

Dissertação apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências no Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Atômica e Molecular

Polyane do Nascimento Santos

**ESTUDO DA CONDUTIVIDADE ELÉTRICA DA IONOSFERA USANDO O
MODELO IRI 2022**

Dissertação aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:



Prof. Dr. Jayr de Amorim Filho
Orientador



Prof. Dr. Marco Antonio Ridenti
Coorientador (se houver)

Prof. Dr. Dr. Emília Villani
Pró-Reitor de Pós-Graduação

Campo Montenegro
São José dos Campos, SP – Brasil
2023

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)
Divisão de Informação e Documentação

Santos, Polyane do Nascimento
ESTUDO DA CONDUTIVIDADE ELÉTRICA DA IONOSFERA USANDO O MODELO IRI
2022 / Polyane do Nascimento Santos.
São José dos Campos, 2023.
71f.

Dissertação de Mestrado – Curso de Física. Área de Atômica e Molecular – Instituto
Tecnológico de Aeronáutica, 2023. Orientador: Prof. Dr. Jayr de Amorim Filho. Coorientador:
Prof. Dr. Marco Antonio Ridenti.

1. PLASMA. 2. IONOSFERA. 3. ATMOSFERA. 4. PLASMA. 5. CONDUTIVIDADE. 6. IRI.
I. Instituto Tecnológico de Aeronáutica. II. Título.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

SANTOS, Polyane do Nascimento. **ESTUDO DA CONDUTIVIDADE ELÉTRICA DA IONOSFERA USANDO O MODELO IRI 2022**. 2023. 71f. Dissertação de Mestrado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DA AUTORA: Polyane do Nascimento Santos

TÍTULO DO TRABALHO: ESTUDO DA CONDUTIVIDADE ELÉTRICA DA IONOSFERA USANDO O MODELO IRI 2022.

TIPO DO TRABALHO/ANO: Dissertação / 2023

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta dissertação e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. A autora reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação pode ser reproduzida sem a autorização da autora.

Polyane do Nascimento Santos
Alameda Central, Conjunto Castelo Branco, casa 11
66610-218 – Belém - Pará

ESTUDO DA CONDUTIVIDADE ELÉTRICA DA IONOSFERA USANDO O MODELO IRI 2022

Polyane do Nascimento Santos

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr.	André Jorge Carvalho Chaves	Presidente	-	ITA
Prof. Dr.	Jayr de Amorim Filho	Orientador	-	ITA
Prof. Dr.	Marco Antonio Ridenti	Coorientador	-	ITA
Prof. Dr.	Marisa Roberto	Membro Interno	-	ITA
Dr.	Carlos Eduardo Fellows	Membro Externo	-	UFF

Sou resultado da fortaleza e o amor me
chama de filha, dedico esse trabalho à
minha mãe, Edilma Melo Nascimento.

Agradecimentos

Ao finalizar esta significativa fase da minha jornada acadêmica, é com gratidão que desejo expressar meus sinceros agradecimentos:

Aos professores Jayr de Amorim Filho e Marco Antonio Ridenti, cujas orientações foram fundamentais para a elaboração deste trabalho.

A toda a equipe do Programa de Pós-Graduação em Física, pelo inestimável aprendizado que me permitiu evoluir tanto academicamente quanto pessoalmente.

Em especial à minha família, mãe Edilma Nascimento e minha irmã Mayara Nascimento, pois sempre acreditaram no meu potencial e durante todo esse processo até a chegada desse momento, sempre ofereceram apoio e forças quando careci, às duas meu eterno agradecimento.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pela bolsa de estudos que tornou possível a realização deste projeto.

*“A vitalidade é demonstrada não apenas pela persistência,
mas pela capacidade de começar de novo.”*
— (F. SCOTT FITZGERALD)

Resumo

Compreender o comportamento e as propriedades do plasma é crucial, uma vez que a maioria do universo é composta por esse estado da matéria. Isso se reflete em uma ampla variedade de áreas de pesquisa que dependem do estudo do plasma. Na atmosfera terrestre, encontramos quantidades significativas de plasma, especialmente na ionosfera, uma camada que contém gás ionizado. É importante notar que instabilidades que ocorrem neste plasma podem causar interferências substanciais nos sinais usados em telecomunicações e geolocalização. A eletrodinâmica da ionosfera e os mecanismos que levam às instabilidades de plasma dependem do conhecimento exato do tensor condutividade elétrica, cujos elementos se reduzem às chamadas condutividade Hall e condutividade Pedersen. Esta dissertação tem como tema a física da ionosfera e se concentra no problema específico do cálculo das condutividades Hall e Pedersen na ionosfera. As condutividades foram estudadas em função da localização geográfica, utilizando-se localizações representativas das baixas latitudes ($|\phi| < 23^\circ$), médias latitudes ($23^\circ < |\phi| < 66^\circ$) e altas latitudes ($|\phi| > 66^\circ$). Além disso, foram estudadas as variações sazonais, utilizando-se como datas de referência os equinócios e os solstícios. As principais características dos resultados e suas diferenças foram discutidas e por fim traçamos em linhas gerais possíveis aplicações para o cálculo da condutividade.

Abstract

Understanding the behavior and properties of plasma is crucial, as the majority of the universe is composed of this state of matter. This is reflected in a wide range of research areas that rely on the study of plasma. In the Earth's atmosphere, significant amounts of plasma are found, especially in the ionosphere, a layer that contains ionized gas. It is important to note that instabilities occurring in this plasma can cause substantial interference with signals used in telecommunications and geolocation. The electrodynamics of the ionosphere and the mechanisms leading to plasma instabilities depend on the precise knowledge of the electrical conductivity tensor, whose elements reduce to the so-called Hall conductivity and Pedersen conductivity. This dissertation focuses on the physics of the ionosphere, specifically addressing the problem of calculating Hall and Pedersen conductivities in the ionosphere at different geographical locations, local times, and seasons. Conductivities were studied depending on geographic location, using locations representing low latitudes ($|\phi| < 23^\circ$), medium latitudes ($23^\circ < |\phi| < 66^\circ$) and high latitudes ($|\phi| > 66^\circ$). In addition, seasonal variations were studied, using the equinoxes and solstices as reference dates. The main characteristics of the results and their differences were discussed and finally we outline possible applications for the calculated conductivities.

Lista de Figuras

FIGURA 2.1 – A separação de cargas de gerou o campo elétrico. Fonte:(BITTENCOURT, 2004).	24
FIGURA 2.2 – Divisão das camadas da atmosfera. Fonte: NOAA	26
FIGURA 2.3 – A curva à esquerda mostra a variação da temperatura atmosférica com a altitude. As curvas apresentadas à esquerda são exemplos do perfil altitudinal das densidades esperadas durante o dia (azul) e noite (vermelho). Fonte: (KELLEY, 2009).	28
FIGURA 2.4 – Composição atmosférica diurna. Fonte:(KELLEY, 2009).	29
FIGURA 3.1 – Exemplo dos dados obtidos através do modelo IRI 2020, na altitude de 100 km	31
FIGURA 3.2 – Exemplo esquemático de como são as corrente da condutividade alinhadas ao campo. Fonte (SURBELLA; CAHILL, 2015)	33
FIGURA 4.1 – Temperaturas de Alcântara/BR, diferentes épocas do ano	44
FIGURA 4.2 – Temperaturas de Kansas/EUA, diferentes épocas do ano	45
FIGURA 4.3 – Temperaturas de Tromso/NO, diferentes épocas do ano	46
FIGURA 4.4 – Densidade das componentes neutras da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no equinócio	48
FIGURA 4.5 – Densidade das componentes neutras da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no verão.	49
FIGURA 4.6 – Densidade das componentes neutras da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no inverno.	50
FIGURA 4.7 – Densidade eletrônica da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no equinócio.	52

FIGURA 4.8 – Densidade eletrônica da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no verão.	53
FIGURA 4.9 – Densidade eletrônica da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no inverno.	54
FIGURA 4.10 – Gráficos das frequências de colisão dos elétrons, no equinócio.	56
FIGURA 4.11 – Gráficos das frequências de colisão dos elétrons, no verão.	57
FIGURA 4.12 – Gráficos das frequências de colisão dos elétrons, no Inverno.	58
FIGURA 4.13 – Gráficos das frequências de colisão dos íons para duas espécie de plasma (i1 e i2), no equinócio	59
FIGURA 4.14 – Gráficos das frequências de colisão dos íons para duas espécie de plasma (i1 e i2), no verão	60
FIGURA 4.15 – Gráficos das frequências de colisão dos íons para duas espécie de plasma (i1 e i2), no inverno	61
FIGURA 4.16 – Perfil de condutividade mostrando a variação das condutividades , Pedersen e Hall, no equinócio.	64
FIGURA 4.17 – Perfil de condutividade mostrando a variação das condutividades , Pedersen e Hall, no verão.	65
FIGURA 4.18 – Perfil de condutividade mostrando a variação das condutividades , Pedersen e Hall, no inverno.	66

Lista de Abreviaturas e Siglas

IRI	International Reference Ionosphere
NOAA	Administração Nacional Oceânica e Atmosférica
CCMC	Community Coordinated Modeling Center
COSPAR	Committee on Space Research
RSI	International Union of Radio Science
RUV	Radiação Ultravioleta

Sumário

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	Motivação	14
1.2	Objetivo	15
1.3	Estrutura	17
2	IONOSFERA	19
2.1	Contextualização Histórica	19
2.2	Noções Elementares sobre Plasmas	20
2.3	Origem do Plasma Ionosférico	23
2.4	Características da Ionosfera	25
3	METODOLOGIA	30
3.1	Modelo IRI 2022	30
3.2	Calculo das Condutividades	32
3.2.1	Densidade de Corrente	32
3.2.2	Equação do momento para ions e elétrons	34
3.2.3	Dedução da condutividade da ionosfera	35
3.2.4	Introduzindo a giro-frequência	36
3.2.5	Decomposição do campo elétrico	37
3.2.6	Plasma com dois tipos de íons	39
3.3	Frequência de colisão	41
4	RESULTADOS	42
4.1	Condições das Simulações	42

4.2	Temperaturas dos Elétrons e dos Íons	42
4.3	Densidade das Espécies Neutras	47
4.4	Densidade Eletrônica	51
4.5	Frequência de Colisão Eletrônica e Iônica	55
4.6	Condutividades	62
5	CONCLUSÕES	67
	REFERÊNCIAS	69

1 Introdução

1.1 Motivação

Estimativas atuais afirmam que por volta de 99% da matéria conhecida do universo está na forma de plasma (SETTERFIELD, 2008). De fato, a matéria de muitos objetos celestes está na forma de plasma, como as estrelas, entre as quais o Sol, os ventos solares e o gás intergaláctico rarefeito. Mesmo nas regiões planetárias encontramos plasmas, quando, por exemplo, nos aproximamos da Terra e percebemos que a sua magnetosfera e alta atmosfera é constituída de plasma. Ocorrem também como fenômenos naturais vistos na Terra, bem conhecidos, como os relâmpagos e as auroras boreais, e podem ocorrer na forma de eventos mais raros ou específicos, pouco compreendidos, como o fogo de santelmo, bolas de plasma e *sprites* (CEN *et al.*, 2014; PASSAS *et al.*, 2014). Os plasmas também podem ser produzidos em laboratórios, em diversas condições, encontrando aplicações em um amplo espectro da tecnologia (GRAVES, 1994). Tudo isso demonstra a importância e riqueza da pesquisa na área de plasmas.

Este trabalho tem como foco o estudo do plasma que se encontra na alta atmosfera, a chamada ionosfera. Essa região da nossa atmosfera foi identificada no século XIX quando os pioneiros da tecnologia de rádio perceberam que, em certa faixa de frequência, as chamadas ondas curtas eram refletidas na alta atmosfera (RABOY, 2016). A teoria eletromagnética de James Clerk Maxwell e a tecnologia de rádio permitiram, no século XX, a compreensão do fenômeno a partir de experimentos e teoria (WILKES, 1997). O físico responsável por esse avanço foi Edward Victor Appleton, laureado com o prêmio Nobel em 1947 por sua contribuição seminal à ciência da ionosfera (WILKES, 1997).

Com o início da era da exploração espacial e o desenvolvimento tecnológico na área de radares, a ciência de ionosfera avançou exponencialmente (KELLEY, 2009). Ao mesmo tempo, o progresso tecnológico gerou um aumento do emprego de sinais eletromagnéticos que transitam pela alta atmosfera, como, por exemplo, os sinais de GNSS (Global Navigation Satellite System). Especificamente, na região da ionosfera equatorial e de baixas latitudes, observada na região brasileira, ocorrem instabilidades de plasma que provocam perturbações nas ondas eletromagnéticas (HYSELL, 2000; YOKOYAMA, 2017). As dificul-

dades tecnológicas no campo da aeronavegação e comunicações, por exemplo, justificam o investimento na ciência da ionosfera das regiões equatoriais. Esse é o contexto desta dissertação, que se soma aos muitos esforços precedentes para avançar e consolidar no Brasil o entendimento a respeito da física básica da ionosfera.

1.2 Objetivo

A compreensão teórica dos fenômenos da ionosfera depende em grande parte do entendimento das propriedades do plasma que a compõe (SCHUNK; NAGY, 2009). São propriedades tais como composição iônica, densidade eletrônica, temperatura, condutividade e campo elétrico. Não são grandezas estáticas e invariantes, pois dependem de vários fatores externos, como a dinâmica de ventos da termosfera, a posição do sol e seu nível de atividade, o campo magnético geomagnético e o estado de perturbação da magnetosfera (SCHUNK; NAGY, 2009; KELLEY, 2009).

Nesta dissertação, vamos estudar e calcular a condutividade da ionosfera em diversas condições. A condutividade de plasma na presença de um campo magnético externo, como veremos mais a frente, é um tensor que fica completamente determinado conhecendo-se três termos: condutividade Pedersen, condutividade Hall e condutividade isotrópica e a orientação do campo magnético (SCHUNK; NAGY, 2009; KELLEY, 2009; BITTENCOURT, 2004). Esses termos dependem essencialmente da magnitude do campo magnético, da densidade eletrônica e da composição do plasma, que, por sua vez, dependem das condições ionosféricas.

As condições ionosféricas que determinam os parâmetros cruciais para o cálculo da condutividade tem grande variabilidade (SCHUNK; NAGY, 2009; KELLEY, 2009). Neste trabalho, vamos nos restringir à variabilidade prevista pelo IRI (International Reference Ionosphere), um modelo semi-empírico que modela a variabilidade da densidade eletrônica da ionosfera em função da altitude, da localidade geográfica, do tempo local e do tempo universal (BILITZA *et al.*, 2022). Esses são os fatores que ditam a variabilidade da chamada ionosfera quieta (*quiet conditions*), que exclui, por exemplo, a variabilidade que ocorre em razão de tempestades geomagnéticas (BUONSANTO, 1999).

A rigor, as versões mais recentes do IRI podem considerar condições perturbadas da ionosfera causadas por tempestades geomagnéticas (BILITZA *et al.*, 2022). No entanto, vamos aqui considerar e discutir a variabilidade geográfica e sazonal em condições não perturbadas. Neste trabalho as condutividades foram estudadas em função da localização geográfica, utilizando-se localizações representativas das baixas latitudes ($|\phi| < 23^\circ$), médias latitudes ($23^\circ < |\phi| < 66^\circ$) e altas latitudes ($|\phi| > 66^\circ$). Além disso, foram estudadas as variações sazonais, utilizando-se como datas de referência os equinócios e os solstícios.

Antes de prosseguir, seria interessante demonstrar a razão pela qual a condutividade tem importância crucial na descrição da dinâmica da ionosfera. Como a ionosfera é constituída de plasma, sendo este um meio altamente condutor, a eletrodinâmica da ionosfera é regida pelas equações 1.1 e 1.2 (KELLEY, 2009):

$$\mathbf{J} = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{E} + (\mathbf{U} \times \mathbf{B})) , \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 , \quad (1.2)$$

onde \mathbf{J} é a densidade de corrente, \mathbf{U} é o vento e \mathbf{E} o campo elétrico, todos tomados em relação a um referencial sobre a superfície da Terra, e $\boldsymbol{\sigma}$ é o tensor condutividade. É importante destacar que a Equação 1.2 considera que, devido à elevada condutividade do plasma, a divergência da densidade de corrente é nula. Em geral, nós teríamos $\nabla \cdot \mathbf{J} = -\partial\rho/\partial t$, mas em um meio altamente condutor toda variação (acúmulo ou supressão) de carga no volume de controle do meio é rapidamente neutralizada, de modo que, em escalas de tempo não muito pequenas temos uma divergência nula, isto é, $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$. Essa escala é a escala de tempo em que a ionosfera como um todo varia significativamente, que é algo da ordem de segundos a minutos. Já a escala de tempo de relaxação de cargas, que pode ser estimada como $\tau = \epsilon/\sigma_0$ (STRATTON, 2007), é muito menor, da ordem de décimos de nanossegundos. Deste modo, a ionosfera pode ser interpretada como um grande circuito condutor, para a qual vale a lei de divergência nula da densidade de corrente, analogamente ao um circuito elétrico.

Lembrando que o campo elétrico pode ser escrito como o gradiente de um potencial escalar, isto é, $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$, considerando com boa aproximação $\nabla \times \mathbf{E} = 0$, então podemos reescrever a equação da divergência nula da densidade de corrente como

$$\nabla \cdot [\boldsymbol{\sigma} \cdot (-\nabla\varphi + (\mathbf{U} \times \mathbf{B}))] = 0 . \quad (1.3)$$

Esta equação fornece o potencial elétrico da ionosfera uma vez que os outros parâmetros sejam conhecidos, entre os quais a condutividade. Por esse motivo, o conhecimento da condutividade é essencial para qualquer modelo da dinâmica da ionosfera: para se estudar a dinâmica da ionosfera é necessário conhecer o campo elétrico, mas para se ter este é necessário conhecer a condutividade.

1.3 Estrutura

Nesta seção apresentamos como a dissertação está organizada. No capítulo 2, apresentamos o conhecimento básico a respeito da estrutura da ionosfera, que é uma síntese das principais descobertas provenientes dos avanços na pesquisa da ionosfera impulsionados pelas missões espaciais de coleta de dados por meio de sondas e satélites equipados com sensores. Esse conhecimento sobre a estrutura da ionosfera é pré-requisito para a compreensão da dinâmica do plasma atmosférico, do ponto de vista da física de plasmas. Neste capítulo, vamos abordar principalmente a estrutura de camadas da ionosfera, a sua composição química e os mecanismos de criação e recombinação de cargas elétricas.

O capítulo 3 traz a metodologia empregada nesta dissertação. Descrevemos com mais detalhes o código IRI, um modelo empírico da ionosfera apoiado pelo Comitê de Pesquisa Espacial (COSPAR) e pela União Internacional de Ciência de Rádio (URSI). O IRI fornece estimativas mensais médias de parâmetros como densidade eletrônica, temperatura eletrônica, temperatura iônica e composição iônica em diferentes altitudes da ionosfera para localidades, datas, horas locais e universais específicas. Em seguida, é realizada a demonstração das expressões para os termos do tensor condutividade do plasma da ionosfera. O tensor condutividade estabelece a capacidade para a condução de corrente elétrica para um plasma na presença de um campo magnético externo, como no caso do plasma ionosférico. O tensor condutividade depende da densidade de elétrons e íons, bem como da mobilidade das partículas carregadas. Esta, por sua vez, depende da composição do plasma e das temperaturas dos elétrons e das partículas pesadas (íons e moléculas/átomos neutros). Apresentamos como as mobilidades foram modeladas, de acordo com expressões usadas na literatura. Por fim, discutimos o modelo de plasma de duas componentes iônicas, uma representando o oxigênio O^+ e outra representando as espécies iônicas moleculares O_2^+ e NO^+ .

No capítulo 4 apresentamos os resultados das condutividades Pedersen e Hall calculadas a partir dos parâmetros obtidos das simulações no IRI. As condutividades são apresentadas em função da altitude. Foram geradas curvas em diversas condições de fundo da ionosfera, variando-se a localidade – três localidades, cada qual em um setor de latitude (baixa, média e alta latitude) – e época do ano (solstícios e equinócios). Optamos por variar a latitude no sentido norte, ignorando por ora as diferenças entre os hemisférios a fim de captar primeiramente as diferenças mais pronunciadas que não devem depender do hemisfério ou, equivalentemente, que dependem apenas do módulo da latitude. O capítulo apresenta uma discussão geral a respeito dos resultados da condutividade, cuja interpretação foi auxiliada por curvas da composição neutra, iônica, eletrônica, temperatura de elétrons, íons e espécies neutras em função da altitude.

Por fim, no capítulo 5 apresentamos as principais conclusões do trabalho e perspectivas

para desenvolvimentos futuros baseados neste trabalho.

2 Ionosfera

2.1 Contextualização Histórica

O plasma é um gás ionizado, contendo portanto partículas livres carregadas eletricamente. Em geral, alguma fração de partículas do meio podem permanecer neutras, de modo que a razão numérica entre partículas carregadas e neutras fornece o que se chama grau de ionização do plasma. Na presença de uma fonte de energia aplicada sobre o meio, as partículas que o compõem podem eventualmente adquirir uma energia cinética média suficientemente elevada para produzir colisões inelásticas de excitação eletrônica dos átomos/moléculas ou de ionização. A ionização gera partículas positivas ou negativas eletricamente carregadas, como íons ou elétrons, que mantêm o plasma contra a tendência de perda de partículas por difusão ou recombinação. Portanto, a manutenção do plasma requer alguma fonte de energia capaz de gerar partículas suficientemente energizadas para produzir colisões de ionização que compensem as perdas de cargas. Como veremos, há várias possíveis fontes de energia, sendo que no caso da ionosfera a manutenção do plasma resulta essencialmente dos fotoelétrons produzidos pela radiação solar.

O Sol é uma poderosa fonte de energia natural que fornece energia para a alta atmosfera, absorvida principalmente no espectro do extremo ultravioleta. Essa absorção ocorre pelo efeito fotoelétrico, que ioniza o gás rarefeito da alta atmosfera e gera a ionosfera. É importante ressaltar que a alta atmosfera tem diversos graus de ionização, pois à medida que adentra a atmosfera terrestre o espectro do extremo ultravioleta vai sendo absorvido. Por isso, o grau de ionização da parte mais baixa da alta atmosfera diminui até uma altitude aproximada de 90 km em que já não se observa mais um gás ionizado.

Os estudos em torno da camada atmosférica ionizada iniciou-se na década de 1920 por meio da observação das reflexões de ondas de rádio, mas desde 1839 cientistas como o matemático alemão Carl Gauss sugeriam a hipótese da existência de uma região eletricamente condutora na alta atmosfera, uma vez que essa hipótese explicaria as variações que haviam sido observadas no campo magnético da Terra (FILHO, 2015). Em 1902 observações iniciais de Arthur Kennelly e Oliver Heaviside na Grã-Bretanha indicavam que na atmosfera superior haveria uma camada condutora de eletricidade, grande o sufici-

ente para afetar a propagação de ondas eletromagnéticas. Mais tarde, em 1924, o mesmo efeito foi estudado sistematicamente por Edward Appleton, rendendo-lhe o prêmio Nobel de Física de 1947.

O avanço na tecnologia espacial trouxe grande desenvolvimento nessa área de pesquisa graças às diversas missões espaciais envolvendo sondas e satélites com sensores. O conhecimento detalhado a respeito da composição, estrutura e dinâmica da ionosfera só foi possível graças a esses avanços. Ao mesmo tempo, o avanço teórico e experimental da física de plasmas permitiu o avanço da compreensão da dinâmica do plasma ionosférico. Podemos dizer também que a ciência da ionosfera foi um motivador central para os desenvolvimentos teóricos da física de plasmas, como os avanços da descrição dos modos de propagação de ondas longitudinais e transversais em plasmas sujeitos a campos magnéticos (CLEMMOW; MULLALY, 1955), avanços na descrição dos processos de recombinação em plasmas (BIONDI, 1969) e processos de colisão eletrônica (GERJUOY; STEIN, 1955).

2.2 Noções Elementares sobre Plasmas

As características de um plasma estão intimamente ligadas às interações entre partículas. O que diferencia fundamentalmente o comportamento dos plasmas daquele observado em fluidos e sólidos convencionais é a presença de efeitos coletivos. Dada a extensa influência das forças eletromagnéticas, cada partícula carregada no plasma interage simultaneamente com um considerável número de outras partículas carregadas.

As partículas em um plasma são eletricamente carregadas, o que as torna capazes de interagir e criar campos eletromagnéticos, resultando em uma série de fenômenos distintos que não são observados em fluidos comuns ou sólidos. Como exemplo, podemos mencionar o plasma de fusão, que, na presença de campo magnético e campos elétricos variáveis pode ser confinado e aquecido para produzir reações termonucleares controladas.

Plasmas geralmente apresentam alta condutividade elétrica e térmica, segundo (BITTENCOURT, 2004) e, por conta disso, tendem a blindar campos eletrostáticos intensos. Na presença de campos magnéticos, campos eletrostáticos mais intensos podem existir na direção perpendicular ao campo magnético, ao passo que, ao longo das linhas de campo, campos eletrostáticos tendem a ser blindados e pouco intensos devido à elevada condutividade ao longo das linhas de campo magnético. Demonstra-se que, nessas condições, as partículas se deslocam com uma velocidade média na direção $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ (BITTENCOURT, 2004), chamada de velocidade de deriva.

Há outros fenômenos de transporte importantes que ocorrem em plasmas. Entre eles, destacamos a difusão de partículas, que ocorre sempre que há um gradiente de pressão parcial de um constituinte do plasma. A difusão em plasmas não magnetizados é, em parte,

semelhante à difusão em fluidos comuns, mas há uma diferença significativa. Os elétrons tendem a se difundir mais rapidamente do que os íons, devido sua massa comparativamente menor, resultando na criação de um campo elétrico de polarização devido à separação de cargas. Esse campo aumenta a difusão dos íons e diminui a dos elétrons, levando a uma taxa aproximadamente igual de difusão de íons e elétrons. Esse tipo de difusão é chamado de difusão ambipolar. Quando um campo magnético externo está presente, a difusão de partículas carregadas na direção perpendicular às linhas de campo é reduzida, o que demonstra a utilidade de campos magnéticos fortes no confinamento do plasma.

Uma das características que define o plasma é a chamada "quase neutralidade". Esta condição significa que a carga elétrica líquida em um pequeno volume do plasma é sempre nula, contanto que o plasma esteja em condições de equilíbrio (não esteja oscilando) e que este pequeno volume seja suficientemente grande para conter um grande número de partículas, mas pequeno em comparação com os comprimentos característicos para variação de parâmetros macroscópicos como densidade e temperatura. Dentro do plasma, os campos microscópicos de carga espacial se anulam, não havendo carga espacial em uma escala macroscópica. A manutenção dessa neutralidade macroscópica é crucial, pois se fosse violada, a energia potencial associada às forças de Coulomb resultantes poderia ser imensamente maior do que a energia cinética das partículas térmicas.

Para se ter idéia da energia térmica necessária para equilibrar uma pequena separação de cargas da ordem de $r = 10^{-3}$ m, consideremos as seguintes condições:

1. A densidade mínima de partículas carregadas é dada por $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$.
2. A diferença entre a densidade dos elétrons (n_e) e dos íons positivos (n_i) é de 1%, o que significa que $n_e = 1.01n_i$.
3. O número total de elétrons (N_e) e íons positivos (N_i) em um volume esférico de raio r pode ser calculado pela fórmula do volume de uma esfera:

$$N = n \cdot \frac{4}{3}\pi r^3$$

$$q = \frac{4}{3}\pi r^3(n_i - n_e)e$$

e o potencial (ϕ) na superfície da esfera

$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{r^2 e}{3\epsilon_0}(n_i - n_e) \approx 6 \times 10^3 V$$

Portanto, uma temperatura de plasma de $6 \times 10^3 eV = 70 \times 10^6 K$ (setenta milhões de kelvin) seria necessária para equilibrar a energia elétrica e permitir a existência de separações de carga da ordem de 1 mm, nessas condições.

Em plasmas, desvios da neutralidade elétrica macroscópica só podem ocorrer em distâncias onde a energia térmica das partículas equilibra a energia potencial eletrostática resultante de separação de cargas. Essa distância é aproximadamente o comprimento de Debye, um parâmetro característico do plasma, que definiremos mais a frente. Sem forças externas, o plasma não consegue manter desvios da neutralidade em distâncias maiores, pois as partículas carregadas se movem livremente para neutralizar quaisquer excessos de carga em resposta a forças de Coulomb significativas.

O comprimento de Debye fornece uma medida da distância ao longo da qual a influência do campo elétrico de uma partícula específica ainda pode ser sentida por outras partículas carregadas dentro do plasma. As partículas do plasma se organizam para proteger eficazmente quaisquer campos eletrostáticos em uma distância da ordem do comprimento de Debye. Esta blindagem dos campos eletrostáticos é consequência dos efeitos coletivos das partículas de plasma. O comprimento de Debye (λ_D) é diretamente proporcional à raiz quadrada da temperatura (T) e inversamente proporcional à raiz quadrada da densidade numérica de elétrons (n_e), como mostra a equação a seguir:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T}{n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Uma maneira conveniente de definir uma esfera de Debye é como uma esfera contida dentro do plasma com um raio igual a λ_D (BITTENCOURT, 2004). Quaisquer campos eletrostáticos originados dentro da esfera por flutuações aleatórias são efetivamente neutralizados pelas partículas carregadas e não têm uma contribuição significativa para o campo elétrico no plasma. Como resultado, cada carga no plasma interage coletivamente apenas com as cargas que estão dentro de sua própria esfera de Debye, tendo um efeito praticamente insignificante nas outras cargas. O número de elétrons, N_D , contidos dentro de uma esfera de Debye é dado por:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\epsilon_0 k T}{n_e^{1/3} e^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

O fenômeno de blindagem surge do comportamento coletivo das partículas dentro de uma esfera de Debye. Por isso, é essencial que o número de elétrons presentes nessa esfera seja consideravelmente elevado. Consequentemente, um critério determinante na definição de plasma é

$$n_e \lambda_D^3 \gg 1$$

Isso significa que $1/(n_e \lambda_D^3) \ll 1$, de modo que podemos definir a quantidade $g = \frac{1}{n_e \lambda_D^3}$,

chamada de parâmetro de plasma, sendo $g \ll 1$ conhecida como a aproximação de plasma. O parâmetro g também representa a relação entre a energia potencial média entre as partículas e a energia cinética média do plasma. É importante notar que esse requisito já implica neutralidade de carga em escala macroscópica, visto que desvios dessa neutralidade só podem ocorrer naturalmente em distâncias da ordem de λ_D . No entanto a neutralidade macroscópica às vezes é considerada como um terceiro critério para a existência de um plasma, embora não seja independente e possa ser formulada como:

$$n_e = \sum_i n_i$$

Outra característica importante do plasma é a sua oscilação natural, que ocorre a uma frequência chamada frequência de plasma. Consideremos um plasma inicialmente homogêneo e em repouso. Suponhamos que, por algum meio externo, uma pequena separação de carga seja induzida em seu interior, por exemplo, através de flutuações térmicas. Quando a influência perturbadora externa é removida instantaneamente, o campo elétrico resultante da separação de cargas acelera os elétrons em conjunto na tentativa de restaurar a neutralidade de carga. No entanto, devido à sua inércia, os elétrons se deslocam além da posição de equilíbrio, resultando na geração de um campo elétrico na direção oposta, podendo ser observado na Figura 2.1. Essa sequência de movimentos se repete periodicamente, com uma contínua conversão de energia cinética em energia potencial, e vice-versa, levando a oscilações coletivas rápidas dos elétrons em torno dos íons mais massivos. Em média, o plasma mantém sua neutralidade de carga macroscópica. A frequência angular dessas oscilações coletivas de elétrons, chamada de frequência de plasma é:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Colisões entre elétrons e partículas neutras têm a tendência de atenuar essas oscilações coletivas, reduzindo gradualmente sua amplitude. Para manter as oscilações apenas ligeiramente atenuadas, é crucial que a frequência de colisão elétron, seja menor do que a frequência do plasma de elétrons $\nu_{pe} > \nu_{en}$, onde ν_{en} é a frequência de colisão dos elétrons com as partículas pesadas (íons ou partículas neutras) e $\nu_{pe} = \omega_{pe}/(2\pi)$.

2.3 Origem do Plasma Ionosférico

O plasma pode resultar da matéria superaquecida, tão quente que os elétrons são arrancados por colisões entre átomos e moléculas com elevada energia cinética, formando um gás ionizado. Assim como um líquido passa para a fase gasosa ao ser aquecido, também

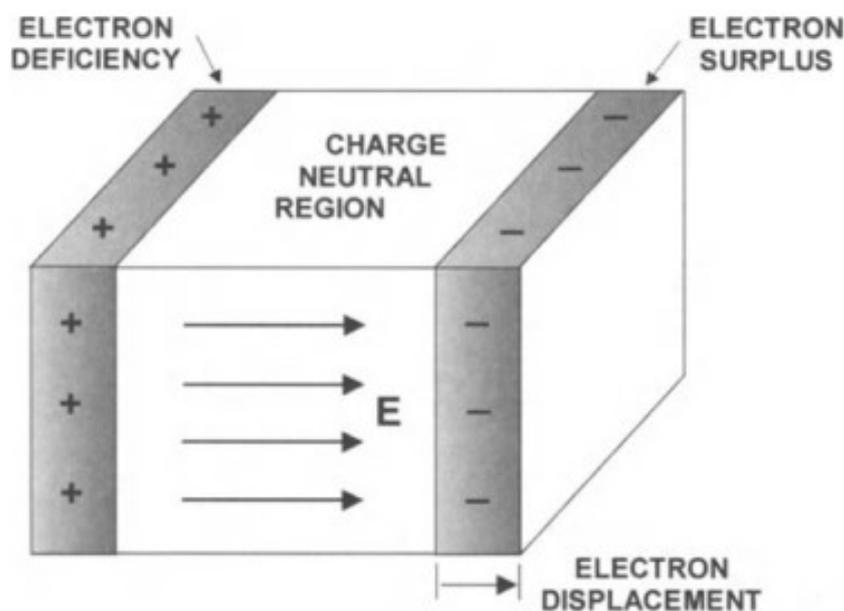


FIGURA 2.1 – A separação de cargas gerou o campo elétrico. Fonte:(BITTENCOURT, 2004).

o gás passa para o estado de plasma ao ser aquecido, razão pela qual o plasma também é algumas vezes chamado de “quarto estado da matéria”. No entanto, destacamos que, ao contrário do caso dos outros estados da matéria, a transição de fase não ocorre a uma temperatura constante, mas de forma contínua e gradual à medida que a temperatura aumenta. Além disso, não há propriamente coexistência de duas fases (plasma e gás), mas um aumento contínuo no grau de ionização do gás.

Este estado, chamado de plasma, é muito comum em contextos como o interior das estrelas, onde as temperaturas são extremamente elevadas. Além disso, aqui na Terra, é o estado obtido nos reatores de fusão nuclear, nos quais o objetivo é replicar as reações nucleares que ocorrem no sol e outras estrelas para gerar energia.

Existem diversos métodos distintos para criar plasmas em laboratório e, dependendo do método escolhido, o plasma pode apresentar alta ou baixa densidade, alta ou baixa temperatura, estabilidade ou transitoriedade, bem como estabilidade ou instabilidade, apresentando características próprias dependendo da configuração da fonte de plasma.

A ionosfera da Terra, por exemplo, constitui um exemplo de plasma gerado por fotoionização natural. Em uma descarga elétrica de gás de laboratório, por exemplo, um campo elétrico é aplicado através do gás ionizado, o que acelera os elétrons livres a energias suficientemente elevadas para ionizar outros átomos por meio de colisões e gerar o plasma. Já no caso da ionosfera a fonte de ionização não são elétrons acelerados por campos elétricos,

mas fótons de elevada energia provenientes da radiação solar que, por efeito fotoelétrico, ioniza átomos e moléculas. Esses elétrons são chamados também de fotoelétrons.

Quando não há mais uma fonte de ionização, isto é, quando a radiação deixa de incidir sobre a alta atmosfera, a taxa de ionização diminui gradativamente devido a processos de recombinação. No ambiente laboratorial, a recombinação costuma ocorrer de forma tão rápida que o plasma desaparece completamente em uma fração de segundo, mas na ionosfera o processo é mais lento por conta baixa densidade e da baixa constante de taxa do processo de recombinação radiativa, que trataremos na próxima seção.

2.4 Características da Ionosfera

A ionosfera é uma região da alta atmosfera terrestre. Essa camada se encontra contida quase que inteiramente na termosfera (ver Figura 2.2). A termosfera está localizada entre cerca de 90 km a 600 km de altitude, e os limites da ionosfera coincidem, grosso modo, com estes limites. Durante o dia, a ionosfera pode se estender até 50 km de altitude, abrangendo a mesosfera, mas apresenta nessa faixa densidades eletrônicas muito pequenas. Portanto, podemos afirmar que a ionosfera coincide aproximadamente com os limites da termosfera.

A termosfera recebe este nome pois a temperatura do gás muito rarefeito que a compõe é mais elevada do que a temperatura do gás nas camadas inferiores. Isso ocorre devido à absorção de radiação ultravioleta e raios X de alta energia provenientes do Sol, cujo efeito é causar um aumento significativo da temperatura do gás.

Como mencionado na seção anterior, a ionosfera designa o plasma observado na alta atmosfera, que é composto por partículas ionizadas, ou seja, átomos e moléculas que perderam ou ganharam elétrons, e elétrons livres que resultam da fotoionização. Devido ao balanço entre radiação e densidade da atmosfera, observa-se que a ionosfera é estratificada em regiões caracterizadas por diferentes densidades eletrônicas e composição química. Segundo (JACOBS G., 2002), a radiação do espaço exterior ioniza os gases rarefeitos da atmosfera terrestre, e à medida que essa radiação penetra mais fundo na atmosfera, encontra uma maior concentração de gases, resultando em maior ionização. Essa radiação é gradualmente atenuada até que o processo de ionização termine, formando assim uma região de máxima ionização com camadas de densidades eletrônicas variáveis abaixo dela. Devido à variação na composição da atmosfera com a altitude e à resposta diferenciada dos gases a diferentes energias dos fótons, a ionização tende a ocorrer em camadas distintas, acima da superfície terrestre. É importante notar que essas camadas não são completamente separadas umas das outras, pois a transição entre elas é contínua.

Cada uma dessas camadas da ionosfera tem um impacto diferente na propagação

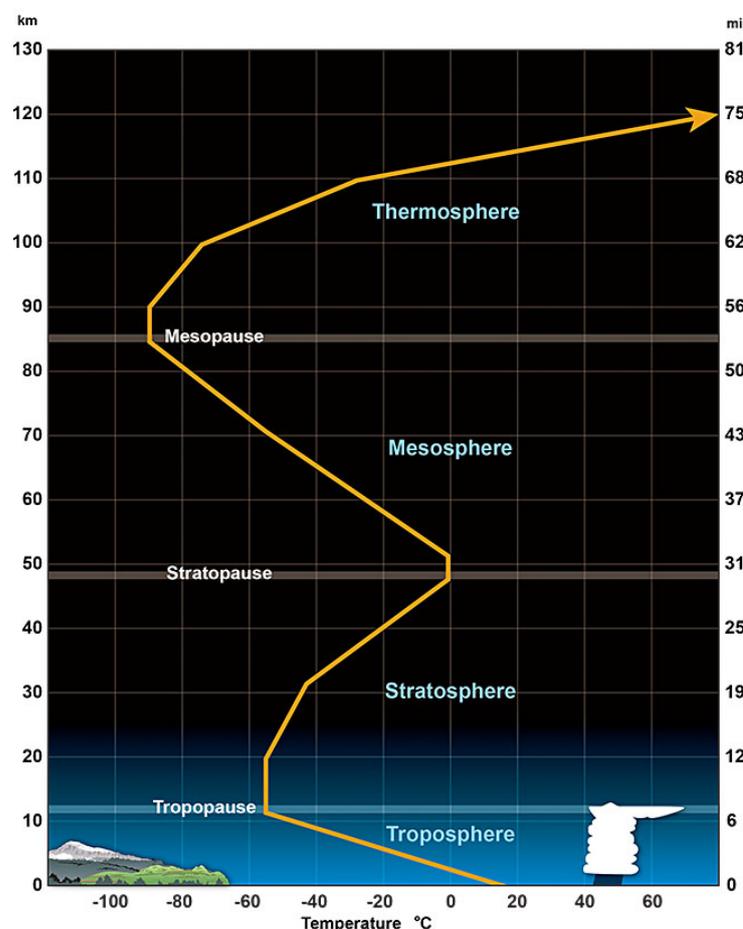


FIGURA 2.2 – Divisão das camadas da atmosfera. Fonte: NOAA

de ondas eletromagnéticas a depender da sua frequência. Essa estrutura de camadas da ionosfera está sujeita a variações sazonais e diurnas devido às mudanças na atividade solar, afetando a condição das comunicações de radiofrequência na terra. A Figura 2.3 mostra as diferentes camadas da ionosfera, designadas F, E e D, (KELLEY, 2009). A camada E recebeu o nome do campo elétrico da onda de rádio refletida pela camada “Heavyside” (o primeiro nome da ionosfera), sendo que as outras camadas foram simplesmente nomeadas como extensões alfabéticas.

A região D anteriormente não despertava grande interesse científico. Isso se devia ao fato de que o nível de ionização era tão baixo que a dinâmica do plasma nessa região era consideravelmente diferente daquela observada em plasmas com baixa colisão ou ausência de colisões, que foram o foco principal dos estudos teóricos de plasmas na primeira metade do século XX. Além disso, a altitude dessa região é excessiva para ser estudada com balões e demasiado baixa para ser alcançada por satélites, apresenta uma densidade de elétrons muito baixa e baixo grau de ionização, com predominância de moléculas neutras. Um efeito importante desta camada é a absorção de ondas de baixa frequência durante o dia, o que representa uma desvantagem para transmissões de ondas curtas durante o dia. Essa absorção se deve à elevada taxa de colisão dos elétrons com partículas neutras, produzindo

atenuação do campo elétrico propagante. Consequentemente, em frequências mais baixas, a camada D exerce uma maior influência na absorção de energia durante a transmissão. É fato conhecido entre os rádio amadores que a transmissão de ondas curtas tende a ser mais eficiente durante a noite, desde que a ionosfera noturna não apresente instabilidades.

A faixa de altitude de 90 a 150 km é chamada de região E, onde há menos elétrons na camada E em comparação com a camada F, mas ainda assim uma densidade maior do que a observada na camada D. Durante a noite, o plasma desta camada é rapidamente extinguido, devido a elevada constante de taxa de recombinação dissociativa. A camada E tem um papel importante na modulação do potencial elétrico da ionosfera. Na camada E ocorrem os picos de condutividade Hall e Pedersen, como veremos no capítulo 4. Em razão da interação com os ventos, campos elétricos são gerados, de acordo com a equação 1.3, pelo chamado efeito dínamo ou dínamo da camada E. Esses campos são mapeados ao longo das linhas de campo magnético para altitudes mais elevadas, na camada F, gerando um acoplamento entre a camada F e a camada E.

A camada F é a componente mais destacada da ionosfera, sendo o seu pico a região que detém a mais elevada densidade de elétrons na atmosfera terrestre. Sua faixa de altitude se encontra entre 150 e 500 km. Durante o dia, a camada F se separa em duas camadas, chamadas F1 e F2, devido ao papel dos íons moleculares. A reflexão de ondas curtas, usadas em rádio difusão e rádio comunicação, ocorre principalmente nessa faixa da ionosfera. Os satélites em órbitas baixas, por exemplo, estão imersos nessa região da ionosfera.

Na Figura 2.3 observamos a densidade do plasma ionosférico, onde as curvas apresentadas mostram a concentração, em (cm^{-3}), durante o dia (azul) e durante a noite (vermelho), mostrando que a concentração da densidade cai de forma significativa durante a noite, sobretudo nas camadas inferiores. É importante ressaltar que além das variações diurnas e noturnas de densidade da ionosfera, há também outros fatores que geram variabilidade, como a estação do ano (variações sazonais), a localidade geográfica, a fase do ciclo solar e as condições de perturbação da magnetosfera.

A Figura 2.4, (KELLEY, 2009) mostra que a uma altitude inferior a 100 km, e em altitudes próximas a essa, a proporção entre nitrogênio (N_2) e oxigênio (O_2) é similar à encontrada em regiões atmosféricas mais baixas. Por volta de 120 km de altitude, a quantidade de oxigênio atômico alcança a mesma magnitude que a do oxigênio molecular (O_2). E acima de aproximadamente 250 km de altitude, a densidade de oxigênio na forma atômica supera a densidade de nitrogênio molecular (N_2). Essa tendência é resultado da fotodissociação do oxigênio molecular (O_2) causada pela radiação solar ultravioleta (UV), combinada com a difusão molecular e a ausência de mistura turbulenta acima da turbopausa, que leva à estratificação gasosa das camadas em função do peso atômico/molecular.

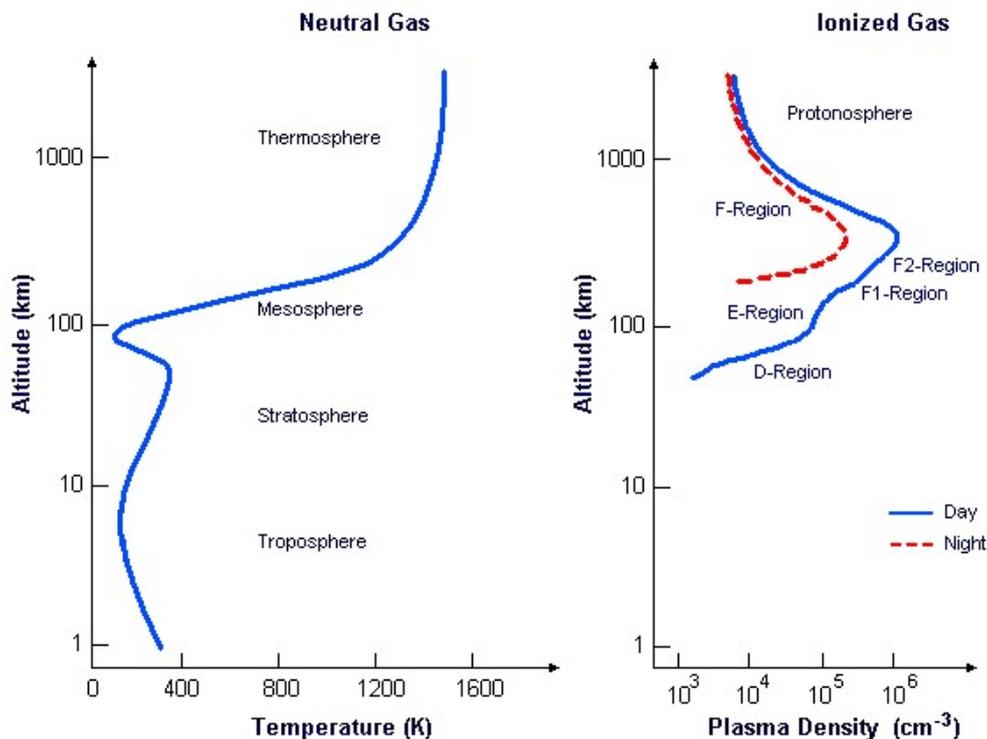


FIGURA 2.3 – A curva à esquerda mostra a variação da temperatura atmosférica com a altitude. As curvas apresentadas à esquerda são exemplos do perfil altitudinal das densidades esperadas durante o dia (azul) e noite (vermelho). Fonte: (KELLEY, 2009).

A predominância de oxigênio atômico nos gases neutros é refletida na composição do plasma. A curva identificada como $n_{e^{-}}$ representa a densidade eletrônica. Próximo ao pico da densidade de plasma, na camada F, a maioria dos íons são O^{+} , o que corresponde à alta concentração de oxigênio atômico no gás neutro. Já na camada E, entre 100 km e 150 km, predominam os íons moleculares O_2^{+} e NO^{+} .

Em altitudes mais elevadas, conforme ilustrado na Figura 2.4, acima de 800 km, a composição iônica da atmosfera é dominada pelo hidrogênio, caracterizando uma camada conhecida como protonosfera. Nessa região, os principais constituintes são o hidrogênio atômico e os íons de hidrogênio (prótons), e secundariamente He e He^{+} . A presença de íons de hélio é bastante variável, por vezes alcançando até 50% do total de íons na base da protonosfera. Embora a densidade dos átomos de hidrogênio não seja apresentada neste gráfico inicial, ela supera a do hélio acima de cerca de 600 km de altitude. Os íons de hidrogênio representados na Figura 2.4 são gerados por meio de interações de troca de carga com íons de oxigênio, especificamente através da reação $O^{+} + H \rightarrow H^{+} + O$.

Uma questão da aeronomia intrigou por um tempo os pesquisadores da área na primeira metade do século XX: trata-se do problema da recombinação dos íons na ionosfera. Hoje sabemos que os mecanismos de recombinação na camada E são bem diferentes dos mecanismos de recombinação na camada F.

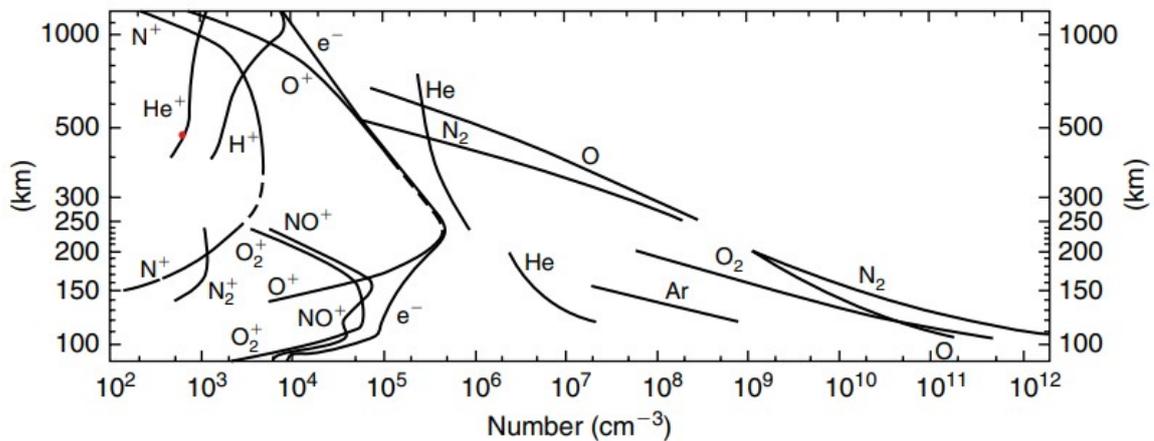
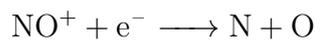


FIGURA 2.4 – Composição atmosférica diurna. Fonte:(KELLEY, 2009).

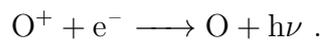
A camada E é rica em íons moleculares, a saber, os íons O_2^+ e NO^+ . Esses íons são recombinados por um processo conhecido como recombinação dissociativa,



e



Neste tipo de processo, uma molécula iônica recombina com um elétron, dissociando-se no processo. Trata-se de um processo de elevada taxa de recombinação. Já no caso da camada F, tipicamente o meio tende a ser pobre em íons moleculares. Assim, a recombinação dos íons com os elétrons só pode acontecer via o processo conhecido como recombinação radiativa,



Neste processo, o elétron é absorvido pelo íon de oxigênio e emite um fóton, respeitando-se assim simultaneamente a conservação de energia e momento linear. Trata-se do processo inverso à fotoionização. Esse processo tem uma taxa de recombinação da ordem de grandeza menor do que a recombinação dissociativa. Por esse motivo, durante a noite, o plasma da camada E e da base da camada F sofrem rápida recombinação, extinguindo-se, ao passo que o plasma da camada F sobrevive à noite, ainda que ocorra um decaimento de sua densidade (ver Figura 2.4).

3 Metodologia

3.1 Modelo IRI 2022

De acordo com (CCMC, 2020) a Ionosfera de Referência Internacional (IRI) é um projeto global apoiado pelo Comitê de Pesquisa Espacial (COSPAR) e pela União Internacional de Ciência de Rádio (URSI). No final da década de 1960, essas organizações uniram esforços para desenvolver um modelo empírico climatológico padrão da ionosfera, utilizando todos os dados disponíveis na época. Desde então, várias versões aprimoradas do modelo foram criadas e disponibilizadas. O IRI fornece estimativas mensais médias de parâmetros como densidade eletrônica, temperatura eletrônica, temperatura iônica e composição iônica em diferentes altitudes da ionosfera para um local, hora e data específicos.

As principais fontes de dados incluem a rede global de ionossondas, radares de dispersão incoerente potentes (como Jicamarca, Arecibo, Millstone Hill, Malvern, St. Santin), sondas de superfície ISIS e Alouette, bem como instrumentos *in situ* presentes em vários satélites e foguetes. O IRI é atualizado anualmente durante Workshops especiais do IRI, como durante a assembleia geral da COSPAR.

O modelo e o software do IRI são aprimorados de acordo com as decisões do Grupo de Trabalho do IRI (BILITZA *et al.*, 2022). O pacote de software inclui sub-rotinas em FORTRAN, coeficientes de modelo (CCIR, URSI, IGRF), arquivos de índices e arquivos README e LICENSE. Detalhes sobre a construção e as fórmulas do IRI podem ser encontrados em um relatório NSSDC de Bilitza *et al.* e, mais recentemente, em um artigo da *Reviews of Geophysics* de Bilitza *et al.* O modelo requer os seguintes dados de entrada obrigatórios:

- Índices solares (média diária de F10.7, média contínua de 81 dias e 12 meses; média contínua do número de manchas solares de 12 meses).
- Índice ionosférico (índice IG baseado em ionossondas, média contínua de 12 meses).
- Índice magnético (3 horas do índice ap, e índice ap diário).

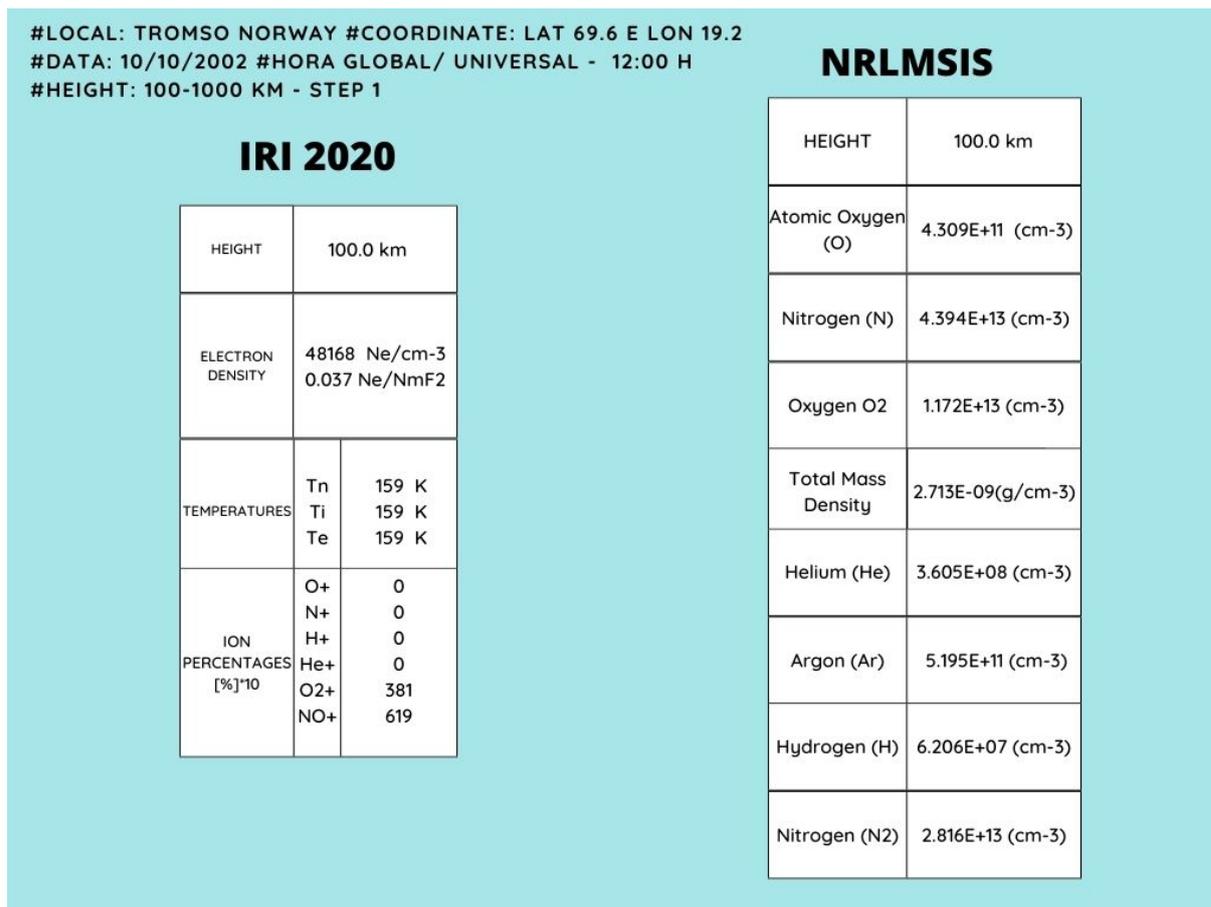


FIGURA 3.1 – Exemplo dos dados obtidos através do modelo IRI 2020, na altitude de 100 km

Esses índices são encontrados internamente nos arquivos de índices correspondentes à data e hora especificadas pelo usuário. No entanto, o usuário também tem a opção de inserir seus próprios valores de índices, se assim desejar.

Além disso, o usuário tem a opção de fornecer os seguintes parâmetros adicionais, que serão utilizados para ajustar os perfis IRI:

- Altura do pico F2 (hmF2) ou fator de propagação M3000F2.
- Frequência plasma do pico F2 (foF2) ou densidade eletrônica (NmF2).
- Parâmetros do perfil inferior B0 (espessura) e B1 (formato).
- Altura da borda F1 (hmF1).
- Frequência de plasma de borda F1 (foF1) ou densidade eletrônica (NmF1).
- Altura do pico E (hmE).
- Frequência de plasma do pico E (foE) ou densidade eletrônica (NmE).
- Altura da borda D (hmD).

- Frequência de plasma D-ledge (foD) ou densidade eletrônica (NmD).

O modelo produz densidade eletrônica, temperatura eletrônica, temperatura iônica, temperatura das partículas neutras, composição iônica (O^+ , H^+ , He^+ , NO^+ , O_2^+), e conteúdo total eletrônico (TEC). O IRI, na sua versão original, não fornece diretamente as densidades das partículas, mas incorpora rotinas de outro modelo, o NRLMSIS-00 (PICONE *et al.*, 2002), invocado no IRI para o cálculo da temperatura de partículas neutras. O coorientador deste trabalho, prof. Marco Antonio Ridenti, modificou o código original Fortran do IRI para acessar as densidades das partículas neutras (O,N,O₂,He,Ar,H e N₂). Como veremos, a estimativa da densidade de algumas dessas partículas neutras entra nos cálculos da frequência de colisão elétron-neutros e íons-neutros.

3.2 Calculo das Condutividades

Como mostramos na introdução deste trabalho, o conhecimento da condutividade de plasma na ionosfera é fundamental em qualquer modelo físico da dinâmica ionosférica, pois o tensor condutividade é necessário para o cálculo do potencial elétrico. Nesta seção, vamos demonstrar as expressões dos termos principais do tensor condutividade e discutir, em linhas gerais, seu significado. Para efetuar a demonstração, vamos introduzir alguns conceitos fundamentais e as equações de fluidos que estabeleçam nosso ponto de partida.

3.2.1 Densidade de Corrente

A densidade de corrente, também conhecida como corrente superficial ou densidade de corrente elétrica, é uma grandeza física importante em eletromagnetismo. Ela representa a quantidade de corrente elétrica que atravessa uma unidade de área em um material condutor. No nosso caso, este meio material é o plasma.

Matematicamente, a densidade de corrente elétrica (\vec{J}) é definida como a razão entre a corrente elétrica (dI) que flui através de uma área infinitesimal (da), sendo sua direção representada pelo versor \hat{t}

$$\mathbf{J} = \frac{dI}{da} \hat{t} \quad (3.1)$$

Nesta equação, consideramos sempre que a área infinitesimal (da) tem uma normal paralela à direção de \mathbf{J} . Caso queiramos calcular a corrente (dI) que passa ao longo de qualquer área infinitesimal (da'), como orientação \mathbf{n} , usamos a fórmula

$$dI = \vec{J} \cdot \mathbf{n} da \quad (3.2)$$

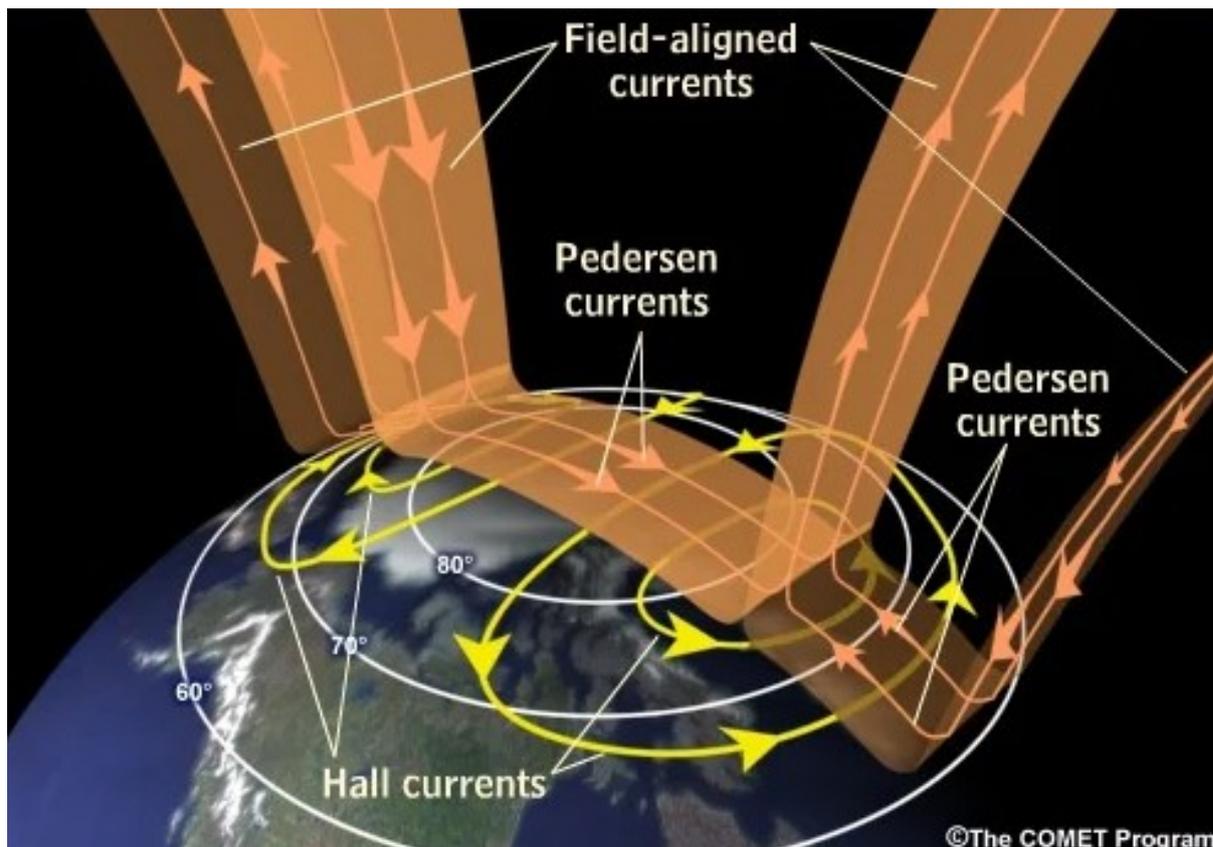


FIGURA 3.2 – Exemplo esquemático de como são as correntes da condutividade alinhadas ao campo. Fonte (SURBELLA; CAHILL, 2015)

A unidade de medida da densidade de corrente no Sistema Internacional é o ampere por metro quadrado (A/m^2). Essa grandeza é útil em diversas aplicações, desde análises em condutores elétricos e circuitos até em estudos de efeitos magnéticos e indução eletromagnética.

Em material isotrópico condutor, como um plasma na ausência de campo magnético, é possível postular uma relação linear entre campo elétrico e densidade de corrente. Esta é a conhecida lei de Ohm, que pode ser escrita como

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (3.3)$$

Essa equação é fundamental para entender como a corrente elétrica flui em condutores e semicondutores, onde os portadores de carga (como elétrons ou lacunas) se movem sob a influência do campo elétrico aplicado. Conhecendo-se a condutividade dos portadores de carga é possível estabelecer uma relação direta entre campo elétrico e densidade de corrente, reduzindo o número de variáveis do sistema.

A densidade de corrente também pode ser entendida como o fluxo de portadores de carga, que é a densidade dos portadores vezes sua velocidade, vezes a magnitude da carga

de cada portador. Dessa forma, em geral, a densidade de corrente pode ser escrita como

$$\vec{J} = \sum_j q_j n_j \vec{v}_j \quad (3.4)$$

onde n_j , q_j e \vec{v}_j é a densidade, carga elétrica e velocidade média de fluido do j -ésimo portador. No caso de um plasma de duas espécies apenas – um tipo de carga negativa e um tipo de carga positiva – essa equação pode ser escrita simplesmente como

$$\vec{J} = n_e e (\vec{v}_i - \vec{v}_e) \quad (3.5)$$

3.2.2 Equação do momento para ions e elétrons

Nosso objetivo é encontrar uma relação entre a densidade de corrente e o campo elétrico no plasma, para então, a partir desta relação, identificar a expressão para a condutividade. Veremos que, na presença de campo magnético, a condutividade não será dada por um escalar, mas por um tensor.

Para isso, nosso ponto de partida será um modelo de fluidos para um plasma com duas espécies. Neste modelo, cada tipo de espécie carregada do plasma é modelado como um fluido, caracterizado pelas variáveis de campo como densidade ($n(\vec{r}, t)$), que é um campo escalar, e velocidade ($\vec{v}(\vec{r}, t)$) que é um campo vetorial.

Na ionosfera, este plasma, modelado como dois fluidos, está sujeito às forças elétrica (\vec{E}), magnética (\vec{B}) e gravitacional ($m\vec{g}$). Essas forças resultam em variação do momento. Além dessas forças, que são conservativas, as partículas carregadas estão sujeitas ao efeito de fricção com o gás de fundo, resultante das colisões, e da pressão parcial de cada componente de fluido (p_i). Dessa forma, as equações de fluidos serão dadas por (BITTENCOURT, 2004)

$$n_i m_i \left(\frac{d}{dt} + \vec{v}_i \cdot \nabla \right) \vec{v}_i = n_i e (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) + n_i m_i g - \nabla p_e - n_i m_i \nu_{in} (\vec{v}_i - \vec{v}_n) \quad (3.6)$$

$$n_e m_e \left(\frac{d}{dt} + \vec{v}_e \cdot \nabla \right) \vec{v}_e = - n_e e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + n_e m_e g - \nabla p_i - n_e m_e \nu_{en} (\vec{v}_e - \vec{v}_n) \quad (3.7)$$

A primeira equação representa a equação de conservação do momento para os íons, ao passo que a segunda representa a equação de conservação de momento para os elétrons, em sua forma mais geral considerando-se as condições físicas da ionosfera. O termo de fricção é modelado como a constante de taxa de colisão íon/neutro (ν_{in}) e eletro/neutro (ν_{en}), dada em s^{-1} , multiplicado pela velocidade relativa entre o fluido portador de carga

e o fluido de fundo (gás da termosfera) (BITTENCOURT, 2004).

3.2.3 Dedução da condutividade da ionosfera

Como estamos interessados em isolar o efeito da condutividade elétrica de efeitos decorrentes de forças independentes das forças elétricas e magnéticas, para deduzir a condutividade elétrica da ionosfera vamos também eliminar o termo de gravidade e pressão. Além dessa simplificação, há uma aproximação fundamental para a dedução da condutividade, que consiste em desprezar completamente os termos inerciais das equações de conservação de momento (lado esquerdo das Equações 3.6 e 3.7). Esta aproximação está baseada na suposição tácita de que o fluido estabelece um equilíbrio com o campo, isto é, a força de fricção do plasma com a termosfera se equilibra, rapidamente, com a força elétrica. Em outros termos, estamos dizendo que a taxa de variação do momento do fluido rapidamente vai a zero sempre que ocorre uma variação no campo elétrico, ou seja, o fluido responde imediatamente ao campo, como se não tivesse inércia.

Com essas simplificações, podemos escrever as velocidades de fluidos:

$$\vec{v}_i = \frac{e}{m_i \nu_{in}} (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) + \vec{v}_n \quad (3.8)$$

$$\vec{v}_e = -\frac{e}{m_e \nu_{en}} (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + \vec{v}_n \quad (3.9)$$

Para encontrar \vec{v}_i e \vec{v}_e , vamos multiplicar vetorialmente ambos os membros da equação por $\times \vec{B}$. Procedendo desta forma, obtemos

$$\vec{v}_i \times \vec{B} = \frac{e}{m_i \nu_{in}} [\vec{E} \times \vec{B} + (\vec{v}_i \cdot \vec{B}) \vec{B} - \vec{B}^2 \vec{v}_i] + \vec{v}_n \times \vec{B} \quad (3.10)$$

onde usamos a regra do triplo produto vetorial $(\vec{u} \times \vec{v}) \times \vec{w} = (\vec{u} \cdot \vec{w}) \vec{v} - (\vec{v} \cdot \vec{w}) \vec{u}$.

Fazendo agora a multiplicação escalar das equações das velocidades (Equação 3.8), e usando a propriedade da ortogonalidade do produto triplo misto $((\vec{u} \times \vec{v}) \cdot \vec{u} = 0)$, obtemos

$$\vec{v}_i \cdot \vec{B} = \frac{e}{m_i \nu_{in}} \vec{E} \cdot \vec{B} + \vec{v}_n \cdot \vec{B} \quad (3.11)$$

Inserindo esta equação na anterior, obtemos

$$\vec{v}_i \times \vec{B} = \frac{e}{m_i \nu_{in}} \left[\vec{E} \times \vec{B} + \left(\frac{e}{m_i \nu_{in}} \vec{E} \cdot \vec{B} + \vec{v}_n \cdot \vec{B} \right) \vec{B} - \vec{B}^2 \vec{v}_i \right] + \vec{v}_n \times \vec{B} \quad (3.12)$$

Inserindo esta equação na equação da velocidade (Equação 3.8), temos

$$\vec{v}_i = \frac{e}{m_i \nu_{in}} \left[\vec{E} + \frac{e}{m_i \nu_{in}} \left[\vec{E} \times \vec{B} + \left(\frac{e}{m_i \nu_{in}} \vec{E} \cdot \vec{B} + \vec{v}_n \cdot \vec{B} \right) \vec{B} - \vec{B}^2 \vec{v}_i \right] + \vec{v}_n \times \vec{B} \right] + \vec{v}_n \quad (3.13)$$

Trazendo todos os termos com \vec{v}_i para o lado esquerdo da igualdade temos

$$\left(1 + \frac{e^2 \vec{B}^2}{m_i^2 \nu_{in}^2} \right) \vec{v}_i = \frac{e}{m_i \nu_{in}} \vec{E} + \frac{e^2}{m_i^2 \nu_{in}^2} \vec{E} \times \vec{B} + \frac{e^3}{m_i^3 \nu_{in}^3} (\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B} + \frac{e^2}{m_i^2 \nu_{in}^2} (\vec{v}_n \cdot \vec{B}) \vec{B} + \frac{e}{m_i \nu_{in}} \vec{v}_n \times \vec{B} + \vec{v}_n \quad (3.14)$$

A dedução foi realizada para a velocidade do íon. A dedução para a velocidade dos elétrons é idêntica, com a única diferença no sinal da carga, que deve ser substituída $e \rightarrow -e$.

3.2.4 Introduzindo a giro-frequência

Uma partícula carregada na presença de um campo magnético realiza uma trajetória circular ou cicloidial, contanto que sua velocidade inicial tenha alguma componente perpendicular ao campo (BITTENCOURT, 2004). O período que caracteriza essa trajetória é conhecido como fator giro-frequência, dado por:

$$\omega_i = \frac{eB}{m_i} \quad (3.15)$$

Para identificar o fator giro-frequência na Equação 3.14, vamos inserir o módulo $B = |\vec{B}|$ nos fatores da soma em que identificamos o campo magnético. Usando também o fato de que $B^2 = \vec{B}^2$, de modo que podemos escrever a Equação 3.14 como:

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{e^2 B^2}{m_i^2 \nu_{in}^2} \right) \vec{v}_i &= \frac{eB}{m_i \nu_{in} B} \vec{E} + \frac{e^2 B^2}{m_i^2 \nu_{in}^2 B^2} \vec{E} \times \vec{B} + \frac{e^3 B^3}{m_i^3 \nu_{in}^3 B^3} (\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B} + \\ &+ \frac{e^2 B^2}{m_i^2 \nu_{in}^2 B^2} (\vec{v}_n \cdot \vec{B}) \vec{B} + \frac{eB}{m_i \nu_{in} B} \vec{v}_n \times \vec{B} + \vec{v}_n \end{aligned}$$

Fazendo a simplificação e substituindo pelo fator giro-frequência, temos:

$$\left(1 + \frac{\omega^2}{\nu_{in}^2} \right) \vec{v}_i = \frac{\omega}{\nu_{in} B} \vec{E} + \frac{\omega^2}{\nu_{in}^2 B^2} \vec{E} \times \vec{B} + \frac{\omega^3}{\nu_{in}^3 B^3} (\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B} + \frac{\omega^2}{\nu_{in}^2 B^2} (\vec{v}_n \cdot \vec{B}) \vec{B} + \frac{\omega}{\nu_{in} B} \vec{v}_n \times \vec{B} + \vec{v}_n$$

Agrupando os termos, temos:

$$\left(1 + \frac{\omega^2}{\nu_{in}^2}\right) \vec{v}_i = \frac{\omega_i}{\nu_{in}} \frac{\vec{E} + \vec{v}_n \times \vec{B}}{B} + \frac{\omega_i^2}{\nu_{in}^2} \frac{(\vec{E} \times \vec{B}) + (\vec{v}_n \cdot \vec{B})\vec{B}}{B^2} + \frac{\omega_i^3}{\nu_{in}^3} \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B})\vec{B}}{B^3} + \vec{v}_n$$

Escrevendo $(1 + \frac{\omega^2}{\nu^2}) = \frac{\nu^2 + \omega^2}{\nu^2}$ e dividindo a equação acima por este termo obtemos a seguinte expressão para \vec{v}_i :

$$\vec{v}_i = \frac{\nu_{in}^2}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \left\{ \frac{\omega_i}{\nu_{in}} \frac{\vec{E} + \vec{v}_n \times \vec{B}}{B} + \frac{\omega_i^2}{\nu_{in}^2} \frac{(\vec{E} \times \vec{B} + (\vec{v}_n \cdot \vec{B})\vec{B})}{B^2} + \frac{\omega_i^3}{\nu_{in}^3} \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B})\vec{B}}{B^3} + \vec{v}_n \right\} \quad (3.16)$$

ou, aplicando-se a propriedade distributiva da soma,

$$\begin{aligned} \vec{v}_i = & \frac{\omega_i \nu_{in}}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{\vec{E} + \vec{v}_n \times \vec{B}}{B} + \frac{\omega_i^2}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{(\vec{E} \times \vec{B} + (\vec{v}_n \cdot \vec{B})\vec{B})}{B^2} + \\ & + \frac{\nu_{in}^3}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2) \nu_{in}} \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B})\vec{B}}{B^3} + \frac{\nu_{in}^2}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \vec{v}_n \end{aligned} \quad (3.17)$$

3.2.5 Decomposição do campo elétrico

A Equação 3.17 já nos fornece a velocidade dos íons em função das variáveis do problema. No entanto, desejamos obter explicitamente a dependência da densidade de corrente com o campo. Para isso, vamos decompor o campo elétrico em uma componente paralela ao campo magnético e uma componente perpendicular ao campo magnético:

$$\vec{E} = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp}$$

Substituindo na Equação 3.17, temos

$$\begin{aligned} \vec{v}_i = & \frac{\omega_i \nu_{in}}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{\vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp} + \vec{v}_n \times \vec{B}}{B} + \frac{\omega_i^2}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{(\vec{E}_{\perp} \times \vec{B} + (\vec{v}_n \cdot \vec{B})\vec{B})}{B^2} + \\ & + \frac{\nu_{in}^3}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2) \nu_{in}} \frac{(\vec{E}_{\parallel} \cdot \vec{B})\vec{B}}{B^3} + \frac{\nu_{in}^2}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \vec{v}_n \end{aligned}$$

Vamos, a partir de agora, considerar um sistema de coordenadas local solidário ao movimento da termosfera, de modo que neste referencial $\vec{v}_n = 0$. Dessa forma, obtemos a seguinte equação

$$\vec{v}_i = \frac{\omega_i \nu_{in}}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{\vec{E}_{\parallel}}{B} + \frac{\omega_i \nu_{in}}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp}}{B} + \frac{\omega_i^2}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}}{B^2} + \frac{\omega_i^3}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2) \nu_{in}} \frac{\vec{E}_{\parallel}}{B} \quad (3.18)$$

A expressão para a velocidade dos elétrons pode ser determinada usando a mesma dedução, fazendo as substituições $e \rightarrow -e$, $\nu_{in} \rightarrow \nu_{en}$ e $\omega_i \rightarrow \omega_e$:

$$\vec{v}_e = -\frac{\omega_e \nu_{en}}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2)} \frac{\vec{E}_{\parallel}}{B} - \frac{\omega_e \nu_{en}}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp}}{B} + \frac{\omega_e^2}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}}{B^2} - \frac{\omega_e^3}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2) \nu_{en}} \frac{\vec{E}_{\parallel}}{B} \quad (3.19)$$

Simplificando os termos de campo paralelo, \vec{E}_{\parallel} , obtemos as expressões das velocidades em sua forma final

$$\vec{v}_i = \frac{\omega_i}{\nu_{in}} \frac{\vec{E}_{\parallel}}{B} + \frac{\omega_i \nu_{in}}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp}}{B} + \frac{\omega_i^2}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.20)$$

$$\vec{v}_e = -\frac{\omega_e}{\nu_{en}} \frac{\vec{E}_{\parallel}}{B} - \frac{\omega_e \nu_{en}}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp}}{B} + \frac{\omega_e^2}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.21)$$

Com as expressões acima para a velocidade dos íons e dos elétrons, podemos agora obter a densidade de corrente por substituição na Equação 3.5:

$$\begin{aligned} \vec{J} = n_e e & \left[\frac{\omega_i}{\nu_{in}} \frac{\vec{E}_{\parallel}}{B} + \frac{\omega_i \nu_{in}}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp}}{B} + \frac{\omega_i^2}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}}{B^2} \right] - \\ & - n_e e \left[\frac{\omega_e}{\nu_{en}} \frac{\vec{E}_{\parallel}}{B} - \frac{\omega_e \nu_{en}}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp}}{B} + \frac{\omega_e^2}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2)} \frac{\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}}{B^2} \right] \end{aligned} \quad (3.22)$$

Por fim, vamos simplificar a equação da densidade de corrente da seguinte forma

$$\vec{J} = \sigma_P \vec{E}_{\perp} - \sigma_H \frac{\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}}{B} + \sigma_{\parallel} \vec{E}_{\parallel} \quad (3.23)$$

sendo,

$$\sigma_P = \frac{n_e e}{B} \left(\frac{\omega_i \nu_{in}}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} + \frac{\omega_e \nu_{en}}{\omega_e^2 + \nu_{en}^2} \right)$$

$$\sigma_H = \frac{n_e e}{B} \left(-\frac{\omega_i^2}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} + \frac{\omega_e^2}{\omega_e^2 + \nu_{en}^2} \right)$$

$$\sigma_{\parallel} = \frac{n_e e^2}{m_i \nu_{in}} + \frac{n_e e^2}{m_e \nu_{en}}$$

Cada um desses σ 's recebe um nome: σ_P é a condutividade Pedersen, σ_H é a condutividade Hall e σ_{\parallel} é a condutividade isotrópica (ou simplesmente condutividade). Cada uma dessas condutividades tem um significado muito específico, e isso pode ser mais facilmente compreendido examinando os termos da Equação 3.23.

O primeiro termo do lado direito desta equação corresponde ao efeito do campo elétrico perpendicular sobre a densidade de corrente, sendo o fator multiplicativo a condutividade Pedersen. A magnitude da condutividade Pedersen expressa a contribuição para \vec{J} do campo elétrico perpendicular. O segundo termo do lado direito da Equação 3.23 representa a corrente na direção simultaneamente perpendicular ao campo elétrico e ao campo magnético, sendo a condutividade Hall (σ_H) o fator que expressa o peso deste termo. Por fim, temos o efeito do campo paralelo sobre a densidade de corrente, modulado pela condutividade isotrópica (σ_{\parallel}). Essa é a mesma condutividade que se observaria no caso mais simples em que o campo magnético é nulo.

A Equação 3.23 pode ser escrita na forma compacta

$$\vec{J} = \hat{\sigma} \vec{E} \quad (3.24)$$

Porém, neste caso, o plasma na presença de um campo magnético já não é mais um meio isotrópico e por isso a condutividade deve ser expressa como um tensor. O tensor pode ser representado por uma matriz. Para perceber isso, tomemos um sistema de coordenadas locais em que o eixo z esteja na mesma direção que o campo magnético externo. Dessa forma, o campo magnético será $\vec{B} = (0, 0, B)$ e o campo elétrico $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$. Nesse sistema de coordenadas, a Equação 3.23 pode ser escrita como

$$\vec{J} = \sigma_P E_x \vec{i} + \sigma_P E_y \vec{j} - \sigma_H E_y \vec{i} + \sigma_H E_x \vec{j} + \sigma_{\parallel} E_z \vec{z} \quad (3.25)$$

que podemos escrever em representação matricial como

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

3.2.6 Plasma com dois tipos de íons

Como vimos na seção 2, a camada E e a base da camada F tem uma composição iônica com porcentagem alta dos íons moleculares O_2^+ e NO^+ , ao passo que a camada F tem

porcentagem alta do íon atômico O^+ . Assim, como vamos calcular a condutividade em toda a ionosfera, convém trabalhar com um modelo de plasma com ao menos duas espécies iônicas. Seguindo a abordagem de Adachi et al (ADACHI *et al.*, 2017), vamos considerar que o plasma é formado por duas espécies iônicas: (i) uma espécie molecular iônica de massa molecular efetiva $m_{i1} = 30,5$ u (75% NO^+ e 25% O_2^+) e (ii) uma espécie iônica atômica de massa molecular $m_{i1} = 16$ u, correspondente ao íon O^+ .

Nesse caso, podemos realizar a mesma dedução, considerando agora dois íons em vez de um apenas, além do elétron, evidentemente. A dedução é análoga à do caso mais simples, e nos leva à conclusão de que a densidade de corrente pode ser expressa por uma equação semelhante à Equação 3.23, mas agora com uma ligeira diferença nas condutividades, que são dadas por

$$\sigma_P = \frac{n_e e}{B} \left(p_{i1} \frac{\omega_{i1} \nu_{i1n}}{\omega_{i1}^2 + \nu_{i1n}^2} + p_{i2} \frac{\omega_{i2} \nu_{i2n}}{\omega_{i2}^2 + \nu_{i2n}^2} + \frac{\omega_e \nu_{en}}{\omega_e^2 + \nu_{en}^2} \right) \quad (3.27)$$

$$\sigma_H = \frac{n_e e}{B} \left(-p_{i1} \frac{\omega_{i1}^2}{\omega_{i1}^2 + \nu_{i1n}^2} - p_{i2} \frac{\omega_{i2}^2}{\omega_{i2}^2 + \nu_{i2n}^2} + \frac{\omega_e^2}{\omega_e^2 + \nu_{en}^2} \right) \quad (3.28)$$

$$\sigma_{\parallel} = n_e e^2 \left(\frac{p_{i1}}{m_{i1} \nu_{i1n}} + \frac{p_{i2}}{m_{i2} \nu_{i2n}} + \frac{1}{m_e \nu_{en}} \right) \quad (3.29)$$

onde $p_{i1(2)}$ indica a porcentagem relativa do íon do tipo 1(2) e os índices $\{1, 2\}$ adicionados às grandezas indicam o tipo de íon.

Um propriedade importante comum tanto à condutividade Hall quanto à condutividade Pedersen é sua dependência linear com relação à densidade eletrônica. Outra propriedade importante é o caso limite em que há elevada taxa de colisão, o que ocorre em condições de pressões elevadas. Nesse limite, a condutividade de Pedersen tende à condutividade isotrópica, ao passo que a condutividade de Hall vai a zero. Portanto, para o caso do plasma em condições de pressão elevada, como o plasma da camada D, o efeito do campo magnético sobre a condutividade é efetivamente nulo.

Por fim, há um caso limite também importante no contexto da ionosfera, que ocorre quando a taxa de colisão vai a zero. Neste caso, tanto a condutividade Pedersen quanto a condutividade Hall vão a zero. As cargas do plasma são efetivamente conduzidas apenas ao longo das linhas de campo magnético. Note que há também o transporte do plasma como um todo na direção $\vec{E} \times \vec{B}$, mas íons e elétrons são transportados no mesmo sentido, portanto sem gerar corrente elétrica.

3.3 Frequência de colisão

Para o efetuar o cálculo da condutividade é fundamental conhecer a frequência de colisão dos elétrons e íons com as espécies neutras. Essa frequência de colisão pode ser deduzida a partir de primeiros princípios fazendo uso da teoria cinética, teoria de colisões e mecânica estatística. Não vamos se aprofundar nos princípios teóricos dos cálculos que levam a expressões para a frequência de colisão, mas vamos fazer algumas observações. A frequência de colisão que buscamos é, na realidade, o que se costuma chamar frequência de colisão para transferência de momento. A frequência de colisão para transferência de momento é calculada usando uma integral da seção de choque que dá maior peso às colisões de retroespalhamento, já que resultam em maior variação do momento e contribuem com maior peso para o efeito de fricção do gás sobre as partículas carregadas. A frequência de colisão, tanto dos íons quanto dos elétrons, dependerá essencialmente da densidade das principais espécies neutras da termosfera, da temperatura do gás, dos íons e dos elétrons.

As expressões abaixo para as frequências de colisão foram extraídas do trabalho de Adashi et al. (ADACHI *et al.*, 2017), que se baseou nos cálculos de Schunk e Walker (SCHUNK; WALKER, 1973) e de Schunk e Nagy (SCHUNK; NAGY, 1978). Estas foram as expressões utilizadas nos cálculos da condutividade.

$$\begin{aligned} \nu_{en} = & 2,33 \times 10^{-17} (n(\text{N}_2)) \times (1 - 1,21 \times 10^{-4} \times (T_e)) \times (T_e) + \\ & + 1,82 \times 10^{-16} \times (n(\text{O}_2)) \times (1 + 3,6 \times 10^{-2} \times \sqrt{(T_e)}) \times \sqrt{(T_e)} + \\ & + 8,9 \times 10^{-17} \times (n(\text{O})) \times (1 + 5,7 \times 10^{-4} \times (T_e)) \times \sqrt{(T_e)} \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\nu_{i1n} = [4,29 \times n(\text{N}_2) + 4,23 \times n(\text{O}_2) + 2,41 \times n(\text{O})] \times 10^{-16} \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} \nu_{i2n} = & 6,82 \times 10^{-18} n(\text{N}_2) + 6,66 \times 10^{-16} n(\text{O}_2) + \\ & + 3,42 \times 10^{-17} \times n(\text{O}) \sqrt{T_r} (1,08 - 0,139 \times \log_{10} T_r + 4,51 \times 10^{-3} \times (\log_{10} T_r)^2) \end{aligned} \quad (3.32)$$

Nessas expressões da frequência de colisão, $n(X)$ representa a densidade da espécie química X em cm^{-3} , T_e é a temperatura eletrônica, T_i é a temperatura iônica e T_r é a temperatura do gás.

4 Resultados

4.1 Condições das Simulações

Para o cálculo das condutividades, optamos por gerar resultados em condições específicas a fim de estudar as variabilidades decorrentes da localidade geográfica e da época do ano. Para estudar a variabilidade sazonal, escolhemos os dias 1 de agosto, 8 de setembro e 30 de dezembro de 2017. O primeiro corresponde a uma data de verão, o segundo a uma data do outono e o terceiro a uma data de inverno, todos referidos com relação ao hemisfério norte. Já para o estudo da variabilidade geográfica, escolhemos três localidades distintas: Alcântara (-2.408889 S, -44.415 W), Kansas City (39.099722 N, -94.578333 W) e Tronsø (69.682778 N, 18.942778 E). A primeira localidade é representativa da região da ionosfera equatorial ou ionosfera de baixa latitude, a segunda localidade é representativa da região da ionosfera de média latitude e a terceira localidade é representativa da região da ionosfera de elevada latitude.

4.2 Temperaturas dos Elétrons e dos Íons

Foi apresentado um sistema abrangente de equações de transporte para ser aplicado em contextos de física espacial. Este sistema inclui uma equação de continuidade, uma de momento, uma de energia, uma de tensão e uma de fluxo de calor para cada tipo de partícula presente na mistura gasosa. Essa formulação oferece uma vantagem em relação a outras formulações, pois trata a tensão e o fluxo de calor de forma equivalente à densidade de ordem inferior, velocidade de deriva e momentos de temperatura. Aqui, no caso do modelo IRI, a temperatura é modelada empiricamente, interpolando funções apropriadas a dados observacionais provenientes de uma grande variedade de instrumentos, tanto de solo quanto de missões espaciais. Na medida em que os resultados seguem os padrões observacionais, podemos esperar que também correspondam à física da ionosfera, mesmo que não tenham sido calculados a partir de um modelo de primeiros princípios, como aquele formulado por (SCHUNK, 1977).

A temperatura dos elétrons na região F e E da ionosfera é influenciada pela interação de diversos processos. O aquecimento é essencialmente produzido pelo excedente energético dos fotoelétrons arrancados dos átomos. O efeito é o aquecimento dos elétrons a uma temperatura superior à temperatura das espécies pesadas, sejam elas íons ou partículas neutras. O efeito desse aquecimento é claramente observado nos gráficos apresentados nas Figuras 4.1, 4.2 e 4.3. Durante o dia, tanto às 12h00 quanto às 18h00, a temperatura

eletrônica é significativamente maior do que a temperatura dos íons. Durante a noite, às 00h00, há uma queda significativa da temperatura nas camadas E e F, que se aproxima das temperaturas dos íons.

Os gráficos mostram que a temperatura eletrônica e iônica aumentam com a altitude, a partir de aproximadamente 500 km de altitude, independentemente do horário e da localidade geográfica. Isso ocorre na passagem da ionosfera para a protonosfera. Essa camada mais superior da alta atmosfera é extremamente rarefeita e não absorve quantidade significativa de fotoelétrons. Este plasma tem uma composição mais parecida com a do vento solar, sendo sua temperatura determinada por processos de transporte de energia e partículas entre a magnetosfera e o vento solar no meio interplanetário.

O fato de não haver equilíbrio entre a temperatura dos íons e dos elétrons poderia surpreender um observador com formação básica em física estatística, então parece oportuno esclarecer esse ponto. Em descargas gasosas, a temperatura dos elétrons costuma ser mais alta do que a temperatura dos íons. Isso ocorre porque a transferência de energia térmica dos elétrons para as partículas mais pesadas, como os íons, é um processo relativamente lento. A fração de energia transferida de um elétron de massa m_e para um íon atômico de massa M é proporcional à razão m_e/M (GERJUOY; STEIN, 1955), que é um valor da ordem de 10^{-3} . Por causa dessa baixa transferência de energia por colisão, é necessário uma taxa muito elevada de colisões para que os elétrons entrem em equilíbrio térmico com os íons rapidamente, o que pode não ser possível em razão da baixa densidade do meio ou também em razão da elevada taxa de aquecimento decorrente da fonte de fotoelétrons aquecidos observada durante o dia.

Ao longo do dia, a temperatura permanece relativamente constante até o meio da tarde, quando começa a diminuir gradual e consistentemente até alcançar os níveis noturnos. Em razão do exposto no parágrafo anterior, a taxa de queda das temperaturas noturnas é consideravelmente mais lenta em comparação com o rápido aumento observado logo após o amanhecer. Durante a noite, a temperatura se mantém aproximadamente estável. Durante o inverno, as flutuações de temperatura dos elétrons tornam-se mais complexas. Imediatamente após o nascer do sol na superfície, a temperatura dos elétrons aumenta rapidamente, atingindo um pico. Às vezes, isso é seguido por uma pequena queda à medida que a densidade eletrônica continua a aumentar. Ao pôr do sol, a temperatura diminui, como discutido anteriormente.

No comparativo entre as diversas estações, notamos que as temperaturas eletrônicas na camada F são mais baixas em Alcântara. A explicação está no fato de que em baixas latitudes a densidade eletrônica da ionosfera na camada F é maior do que as densidades eletrônicas na ionosfera de médias e altas latitudes. A densidade eletrônica mais elevada gera uma taxa de transferência de energia maior por colisão. Há, portanto, uma correlação negativa entre densidade eletrônica e temperatura eletrônica.

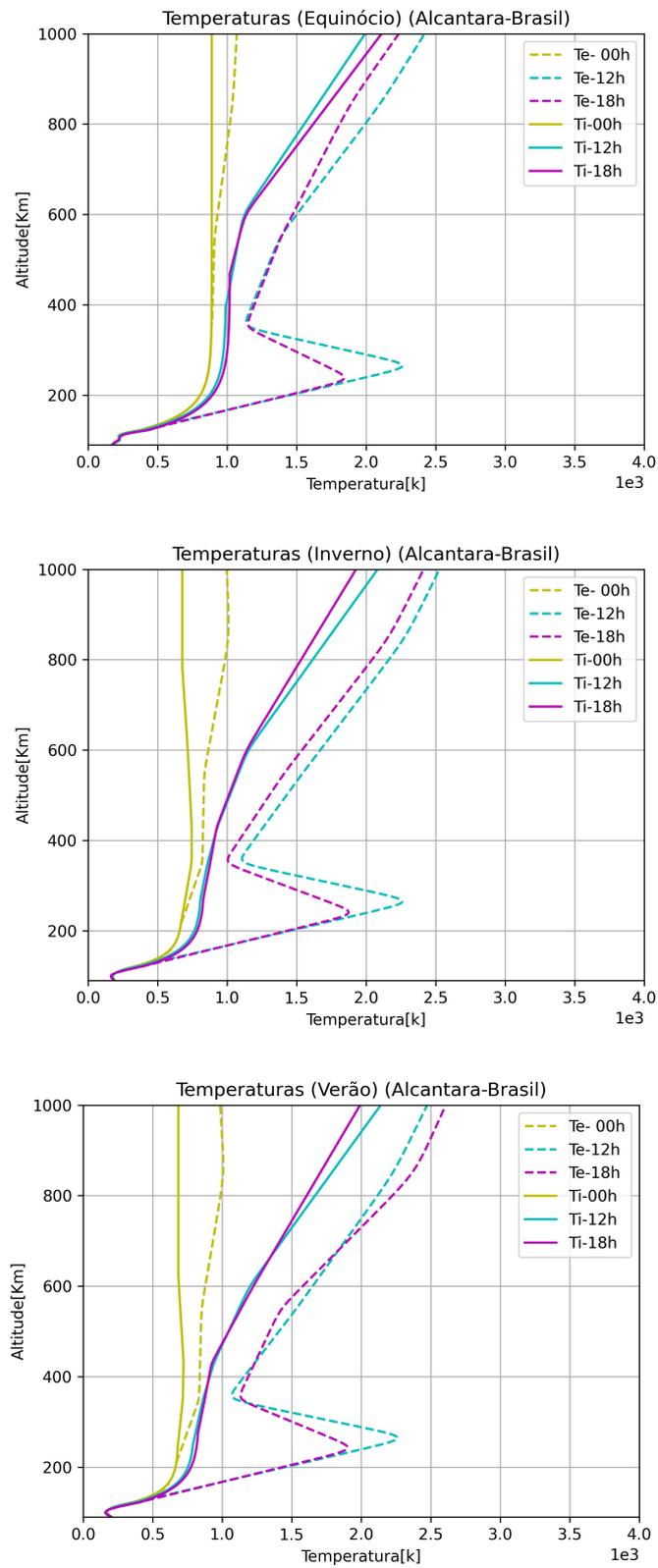


FIGURA 4.1 – Temperaturas de Alcântara/BR, diferentes épocas do ano

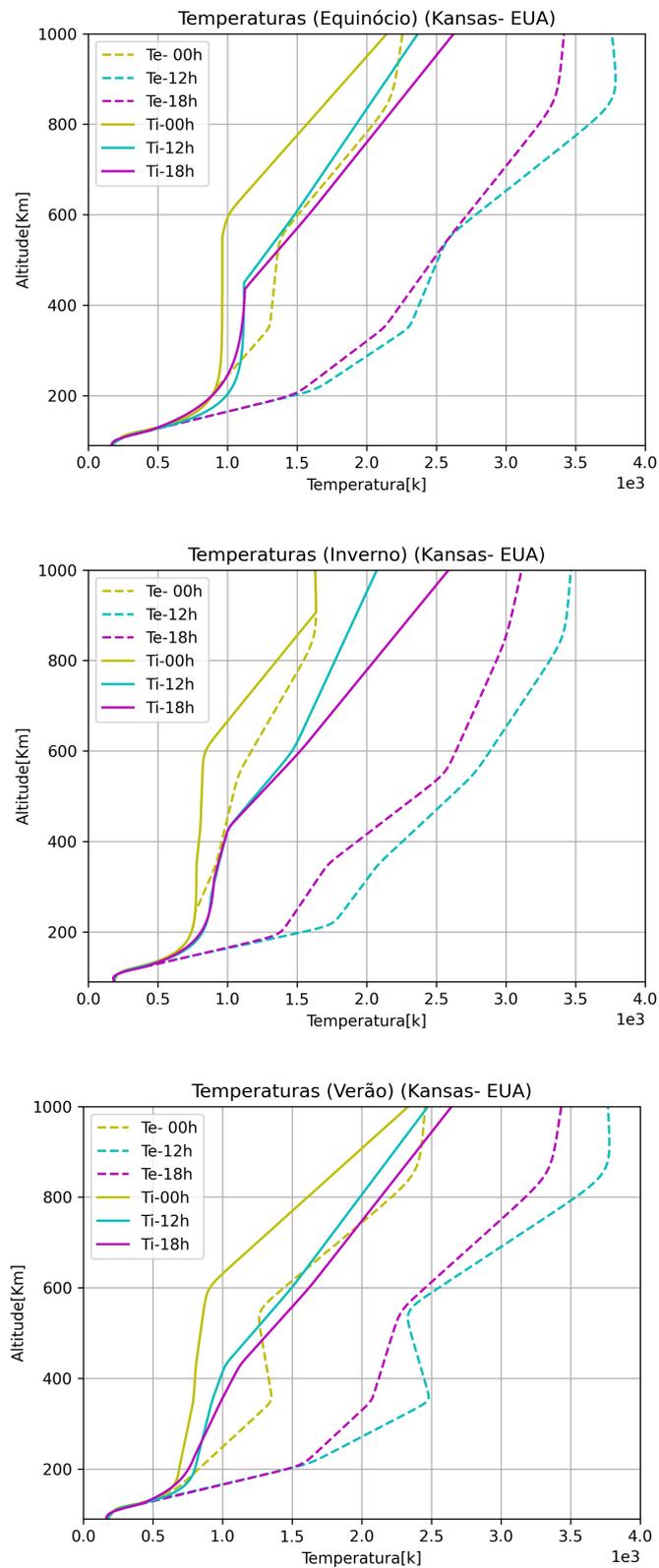


FIGURA 4.2 – Temperaturas de Kansas/EUA, diferentes épocas do ano

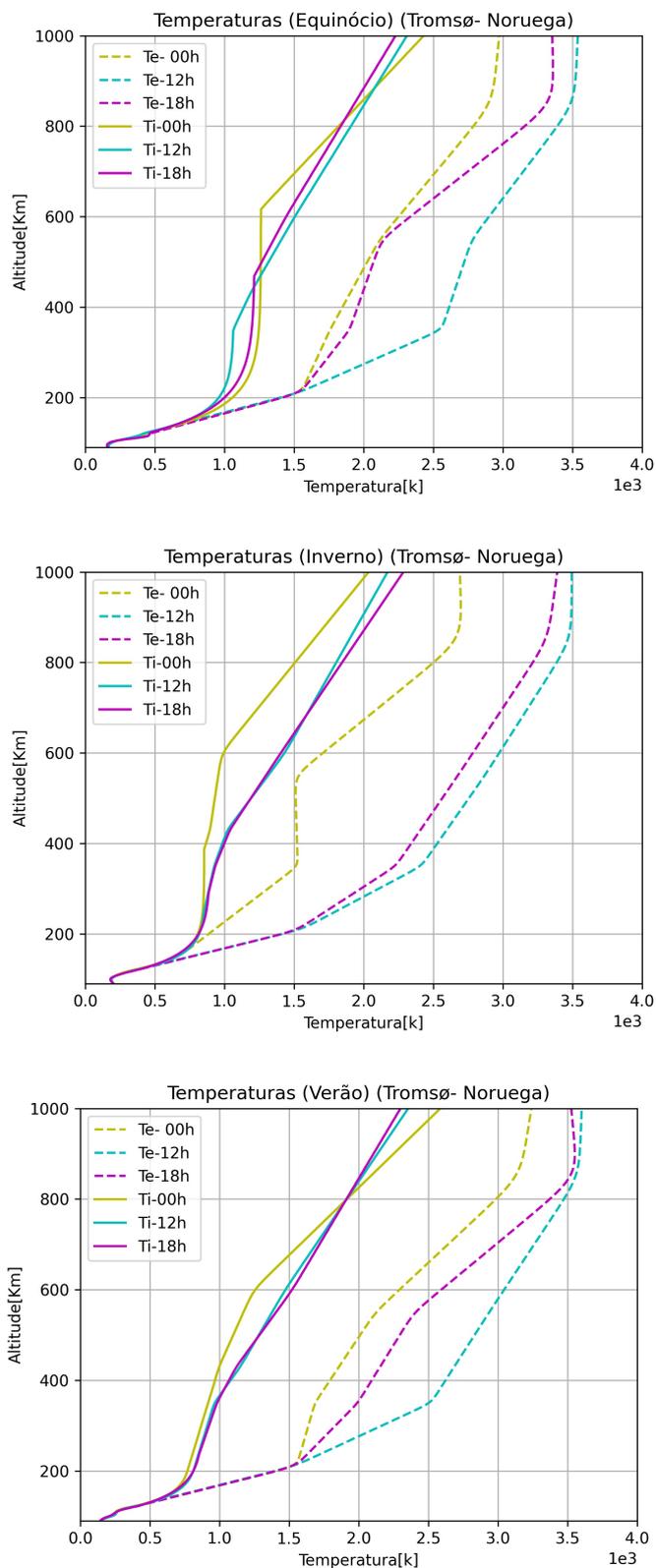


FIGURA 4.3 – Temperaturas de Tromsø/NO, diferentes épocas do ano

4.3 Densidade das Espécies Neutras

Os gráficos das Figuras 4.4, 4.5 e 4.6 mostram as densidades das espécies neutras O, NO e O₂, a partir de 200 km de altitude. Para todas as espécies, observa-se uma diminuição das densidades com a altitude, como esperado. Em geral, na ionosfera (altitude entre 200 km e 600 km) a densidade de O é mais elevada que as densidades das espécies moleculares analisadas. Isso é esperado, pois nessa camada a alta atmosfera é estratificada em função do peso molecular dos seus constituintes, havendo predominância do O, mais leve do que as espécies moleculares.

Na comparação do dia com relação à noite, vemos que geralmente ocorre uma diminuição das densidades, embora haja exceções. Na comparação das épocas do ano, vemos que a densidade de O tende a aumentar no verão. Esse comportamento é de fato esperado, pois o verão é a estação do ano de maior incidência de radiação solar, que produz a dissociação do O₂. No inverno, a taxa de irradiação solar é diminuída, o que explica a menor densidade de O.

Na comparação entre localidades geográficas distintas, verifica-se que a densidade de O tende a ser mais elevada em Alcântara. Isso é explicado pela maior incidência solar média nessa região do globo terrestre. Via de regra, a densidade de O é menor em Tromsø na comparação com as outras localidades, mesmo no verão, o que também é esperado em razão da diferença latitudinal de fluxo solar. Também a razão [O]/[O₂] é maior em Alcântara, o que também é explicado pela irradiação solar média mais elevada nessa região do globo terrestre.

As densidades das espécies neutras são relevantes para o cálculo das taxas de colisão. Em geral, deixando de lado as diferenças, podemos esperar um efeito global de diminuição das taxas de colisão em função da altitude em razão da diminuição da densidade de espécies neutras. A consequência disso é, como mencionamos na seção anterior, a ocorrência – na camada F e acima dela – de um plasma em que a densidade de corrente elétrica ocorre unicamente ao longo das linhas de campo magnético. Esse é o caso que se observa na camada F e na protonosfera.

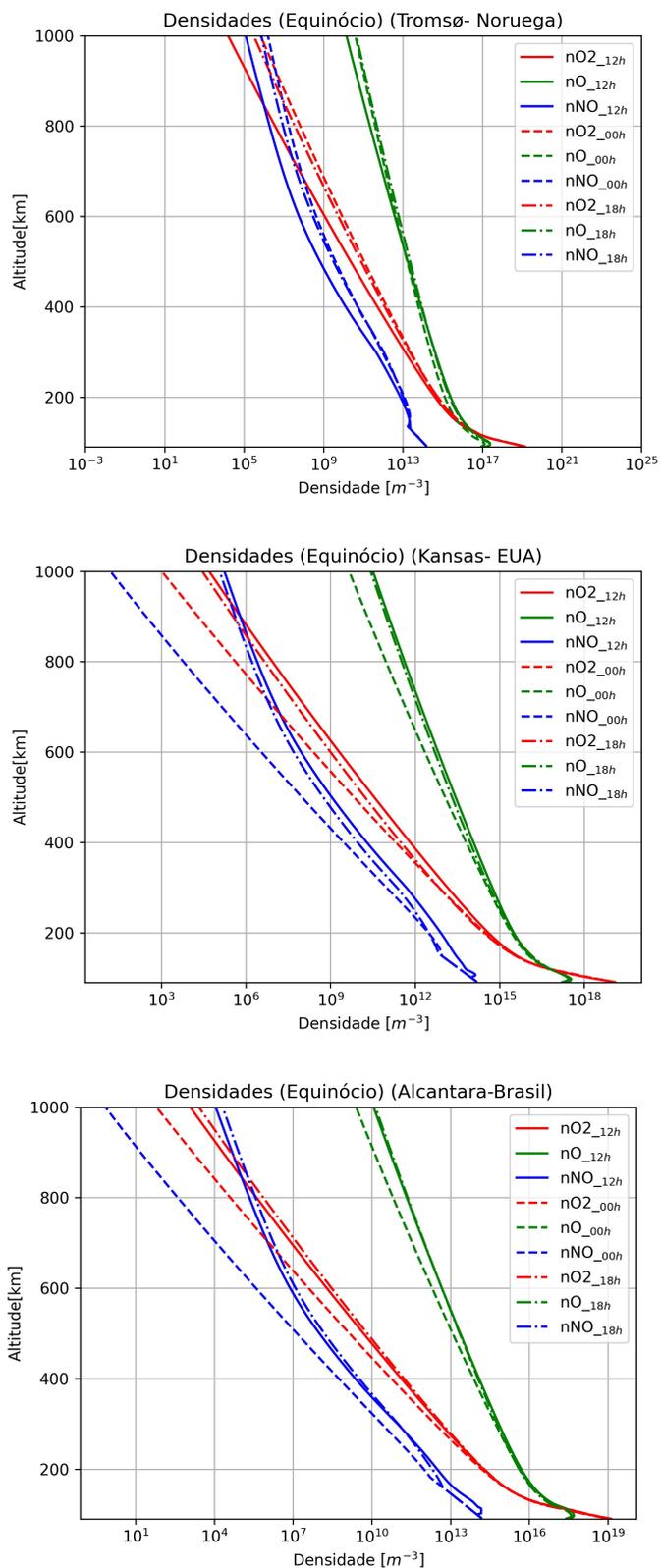


FIGURA 4.4 – Densidade das componentes neutras da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no equinócio

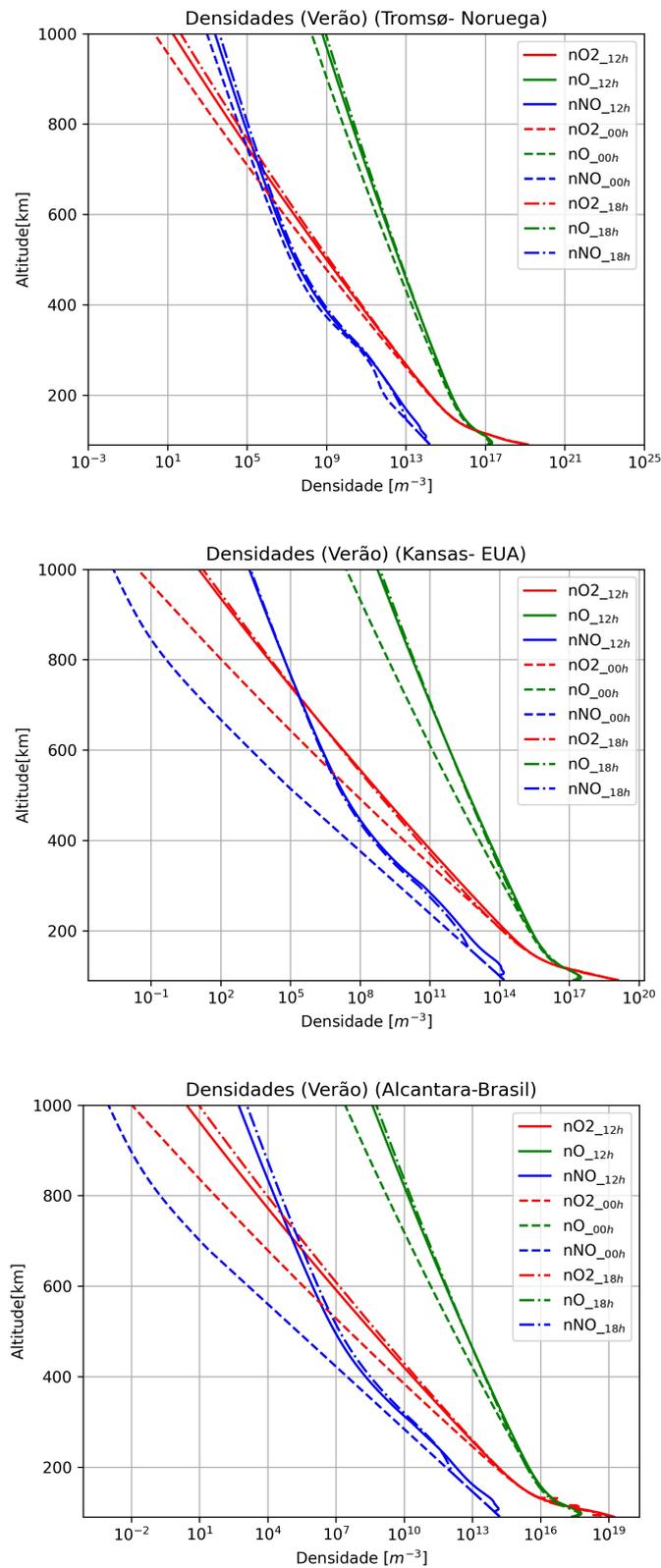


FIGURA 4.5 – Densidade das componentes neutras da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no verão.

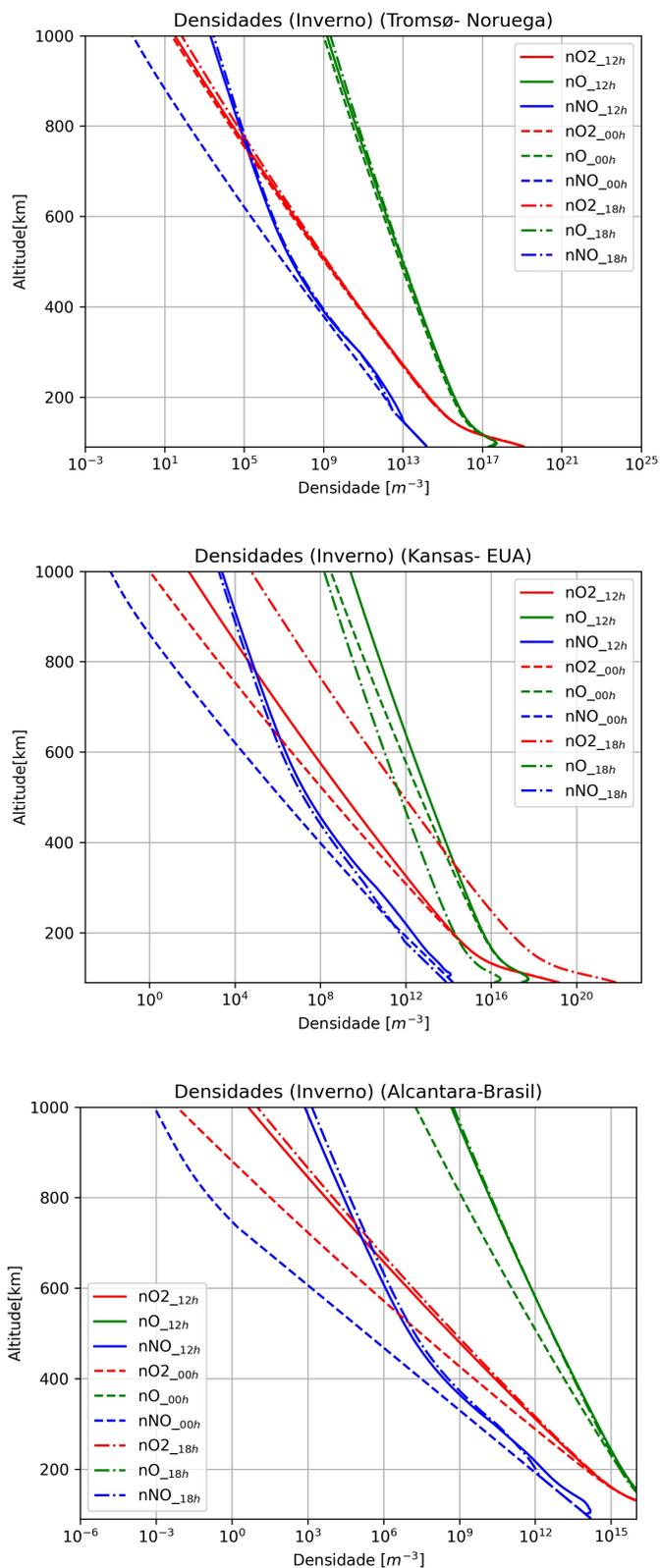


FIGURA 4.6 – Densidade das componentes neutras da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no inverno.

4.4 Densidade Eletrônica

As densidades eletrônicas estão apresentadas nas figuras 4.7, 4.8 e 4.9. Como vimos no capítulo anterior, tanto a condutividade Pedersen quanto a condutividade Hall são proporcionais às densidades eletrônicas. Portanto, tem um peso importante na composição da magnitude das condutividades.

A densidade eletrônica tem seu comportamento modulado essencialmente por dois fatores: a irradiação solar e o perfil em altitude da densidade da alta atmosfera. Em geral, os resultados mostram que os picos de densidade ocorrem durante o dia, com diminuições drásticas às 0h00. Em Tronsø esse comportamento ocorre em todas as estações, sendo que sempre se observa uma densidade eletrônica maior às 12h00 do tempo local. No verão e no equinócio, no entanto, pode ocorrer de a densidade eletrônica ser maior às 18h00, mas isso somente foi observado na localidade em médias e baixas latitudes.

Nas datas próximas do verão e do equinócio se observou um pico de densidade eletrônica mais elevado no ponto localizado em média latitude (Kansas City), mas não muito superior ao que se observou em Alcântara. Porém, no inverno, a região localizada em média latitude apresentou um pico de densidade significativamente menor do que o pico observado em baixa latitude, o que era de se esperar tendo em vista a diferença do ângulo de incidência da radiação solar e de duração do dia no inverno.

Em alguns casos, o IRI capta o que é chamado de pico da camada E, como se observa no perfil de densidade no equinócio em Kansas. Entre este pico menor e o pico maior na camada F, há o que é chamado de vale da ionosfera. Outra característica interessante está relacionada à altura do pico da camada F. No ponto localizado em baixa latitude (Alcântara), a altura do pico da camada F fica localizado entre 300 km e 500 km, ao passo que em médias e altas latitudes está localizado entre 200 km e 300 km. Neste caso, entra em jogo o transporte $\vec{E} \times \vec{B}$ que eleva o plasma. Nesta região, existe durante o dia, um campo elétrico zonal prevalente no sentido leste (KELLEY, 2009). Nessa configuração de campo, a deriva do plasma é na direção vertical para cima. Isso faz com que a altura do pico da camada F seja mais elevada. Durante a noite ocorre a reversão desse campo, que passa a ser prevalentemente no sentido oeste. Nesse caso, a deriva é para baixo, o que faz a altura do pico da camada F ser menor às 0h00, independentemente da época do ano.

Observamos anteriormente que, em alguns casos, o pico de densidade eletrônica é maior às 18h00 do que às 12h00. Apesar disso, é importante notar que no inverno, para todas as localidades, e no equinócio, nos casos de baixas e médias latitudes, ocorre uma depleção da densidade eletrônica na base da camada F às 18h00. Portanto, mesmo que se observe um pico maior de densidade às 18h00, a densidade na camada E e na base da camada F tende a ser maior às 12h00.

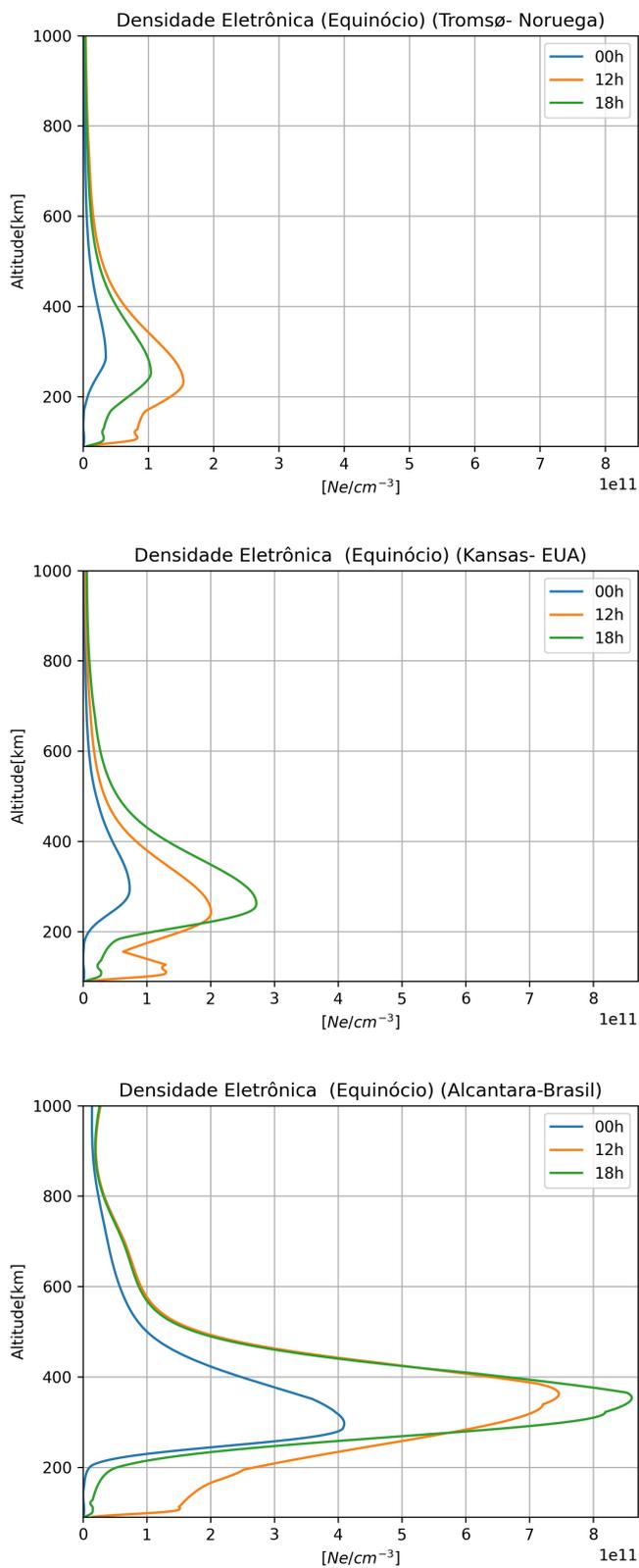


FIGURA 4.7 – Densidade eletrônica da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no equinócio.

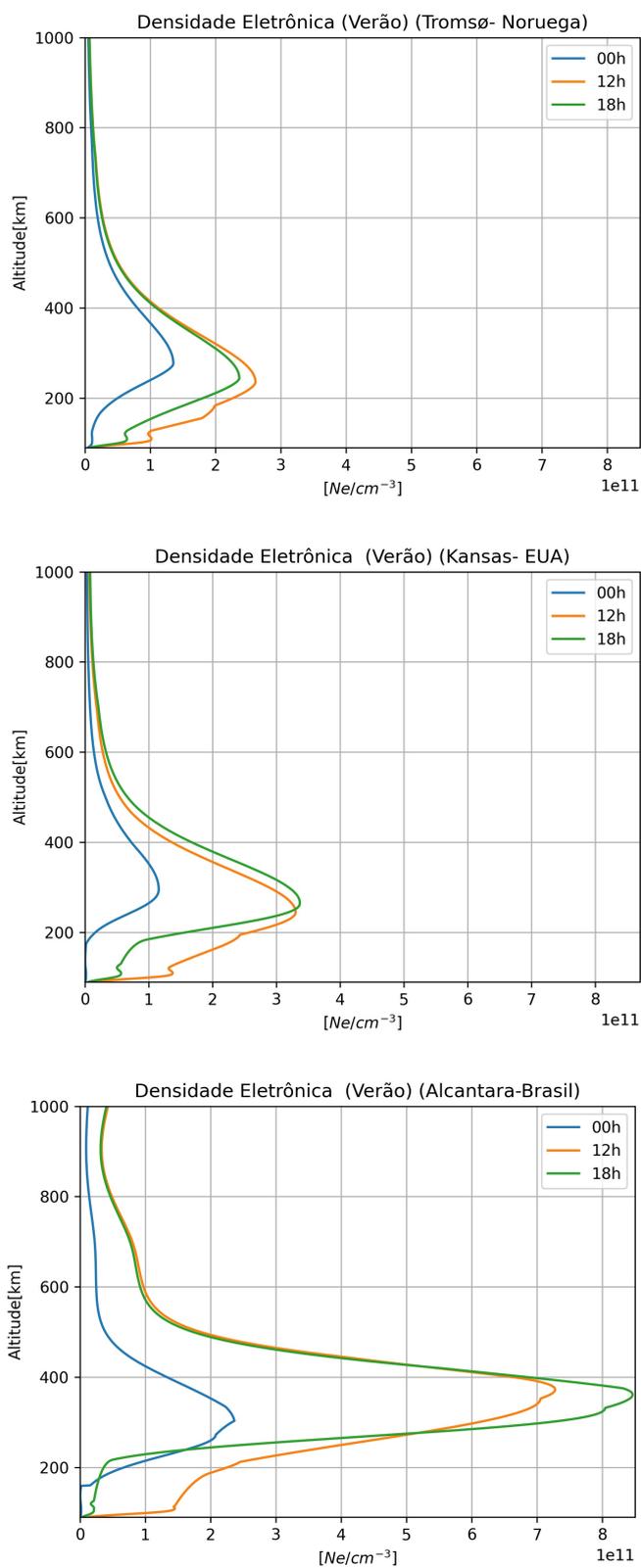


FIGURA 4.8 – Densidade eletrônica da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no verão.

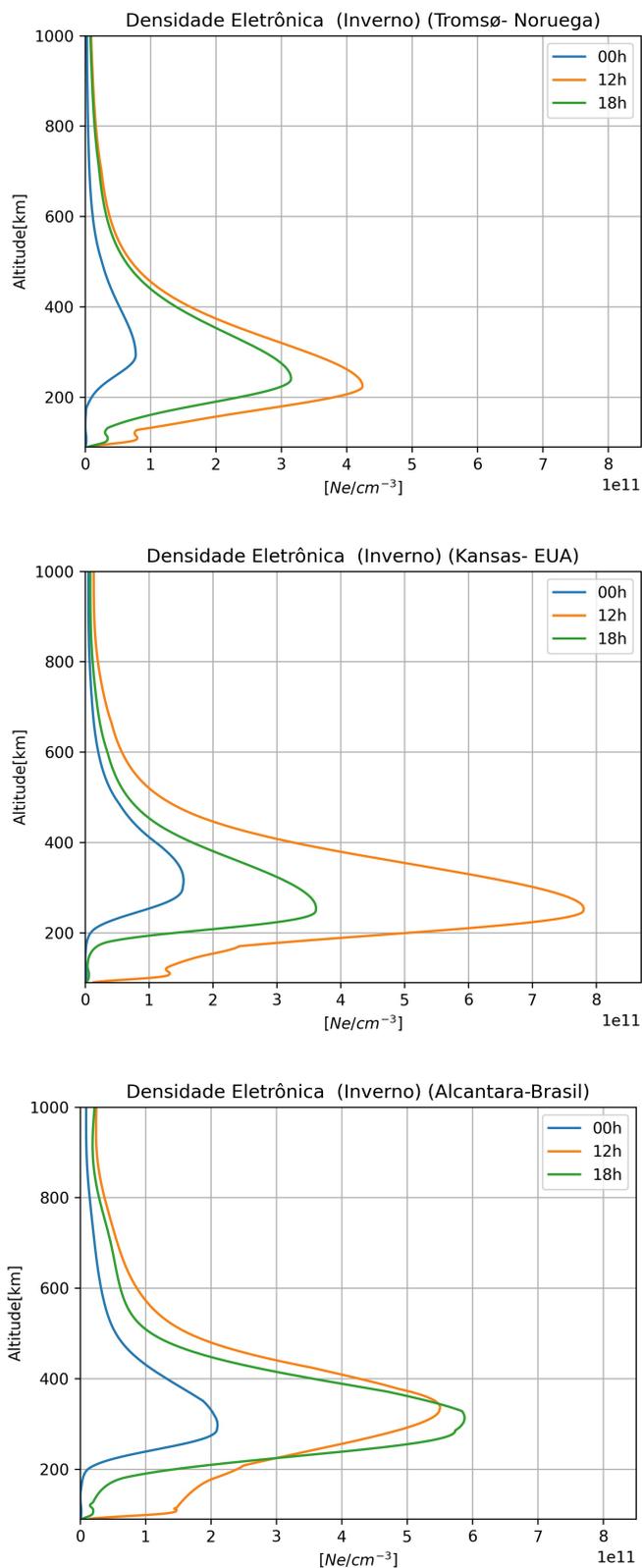


FIGURA 4.9 – Densidade eletrônica da ionosfera, em 3 localizações diferentes, no inverno.

4.5 Frequência de Colisão Eletrônica e Iônica

Os elétrons, por serem muito menos massivos que os íons, tendem a se mover mais rapidamente que os íons e ter seu momento e energia alterados mais facilmente. O maior fluxo de elétrons com relação ao dos íons leva à expectativa de que a frequência de colisão entre elétrons e neutros, assim como entre elétrons e íons, seja significativamente maior do que a frequência de colisão entre íons e neutros, e até mesmo entre íons e outros íons. De fato, observa-se nos gráficos das Figuras 4.10 a 4.15 que a frequência de colisão dos elétrons é maior, por volta de duas ordens de grandeza, do que a frequência de colisão dos íons 1 e 2, para uma mesma altitude.

Nos dois casos, a frequência de colisão diminui em várias ordens de grandeza com o aumento linear da altitude. Isso se deve, essencialmente, à dependência da expressão da frequência de colisão com as densidades das espécies neutras, que também decaem em ordens de grandeza com a altitude. Isso tem as consequências que já discutimos sobre a natureza do plasma da camada F, e tem impacto sobre os valores de condutividade, como veremos mais à frente.

Os gráficos mostram que não há diferenças muito significativas nas frequências de colisão para baixas altitudes em função da hora do dia. Isso vale tanto para o caso do elétrons quanto para o caso dos íons. As diferenças mais significativas começam a aparecer a partir de 200 km, observando-se menores frequências de colisão às 0h00, como era de se esperar, em razão da diminuição da densidade das espécies neutras que se costuma observar durante a noite na termosfera. Esse efeito também se observa tanto para elétrons quanto para íons. Porém, note-se de passagem que essas diferenças não devem desempenhar um papel muito importante nos valores calculados da condutividade, que a partir de 200 km já devem apresentar valores baixos relativos ao seu pico na camada E.

Observa-se também que há diferenças entre as frequências de colisão de espécies iônicas diferentes. A espécie iônica 2 (O^+) apresenta um valor mais elevado de frequência de colisão, que fica mais pronunciado com o aumento da altitude. Isso é simplesmente efeito da diferença das expressões da frequência de colisão, pois a expressão para ν_{i2n} apresenta uma dependência com a temperatura que a outra expressão não apresenta.

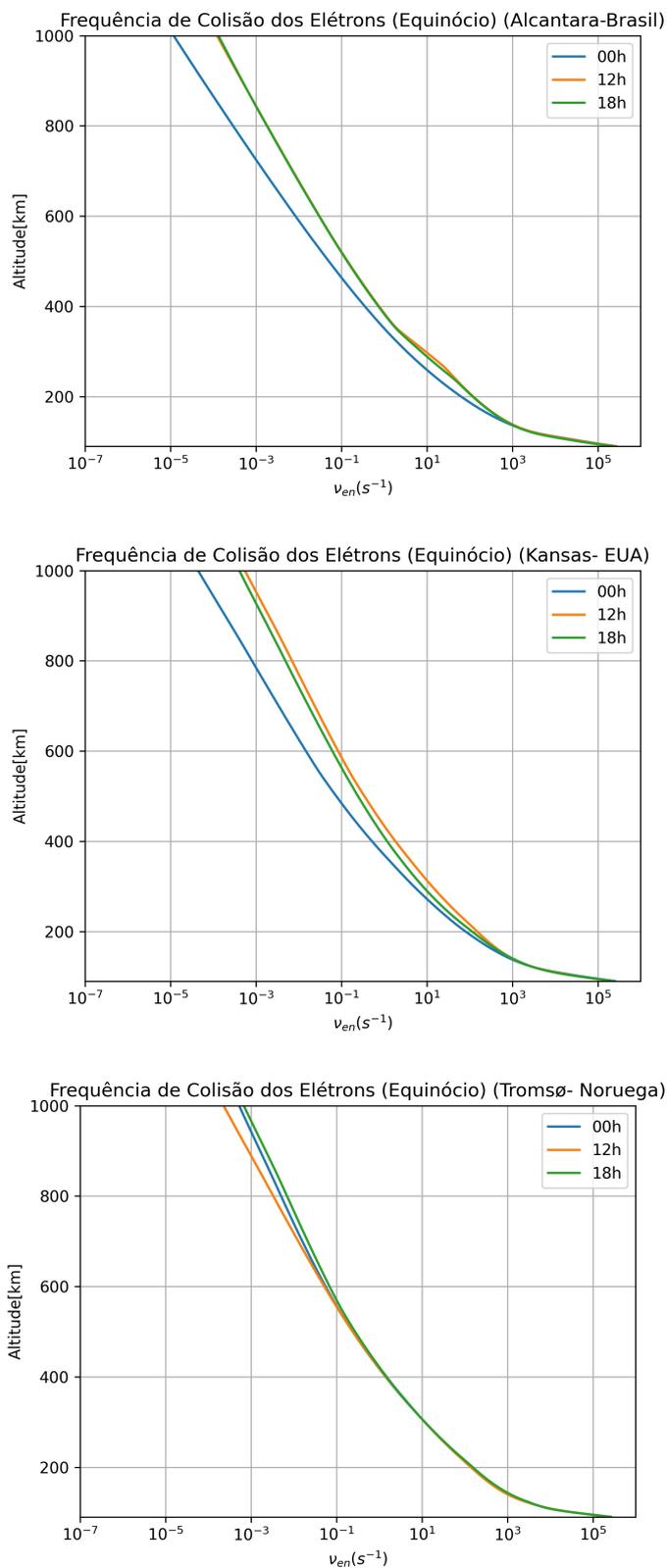


FIGURA 4.10 – Gráficos das frequências de colisão dos elétrons, no equinócio.

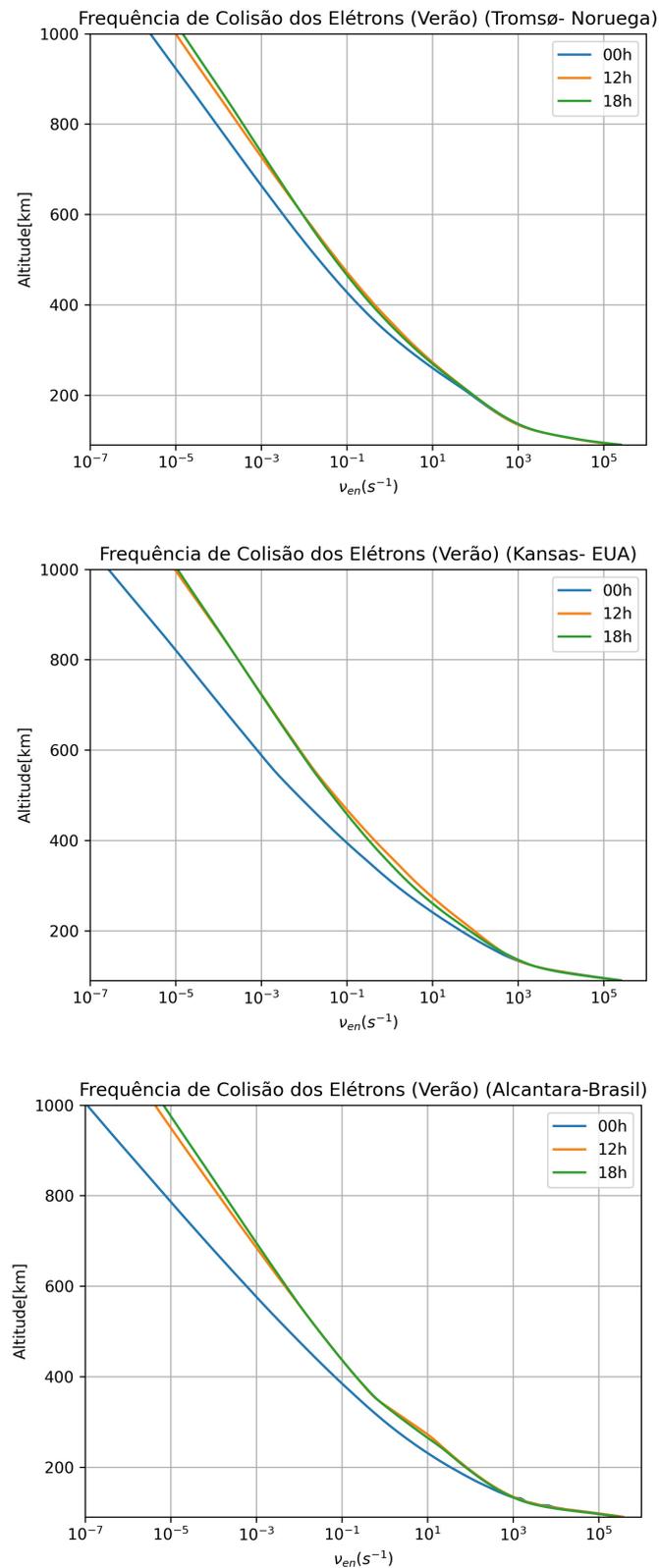


FIGURA 4.11 – Gráficos das frequências de colisão dos elétrons, no verão.

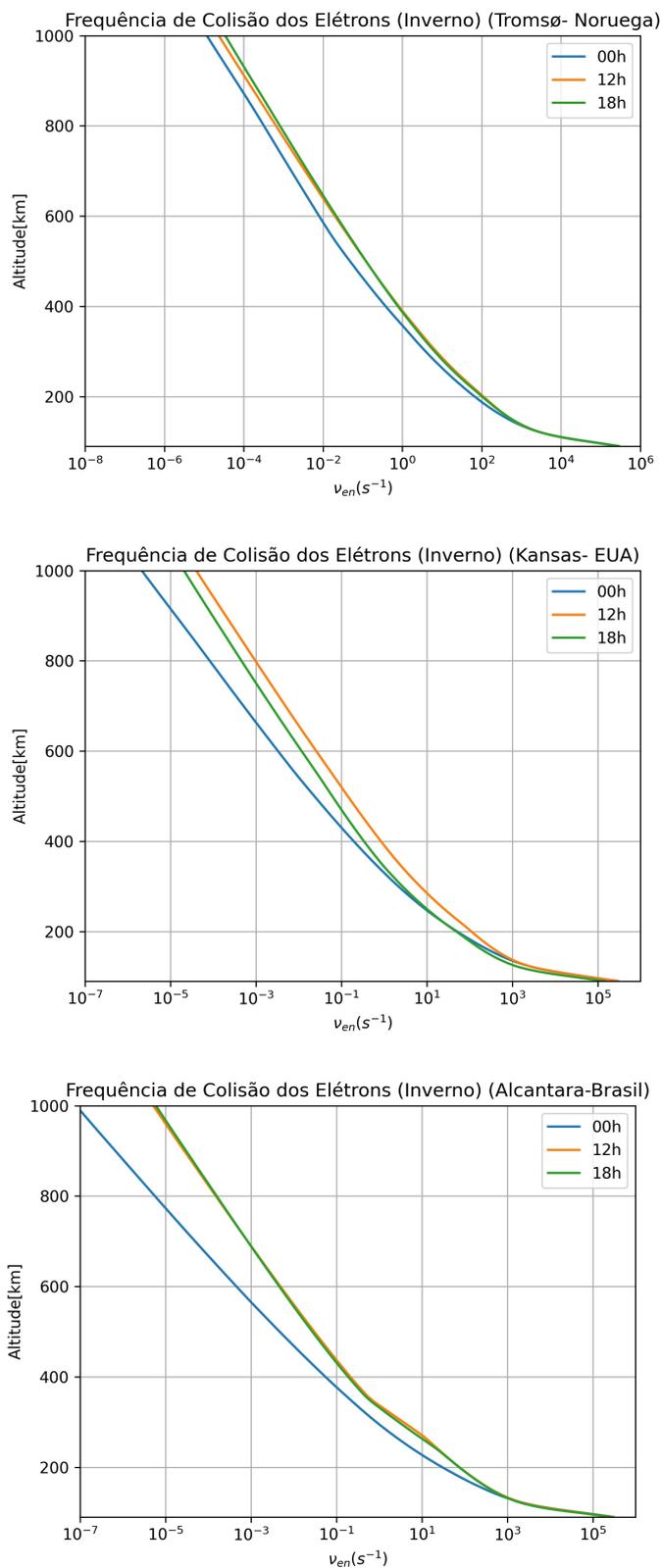


FIGURA 4.12 – Gráficos das frequências de colisão dos elétrons, no Inverno.

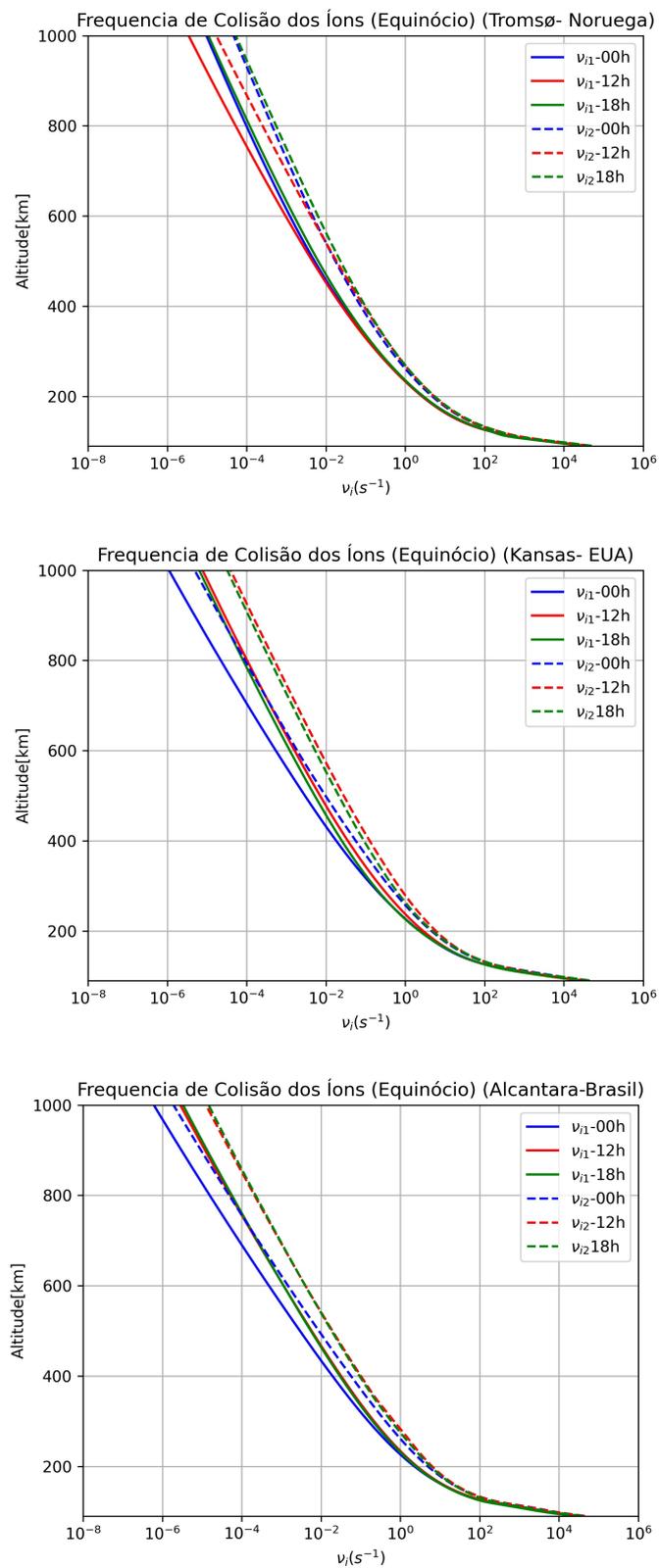


FIGURA 4.13 – Gráficos das frequências de colisão dos íons para duas espécie de plasma (i_1 e i_2), no equinócio

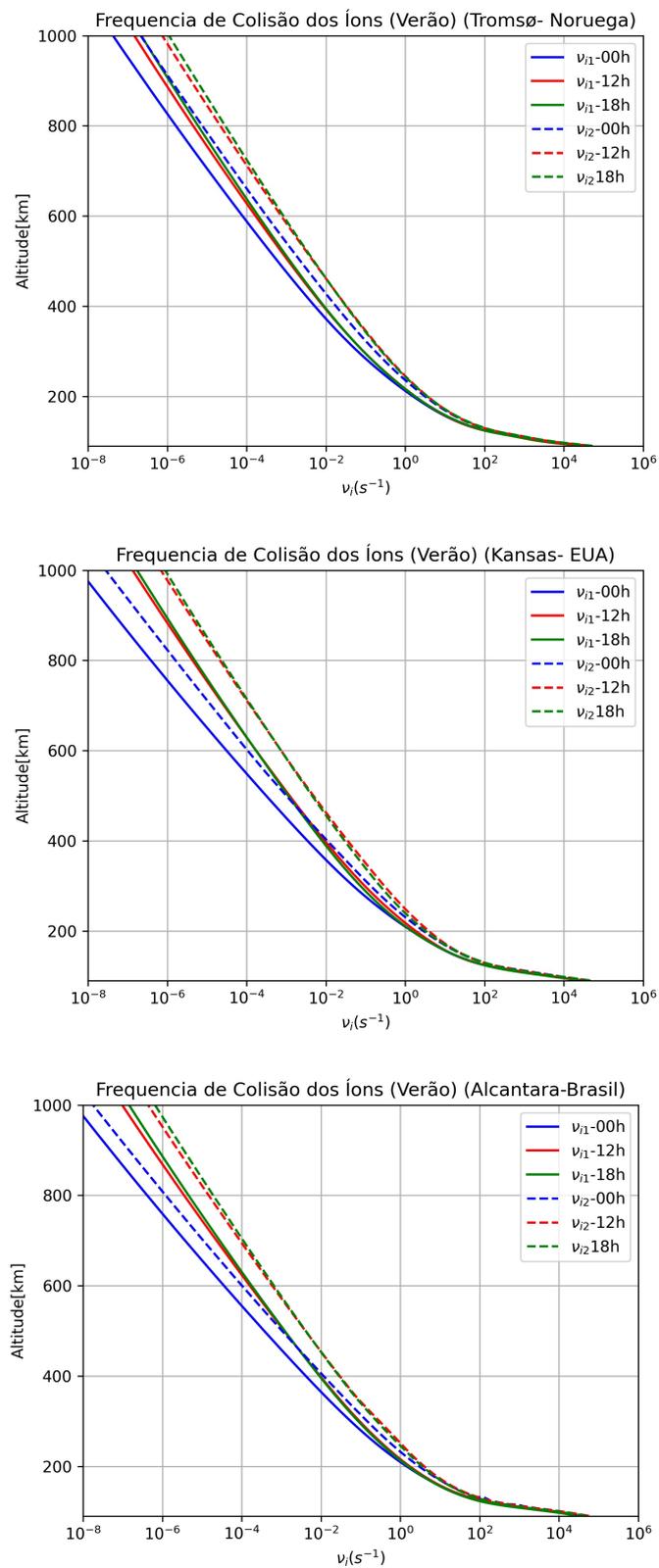


FIGURA 4.14 – Gráficos das frequências de colisão dos íons para duas espécie de plasma (i_1 e i_2), no verão

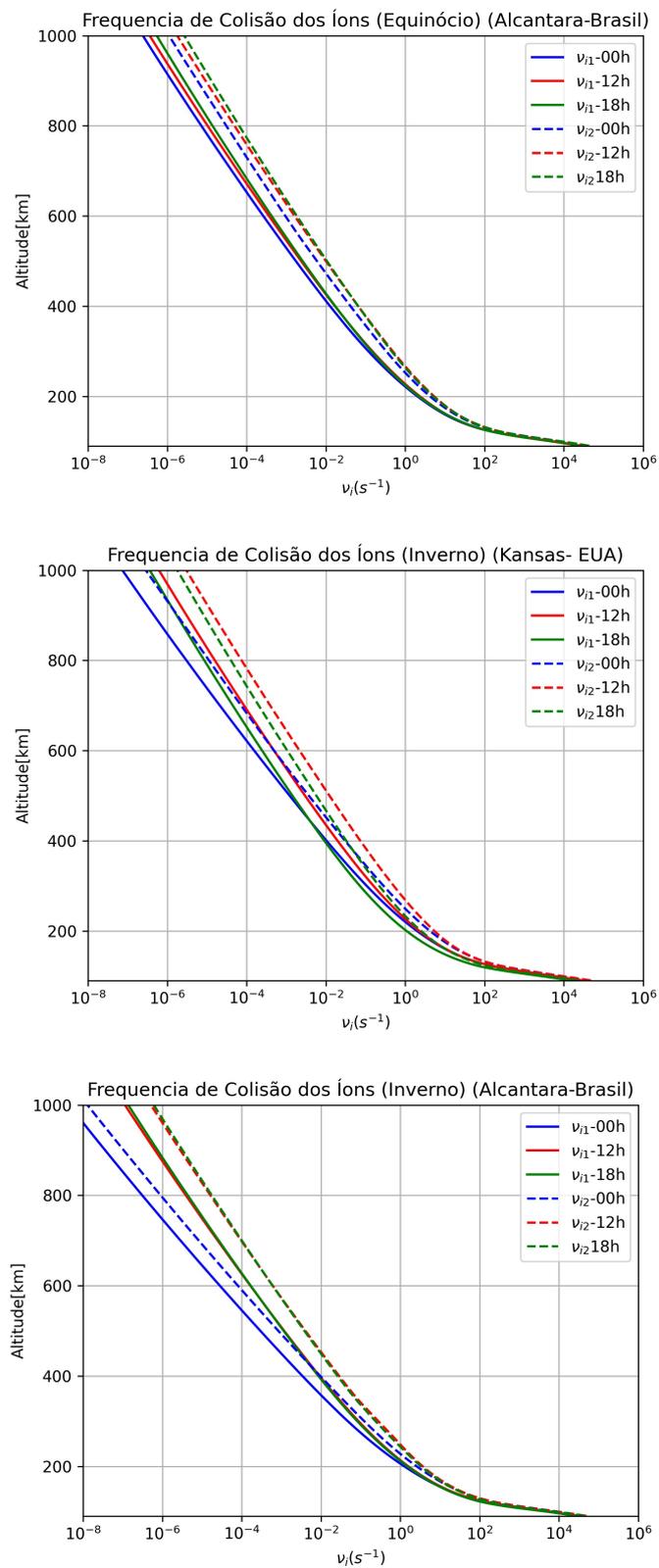


FIGURA 4.15 – Gráficos das frequências de colisão dos íons para duas espécie de plasma (i1 e i2), no inverno

4.6 Condutividades

O gráficos das Figuras 4.16, 4.17 e 4.18 mostram a variação da condutividade ionosférica em todas as localidades geográficas, épocas do ano e horários do dia estudados. Nesses gráficos, o eixo horizontal representa a altitude, enquanto o eixo vertical representa a condutividade ionosférica (Hall em linha cheia, Pedersen em linha pontilhada) em mS/m. Ao longo da altitude, são observadas variações que refletem as mudanças nas características físicas e químicas da ionosfera, indicando transições entre diferentes camadas. A análise é realizada em relação à altitude, cobrindo a faixa de 90 a 300 km. Em altitudes mais elevadas, essas condutividades são, comparativamente, muito menores e tem pouco efeito sobre a dinâmica da ionosfera.

Em todas as condições, se observa que o valor mais elevado de ambas condutividades ocorre às 12h00. O pico da condutividade Hall flutua no intervalo de 0,1 mS/m a 0.5 mS/s, atingindo os valores mais elevados na localidade de baixa latitude (Alcântara). Observa-se uma ordem crescente na magnitude do pico da condutividade Hall, crescendo de altas latitudes a baixas latitudes, independentemente da estação do ano. Porém, o pico da condutividade Hall às 18h00 na localidade de baixa latitude (Alcântara) é menor do que nas outras latitudes, revelando que a queda das 12h00 às 18h00 é muito mais acentuada na ionosfera equatorial. Esse comportamento se deve a dois fatores: (i) durante o dia, a ionosfera equatorial é a que tem a camada E mais populada de elétrons, explicando por que tem maior condutividade; (ii) em baixas latitudes o pôr do sol ocorre sempre por volta de 18h00, o que explica a queda acentuada entre 12h00 e 18h00.

O pico da condutividade Pedersen ocorre a uma altura um pouco acima (algumas dezenas de quilômetros) do pico da condutividade Hall. Esse comportamento independe do horário do dia, da localidade geográfica e da época do ano. Aqui também se observa que o pico é maior em baixas latitudes, decrescendo à medida que aumenta a latitude. A condutividade Pedersen apresenta um decaimento com a altitude menos abrupto, na comparação com a condutividade Hall, sendo que ainda se observa, acima de 150 km, na base da camada F, valores não desprezíveis da condutividade Pedersen.

Durante a noite se observa uma queda apreciável das condutividades, salvo uma única exceção, que é o verão na localidade de elevada latitude (Tromsø). A razão é simples e se deve à exposição de longa duração da ionosfera à radiação solar.

Um fato fundamental, evidenciado pelos resultados, é que a camada E da ionosfera contém toda a dinâmica de plasma decorrente das condutividades Hall e Pedersen. Isso significa que, durante o dia, a camada E é condutiva em direções perpendiculares ao campo magnético, ao passo que, durante a noite, com a abrupta redução das condutividades a ionosfera passa a ser eletronicamente pouco condutora em direções perpendiculares ao campo magnético. Esse fato tem importantes consequências para a dinâmica da ionosfera,

ajudando a explicar vários fenômenos observacionais (KELLEY, 2009).

Como vimos, o pico das condutividades se encontram na camada E ou na base da camada F, o que poderia causar certa surpresa uma vez que os picos de densidade eletrônica se encontram na camada F. A razão para essa diferença pode ser entendida fazendo uma análise das expressões da condutividade, apresentadas no capítulo anterior. De fato, as condutividades são proporcionais à densidade eletrônica. Porém, a dependência com as frequências de colisão também precisa ser considerada. No caso da condutividade de Pedersen, as frequências de colisão dos íons e dos elétrons aparecem no numerador como um termo linear, e no limite de $\nu \rightarrow 0$ verifica-se que todos os termos vão a zero. De fato, como vimos na seção anterior, as frequências de colisão caem rapidamente com a altitude. Já no caso da condutividade Hall, o limite $\nu \rightarrow 0$ faz com que os termos da soma da expressão somem zero. A condutividade Hall só pode ser não nula quando há diferença de frequência de colisão dos íons com relação aos elétrons, de modo que se as frequências de colisão forem iguais ou tenderem igualmente a zero, então o efeito Hall deixa de ocorrer.

Por fim, vamos tecer alguns comentários a respeito da condutividade isotrópica (σ_{\parallel}). Essa condutividade é inversamente proporcional à frequência de colisão, de modo que toda informação sobre ela já está contida nos gráficos de frequência de colisão que apresentamos anteriormente. Como a frequência de colisão diminui com a altitude, essa condutividade aumenta. Como a condutividade é muito elevada ao longo da linha de campo magnético, é comum considerar, como aproximação, que as linhas de campo magnético no plasma são também equipotenciais. Assim, pode-se imaginar a ionosfera como um grande circuito, em que as linhas de campo magnético são análogos aos fios condutores de um circuito, com algumas ligações resistivas entre os fios, de resistências variáveis, representando as condutividades perpendiculares às linhas de campo. Esse modelo tem sido utilizado como ponto de partida para o estudo da ionosfera (KELLEY, 2009).

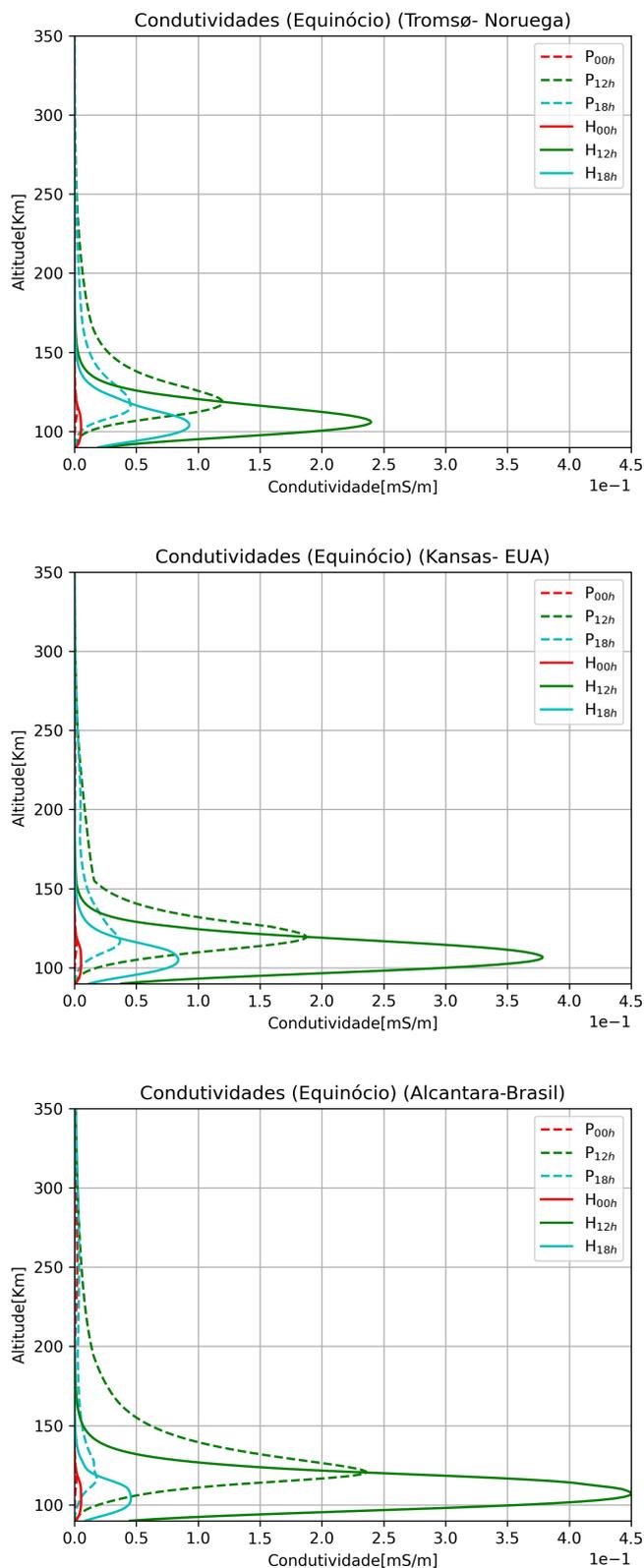


FIGURA 4.16 – Perfil de condutividade mostrando a variação das condutividades , Pedersen e Hall, no equinócio.

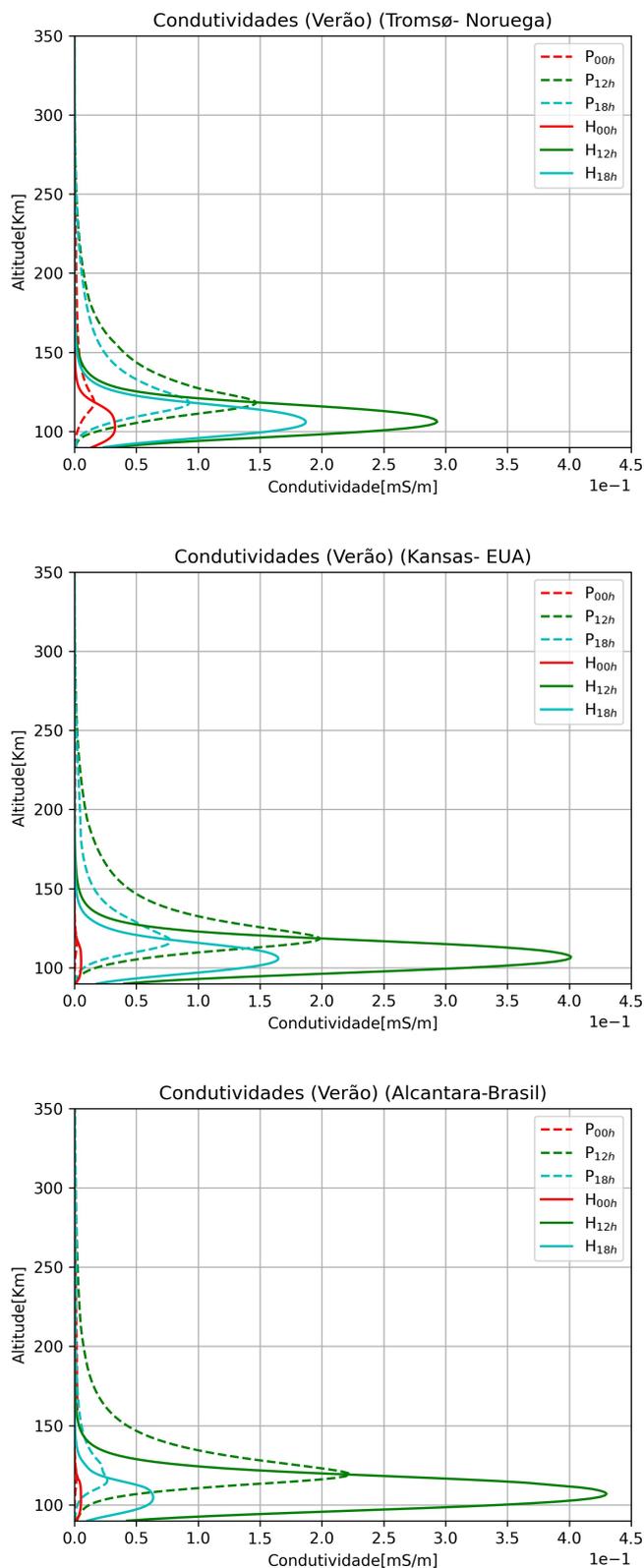


FIGURA 4.17 – Perfil de condutividade mostrando a variação das condutividades , Pedersen e Hall, no verão.

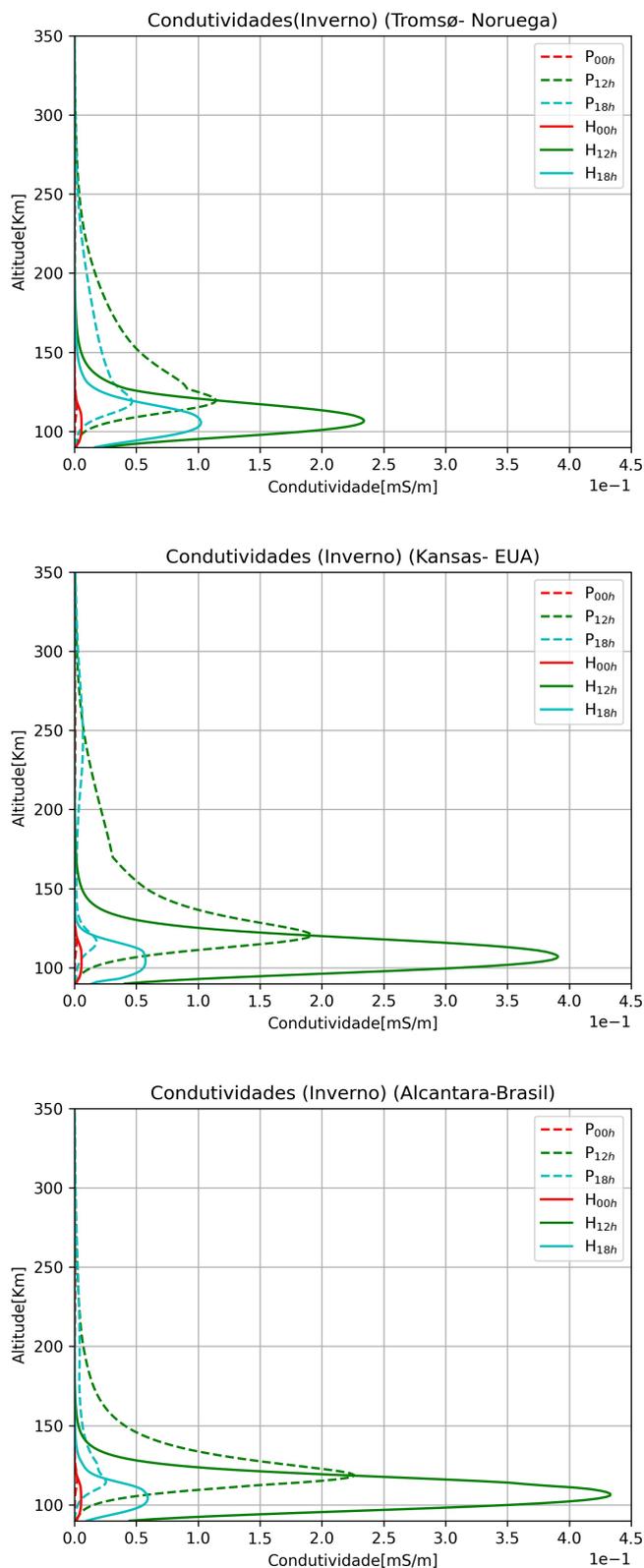


FIGURA 4.18 – Perfil de condutividade mostrando a variação das condutividades , Pedersen e Hall, no inverno.

5 Conclusões

Esta dissertação abordou em detalhe a questão da condutividade eletrônica na ionosfera. Sendo a ionosfera um plasma que ocorre na presença do campo geomagnético, que atua efetivamente como um campo magnético externo, a relação entre a densidade de corrente e o campo elétrico não é isotrópica, de modo que a condutividade é melhor representada por um tensor. Em particular, a densidade de corrente na ionosfera pode ser descrita por três termos. O primeiro fornece a componente da densidade de corrente em uma direção que é ao mesmo tempo perpendicular ao campo magnético e paralela à componente perpendicular do campo elétrico ao campo magnético. A condutividade associada a esse termo é chamada condutividade Pedersen. O segundo termo fornece a componente da densidade de corrente em uma direção que é ao mesmo tempo perpendicular ao campo magnético e ao campo elétrico. A condutividade associada a esse termo é chamada condutividade Hall. Por fim, o terceiro termo fornece a condutividade na direção paralela ao campo magnético. A condutividade associada a esse termo é a condutividade isotrópica que se observa nos plasmas isotrópicos na ausência de campo magnético.

Além de demonstrar a expressão para cada uma dessas condutividades, discutimos sua importância para o entendimento da dinâmica da ionosfera. Usamos o modelo climatológico IRI para simular os diversos parâmetros da ionosfera, em diversas condições geofísicas. Com os parâmetros simulados no código IRI e as expressões para as frequências de colisão dos elétrons e íons, calculamos as condutividades em função da altitude na ionosfera nas diversas condições geofísicas simuladas.

Das simulações do IRI, extraímos a densidade eletrônica, a densidade das principais espécies neutras da ionosfera e a temperatura dos elétrons e dos íons. Com estes parâmetros, calculamos a frequência de colisão dos elétrons e dos íons. Por fim, calculamos as condutividades da ionosfera e discutimos os resultados.

Podemos resumir da seguinte forma os principais resultados:

- As condutividades Pedersen e Hall apresentam seu pico na camada E da ionosfera, e decaem rapidamente com a altitude.
- O pico da condutividade Hall é maior do que o pico da condutividade Pedersen, mas

o pico da condutividade Pedersen ocorre sempre a uma altitude mais elevada.

- O valor mais elevado da condutividade Hall e Pedersen ocorreu na localidade de baixa latitude, às 12h00 (horário local). Neste horário, os valores de pico na localidade de baixa latitude são sempre maiores do que os valores de pico em médias e altas latitudes.
- As condutividades Pedersen e Hall caem significativamente às 0h00 (horário local), com exceção do inverno na região de elevada latitude, onde as condutividades também decaem, mas a níveis não tão baixos.

Esta dissertação faz um estudo fundamental das condutividades e é um ponto de partida para futuros trabalhos aplicados. Há várias possíveis aplicações para os cálculos das condutividades. Fundamentalmente, qualquer descrição da dinâmica da ionosfera depende do conhecimento das condutividades. Por exemplo, em uma aplicação para o estudo da ionosfera equatorial, as condutividades são necessárias para resolver a equação do dínamo (1.3) e explicar os diversos fenômenos da eletrodinâmica da ionosfera, como o pico de pré-reversão do campo zonal e a anomalia de ionização equatorial. Em altas latitudes, a modelagem da complexa dinâmica de correntes na ionosfera, tanto em condições quiescentes quanto em condições perturbadas do Sol, depende do conhecimento das condutividades.

Referências

- ADACHI, K.; NOZAWA, S.; OGAWA, Y.; BREKKE, A.; HALL, C.; FUJII, R. Evaluation of a method to derive ionospheric conductivities using two auroral emissions (428 and 630 nm) measured with a photometer at tromsø (69.6° n). *SpringerOpen*, v. 69, n. 1, p. 1–19, 2017.
- BILITZA, D.; PEZZOPANE, M.; TRUHLIK, V.; ALTADILL, D.; REINISCH, B. W.; PIGNALBERI, A. The international reference ionosphere model: A review and description of an ionospheric benchmark. *Reviews of Geophysics*, Wiley Online Library, v. 60, n. 4, p. e2022RG000792, 2022.
- BIONDI, M. A. Atmospheric electron–ion and ion–ion recombination processes. *Canadian Journal of Chemistry*, NRC Research Press Ottawa, Canada, v. 47, n. 10, p. 1711–1719, 1969.
- BITTENCOURT, J. **Fundamentals of Plasma Physics**. [S.l.]: Springer, 2004.
- BUONSANTO, M. J. Ionospheric storms—a review. *Space Science Reviews*, Springer, v. 88, n. 3-4, p. 563–601, 1999.
- CCMC. The international reference ionosphere (iri. *In: COMMUNITY COORDINATED MODELING CENTER*, 13., 2020, NY. **Proceedings** [...]. [S.l.: s.n.], 2020. <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/models/IRI~2016/>.
- CEN, J.; YUAN, P.; XUE, S. Observation of the optical and spectral characteristics of ball lightning. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 112, p. 035001, Jan 2014. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.035001>.
- CLEMMOW, P.; MULLALY, R. The dependence of the refractive index in magneto-ionic theory on the direction of the wave normal. **Physics of the Ionosphere: Report of Phys. Soc. Conf. Cavendish Lab.**, Physical Society, p. 340, 1955.
- FILHO, R. **ENTENDENDO A PROPAGAÇÃO IONOSFÉRICA**. [S.l.]: The NEW Shortwave Propagation Handbook, 2015.
- GERJUOY, E.; STEIN, S. Rotational excitation by slow electrons. *Physical Review*, APS, v. 97, n. 6, p. 1671, 1955.
- GRAVES, D. B. Plasma processing. *IEEE transactions on Plasma Science*, IEEE, v. 22, n. 1, p. 31–42, 1994.

- HYSELL, D. L. An overview and synthesis of plasma irregularities in equatorial spread f. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier, v. 62, n. 12, p. 1037–1056, 2000.
- JACOBS G., C. T. J. . R. R. B. The new shortwave propagation handbook. *In*: MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY, 13., 2002, BR. **Proceedings** [...]. SP: Bibliografia, 2002. p. 90–98.
- KELLEY, M. C. Electrical and computer engineering, ithaca, ny). (ano). the earth's ionosphere: Plasma physics and electrodynamics. *In*: CORNELL UNIVERSITY, COLLEGE OF ENGINEERING, SCHOOL OF ELECTRICAL AND COMPUTER ENGINEERING, 13., 2002, NY. **Proceedings** [...]. Ithaca, NY: Editora, 2009. p. 580.
- PASSAS, M.; RÍO, J. S. del; LUQUE, A.; GORDILLO-VÁZQUEZ, F. J. Transient upper atmospheric plasmas: Sprites and halos. **IEEE Transactions on Plasma Science**, IEEE, v. 42, n. 10, p. 2664–2665, 2014.
- PICONE, J.; HEDIN, A.; DROB, D. P.; AIKIN, A. Nrlmsise-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 107, n. A12, p. SIA–15, 2002.
- RABOY, M. **Marconi: The man who networked the world**. [S.l.]: Oxford University Press, 2016.
- SCHUNK, R. Mathematical structure of transport equations for multispecies flows. **Reviews of Geophysics**, Wiley Online Library, v. 15, n. 4, p. 429–445, 1977.
- SCHUNK, R.; NAGY, A. **Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry**. [S.l.]: Cambridge university press, 2009.
- SCHUNK, R.; NAGY, A. F. Electron temperatures in the f region of the ionosphere: Theory and observations. **Reviews of Geophysics**, Wiley Online Library, v. 16, n. 3, p. 355–399, 1978.
- SCHUNK, R.; WALKER, J. Theoretical ion densities in the lower ionosphere. Elsevier, v. 21, n. 11, p. 1875–1896, 1973.
- SETTERFIELD, B. Reviewing a plasma universe with zero point energy. **Journal of Vectorial Relativity**, Citeseer, v. 3, n. 3, p. 1–29, 2008.
- STRATTON, J. A. **Electromagnetic theory**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2007.
- SURBELLA, R. G.; CAHILL, C. L. Chapter 276 - hybrid materials of the f-elements part ii: The uranyl cation. *In*: BÜNZLI, J.-C.; PECHARSKY, V. K. (Ed.). **Including Actinides**. Elsevier, 2015, (Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths, v. 48). p. 163–285. Available at: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978044463483200003X>.
- WILKES, M. V. Sir edward appleton and early ionosphere research. **Notes and Records of the Royal Society of London**, The Royal Society, v. 51, n. 2, p. 281–290, 1997.

YOKOYAMA, T. A review on the numerical simulation of equatorial plasma bubbles toward scintillation evaluation and forecasting. **Progress in Earth and Planetary Science**, SpringerOpen, v. 4, n. 1, p. 1–13, 2017.

Prof^a. Dr^a. Doralice Serra. Defesa em 05/03/2015. Publicada em 25/03/2015.

_ita
FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1. CLASSIFICAÇÃO/TIPO DM	2. DATA 31 de janeiro de 2024	3. REGISTRO N° DCTA/ITA/DM-148/2023	4. N° DE PÁGINAS 70
5. TÍTULO E SUBTÍTULO: Estudo da condutividade elétrica da ionosfera usando o modelo IRI 2022			
6. AUTOR(ES): Polyane do Nascimento Santos			
7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES): Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA			
8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELO AUTOR: Plasma, Ionosfera, Atmosfera, Condutividade, IRI			
9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO: Ionosfera; Plasma; Atmosfera terrestre; Condutividade térmica; Plasma(física); Física.			
10. APRESENTAÇÃO: <input checked="" type="checkbox"/> Nacional <input type="checkbox"/> Internacional ITA, São José dos Campos. Curso de Mestrado. Programa de Pós-Graduação em Física. Área de Atômica e Molecular. Orientador: Prof. Dr. Jayr de Amorim Filho; coorientador: Marco Antonio Ridenti. Defesa em 15/12/2023. Publicada em 2023.			
11. RESUMO: Compreender o comportamento e as propriedades do plasma é crucial, uma vez que a maioria do universo é composta por esse estado da matéria. Isso se reflete em uma ampla variedade de áreas de pesquisa que dependem do estudo do plasma. Na atmosfera terrestre, encontramos quantidades significativas de plasma, especialmente na ionosfera, uma camada que contém gás ionizado. É importante notar que instabilidades que ocorrem neste plasma podem causar interferências substanciais nos sinais usados em telecomunicações e geolocalização. A eletrodinâmica da ionosfera e os mecanismos que levam às instabilidades de plasma dependem do conhecimento exato do tensor condutividade elétrica, cujos elementos se reduzem às chamadas condutividade Hall e condutividade Pedersen. Esta dissertação tem como tema a física da ionosfera e se concentra no problema específico do cálculo das condutividades Hall e Pedersen na ionosfera. As condutividades foram estudadas em função da localização geográfica, utilizando-se localizações representativas das baixas latitudes ($ \varphi < 23^\circ$), médias latitudes ($23^\circ < \varphi < 66^\circ$) e altas latitudes ($ \varphi > 66^\circ$). Além disso, foram estudadas as variações sazonais, utilizando-se como datas de referência os equinócios e os solstícios. As principais características dos resultados e suas diferenças foram discutidas e por fim traçamos em linhas gerais de possíveis aplicações para o cálculo da condutividade.			
12. GRAU DE SIGILO: <input checked="" type="checkbox"/> OSTENSIVO <input type="checkbox"/> RESERVADO <input type="checkbox"/> SECRETO			