e o

termo $\sigma_{\parallel} = \frac{N_e |q_e|}{|\vec{B}|} (K_e - K_i)$ refere-se à condutividade paralela.

A condição de neutralidade de cargas [$N_e = \Sigma(N_i)$] é assumida e assegurada pela propriedade solenoidal do campo vetorial em 3.4, além disto, a inércia dos elétrons é desprezada.

Com efeito:

$$\vec{\nabla} \cdot \left[(\vec{\tilde{\sigma}} \cdot \vec{E}) + \vec{J}_D \right] = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\tilde{\sigma}} \cdot \vec{E}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_D = 0 \quad (3.5)$$

Logo:

$$(\sigma_j^k \cdot \vec{\nabla}) E^k + E^k (\vec{\nabla} \cdot \sigma_j^k) + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_D = 0, \text{ onde o subscrito } j \text{ e o sobrescrito } k \text{ indicam}$$

Notações de Einstein referentes às respectivas coordenadas espaciais. O produto escalar no primeiro termo e a divergência no segundo termo operam em acordo com os respectivos subscritos. Após desenvolvimento algébrico, utilizando-se de propriedades do tensor condutividade (e.g., quasi-simetria), esta equação pode ser reescrita (em coordenadas cartesianas) como:

$$-\left[\sigma_P (\nabla_{\perp}^2 \phi) + \sigma_{\parallel} (\nabla_{\parallel}^2 \phi) \right] + \Gamma_1 + \Gamma_2 + (\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_D) = 0 \quad (3.6)$$

Onde:

$$\Gamma_1 = E^x \left[\frac{\partial(\sigma_P)}{\partial x} + \frac{\partial(\sigma_H)}{\partial y} \right] - E^y \left[\frac{\partial(\sigma_H)}{\partial x} - \frac{\partial(\sigma_P)}{\partial y} \right] + E^\parallel \left[\frac{\partial(\sigma_\parallel)}{\partial \parallel} \right] \quad (3.7)$$

e,

$$\Gamma_2 = \sigma_P \left[\frac{\partial(E_0^x)}{\partial x} + \frac{\partial(E_0^y)}{\partial y} \right] - \sigma_H \left[\frac{\partial(E_0^y)}{\partial x} - \frac{\partial(E_0^x)}{\partial y} \right] + \sigma_\parallel \left[\frac{\partial(E_0^\parallel)}{\partial \parallel} \right] \quad (3.8)$$

A equação 3.6 é a equação do potencial na presença de um campo elétrico de polarização $\vec{\delta E} = -\vec{\nabla}\phi$ originário de uma eventual perturbação na corrente Pedersen longitudinal. Nas equações 3.6, 3.7 e 3.8, os subscritos $\perp$ (e.g., x e y) e $\parallel$ têm o intuito de indicar as direções perpendiculares e paralela ao campo geomagnético. As coordenadas x e y correspondem, respectivamente, às direções zonal (longitudes) e vertical (altitudes) e a coordenada $\parallel$ à direção meridional (latitudes).

As equações 3.1, 3.2, 3.3 e 3.6 constituem o sistema acoplado que é resolvido no MATPLAB_3D. Correções de gravidade e campo geomagnético com a variação de altitude e latitude também são efetuadas pelo MATPLAB_3D.

3.2.1. Sistemas de coordenadas curvilíneas

Dentre as potencialidades do modelo MATPLAB_3D está a possibilidade de escolher entre dois sistemas de coordenadas distintos, o esférico $(\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi})$ e o dipolar $(\hat{p}, \hat{q}, \hat{\phi})$. Para efetuar a transição entre os sistemas, sendo ambos ortogonais, foram utilizados os coeficientes de Lamé (LAMÉ, 1859).

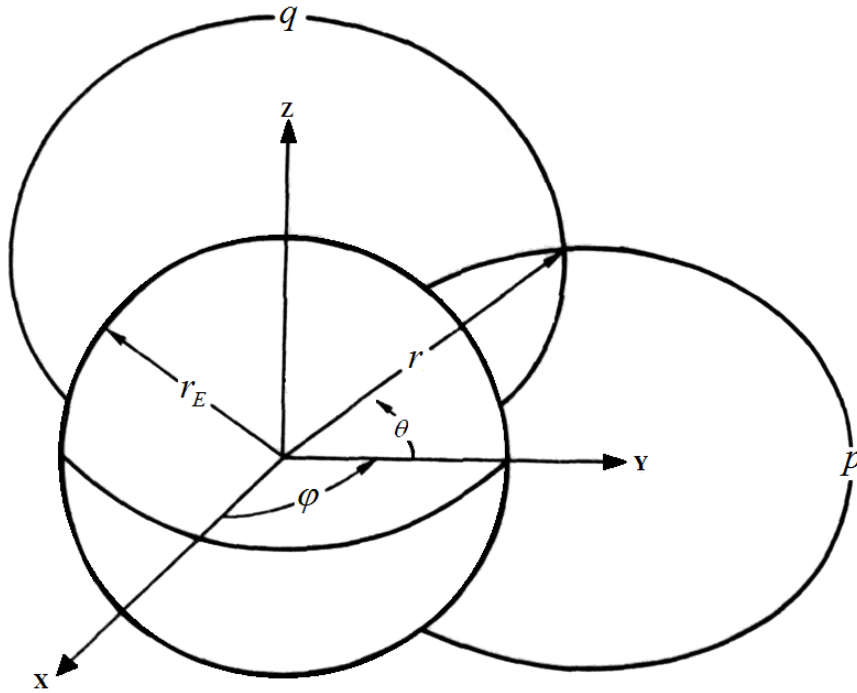
A Figura 3.1 ilustra os dois sistemas de coordenadas curvilíneas disponíveis no MATPLAB_3D. Decorre desta geometria que:

$$p = \frac{r}{r_E \cos^2(\theta)} \quad (3.9)$$

$$q = \frac{r_E^2 \sin(\theta)}{r^2} \quad (3.10)$$

Em 3.9 e 3.10, r_E corresponde ao raio da esfera terrestre. O termo φ é, manifestamente, idêntico para ambos os sistemas coordenados.

Figura 3.1 – Representação pictórica da relação entre os sistemas de coordenadas esféricas e dipolares.



Fonte: Adaptada de Orens et al., (1979).

A saber, seja $\vec{r}$ o vetor posição de um dado ponto em um espaço tridimensional, tal que $\vec{r} = x\hat{e}_1 + y\hat{e}_2 + z\hat{e}_3$, então, os vetores componentes da base local noutro sistema de coordenadas ortogonais curvilíneas $(\vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3)$ são dados por:

$$\vec{h}_1 = \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vartheta_1} \quad (3.11)$$

$$\vec{h}_2 = \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vartheta_2} \quad (3.12)$$

$$\vec{h}_3 = \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vartheta_3} \quad (3.13)$$

Segue que: $h_1 = |\vec{h}_1|$, $h_2 = |\vec{h}_2|$ e $h_3 = |\vec{h}_3|$, onde h_1 , h_2 e h_3 são os coeficientes de

Lamé, cujos vetores de base ortonormal curvilínea são: $\hat{b}_1 = \begin{pmatrix} \vec{h}_1 \\ h_1 \end{pmatrix}$, $\hat{b}_2 = \begin{pmatrix} \vec{h}_2 \\ h_2 \end{pmatrix}$ e

$$\hat{b}_3 = \begin{pmatrix} \vec{h}_3 \\ h_3 \end{pmatrix}.$$

Desta feita, para o sistema de coordenadas esféricas os coeficientes de Lamé são dados por:

$$h_r = 1 \quad (3.14)$$

$$h_\theta = r \quad (3.15)$$

$$h_\varphi = r \cos(\theta) \quad (3.16)$$

Com efeito, a equação da continuidade (3.1), por exemplo, pode ser expressa por:

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + \left(\frac{1}{h_r h_\theta h_\varphi} \right) \left\{ \frac{\partial}{\partial r} [h_\theta h_\varphi N_s V_{s(r)}] + \frac{\partial}{\partial \theta} [h_r h_\varphi N_s V_{s(\theta)}] + \frac{\partial}{\partial \varphi} [h_r h_\theta N_s V_{s(\varphi)}] \right\} = 0 \quad (3.17)$$

Onde os subscritos (r) , (θ) e (φ) indicam a quais direções pertencem as componentes.

Alternativamente, generalizando para quaisquer sistemas de coordenadas curvilíneas cujas bases sejam ortonormais, o conjunto de equações de interesse pode ser reescrito como:

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + \left(\frac{1}{\prod_j h_j} \right) \left\{ \frac{\partial}{\partial \mathcal{G}_k} \left[N_s \vec{V}_{s(\mathcal{G}_k)} \prod_{j \neq k} h_j \right] \right\} = 0 \quad (3.18)$$

$$\left(\frac{1}{v_{in}} \right) \left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_{i(\mathcal{G}_j)} \cdot \hat{b}_j \left(\frac{1}{h_j} \frac{\partial}{\partial \mathcal{G}_j} \right) \right] \vec{V}_{i(\mathcal{G}_j)} + \vec{V}_{i(\mathcal{G}_j)}^T - \mathbf{K}_i [\vec{V}_{i(\mathcal{G}_j)}^T \times \hat{B}] = \Xi \quad (3.19)$$

$$\text{Onde: } \Xi = \mathbf{K}_i \left[\frac{\vec{E}_{(\mathcal{G}_j)}}{|\vec{B}|} \right] - \hat{b}_j \left(\frac{1}{\rho_i v_{in}} \frac{1}{h_j} \frac{\partial p}{\partial \mathcal{G}_j} \right) + \left(\frac{\vec{g}}{v_{in}} \right).$$

$$\vec{V}_{e(\mathcal{G}_j)}^T - \mathbf{K}_e \left(\vec{V}_{e(\mathcal{G}_j)}^T \times \hat{B} \right) = \mathbf{K}_e \left(\frac{\vec{E}_{(\mathcal{G}_j)}}{|\vec{B}|} \right) \quad (3.20)$$

$$-\left\{ \frac{\sigma_p}{\prod_j h_j} \frac{\partial}{\partial \mathcal{G}_k} \left[\frac{\prod_j h_j}{(h_k)^2} \frac{\partial \phi}{\partial \mathcal{G}_k} \right] \right\}_{\perp} - \left\{ \frac{\sigma_{\parallel}}{\prod_j h_j} \frac{\partial}{\partial \mathcal{G}_k} \left[\frac{\prod_j h_j}{(h_k)^2} \frac{\partial \phi}{\partial \mathcal{G}_k} \right] \right\}_{\parallel} + \Lambda = 0 \quad (3.21)$$

Onde: $\Lambda = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \left[\frac{1}{\prod_j h_j} \frac{\partial}{\partial \mathcal{G}_k} \left(\mathcal{J}_D^{\mathcal{G}_k} \prod_{j \neq k} h_j \right) \right]$ e os subscritos $(\perp)$ e $(\parallel)$ indicam

quais componentes são consideradas quando se calcula o Laplaciano em cada termo no lado esquerdo da equação (3.21).

Haja vista que no caso do sistema de coordenadas dipolares os coeficientes de Lamé são dados por (ORENS et al., 1979):

$$h_p = \frac{r_E \cos^3(\theta)}{\delta} \quad (3.22)$$

$$h_q = \left(\frac{r^3}{r_E^2 \delta} \right) \quad (3.23)$$

$$h_{\varphi} = r \cos(\theta) \quad (3.24)$$

$$| \delta = \sqrt{1 + 3 \sin^2(\theta)}, \quad r_E \leq r < \infty, \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi, \quad -1 \leq q \leq 1 \text{ e } -1 \leq p < \infty.$$

As equações 3.18, 3.19, 3.20 e 3.21 constituem o conjunto a ser resolvido, cada qual destas em seu respectivo arquétipo utilizado no MATPLAB_3D.

3.2.2. Taxa de crescimento 3D da instabilidade interchange

Com o intuito de apresentar a descrição analítica da taxa de crescimento linear da instabilidade no espaço tridimensional considerado, a equação do potencial (3.21) ou (3.6) pode ser reescrita com seus termos dispostos em uma forma mais pertinente como em Kherani et al. (2005):

$$\eta_{(ped)} \nabla_{\perp}^2 \phi + [\eta_{(ped)} + \eta_{(0)}] (\nabla_{\parallel}^2 \phi) + \Psi + \eta_{(ped)} (\gamma_1 + \gamma_2) = 0 \quad (3.25)$$

Sendo $\Psi = \left\{ \vec{\nabla}_\perp \phi \cdot [\vec{\eta} \cdot \vec{\nabla}_\perp \ln(N_e)] \right\} + \left\{ \vec{\nabla}_\parallel \phi \cdot [\eta_{(ped)} + \eta_{(\parallel)}] \vec{\nabla}_\parallel \ln(N_e) \right\}$. Desta feita, $\vec{\eta}$, $\eta_{(ped)}$ e $\eta_{(\parallel)}$ são o tensor mobilidade, a mobilidade Pedersen e a mobilidade paralela, respectivamente. Além disto, os subscritos $\perp$ e $\parallel$ indicam, nesta ordem, as direções perpendiculares e paralelas ao campo geomagnético. Ademais, temos: $\gamma_1 = \frac{1}{\eta_{(ped)}} [\vec{V}_\perp \cdot \vec{\nabla}_\perp \ln(N_e)]$ e $\gamma_2 = \frac{1}{\eta_{(ped)}} \left\{ [\vec{V}_\perp + \vec{V}_\parallel] \cdot \vec{\nabla}_\parallel \ln(N_e) \right\}$, onde $\vec{V}_\perp = (\vec{V}_i - \vec{V}_e)_\perp$ e $\vec{V}_\parallel = (\vec{V}_i - \vec{V}_e)_\parallel$.

Admitindo a hipótese de solução na forma de ondas planas nas direções perpendiculares e paralelas ao campo geomagnético, resulta que o potencial pode ser descrito da seguinte forma:

$$\phi = \phi_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (3.26)$$

Com efeito, os operadores diferenciais espaciais podem ser substituídos por:

$$\vec{\nabla} = i\vec{k} \Rightarrow \begin{cases} \vec{\nabla}_\perp = i\vec{k}_\perp \\ \vec{\nabla}_\parallel = i\vec{k}_\parallel \end{cases} \quad (3.27)$$

$$\nabla^2 = -k^2 \Rightarrow \begin{cases} \nabla_\perp^2 = -k_\perp^2 \\ \nabla_\parallel^2 = -k_\parallel^2 \end{cases} \quad (3.28)$$

Tal que $\vec{k}$ são os vetores de número de onda, sendo $\vec{k}_\perp$ os vetores pertencentes ao plano perpendicular ao campo geomagnético e $\vec{k}_\parallel$ os vetores cuja direção é paralela ao campo geomagnético.

A substituição de (3.27) e (3.28) em (3.25) implica:

$$\begin{aligned} & -\eta_{(ped)} k_\perp^2 \phi - [\eta_{(ped)} + \eta_{(\parallel)}] k_\parallel^2 \phi + \left\{ i\vec{k}_\perp \phi \cdot [\vec{\eta} \cdot \vec{\nabla}_\perp \ln(N_e)] \right\} + \\ & \left\{ i\vec{k}_\parallel \phi \cdot [\eta_{(ped)} + \eta_{(\parallel)}] \vec{\nabla}_\parallel \ln(N_e) \right\} + \eta_{(ped)} (\gamma_1 + \gamma_2) \phi = 0 \end{aligned} \quad (3.29)$$

Donde segue que o potencial em três dimensões $[\Phi_{(3D)}]$ é dado por:

$$\Phi_{(3D)} = \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{\left\{ k_{\perp}^2 + \left[1 + \frac{\eta_{(\parallel)}}{\eta_{(ped)}} \right] k_{\parallel}^2 - i\zeta \right\}} \quad (3.30)$$

$$\text{Tal que } \zeta = \frac{\vec{k}_{\perp} \cdot [\vec{\eta} \cdot \vec{\nabla}_{\perp} \ln(N_e)]}{\eta_{(ped)}} + \vec{k}_{\parallel} \cdot \left[1 + \frac{\eta_{(\parallel)}}{\eta_{(ped)}} \right] \vec{\nabla}_{\perp} \ln(N_e).$$

Omitindo a parte imaginária de (3.30) temos que:

$$\Phi_{(3D)} = \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{k_{\perp}^2 + \left[1 + \frac{\eta_{(\parallel)}}{\eta_{(ped)}} \right] k_{\parallel}^2} \quad (3.31)$$

Com efeito, a taxa de crescimento linear da instabilidade interchange resultante em três dimensões $[\gamma_{(3D)}]$ é dada por:

$$\gamma_{(3D)} = k_{\perp}^2 \left\{ \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{k_{\perp}^2 + \left[1 + \frac{\eta_{(\parallel)}}{\eta_{(ped)}} \right] k_{\parallel}^2} \right\} \quad (3.32)$$

O leitor pode verificar que no caso de a dimensão paralela ao campo geomagnético ser desconsiderada, a taxa de crescimento linear bidimensional, isto é, $\gamma_{(2D)}$ pode ser diretamente obtida, de modo que:

$$\gamma_{(2D)} = k_{\perp}^2 \left(\frac{\gamma_1}{k_{\perp}^2} \right) = \gamma_1 \quad (3.33)$$

As diferenças decorrentes da inclusão da dinâmica inerente à dimensão paralela ao campo geomagnético na taxa de crescimento linear da instabilidade podem ser notadas explicitamente em (3.32). Há a inserção de um termo com propriedades de fonte ou sumidouro de energia livre (γ_2) no numerador e um fator de

resistência $\left[1 + \frac{\eta_{(\parallel)}}{\eta_{(ped)}} \right] k_{\parallel}^2$, análogo àquele encontrado por Sultan (1996) através da

abordagem FAI, no denominador da expressão da taxa de crescimento linear da instabilidade. Discussões elucidativas acerca destes termos adicionais serão, por

hora, postergadas uma vez que em capítulos posteriores deste texto suas características serão objeto de apreciação.

Outra representação da taxa de crescimento tridimensional que interessa surge quando reorganizamo-la em termos de componentes de corrente e de gradientes de densidade, sendo assim, resulta de (3.32) que:

$$\gamma_{(3D)} = \frac{\left(\frac{J_{\perp}}{N_e}\right)[\vec{\nabla}_{\perp} \ln(N_e)] + \left(\frac{J_{\parallel}}{N_e}\right)[\vec{\nabla}_{\parallel} \ln(N_e)]}{1 + \left[1 + \frac{\eta_{(\parallel)}}{\eta_{(ped)}}\right]\left(\frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2}\right)} \quad (3.34)$$

3.2.3. Tratamento Numérico da Instabilidade Interchange: Método de discretização e solucionadores iterativos

Doravante interessa discutir como a Instabilidade CII é tratada numericamente, uma vez que o tratamento analítico completo do problema é inexequível (FEFFERMAN, 2017).

Inicialmente, o modelo MATPLAB_3D necessita de um ambiente ionosférico primordial a partir do qual a dinâmica evolui de forma auto-consistente. Essencialmente, descrições preliminares acerca das distribuições de densidade eletrônica e neutra e da variação da frequência de colisão entre íons e partículas neutras são informações necessárias. Todavia, dentre as funcionalidades do MATPLAB_3D está a possibilidade de optar-se por duas diferentes fontes destes parâmetros, uma de origem analítica seguindo Sekar e Kherani (2002a), e outra se utilizando o MATPLAB_3D acoplado a uma variante do SAMI2 (HUBA et al., 2000) a qual construímos e denominamos SAMI2'. O SAMI2' será resumidamente discutido em uma seção posterior.

As equações 3.18, 3.19, 3.20 e 3.21 são resolvidas numericamente utilizando-se o método de diferenças finitas. Para a discussão específica de interesse desta tese, um campo elétrico inicial pode ser obtido, por exemplo, a partir da componente de deriva vertical de entrada no modelo. Após a equação do momentum ser solucionada, seu resultado é utilizado para cálculo da equação da continuidade que, por sua vez, tem por objetivo fornecer o valor atualizado da densidade para cálculo do potencial. Tendo sido calculado o potencial, eventuais valores de

campos elétricos de polarização implicarão componentes de velocidade que são reinseridas na equação do momentum para cálculo das condições no momento posterior de tempo, e este procedimento é realizado até que a velocidade vertical da depleção atinja 1000 m/s ou a simulação seja equivalente a 3 horas de evolução do ambiente ionosférico.

O esquema implícito de Crank-Nicolson (CRANK e NICOLSON, 1947) é empregado para realizar a discretização donde a decorrente integração resulta em uma equação matricial que é subsequentemente resolvida com algum dois solucionadores iterativos distintos implementados no modelo.

O MATPLAB_3D possui a funcionalidade de escolha de qual procedimento iterativo de solução será empregado, o Método dos Gradientes Conjugados (C.G.M.) (HESTENES e STIEFEL, 1952) ou o método Sucessive Over Relaxation (S.O.R.) (YOUNG, 1954). O padrão do MATPLAB_3D é utilizar o C.G.M. no caso da equação da continuidade, e o S.O.R. quando a equação do potencial é resolvida, entretanto, há a possibilidade de alterar e otimizar o processo sempre que necessário.

A equação 3.35 resulta da discretização de 3.18 em diferenças finitas através do esquema implícito de Crank-Nicolson.

$$N^{t+1} = N^t - \left(\frac{\Delta t}{2} \right) \left\{ \frac{1}{\prod_j h_j} \left[\left(\frac{F_{\mathcal{G}_k, l+1}^{t+1} - F_{\mathcal{G}_k, l-1}^{t+1}}{\Delta \mathcal{G}_k} \prod_{j \neq k} h_j \right) + 2\tau \right] \right\} \quad (3.35)$$

$$\text{Onde: } \tau = F_{\mathcal{G}_k, l}^{t+1} \frac{\partial \left(\prod_{j \neq k} h_j \right)}{\partial \mathcal{G}_k}.$$

Tal que $N^t = N_e(\mathcal{G}_1, \mathcal{G}_2, \mathcal{G}_3, t)$, $\mathcal{G}_k$ representa as coordenadas (e.g. $\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi}$ ou $\hat{p}, \hat{q}, \hat{\phi}$), t corresponde ao tempo, l é um índice que distingue a localização na grade espacial referente às coordenadas correspondentes e $F = N_s V_s$ é o fluxo.

Em $\mathcal{G}_k, k$ optamos por utilizar a notação indicial de Einstein a fim de exibir uma forma mais compacta da equação 3.35.

Da equação 3.21 segue que a descrição discreta correspondente resulta em:

$$\left\{ \left(\frac{\sigma_P}{\prod_j h_j} \right) \left[\left(\frac{\prod_j h_j}{h_k^2} \right) \left(\frac{\phi_{g_k,l+1} + \phi_{g_k,l-1} - 2\phi_{g_k,l}}{4\Delta g_k} \right) + \varsigma \right] \right\}_{\perp} + \quad (3.36)$$

$$\left\{ \left(\frac{\sigma_{\parallel}}{\prod_j h_j} \right) \left[\left(\frac{\prod_j h_j}{h_k^2} \right) \left(\frac{\phi_{g_k,l+1} + \phi_{g_k,l-1} - 2\phi_{g_k,l}}{4\Delta g_k} \right) + \xi \right] \right\}_{\parallel} = \Lambda$$

$$\text{Onde, } \varsigma = \left[\frac{\partial(\phi_{g_k,l})}{\partial g_i} \frac{\partial}{\partial g_i} \left(\frac{\prod_j h_j}{h_k^2} \right) \right]_{\perp} \text{ e } \xi = \left[\frac{\partial(\phi_{g_k,l})}{\partial g_i} \frac{\partial}{\partial g_i} \left(\frac{\prod_j h_j}{h_k^2} \right) \right]_{\parallel}.$$

Destaque-se aqui o fato de ser relevante de o MATPLAB_3D ser capaz de tratar as equações em dois regimes distintos, o colisional e o inercial.

No regime colisional, a interação entre partículas ionizadas e partículas neutras domina a dinâmica fenomenológica, isto ocorre até aproximadamente 600 km de altitude e equivale a considerar $\frac{dV_s}{dt} = 0$ em 3.19.

No regime inercial $\left(\frac{dV_s}{dt} \neq 0 \right)$ que rege a dinâmica acima de 600 km de altitude, há alterações consideráveis no desenvolvimento da instabilidade em sua fase não linear. Sob este regime, surgem características singulares na evolução e morfologia das estruturas EPB.

O MATPLAB_3D utiliza, na direção vertical (i.e., direção $\hat{r}$ ou $\hat{p}$), condições de contorno de Von Neumann na solução da equação do potencial $\left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \equiv \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \right)$ e condições de contorno transmissivas na solução da equação da continuidade. Nos limites longitudinais (i.e. direção $\hat{\phi}$) condições de contorno periódicas são impostas, na direção meridional (i.e. $\hat{\theta}$ ou $\hat{q}$) condições de contorno simétricas (em relação ao Equador geomagnético) são utilizadas, ademais, condições de Courant-Friedrichs-Lewy são utilizadas para ajuste de intervalos de tempo, isto é,

$$\left[C = \Delta t \sum_{j=1}^3 \left(\frac{u_{g_j}}{\Delta g_j} \right) \leq C_{\max} \right], \text{ onde } C \text{ é o Número de Courant, } \Delta t \text{ é o intervalo de}$$

tempo e para cada uma das três coordenadas (g_j) u_{g_j} é a velocidade máxima naquela direção e Δg_j é o intervalo na grade nesta dada direção, ademais, $0 < C_{\max} \leq 1$ é um valor de grau de liberdade que pode ser ajustado em cada caso particular do modelo.

3.2.4. SAMI2': Um variante do modelo ionosférico SAMI2

O SAMI2, acrônimo para Some Another Model of Ionosphere (HUBA et al., 2000), é um modelo bidimensional (plano altitude x latitude) capaz de fornecer uma ampla variedade de informações das regiões ionosféricas entre 85 e 20.000 km de altitude, o que corresponde a uma extensão latitudinal de $\pm 62.5^\circ$ em relação ao equador geomagnético.

Utilizando um sistema de coordenadas dipolar (ou dipolar excêntrico) ele trata das equações da continuidade, do momentum e da temperatura (energia) para sete diferentes espécies iônicas, a saber, $H^+, H_e^+, N^+, O^+, N_2^+, NO^+$ e O_2^+ . As equações do momentum e da temperatura (energia) para os elétrons também são resolvidas no SAMI2, e a condição de neutralidade de cargas implica, de modo silógico, informação direta acerca da continuidade da densidade eletrônica.

O NRLMSISE-00 (Naval Research Laboratory Mass Spectrometer Incoherent Scatter Exosphere) (PICONE et al., 2002), o HWM-93 (Horizontal Wind Model) e o modelo empírico de deriva vertical de Scherliess e Fejer (1999) são utilizados de modo agregado ao modelo SAMI2.

As informações usualmente fornecidas pelo SAMI2 são velocidades paralelas e perpendiculares às linhas do campo geomagnético e temperaturas de íons e elétrons e densidade iônica das várias espécies.

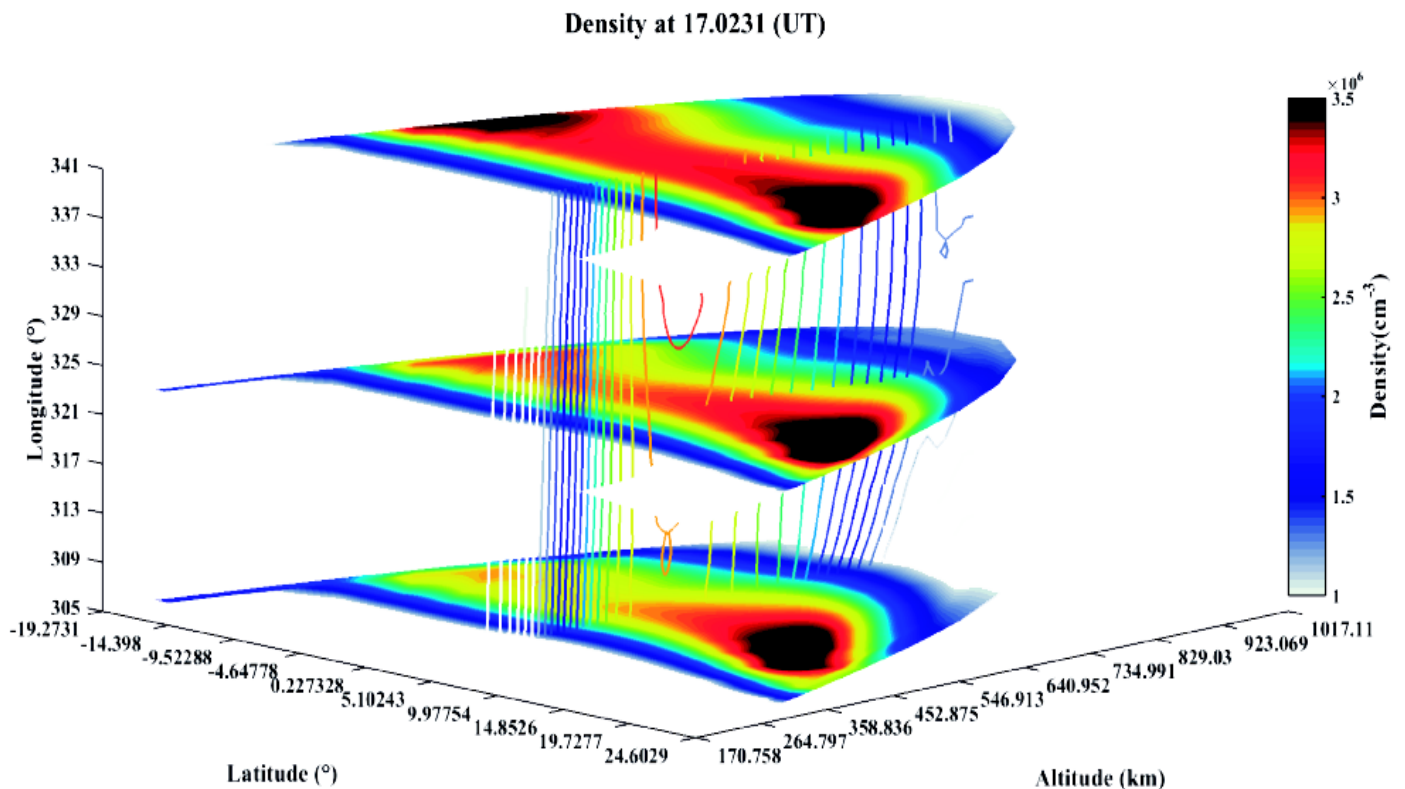
A vantagem que o SAMI2 apresenta em relação a todos os demais modelos ionosféricos existentes é a de que este é o único modelo no qual a inércia (dos íons) é considerada nos cálculos.

Para a finalidade do trabalho de doutoramento ora discutido as informações fornecidas pelo SAMI2 não eram suficientes, uma vez que a evolução temporal de

perfis tridimensionais do ambiente ionosférico é exigência precípua para o MATLAB_3D. Outrossim, é extremamente desejável que perfis verticais de frequência de colisão cuja cobertura abarque latitudes e longitudes diferentes sejam obtidos diretamente do SAMI2. Para consecução deste intento, o autor desta tese implementou vários *upgrades* no SAMI2 de modo que a dimensão longitudinal fora incluída, tornando-o capaz de fornecer perfis tridimensionais. Ademais, outras equações foram inseridas para fins de cálculos de vários outros parâmetros, dentre estes a frequência de colisão nesta conjuntura tridimensional. Este modelo mais robusto foi denominado SAMI2’.

A Figura 3.2 ilustra um resultado obtido com a utilização do SAMI2’. Nesta figura é possível observar a distribuição latitudinal e altitudinal de densidade eletrônica em três planos pertencentes ao domínio de diferentes longitudes e um mesmo instante de tempo.

Figura 3.2 – Distribuição tridimensional de densidade eletrônica em um dado instante de tempo obtida com o modelo SAMI2’, uma versão mais robusta do SAMI2 implementada pelo autor da tese. As isolinhas ao centro denotam um perfil longitudinal.

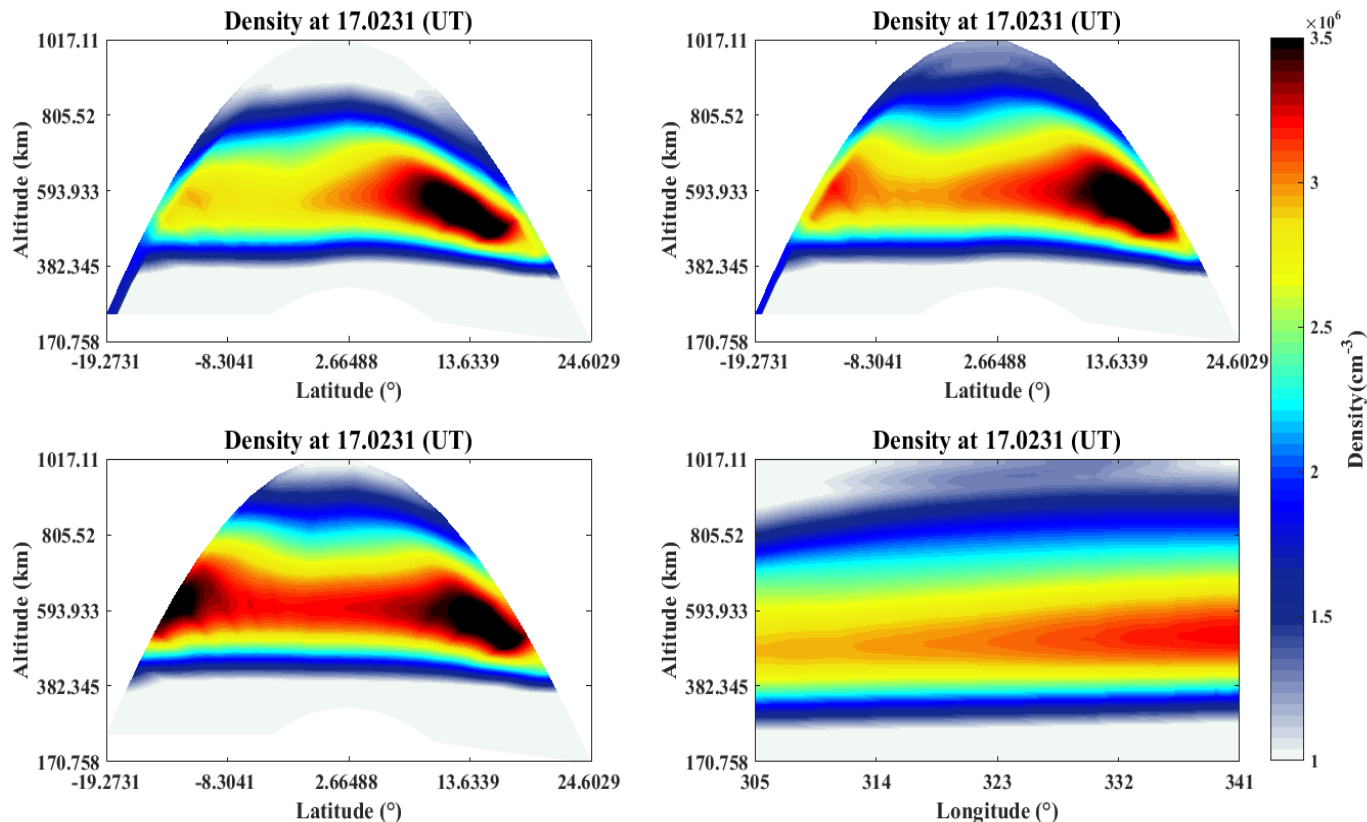


O SAMI2', a exemplo do SAMI2, fornece saídas em hora universal (UT), desta feita, o comportamento dependente de tempo local para diferentes longitudes é manifestamente explicitado corroborando o êxito da implementação deste modelo que doravante provê perfis tridimensionais.

A Figura 3.3 exibe os mesmos perfis de densidade ilustrados na Figura 3.2, entretanto, em painéis separados.

Interessa destacar que o painel inferior direito exibe a variação longitudinal da densidade eletrônica no equador geomagnético. É possível verificar que, a partir de determinado horário, há envelopes condensados de densidade que se formam em longitudes ao redor de 340°. Elucidamos este comportamento posto que, em discussões nos capítulos que se seguem, esta característica de variação longitudinal será capital para estabelecermos as bases de nossas proposições.

Figura 3.3 – Distribuição de densidade eletrônica obtida com o SAMI2' em um dado instante de tempo para 3 diferentes longitudes. Os painéis superior esquerdo, superior direito e inferior esquerdo demonstram a variação de densidade eletrônica em 305°, 320° e 340°. O painel inferior direito mostra um plano com a variação longitudinal da densidade no equador geomagnético.



4. A DERIVA VERTICAL PRÉ-REVERSÃO (PRVD) COMO CONDIÇÃO NECESSÁRIA E SUFICIENTE PARA GERAÇÃO DE ESTRUTURAS DE BOLHAS DE PLASMA EQUATORIAL

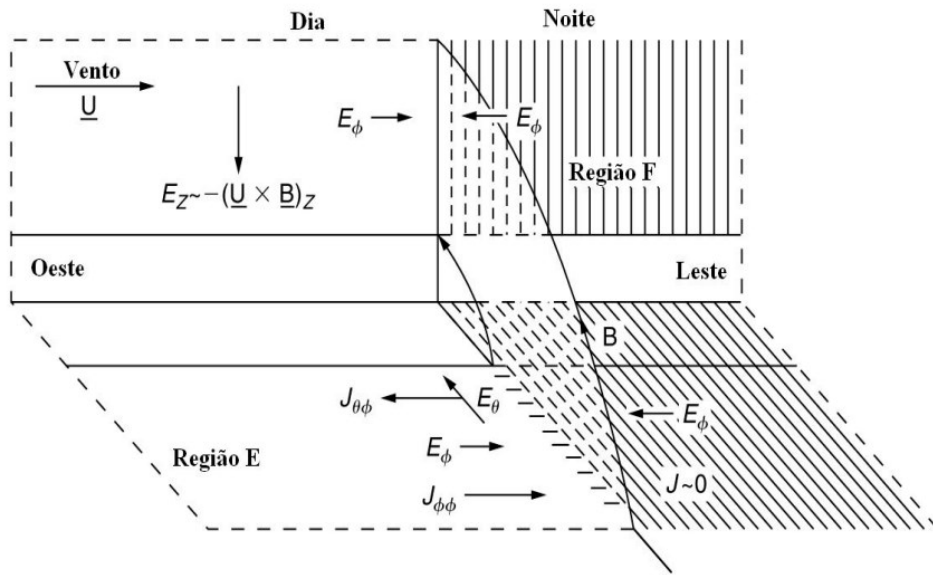
Neste capítulo são apresentados os resultados e discussões acerca do papel da deriva vertical pré-reversão (PRVD) na geração de bolhas de plasma. Após uma breve introdução tratando da formação do PRVD, a análise da necessidade de existência de PRVD de certa magnitude é avaliada numericamente, de forma concisa, com o emprego do MATPLAB_3D desenvolvido pelo autor desta monografia. Posteriormente, utilizando o MATPLAB_3D, a proposição fulcral desta tese que versa sobre a suficiência do PRVD como mecanismo semeador é discutida em detalhes e resultados são apresentados com o propósito de demonstrar a validade desta asserção sob determinadas circunstâncias. A finalidade deste capítulo é demonstrar que o PRVD, devido a sua variação longitudinal, para além de ser uma condição necessária à existência de estruturas EPB, o que já é conhecido, pode ser condição suficiente para a semeadura de instabilidade e subsequente geração destas estruturas mediante determinadas configurações do ambiente ionosférico, algo até então inaudito.

4.1. A deriva vertical pré-reversão (PRVD)

Na ionosfera equatorial, em regiões na circunvizinhança do terminadouro solar, a componente vertical de deriva de plasma acresce de modo abrupto. Esta amplificação decorre do aumento no campo elétrico zonal. Há três mecanismos propostos para explicar esta característica da dinâmica do plasma ionosférico. Rishbeth (1971) e Heelis et al. (1974) argumentam que este aumento deve-se à irrotacionalidade do campo elétrico ($\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$) e a condição solenoidal de correntes ($\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$) na região F.

Farley et al. (1986) propuseram que a condição solenoidal de correntes ($\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$) nas regiões E e F seria a responsável por este aumento notório no campo elétrico zonal implicando acréscimo da deriva vertical do plasma ionosférico.

Figura 4.1 – Diagrama esquemático do PRVD.



Fonte: Adaptada de Farley et al. (1986).

Haerendel (1992) atribui esta característica da deriva vertical à irrotacionalidade do campo elétrico ($\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$) e a condição solenoidal de correntes ($\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$) nas regiões E e F.

Uma premissa comum a todos estes mecanismos propostos é a existência de um gradiente de condutividade mais acentuado em períodos adjacentes ao anoitecer. A implicação direta desta configuração é que em setores pertencentes ao lado diurno as correntes fluem mais do que naqueles setores localizados para além do terminadouro, desta feita, campos elétricos são gerados.

Deve-se destacar que dentre os mecanismos propostos, aqueles que abrangem as regiões E e F produzem um maior PRVD. Nesta tese, empregamos a hipótese de Farley et al. (1986) que é ilustrada na Figura 4.1.

O mecanismo baseia-se no fato de, no lado diurno, haver ventos termosféricos que fluem em direção ao terminadouro solar. Tais ventos geram, por efeito dínamo, um campo elétrico vertical (E_z) cujo sentido é para o centro do planeta. Este campo elétrico pode ser mapeado para a região E através das linhas do campo geomagnético. A condutividade mais abundante na região E da ionosfera diurna ao interagir com este campo elétrico mapeado da região F (E_θ) dá origem a uma corrente Hall ($J_{\theta\phi}$) direcionada para oeste, todavia, a diferença de condutividade entre os lados diurno e noturno ocasiona um acúmulo de cargas cuja densidade é

negativa nos arredores do terminadouro solar, gerando um campo elétrico zonal direcionado para leste (E_ϕ) e uma corrente no mesmo sentido ($J_{\phi\phi}$), tal que ($J_{\theta\phi}$) e ($J_{\phi\phi}$) se anulam. O campo elétrico (E_ϕ), que também existe no lado noturno devido às cargas negativas concentradas no terminadouro, mapeia-se para a região F em ambos os lados do terminadouro. Como resultado da interação deste campo elétrico (E_ϕ) com o campo geomagnético a deriva vertical acresce consideravelmente sua magnitude, sendo sua direção ascendente no lado diurno e descendente no noturno.

4.2. A deriva vertical pré-reversão (PRVD) como condição necessária para geração de estruturas de bolhas de plasma equatorial

A magnitude do PRVD é, sobretudo, dependente da sazonalidade (WOODMAN et al., 1970; FEJER et al., 1991), do fluxo solar (SANTOS et al., 2013) e do lugar geográfico de sua longitude (HARTMAN et al., 2007; LI et al., 2007), exibindo comportamentos dissemelhantes entre períodos de equinócio, solstício de verão e solstício de inverno e/ou diferentes atividades solares e/ou em setores longitudinais distintos.

Nesta seção, interessa evidenciar que o PRVD é uma condição necessária à existência de estruturas EPB que, doutro modo, não poderiam ser concebidas por mecanismos disparadores da instabilidade interchange. Este intento será realizado através de simulação numérica computacional empregando o MATPLAB_3D.

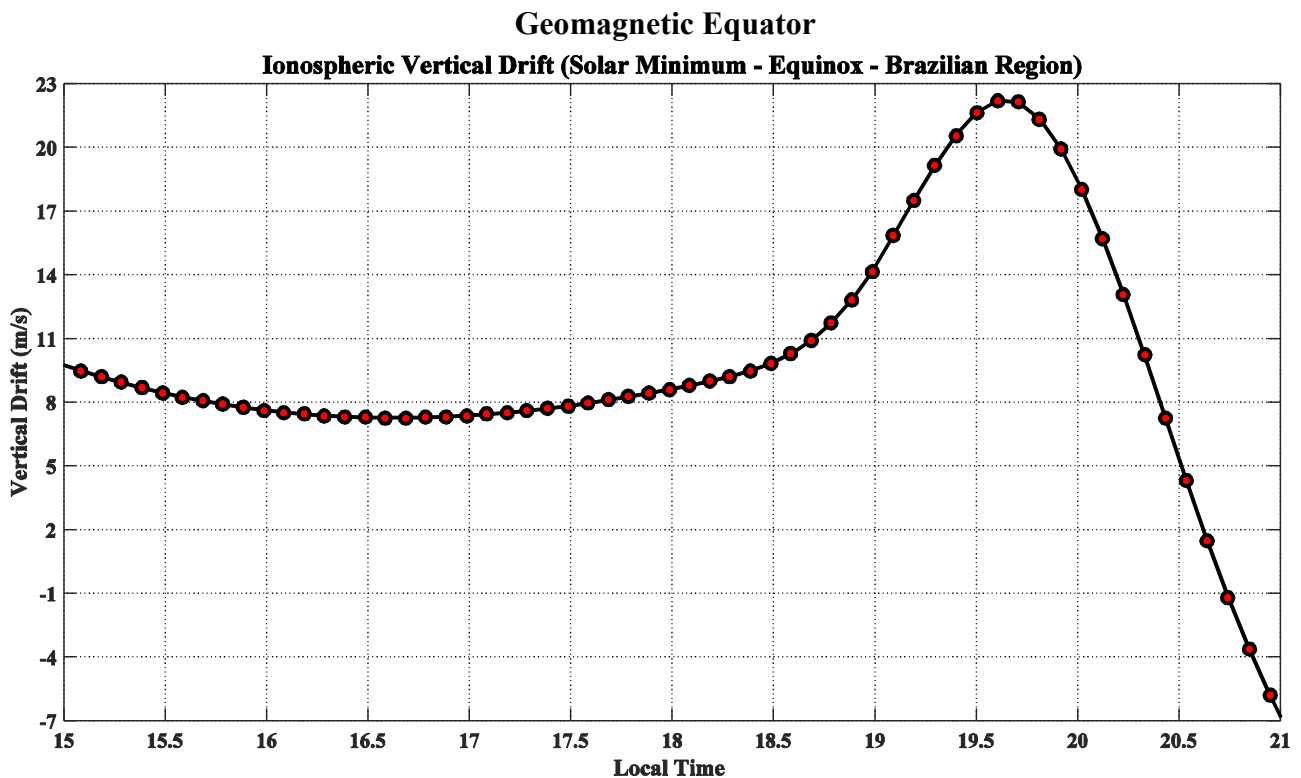
De fato, esta premissa já está bem estabelecida e vários trabalhos observacionais elucidam esta necessidade de a velocidade vertical de pico do PRVD (V_{pk}) alcançar determinadas magnitudes a fim de propiciar um ambiente adequado ao surgimento de estruturas EPB. Abdu et al. (2009a) utilizaram medições obtidas através de uma rede de instrumentos durante a campanha COPEX (Conjugate Point Equatorial Experiment) para argumentar que, no setor longitudinal brasileiro, este valor limítrofe seria $V_{pk} > 22$ m/s. Tal valor é comumente encontrado, excetuando-se períodos de solstício de inverno em mínima atividade solar. Em geral, estudos diversos confirmaram a existência de estruturas EPB majoritariamente em períodos nos quais os valores de V_{pk} são ≥ 20 m/s.

Uma vez que a condição necessária se faça presente, i.e., $V_{pk} > 22$ m/s, algum mecanismo disparador com magnitude suficiente pode iniciar a instabilidade interchange culminando na formação de estruturas EPB.

Para o propósito da discussão deste capítulo, a saber, demonstrar a suficiência do PRVD em semear estruturas EPB, preliminarmente apresentaremos os resultados que indicam sua necessidade, i.e., a condição restritiva de que $V_{pk} > 22$ m/s para fornecer uma configuração adequada na qual mecanismos disparadores possam semear a instabilidade interchange e esta evolua até sua fase não linear ocasionando o surgimento de estruturas EPB.

A Figura 4.2 ilustra a deriva vertical utilizada como entrada no modelo MATPLAB_3D para a avaliação da condição de necessidade de $V_{pk} > 22$ m/s.

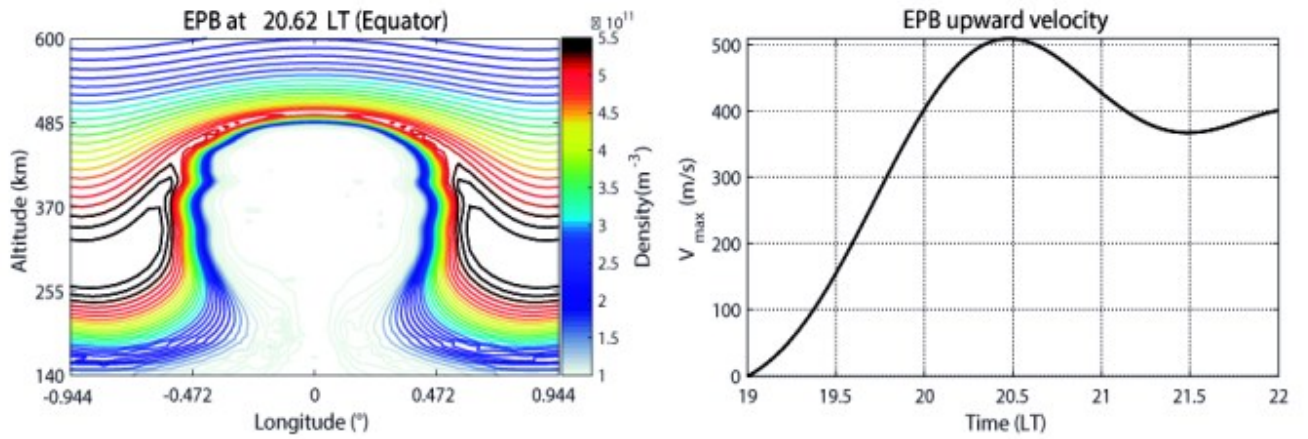
Figura 4.2 – Deriva vertical obtida através do SAMI2' para condições de período de mínimo solar.



Com o emprego deste perfil inicial duas situações distintas, contudo equivalentes, foram simuladas, uma utilizando ondas de gravidade como disparador da instabilidade interchange e outra na qual uma dada perturbação é diretamente inserida no perfil de densidade inicial atuando como mecanismo iniciador da instabilidade e culminando em formação de estruturas EPB.

A Figura 4.3 mostra o resultado de uma simulação com o MATPLAB_3D na qual uma onda de gravidade com comprimento de onda longitudinal $\lambda = 200$ km e amplitude equivalente a 5 m/s foi inserida como incitador da instabilidade interchange. Este valor de amplitude (5 m/s) é análogo a utilizar uma perturbação de 5% diretamente na densidade inicial da região F (HUANG e KELLEY, 1996c).

Figura 4.3 – Estrutura EPB gerada pelo MATPLAB_3D a partir de uma perturbação inicial ocasionada pela ação de ondas de gravidade de amplitude 5m/s.



No painel esquerdo, isolinhas de densidade são exibidas nas quais é possível verificar a manifestação de uma estrutura EPB completamente desenvolvida atingindo 485 km de altitude. Ao lado, no painel direito, é exibida a velocidade desta estrutura EPB desde seu surgimento até 22h00 LT.

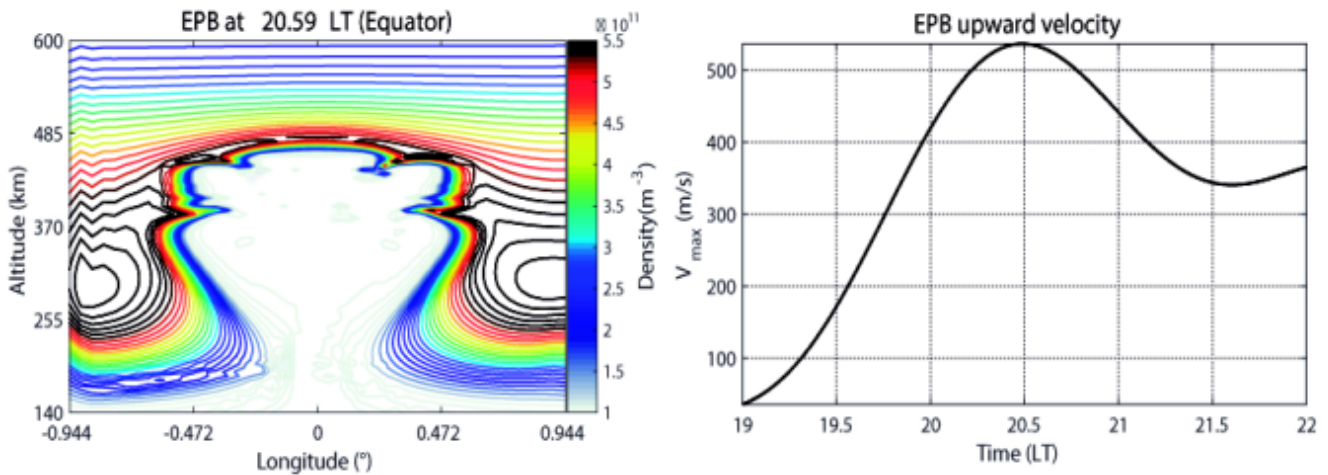
A Figura 4.4 exhibe os resultados obtidos com o mesmo perfil de deriva vertical anteriormente empregado, todavia, desta feita o mecanismo semeador de instabilidade utilizado para realizar a simulação computacional foi uma perturbação cossenoidal longitudinal introduzida diretamente no perfil inicial de densidade, cujo valor de magnitude é equivalente a 5% da densidade e comprimento de onda $\lambda = 200$ km, de modo análogo ao caso anterior. Tal perturbação pode ser, de modo simplificado, descrita da seguinte forma:

$$N_e = N_e^0 \left\{ 1 - A \left[\cos \left(\frac{2\pi x}{\lambda} \right) \right] \right\} \equiv N_e^0 \left\{ 1 - 0.05 \left[\cos \left(\frac{\pi x}{100} \right) \right] \right\}, \text{ onde } A \text{ é a amplitude}$$

da perturbação, N_e^0 é a densidade inicial sem perturbações, e x é a distância longitudinal cartesiana equivalente ao deslocamento em graus.

Estes dois procedimentos distintos se equivalem em termos de perturbação inicial (HUANG e KELLEY, 1996c) e capacidade de iniciar a instabilidade interchange, tendo sido amplamente empregados em estudos de simulação computacional de estruturas EPB até a presente data.

Figura 4.4 – Estrutura EPB gerada pelo MATPLAB_3D a partir de uma perturbação na densidade inicial cuja amplitude equivale a 5% do valor inicial.



Há, evidentemente, algumas características morfológicas distintas entre as estruturas, entretanto, tais peculiaridades podem ser atribuídas a diferente configuração inicial dos sistemas, que ocasiona formas iniciais distintas implicando evolução também distinta (OTT, 1978).

A condição limítrofe imposta pelo valor mínimo exigido de V_{pk} verifica-se ao utilizar configurações com valores de $V_{pk} < 22$ m/s. Neste caso, embora haja a ação de ondas de gravidade e a configuração ionosférica possa adquirir uma variação longitudinal, indicando a presença de depleção em resposta ao estímulo fornecido pela onda, a instabilidade não é capaz de evoluir e atingir sua fase não linear onde se verifica a presença de estruturas EPB. Desta feita, fica demonstrada a necessidade da existência de PRVD de certa magnitude para que haja ao menos a possibilidade de surgimento de estruturas EPB.

Com efeito, estes resultados ora exibidos têm mero objetivo de complementar a proposição da seção subsequente que constitui a matéria de interesse desta tese.

4.3. A deriva vertical pré-reversão (PRVD) como condição suficiente para geração de estruturas de bolhas de plasma equatorial

No percurso dos anos, os estudos acerca de geração de estruturas EPB continuamente têm empregado como agentes disparadores da instabilidade interchange ondas de gravidade ou perturbações diretas na densidade inicial, ambos necessitando da condição necessária de existência de um PRVD de dada magnitude, sem a qual suas contribuições mostram-se ineficazes em produzir tais estruturas de depleção severa. Todavia, Woodman (1994) ao discutir irregularidades ionosféricas observadas pelo radar de Jicamarca, apontou que enquanto um destes agentes é, de certo modo, subjetivo, uma vez que o mecanismo físico causador da perturbação inicial não é objeto de investigação, noutro caso, as ondas de gravidade podem ter sido, sobremodo, creditadas como mecanismo incitador das estruturas EPB. Woodman (1994) destaca que a deriva vertical, *de per si*, é capaz de produzir estruturas com considerável variação de densidade. Ademais, as estruturas de campos elétricos formadas durante o PRVD constituem-se em candidatos capazes de oferecer grandes perturbações semeadoras de instabilidade, frente às quais uma onda de gravidade, aparentemente, teria papel minoritário como mecanismo disparador. Isto posto, propõe-se que o PRVD atua não somente como semeador de perturbação inicial, bem como eleva a ionosfera para altitudes superiores e mais instáveis. Huang e Kelley (1996c) também apresentam estruturas de campos elétricos variando longitudinalmente como disparadores da instabilidade interchange. Desta feita, o PRVD representa uma condição necessária (conforme amplamente discutido observacionalmente, numericamente e apresentado de forma sucinta na seção anterior) e suficiente para formação de estruturas EPB sob determinadas circunstâncias.

Em sua dissertação de mestrado, o autor desta tese apresentou uma abordagem inicial para avaliar as condições necessárias à suficiência do PRVD como gerador de estruturas EPB. Tal empreitada utilizou um modelo matemático bidimensional cartesiano simplificado da instabilidade interchange construído pelo autor e válido para altitudes entre 150-600 km.

Mediante consecutivas incursões numéricas e considerando um perfil gaussiano de distribuição longitudinal do PRVD, o autor encontrou os parâmetros limítrofes

de variação da deriva vertical para que a condição de suficiência do PRVD em disparar o mecanismo CII fosse satisfeita. Posteriormente, após o início da construção da presente tese de doutorado, o autor efetuou um refinamento desta análise utilizando condições mais realísticas através de informações provenientes do SAMI2 e um modelo bidimensional da instabilidade CII com sistemas de coordenadas polares $(\hat{p}, \hat{\phi})$ nomeado MATPLAB_2D. No trabalho cujos resultados serão doravante apresentados, a investigação mais completa deste mecanismo, com o emprego de um modelo tridimensional, dipolar $(\hat{p}, \hat{q}, \hat{\phi})$, abrangendo regimes colisionais e inerciais, o MATPLAB_3D, é apresentada como um fecho para a demonstração de veracidade da proposição de suficiência do PRVD como semeador de estruturas EPB em uma perspectiva de cenário mais realístico e completo e as condições para a validade desta proposição são avaliadas.

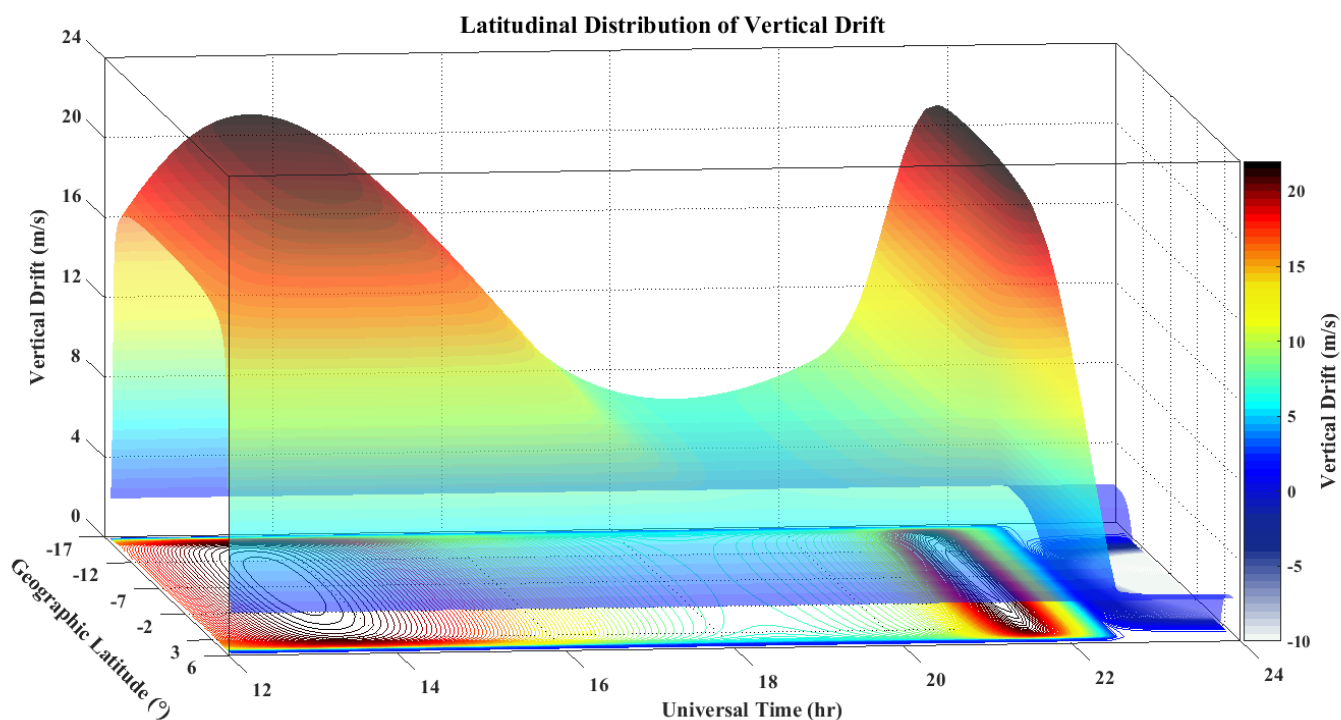
4.3.1. Acerca da natureza da variação espaço-temporal de velocidade de deriva vertical

A deriva vertical pode ser considerada uma função de longitude, tempo e movimento do terminadouro solar. Pode-se considerar uma aproximação coerente para seu comportamento espaço-temporal durante o período do PRVD uma forma quasi-gaussiana equivalente a um período de cerca de ~ 1 hora ou, de modo correspondente, ~ 1600 km. Usualmente, nos estudos numéricos acerca de estruturas EPB, utiliza-se a variação temporal do PRVD para uma dada localidade longitudinal e uma fonte de instabilidade forçosamente tem de ser introduzida como disparador da instabilidade. Conforme postulado acima, ocorre que as características da deriva vertical do plasma ionosférico, particularmente em sua etapa de pré-reversão, podem apresentar veemente variação de um lugar longitudinal para outro. Tal disparidade é decorrente de fatores como a geometria das linhas de campo geomagnético, cuja declinação tem severos efeitos no acoplamento entre as regiões E e F no período do anoitecer, convergindo em concentração de campos elétricos mais intensos na região F em diferentes localidades longitudinais de acordo com a geometria das linhas de campo geomagnético vinculada a um dado posicionamento sazonal e sua característica de declinação magnética (BATISTA et al., 1986, 1996; REN et al., 2009).

Em realidade a deriva vertical também apresenta uma variação latitudinal decorrente da dependência da operação bilinear de produto externo das componentes dos campos elétrico e geomagnético no argumento latitudinal e das diferenças nos ventos termosféricos em latitudes distintas.

A Figura 4.5 apresenta uma perspectiva bidimensional da deriva vertical calculada a partir do SAMI2'. Este perfil fora previamente apresentado (parcialmente) em uma versão unidimensional na Figura 4.2, e empregado nos cálculos cujos resultados foram exibidos nas Figuras 4.3 e 4.4.

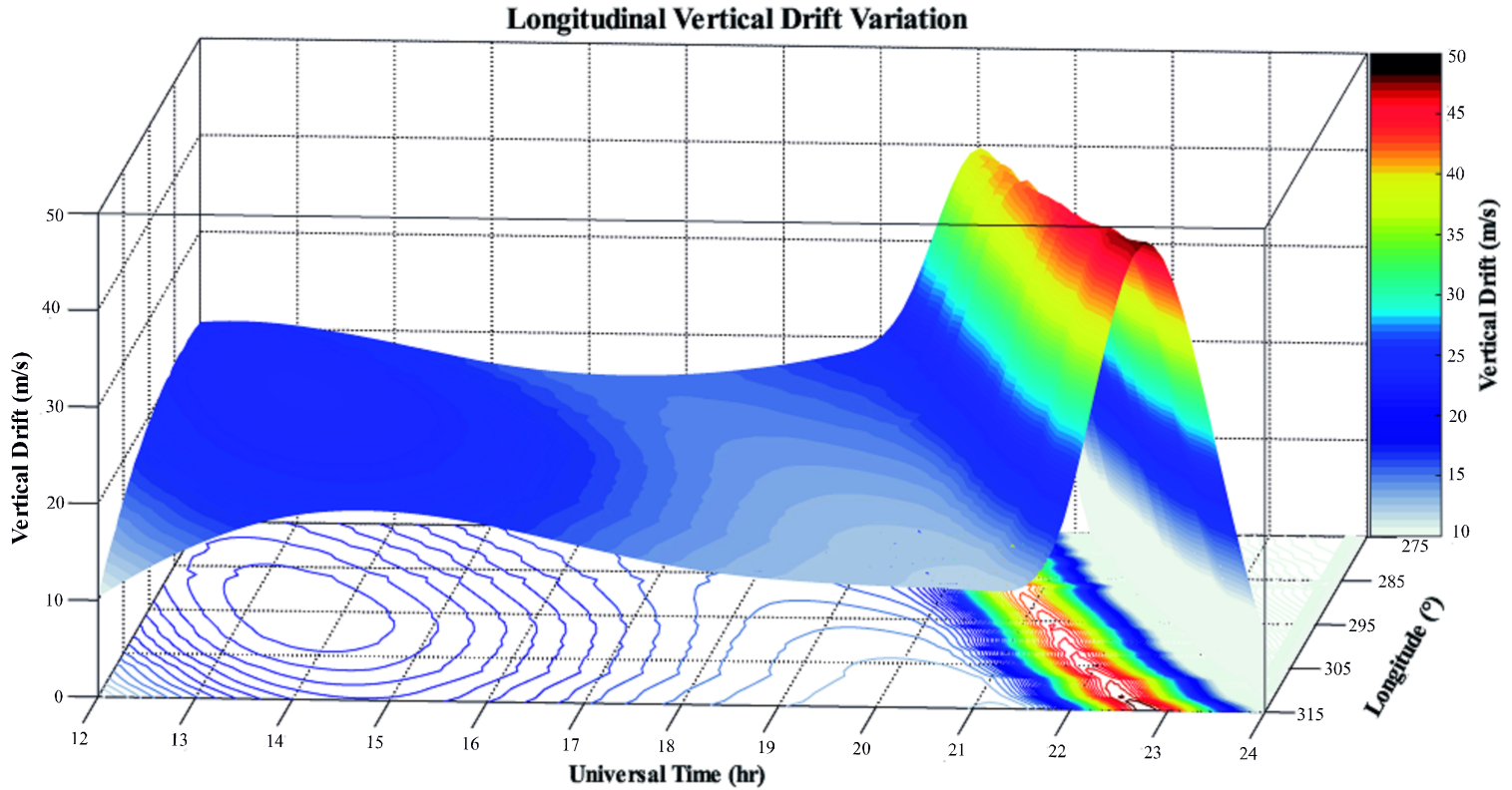
Figura 4.5 – Deriva vertical obtida através do SAMI2' para condições de mínimo solar. A perspectiva bidimensional revela uma modesta variação em função de latitude conforme pode ser verificado pela variação das cores.



Não obstante, tal variação latitudinal, além de modesta, não implica alterações significativas na instabilidade objeto de estudo desta tese, sobretudo, no que trata acerca de iniciar instabilidades posto que o mecanismo fonte da instabilidade atua majoritariamente na componente longitudinal do sistema. O leitor deve observar que na equação que descreve a taxa de crescimento linear tridimensional da instabilidade (3.32), o número de onda correspondente à componente latitudinal

do sistema (k_q) tem a propriedade de desacelerar o crescimento da instabilidade e no caso bidimensional, este número de onda, obviamente, inexistente.

Figura 4.6 – Variação longitudinal e temporal da deriva vertical obtida através do SAMI2' para condições equinociais e fluxo solar F10.7=160 (s.f.u.).



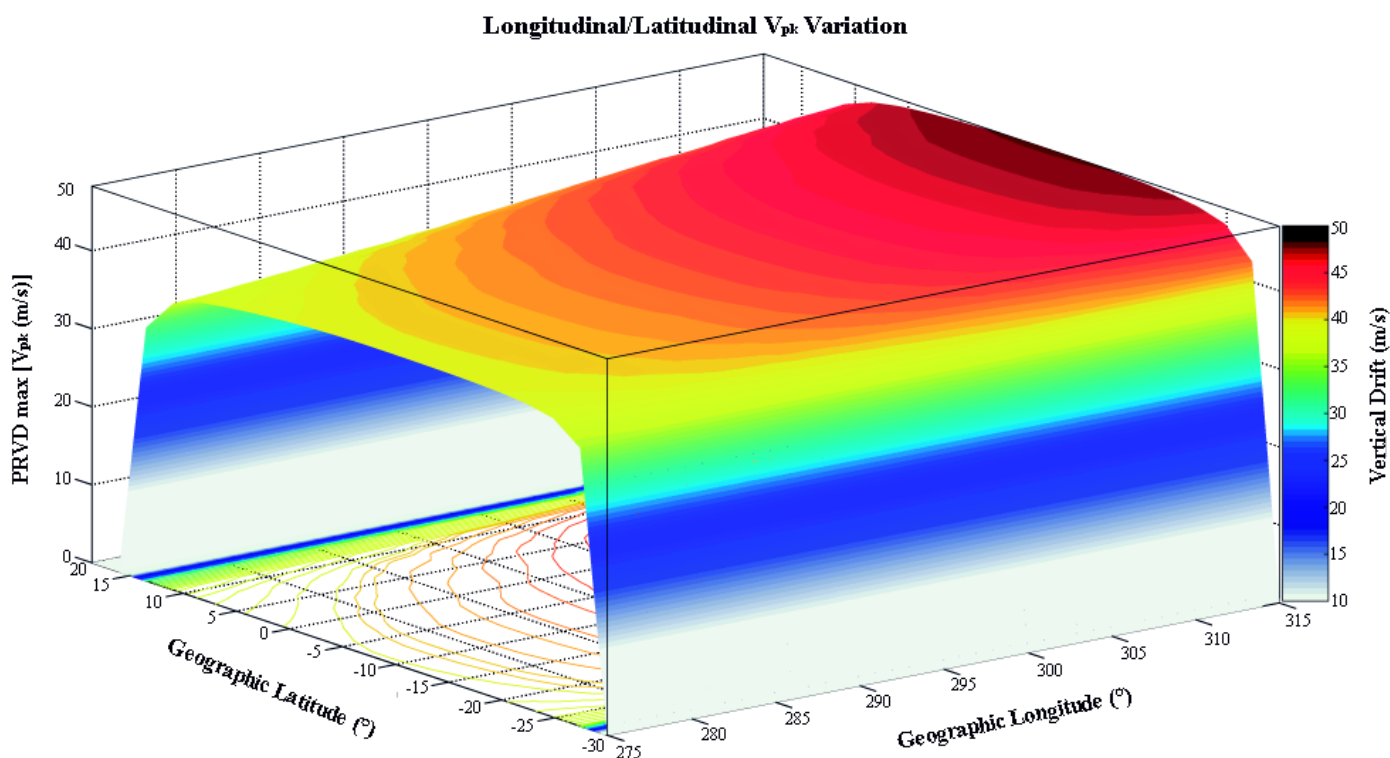
A Figura 4.6 mostra a variação longitudinal e temporal da deriva vertical a partir de resultados de simulação do SAMI2' para períodos equinociais (Outubro) em condições de fluxo solar equivalentes a F10.7=160 (s.f.u.). É possível verificar variações longitudinais no transcorrer de todos os horários exibidos, contudo, durante o intervalo de horário do PRVD, o gradiente de velocidade longitudinal intensifica-se de modo expressivo, sobretudo em seus valores supremos, isto é, os valores de V_{pk} para cada lugar longitudinal adquirem valores gradualmente dispares formando envelopes de velocidade mais intensos em direção ao leste.

A Figura 4.7 ilustra uma perspectiva longitudinal e latitudinal em condições de períodos equinociais (Outubro) e fluxo solar equivalentes a F10.7=160 (s.f.u.), entretanto, somente os valores de V_{pk} para cada longitude são considerados.

Novamente, é perceptível a variação modesta em latitudes diversamente à

variação longitudinal que apresenta acentuado acréscimo em uma faixa que se estreita na medida em que os valores de V_{pk} intensificam-se.

Figura 4.7 – Variação longitudinal e latitudinal de V_{pk} obtida através do SAMI2' para condições equinociais e fluxo solar F10.7=160 (s.f.u.).

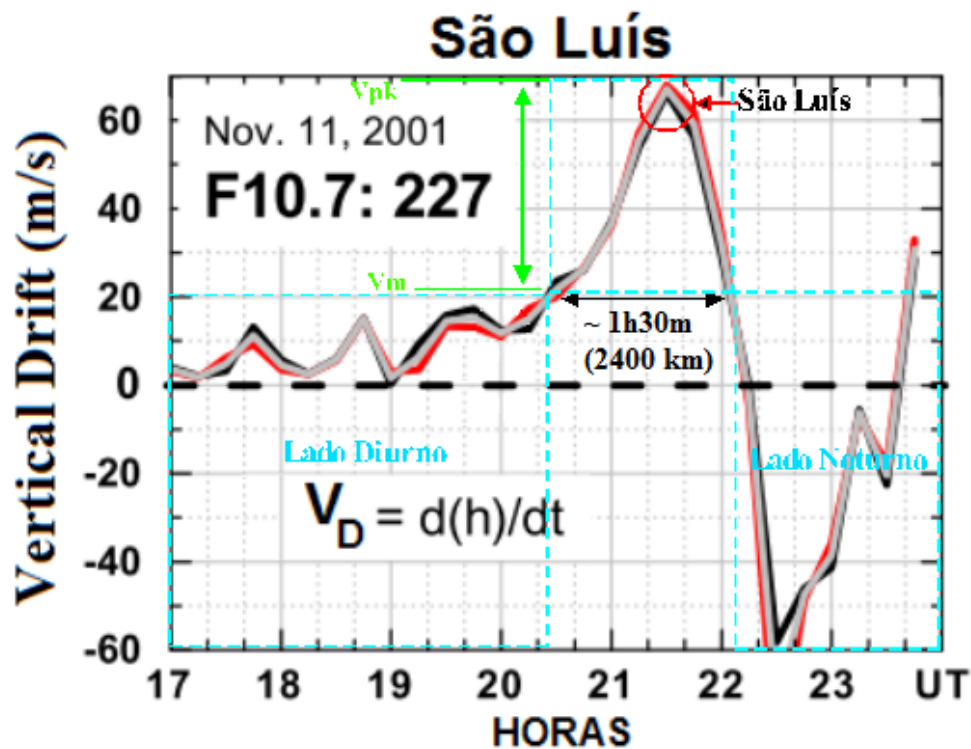


A hipótese postulada por Woodman (1994) e tratada numericamente de modo introdutório na dissertação de mestrado do autor e Sousasantos et al. (2013) utilizam-se desta disseminação de valores ao longo do paralelo geográfico para arguir que esta estrutura espaço-temporal é eficaz em atuar como mecanismo disparador de instabilidades sem a necessidade de quaisquer outras perturbações externas.

Sousasantos et al. (2013) realizaram análises preliminares que lançam luz sobre o conhecimento de quais valores limítrofes são necessários para a validade da hipótese enunciada. Na seção subsequente estes resultados preliminares com uma abordagem numérica bidimensional (MATLAB_2D) conjunta com o SAMI2 são apresentados.

Os resultados advindos do tratamento numérico tridimensional mais amplo e realístico obtidos através do MATPLAB_3D são oferecidos posteriormente e demonstram a validade da proposição, corroborando o prognóstico inicial. Todavia, primeiramente convém demonstrar que as condições para validade da proposição existem na ionosfera equatorial. Em Sousasantos et al. (2013) os autores argumentam que V_{pk} deve atingir 60 m/s, a Figura 4.8 exibe a deriva vertical para o dia 11 de Novembro de 2001 calculada a partir de dados de Digisonda [$h(5\text{MHz})$ (preto) e $h(6\text{MHz})$ (vermelho)] localizada na estação de São Luís (dip latitude = -0.78°), ela exibe os valores aduzidos pelos autores.

Figura 4.8 – Deriva vertical e PRVD calculados a partir de dados de Digisonda. O perfil quasi-gaussiano é evidente, e sua duração é de cerca de 1h30 equivalendo a ~ 2400 km.



Fonte: Adaptada de Abdu et al., (2010).

Na Figura 4.8 a distribuição da estrutura do PRVD necessária para o mecanismo disparador de instabilidades avaliado nesta tese é ilustrada. Nos horários no entorno do anoitecer (contidos no retângulo azul tracejado central), há a formação de uma estrutura quasi-gaussiana cuja duração é, neste caso, de aproximadamente

1h30, o que equivale a ~ 2400 km na direção longitudinal e na qual podemos assumir que São Luís esteja localizado na longitude onde ocorre o pico de PRVD no horário de 21h30 UT. Os retângulos azuis tracejados à esquerda e à direita, representam, respectivamente, o lado diurno que não pode ser incluído nas simulações e o lado noturno, de onde advêm os valores anteriores de V_{pk} para as longitudes mais próximas do meridiano de Greenwich. V_m representa o valor mínimo contido na janela onde a forma quasi-gaussiana surge, sendo assim, a amplitude desta variação quasi-gaussiana é dada por $A_p = V_{pk} - V_m$.

Os valores de V_m , V_{pk} e A_p exigidos para a validade da suficiência do PRVD em disparar a instabilidade interchange são, respectivamente, 20 m/s, 60 m/s e 40 m/s (SOUSASANTOS et al., 2013), os quais são manifestamente verificados dentro de uma região longitudinal que contém a região do terminadouro solar no perfil exibido na Figura 4.8.

4.3.2. Abordagem bidimensional com parâmetros advindos do SAMI2

Nesta seção são apresentados resultados preliminares obtidos através de um modelo bidimensional em coordenadas polares ($\hat{p}, \hat{\phi}$) que o autor desenvolveu no início de seu doutorado, o MATPLAB_2D. Discussões e considerações acerca destes resultados que empregam perfis bidimensionais mais realísticos advindos do SAMI2 são expostas e têm como intuito fomentar a discussão e os resultados mais completos que se seguirão em seção posterior da presente tese.

No início da construção deste trabalho, após a aproximação inicial realizada em seu mestrado, o autor utilizou perfis obtidos através do SAMI2 para refinar a análise e propiciar uma representação bidimensional mais próxima da realidade (SOUSASANTOS et al., 2013). Tal conjunção possibilitou incluir o movimento do PRVD em função do movimento do terminadouro solar que outrora havia sido considerado como fixo. Ademais, utilizando o SAMI2, a forma característica gaussiana previamente assumida para a variação longitudinal do PRVD mostra-se razoavelmente próxima do perfil mais realístico calculado através do SAMI2.

Para tal finalidade, i.e., a inclusão do perfil fornecido pelo SAMI2, na equação 3.18, tomamos:

$$\vec{V} = V_{pt}(\hat{p}) + V_{0\varphi}(\hat{\varphi}) + \delta\vec{V} \quad | \quad \delta\vec{V} = -\frac{(\vec{\nabla}\Phi \times \hat{b}_{eq})}{B_{eq}} = \frac{(\delta\vec{E} \times \hat{b}_{eq})}{B_{eq}}.$$

Ora, $\vec{V}_{pt} = f(t, \varphi) = V_0(t)V_p^{\hat{p}}(\varphi)$, i.e., o termo representante da dinâmica do PRVD (V_{pt}), é constituído por contribuições distintas provenientes da variação temporal $V_0(t)$ e da variação longitudinal $V_p^{\hat{p}}(\hat{\varphi})$. A parcela constitutiva referente à variação longitudinal, a saber, $V_p^{\hat{p}}(\hat{\varphi})$, atua como disparador da instabilidade interchange.

O termo $V_{0\varphi}(\hat{\varphi})$ representa a deriva zonal ionosférica associada ao fluxo de cisalhamento zonal resultante dos ventos termosféricos para leste durante o período a partir do anoitecer. Contudo, para os assuntos pertinentes a esta tese, este termo é assumido como nulo.

Ainda, o termo $\delta\vec{V}$ descreve a velocidade perturbada dos íons na região F primacialmente devida à mobilidade Hall dominante.

4.3.2.1. Resultados preliminares

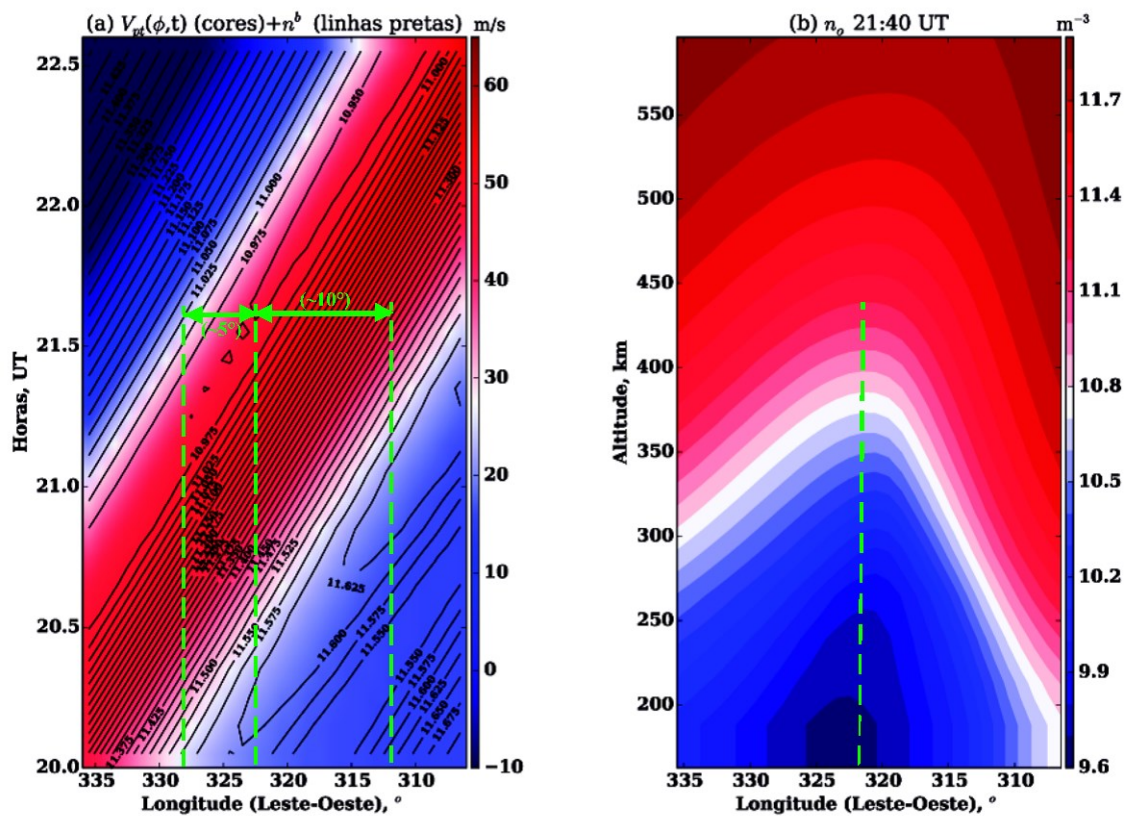
Em sua dissertação de mestrado, o autor desta tese de doutoramento realizou diversos testes com variadas configurações de perfil quasi-gaussiano do PRVD assumidos com o intuito de estabelecer valores limítrofes para a validade da proposição enunciada. Nesta tese não serão repetidos tais experimentos numéricos iniciais, recomenda-se ao leitor que recorra à dissertação de mestrado do autor e a Sousasantos et al. (2013) para maiores informações acerca desta abordagem primeva. Doravante esta seção serve ao propósito de exibir os resultados que se utilizam de tais parâmetros descobertos, entretanto, incluem-se perfis bidimensionais mais adequados provenientes do SAMI2.

Para estas simulações utilizamos $332^\circ \geq \varphi \geq 302^\circ$, $\Delta\varphi = [\Delta x / (R_e + 300)](180/\pi)$, onde $\Delta x = 10$ km e R_e é o raio da Terra e $\Delta p = \Delta y = 5$ km em uma faixa de altitudes contidas entre 150 km – 600 km como valores para a grade de simulação. A Figura 4.9 exibe, em seu painel esquerdo, a variação longitudinal e temporal do PRVD obtida através do SAMI2 e que posteriormente foi introduzida no modelo bidimensional de instabilidade CII, o MATPLAB_2D. As cores indicam a

magnitude de V_{pt} crescendo a partir de cores mais frias até cores mais quentes e as linhas pretas denotam valores de densidade numérica eletrônica em escala logarítmica (n^b).

Figura 4.9 – (a) Configuração espaço-temporal de V_{pt} e densidade numérica eletrônica n^b .

(b) Configuração espacial da densidade numérica eletrônica em 21h40 UT (n_0).



Fonte: Adaptada de Sousasantos et al., (2013).

Foram utilizadas como condições de ambiente no SAMI2, fluxo solar de F10.7=200 s.f.u., período geomagneticamente calmo e mês de Dezembro. No painel esquerdo, os valores de densidade numérica eletrônica representam a média da densidade na faixa entre 250-450 km de altitude onde se localiza o pico de densidade eletrônica. Os valores de V_{pt} foram calculados de modo análogo. O painel direito apresenta o perfil espacial bidimensional de densidade numérica eletrônica (n_0), também em escala logarítmica, no instante de tempo equivalente a

21h40 UT. Tal perfil é representado por cores que indicam o acréscimo de densidade conforme elas migram de azul para vermelho.

Decorre dos resultados advindos dos perfis exibidos na Figura 4.9 que V_{pt} apresenta uma variação assimétrica quasi-gaussiana cujos valores de V_{pk} e V_m correspondem, respectivamente, a 65 m/s e 20 m/s dentro de um intervalo longitudinal de 15° (5° em direção ao leste e 10° em direção ao oeste).

Outrossim, a distribuição longitudinal de n^b também revela uma forma assimétrica quasi-gaussiana cujos contornos coincidem com aqueles do PRVD, i.e., de V_{pt} . Ambos os contornos movem-se, no decorrer das horas, para oeste, com uma velocidade equivalente àquela do terminadouro solar, ou seja, estes envelopes de velocidade e densidade estão intimamente atrelados e comportam-se de modo concomitante.

De fato, o painel direito da Figura 4.9 evidencia a presença de variações longitudinais quasi-gaussianas na densidade ionosférica em um dado instante de tempo (21h40 UT), particularmente entre 250 - 450 km de altitude. Conforme descrito ainda há pouco, esta distribuição é resultante do envelope quasi-gaussiano do PRVD (V_{pt}) e ratifica a viabilidade de semeador quasi-gaussiano na região do bottomside da região F equatorial em conformidade com a proposição avaliada nesta tese.

Com efeito, o movimento síncrono dos envelopes de velocidade do PRVD e da densidade eletrônica, regido pelo movimento do terminadouro solar, implica que durante a fase principal do PRVD a incitação de instabilidade proveniente da variação longitudinal quasi-gaussiana de V_{pt} atua, de modo sistemático, na região ionosférica que está movendo-se conjuntamente com o envelope de V_{pt} . Desta feita, a semeadura oriunda do PRVD mostra-se adequada em termos temporais e deveras efetiva em razão desta sincronicidade de movimentos da ionosfera e de V_{pt} sujeitos ao deslocamento do terminadouro solar.

A simulação da instabilidade interchange utilizando o MATPLAB_2D inicia-se no tempo $t = 18h30$ UT. O perfil de densidade eletrônica inicial é tomado em conformidade com aquele do SAMI2 em termos de gradiente de densidade na base da ionosfera e altitude de pico de densidade, sendo estes parâmetros escolhidos de modo a representarem períodos com alto fluxo solar. Este perfil de

densidade inicial é definido como invariante em longitude, e dentro de um intervalo de aproximadamente 3 horas uma variação longitudinal equivalente àquela exibida no painel direito da Figura 4.9 se desenvolve de modo auto-consistente através de V_{pt} .

O perfil do PRVD, ou seja, V_{pt} , é aquele advindo do SAMI2 e exibido no painel esquerdo da Figura 4.9.

A Figura 4.10 exibe os resultados da simulação numérica com o MATPLAB_2D no intervalo horário de 20h00 UT - 21h40 UT. Este intervalo é conveniente posto que nesta faixa horária o PRVD proveniente do leste começa a adentrar nos domínios da grade longitudinal de simulação (335° - 305°) e permanece até a fase de pré-reversão do anoitecer (vide painel esquerdo da Figura 4.9). Outrossim, é neste entremeio que a densidade eletrônica adquire uma variação longitudinal quasi-gaussiana (vide painel direito da Figura 4.9) deveras propícia para a semeadura de instabilidades que possam levar à formação de estruturas EPB. Os valores do PRVD (V_{pt}) são apresentados em escala de cores que varia entre azul (valores inferiores) e vermelho (valores superiores) e está associada à barra lateral. As isolinhas de densidade são exibidas em linhas coloridas que variam desde cores mais frias (menores valores) até cores mais quentes (maiores valores) e tais valores são descritos numericamente, em forma logarítmica, em algum ponto ao longo de sua respectiva isolinha. O tempo é exposto logo acima do painel ao qual representa de modo que a evolução de formação de estrutura EPB pode ser avaliada em diferentes instantes da simulação.

Os resultados mostram que no período entre 20h00 (painel superior esquerdo) e 21h40 (painel inferior esquerdo) a variação quasi-gaussiana do PRVD compele a densidade a distribuir-se equitativamente, adquirindo uma forma também quasi-gaussiana que em $t = 21h40$ UT contém a região longitudinal entre 330° - 315° e manifesta um pico na longitude de 322° (vide círculo branco), analogamente ao encontrado nos resultados do SAMI2 (vide painel direito da Figura 4.9).

A partir deste painel (inferior esquerdo) é notória a prevalência da dinâmica da instabilidade CII. Em $t = 21h40$ UT é possível notar o início de uma pequena perturbação que começa a instaurar-se na longitude de 322° e nos painéis subsequentes evolui até tornar-se uma estrutura EPB atingindo o topside em $t = 21h57$ UT. O pico do PRVD agiu nesta região longitudinal em $t = 21h25$ UT

(painel superior direito), segue que a estrutura EPB desenvolveu-se em ~30 minutos a partir de uma perturbação fruto da ação do PRVD (V_{pt}) nas circunvizinhanças do lugar longitudinal específico de 322° . O leitor deve notar que esta longitude (322°) dista entre 5° - 7° da localização longitudinal do pico no PRVD em momento posterior quando a estrutura EPB já está plenamente desenvolvida em $t = 21h57$ UT (painel inferior direito).

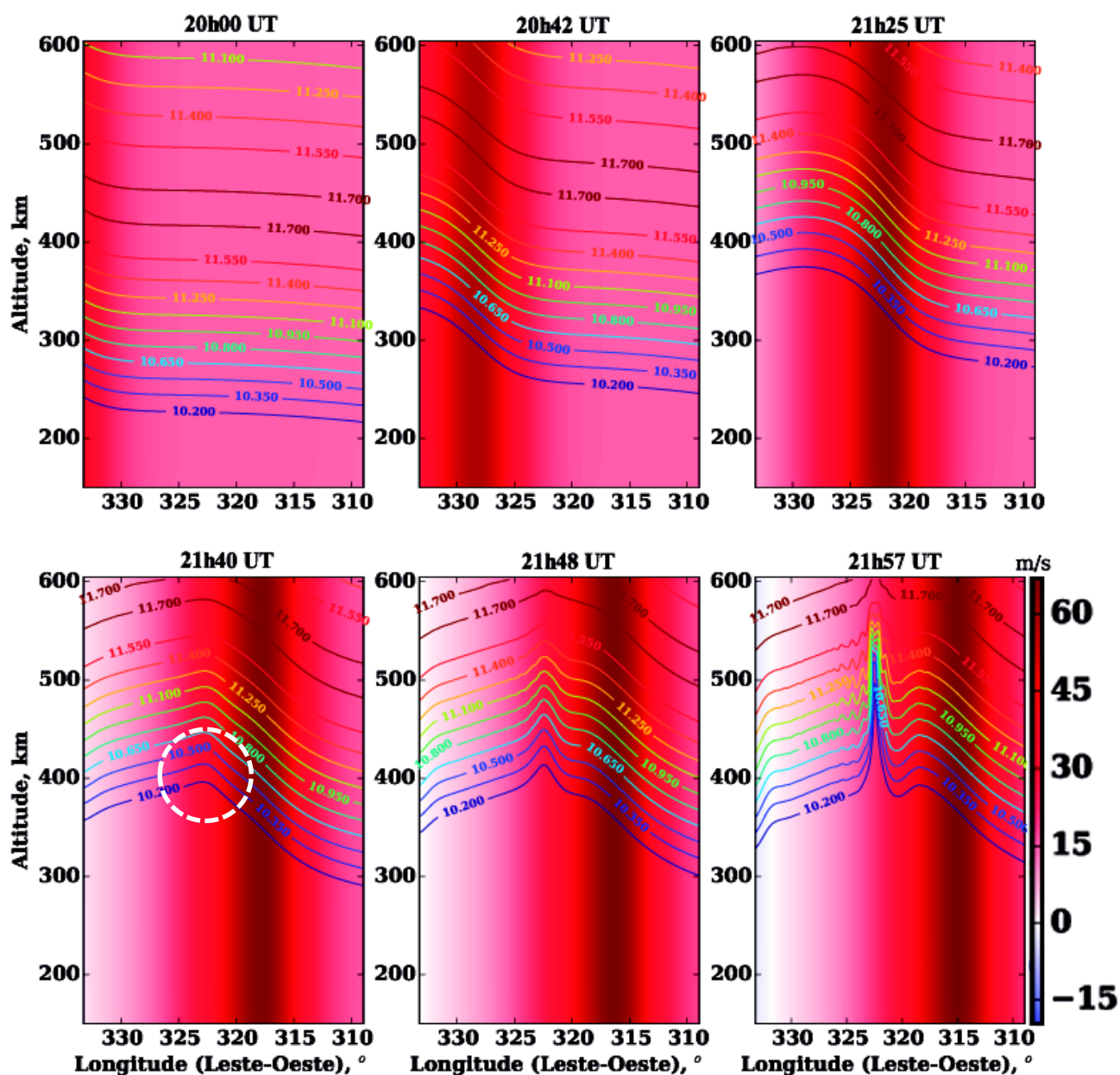
Com efeito, pode-se argumentar que o desenvolvimento da estrutura EPB em 30 minutos constitui uma irrefragável evidência de que a variação espaço-temporal do PRVD [$\vec{V}_{pt} = f(t, \varphi)$] possui a capacidade de semear de modo eficiente a instabilidade CII culminando na formação de estruturas EPB. Ademais, destaca-se o fato de a estrutura EPB não migrar conjuntamente com o movimento longitudinal do PRVD e, por conseguinte, do terminadouro solar. Outrossim, toda a região longitudinal entre 330° - 305° é elevada para maiores altitudes neste íterim de tempo coberto pela simulação, à vista disto, a estrutura EPB desenvolve-se durante a ascensão da ionosfera. Ambas as características estão em pleno acordo com observações deste fenômeno.

Com a finalidade de verificar a configuração do potencial eletrostático envolvido nesta situação a Figura 4.11 foi construída, tal que esta exhibe a evolução do potencial normalizado $[(\Phi) \cdot (\Phi_{\max})^{-1}]$ conjuntamente com a evolução da estrutura EPB. As cores associadas à barra lateral representam, de azul para vermelho, os valores de densidade desde seu mínimo até o valor máximo, respectivamente. As isolinhas de potencial são ilustradas pelas linhas coloridas que mostram, em acordo com seus respectivos valores de potencial normalizados, suas respectivas magnitudes. Somente o período a partir do qual o desenvolvimento da estrutura EPB inicia-se é exibido.

Os resultados indicam a formação gradual de um canal composto pelas linhas isopotenciais contidas na região longitudinal circunvizinha de 322° sugerindo a formação de um campo elétrico de polarização intenso onde a estrutura EPB grassa. Tal campo elétrico de polarização tem sentido leste nas imediações da estrutura EPB (321° - 323°), e possui sentido contrário (i.e., para oeste) fora desta região. Advém deste resultado que a ação de semeadura de instabilidade CII resultante da variação espaço-temporal da estrutura do PRVD (V_{pt}) cuja dimensão longitudinal, segundo os resultados do SAMI2 (vide painel direito da Figura 4.9) e

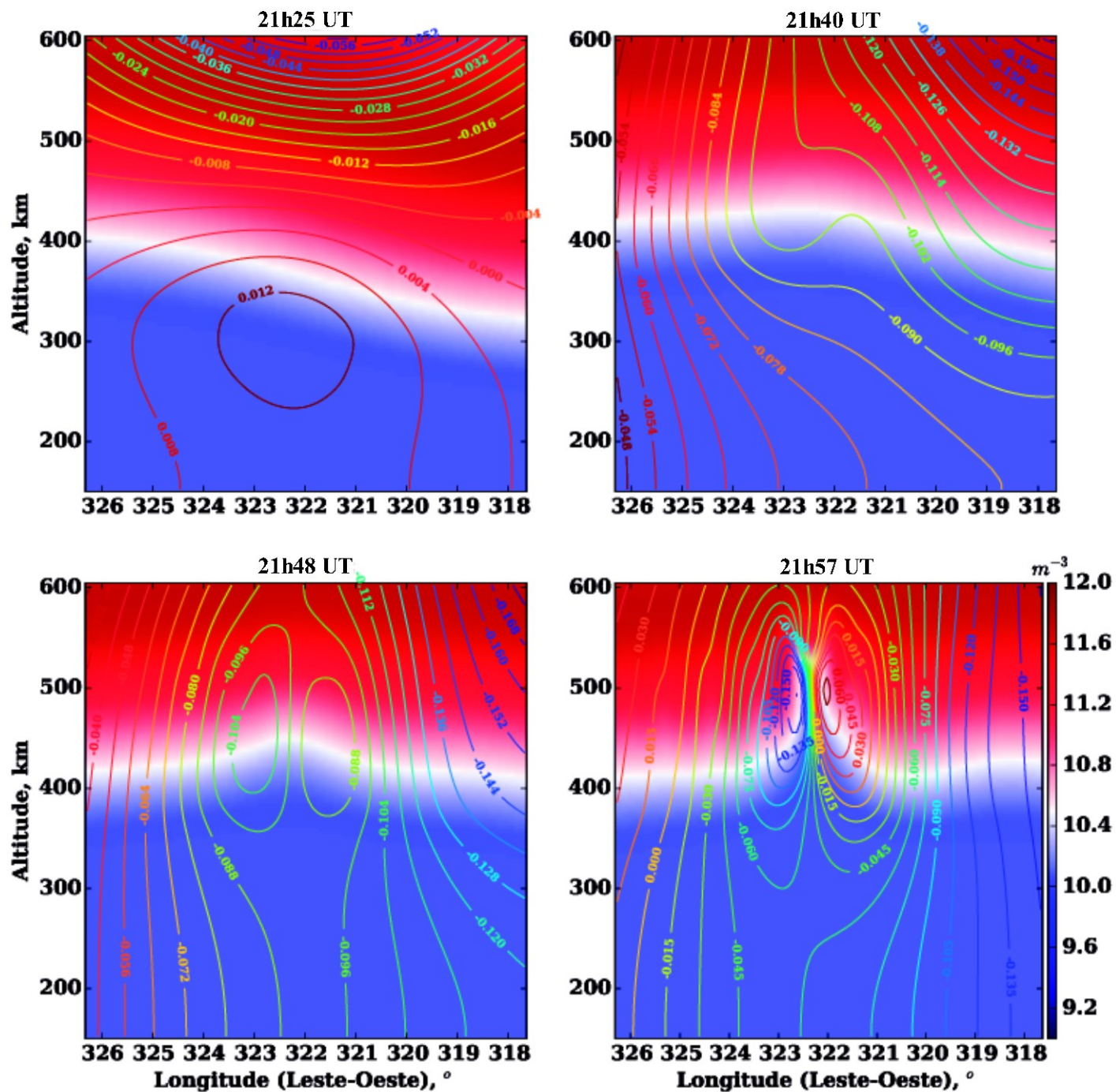
do MATPLAB_2D (Figura 4.10) abrange a faixa latitudinal de 330° - 315° , ou seja, é de 15° , é capaz de implicar formação de estruturas EPB com extensão longitudinal de $\sim 2^{\circ}$ (~ 200 km- 300 km).

Figura 4.10 – Evolução da estrutura EPB no transcorrer da dinâmica espaço-temporal do PRVD obtida através de simulação numérica com o MATPLAB_2D. As cores ao fundo exibem o movimento do terminadouro solar.



Fonte: Adaptada de Sousasantos et al., (2013).

Figura 4.11 – Evolução do potencial eletrostático durante a evolução da estrutura EPB obtido por intermédio de simulação numérica com o MATPLAB_2D.



Fonte: Adaptada de Sousasantos et al., (2013).

Resulta desta relação entre escala longitudinal de disparador da instabilidade CII (15°) e escala longitudinal da estrutura EPB decorrente desta ação, que um mecanismo disparador de grande escala não implica formação de estruturas EPB de imensa extensão longitudinal, doutro modo, a estrutura EPB decorrente possui tamanho longitudinal de ordem 2° . Tais resultados, uma vez mais, corroboram a proposição de suficiência do PRVD em atuar como mecanismo disparador da instabilidade CII e estão em conformidade com a ilustração pictórica sugerida por Huang e Kelley (1996c) no caso de ação de estruturas de campos elétricos de considerável extensão longitudinal na formação de EPBs (figura 2 do referido artigo). Ademais, pode se constatar a disposição assimétrica das linhas isopotenciais através da estrutura EPB devido à ação do movimento do terminadouro solar. Cabe acrescentar que os valores delimitadores para a validade da suficiência do PRVD em disparar a instabilidade interchange apresentam perceptível similaridade àqueles estipulados no trabalho primevo do autor durante seu mestrado, além disto, o tempo necessário para o desenvolvimento da estrutura EPB e a configuração espacial da densidade eletrônica também exibem similitudes nestas duas abordagens com modelos bidimensionais simplificados da instabilidade CII.

Uma vez que a inclusão do modelo SAMI2 possibilitou asseverar-se a proposição de suficiência do PRVD como mecanismo disparador da instabilidade CII (em determinadas circunstâncias), intenta-se que estes resultados preliminares sirvam de arcabouço para a discussão mais completa com a utilização de um modelo mais amplo, tridimensional e com geometria e condições de ambiente mais próximas do encontrado na ionosfera terrestre. O MATPLAB_3D foi desenvolvido pelo autor desta monografia durante seu doutoramento e os resultados dele provenientes, bem como discussões mais profundas pertinentes a eles são o objeto que se seguirá nas próximas páginas desta tese.

4.3.3. Abordagem tridimensional da proposição de suficiência do PRVD como mecanismo disparador da instabilidade CII

Nesta seção são apresentadas a metodologia de aproximação progressiva do cenário mais realístico, os resultados obtidos com a utilização do MATPLAB_3D e as discussões relevantes advindas destes resultados. Após os resultados preliminares expostos na seção precedente, pretende-se que esta seção tenha a finalidade de complementar de modo efetivo a argumentação objeto desta tese que consiste em demonstrar a suficiência do PRVD como mecanismo disparador da instabilidade interchange cuja consequência é a formação de estruturas EPB uma vez que certas condições limítrofes sejam satisfeitas. Inicialmente emprega-se uma abordagem tridimensional simplificada com o uso de perfis matematicamente construídos e gradualmente são inseridas informações do SAMI2' tornando as aproximações mais realísticas.

4.3.3.1. Parâmetros limítrofes para validade da proposição em um cenário tridimensional

Convém proceder de modo análogo àquele adotado pelo autor durante a análise primeva efetuada no transcorrer de seu mestrado, ou seja, iniciar a avaliação da proposição assumindo um cenário mais simplificado e progressivamente sofisticar o processo até alçar uma base sólida na qual arrazoamentos podem ser realizados considerando-se uma condição realística e verossímil.

Sousasantos et al. (2013) mostram resultados obtidos em diversas incursões numéricas nas quais pretendia-se encontrar as condições tais que a proposição era razoável. Através da avaliação de casos distintos eles argumentam que seriam necessários valores de $V_m = 20$ m/s e de $V_{pk} = 60$ m/s, donde segue diretamente que $A_p = 40$ m/s. Para todas as demais situações menos favoráveis a variação espaço-temporal do PRVD mostrava-se consideravelmente menos eficiente em disparar a instabilidade CII. Sob estas outras circunstâncias a instabilidade necessitava de um tempo muito longo para atingir sua fase não linear na qual usualmente verifica-se a presença de estruturas EPB consistindo em uma situação desfavorável, uma vez que a deriva vertical em horários muito posteriores pode

ter componente majoritariamente descensional, dirigindo o plasma ionosférico para regiões mais baixas e estáveis onde a instabilidade pode ser amortecida e vanescer.

A abordagem tridimensional desta situação obviamente implica condições restritivas cuja severidade é, necessariamente, igual ou maior do que aquela verificada na abordagem bidimensional simplificada. Isto decorre do fato de que a dinâmica paralela incluída quando a dimensão latitudinal é inserida no cenário a ser avaliado implica decréscimo de crescimento da instabilidade CII. Ora, isto é deveras intuitivo quando se comparam as equações das taxas de crescimento (3.32) e (3.33), donde segue de modo inconcusso que $\gamma_{2D} \geq \gamma_{3D}$. Assim sendo, evidentemente a condição limítrofe encontrada na aproximação inicial bidimensional é a fronteira também no caso tridimensional e as demais podem ser naturalmente descartadas.

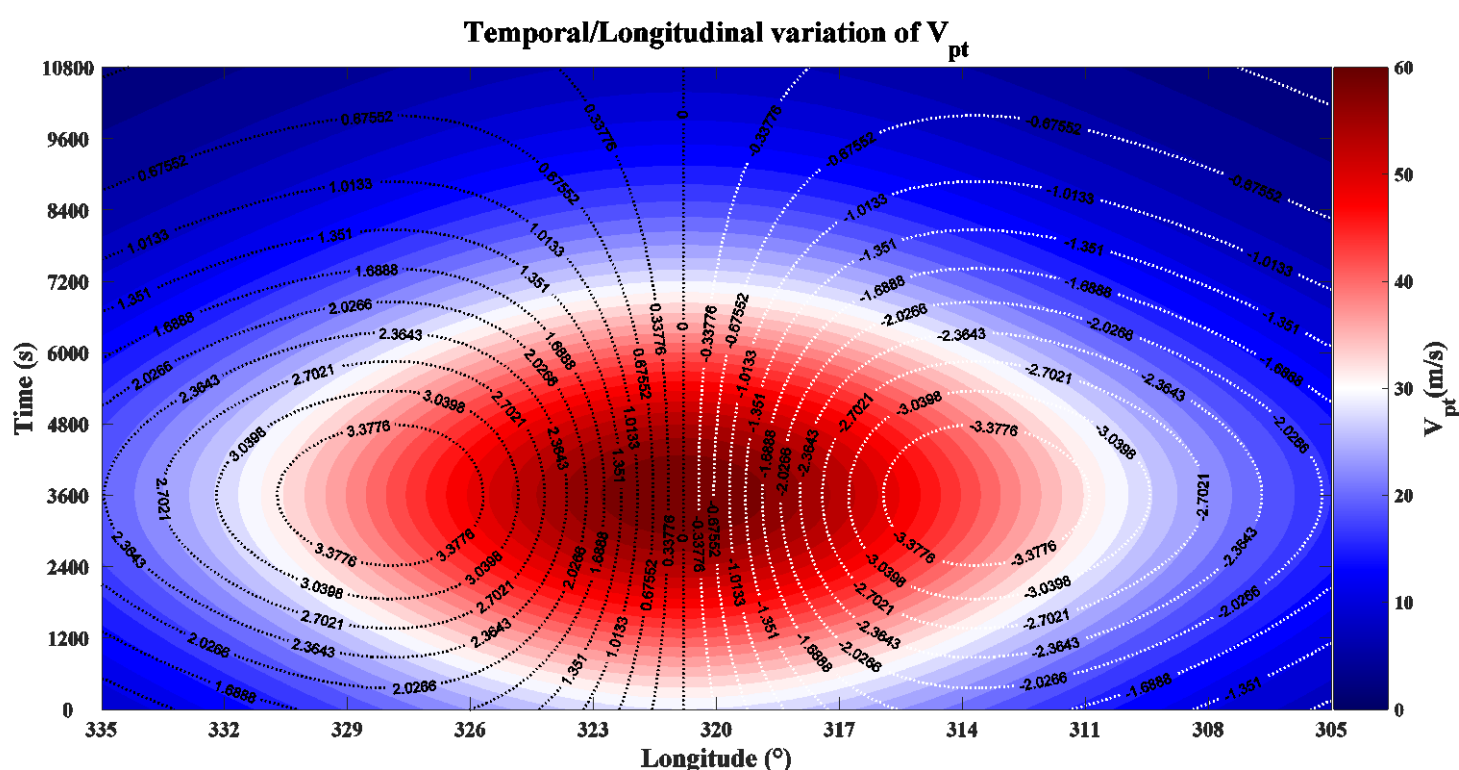
4.3.3.2. Abordagem tridimensional com emprego de perfil gaussiano matematicamente construído

Sejam $V_m = 20$ m/s e $V_{pk} = 60$ m/s, assumindo que o perfil tridimensional do PRVD (V_{pt}) distribua-se de modo que sua variação espaço-temporal assemelhe-se a uma forma gaussiana, podemos construir matematicamente uma superfície cujas propriedades correspondam exatamente a estas características. Utilizaram-se as deduções apresentadas em Sekar e Kherani (2002a) para elaboração desse perfil.

A Figura 4.12 exibe a superfície concebida para servir de perfil do PRVD no MATPLAB_3D neste caso em que V_{pt} é fixo com o terminadouro. A escala de cores representa, de azul para vermelho, valores de menor e maior magnitude do PRVD, respectivamente. As linhas tracejadas indicam derivadas numéricas discretas longitudinais de V_{pt} . O propósito destas linhas é elucidar que o perfil foi construído de tal modo que seu máximo na direção longitudinal, ou seja, $\vec{\nabla}_{\hat{\phi}} \cdot V_{pt} = 0$, ocorre nas adjacências de $\phi = 322^\circ$, i.e., está em consonância com os resultados obtidos através do SAMI2 e da abordagem bidimensional anteriormente apresentada (vide Figura 4.9, Figura 4.10 e Figura 4.11).

A natureza gaussiana desta superfície em espaço tal como em tempo é evidente, e o tempo assumido para máximo da superfície é $t = 3600$ s em todos os setores longitudinais neste tratamento tridimensional inicial, ademais, a assunção de invariância com altitude é também utilizada.

Figura 4.12 – Perfil gaussiano da distribuição espaço-temporal do PRVD construído em termos de funções matemáticas e inserido como V_{pt} no MATPLAB_3D. As linhas tracejadas denotam derivadas discretas (espaciais) cujo intuito é indicar o ponto de máximo.

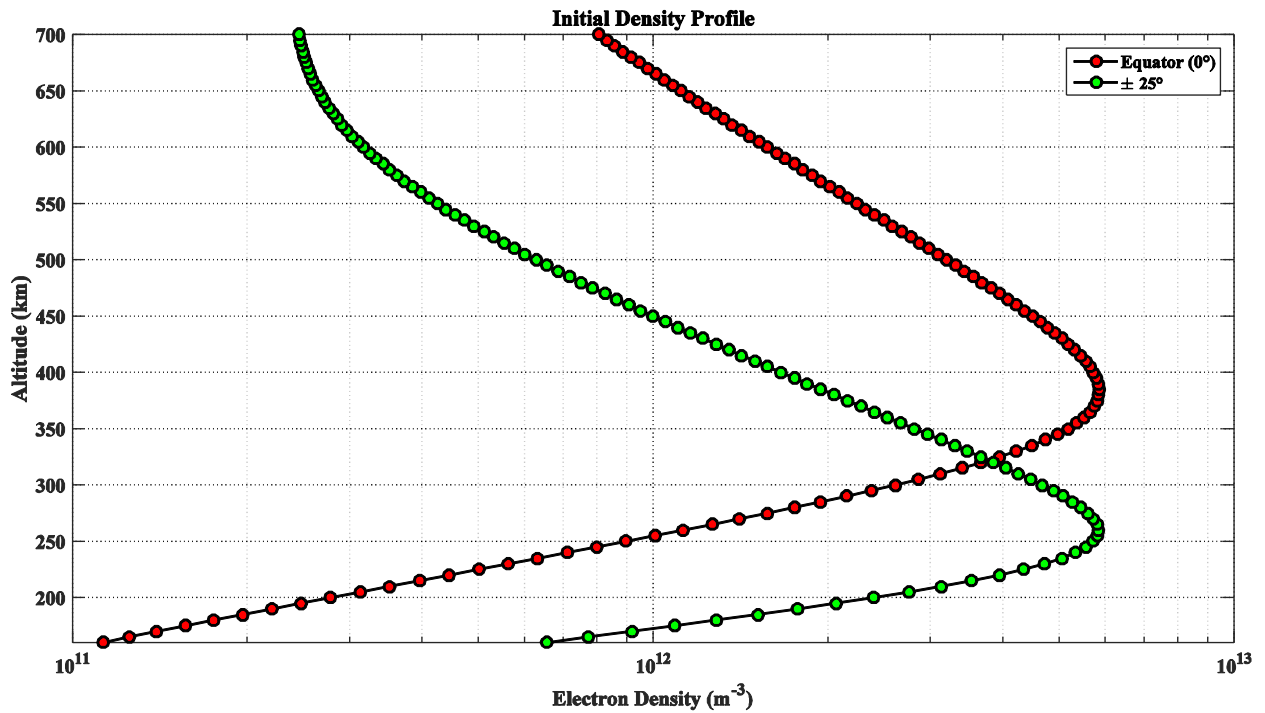


O perfil de densidade inicial utilizado no MATPLAB_3B, para este caso tridimensional inicial, é assumido como invariante em longitude, entretanto, ele varia latitudinalmente em acordo com o encontrado no SAMI2' (vide Figura 4.5 e Figura 4.7) decrescendo $\sim 12\%$ dentro da extensão considerada ($\pm 25^\circ$). Esta assunção traz consigo o benefício de assegurar que distribuições longitudinais irregulares de densidade do ambiente inicial não atuem de modo a majorar uma dada perturbação.

A Figura 4.13 exhibe os perfis altitudinais de densidade da região equatorial e de $\pm 25^\circ$ assumidos nesta abordagem preliminar para iniciar o MATPLAB_3D.

As características de maior relevância no que tange ao fenômeno a ser simulado, tais como, comprimento de escala de densidade, altitude e valor de pico da densidade eletrônica, foram tomadas de modo a serem plenamente condizentes àqueles perfis usualmente obtidos através do SAMI2' quando são consideradas condições de alto fluxo solar ($F10.7 \geq 200$ s.f.u.) em meses de solstício de verão sobre a região longitudinal equivalente ao entorno de $\varphi = 322^\circ$. Como convém proceder de modo análogo a Sousasantos et al. (2013), inicialmente utilizamos este perfil matematicamente construído e gradativamente incrementamos as análises incluindo perfis do SAMI2'.

Figura 4.13 – Perfis iniciais de densidade eletrônica (0° e $\pm 25^\circ$) inseridos no MATPLAB_3D para simulação de instabilidade interchange.

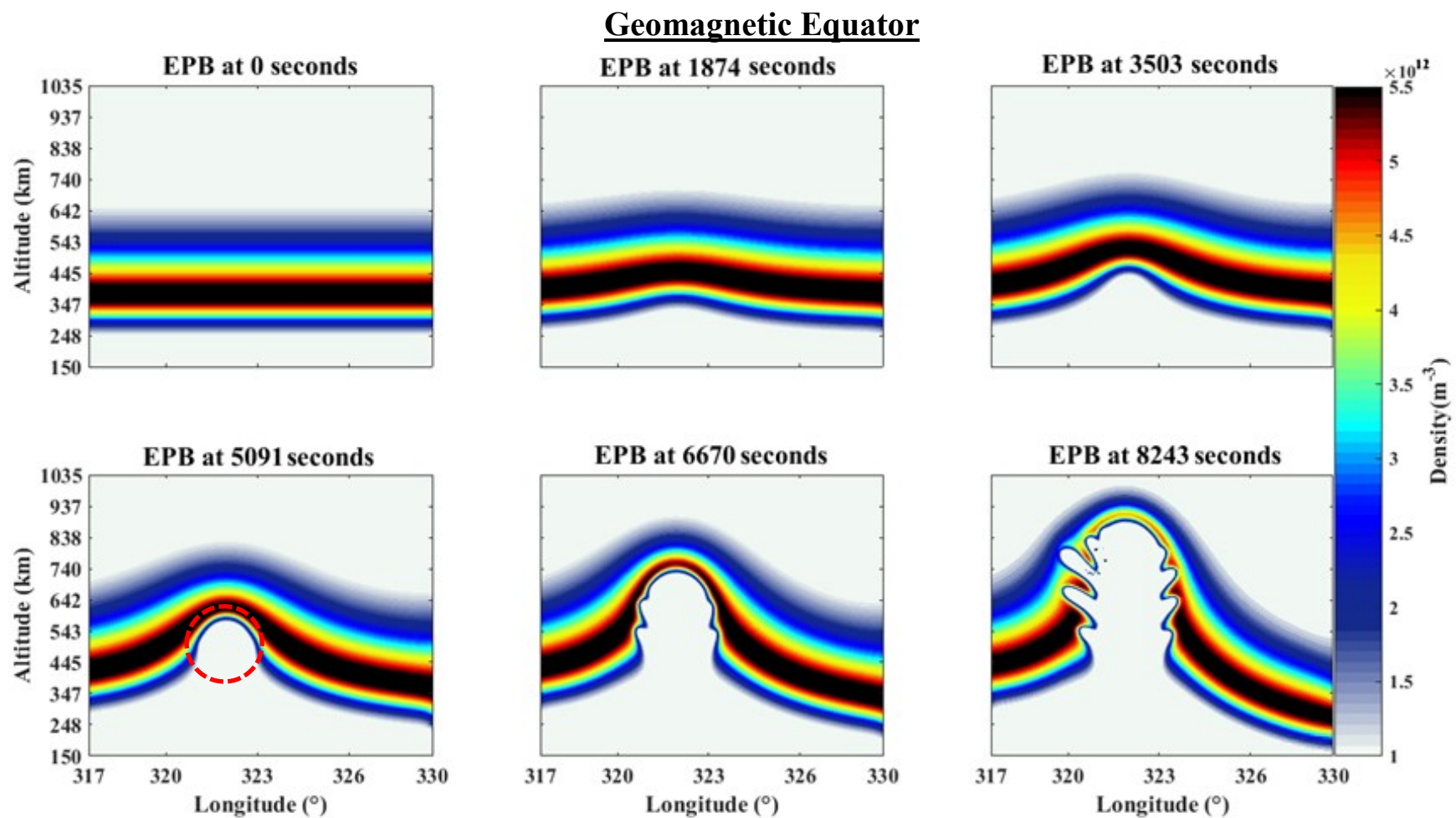


4.3.3.3. Resultados I

A Figura 4.14 ilustra resultados obtidos através do MATPLAB_3D demonstrando o surgimento e a evolução de estrutura EPB iniciada através da variação longitudinal do PRVD. A simulação inicia-se em $t=0s$ (20h30 UT) a fim de conter um amplo setor longitudinal na grade de simulação. É possível verificar que as isolinhas de densidade adquirem, gradativamente, uma forma quasi-gaussiana,

imposta pelo comportamento do PRVD atuando na respectiva extensão longitudinal, conforme fora previamente discutido na ocasião de tratar acerca do painel b pertencente à Figura 4.9. Em $t \cong 5091s$, que equivale às 18h55 LT, na longitude de aproximadamente 322° , uma forma mais escarpada começa a destacar-se (denotada pelo círculo vermelho) indicando uma concentração mais abundante de campos elétricos de polarização. Um intervalo de tempo de aproximadamente 27 minutos é suficiente para que esta região clivosa converta-se em uma estrutura EPB atingindo altitudes elevadas. Em um instante de tempo posterior, $t=8243s$ (19h47 LT, $\sim 322^\circ$ - 323°) a estrutura EPB já pode ser verificada em altitudes equivalentes a $\sim 900km$.

Figura 4.14 – Evolução de estrutura EPB disparada pela variação longitudinal do PRVD. Os painéis exibem características de formação e crescimento da instabilidade desde instantes iniciais até tempos posteriores onde a estrutura já atingiu altitudes mais elevadas (~900km) e reside no regime inercial.

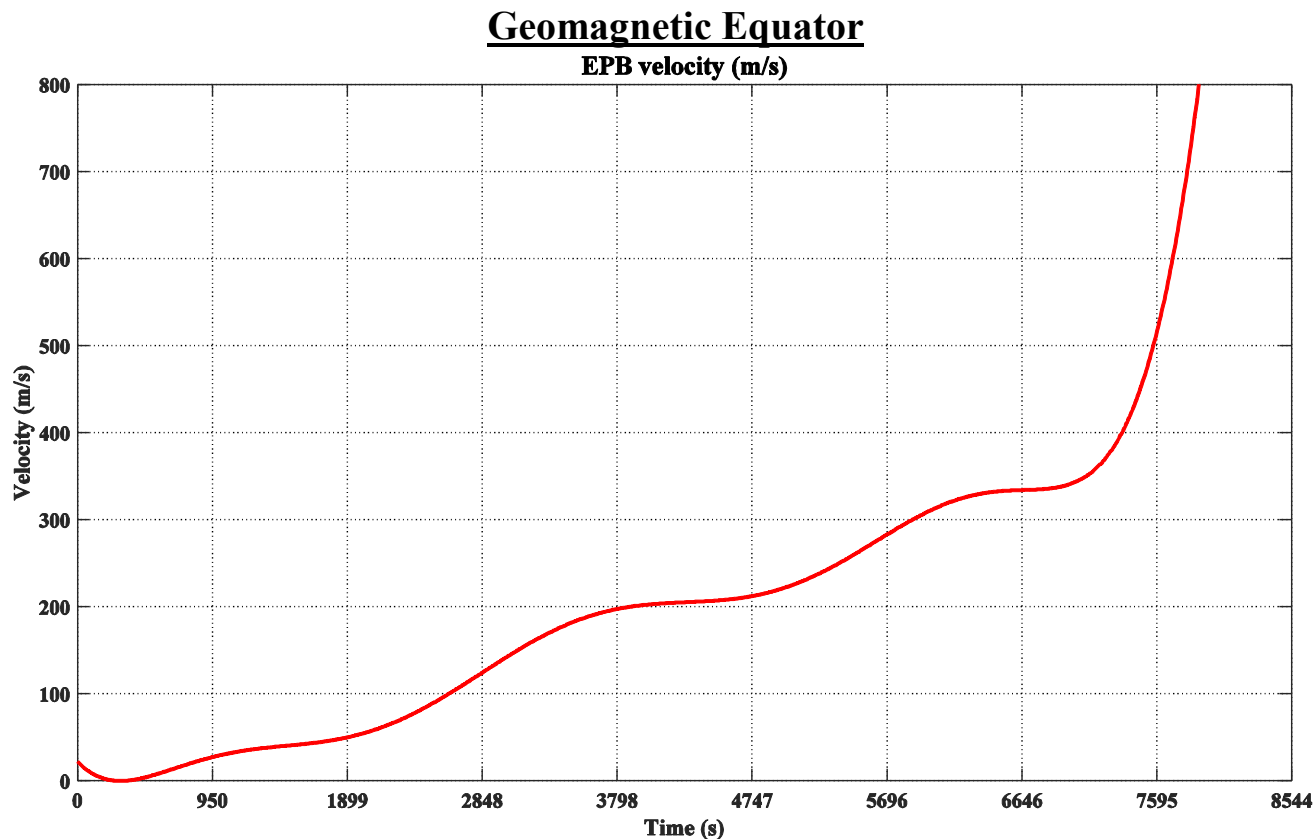


Os resultados advindos do tratamento tridimensional do fenômeno revelam uma similitude considerável àqueles outrora verificados através de abordagem bidimensional em conjunção com informações do ambiente ionosférico inicial provenientes do SAMI2'. Sobremodo, o painel inferior central da Figura 4.14 mostra-se notavelmente compatível ao painel inferior direito da Figura 4.10. Todavia, há, conforme antevisto, efeitos consideráveis na evolução advindos da condutividade paralela e da inércia dos íons incluídas no MATPLAB_3D.

Após a estrutura alcançar altitudes onde a variação temporal da velocidade dos íons (inércia) é considerável ($\sim 550\text{-}600$ km) há um notório decréscimo na evolução vertical da estrutura EPB (vide $6150\text{s} \leq t \leq 7150\text{s}$ na Figura 4.15), e suas características morfológicas começam a sofrer discretas mutações. Há, por exemplo, um ligeiro achatamento da parte superior da estrutura o que implica, de modo irrefragável, variação de velocidade vertical da estrutura, uma vez que a geometria da estrutura tem influência direta em sua velocidade de propagação vertical e vice-versa (OTT, 1978). Subsequentemente esta contribuição da inércia e de condutividades fora do equador predispõe a estrutura EPB à paulatinamente manifestar ramificações que emergem nas paredes da estrutura EPB. Tais características somente podem ser investigadas, de modo legítimo, ao serem incluídas as modificações que foram incorporadas no MATPLAB_3D, assim, tanto o surgimento e evolução no regime colisional quanto a evolução e a transmutação morfológica no regime inercial podem ser propriamente reproduzidos e a estrutura pode ser verificada até altitudes sobremodo elevadas.

A Figura 4.15 exhibe a evolução temporal da velocidade vertical da estrutura EPB na região equatorial entre $\sim 322^\circ\text{-}323^\circ$ de longitude. É possível verificar que a velocidade acresce modestamente até ~ 50 minutos após o início da simulação, i.e., próximo ao horário no qual o pico do PRVD (V_{pk}) está sobre o setor longitudinal nas cercanias de 322° . Após este horário, a velocidade começa a adquirir veemente aumento e evolui de modo exponencial, com alguns momentos de atenuação. O intervalo horário que tal velocidade demanda para migrar desde o início de seu desenvolvimento mais acentuado até a formação da estrutura escarpada apresentada no painel inferior esquerdo da Figura 4.14 é de $\sim 2160\text{s}$ (18h20 LT - 18h56 LT). Após isto, dentro de $\sim 1800\text{s}$ ($\sim 19\text{h}26$ LT), a velocidade acresce de modo mais abrupto, sobretudo em regiões onde existem ramificações.

Figura 4.15 – Evolução de velocidade vertical da estrutura EPB iniciada através da variação espaço-temporal do PRVD. Em $t \cong 5700s$ a velocidade da estrutura EPB sofre saturação devido ao regime inercial e posteriormente adquire aumento devido às estruturas que se originam em suas



paredes.

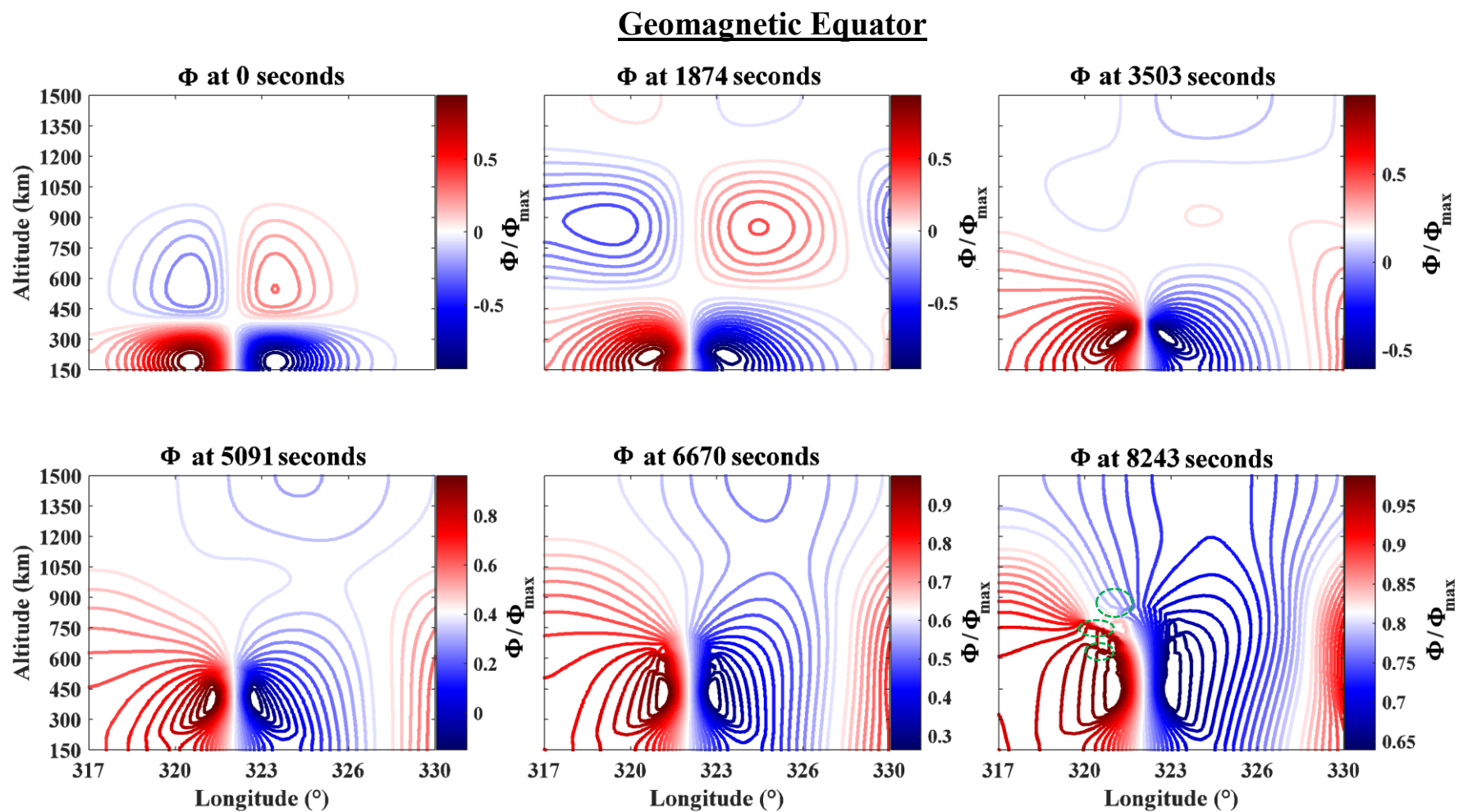
Este tempo de evolução ligeiramente maior do que aquele outrora verificado quando a abordagem empregada limitava-se a duas dimensões (longitude e altitude) evidencia o efeito trazido pela presença de condutividade paralela às linhas do campo geomagnético quando se utiliza uma abordagem tridimensional mais completa. Este caminho paralelo deveras mais condutivo provê uma alternativa para as correntes que migram das regiões equatoriais, mitigando o crescimento da instabilidade CII donde decorre também a redução de velocidade vertical da estrutura EPB em conformidade com o que antevia a equação 3.34.

Convém verificar a configuração das linhas do potencial eletrostático envolvido nesta situação, para tal é oferecida a Figura 4.16 cujo intuito é o de ilustrar estas estruturas.

A análise das linhas de potencial normalizado, onde utilizamos o valor máximo de Φ em um dado instante t como parâmetro no denominador da normalização, revela o aumento gradual do potencial, evidenciado pela aglutinação de linhas nas circunvizinhanças de longitudes entre 322° - 323° . Os painéis inferior central e inferior direito da Figura 4.16 elucidam, de modo inconcusso, a asserção de que a partir de altitudes onde a inércia atua de modo mais efetivo e a contribuição de condutividades fora do equador provêm de latitudes mais distantes, há o surgimento de canais de campos elétricos de polarização migrando a partir das paredes da estrutura EPB. Tais canais são denotados na figura por elipses verdes. O acúmulo das linhas de isopotencial ao redor do setor longitudinal entre 322° - 323° indica a existência de intensos campos elétricos de polarização concentrados nesta faixa longitudinal que, na medida em que o tempo avança, adquirem magnitudes cada vez maiores.

Outra característica que deve ser ressaltada é a localização altitudinal das linhas do potencial. Como o leitor poderá notar, elas concentram-se inicialmente na porção inferior da dimensão vertical. Esta disposição das linhas difere consideravelmente do resultado obtido através de simulação bidimensional, isto devido ao termo de resistência (load term) proveniente da eletrodinâmica paralela. Outro resultado exibido na Figura 4.16 refere-se aos campos elétricos marginais (fringe fields) (KHERANI et al., 2004; KHERANI e PATRA, 2015). É possível verificar ainda através da Figura 4.16 que há uma penetração deveras profunda das linhas do potencial eletrostático. Isto posto, traz consigo a razoabilidade de haver transporte de elementos de altitudes consideravelmente menores para faixas de altitude onde tais espécies são incomuns. Desta feita, segue que estruturas EPB resultantes de sementeira advinda da variação longitudinal do PRVD têm como característica a presença de campos elétricos marginais profícuos em adentrar profundamente e, eventualmente, transportar desde a região E elementos outrora inexistentes na região de altitudes na qual a estrutura EPB está contida. Este resultado corrobora o que foi apresentado por Zalesak e Ossakow (1980), Sekar e Kherani (2002b) e Kherani et al. (2002), trabalhos nos quais se argumenta que semeadores de instabilidade com comprimento longitudinal maior ocasionam penetração mais profunda de campos marginais.

Figura 4.16– Evolução do potencial eletrostático associado à estrutura EPB disparada pela variação longitudinal do PRVD. As elipses verdes denotam regiões de intensa migração de campos elétricos de polarização em direção a regiões fora do núcleo da estrutura EPB.



A Figura 4.17 exibe uma perspectiva tridimensional do resultado anteriormente apresentado nos painéis da Figura 4.14.

A grade de simulação é análoga àquela utilizada na abordagem bidimensional excetuando-se, obviamente, a inclusão da dimensão latitudinal, cujas especificações empregadas foram $-25^\circ \leq \theta \leq +25^\circ$ e $\Delta\theta = 2,5^\circ$, o que constitui configuração consentânea para as finalidades do tema fulcral desta tese de doutoramento. Também, a extensão alitudinal varia em função das especificações latitudinais utilizadas. Embora o MATPLAB_3D possa ser utilizado em um cenário espacial mais amplo, em termos de custo computacional e qualidade de resolução de resultados, esta disposição espacial figura como uma escolha otimizada para esta situação específica.

As isolinhas de densidade no painel central apresentam a estrutura EPB já desenvolvida no instante de tempo $t=8063s$ (22h45 UT) sobre o equador geomagnético. Os painéis esquerdo e direito apresentam os pontos conjugados que distam $\pm 25^\circ$ ao sul e norte do equador geomagnético, respectivamente.

O leitor poderá notar que os campos elétricos de polarização associados à estrutura EPB ocasionada pela variação longitudinal do PRVD migram latitudinalmente ocasionando o surgimento de estruturas EPB aproximadamente no mesmo setor longitudinal originário da estrutura EPB primária caso hajam condições adequadas para a instabilidade grassar de modo profícuo nestes setores latitudinais. A estrutura primária que eclode no equador devido à ação da variação longitudinal do PRVD tem a propriedade de mapear-se ao longo das linhas de campo geomagnético de modo eficaz implicando presença de estruturas EPB robustas em regiões de latitudes maiores, identicamente ao que é verificado, por exemplo, através de imagens de aeroluminescência (imageadores) ou dados de conteúdo eletrônico total (TEC) cujos registros sejam tomados em localidades pertencentes a lugares latitudinais entre $\pm 25^\circ$, o que assevera a validade da hipótese aqui avaliada, i.e., a suficiência do PRVD como disparador da instabilidade CII caso o ambiente apresente uma configuração adequada.

A Figura 4.18 mostra vários painéis contendo o setor longitudinal nos arredores de 322° em diferentes instantes de tempo entre $\sim 20h30$ UT - 22h45 UT. Um panorama que abarca latitude e longitude para um corte vertical cujo apex equivale a uma altitude de 475 km no equador geomagnético é exibido nestes painéis.

É possível verificar a interconexão de propagação latitudinal de depleção ao longo da grade de simulação, i.e., uma dada irregularidade de densidade estende-se até um dado lugar latitudinal onde o efeito desta depleção ou acréscimo de densidade pode ser mapeado.

Inicialmente os envelopes de densidade adquirem uma forma quasi-gaussiana devida ao efeito advindo da forma específica do PRVD, de modo análogo ao caso bidimensional discutido na Figura 4.9 (painel b). Após desenvolvimento inicial da instabilidade, a depleção estende-se abrangendo a extensão latitudinal entre $\pm 25^\circ$ e uma extensão longitudinal de $\sim 2.5^\circ$ centrada entre 322° - 323° .

Há, nitidamente, regiões homocêntricas cuja densidade decresce na medida em que as latitudes são mais próximas do equador geomagnético, indicando que a intensidade da depleção é mais acentuada entre latitudes na faixa que se estende até $\sim \pm 15^\circ$ onde a estrutura EPB tem maior ascensão.

Outrossim, há a existência de certa constrição, mais notória a partir de $\pm 15^\circ$, conforme pode ser verificado ao comparar-se um excerto latitudinal equatorial com outro pertencente a uma latitude diversa, ou seja, a estrutura EPB exibe um comportamento de estreitamento a partir de determinada latitude geomagnética. Há que se destacar o fato de existirem diversas contribuições das quais advém este comportamento de estreitamento, e.g., a própria geometria das linhas de campo participa neste efeito.

Figura 4.17 – Evolução de estrutura EPB disparada pela variação longitudinal do PRVD em setores latitudinais distintos. O painel central mostra a estrutura EPB localizada no equador, enquanto que os painéis direito e esquerdo apresentam as estruturas EPB em $\sim 25^\circ$ ao norte e ao sul do equador, respectivamente.

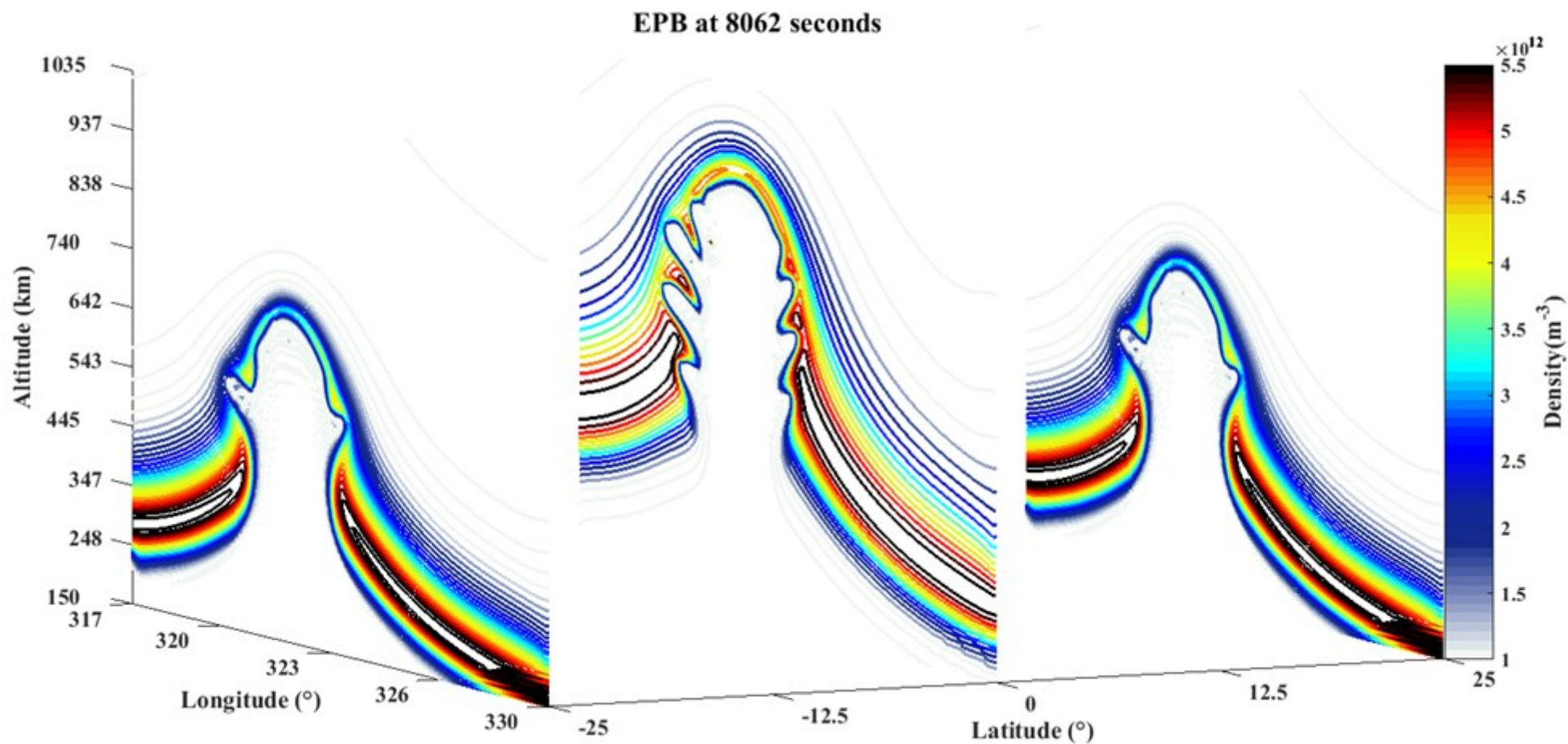
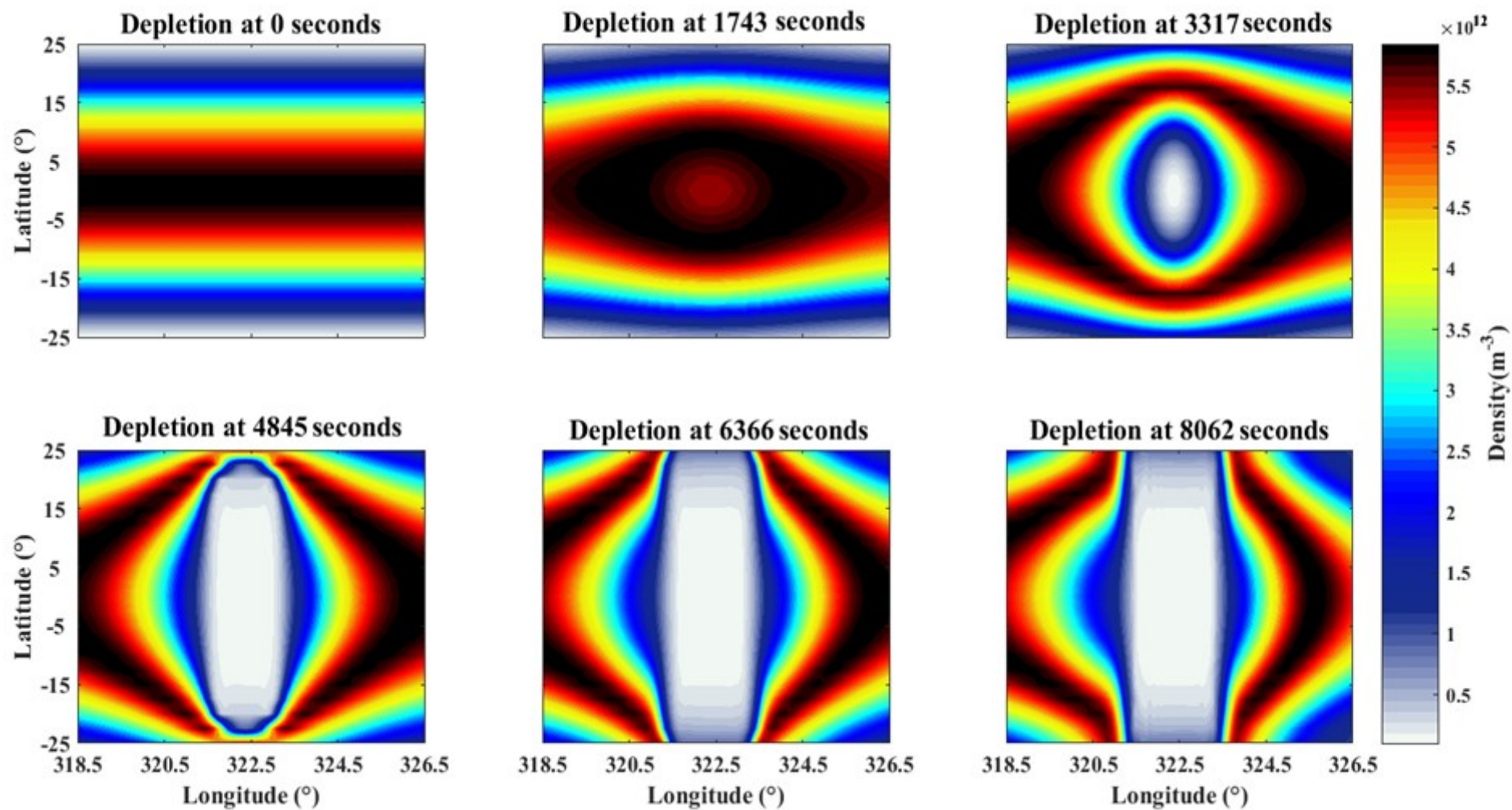


Figura 4.18 – Distribuição espacial (longitude $\times$ latitude) da depleção entre 20h30 UT e 22h45 UT em um corte altitudinal com apex equivalente a 475 km.



Isto posto, o que de relevante emana do resultado ilustrado nesta figura (4.18) é a potencialidade de o mecanismo semeador aqui proposto, a saber, a variação espaço-temporal do PRVD, desencadear a formação de campos elétricos de polarização capazes de ocasionar a formação de estruturas EPB em latitudes equatoriais e baixas latitudes sem a necessidade de contribuição de quaisquer outros agentes externos.

Os tempos de geração e de evolução das estruturas EPB, suas características morfológicas e de propagação, além da interação de campos elétricos provenientes destas estruturas com regiões inferiores da ionosfera, mostram-se inteiramente em concordância com o até agora demonstrado no estado de conhecimento do fenômeno de bolhas de plasma equatorial no que tange a estudos em termos de observação bem como naqueles onde o fenômeno é tratado por intermédio de simulação numérica, o que corrobora a proposição aqui avaliada e indica a viabilidade de a hipótese da variação longitudinal do PRVD como mecanismo disparador da instabilidade interchange ser válida.

A Figura 4.19 apresenta a perspectiva tridimensional das linhas de potencial eletrostático associadas à estrutura EPB apresentada na Figura 4.17.

O leitor deve notar, evidentemente, que há uma diminuição considerável da diferença de potencial na medida em que se migra para regiões mais afastadas do equador geomagnético, conforme pode ser asseverado ao se compararem os planos exibidos na figura. Estes três planos longitudinais localizam-se em lugares latitudinais que correspondem a -25° (painel esquerdo), 0° (painel central) e $+25^\circ$ (painel direito) e a estrutura EPB está centrada em $\sim 322^\circ$.

Este decréscimo de magnitude dos campos elétricos de polarização é denotado por certa dilatação do canal onde há a maior concentração destes campos na medida em que há o traslado do lugar latitudinal considerado para latitudes mais distantes do equador, i.e., o painel central que representa o comportamento no equador geomagnético revela linhas equipotenciais deveras mais condensadas do que aquelas constantes nos demais painéis que representam $\pm 25^\circ$ de latitude.

Em realidade esta característica não se constitui em particularidade de estruturas EPB geradas por este mecanismo disparador de instabilidade aqui proposto e avaliado numericamente (PRVD). Investigações conduzidas paralelamente a este trabalho demonstram que instabilidades iniciadas através da ação de ondas de gravidade ou de perturbação direta na densidade inicial revelam esta mesma

característica de expansão do canal de campos elétricos de polarização (relaxamento de suas magnitudes) conforme se consideram latitudes mais longínquas do equador geomagnético.

A constatação deste comportamento foi possível devido à abordagem local utilizada no MATPLAB_3D em lugar de abordagem de linhas de campo integradas (FAI). Na abordagem FAI, as eventuais estruturas EPB geradas no equador geomagnético são, em realidade, projetadas para latitudes fora da região equatorial com certa ponderação moderada por condutividades, sendo assim, atenuações devidas ao meio dissipativo não são evidenciadas.

A Figura 4.20 exhibe, para a região equatorial, contornos representando variações (longitudinais) no potencial eletrostático normalizado ($\overline{\Phi}$) referente à estrutura EPB semeada pelo PRVD. Uma filtragem com o intuito de exibir exclusivamente valores tais que $(\partial\overline{\Phi}/\partial\hat{\phi}) \geq (70\%) \cdot [\max(\partial\overline{\Phi}/\partial\hat{\phi})]$ em $t = \sim 8063\text{s}$ (22h45 UT) foi efetuada. As regiões adjascentes a valores ínfimos ($\rightarrow 0$) indicam setores onde há máxima concentração de campos elétricos. O leitor poderá perceber que há nitidamente um canal estreito que contém esta região de máxima concentração de campos elétricos de polarização denotada pela linha verde tracejada.

Com efeito, este canal estreito tem como potencialidade alastrar-se para latitudes mais distantes do equador, doutro modo, regiões de menor intensidade de campos de polarização no equador, eventualmente, experimentam maiores óbices em sua trajetória rumo a latitudes maiores, devido ao meio resistivo, sofrendo atenuação e tornando-se ineficazes em produzir ou auxiliar na geração de instabilidades e estruturas EPB em tais latitudes. Conforme os campos elétricos de polarização migram para regiões mais distantes do equador geomagnético a mitigação sucessiva causa decréscimo em sua magnitude e o inerente relaxamento longitudinal. Decorre desta configuração que o resultado anteriormente apresentado na discussão da Figura 4.18 é, de fato, expectável, a saber, estruturas EPB em latitudes mais longínquas da região equatorial tendem a apresentar certo estreitamento em sua dimensão longitudinal devido ao relaxamento dos campos elétricos de polarização na medida em que deslocam-se para fora do equador. Segue que tal modificação em sua geometria implica alterações em sua ascensão vertical (OTT, 1978), exatamente o que se verifica nos resultados do MATPLAB_3D como, por exemplo, na Figura 4.17.

Figura 4.19 – Isolinhas representando o potencial eletrostático em diferentes setores latitudinais (0° e $\pm 25^\circ$) e um corte longitudinal ($\sim 322^\circ$) interseccionando tais setores.

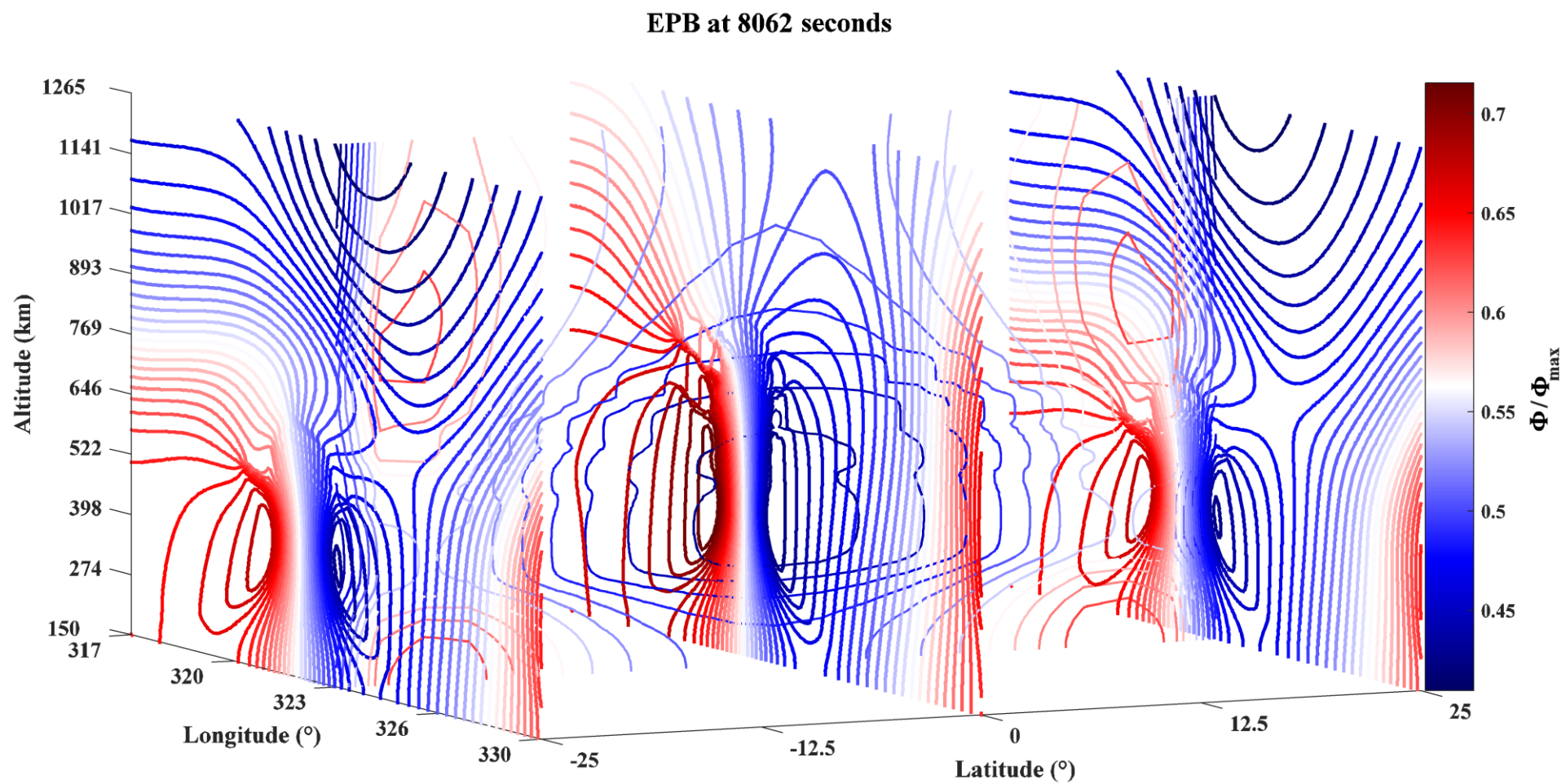
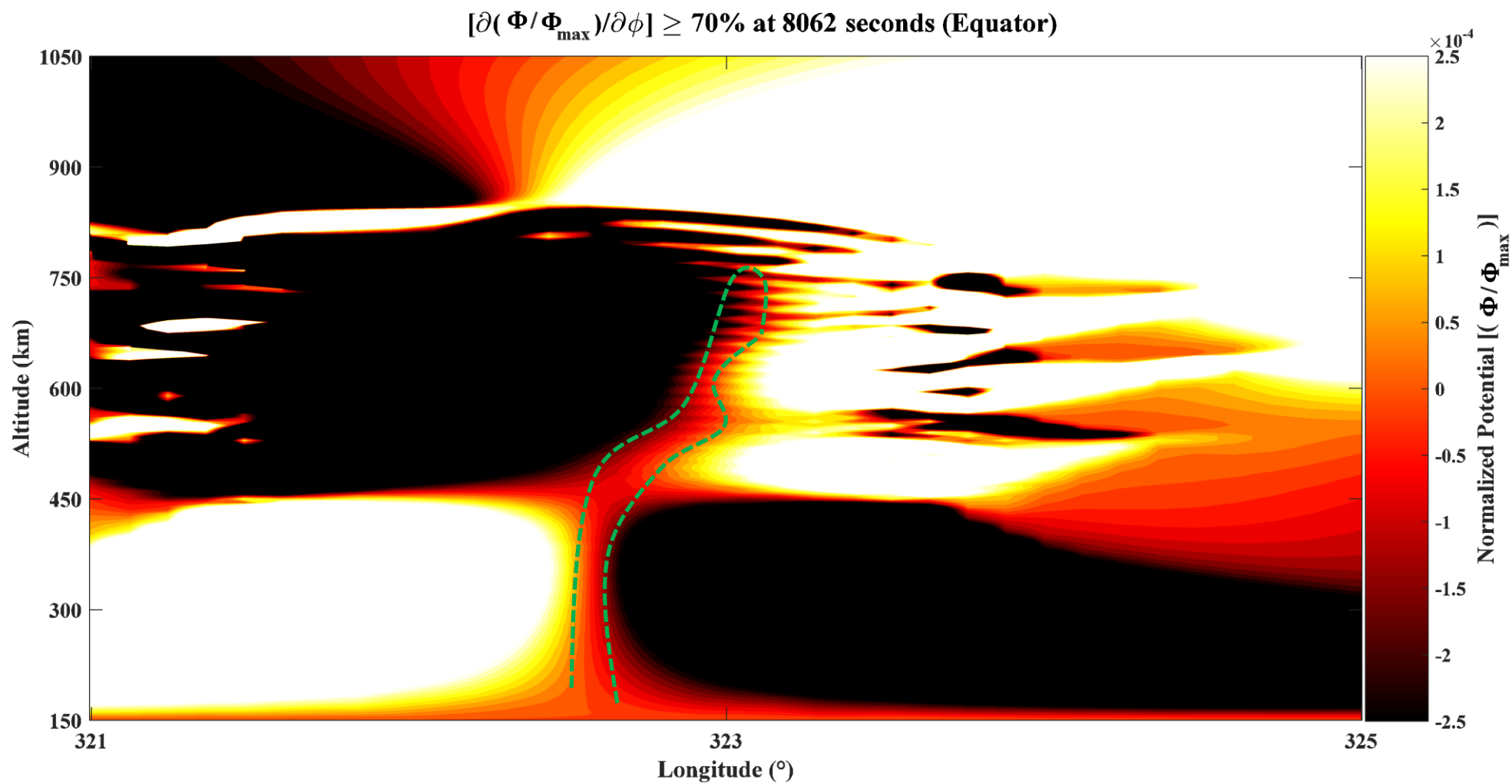


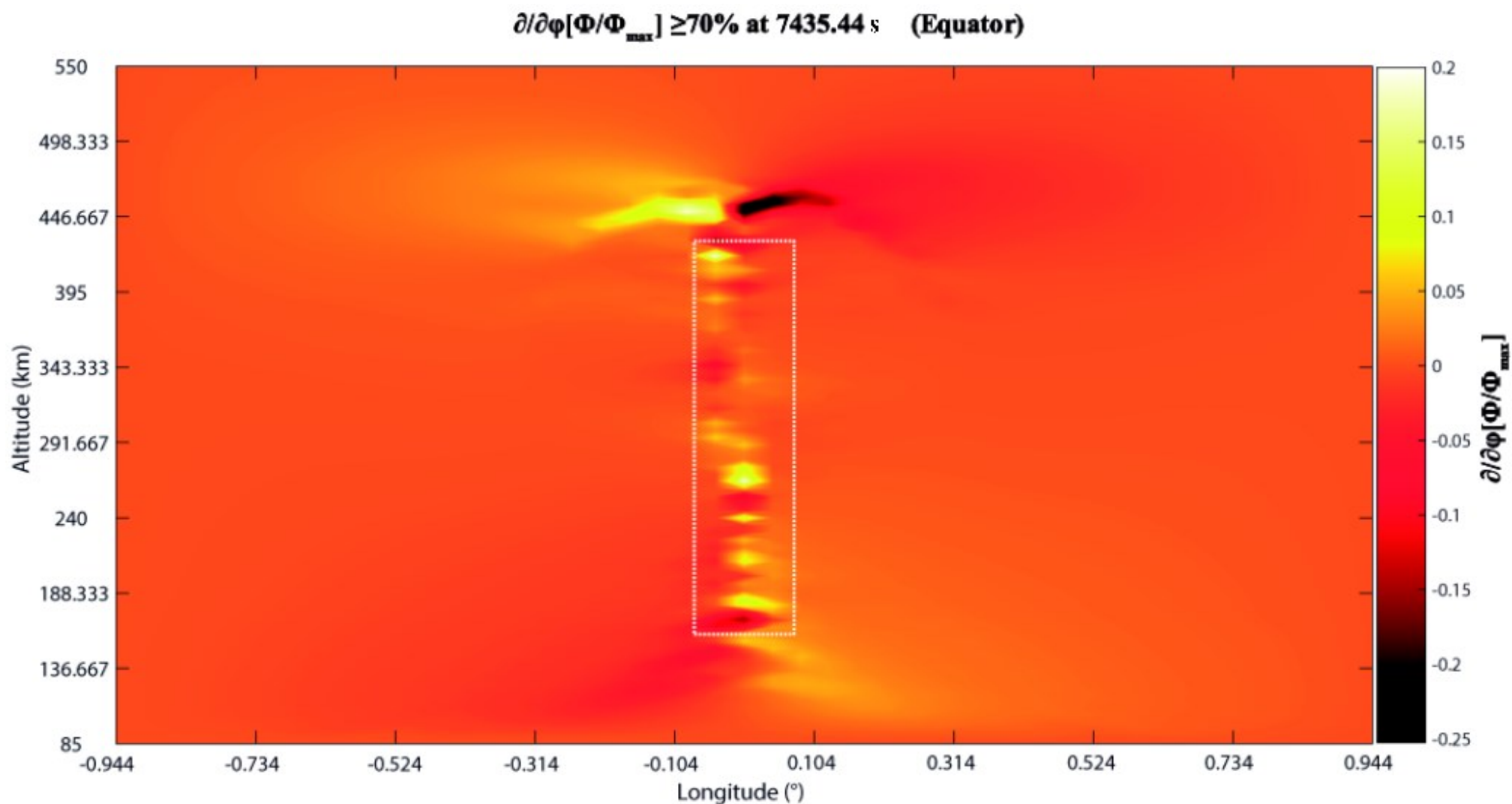
Figura 4.20 – Canal estreito de intensa polarização verificado na ocasião de estrutura EPB iniciada pela variação longitudinal do PRVD como disparador da instabilidade CII. A curva verde indica a região estreita de máxima concentração de campos elétricos de polarização e sugere estruturas mais estreitas em latitudes maiores.



A Figura 4.21 é oferecida aqui meramente para fins de comparação, o que nela há presente é o mesmo tipo de resultado, entretanto, neste caso específico, a estrutura EPB de cujos campos elétricos de polarização são representantes, foi iniciada através de perturbação externa fornecida por uma onda de gravidade de comprimento longitudinal $\lambda=200$ km e amplitude 5m/s com o emprego de um perfil modesto de PRVD equivalente a condições de equinócio e baixa atividade solar. Permite-se a utilização de uma distribuição longitudinal genérica neste caso, uma vez que o intuito da figura é unicamente comparativo e o objeto de comparação independe desta definição. Sob esta assunção a estrutura EPB tem extensão longitudinal de aproximadamente $0,6^\circ$ (~ 71 km). Novamente o leitor é convidado a perceber que, em instantes de tempo a partir dos quais a estrutura EPB já está em uma fase de desenvolvimento avançada ($\sim 22h34$ UT), há a existência de um estreito canal (denotado por um retângulo tracejado na cor branca que compreende aproximadamente $0,2^\circ$, i.e., $\sim 23,3$ km) onde se concentram valores mais significativos de polarização, cuja ação poderá ter latitudes mais elevadas como alvo em momentos posteriores no cenário fenomenológico.

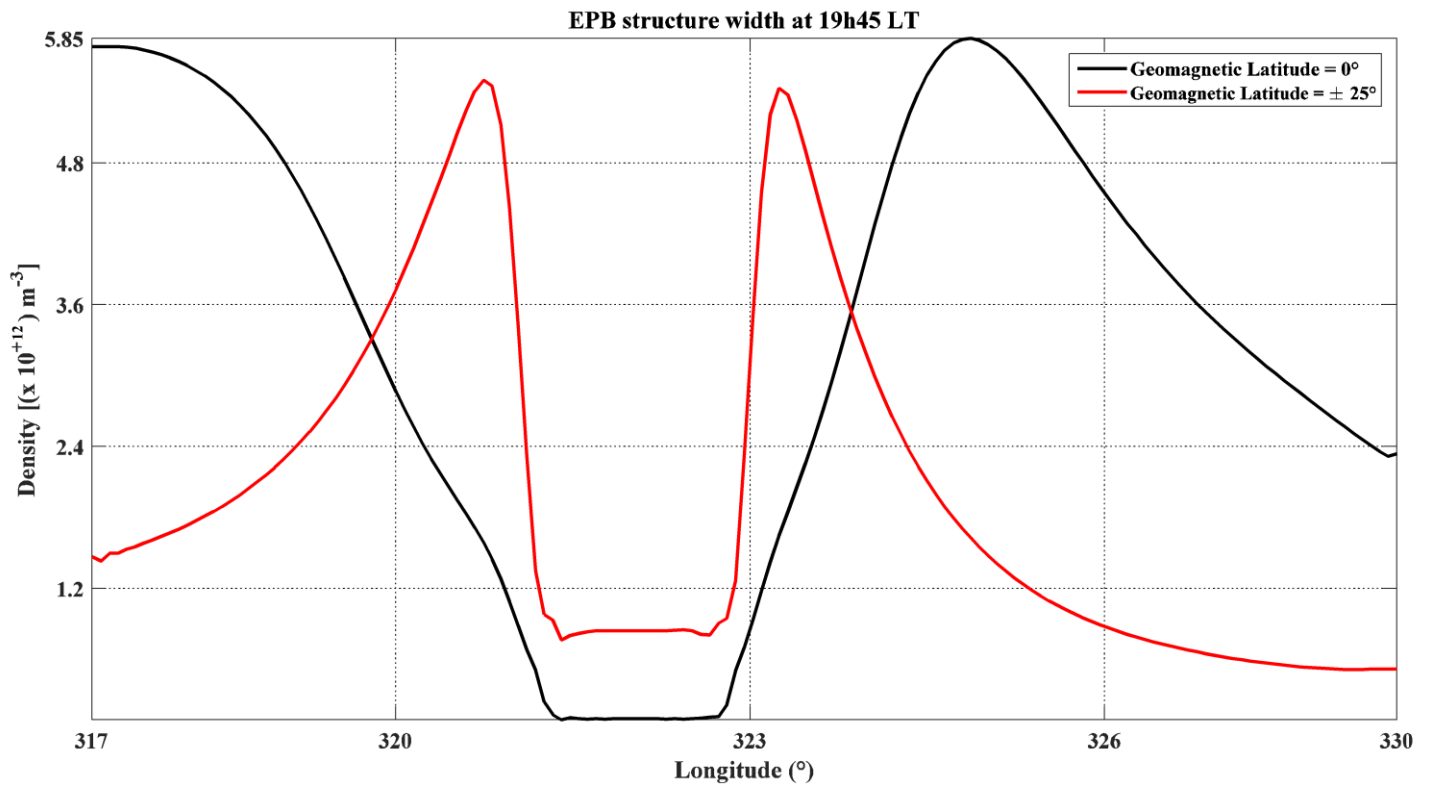
Com efeito, este resultado indica que mesmo para um disparador de instabilidade CII cuja extensão espacial longitudinal seja deveras vasta, como é o caso do mecanismo aqui avaliado (PRVD), há determinadas restrições e atenuações similares àquelas que também se evidenciam quando do emprego de outros mecanismos disparadores já avaliados anteriormente e cuja abrangência espacial seja mais módica tais como, por exemplo, ondas de gravidade, guardando-se as devidas proporções.

Figura 4.21 – Canal estreito de intensa polarização verificado na ocasião de estrutura EPB iniciada por perturbação gerada através de ação de ondas de gravidade. Esta característica sugere diminuição de estruturas em latitudes que sejam mais distantes do equador geomagnético.



Na discussão referente à Figura 4.18 foi mencionada a possibilidade de se elucidar esta variação da extensão longitudinal da estrutura EPB ao tomar-se um excerto latitudinal no lugar espacial equivalente ao equador geomagnético e compará-lo a outro pertencente a uma latitude mais afastada. A Figura 4.22 exibe tal aferição, onde um corte latitudinal no equador geomagnético (linha em cor preta) e outro equivalente a $\pm 25^\circ$ de latitude (linha vermelha) são comparados para uma altitude fixa de 475 km em $t = 22\text{h}45\text{ UT}$, analogamente a um keograma.

Figura 4.22 – Comparação entre larguras de estruturas EPB no Equador (preto) e em baixas latitudes (vermelho) em $\sim \pm 25^\circ$.



É notória a dissemelhança entre as duas curvas que exibem extensões longitudinais distintas e comportamentos que diferem ligeiramente. Ora, a curva que representa a dinâmica fora da região equatorial sofre de uma depleção mais célere uma vez que este lugar latitudinal, inicialmente, ainda tem seu suprimento de plasma reposto pelo transporte paralelo amplificado pela deriva vertical equatorial. Desta feita, a depleção tende a ser mais abrupta e, devido ao exposto ainda há pouco nas discussões acerca das figuras 4.18, 4.20 e 4.21, também mais constricta em termos de extensão longitudinal.

De fato, esta característica pode ser verificada em dados, e.g., imagens de aeroluminescência (nightglow) no comprimento de onda de 6300Å (linha vermelha) ou dados de conteúdo eletrônico total (TEC).

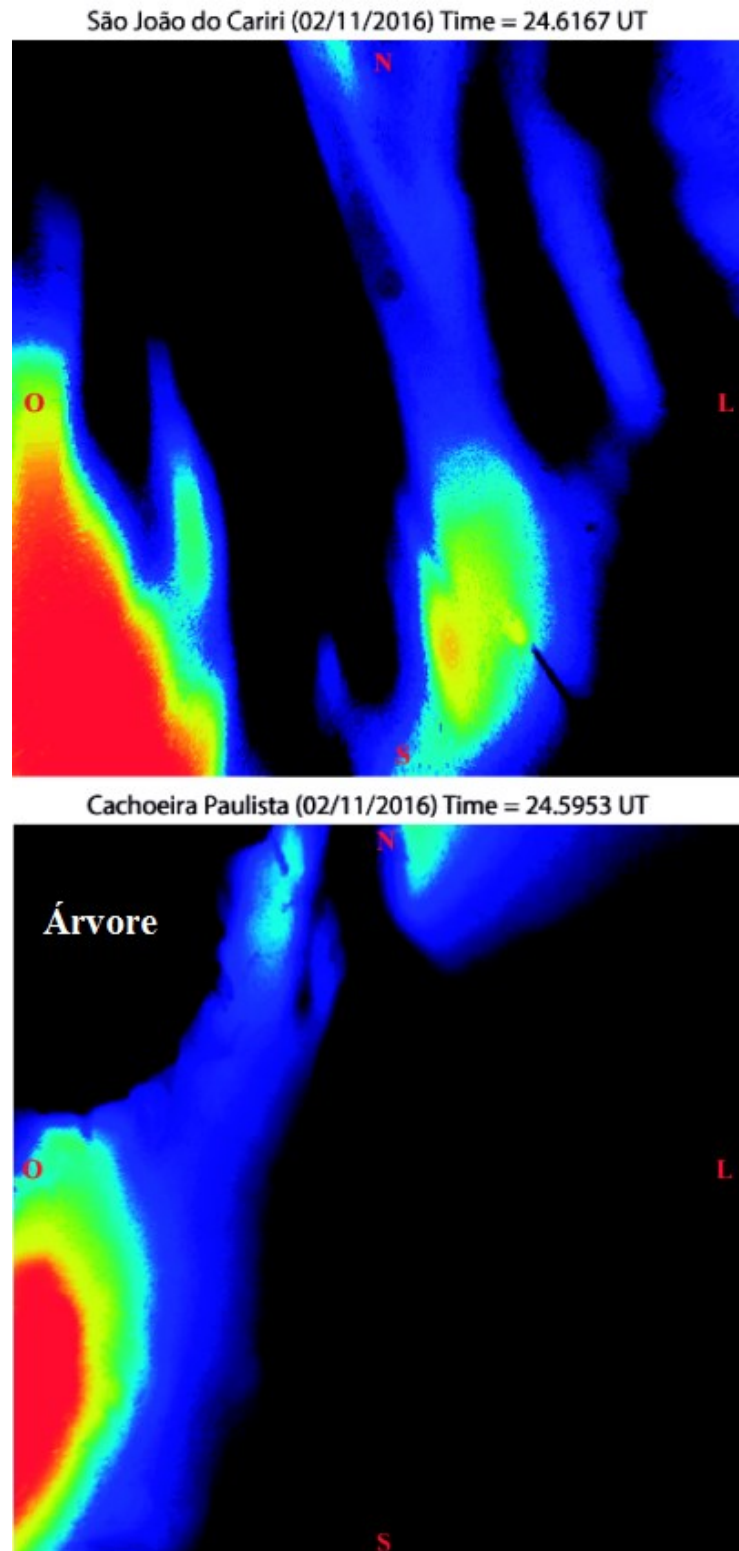
A Figura 4.23 ilustra este comportamento de aparente contração da propagação latitudinal de estruturas EPB. No painel superior é exibida uma imagem registrada pelo imageador CCD All-Sky localizado na estação de São João do Cariri (dip latitude = 12,77° S) e no painel inferior um registro efetuado pelo imageador CCD All-Sky localizado em Cachoeira Paulista (dip latitude = 22,45° S). Ambas as imagens foram linearizadas para um plano de extensão 1100 km x 1100 km.

Há, manifestamente, a presença do mesmo comportamento de retração em termos de extensão longitudinal na medida em que a estruturas ocorrem em latitudes progressivamente mais longínquas do equador. Na metade esquerda do painel superior (São João do Cariri) uma estrutura EPB de ampla extensão horizontal pode ser verificada em 24h37 UT (21h37 LT). Tal estrutura ocupa praticamente metade da extensão longitudinal de cobertura do imageador (~550 km) e estende-se por toda a extensão latitudinal que o imageador é capaz de registrar. Ademais, ramificações laterais próximas de regiões verticais limítrofes são verificadas no lado oeste da estrutura precípua, completamente em consonância com os resultados da simulação numérica advindos do MATPLAB_3D.

Na metade esquerda do painel inferior (Cachoeira Paulista) da Figura 4.23 pode ser constatada a existência de uma estrutura EPB em 24h36 UT (21h36 LT) cuja extensão horizontal é sobremaneira modesta e, de igual modo, sua abrangência latitudinal é deveras parca. O leitor deve observar que uma discreta ramificação também está presente do lado oeste da estrutura primária, todavia, mesmo esta apresenta um tênue subsistir. A região na parte superior esquerda do painel inferior da figura corresponde a uma interferência nos registros por ocasião da presença de uma árvore. As diferenças entre estas duas estruturas, que ocorrem de modo aproximadamente simultâneo, indicam que tais características são reproduções da tendência que previamente encontramos através de modelagem matemática e solução numérica (MATPLAB_3D) e corroboram de certo modo a adução de afunilamento do canal de polarização originário de regiões equatoriais e, de cujos efeitos, latitudes fora do equador são destino posterior. Este aspecto morfológico de constrição é ordinariamente verificado quando se comparam dados, e.g., imagens de aeroluminescência, de regiões que distam latitudinalmente

entre si, contudo, não sendo este o tema desta tese, convém, por ora, encerrar esta discussão.

Figura 4.23 – Estruturas EPB registradas pelos imageadores localizados em São João do Cariri (painel superior) e Cachoeira Paulista (painel inferior) no dia 02/11/2016.



Fonte: Dados gentilmente linearizados e cedidos pelo Dr. Cristiano Max Wrasse.

4.3.3.4. Abordagem tridimensional com emprego de perfis realísticos através de utilização do SAMI2'

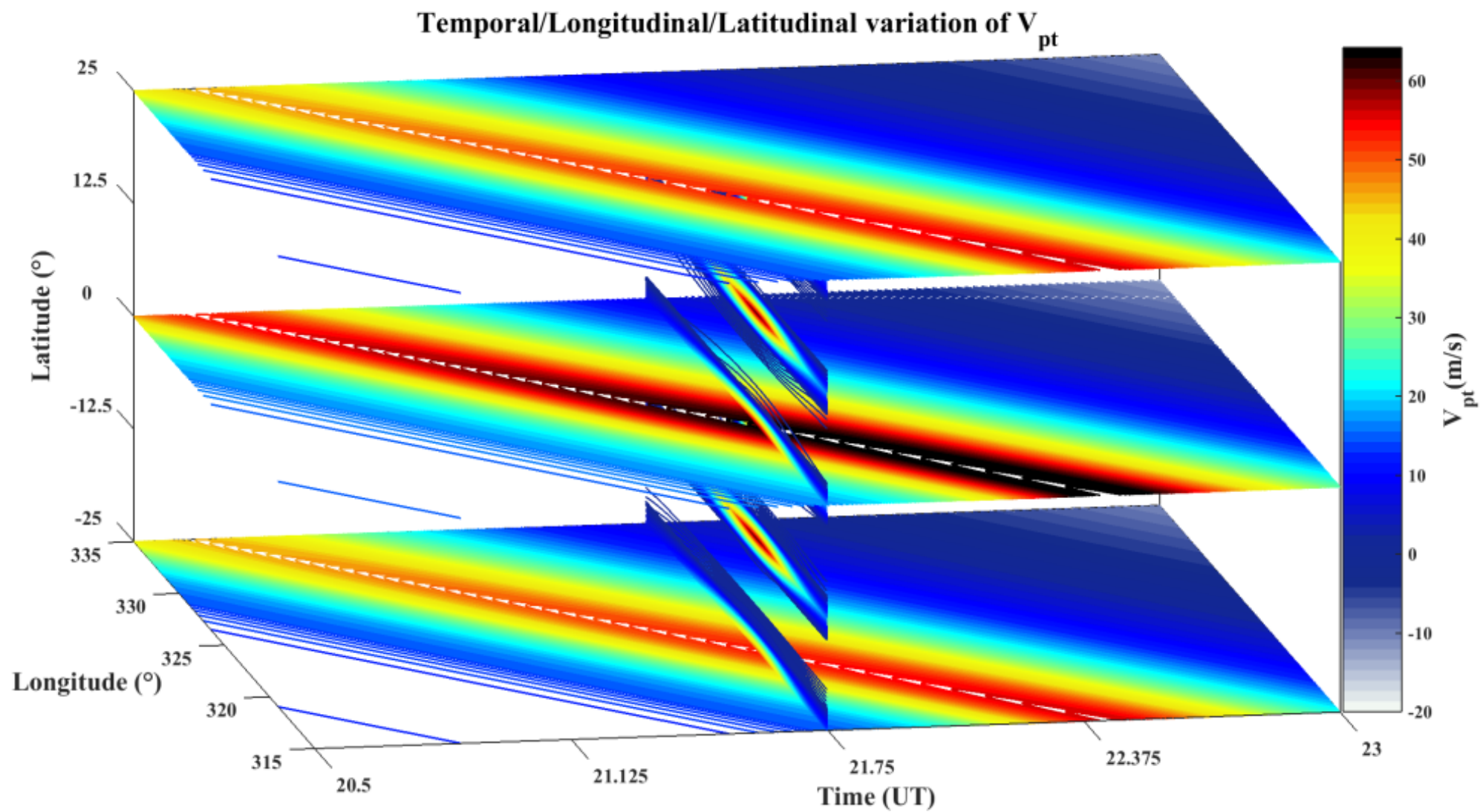
Os resultados e discussões apresentados nesta seção representam o caso mais realístico com o emprego de perfis obtidos a partir de informações do SAMI2'. O perfil de densidade inicial assume variação espacial (altitude, latitude) e o perfil do PRVD doravante utilizado desenvolve-se em função de tempo e espaço (longitude, latitude). Esta é, sujeita às assunções anteriormente expostas, a conjuntura mais próxima àquela verificada no ambiente ionosférico real quando das condições aqui consideradas, e.g., atividade solar alta, condições sazonais de solstício de verão, etc.

A Figura 4.24 exhibe a configuração espaço-temporal do PRVD (V_{pt}) que é utilizada como entrada no MATPLAB_3D. Há notório acréscimo de velocidade a partir de longitudes nas cercanias de 325° , sobretudo na região equatorial. Um corte latitudinal explicita esta característica comum de concentração de velocidades mais elevadas de PRVD ao redor deste setor longitudinal para o horário correspondente às 21h45 UT que coincide com o horário de apogeu de V_{pt} sobre o leste do território brasileiro. Esta variação, em latitudes equatoriais, compreende velocidades entre ~ 20 m/s – 65 m/s durante os horários nas vizinhanças do terminadouro neste setor de longitudes, em conformidade com as condições limítrofes anteriormente discutidas. Em latitudes mais distantes do equador esta variação de V_{pt} decresce significativamente para quaisquer longitudes, conforme demonstram os painéis superior e inferior representativos de latitudes conjugadas em $\pm 25^\circ$, respectivamente.

Os valores de V_{pt} aqui referem-se à uma média entre 250-450 km, de modo análogo àquele empregado quando da investigação bidimensional.

Os envelopes de perfis de velocidade migram em acordo com o transcorrer das horas e conjuntamente adquirem variações significativas com tendência crescente conforme se consideram longitudes consecutivamente mais em direção ao meridiano de Greenwich, isto é, lugares longitudinais mais a leste.

Figura 4.24 – Estrutura do PRVD como função de tempo e espaço (longitude e latitude) empregada como entrada no MATLAB_3D.



De posse desta informação acerca do comportamento de V_{pt} , interessa verificar como a instabilidade responde a este estímulo incitador mais veraz. Para este propósito, duas incursões distintas foram realizadas. Como abordagem inicial, inserimos este perfil de V_{pt} no MATPLAB_3D, todavia, preservando-se condições limítrofes anteriormente verificadas, i.e., permite-se que a instabilidade aja somente a partir de um dado instante no tempo no qual o valor de $V_m = 20$ m/s seja verificado para cada dado lugar longitudinal, em consonância com o previamente apresentado de modo simplificado e bidimensional em Sousasantos et al. (2013).

Decorre desta restrição imposta que $40 \leq A_p \leq 45$ m/s de acordo com a longitude na qual se considere tal valor, ou seja, conforme o lugar longitudinal considerado situa-se mais para leste, segue que os valores de V_{pk} atingem magnitudes maiores, com efeito, A_p adquire, necessariamente, maiores amplitudes.

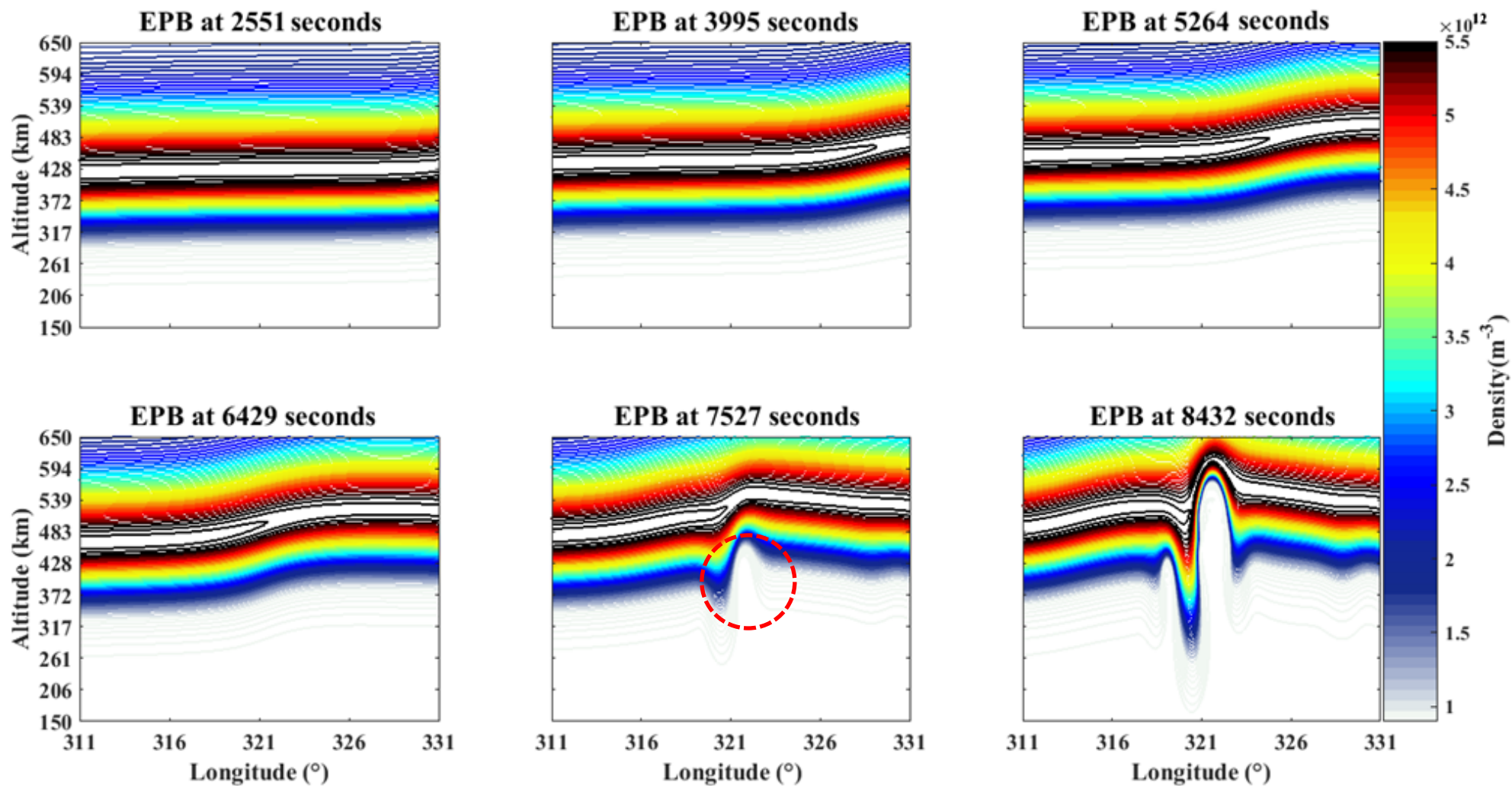
A Figura 4.25 tem a finalidade de mostrar a evolução da instabilidade e subsequente formação de estrutura EPB na região equatorial mediante tais condições estabelecidas nesta incursão inicial com o uso do SAMI2'. O leitor deverá verificar que o tempo denotado logo acima de cada um dos painéis representa o tempo de simulação para a grade completa. Para a avaliação do mecanismo aqui proposto foi empregada uma grade cuja extensão altitudinal compreende a faixa entre 150 km-1500 km, a abrangência latitudinal contém 50° , correspondendo a $\pm 25^\circ$ simétricos ao equador geomagnético, e o setor de longitudes contém $\sim 52^\circ$, entre $\sim 297^\circ$ - 349° . Ora, o terminadouro perfaz uma revolução de 360° em 24 horas, segue que, cada grau consome 240s de tempo para ser percorrido. Isto posto, são necessários aproximadamente 3360s para que os efeitos de V_{pt} se verifiquem nas circunvizinhanças de setores longitudinais próximos a 335° que é o valor estipulado como limite superior nas figuras doravante apresentadas. Com efeito, os valores de tempo que constam nos painéis das figuras em geral estão sujeitos a esta consideração e solicita-se ao leitor o obséquio de observar tal circunstância.

O painel superior esquerdo da Figura 4.25 mostra um instante de tempo no qual ainda não há a presença do PRVD nos setores longitudinais contidos na figura. O painel subsequente (superior central) ilustra V_{pt} imiscuindo-se no cenário a partir

do setor leste contido na grade longitudinal em $\sim 331^\circ$. O painel imediatamente posterior (superior direito) exhibe o avanço de V_{pt} em direção a oeste, e prosseguindo, tem-se no painel inferior esquerdo um instante de tempo no qual V_{pk} , contido em V_{pt} está agindo nos arredores de 322° , isto dá-se em $\sim 21h35$ UT. Logo após isto, no painel inferior central, vê-se o surgimento de um pico mais proeminente de velocidade vertical (denotada pelo círculo vermelho), distinto do que se verificava anteriormente devido à ação exclusiva da deriva vertical pré-reversão, isto é, em uma região específica, nas cercanias de 322° de longitude, um processo de crescimento de velocidade diferencial é verificado, indicando o início de um processo de instabilidade e a formação de campos elétricos de polarização mediante divergência da corrente Pedersen na direção zonal. Isto ocorre em um horário correspondente a $\sim 21h53$ UT. No último painel (inferior direito) existe uma estrutura EPB já em sua forma mais desenvolvida, atingindo altitudes equivalentes a 600 km, tal configuração verifica-se em um horário equivalente à $\sim 22h08$ UT, i.e., desde a ação efetiva de V_{pk} neste lugar longitudinal específico ($\sim 322^\circ$) até o momento no qual há a presença de uma estrutura EPB completamente desenvolvida, transcorreram-se ~ 33 minutos. Este intervalo de tempo é ligeiramente maior do que aquele verificado no caso bidimensional previamente verificado. Esta evolução mais morosa era esperada, uma vez que a taxa de crescimento em si contém, no caso tridimensional, termos conectados diretamente à eletrodinâmica fora do equador conforme já prognosticado quando da discussão da taxa de crescimento (seção 3.2.2.). Tais tempos de incitação e crescimento da estrutura EPB estão em plena conformidade com o verificado em registros do ambiente ionosférico, constituindo vigorosa corroboração de nossa proposição.

Figura 4.25 – Evolução de estrutura EPB gerada através da variação espaço-temporal do PRVD. O círculo vermelho denota a cúspide primária evoluindo.

Geomagnetic Equator



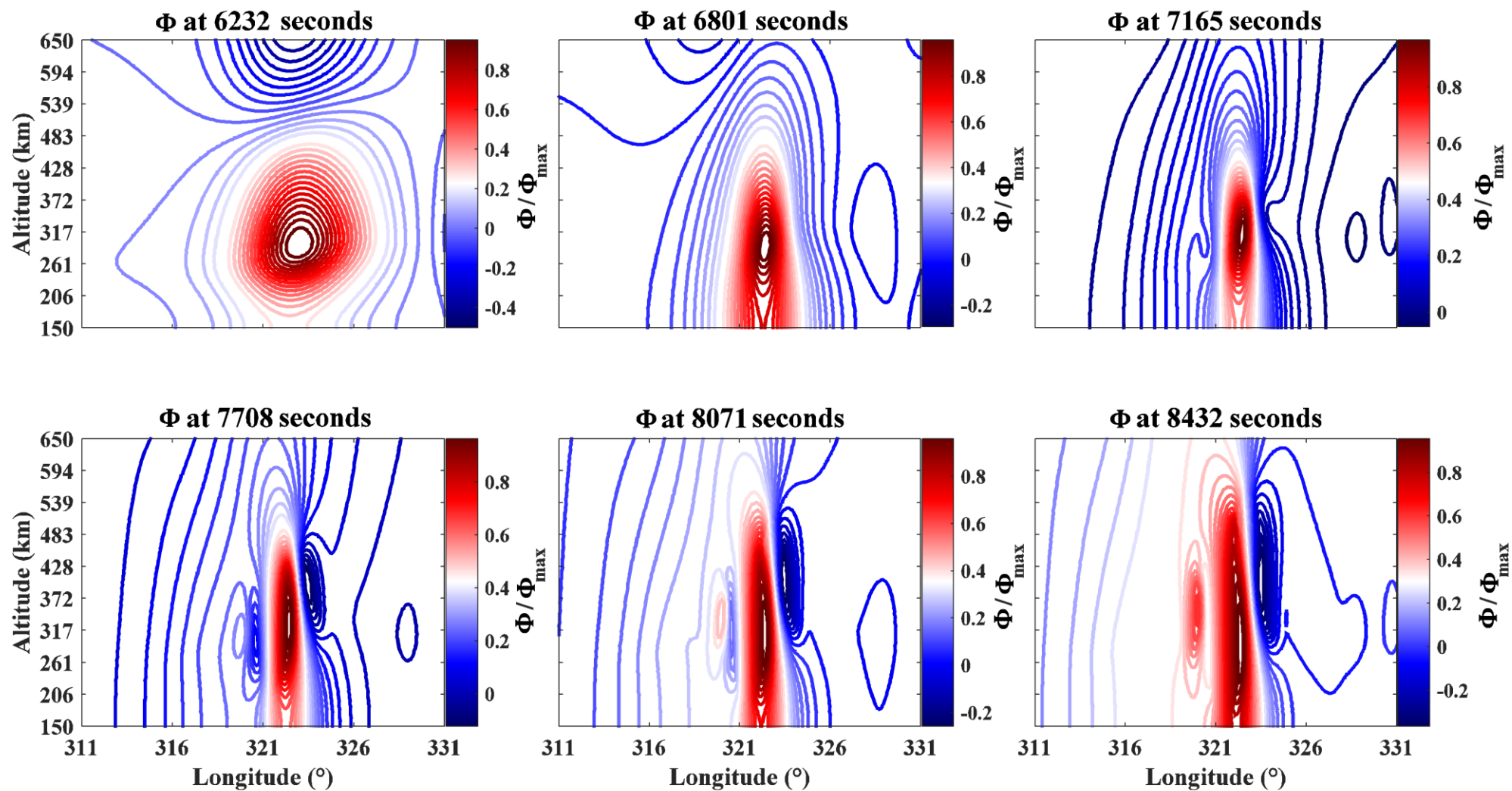
Os campos elétricos de polarização referentes à estrutura EPB verificada nos painéis há pouco descritos são exibidos na Figura 4.26. Em realidade, trata-se do potencial normalizado considerando-se o máximo valor de potencial para o mesmo referido instante no tempo.

Há, a partir de horários próximos ao apogeu de V_{pt} , nos entornos do setor longitudinal de 322° (painel superior esquerdo), a formação de potenciais discretos que, na medida em que o tempo transcorre, intensificam-se vultosamente formando um canal entre 322° - 323° em $\sim 21\text{h}47$ UT (painel superior direito).

Em instantes posteriores ($\sim 22\text{h}02$ UT), conforme a ação de V_{pt} migra para longitudes localizadas mais a oeste verifica-se que há a formação de uma polarização deveras mais modesta, entretanto ainda suficiente para ocasionar uma depleção em $\sim 318^\circ$ podendo corresponder a um evento bottomside (instabilidade restrita à base da região F).

Figura 4.26 – Evolução das estruturas de potencial normalizado referentes à estrutura EPB apresentada na figura anterior. O efeito do PRVD introduz-se desde o leste dos painéis e origina campos elétricos de polarização entre 322°-323° conforme o terminadouro migra em direção a oeste.

Geomagnetic Equator

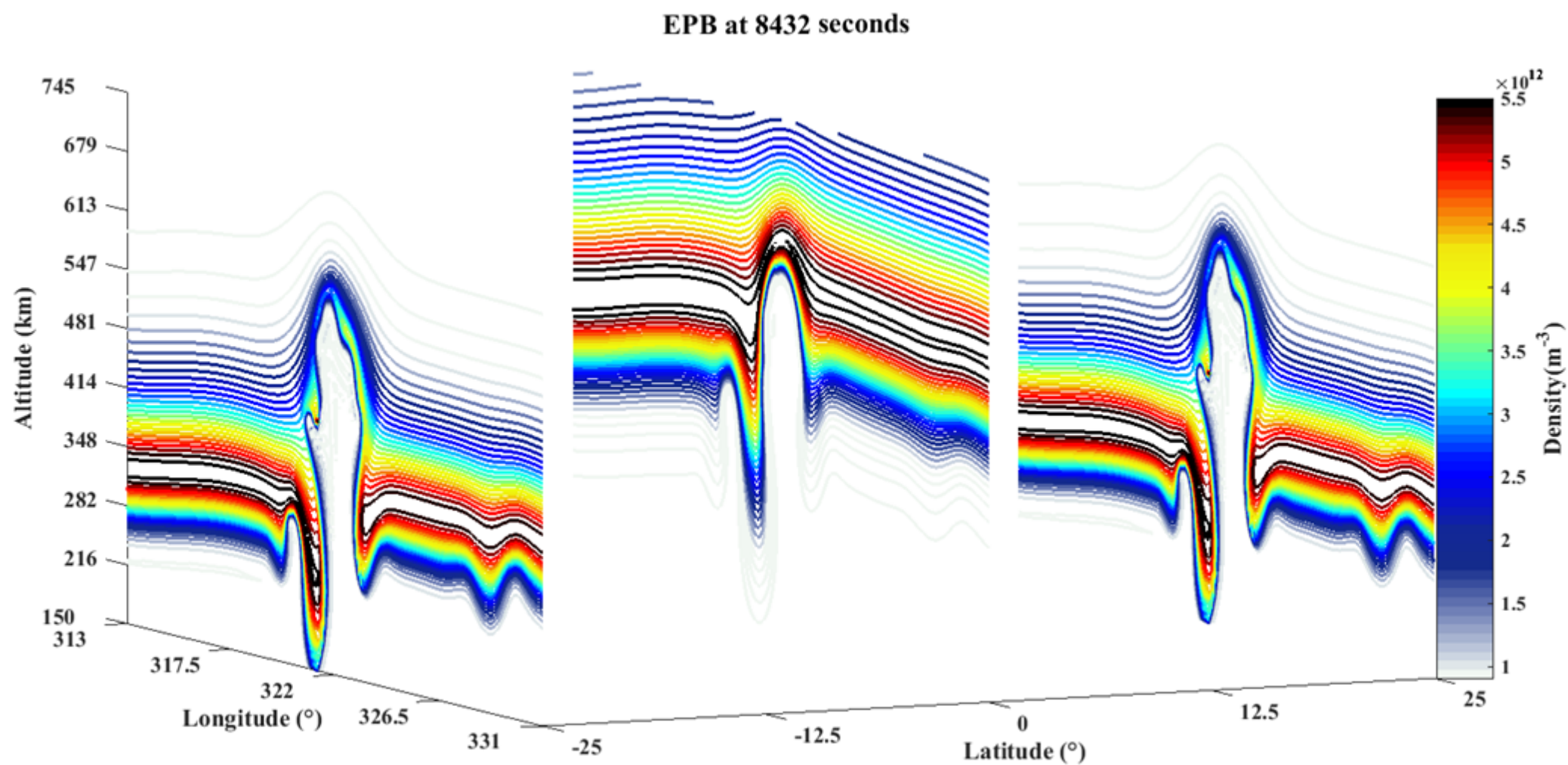


A propagação tridimensional desta estrutura EPB disparada por intermédio da variação espaço-temporal do PRVD, i.e., utilizando o PRVD como condição necessária e disparador suficiente da instabilidade CII, é ilustrada na Figura 4.27, isto para um horário corresponde à 22h08 UT.

O painel central corresponde ao equador geomagnético, os painéis à esquerda e à direita correspondem a pontos conjugados que distam 25° do equador ao sul e ao norte, respectivamente. O leitor poderá verificar que há uma transfiguração da estrutura conforme avaliam-se latitudes progressivamente mais distantes do equador geomagnético, e.g., há a deformação da parte superior da estrutura e o surgimento de ramificações na parede oeste da estrutura EPB. Deste modo, tais características de mapeamento efetivo e erupção de estruturas EPB em regiões latitudinais fora do equador com suas particularidades, indicam nítida evidência da validade da proposição aqui avaliada, uma vez que estão em integral consonância com o verificado ordinariamente quando destes eventos na ionosfera. O lugar longitudinal onde estas estruturas se localizam, para quaisquer latitudes consideradas, concentra-se nos arredores de 322° . Em termos de propagação vertical, as estruturas atingem altitudes moderadamente menos elevadas conforme são consideradas latitudes progressivamente mais distantes do equador, em irrestrita coadunação com o esperado. Deve ser notado que o perfil temporal de V_{pt} , ligeiramente mais delgado em latitudes fora da região equatorial, inflige uma concentração altitudinal de densidade mais compacta nestas regiões, com efeito, embora os valores de V_{pk} sejam consideravelmente menores, a contribuição do gradiente vertical de densidade mais acentuado ao crescimento da instabilidade favorece diretamente a proliferação vertical das estruturas EPB nestas latitudes não equatoriais.

Outro aspecto que pode ser verificado é a penetração dos efeitos da instabilidade CII, isto é, efeitos da presença de estrutura EPB, em altitudes equivalentes a ~ 150 km. Tal penetração pode também ser asseverada mediante análise dos campos marginais constantes nos painéis da Figura 4.26 onde é notória a disseminação destes campos até altitudes correspondentes a 150 km ou, eventualmente, mais profundas (menos elevadas). Este mapeamento de campos elétricos de polarização para altitudes consideravelmente menores pode propiciar um condicionamento mais profícuo para o efeito bouyancy.

Figura 4.27 – Configuração espacial tridimensional das estruturas EPB geradas a partir do mecanismo de variação espaço-temporal do PRVD.

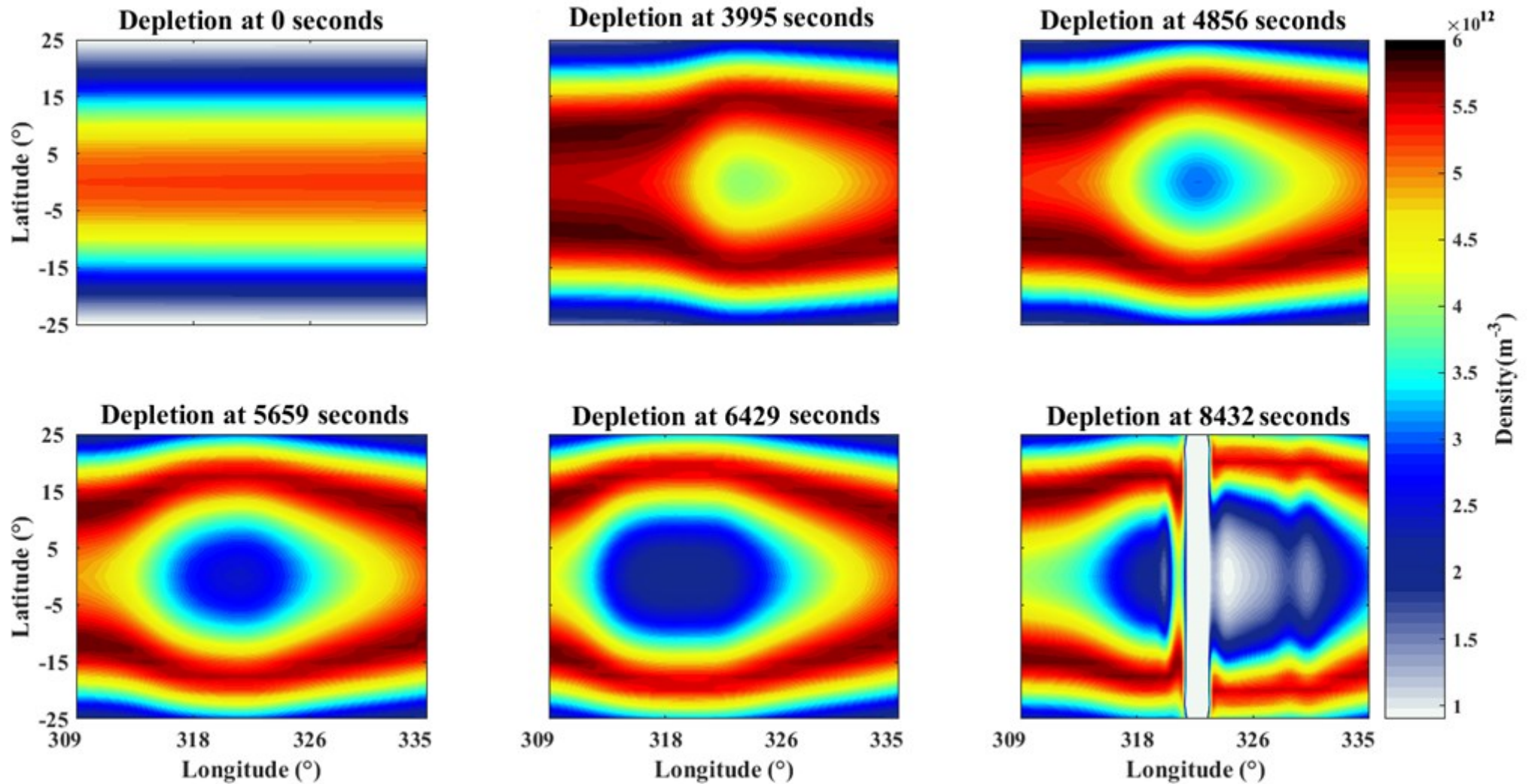


A Figura 4.28 mostra uma perspectiva alternativa deste resultado discutido. Para a elaboração de tal figura, considera-se uma dada altitude fixa, a saber, 450km, e verifica-se a evolução temporal da estrutura EPB em latitude e longitude, esta é uma disposição de informações similar àquela verificada em dados de imagens registradas por imageadores (ou ao exibido na Figura 4.18).

No instante inicial (painel superior esquerdo), há uma distribuição uniforme de densidade eletrônica concentrada majoritariamente no equador geomagnético sem quaisquer perturbações. No painel superior central, a ação de V_{pt} introduziu-se desde o limite leste da figura e alcança, para este dado instante de tempo, aproximadamente a região longitudinal próxima a 322° . Desta ação resulta o transporte de plasma para regiões fora do equador ($\pm 15^\circ$). No painel superior direito a ação do PRVD (V_{pt}) está majoritariamente concentrada no setor longitudinal centrado em $\sim 322^\circ$ - 323° e a partir do painel seguinte (inferior esquerdo) parece perdurar neste lugar longitudinal concorrentemente à sua propagação para oeste. Após a passagem de V_{pk} por esta região (painel inferior central) fica evidente a presença de instabilidade iniciando-se neste setor longitudinal, fato elucidado pela metamorfose da forma geométrica da ação de V_{pt} que começa a adquirir uma aparência alongada. No painel inferior direito ($\sim 22h08$ UT) há, manifestamente, a presença de uma estrutura EPB (representada pela depleção em cor branca) que compreende quase toda a dimensão latitudinal apresentada na figura ($\pm 25^\circ$), cujo centro situa-se entre 322° - 323° de longitude e de extensão longitudinal equivalente a $\sim 2^\circ$.

A suficiência da variação espaço-temporal como mecanismo disparador da instabilidade para além de mostrar-se fidedigna, apresenta similaridades notáveis quando são comparados os resultados advindos dos perfis realísticos aqui apreciados e aqueles provenientes do perfil matematicamente construído avaliado na seção 4.3.3.2. (vide Figura 4.12), sobretudo os painéis superior direito e inferior esquerdo da Figura 4.28 denotam um comportamento deveras congruente com os painéis superior central e superior direito da Figura 4.18, respectivamente. Desta feita, a assunção baseada em termos matematicamente definidos que fora empregada anteriormente revela-se, de fato, válida e apropriada para uma descrição inicial do mecanismo ora perscrutado.

Figura 4.28 – Evolução da estrutura EPB em latitude e longitude para uma altitude fixa de ~ 450 km. V_{pt} inicia a instabilidade CII enquanto migra para oeste.



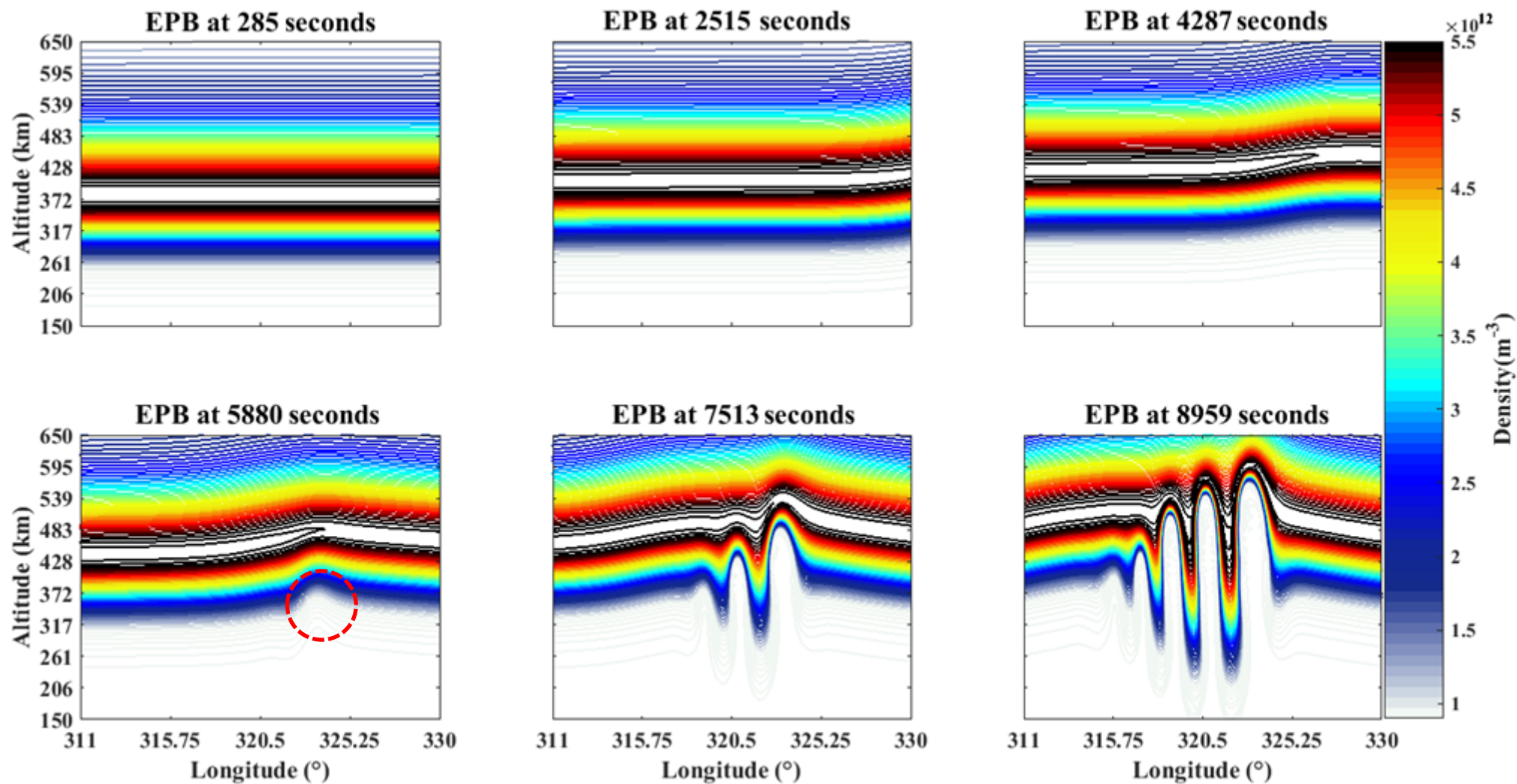
Uma incursão mais abrangente e realista é apresentada a seguir. Nesta investida mais exata considera-se a ação completa do PRVD (V_{pt}) diversamente da discussão ainda há pouco apresentada na qual considerava-se a ação de V_{pt} somente a partir de um dado instante no tempo quando V_{pt} atingia o valor limítrofe inferior de V_m previamente estabelecido (20 m/s) para cada dado lugar longitudinal. Com efeito, A_p apresenta amplitudes maiores do que no caso anterior, contudo, o acréscimo ocorre mais lentamente. Esta configuração é, nesta tese de doutoramento, a mais próxima do que se verifica em um cenário ionosférico realístico contendo toda a faixa de velocidades de V_{pt} existente para todos os setores longitudinais. Resulta deste crescimento mais vagaroso um prognóstico que aponta em direção a um surgimento e/ou evolução de estrutura EPB igualmente mais tênue, esta proposição é minudenciada nos resultados a seguir.

A Figura 4.29 mostra em seus painéis a evolução da instabilidade CII mediante a atuação desta configuração mais verídica de V_{pt} . Tal figura ilustra o comportamento da instabilidade no equador geomagnético. Num dado instante próximo ao início da simulação do MATPLAB_3D (painel superior esquerdo) o ambiente ionosférico não apresenta quaisquer efeitos de V_{pt} , uma vez que este está para além dos domínios da figura, posteriormente, a influência do PRVD imiscue-se progressivamente, e.g., painéis superior central e superior direito. A partir de um dado momento de tempo no qual esta ingerência de V_{pt} é dominante nas cercanias de longitudes entre $\sim 322^\circ$ - 323° (painel inferior esquerdo), há uma evolução distinta de velocidades verticais originando uma região de cúspide neste lugar longitudinal (denotada pelo círculo vermelho). Subsequentemente, esta instabilidade desenvolve-se produzindo uma estrutura EPB que, como efeito de sua evolução ligeiramente mais tênue do que no caso preliminar apresentado há pouco, acarreta consecutivas perturbações conforme V_{pt} avança para setores longitudinais localizados mais à oeste. Com efeito, o comportamento originário desta composição concomitante assemelha-se, em forma, a uma frente de onda propagando-se para oeste e cuja fonte, neste caso, é oriunda da região longitudinal

entre 322° - 323° . Isto é apresentado no painel inferior central que corresponde em horário às $\sim 21\text{h}54$ UT.

Figura 4.29 - Evolução de estrutura EPB gerada através variação integral de V_{pt} . O círculo vermelho denota o início da estrutura EPB primária.

Geomagnetic Equator



O último painel (inferior direito) corresponde a um instante de tempo ~ 42 minutos após o horário em que V_{pk} ocorre no lugar longitudinal em que surgiu a cúspide primeva, este instante equivale ao horário de 22h17 UT, isto é, um momento ligeiramente mais tardio do que aquele apresentado no painel inferior direito da Figura 4.25, conforme conjecturado previamente. Este painel demonstra uma peculiaridade distinta do que fora discutido até aqui neste texto, a saber, há a presença várias estruturas EPB, estando estas contidas na região longitudinal entre 323° - 315° . Esta característica mostra-se muito mais atinente ao modo como o fenômeno se revela no ambiente ionosférico, i.e., registros de estruturas EPB através de instrumentos os mais diversos revelam uma presença similar a de pacotes de estruturas EPB, em plena conformidade com os resultados obtidos através de abordagem matemático computacional.

Tsunoda (2015) oferece uma síntese de vários estudos que apontam para a tendência de estruturas EPB aparecerem muito mais comumente em grupos do que isoladamente, ademais, ele indica que, em geral, estes grupos residem em um espaço não excedente àquele em que se verifica algo ao qual tal autor atribui o cognome de “upwelling” (uma dada elevação da base da região F). Ora, ocorre que o PRVD (V_{pt}) constitui-se em potencial e, de fato, mais adequado candidato a causador desta elevação conforme já argumentado por Woodman (1994). Em realidade, Tsunoda (2015) afirma que tais elevações (upwellings) têm sua fase mais intensa, em dada localidade, no horário do respectivo PRVD, o que é, de fato, deveras intuitivo.

Conforme este estudo se debruça sobre a conjectura postulada por Woodman (1994), os indícios, progressiva e reiteradamente, ratificam a validade desta hipótese, haja vista os resultados preliminares já comunicados em Sousasantos et al. (2013).

Tsunoda (2015) inclui dentro de sua representação hipotética estruturas periódicas como um tipo causador destas elevações e mostra (figura 8 em seu artigo) que os grupos de estruturas EPB concentram-se unicamente no intervalo de tempo no qual estas elevações tomam lugar. Neste artigo ele sugere que tais elevações periódicas podem ser atribuídas à ondas de gravidade de origem troposférica.

Além disto, o autor destaca que a estrutura EPB primária ocorre impreterivelmente na crista da elevação, novamente em plena conformidade com

o que se encontra nos resultados apresentados nesta tese (e.g., Figura 4.29). Outrossim, ao menos três figuras (figuras 6, 7 e 8 em seu artigo) indicam que o grupo de estruturas EPB, i.e., a estrutura EPB primária em conjunto com outras secundárias, em seu estágio maturado, localiza-se a leste da elevação (upwelling), novamente em consonância com o verificado nos resultados apresentados nesta tese de doutoramento, uma vez que, o mecanismo disparador ora asseverado (PRVD) prossegue sua trajetória em direção a oeste ininterruptamente, conforme o leitor é convidado a verificar em todas as figuras anteriormente apresentadas nesta seção, logo, o mecanismo atende aos termos propostos por Tsunoda (2015). Enquanto Tsunoda (2015) evoca oscilações secundárias, e.g., ondas de gravidade, para explicar a presença de grupos de estruturas EPB, o mecanismo aqui analisado é capaz de gerar grupos de estruturas EPB *de per si*, caso a variação entre V_m e V_{pk} ocorra mais lentamente, conforme se verifica nesta abordagem mais fidedigna de cujos resultados a Figura 4.29 é representante.

Na Figura 4.29, há a geração de estrutura EPB primária entre longitudes de 322°-323°, em horários equivalentes ao pico de V_{pt} (i.e., o horário de V_{pk} para esta dada longitude) e subsequente desenvolvimento de estruturas EPB secundárias, gradativamente menos prolíficas, ou seja, que atingem extensões altitudinais paulatinamente menores. Este grupo de estruturas está contido entre ~312°-326° para esta grade de simulação estipulada.

Li et al. (2007) analisaram uma considerável quantidade de dados de satélites ao longo de três anos de máximo solar, a saber, 2000-2002. Em sua investigação, os autores mostram, através de correlação, que há uma estreita relação entre o comportamento do PRVD (V_{pt}) e a presença de estruturas EPB (vide figura 3 no artigo citado). Ademais, há, decerto, evidências nos dados oferecidos pelos autores que indicam uma forte dependência de valores de V_{pt} e da presença de estruturas EPB conforme consideram-se diferentes longitudes, sobretudo em solstícios de Dezembro. Aos propósitos desta tese de doutoramento interessa destacar que, dentre os resultados apresentados no trabalho de Li et al. (2007), especificamente aqueles constantes nas figuras 2 e 4 de seu artigo, há a constatação de que durante solstícios de Dezembro, a ocorrência de estruturas EPB manifesta-se notoriamente em lugares longitudinais nos arredores de ~320° e

isto verifica-se em toda a faixa latitudinal de $\pm 30^\circ$. Em verdade, os resultados apresentados por Li et al. (2007) demonstram que a variação longitudinal do PRVD e subsequentemente presença de estruturas EPB nos locais onde esta variação apresenta seus valores máximos são notadamente uma característica sazonal pertencente a solstícios de Dezembro para o setor longitudinal de $\sim 320^\circ$. Doutro modo, durante o equinócio esta dependência longitudinal parece diluir-se. Ora, mais uma vez tem-se uma notória concordância com as proposições enunciadas nesta tese e reiteradamente demonstradas por intermédio dos diversos resultados apresentados ao longo do corpo deste texto. Recorde o leitor que invoca-se como premissa das proposições aqui avaliadas a variação espaço-temporal (tempo e longitude) do PRVD (V_{pt}) como mecanismo necessário e suficiente (sob determinadas circunstâncias) para ocasionar a presença de estruturas EPB. A intersecção entre o lugar geográfico, os instantes de tempo, as condições sazonais e solares utilizadas nas premissas que têm de ser válidas para consequentemente tornar válidos os resultados desta tese e o apresentado no trabalho de Li et al. (2007) coincidem em todos estes seus elementos. Vários outros trabalhos anteriores podem ser elencados e todos eles condizem com o apresentado por Li et al. (2007). Burke et al. (2004a) utilizando dados de satélite abarcando os anos de 1989-2000 demonstraram que a maior ocorrência de estruturas EPB dá-se em longitudes de $\sim 320^\circ$ estendendo-se esta máxima concentração ao redor de $\pm 15^\circ$ (figura 2 em seu artigo). Burke et al. (2004b) apresentam um trabalho com uma análise estendida até o ano de 2002, contudo, os resultados desta investida mostram-se idênticos àqueles anteriormente verificados (figuras 1 e 10 em seu trabalho). Sun et al. (2015) empregaram dados de satélite e receptores GPS que cobrem os anos de 1999-2002 para avaliar flutuações do conteúdo eletrônico total. Seus resultados (figuras 5 e 6 em seu artigo) corroboram o que há pouco foi exposto acerca da concentração de estruturas EPB ao redor do setor longitudinal de $\sim 320^\circ$ durante solstícios de verão.

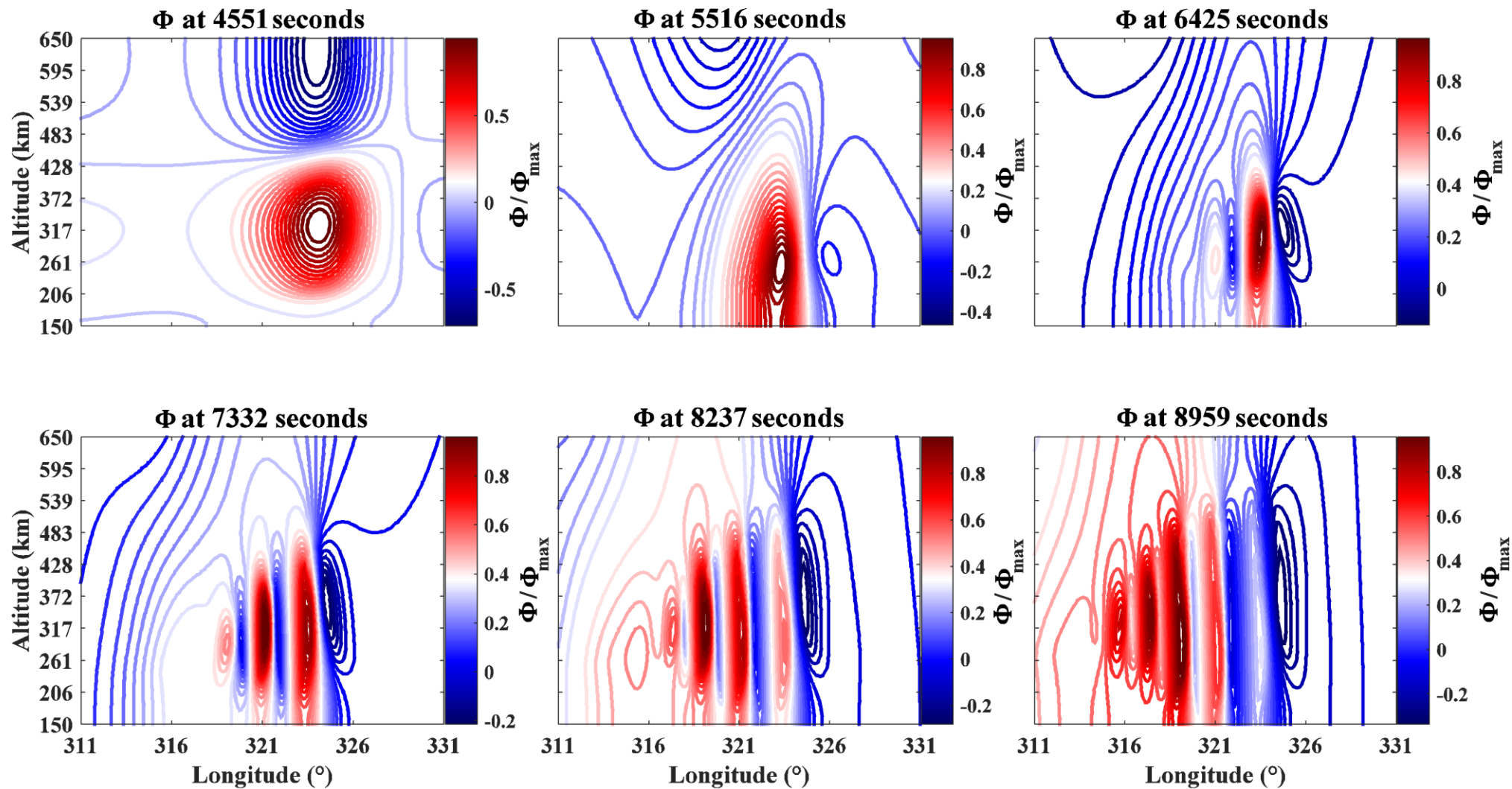
Todos estes trabalhos distintos suportam a validade do mecanismo aqui discutido, haja vista a quantidade vultosa de fatores coincidentes que são elemento comum a todas estas investigações e constituem premissas na hipótese fulcral desta tese. Uma vez que estas premissas estejam corretas, segue que o que dela decorre é verdadeiro, por conseguinte, os reiterados registros aqui elencados parcialmente

(i.e., há outros tantos) equivalem a um sustentáculo da conclusão que progressivamente constrói-se nesta tese.

Uma perspetiva alternativa do fenómeno é apresentada na Figura 4.30. Nesta, o potencial normalizado é apresentado (analogamente à Figura 4.26) a fim de clarificar o comportamento de propagação destes campos de polarização conforme transcorrem os eventos. Inicialmente (painel superior esquerdo) a influência de V_{pt} ainda não se faz presente nos domínios da figura. O painel superior central mostra que, paulatinamente, V_{pt} introduz-se no cenário e começa a elevar a região F, disto segue que uma divergência de cargas começa a estabelecer-se. No instante correspondente àquele onde a presença de V_{pk} coincide com o lugar longitudinal de $\sim 322^\circ$ - 323° (painel superior direito) há intensa polarização indicando o crescimento da instabilidade CII. O painel subsequente (inferior esquerdo) que corresponde à $\sim 21h50$ UT (i.e., 15 minutos após V_{pk} ocorrer entre 322° - 323°) revela a existência de uma propagação longitudinal destes campos de polarização em uma forma que assemelha-se a uma frente de onda. Na medida em que o tempo avança e o PRVD (V_{pt}) migra para longitudes localizadas mais a oeste, a característica de propagação intensifica sua magnitude conforme demonstram os painéis inferior central ($\sim 22h05$ UT) e inferior direito ($\sim 22h17$ UT). O comportamento verificado indica que a estrutura EPB primária desencadeia perturbações em sua circunvizinhança, todavia, a leste desta estrutura primeva a ação de V_{pt} é, em momentos posteriores ao seu apogeu (V_{pk}), minorada, uma vez que seus valores decrescem paulatinamente. Doutro modo, conforme o PRVD progride em direção a oeste, V_{pt} torna o ambiente mais instável, provendo condições profícuas para que instabilidades grassem até atingirem a condição de estruturas EPB que podem receber o epíteto de secundárias. Com efeito, a estrutura EPB primária imediatamente após ser originada pelo mecanismo de sementeira aqui formulado (variação de V_{pt}) atua em conjunção com este mesmo mecanismo de modo a ocasionar a erupção de outras estruturas secundárias a oeste dela conforme V_{pt} avança com sua potencialidade para regiões a oeste desta estrutura em estágio mais maduro, isto é, o ponto crítico deste processo é a formação da cúspide primária de instabilidade.

Figura 4.30 - Evolução das estruturas de potencial normalizado referentes a estrutura EPB apresentada na figura anterior.

Geomagnetic Equator

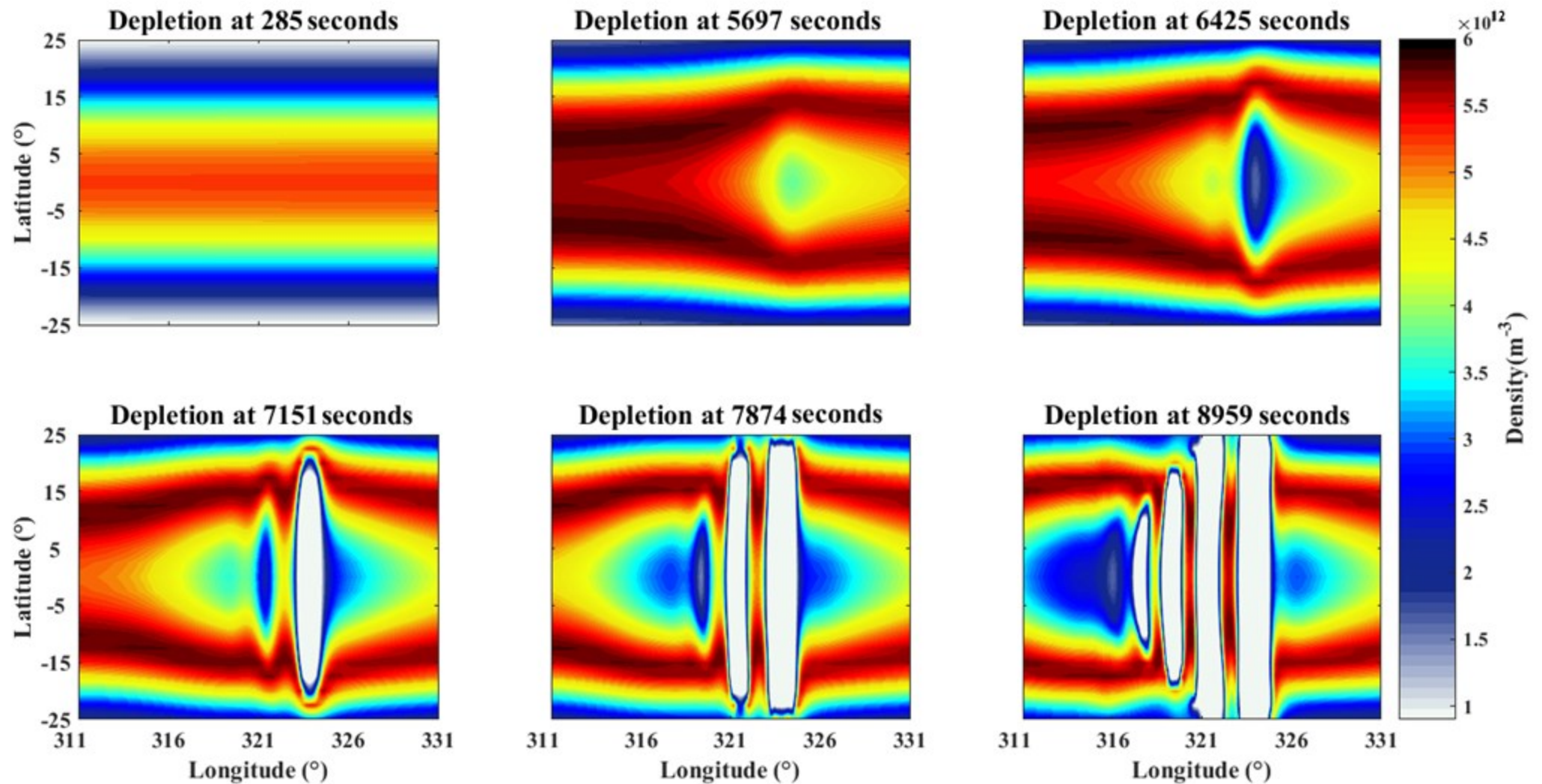


Decorre desta interação simbiótica que não são necessários agentes perturbadores periódicos para que existam grupos de estruturas EPB. De fato, esta descrição explica completamente a representação pictórica apresentada em Tsunoda (2015) (figura 8 em seu artigo). Outra característica que é apresentada intuitivamente na representação pictórica ainda há pouco referida e que é confirmada pelo resultado apresentado nas figuras que estão sendo discutidas é a propriedade de a estrutura EPB primária, aquela que surge entre $\sim 322^\circ$ - 323° , atingir altitudes mais elevadas e as demais estruturas EPB, as secundárias que eclodem a oeste da primitiva, serem propensas a apresentar uma ascensão mais modesta e mitigada.

A Figura 4.31 apresenta a evolução espaço-temporal deste grupo de estruturas EPB para uma dada altitude fixa, a saber, ~ 450 km, ou seja, como o conjunto composto pela estrutura EPB primária e as secundárias dela decorrentes propagam-se em longitude e latitude com o transcorrer do tempo. A minoração da propagação é notória conforme o lugar longitudinal afasta-se daquele onde surgiu a estrutura EPB primária ($\sim 322^\circ$ - 323°).

O painel superior esquerdo mostra um cenário isento de V_{pt} e seu subsequente (painel superior central) revela o início da ação de V_{pt} exatamente nas cercanias de longitudes entre 322° - 323° . Seguindo-se, o painel superior direito, aproximadamente situado no instante de tempo em que V_{pk} age sobre as longitudes há pouco referidas, exibe o crescimento de uma depleção que eclode no painel subsequente (inferior esquerdo), sendo este último equivalente ao horário de $\sim 21\text{h}47$ UT. Neste painel (inferior esquerdo) já se verifica a presença de uma depleção a oeste daquela primária, esta depleção inicial transfigura-se em estrutura EPB conforme atesta o painel seguinte (inferior central) no horário de $\sim 21\text{h}59$ UT. Ainda no painel inferior central uma terceira estrutura de depleção já começa a tornar-se visível. Posteriormente, em $\sim 22\text{h}17$ UT há várias estruturas EPB (quatro bem desenvolvidas e uma quinta introduzindo-se), estas estruturas tornam-se mais modestas conforme consideram-se setores longitudinais mais a oeste, sobretudo sua propagação latitudinal, o que aponta para uma evolução vertical progressivamente atenuada em dependência da longitude, i.e., a estrutura EPB primária revela um comportamento ascensional mais agressivo e as estruturas EPB secundárias exibem ascensão minorada.

Figura 4.31 – Evolução da estrutura EPB em latitude e longitude para uma altitude fixa de ~ 450 km no caso mais realístico de V_{pt} .



O setor longitudinal que contém este grupo de estruturas EPB abarca longitudes entre $\sim 314^\circ$ - 328° , coincidindo inteiramente com o setor onde havia a maior ocorrência de estruturas EPB conforme verificado por um vasto número de observações [e.g., LI et al. (2007), BURKE et al. (2004a, 2004b), SUN et al. (2015)]. A escolha desta região na grade de simulação é devida às condições de solstício de verão. Segue que variadas evidências confluentes convergem, de modo inconcusso, em direção à validade da hipótese ora avaliada.

Acerca da localização longitudinal preferencial destes grupos (clusters) de estruturas, a explicação possivelmente reside, ao menos em parte, na discussão apresentada por Tsunoda (1985). O autor, no artigo mencionado, propõe que a ocorrência de instabilidades é pronunciadamente controlada pela declinação, argumentando que em condições nas quais o terminadouro solar não se encontre alinhado às linhas geomagnéticas os campos de polarização que potencialmente poderiam dirigir a instabilidade até sua fase madura (quando são verificadas estruturas EPB) são curto-circuitados por uma região E que perdura em algum dos hemisférios. A idéia apresentada por Tsunoda (1985) é bastante intuitiva, entretanto, recomenda-se ao leitor a consulta a este artigo aludido, uma vez que lá é oferecida uma aproximação geométrica e uma base modesta de dados para suportar a hipótese por ele proposicionada. Batista et al. (1986) demonstram, com simulação numérica, resultados que indicam a validade deste cenário. Ainda em Tsunoda (1985) o autor reconhece que a mera remoção da condutividade do ambiente capaz de curto-circuitar os campos elétricos de polarização das instabilidades não seria capaz de prover plenamente as condições para justificar os registros ionosféricos que são apresentados. Desta feita o autor evoca geradores ou disparadores de instabilidade mais intensos e sob esta composição fia sua hipótese. Ora, ocorre que na região exata em que nossos resultados se concentram há a conjunção de várias condições propícias à incitação e desenvolvimento da instabilidade CII e posterior desenvolvimento de estruturas EPB, isto devido a escolha conveniente de grade de simulação que foi determinada. Durante períodos de solstício de verão, a configuração de alinhamento proposta por Tsunoda (1985) é atendida nesta região, isto é, o produto externo entre os versores meridionais do terminadouro e das linhas de campo geomagnético é nulo. De forma síncrona os valores de V_{pk} atingem suas maiores magnitudes especificamente neste setor

longitudinal (e.g., FEJER et al., 2008). Indutivamente, pode-se concluir que o comportamento esperado é exatamente aquele que as simulações apresentadas nesta tese demonstram. Isto posto, novamente temos um fecho que testifica a validade do mecanismo proposto nesta tese.

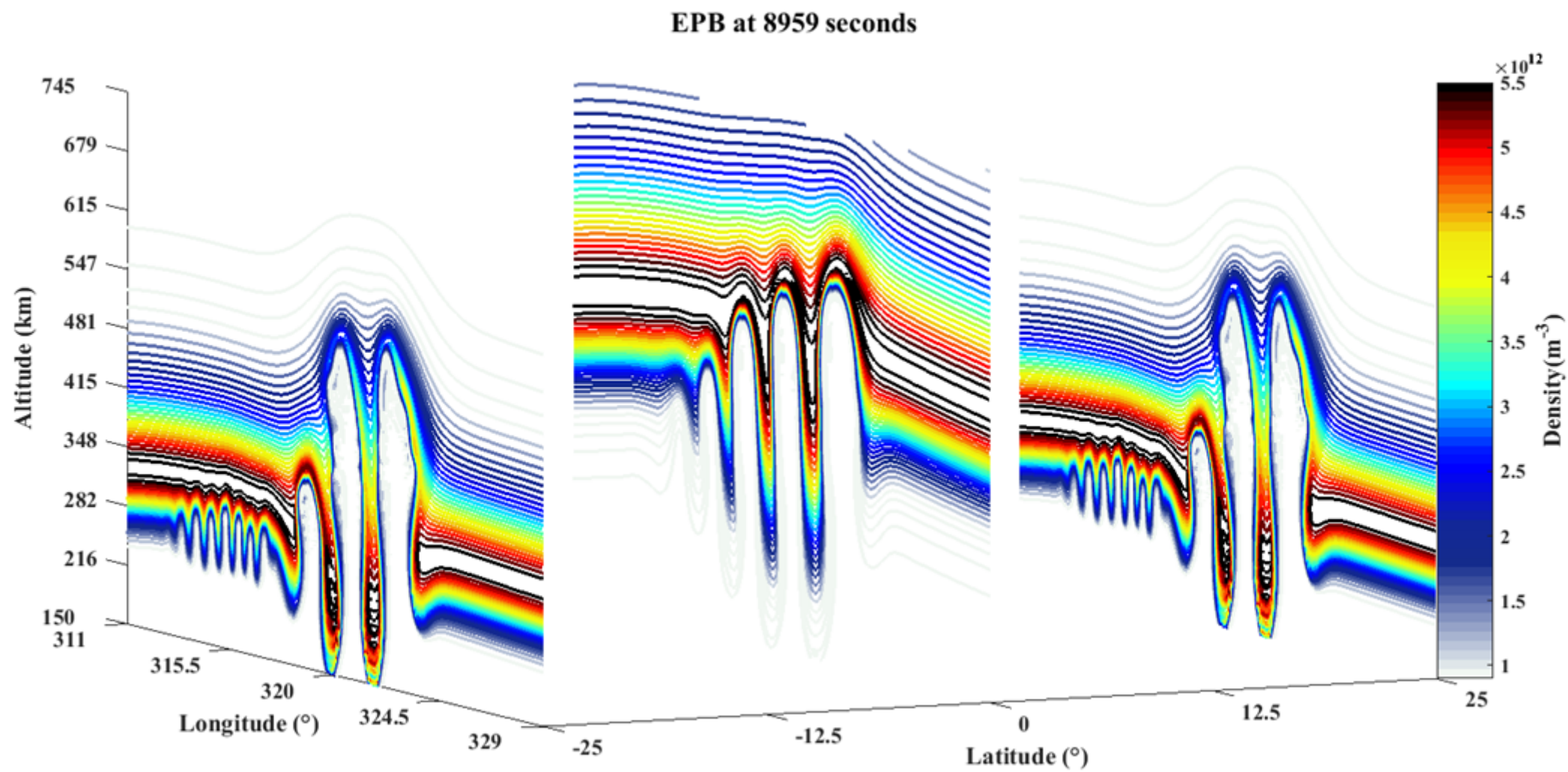
Ademais, segue que a variação longitudinal do PRVD (V_{pt}) não somente pode ser suficiente para semear instabilidades que evoluem para estruturas EPB, como também é capaz de oferecer explicação fortuita para diversas características destas estruturas, peculiaridades estas até este momento residindo em obscuridade.

A Figura 4.32 mostra a perspectiva tridimensional da situação sendo seus painéis esquerdo, central e direito correspondentes a -25° , 0° e $+25^\circ$ de latitude respectivamente, e sendo estes pertencentes ao horário de $\sim 22\text{h}17$ UT.

O painel central apresenta um grupo de estruturas mais desenvolvidas na região equatorial na faixa longitudinal entre $\sim 314^\circ$ - 328° , em completa conformidade com o verificado usualmente neste horário e sob as condições de ambiente consideradas. Os painéis complementares (esquerdo e direito) ilustram o que ocorre em regiões diametralmente opostas fora do equador geomagnético. Há vários pontos que devem ser destacados, dentre estes a deformação das estruturas EPB, de modo símile, contudo não idêntico ao verificado na incursão inicial discutida previamente e de cujos resultados procede a Figura 4.27. A variação espaço-temporal de V_{pt} decerto é uma característica comum ao setor latitudinal aqui avaliado, e isto inequivocamente implica excitação de instabilidades *in loco* no mesmo intervalo de tempo no qual os campos elétricos de polarização gerados no equador geomagnético são recepcionados nestas latitudes não adjacentes a ele. Este mapeamento e tal geração local de instabilidades compõe o cenário fértil ao surgimento de estruturas EPB fora do equador geomagnético. Todavia, os setores latitudinais gozam de mais ou menos contribuição da variação de V_{pt} de acordo com sua proximidade do equador geomagnético, assim, conforme o lugar latitudinal considerado afasta-se deste, a contribuição decresce, o crescimento da estrutura EPB experimenta atenuação disto resultando a deformação desta dada estrutura que em consequência altera seus padrões de evolução vertical conforme apontado por Ott (1978). Isto explica a diferença notória entre a forma deveras mais regular das estruturas no painel central (equador geomagnético) do que

daquelas dos painéis à esquerda e à direita. O avanço mais acentuado do fenômeno em região equatorial é, de fato, expectável.

Figura 4.32 – Configuração espacial tridimensional das estruturas EPB geradas a partir do mecanismo de variação espaço-temporal do PRVD.

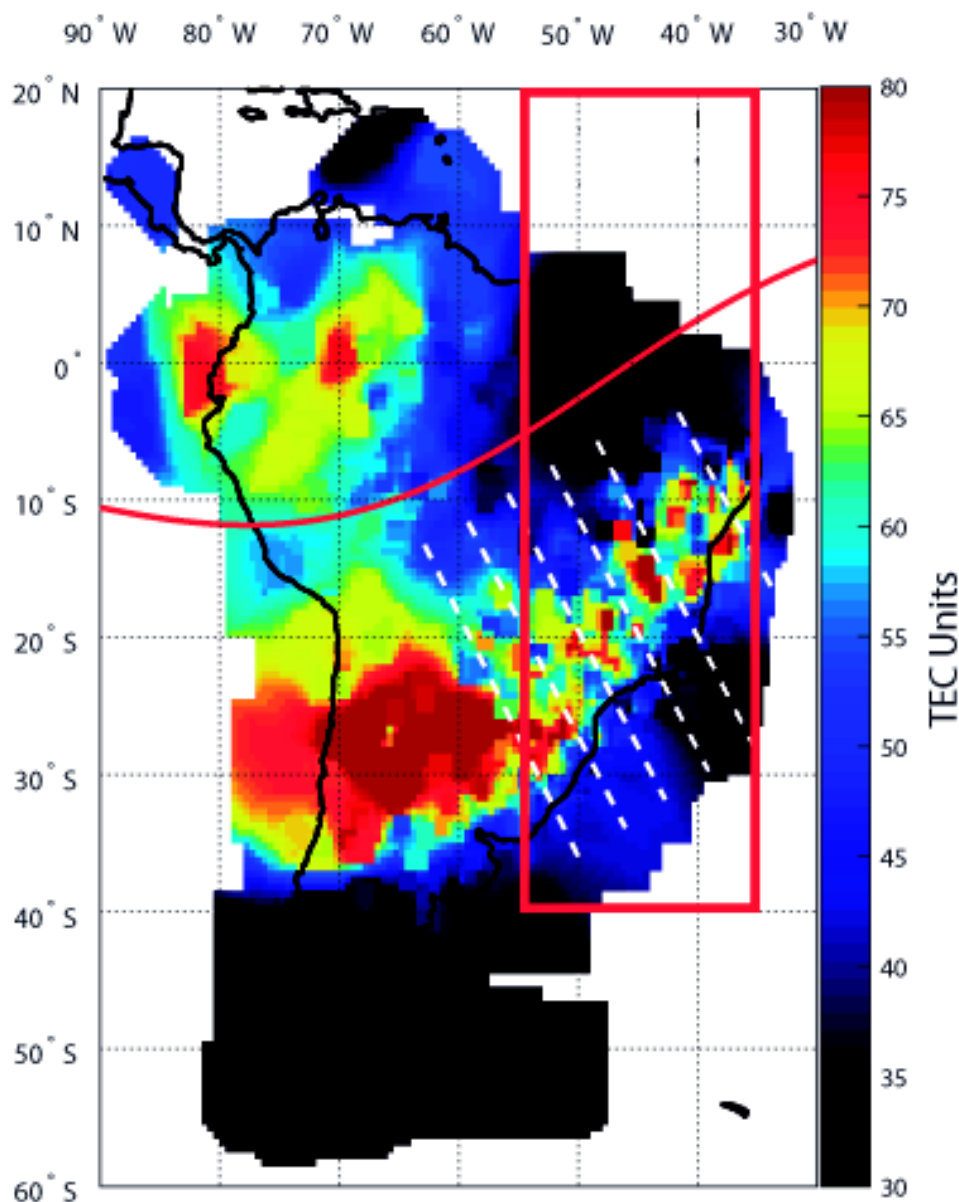


Há pouco foram apresentados resultados obtidos com uma abordagem mais simplificada (e.g., Figura 4.25, 4.26, 4.27 e 4.28 e discussões a elas pertencentes). Nela a variação de V_{pt} ocorria mais rapidamente e a instabilidade atuava somente a partir de determinado momento no tempo quando, para cada dado setor longitudinal, o valor de V_m atingisse 20 m/s observando-se o anteriormente proposto com abordagem bidimensional e tridimensional com perfil de V_{pt} matematicamente definido. Um cotejo entre a propagação vertical da estrutura EPB obtida com o emprego desta abordagem inicial e a propagação vertical das estruturas EPB no equador geomagnético (sobremodo a estrutura primária) resultantes da abordagem ora discutida revela uma ascensão deveras mais vigorosa daquela do que desta. Desta feita, assim como para aquela abordagem inicial o desenvolvimento mais veloz da estrutura não favorecia o surgimento de estruturas EPB nas adjascências da estrutura primária, para esta abordagem mais completa em termos de V_{pt} espera-se que a tendência de geração de estruturas EPB secundárias revele-se mais intensamente ou perdure em lugares espaciais onde a ascensão da estrutura EPB primária não seja tão ágil. De fato, a Figura 4.32 desvela que, em latitudes mais distantes do equador onde a intensidade de V_{pt} é mitigada, e por conseguinte a elevação das estruturas EPB que lá ocorram, há uma nítida tendência de geração de estruturas secundárias que perdura por mais tempo ou, doutro modo, por maior extensão longitudinal. Isto dá-se sempre à oeste da estrutura primária e de acordo com o avanço de V_{pt} , em plena conformidade com o até agora aduzido e, neste caso apresentado abrange longitudes equivalentes a $\sim 311.5^\circ$. Mais uma vez todos os aspectos verificados mantêm-se estritamente em consonância com aqueles observados por vasta diversidade de instrumentos ao longo de décadas de investigações acerca deste fenômeno.

As estruturas secundárias verificadas no equador geomagnético mapeiam-se para altitudes consideravelmente menores em latitudes mais distantes. Com efeito, estes campos elétricos de polarização tendem a desencadear estruturas secundárias em regiões mais estáveis fora do equador, disto seguindo a presença de perturbações na base da ionosfera que perduram por uma extensão longitudinal maior, conforme sua potencialidade de ascensão é mitigada.

A Figura 4.33 mostra um dia onde houve registro de estruturas EPB através de dados de conteúdo eletrônico total (TEC).

Figura 4.33 – Estruturas EPB registradas por intermédio de dados de GPS e TEC. O retângulo vermelho destaca a faixa longitudinal de ocorrência e as linhas em branco o conjunto de estruturas EPB.

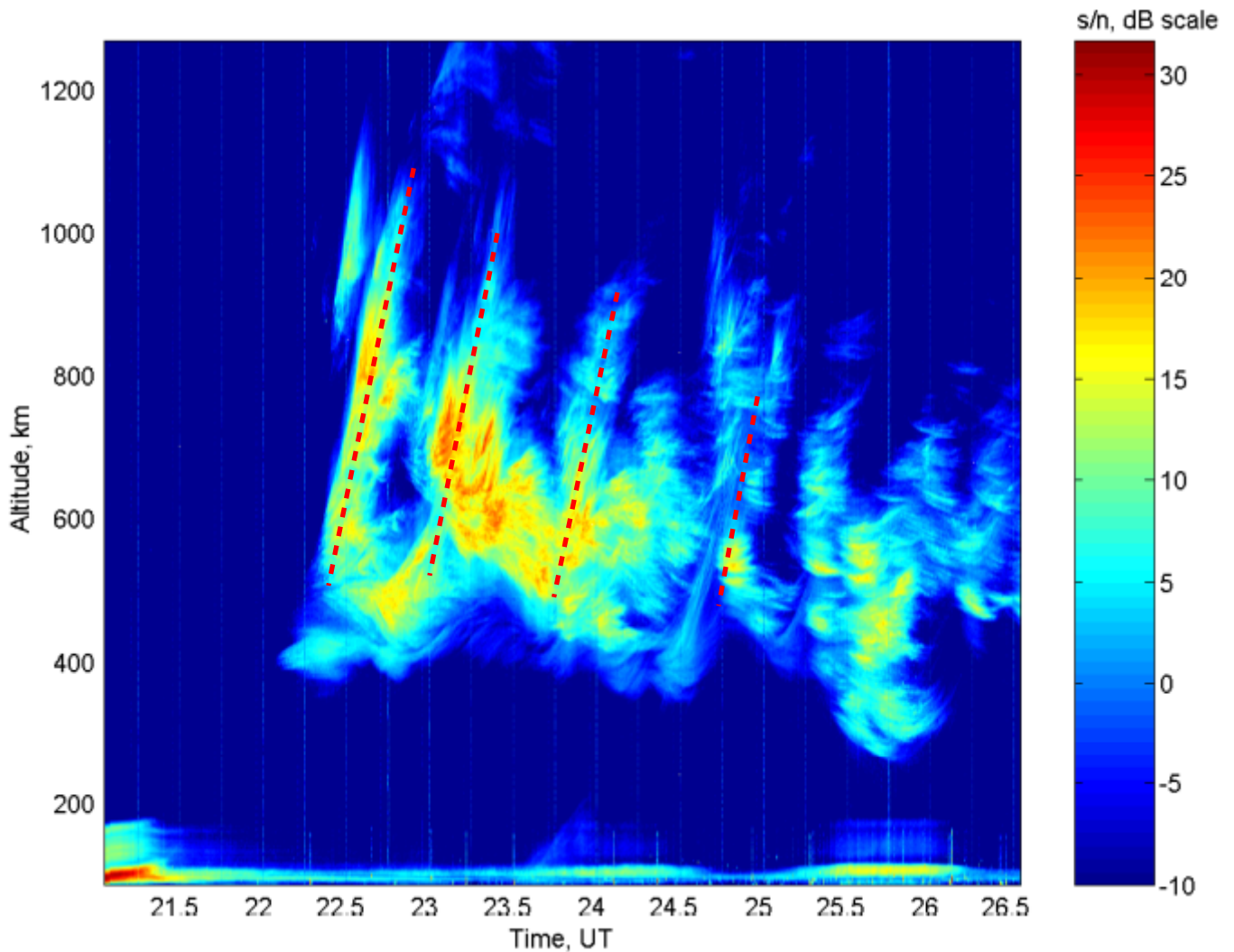


Fonte: EMBRACE (INPE).

Na Figura 4.33, as linhas tracejadas brancas indicam as regiões de depleção correspondentes às estruturas EPB. O leitor pode verificar que a região onde as

estruturas EPB concentram-se coincide com o verificado nas simulações há pouco apresentadas, contudo, as latitudes são ligeiramente mais próximas do equador.

Figura 4.34 – Estruturas EPB (plumas) registradas pelo radar FCI de São Luís. As linhas em vermelho denotam a estrutura primária e as secundárias gradativamente menores.



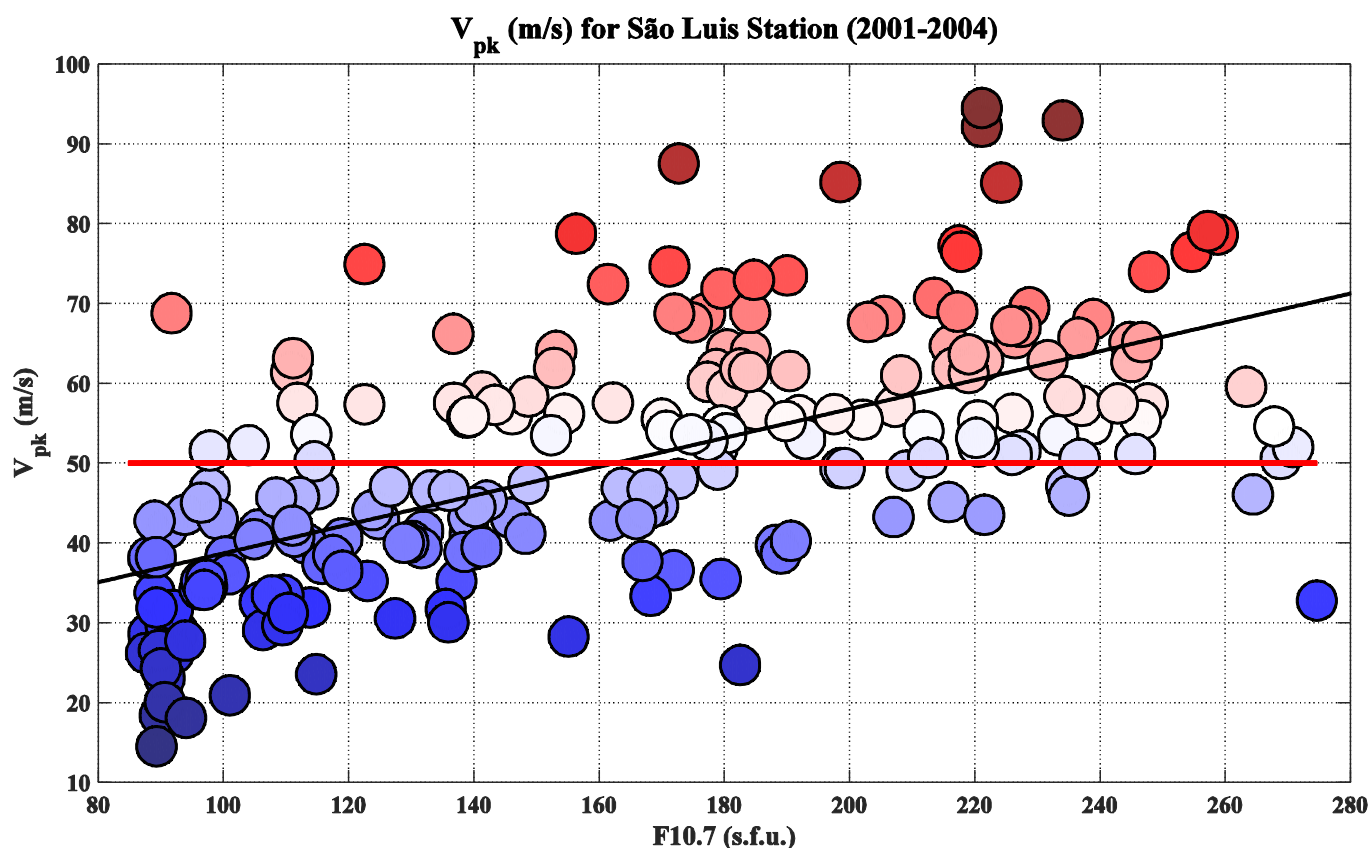
Fonte: Figura cedida cordialmente pelo Dr. Eurico Rodrigues de Paula.

A Figura 4.34 revela um grupo de estruturas EPB (plumas) registrado pelo radar de espalhamento coerente localizado em São Luís no dia 28 de Dezembro de 2001. Nesta ocasião, todas as premissas necessárias para o mecanismo aqui avaliado instaurar-se encontravam-se rigorosamente atuantes (e.g., fase máxima de ciclo solar e solstício de Dezembro com valores de V_{pk} em plena concordância com o exigido). O comportamento apresentado pelo grupo de estruturas EPB (cuja EPB primária começa a ser registrada ~22h15 UT) ratifica os resultados obtidos sob a sujeição de nossas proposições. O leitor poderá asseverar esta afirmação ao

comparar esta figura com as figuras anteriores (e.g. Figura 4.32). Os horários de ocorrência, a tendência de atenuação de ascensão vertical em estruturas secundárias, o número de estruturas, a extensão do domínio vertical das estruturas, etc. compõe um conjunto de características cuja similitude entre registros e resultados provenientes do MATPLAB_3D é irretorquível.

Convém, após este copioso número de argumentos corroborando a validade da hipótese aqui postulada e avaliada, demonstrar que as premissas iniciais são de fato comuns à ionosfera do setor longitudinal alegado como prolífico em produzir estes grupos de estruturas EPB. A fim de atingir este propósito, a Figura 4.35 foi elaborada. Esta figura exhibe valores de V_{pk} em períodos geomagneticamente calmos ao longo dos anos de 2001-2004, considerando-se os meses de Outubro, Novembro e Dezembro, isto é, são apresentados períodos de máxima e média atividade solar em meses equinociais e de solstício de Dezembro. Tais valores foram calculados a partir de dados de Digisonda localizada em São Luís ($-0,78^\circ \leq \text{dip latitude} \leq -1,31^\circ$ nestes anos).

Figura 4.35 – Valores de V_{pk} calculados a partir de dados de Digisonda localizada em São Luís.

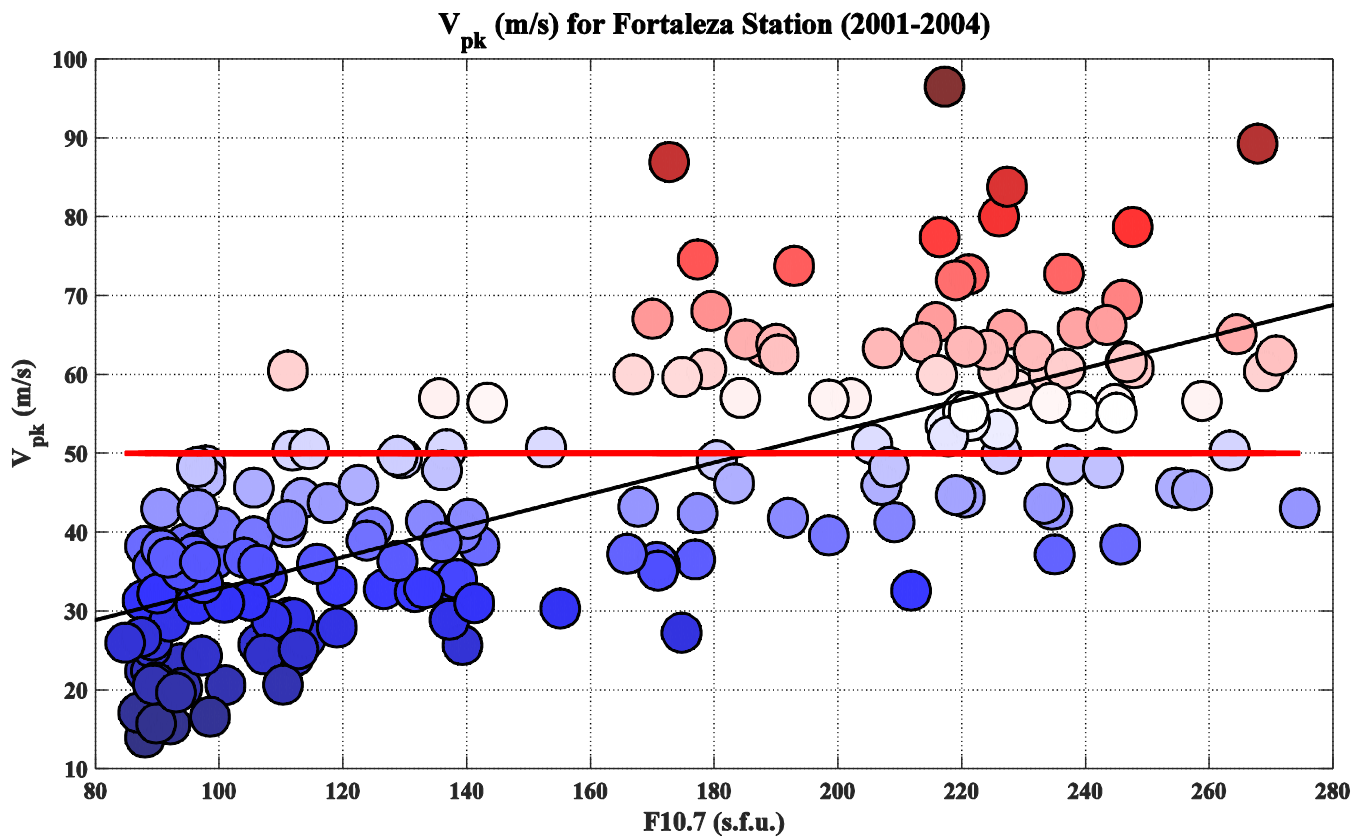


Fonte: Dados gentilmente cedidos pela Dra. Ângela Machado dos Santos Valentim.

Nesta figura, os valores de V_{pk} são dispostos como função do fluxo solar (F10.7), as cores mais frias coincidem com os menores valores de pico de velocidade, por outro lado, as cores quentes indicam valores de V_{pk} com maior intensidade. Um ajuste linear (linha preta sólida) também é exibido nesta figura. O intuito desta representação é que o leitor prontamente possa verificar que valores de $V_{pk} \geq 50$ m/s (aproximadamente da cor branca em diante ou, de igual modo, a partir da linha delimitatória sólida vermelha) são verificados em abundante quantidade de dias para $\forall F10.7 \geq 160$ s.f.u., além de esporadicamente serem verificados também para condições solares mais amenas. Em verdade, valores deveras mais elevados não constituem-se em exceção, sendo encontrados em considerável número.

A figura exibida logo a seguir apresenta uma análise idêntica ao caso de São Luís, contudo, utilizando dados coletados pela Digisonda localizada na estação de Fortaleza ($-5,14^\circ \leq \text{dip latitude} \leq -5,67^\circ$ nestes anos).

Figura 4.36 – Valores de V_{pk} calculados a partir de dados de Digisonda localizada em Fortaleza.



Fonte: Dados gentilmente cedidos pela Dra. Ângela Machado dos Santos Valentim.

A Figura 4.36 demonstra a mesma tendência revelada pela figura imediatamente anterior, i.e., valores de $V_{pk} \geq 50$ m/s são comumente encontrados em períodos cujo fluxo solar seja maior do que 160 s.f.u. (conforme dados) ou 180 s.f.u. (de acordo com a aproximação linear). De todo modo, o que destas figuras emana é a atestação de que os requisitos exigidos para validade do mecanismo de variação espaço-temporal do PRVD (V_{pt}), a saber, a premissa primeva, faz-se presente no setor longitudinal de interesse, recorrentemente, em condições de fluxo solar deveras comuns dentro do conjunto de valores que estas abarcam.

De fato, após serem mostradas tais evidências categóricas, há que se explanar que as condições limítrofes até aqui consideradas são sobremodo conservadoras e constituem o cenário mais adverso ao surgimento de estruturas EPB que se pode encontrar no ambiente ionosférico real, observando-se as condições solares e sazonais admitidas.

A restrição para valores limítrofes para V_m , V_{pk} e logo A_p pode sofrer alterações, por exemplo, dependendo de condições prévias da ionosfera como altitude da base da região F ($h'F$) e escala de gradiente de densidade, podendo ser minorada, o que promove o mecanismo a uma condição ainda mais crível.

Uma contribuição extrínseca que pode também atuar sobre o sistema considerado é a ação de ondas da atmosfera neutra, sobretudo ondas de gravidade (KHERANI et al., 2009b). A existência destas ondas é verificada mui comumente e sua participação no processo de instabilidades na ionosfera equatorial tem sido objeto de apreciação há um número considerável de anos (e.g., KELLEY, 1981).

Sekar et al. (2001) avaliaram um mecanismo disparador de instabilidades composto de duas ondas com comprimentos distintos e verificaram que, na ocasião desta composição, há uma tendência de formação de grupos de estruturas EPB. Ademais, esta conjunção constitui um cenário análogo àquele posteriormente proposto por Tsunoda (2015). Com efeito, a existência de ondas de gravidade torna os valores de V_m , V_{pk} e A_p menos restritivos e coincide com os períodos sazonais e localização geográfica admitidos, logo, este mecanismo composto pode ser o mais provável, isto é, ondas de gravidade agindo concomitantemente com a ação do mecanismo avaliado nesta tese. Sendo esta investigação algo para além dos domínios do escopo desta tese de doutoramento sugere-se que este trabalho seja feito no futuro.

5. CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

5.1. Síntese dos resultados e conclusões

Esta tese de doutoramento versa sobre mecanismos de formação de estruturas de bolhas de plasma equatorial (EPB) por intermédio de modelagem matemática computacional. Especificamente, intenta-se demonstrar que a variação espaço-temporal do PRVD (V_{pt}) pode ser condição suficiente para desencadear a formação de estruturas EPB não sendo necessárias quaisquer contribuições extrínsecas uma vez que certas circunstâncias se façam presentes.

Inicialmente, introduz-se sucintamente uma idéia acerca da instabilidade Rayleigh-Taylor em fluidos. Tal introdução serve ao propósito de, posteriormente, prover uma base, ao menos intuitiva, para que as discussões sobre a instabilidade CII (ou Rayleigh-Taylor generalizada) possam ser estabelecidas e pormenorizadas.

Em um capítulo imediatamente posterior à introdução, as últimas quatro décadas de trabalhos que se valem de abordagem teórica e/ou numérica (desde o trabalho pioneiro, i.e., SCANNAPIECO e OSSAKOW, 1976) são revisitadas na forma de um compêndio que abarca este conjunto que compõe o estado de conhecimento da área. Durante a elaboração desta tese o autor realizou estudos e reproduções destes trabalhos com o emprego de modelos por ele construídos e alguns resultados destas releituras são expostos no final do capítulo 2.

Logo após, no capítulo 3, são apresentadas informações acerca do modelo MATPLAB_3D, um modelo tridimensional construído pelo autor desta tese com o intuito de investigar os mecanismos capazes de gerar instabilidades que desencadeiam estruturas EPB na ionosfera. Este modelo inclui os regimes colisional e inercial, e pode simular as respostas da ionosfera a uma grande diversidade de mecanismos incitadores de instabilidade, abrangendo uma vasta extensão espacial, tanto em altitude quanto em latitude e longitude, utilizando sistemas de coordenadas dipolares ($\hat{p}, \hat{q}, \hat{\phi}$) ou esféricas ($\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi}$).

O MATPLAB_3D oferece ainda a possibilidade de utilizarem-se entradas advindas de outros modelos de ambiente ionosférico, e.g., SAMI2. Para obterem-

se perfis tridimensionais que seriam úteis ao MATPLAB_3D o autor deste realizou um *upgrade* no modelo SAMI2 e atribuiu-lhe o epíteto de SAMI2'. O SAMI2' é análogo ao SAMI2, contudo, também contempla a dimensão longitudinal em seus cálculos provendo perfis mais completos que podem ser utilizados no MATPLAB_3D a fim de inicializar a simulação com as informações tão mais próximas quanto o possível do cenário ionosférico real.

O capítulo 4 apresenta os resultados obtidos com o emprego de uma abordagem gradual, na qual inicialmente utiliza-se uma perspectiva bidimensional com perfis ionosféricos provenientes do SAMI2 e sucessivas incursões levam a investigação ao domínio tridimensional (MATPLAB_3D) salvaguardando os resultados imediatamente anteriores e progredindo desde perfis matematicamente construídos até aqueles mais complexos e realísticos advindos do SAMI2'.

No capítulo 4, a fim de manter-se dado rigor, empregou-se uma estrutura expositiva na forma de “necessidade e suficiência de V_{pt} ” para elucidar a validade da hipótese tema fulcral desta tese. Aqui suficiência refere-se à capacidade do PRVD em atuar como semeador sem a necessidade de quaisquer outros mecanismos externos, isto mediante determinadas condições de fluxo solar e sazonalidade.

Quando da discussão em termos de necessidade de V_{pt} , o MATPLAB_3D foi utilizado demonstrando que há a necessidade de existência de V_{pt} , sem a qual a instabilidade não surge ou não alcança a fase não-linear na qual transfigura-se em estrutura EPB, mesmo que haja disparadores externos como ondas de gravidade. Estas informações já são conhecidas e são oferecidas somente a critério de completude de demonstração.

Quando dos resultados acerca da suficiência do PRVD (V_{pt}) enquanto mecanismo disparador de instabilidade CII, o MATPLAB_3D foi empregado em diferentes investidas. Primeiramente, uma aproximação com funções matematicamente construídas e cujo resultado é um perfil quasi-gaussiano foi examinada. As informações utilizadas para a construção desta superfície quasi-gaussiana encontram-se nos resultados previamente estabelecidos em Sousasantos et al. (2013).

Em seguida, perfis obtidos com o SAMI2' foram introduzidos no MATPLAB_3D. Preliminarmente, as informações do SAMI2', a saber, perfil de

densidade eletrônica inicial e a descrição espacial tridimensional de V_{pt} , são inseridas no MATPLAB_3D, entretanto, conservaram-se certas restrições de modo que a instabilidade só age sobre um dado lugar longitudinal a partir do instante de tempo no qual os valores de V_{pt} atingem o valor inferior limítrofe de V_m .

Ulteriormente o perfil de V_{pt} é introduzido no MATPLAB_3D com a instabilidade agindo desde o início de sua presença, não se exigindo neste caso que o valor mínimo de V_m seja atingido como condição delimitadora. Esta abordagem é a mais próxima do que se verifica no ambiente ionosférico real.

As sucessivas incursões gradualmente mais verossímeis serviram ao propósito de prover base sólida para cada etapa da argumentação onde um fecho parcial sobre os arrazoamentos é apresentado. Deste modo, ao alçar conclusões acerca da proposição avaliada em um cenário mais realístico (no final do capítulo 4), estas se encontravam sob a égide de várias hipóteses preliminares cuja validade havia sido demonstrada anteriormente.

A possibilidade de a variação espaço-temporal de V_{pt} ser suficiente para desencadear a formação de estruturas EPB, foi enunciada primeiramente por Woodman (1994) e parcialmente investigada, com abordagem bidimensional, pelo autor desta tese em seus estudos de mestrado tendo sido posteriormente revisada e publicada em Sousasantos et al. (2013). Nesta tese de doutoramento a análise foi expandida para três dimensões e condições mais realísticas foram incluídas, o que foi possível com o emprego de um *upgrade* do SAMI2 ao qual atribui-se o epíteto de SAMI2' e do modelo MATPLAB_3D desenvolvido pelo autor desta tese.

Como principais resultados alcançados no transcorrer desta tese de doutoramento podem ser destacados os seguintes:

- 1) A abordagem bidimensional com inclusão de parâmetros provenientes do SAMI2 revela o desenvolvimento da instabilidade CII e o surgimento de estrutura EPB em aproximadamente 35 minutos após a ação do PRVD sobre a região longitudinal onde a estrutura EPB é posteriormente verificada. Estes resultados corroboram a abordagem inicial obtida pelo

autor desta tese durante seu mestrado (e.g., Figura 4.10) e enquadram-se satisfatoriamente nos resultados observacionais registrados do fenômeno.

- 2) No caso da abordagem tridimensional (a partir daquela que utiliza perfis matematicamente construídos), a inclusão da dinâmica paralela ao campo geomagnético não é capaz de impedir o mecanismo disparador de instabilidades ora avaliado (V_{pt}), contudo, a inclusão de correntes paralelas faz decrescer a taxa de crescimento da instabilidade CII, o que já era prognosticado pela expressão de taxa de crescimento aduzida. Este comportamento pode ser verificado pelo leitor ao efetuar uma comparação entre a Figura 4.15 desta tese e a Figura 3 (painel d) apresentada em Sousasantos et al. (2013) ocasião na qual se verificará que o crescimento no caso tridimensional é evidentemente mais paulatino.
- 3) A inclusão do regime inercial e contribuições de condutividades externas ocasionam deformações e ramificações na estrutura EPB com uma maior verossimilhança àquelas estruturas registradas por instrumentos de sondagem ionosférica (e.g., Figura 4.14).
- 4) A estrutura EPB surge, primacialmente, nas circunvizinhanças de 322° - 323° de longitude para todos os casos (abordagem 2D ou 3D). Esta localização encontra-se em consonante uniformidade com um volumoso número de observações [e.g., Figura 4.33, LI et al. (2007), BURKE et al. (2004a, 2004b), SUN et al. (2015), etc.]. A escolha da grade de simulação abarcando estas longitudes foi devida à configuração do PRVD em solstícios de verão.
- 5) Em todos os casos avaliados há a notória tendência de certa constrição longitudinal da estrutura EPB na medida em que esta surge em latitudes mais afastadas do equador geomagnético (Figura 4.22), todavia, isto não depende diretamente do mecanismo disparador da instabilidade CII, esta característica de decréscimo em extensão (longitudinal) pode ser verificada quando ondas de gravidade são a causa precípua do início da

instabilidade. Este comportamento deve-se, além da geometria das linhas de campo, ao decréscimo de influência dos semeadores de instabilidades na medida em que as latitudes consideradas são mais afastadas do equador (instabilidades geradas *in loco*) e ao meio resistivo que constitui vicissitude a um mapeamento ideal de estruturas EPB. Estas características são corroboradas pelas observações do fenômeno em diferentes lugares latitudinais (e.g., Figura 4.23).

- 6) A primeira abordagem utilizando o perfil tridimensional de V_{pt} proveniente do SAMI2' no MATPLAB_3D, aquela na qual se permite a instabilidade que aja somente a partir de certo instante no tempo em que V_{pt} atinja o valor previamente estabelecido de V_m , revela considerável semelhança com a abordagem na qual se utilizava um perfil matematicamente construído de V_{pt} (e.g., Figuras 4.27 e 4.28). Todavia, como no caso do perfil obtido pelo SAMI2' a ação de V_{pt} migra de longitude com o avanço do tempo, há implicações diretas na evolução da estrutura EPB tal que esta se desenvolve de modo ligeiramente mais lento.

- 7) As estruturas EPB tendem a revelar morfologias distintas na medida em que se manifestam em latitudes mais afastadas do equador geomagnético. Isto decorre de uma série de fatores, dentre eles, a diferença de distribuição de densidade eletrônica, a mitigação dos disparadores (mecanismos aqui avaliados) e a ação da inércia que, neste caso, tem seus efeitos alterados no processo, de onde segue que transmutações são verificadas nas estruturas eventualmente geradas (e.g., Figura 4.27).

- 8) A abordagem tridimensional mais realística, isto é, aquela na qual se emprega no MATPLAB_3D o perfil tridimensional de V_{pt} obtido pelo SAMI2' e permite-se que a instabilidade aja durante todo o tempo em que se verifica a ação do PRVD (V_{pt}) em um dado lugar longitudinal, revela a

formação de grupos de estruturas EPB. Estes grupos surgem conforme V_{pt} avança para longitudes mais para oeste e a formação de estruturas EPB secundárias sempre ocorre nos entornos da estrutura EPB primária à esquerda, i.e., a oeste dela, conforme o movimento de V_{pt} . Ademais, estes grupos de estruturas EPB restringem-se a uma faixa longitudinal que abarca, para a grade de simulação utilizada, localidades entre $\sim 311,5^\circ$ - 323° . Estes resultados obtidos com uma abordagem mais realística estão em plena conformidade com observações do fenômeno [e.g., Figura 4.33, LI et al. (2007), BURKE et al. (2004a, 2004b), SUN et al. (2015), etc.] e constituem um avanço na medida em que fornecem explicações alternativas para a existência mais comum de grupos de estruturas EPB ao invés de estruturas isoladas, dispensando a necessidade hipotética de ondas de gravidade na tentativa de descrever os dados observacionais.

- 9) O comportamento do grupo de estruturas assemelha-se a uma frente de onda que sofre atenuação na medida em que se propaga para oeste. Utilizando-se da argumentação de Tsunoda (1985) este comportamento pode ser justificado em termos de ângulo entre o terminadouro solar e a declinação do campo geomagnético. Para as condições sazonais simuladas, esta configuração encontra-se em sua mais incólume justaposição exatamente para a região que contém os grupos de estruturas EPB.

- 10) A evolução da estrutura EPB aparentemente tem fortes influências na geração de estruturas secundárias. No caso de uma evolução mais abrupta a tendência de surgimento de estruturas secundárias é atenuada. Com efeito, para o caso específico do mecanismo aqui asseverado, em latitudes mais afastadas do equador a existência de estruturas secundárias tende a ser mais comum ou, ao menos, perdurar por um domínio longitudinal mais abrangente, ainda que em forma de perturbação na base de região F sem, de fato, atingir a condição de estrutura EPB.

- 11) A existência dos valores de V_{pk} necessários para a validade da hipótese é comumente verificada na ionosfera da região longitudinal onde estes grupos de estruturas EPB se concentram (e.g., Figuras 4.34 e 4.35), ratificando a validade da proposição alçada nesta tese. Em realidade, as condições limítrofes assumidas representam o cenário mais fronteiro para a ocorrência do fenômeno e no cenário real estas devem ser deveras menos restritivas, uma vez que vários outros pré-condicionantes (e.g., $h'F$, escala de gradiente de densidade, ondas de gravidade, etc.) podem atuar de modo a minorar a estabilidade da ionosfera em relação à ação deste mecanismo.

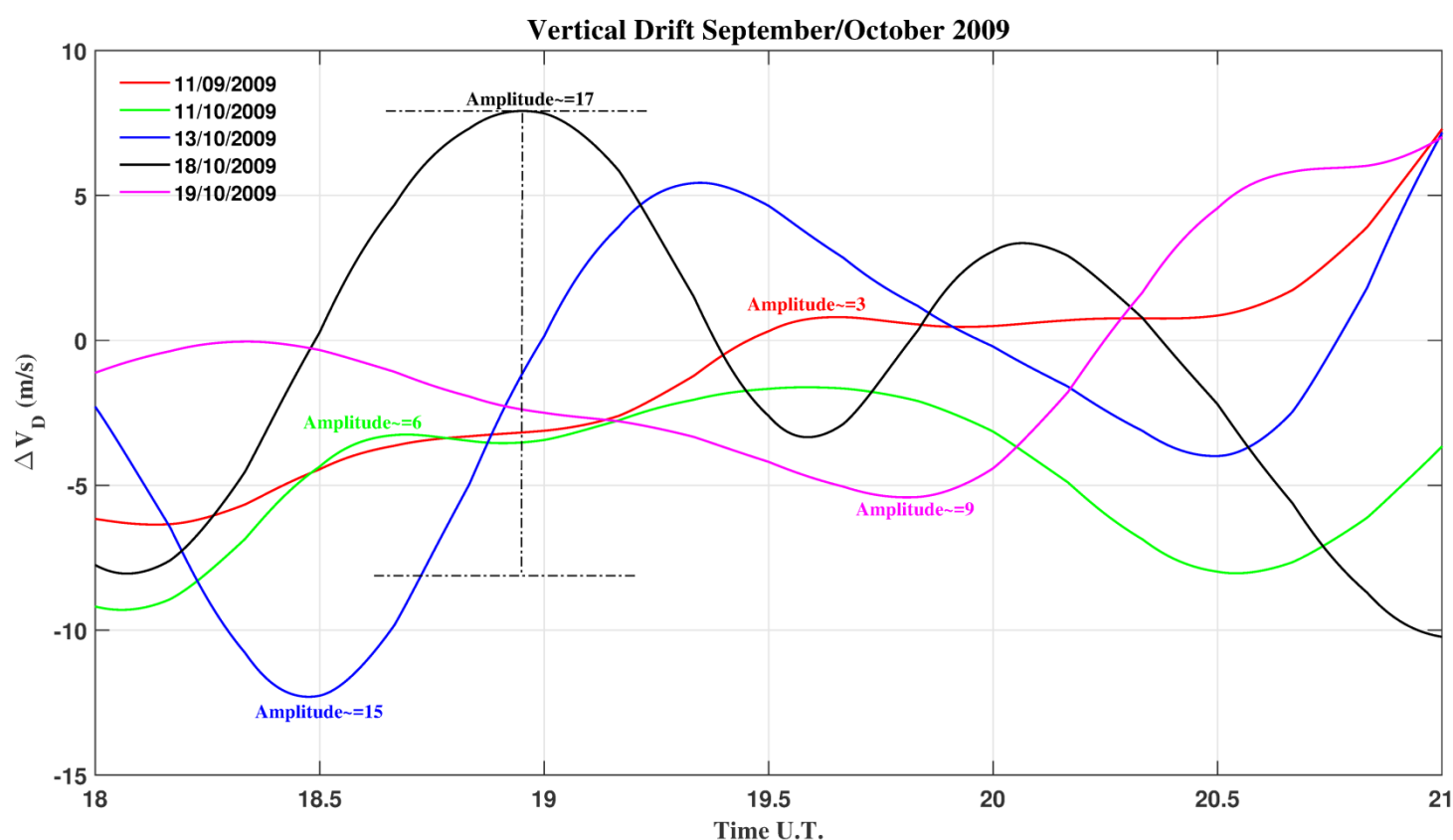
5.2. Trabalhos futuros

Durante o transcorrer dos estudos apresentados nesta tese de doutorado, o autor desenvolveu trabalhos avizinados ao tema. Em um destes (SOUSASANTOS et al. 2017), uma abordagem simbiótica entre modelagem matemática computacional e dados de Digisondas mostrou-se deveras prolífica em prever a ocorrência de estruturas EPB. A metodologia consistia em verificar a presença de propagações de ondas de gravidade na ionosfera pré-anoitecer em um dado dia, extrair os valores de deriva vertical calculados para este dia daqueles valores de deriva vertical calculados para um dia com condições idênticas, no qual porém não havia a presença de ondas de gravidade. Este cálculo utilizava dados de Digisonda localizada em São Luís, mais precisamente valores de hmF2 (altitude de pico de densidade da região F2). Após isto, era proposta a assunção de que este desvio de velocidades (ΔV_D) poderia ser atribuído à ação de ondas de gravidade. Esta assunção baseava-se no fato de que ondas de gravidade haviam sido efetivamente registradas e que o comportamento para as mesmas condições solares, geomagnéticas, sazonais, horárias e geográficas deveria ser, idealmente, o mesmo. Com efeito, um desvio neste dado comportamento pode ser, com considerável razoabilidade, imputado a este elemento extrínseco que, noutro caso, estava ausente e agora imiscuiu-se no cenário, a saber, as ondas de gravidade. Foram consideradas condições geomagneticamente calmas ($K_p \leq 4$) em períodos de mínima atividade solar (2009) e período sazonal de equinócio (Setembro e

Outubro). Esta escolha tem por propósito eliminar o máximo de contribuições externas possíveis, de modo a justificar a assunção de ação de origem externa exclusivamente devida a ondas de gravidade.

A Figura 5.1 mostra resultados de desvios de velocidade de deriva vertical (ΔV_D) presumidamente oriundos da ação de ondas de gravidade, isto é, os valores denotados pelas curvas referem-se a contribuições puramente sobejas aos valores ordinariamente registrados para as mesmas condições. A figura apresenta 5 dias com condições diversas representando os resultados gerais encontrados no conjunto de dados avaliados (22 dias). Os resultados referentes aos valores de amplitudes, nestes casos, indicam que $3 \leq \Delta V_D \leq 17$ (m/s).

Figura 5.1 – Valores de ΔV_D calculados a partir de dados de Digisonda localizada em São Luis.

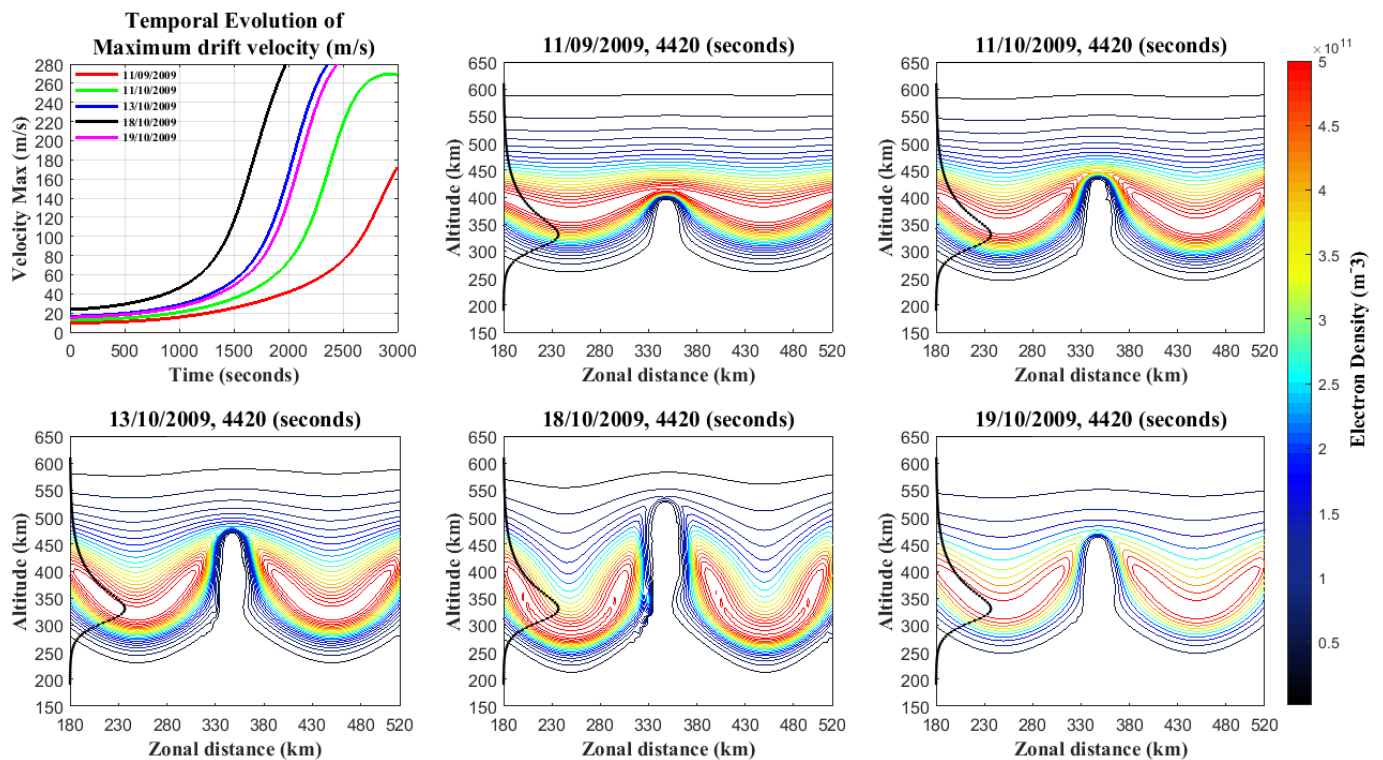


Fonte: Sousasantos et al., (2017).

Conforme já explanado outrora, ondas de gravidade são disparadores eficazes de instabilidade CII na ionosfera, todavia, há várias condições necessárias para a

efetividade destes semeadores, tal que a mera existência de onda de gravidade não é suficiente para ocasionar o surgimento de estruturas EPB. Isto posto, na investigação foi feita uma segunda assunção, a saber, a de que as ondas de gravidade tem natureza aproximadamente senoidal. Ademais foi considerado um comprimento de onda longitudinal de 200 km conforme o verificado mais comumente na literatura da área (e.g., Abdu et al., 2009b). Este perfil de perturbação senoidal longitudinal de vento, com amplitude distinta para cada dia segundo o cálculo previamente efetuado, foi inserido no modelo de instabilidade CII do autor. Os resultados para os cinco dias equivalentes àqueles da Figura 5.1 são exibidos na Figura 5.2.

Figura 5.2 – Evolução da instabilidade CII para 5 dias escolhidos como representantes do conjunto de dados.



Fonte: Sousasantos et al., (2017).

O painel superior esquerdo da Figura 5.2 mostra a evolução das velocidades verticais da depleção para cada um dos dias avaliados em curvas com cores distintas. É possível verificar a evolução mais acentuada em 18/10/2009, seguida por aquela em 13/10/2009, logo após temos a evolução referente a 19/10/2009 seguida daquela que representa 11/10/2009 e posteriormente a evolução que

corresponde à 11/09/2009. As distintas tendências de evolução descritas pelas curvas indicam tendências de ascensão das estruturas também distintas, de modo que as quatro curvas que descrevem evoluções mais acentuadas compõe um conjunto de resultados favoráveis à existência de estruturas EPB. Por outro lado, a evolução descrita pela curva que representa o dia 11/09/2009 (vermelha) oferece um prognóstico desfavorável à existência de estrutura EPB, uma vez que dentro de 3000 segundos esta curva não exhibe valores condizentes àqueles tipicamente verificados em caso de evolução profícua da instabilidade.

Os demais painéis apresentam os resultados para cada um dos cinco dias selecionados. Foi selecionado um dado instantâneo no tempo (4420s), comum a todos os painéis, no qual já se espera verificar estruturas EPB no caso da existência destas. O painel superior central (11/09/2009) mostra uma depleção na base da região F mas que não é capaz de atingir uma fase de ascensão vertical mesmo após mais de uma hora após seu início, assim, esta estrutura de depleção pode corresponder a um evento spread F na base da região F, entretanto, não equivale a uma estrutura EPB no sentido estrito do termo.

O painel superior direito (11/10/2009) apresenta uma estrutura EPB modesta, contudo, esta já atingiu uma ascensão vertical correspondente a uma estrutura EPB fraca.

O painel inferior esquerdo (13/10/2009) revela uma estrutura EPB mais robusta que apresenta ascensão vertical equivalente aos registros ordinariamente verificados na ionosfera em casos de estruturas de intensidade considerável.

O painel inferior central (18/10/2009) mostra a estrutura EPB mais evoluída e corresponde a um evento EPB forte onde a ascensão da estrutura é notavelmente mais intensa.

O painel inferior direito (19/10/2009) exhibe um resultado semelhante àquele do painel inferior esquerdo (13/10/2009).

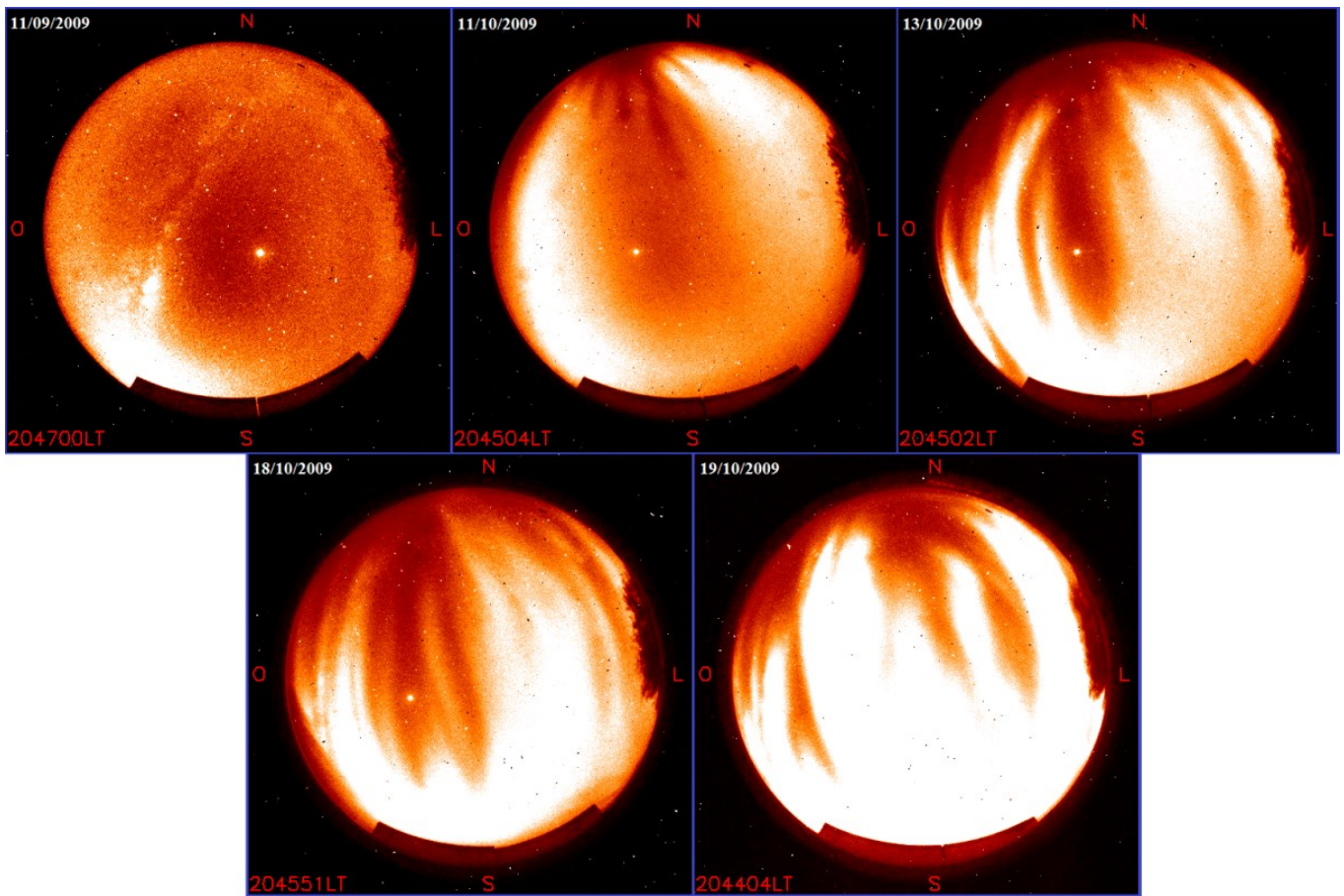
A fim de verificar a validade da abordagem utilizada, dados de aeroluminescência noturna (6300 Å), registrados pelo imageador CCD All-Sky localizado em São João do Cariri (dip latitude = -11° para a data avaliada) foram avaliados.

A Figura 5.3 exhibe, para um instante de tempo equivalente àquele apresentado nos resultados da simulação, imagens capazes de revelar a presença ou a ausência de estruturas EPB. O painel superior esquerdo exhibe o registro ótico referente ao dia 11/09/2009. É possível notar a completa inexistência de estruturas EPB conforme

antevisto pela abordagem apresentada, i.e., o emprego de perfis construídos a partir de dados de Digisonda no modelo computacional do autor mostra-se eficiente. No painel superior central (11/10/2009) há a presença modesta de estruturas EPB (bandas escuras representando depleções de densidade) na parte superior da imagem (possivelmente indicando uma ascensão vertical modesta no equador geomagnético). Novamente, o registro do ambiente ionosférico revela estreita convergência com o previsto pela abordagem quando considerado este dado dia. O painel superior direito (13/10/2009) mostra estruturas EPB mais robustas, com ramificações estendendo-se por uma extensão latitudinal consideravelmente maior do que nos casos anteriores. Este resultado, mais uma vez mostra-se em completa concordância com a previsão efetuada com o modelo computacional.

O painel inferior esquerdo (18/10/2009) é aquele que revela estruturas EPB mais intensas propagando-se por ampla extensão espacial (disto pode aduzir-se que a estrutura apresentou ascensão intensa na região equatorial). Este resultado novamente encontra-se em plena consonância com a previsão obtida com o emprego do modelo de instabilidade CII.

Figura 5.3 – Registros de aeroluminescência (6300 Å) exibindo a ausência/existência de estruturas EPB em cada um dos dias avaliados nas figuras anteriores.



Fonte: Sousasantos et al., (2017).

O painel inferior direito (19/10/2009) exibe uma estrutura com comportamento similar àquela exibida no painel superior direito (13/10/2009) reiterando a capacidade do modelo em prever a existência e, de certo modo, a intensidade da estrutura EPB em um dado dia caso haja informação sobre o comportamento ionosférico prévio.

Com efeito, estes resultados mostram-se alvissareiros e provêm seara fortuita para aprofundarem-se os esforços uma vez que a capacidade de previsão de estruturas EPB, cintilação e fenômenos congêneres é algo extremamente desejado pela comunidade científica das áreas de física e clima espacial além de ter aplicações tecnológicas.

Com o desenvolvimento do MATPLAB_3D e a diversidade de dados disponíveis na atualidade, as potencialidades desta abordagem híbrida ampliam-se e

significativas melhoras podem ser implementadas. Espera-se que tal desenvolvimento possa ser realizado em tempos vindouros.

Outro trabalho pósterio que deverá ser realizado em curto prazo, uma vez que já se tem as ferramentas adequadas para tal, é a avaliação da composição de dois mecanismos, isto é a ação de ondas de gravidade conjunta com o mecanismo de variação espaço-temporal do PRVD (conforme mencionado nas ultimas linhas do capítulo 4 da presente tese).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABDU, M. A.; MEDEIROS, R. T.; SOBRAL, J. H. A. Equatorial spread F instability conditions as determined from ionograms. **Geophysical Research Letters**, v. 9, n.5, p. 692-695, 1982.
- ABDU, M. A.; MEDEIROS, R. T.; SOBRAL, J. H. A.; BITTENCOURT, J. A. Spread-F plasma bubble vertical rise velocities from spaced ionosonde observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 88, A11, p. 9197-9204, 1983.
- ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; REINISCH, B. W., de SOUZA, J. R.; SOBRAL, J. H. A.; PEDERSEN, T. R.; MEDEIROS, A. F.; SCHUCH, N. J.; de PAULA, E. R.; GROVES, K. M. Conjugate Point Equatorial Experiment (COPEX) campaign in Brazil: ELECTROdynamics highlights on spread F development conditions and day-to-day variability. **Journal of Geophysical Research**, v. 114, A04308, p. 1-21, 2009a.
- ABDU, M. A.; KHERANI, E. A.; BATISTA, I. S.; de 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 SpreadFEx campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, p. 2607-2622, 2009b.
- ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; BRUM, C. G. M.; MACDOUGALL, J. W.; SANTOS, A. M.; de SOUZA, J. R.; SOBRAL, J. H. A. Solar flux effects on the equatorial evening vertical drift and meridional winds effects over Brazil: A comparison between observational data and IRI model and the HWM representations. **Advances in Space Research**, v. 46, Issue 8, p. 1078-1085, 2010.
- ANDERSON, D. N.; FORBES, J. M.; CODRESCU, M. A fully analytical, low- and middle-latitude ionospheric model, **Journal of Geophysical Research**, v. 94, A2, p. 1520-1524, 1989.
- AVEIRO, H. C.; HYSELL, D. L. Three-dimensional numerical simulation of equatorial F region plasma irregularities with bottomside shear flow. **Journal of Geophysical Research**, v. 115, A11321, p. 1-14, 2010.

BALSLEY, B. B.; HAERENDEL, G.; GREENWALD, R. A. Equatorial spread F: recent observations and a new interpretation. **Journal of Geophysical Research**, v. 77, p. 5625-5628, 1972.

BATISTA, I. S.; ABDU, M. A.; BITTENCOURT, J. A. Equatorial F region vertical plasma drifts: seasonal and longitudinal asymmetries in the American sector. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, A11, p. 12055-12064, 1986.

BATISTA, I. S.; MEDEIROS, R. T.; ABDU, M. A.; de SOUZA, J. R.; BAILEY, G. J.; de PAULA, E. R. Equatorial ionospheric vertical plasma drift model over brazilian region. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, A5, p. 10887-10892, 1996.

BERNHARDT, P. A. Quasi-analytic models for density bubbles and plasma clouds in the equatorial ionosphere: 2. A simple Lagrangian transport model. **Journal of Geophysical Research**, v. 112, A11310, p. 1-18, 2007.

BIONDI, M. A. Atmospheric electron-ion and ion-ion recombination processes. **Canadian Journal of Chemistry**, v. 47, p. 1711-1719, 1969.

BOOOKER, H. G. The role of acoustic gravity waves in the generation of spread F and ionospheric scintillation. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 41, Issue 5, p. 501-515, 1978.

BORIS, J. P.; BOOK, D. L. Flux-corrected transport: I. SHASTA, a fluid transport algorithm that works. **Journal of Computational Physics**, v. 11, Issue 1, p. 38-69, 1973.

BURKE, W. J.; HUANG, C. Y.; GENTILE, L. C.; BAUER, L. Seasonal-longitudinal variability of equatorial plasma bubbles. **Annales Geophysicae**, v. 22, p. 3089-3098, 2004a.

BURKE, W. J.; GENTILE, L. C.; HUANG, C. Y.; VALLADARES, C. E.; SU, S. Y. Longitudinal variability of equatorial plasma bubbles observed by DMSP and ROCSAT-1. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, A12301, p. 1-16, 2004b.

CHAPMAN, S. The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru and elsewhere. **Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie**, A44, p. 368-390, 1951.

CRANK, J.; NICOLSON, P. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type. **Proceedings of the Cambridge Philosophical Society**, v. 43, Issue 1, p. 50-67, 1947.

COSTA, E.; KELLEY, M. C. Calculations of equatorial scintillations at VHF and gigahertz frequencies based on a new model of the disturbed equatorial ionosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 3, Issue 11, p. 677-680, 1976.

DUNGEY, J. W. Convective diffusion in the equatorial F region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 9, n°304, p. 304-310, 1956.

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. 13, Issue A12, p. 13723-13728, 1986.

FEFFERMAN, C. L. Existence and smoothness of the Navier-Stokes Equation, 2017. Disponível em: <<http://www.claymath.org/millennium-problems/navier-stokes-equation>>. Acesso em: 13 de Março de 2017.

FEJER, B. G.; KELLEY, M. C. Ionospheric Irregularities. **Reviews of Geophysics**, v. 18, Issue 2, p. 401-454, 1980.

FEJER, B. G.; de PAULA, E. R.; GONZÁLEZ, S. A.; WOODMAN, R. F. Average vertical and zonal F region plasma drifts over Jicamarca. **Journal of Geophysical Research**, v. 13, Issue A8, p. 13901-13906, 1991.

FEJER, B. G.; JENSEN, J. W.; SU, S. -Y. Quiet time equatorial F region vertical plasma drift model derived from ROCSAT-1 observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 113, A05304, p. 1-10, 2008.

M.I.T. Flow Instabilities. Disponível em: <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>
Acesso em: 10 de Janeiro de 2017

HAERENDEL, G.; ECCLES, J. V.; ÇAKIR, S. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, Issue A2, p.1209-1223, 1992.

HARTMAN, W. A.; Heelis, R. A. Longitudinal variations in the equatorial vertical drift in the topside ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 112, A03305, p. 1-6, 2007.

HEDIN, A. E. MSIS-86 Thermospheric Model. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, Issue A5, p. 4649-4662, 1987.

HEDIN, A. E.; BIONDI, M. A.; BURNSIDE, R. G.; HERNANDEZ, G.; JOHNSON, R. M.; KILLEEN, T. L.; MAZAUDIER, C.; MERIWETHER, J. W.; SALAH, J. E.; SICA, R. J.; SMITH, R. W.; SPENCER, R. W.; WICKWAR, V. B.; VIRDI, T. S. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, Issue A5, p. 7657-7688, 1991.

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

HESTENES, M. R.; STIEFEL, E. Methods of Conjugate Gradients for solving linear systems. **Journal of Research of the National Bureau of Standards**, v. 49, n. 6, p.409-436, 1952.

HUANG, C. S.; KELLEY, M. C.; HYSELL, D. L. Nonlinear Rayleigh-Taylor instabilities, atmospheric gravity waves and equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, Issue A9, p. 15631-15642, 1993.

HUANG, C. S.; KELLEY, M. C. Nonlinear evolution of equatorial spread F 1. On the role of plasma instabilities and spatial resonance associated with gravity wave seeding. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, Issue A1, p. 283-292, 1996a.

HUANG, C. S.; KELLEY, M. C. Nonlinear evolution of equatorial spread F 2. Gravity wave seeding of Rayleigh-Taylor instability. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, Issue A1, p. 293-302, 1996b.

- HUANG, C. S.; KELLEY, M. C. Nonlinear evolution of equatorial spread F 3. Plasma bubbles generated by structured electric fields. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, Issue A1, p. 303-313, 1996c.
- HUANG, C. S.; KELLEY, M. C. Nonlinear evolution of equatorial spread F 4. Gravity waves, velocity shear and day-to-day variability. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, Issue A11, p. 24521-24532, 1996d.
- HUBA, J. D.; BERNHARDT, P. A.; OSSAKOW, S. L.; ZALESK, S. T. The Rayleigh-Taylor instability is not damped by recombination in the F region. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, Issue A11, p. 24553-24556, 1996.
- HUBA, J. D.; JOYCE, G.; FEDDER, J. A. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, Issue A10, p. 23035-23053, 2000.
- HUBA, J. D.; JOYCE, G. Equatorial spread F modeling: Multiple bifurcated structures, secondary instabilities, large density ‘bite-outs’, and supersonic flows. **Geophysical Research Letters**, v. 34, L07105, p. 1-5, 2007.
- HUBA, J. D.; JOYCE, G.; KRALL, J. Three-dimensional equatorial spread F modeling. **Geophysical Research Letters**, v. 35, L10102, p. 1-5, 2008.
- HUBA, J. D.; OSSAKOW, S. L.; JOYCE, G.; KRALL, J.; ENGLAND, S. L. Three-dimensional equatorial spread F modeling: Zonal neutral wind effects. **Geophysical Research Letters**, v. 36, L19106, p. 1-5, 2009a.
- HUBA, J. D.; KRALL, J.; JOYCE, G. Atomic and molecular ion dynamics during equatorial spread F. **Geophysical Research Letters**, v. 36, L 10106, p. 1-6, 2009b.
- HUBA, J. D.; JOYCE, G.; KRALL, J.; FEDDER, J. Ion and electron temperature evolution during equatorial spread F. **Geophysical Research Letters**, v. 36, L15102, p. 1-5, 2009c.
- HUBA, J. D.; JOYCE, G. Global modeling of equatorial plasma bubbles. **Geophysical Research Letters**, v. 37, L17104, p. 1-5, 2010.
- HUBA, J. D.; KRALL, J. Impact of meridional winds on equatorial spread F: Revisited. **Geophysical Research Letters**, v. 40, p.1268-1272, 2013.

- HUBA, J. D.; WU, T. -W.; MAKELA, J. J. Electrostatic reconnection in the ionosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 42, Issue 6, p. 1626-1631, 2015.
- HYSELL, D. L.; KELLEY, M. C.; SWARTZ, W. E.; WOODMAN, R. F. Seeding and layering of equatorial spread F by gravity waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 95, Issue A10, p. 17253-17260, 1990.
- HYSELL, D. L.; LARSEN, M. F.; SWENSON, C. M.; WHEELER, T. F. Shear flow effects at the onset of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, A11317, p. 1-9, 2006.
- JACCHIA, L. G. Static diffusion model of the upper atmosphere with empirical temperature profiles. **Smithsonian Contributions to Astrophysics**, v. 8, n. 9, p.215-257, 1965.
- KELLEY, M. C.; HAERENDEL, G.; KAPPLER, H.; VALENZUELA, A.; BALSLEY, B. B.; CARTER, D. A.; ECKLUND, W. L.; CARLSON, C. W.; HÄUSLER, B.; TORBERT, R. Evidence for a Rayleigh-Taylor type instability and upwelling of depleted density regions during equatorial spread F. **Geophysical Research Letters**, v. 3, Issue 8, p. 448-450, 1976.
- KELLEY, M. C.; OTT, E. Two-dimensional turbulence in equatorial spread-F. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, Issue A9, p. 4369-4372, 1978.
- KELLEY, M. C.; LARSEN, M. F.; LAHOZ, C.; McCLURE, J. P. Gravity wave initiation of equatorial spread F: A case study. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, Issue A11, p. 9087-9100, 1981.
- KESKINEN, M. J.; OSSAKOW, S. L.; BASU, B.; SULTAN, P. J. Magnetic-flux-tube-integrated evolution of equatorial ionospheric plasma bubbles. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, Issue A3, p. 3957-3967, 1998.
- KESKINEN, M. J.; OSSAKOW, S. L.; FEJER, B. G. Three-dimensional nonlinear evolution of equatorial spread-F bubbles. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n°16.1855, p. 1,4, 2003.

KESKINEN, M. J.; OSSAKOW, S. L.; FEJER, B. G.; EMMERT, J. Evolution of equatorial ionospheric bubbles during a large auroral electrojet index increase in the recovery phase of a magnetic storm. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, A02303, p. 1-5, 2006.

KESKINEN, M. J. Equatorial ionospheric bubble precursor. **Geophysical Research Letters**, v. 37, L09106, p. 1-5, 2010.

KHERANI, E. A.; RAGHAVARAO, R.; SEKAR, R. Equatorial rising structure in nighttime upper E- region: a manifestation of electrodynamical coupling of spread F. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 64, Issues 12-14, p. 1505-1510, 2002.

KHERANI, E. A.; de PAULA, E. R.; BERTONI, F. C. P. Effects of the fringe field of Rayleigh-Taylor instability in the equatorial E and valley regions. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, A12310, p. 1-9, 2004.

KHERANI, E. A.; MASCARENHAS, M.; de PAULA, E. R.; SOBRAL, J. H. A.; BERTONI, F. C. P. A three-dimensional simulation of collisional-interchange-instability in the equatorial-low-latitude ionosphere. **Space Science Reviews**, v. 121, Issue 1-4, p. 253-269, 2005.

KHERANI, E. A.; LOGNONNÉ, P.; KAMATH, N.; CRESPON, F.; GARCIA, R. Response of the Ionosphere to the seismic triggered acoustic wave: electron density and electromagnetic fluctuations. **Geophysical Journal International**, v. 176, Issue 1, p. 1-13, 2009a.

KHERANI, E. A.; ABDU, M. A.; de PAULA E. R.; FRITTS, D. C.; SOBRAL, J. H. A.; de MENESES Jr., F. C. The impact of gravity waves rising from convection in the lower atmosphere on the generation and nonlinear evolution of equatorial bubble. **Annales Geophysicae**, v. 27, p. 1657-1668, 2009b.

KHERANI, E.A.; PATRA, A. K. Fringe fields dynamics over equatorial and low-latitude ionosphere: A three-dimensional perspective. **Journal of Geophysical Research**, v. 120, Issue 8, p. 6941-6947, 2015.

- KHERANI, E. A.; BHARUTHRAM, R.; SINGH, S.; LAKHINA, G. S.; de MENESES Jr., F. C. Unstable density distribution associated with equatorial plasma bubble. **Physics of Plasmas**, v. 23, 042901, p. 1-5, 2016.
- KLOSTERMEYER, J. Nonlinear investigation of the spatial resonance effect in the nighttime equatorial F region. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, Issue A8, p. 3753-3760, 1978.
- KRALL, J.; HUBA, J. D.; JOYCA, G.; ZALESK, S. T. Three-dimensional simulation of equatorial spread-F with meridional wind effects. **Annales Geophysicae**, v. 27, p. 1821-1830, 2009a.
- KRALL, J.; HUBA, J. D.; MARTINIS, C. R. Three-dimensional modeling of equatorial spread F airglow enhancements. **Geophysical Research Letters**, v. 36, L10103, p. 1-4, 2009b.
- KRALL, J.; HUBA, J. D.; JOYCE, G.; HEI, M. Simulation of the seeding of equatorial spread F by circular gravity waves. **Geophysical Research Letters**, v. 40, Issue 1, p. 1-5, 2013a.
- KRALL, J.; HUBA, J. D.; FRITTS, D. C. On the seeding of equatorial spread F by gravity waves. **Geophysical Research Letters**, v. 40, Issue 4, p. 661-664, 2013b.
- LAMÉ, G. **Leçons sur les coordonnées curvilignes et leurs diverses applications**,. Paris: Mallet-Bachelier, 1859.
- LI, G.; NING, B.; LIU, L.; REN, Z.; LEI, J.; SU, S. -Y. The correlation of longitudinal/seasonal variations of evening equatorial pre-reversal drift and of plasma bubbles. **Annales Geophysicae**, v. 25, Issue 12, p. 2571-2578, 2007.
- LORD RAYLEIGH. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. **Proceedings of the London Mathematical Society**, v. 14, p. 170-177, 1883.
- McDONALD, B. E. Explicit Chebychev-iterative solution of nonself-adjoint elliptic equations on a vector computer. **Naval Research Laboratory Memorandum Report 3541**, N.R.L., Washington, D. C., 1977.

- ORENS, J. H.; YOUNG, T. R. Jr.; ORAN., E. S.; COFFEY, T. P. Vector operations in a dipole coordinate system. **NRL Memorandum Report**, n°3984, p.1, 1979.
- OSSAKOW, S. L.; CHATURVEDI, P. K. Morphological studies of rising equatorial spread F bubbles. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, Issue A5, p. 2085-2090, 1978.
- OSSAKOW, S. L.; ZALESK, S. T.; McDONALD, B. E. Nonlinear Equatorial Spread F: Dependence on altitude of the F peak and bottomside background electron density gradient scale length. **Journal of Geophysical Research**, v. 84, Issue A1, p. 17-29, 1979.
- OTT, E. Theory of Rayleigh-Taylor bubbles in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, Issue A5, p. 2066-2070, 1978.
- PATRA, A. K.; RAO, P. B.; ANANDAN, V. K.; JAIN, A. R. Radar observations of 2.8m equatorial spread F. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 59, Issue 13, p. 1633-1641, 1997.
- PICONE, J. M.; HEDIN, A. E.; DROB, D. P. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, Issue A12, p. SIA 15-1-SIA 15-16, 2002.
- RAGHAVARAO, R.; SEKAR, R.; SUHASINI, R. Nonlinear numerical simulation of equatorial spread-F effects of the winds and electric fields. **Advances in Space Research**, v.12, Issue 6, p. 227-230, 1992.
- REN, Z.; WAN, W.; LIU, L.; HEELIS, R. A.; ZHAO, B.; WEI, Y.; YUE, X. Influences of geomagnetic fields on longitudinal variations of vertical plasma drifts in the presunset equatorial topside ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 114, A03305, p. 1-6, 2009.
- REITERER, J. M. Forecasting low-latitude radio scintillation with 3-D ionospheric plume models: 1. Plume model. **Journal of Geophysical Research**, v. 115, A03306, p. 1-18, 2010a.

- RETTERER, J. M. Forecasting low-latitude radio scintillation with 3-D ionospheric plume models: 2. Scintillation calculation. **Journal of Geophysical Research**, v. 115, A03307, p. 1-10, 2010b.
- RISHBETH, H. Polarization fields produced by winds in the equatorial F region. **Planetary and Space Science**, v. 19, Issue 3, p. 357-369, 1971.
- RÖTTGER, J. The macro-scale structure of equatorial spread-F irregularities. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 38, Issue 1, p. 97-101, 1976.
- SANTOS, A. M.; ABDU, M. A.; SOBRAL, J. H. A.; MASCARENHAS, M.; NOGUEIRA, P. A. B. Equatorial evening prereversal vertical drift dependence on solar EUV flux and F 10.7 index during quiet and disturbed periods over Brazil. **Journal of Geophysical Research**, v. 118, Issue 7, p. 4662-4671, 2013.
- SCANNAPIECO, A. J.; OSSAKOW, S. L. Nonlinear equatorial spread F. **Geophysical Research Letters**, v. 3, Issue 8, p. 451-454, 1976.
- SCHERLIESS, L.; FEJER, B. G. Radar and satellite global equatorial F region vertical drift model. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, Issue A4, p. 6829-6842, 1999.
- SEKAR, R.; RAGHAVARAO, R. Role of vertical winds on the Rayleigh-Taylor mode instabilities of the night-time equatorial ionosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 49, Issue 10, p. 981-985, 1987.
- SEKAR, R.; SUHASINI, R.; RAGHAVARAO, R. Effects of vertical winds and electric fields in the nonlinear evolution of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, Issue A2, p. 2205-2213, 1994.
- SEKAR, R.; SUHASINI, R.; RAGHAVARAO, R. Evolution of plasma bubbles in the equatorial F region with different seeding conditions. **Geophysical Research Letters**, v. 22, Issue 8, p. 885-888, 1995.
- SEKAR, R.; SRIDHARAN, R.; RAGHAVARAO, R. Equatorial plasma bubble evolution and its role in the generation of irregularities in the lower F region. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, Issue A9, p. 2006320067, 1997.

SEKAR, R.; KELLEY, M. C. On the combined effects of vertical shear and zonal electric field patterns on nonlinear equatorial spread F evolution. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, Issue A9, p. 20735-20747, 1998.

SEKAR, R.; KHERANI, E. A. Effects of molecular ions on the Rayleigh-Taylor instability in the night-time equatorial ionosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 61, Issue 5, p. 399-405, 1999.

SEKAR, R.; KHERANI, E. A.; RAO, P. B.; PATRA, A. K. Interaction of two long-wavelength modes in the nonlinear numerical simulation model of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, Issue A11, p. 24765-24775, 2001.

SEKAR, R.; KHERANI, E. A. The method of characteristic for nonlinear generalized Rayleigh-Taylor instability associated with equatorial spread F: An analytical approach. **Physics of Plasmas**, v. 9, Issue 6, p. 2754-2761, 2002a.

SEKAR, R.; KHERANI, E. A. Effects of molecular ions on the collisional Rayleigh-Taylor instability: Nonlinear evolution. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, Issue A7, p. S16-1-S16-9, 2002b.

SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S. Airglow studies on the ionosphere dynamics over low latitude in Brazil. **Annales Geophysicae**, v. 36, p. 199-204, 1980a.

SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; ZAMLUTTI, C. J.; BATISTA, I. S. Association between plasma bubble irregularities and airglow disturbances over Brazilian low latitudes. **Geophysical Research Letters**, v. 7, Issue 11, p. 980-982, 1980b.

SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M. J.; PAULA, E. R.; ZAMLUTTI, C. J.; AQUINO, M. G.; BORBA, G. L. Ionospheric plasma bubble climatology over Brazil based on 22 years (1977-1998) of 630 nm airglow observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, Issues 12-14, p. 1517-1524, 2002.

SOUSASANTOS, J.; KHERANI, E. A.; SOBRAL, J. H. A. A numerical simulation study of collisional-interchange instability seeded by the pre-reversal vertical drift. **Journal of Geophysical Research**, v. 118, Issue 11, p. 7438-7449, 2013.

SOUSASANTOS, J.; KHERANI, E. A.; SOBRAL, J. H. A. An alternative possibility to the equatorial plasma bubble forecasting through mathematical modeling and Digisonde data. **Journal of Geophysical Research**, v. 122, Issue 2, p. 2079-2088, 2017.

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, Issue A12, p. 26875-26891, 1996.

SUN, Y. -Y.; LIU, J. -Y.; CHAO, C. -K.; CHEN, C. -H. Intensity of low-latitude nighttime F-region ionospheric density irregularities observed by ROCSAT and ground-based GPS receivers in solar maximum. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 123, p. 92-101, 2015.

TAYLOR, G. The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. I. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, v. 201, p. 192-196, 1950.

TSUNODA, R. T., LIVINGSTON, R. C.; RINO, C. L. Evidence of a velocity shear in bulk plasma motion associated with the post-sunset rise of the equatorial F-layer. **Geophysical Research Letters**, v. 8, Issue 7, p. 807-810, 1981.

TSUNODA, R. T. Control of the seasonal and longitudinal occurrence of equatorial scintillations by the longitudinal gradient in integrated E region Pedersen Conductivity. **Journal of Geophysical Research**, v. 90, Issue A1, p. 447-456, 1985.

TSUNODA, R. T. Upwelling: a unit of disturbance in equatorial spread F. **Progress in Earth and Planetary Science**, v. 2, n. 9, p. 1-14, 2015.

WOODMAN, R. F. Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator. **Journal of Geophysical Research**, v. 75, p. 6249-6259, 1970.

- WOODMAN, R. F.; LA HOZ, C. Radar observations of F region equatorial irregularities. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, p. 5447-5466, 1976.
- WOODMAN, R. F. Equatorial ionospheric irregularities as observed by Jicamarca Radar, in *Low-Latitude Ionospheric Physics*, edited by F. S. Kuo, p. 83-95, Pergamon Press, New York, 1994.
- WU, T.-W.; HUBA, J. D.; KRALL, J.; FRITTS, D. C.; LAUGHMAN, B. Seeding equatorial spread F with turbulent gravity waves: Phasing effects. **Geophysical Research Letters**, v. 42, Issue 1, p. 15-21, 2015.
- YOKOYAMA, T.; SHINAGAWA, H.; JIN, H. Nonlinear growth, bifurcation, and pinching of equatorial plasma bubble simulated by three-dimensional high-resolution bubble model. **Journal of Geophysical Research**, v. 119, Issue 12, p. 10474-10482, 2014.
- YOKOYAMA, T.; JIN, H.; SHINAGAWA, H. West wall structuring of equatorial plasma bubbles simulated by three-dimensional HIRB model. **Journal of Geophysical Research**, v. 120, Issue 10, p. 8810-8816, 2015.
- YOUNG, D. Iterative methods for solving Partial Difference Equations of elliptic type. **American Mathematical Society**, v.76, P. 92-111, 1954.
- ZALESAK, S. T. Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids. **Journal of Computational Physics**, v. 31, Issue 3, p. 335-362, 1979.
- ZALESAK, S. T.; OSSAKOW, S. L. Nonlinear equatorial spread F: Spatially large bubbles resulting from large horizontal scale initial perturbations. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, Issue A5, p. 2131-2142, 1980.
- ZALESAK, S. T.; OSSAKOW, S. L.; CHATURVEDI, P. K. Nonlinear equatorial spread F: The effect of neutral winds and background Pedersen Conductivity. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, Issue A1, p. 151-166, 1982.
- ZARGHAM, S.; SEYLER, C. E. Collisional and inertial dynamics of the ionospheric interchange instability. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, Issue A7, p. 9009-9027, 1989.

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 programa de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

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

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

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

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

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

Programas de Computador (PDC)

São as sequências de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. São aceitos tanto programas fonte quanto executáveis.

Pré-publicações (PRE)

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