



Universidade de Brasília
Instituto de Física

Magnetosferas Planetárias e Clima Espacial

João David Moreira

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO
BACHARELADO EM FÍSICA

Brasília
2025

Universidade de Brasília
Instituto de Física

Magnetosferas Planetárias e Clima Espacial

João David Moreira

Trabalho de conclusão de curso submetido ao
Instituto de Física da Universidade de Brasília
como requisito para obtenção do título de Ba-
charel em Física.

Orientador: Prof. Dr. José Leonardo Ferreira

Universidade de Brasília - UnB
Darcy Ribeiro - Instituto de física Brasília

2025

FICHA CATALOGRÁFICA

David Moreira, João.

Magnetosferas Planetárias e Clima Espacial / João David Moreira;
orientador José Leonardo Ferreira . -- Brasília, 2025.

58 p.

Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado em Física) -- Universidade de Brasília, 2025.

1. Física de Plasma. 2. Terra. 3. Magnetosfera. 4. Clima Espacial. I.
, José Leonardo Ferreira, orient.

Universidade de Brasília
Instituto de Física

Magnetosferas Planetárias e Clima Espacial

João David Moreira

Trabalho de conclusão de curso submetido ao
Instituto de Física da Universidade de Brasília
como requisito para obtenção do título de Ba-
charel em Física.

Trabalho aprovado. Brasília, 13 de Fevereiro de 2025:

Prof. Dr. José Leonardo Ferreira,
UnB/IF
Orientador

Prof. Dr. Rodrigo Andrés Miranda Cerda
UnB/FCTE
Examinador 1

Prof. Dr. Vinicius de Abreu Oliveira
UnB/IF
Examinador 2

Dedico este trabalho ao meu papai e minha mamãe, que me ensinaram a nunca desistir dos meus sonhos.

Agradecimentos

Agradeço ao professor José Leonardo por ter me aceito no laboratório de física de plasmas da UnB, pelo apoio durante a construção deste projeto e as portas que ele me apresentou no ramo da astronomia.

Agradeço à minha família pelo suporte que me deram nessa minha jornada, mesmo nos momentos mais difíceis, vocês estavam comigo.

Agradeço ao professor Rodrigo Andrés, por sempre apoiar nos projetos do laboratório e do observatório.

Agradeço ao professor Francisco Carlos, carinhosamente chamado de Guga, por expandir meus conhecimentos sobre o Clima Espacial e o estudo do Sol.

Agradeço ao professor Vinícius de Abreu, por expandir os horizontes em astronomia no final da minha graduação.

Agradeço a todos àquele que um dia me ajudaram nessa caminhada que chamamos de vida.

Agradeço aos meus amigos pelos momentos juntos, mesmo sem perceberem, vocês me ajudavam nessa minha caminhada, que enriqueceram minha maneira de pensar e ver o mundo.

Agradeço a todos do laboratório de física de plasma pelo apoio, em especial ao Grupo Astro que sempre esteve presente na minha reta final.

E agradeço a Universidade de Brasília e ao Instituto de Física da UnB, que me possibilitou estudar o que eu realmente queria conhecer e apresentar áreas que nunca imaginaria conhecer. Agradeço a equipe de limpeza da Universidade de Brasília por sempre limpar o laboratório de física de plasmas e principalmente nos momentos mais difíceis como a inundação que o laboratório sofreu no início do ano de 2024

“If I have seen further it is by standing on the shoulders of Giants”
(Sir Isaac Newton, 1675)

Resumo

Este trabalho tem como objetivo explicar como funciona um dos objetos mais importantes para vida na Terra: a magnetosfera, descrever suas estruturas e como elas são formadas por meio dos estudos da física de plasmas e também mostrar que essas estruturas não são exclusivas da Terra, mas existem outras magnetosferas em planetas como Júpiter e Saturno. Neste trabalho também há experimentos feitos no Laboratório de Física de Plasmas da Universidade de Brasília (LFP/UnB) para mostrar como é feito diagnóstico de plasmas espaciais. Este trabalho também aborda, um estudo sobre a influência do Sol no ambiente espacial. Essa área é conhecida como Clima Espacial.

Palavras-chave: Física de Plasma. Terra. Magnetosfera. Clima Espacial.

Abstract

This paper aims to explain how one of the most important objects for life on Earth works: the magnetosphere, describe its structures and how they are formed through plasma physics studies, and also show that these structures are not exclusive to Earth, as there are other magnetospheres on planets like Jupiter and Saturn. This paper also includes experiments conducted at the Laboratorio de Física de Plasmas of the Universidade de Brasília (LFP/UnB) to demonstrate how space plasma diagnostics are performed. Additionally, this work addresses a study on the influence of the Sun on the space environment, an area known as Space Weather.

Keywords: Plasma Physics. Earth. Magnetosphere. Space Weather.

Lista de figuras

Figura 1.1	Estrutura da magnetosfera terrestre utilizada do livro <i>An Introduction to Space Weather</i> . Fonte: (Moldwin, 2022)	16
Figura 2.1	Foto do tubo de Crookes Fonte: (Giakoumakis, 2022).	19
Figura 2.2	Propagação de ondas de rádio na Ionosfera em dois períodos do dia (dia e noite). Fonte: (Sack, 2023).	20
Figura 2.3	Membros da missão Explorer I segurando o modelo do satélite. Na esquerda, William Pickering; no meio, o diretor do laboratório de propulsores a jato, James Van Allen; e à direita, Wernher von Braun. Fonte: NASA/JPL-Caltech.	21
Figura 2.4	Missão Explorer I passando pelo cinturão de Van Allen. Fonte: NASA.	21
Figura 2.5	Equipamentos no satélite da missão Explorer I. Fonte: NASA.	21
Figura 3.1	Função de α pela temperatura Fonte (Bittencourt, 1995)	26
Figura 3.2	Curva característica da Descarga de Townsend. Fonte: (Howatson, 2013).	31
Figura 3.3	Coeficientes de primeira ionização para Argônio, Nitrogênio e Hidrogênio. Fonte: (Howatson, 2013).	33
Figura 3.4	Regiões do plasma no tubo de Crookes. Fonte: (Staack, 2008)	33
Figura 3.5	Curva de Paschen para diversos elementos. Fonte: (Wittenberg, 1962)	34
Figura 3.6	Gerando plasma no tubo de Crookes e gráfico $V_B \times p \cdot d$ (torr*cm) (Curva de Paschen).	35
Figura 3.7	Gráfico do comportamento de uma sonda de Langmuir do Livro Fonte: (Wong, 1977)	36
Figura 3.8	Formatos da sonda de Langmuir. Fonte: (Suryana et al., 2021)	37
Figura 3.9	Curva de Langmuir em gráfico em escala linear e logarítmica, a escala log ajuda observar o ponto de saturação de íons positivos. Fonte: autor	38
Figura 3.10	Esquema de construção de um analisador de energia. Fonte: (Wong, 1977)	39
Figura 4.1	Dipolo magnético terrestre. Fonte: NASA StarGazer.	40
Figura 4.2	Ilustração esquemática dos cinturões de Van Allen. Fonte: (Lowrie, 1997)	41
Figura 4.3	Órbita de uma partícula energizada em um campo magnético. Fonte: (Serway; Jewett; Perroomian, 2000).	42
Figura 4.4	Ilustração do cone de perdas	43
Figura 4.5	Espelho magnético dentro do experimento com a sonda de Langmuir. Fonte: autor	44
Figura 4.6	Imagem de uma aurora boreal. Fonte: NOAA/SWPC	44
Figura 4.7	Densidade e temperatura do plasma em um eixo axial da descarga RF em um espelho magnético. Fonte: (Silva, 2003)	45

Figura 5.1	Modelo estrutural de Júpiter. Fonte: (Eales, 2009)	47
Figura 5.2	Estrutura da magnetosfera de Júpiter, é possível observar o Plasma Torus de Io. Fonte: (Khurana <i>et al.</i> , 2004)	47
Figura 5.3	Na imagem de acima é o equador do campo magnético de Júpiter inclinado a 9,8 graus. O Plasma Torus segue a geometria do campo magnético. Na imagem em baixo é um perfil do Plasma Torus. Fonte:(Thomas, 1998)	48
Figura 5.4	Magnetosfera de Saturno. Fonte: (Gombosi; Ingersoll, 2010)	49
Figura 6.1	A esquerda uma imagem do Sol registrada no dia 25/06/2024 no campus Darcy Ribeiro/UnB, utilizando telescópio Coronado Solarmax II 90 com um filtro $H - \alpha$ Fonte: autor. Foto do Sol da SDO (Solar Dynamics Observatory) do dia 25/06/2024. Fonte: (SpaceWeatherLive, 2025) . . .	52
Figura 6.2	Índice de Perturbação do Tempo de Tempestade retirado do WDC Kyoto Observatory um dia depois do registro do Sol. Fonte: (SpaceWeatherLive, 2025)	52
Figura 6.3	Diagrama de borboleta, imagem da latitude do Sol ao longo do tempo, é possível observar que as manchas solares se concentram no equador do Sol a cada 11 anos. Fonte: (SpaceWeatherLive, 2025)	53
Figura 6.4	Número de manchas solares no decorrer dos anos. Fonte: (SpaceWeatherLive, 2025)	54
Figura 7.1	Telescópio Coronado SolarMax II. Fonte: autor	55

Lista de tabelas

Tabela 3.1	Potencial de ionização (U) de alguns elementos para a primeira camada eletrônica. Fonte: (Bittencourt, 1995)	25
Tabela 3.2	Equações de Maxwell em suas formas global e local.	29
Tabela 3.3	Dados experimentais e seus erros. Fonte: autor	34

Lista de abreviaturas e siglas

α	Fração de ionização
λ_D	Esfera de Debye
μ	Permeabilidade do vácuo
ν_n	Frequência de colisão
$\omega\tau$	Frequência típica do plasma
ω	Frequência do plasma
Φ	Fluxo de campo elétrico
π	Constante matemática
σ_n	Seção transversal de colisão
τ_E	Tempo de confinamento de energia
\mathbf{V}	Diferença de Potencial
\vec{B}	Campo magnético
\vec{E}	Campo elétrico
d_0	diâmetro das moléculas de gás
E_{av}	Energia média
g_a	Pesos estatísticos
g_b	Pesos estatísticos
I_s	Corrente de saturação de elétrons
I_{is}	Corrente de saturação dos íons
K_B	Constante de Boltzmann
m_e	Massa do elétron
m_i	Massa do íon
N_D	Número de partículas
n_n	Densidade de moléculas neutras no gás
R_j	Raio de Júpiter
RF	Radio Frequência
T_e	Temperatura eletrônica
T_i	Temperatura iônica
U_a	Fator de degenerescência
U_b	Fator de degenerescência
U_i	Energia de ionização do gás
V_B	Tensão de ruptura
V_f	Potencial de flutuação
ν_n	Frequência de colisão
V_P	Potencial da sonda

V_S	Potencial de espaço do plasma
v_{th}	Velocidade térmica
$\langle v \rangle$	Velocidade média das moléculas de gás
CME	<i>Coronal Mass Ejection</i>
CME	Coronal Mass Ejection
e	Carga do elétron
EUA	Estados Unidos da América
eV	ElétronVolt
g	Gravidade
h	Constante de Planck
HPY	<i>Helicon Plasma Thruster</i>
I	Corrente Elétrica
$J(r')$	Densidade de corrente no ponto r'
JPL	Jet Propulsion Laboratory
L	Comprimento
LFP	Laboratório de Física dos Plasmas
m	Massa
MHD	magneto hydro dynamics
n	Densidade
NASA	National Aeronautics and Space Administration
p	Pressão
PP	Próton-Próton
PTI	Plasma Torus de Io
q	Carga
r	Distância de um objeto
T	Temperatura em Kelvin
t	Tempo
TCC	Trabalho de Conclusão de Curso
U	Energia de ionização
U	Potencial de ionização
u	Velocidade das partículas
UnB	Universidade de Brasília
UV	Ultravioleta
V	Grandeza de velocidade

Sumário

1	Introdução	16
1.1	Motivação	17
1.2	Objetivos	18
1.2.1	Objetivos gerais	18
1.2.2	Objetivos Específicos	18
2	Plasmas (origem, conceitos e histórico)	19
2.1	Desenvolvimento da Física de Plasmas	19
2.2	Plasmas espaciais - avanços e descobertas	20
3	Física de Plasmas- Conceitos básicos	22
3.1	Definição do plasma	22
3.2	Características do Plasma	22
3.2.1	Quasi-neutralidade	23
3.2.2	Número de partículas (N_D) na Esfera de Debye	23
3.3	Conceito de Temperatura	23
3.3.1	Valores médios	24
3.4	Equação de Saha	24
3.5	Dinâmica do plasma em um campo magnético	26
3.5.1	Equações de MHD	28
3.6	Experimentos básicos em física de plasmas	29
3.6.1	Caracterização de plasmas - Curva de Paschen	29
3.6.2	Tubo de Crookes	32
3.6.3	Sonda de Langmuir	35
3.6.4	Analisador de energia	39
4	Magnetosfera Terrestre	40
4.1	Estrutura da Magnetosfera interna	40
4.2	A Magnetosfera e sua Relação com Plasmas	41
4.2.1	Cinturões de Van Allen	41
4.2.2	Tempestades Geomagnéticas	42
5	Magnetosferas de Júpiter e de Saturno	46
5.1	Magnetosfera de Júpiter	46
5.1.1	Torus de plasma de Io	48
5.2	Magnetosfera de Saturno	49
6	Clima Espacial	51
6.1	Ciclo solar	53

7	Considerações finais	55
	Referências	57

1 Introdução

As magnetosferas são estruturas geradas por influência de um campo magnético que envolve determinado corpo celeste. Quase todo corpo que apresenta ter um dínamo no seu interior gera um campo magnético em sua volta, funcionando de maneira similar a um dipolo magnético.¹ No caso do planeta Terra, o campo é formado por conta do núcleo externo líquido, que, por conta da sua rotação, gera um campo magnético, e, por consequência, a magnetosfera – (Fig. 1.1).

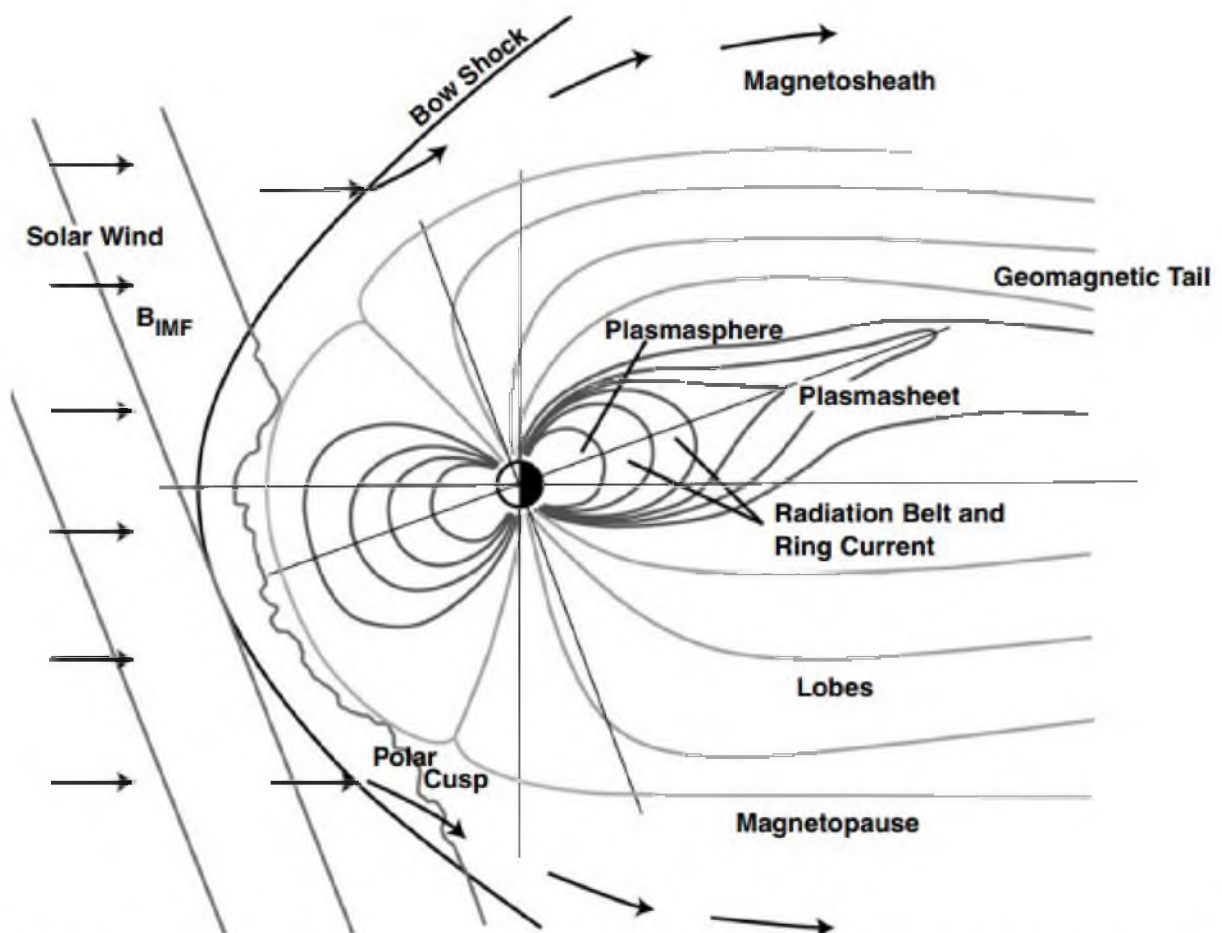


Figura 1.1 – Estrutura da magnetosfera terrestre utilizada do livro *An Introduction to Space Weather*.
Fonte: (Moldwin, 2022)

A magnetosfera é o volume espacial ao redor de um objeto astronômico, que é controlado pelo campo magnético do objeto. A magnetosfera terrestre, por sua vez, é a região formada pelo campo magnético terrestre, que interage com vento solares² e protege a

¹ Dínamo é um mecanismo pelo qual a Terra gera um campo magnético por meio da indução eletromagnética, o campo é gerado por fluidos condutores de eletricidade em rotação e convecção.

² Ventos solares são partículas carregadas expelida pelo Sol que permeia o Sistema Solar

superfície terrestre da radiação.

Acredita-se que o efeito seja gerado pela rotação do material pastoso, que é feito de ferro e níquel (Boehler, 1996), que compõe a região mais externa do núcleo do planeta, que passa a atuar como um ímã gigante. Mas a dinâmica dessa polarização ainda não é muito bem conhecida.

Um polo magnético segue a orientação do dínamo dentro do planeta, que não fica apontando para o polo geográfico. Analisando rochas na superfície e a baixo dela na Terra, conseguimos observar que o campo magnético se inverte, não se sabe o motivo(Faria *et al.*,).

O magnetismo do planeta se comporta como um escudo protetor contra partículas energéticas possivelmente nocivas emitidas pelo Sol, além de proteger de parte da radiação cósmica, que, de outra forma, incidiria sobre a superfície, fazendo com que a Terra se tornasse um ambiente pouco hospitaleiro à vida.

Semelhante à estrutura da atmosfera que é dividida em camadas, a magnetosfera também é dividida em seções, sendo as mais conhecidas a magnetosfera interna e a magnetosfera externa. Desde a antiguidade, os seres vivos utilizam o campo magnético para várias aplicações. Uma delas é a bússola. O primeiro registro que se tem de bússolas é que elas foram criadas na China no século I.³ E o mais importante, para proteger a Terra de CME (Coronal Mass Ejection)⁴, ventos solares que surgem no Sol que bombardeiam os planetas do sistema solar a quase todo momento.

Nessas estruturas, é possível encontrar plasma, um estado da matéria que atende a algumas características. Uma região famosa é o cinturão de Van Allen, descoberto em 1958 por James Van Allen (1914-2006) na missão Explorer I. O cinturão de Van Allen é uma região com partículas carregadas positivamente e negativamente, presas por conta da magnetosfera terrestre.

Existe um grande acúmulo de partículas carregadas provenientes de ventos solares, essas partículas ficam presas no campo magnético da Terra, podendo influenciar na atmosfera. Uma das influências visíveis são as auroras, interações de partículas carregadas provenientes do Sol que ficam presos em espelhos magnéticos na magnetosfera, ate sair pelo cone de perdas e irem em direção a atmosfera.

1.1 Motivação

Este trabalho tem como propósito estudar as magnetosferas e o clima espacial no Sistema Solar. Observa-se que esse tema está sendo amplamente divulgado em sites de notícias entre os meses de julho a dezembro de 2024, especialmente em relação ao pico do

³ Algumas espécies de aves se localizam a partir do campo magnético.

⁴ CME é uma ejeção de plasma proveniente da coroa solar na região da heliosfera.

ciclo 25 de atividade solar. Infelizmente, também têm circulado desinformações sobre ventos solares e sua influência na Terra. É fundamental destacar como a magnetosfera terrestre desempenha um papel vital na proteção do desenvolvimento da vida contra partículas energizadas e radiação cósmica.

Para complementar o tema, abordamos um estudo das magnetosferas de outros planetas. Essas magnetosferas fornecem informações valiosas para a compreensão desse fenômeno e demonstram que ele não é exclusivo da Terra.

Além disso, a análise de plasmas é essencial para compreender esses processos. Portanto, realizamos estudos e experimentos sobre conceitos básicos de física de plasmas, que serão discutidos ao longo deste trabalho.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivos gerais

Nosso objetivo é ampliar o conhecimento sobre a interação Sol-Terra no contexto do clima espacial, bem como explorar a relação entre plasmas e a magnetosfera. Este trabalho visa explicar como ocorrem as magnetosferas em geral. Mostrar seu funcionamento e como são formadas.

1.2.2 Objetivos Específicos

Para alcançar o objetivo geral deste estudo sobre magnetosferas, e definir os seguintes tópicos:

- Objetivo Específico 1: Explicar a Física de Plasmas.
- Objetivo Específico 2: Demonstrar experimentos laboratoriais com plasmas.
- Objetivo Específico 3: Descrever a Magnetosfera na Terra.
- Objetivo Específico 4: Descrever a Magnetosfera em Gigantes Gasosos do Sistema Solar, como de Júpiter e Saturno.
- Objetivo Específico 5: Descrever o clima espacial.
- Objetivo Específico 6: Descrever o ciclo solar.

2 Plasmas (origem, conceitos e histórico)

O campo de estudo é a física de plasmas, com várias aplicações que se estendem por várias disciplinas. Pode-se observar plasmas e seus efeitos na natureza, como, por exemplo, auroras boreais e austrais, que são reações de partículas carregadas com o campo magnético terrestre, em relâmpagos, bem como em estrelas.

Os primeiros conceitos de plasmas surgiram em meados do século XIX, mas só no século XX os conceitos foram bem sedimentados.

2.1 Desenvolvimento da Física de Plasmas

Ao longo da história, físicos e engenheiros desenvolveram um conhecimento sobre eletricidade e magnetismo para descrever o que seria o plasma. Um dos nomes relevantes para esse desenvolvimento é o de Michael Faraday (1791-1867), físico experimental do século XIX, um dos principais responsáveis por descobrir as leis fundamentais do eletromagnetismo clássico.

No final do século XIX, Sir William Crookes (1832-1919) desenvolveu um equipamento em que é possível criar plasma a partir de descarga de um gás sob baixa pressão – Ver Fig. 2.1. A partir desse experimento, foi possível desenvolver compreender melhor sobre a área e os fenômenos envolvidos. Ademais, foi a partir desse experimento que estabeleceram a Lei de Paschen, lei que relaciona tensão e a pressão dentro do tubo.



Figura 2.1 – Foto do tubo de Crookes Fonte: (Giakoumakis, 2022).

O plasma havia sido descoberto, mas o termo só foi introduzido por Irving Langmuir (1881-1957) no ano de 1928, que criou esse termo para estudar esse estado de gás

ionizado da matéria que se comporta de forma semelhante a um fluido eletricamente condutivo. O artigo de 1928 (Langmuir, 1928) foi o primeiro trabalho em que um gás ionizado foi chamado pelo nome de “plasma”.

2.2 Plasmas espaciais - avanços e descobertas

Em 1927, o físico Edwards V. Appleton (1892-1965) detectou, por meio da reflexão e propagação das ondas de rádio na atmosfera terrestre, uma camada feita de plasma: a ionosfera (Appleton, 1947). É possível observar essa propagação na figura 2.2. A partir da descoberta de plasma na atmosfera, notou-se que o plasma é algo mais comum no universo do que imaginávamos.

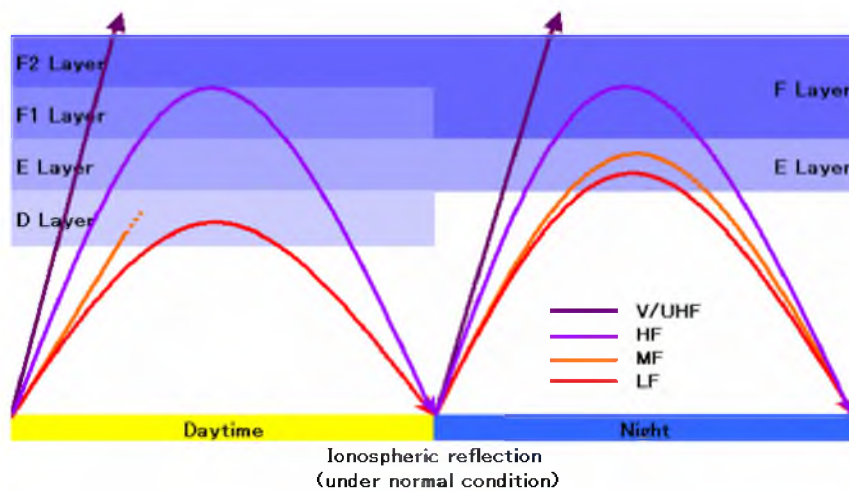


Figura 2.2 – Propagação de ondas de rádio na Ionosfera em dois períodos do dia (dia e noite). Fonte: (Sack, 2023).

Também é interessante citar as missões espaciais que foram feitas para estudar camadas externas, como a Explorer I (1958), que foi o primeiro satélite artificial dos EUA. (Fig 2.2)

O programa Explorer (Fig. 2.3) foi uma das primeiras missões espaciais dos EUA, e teve como objetivo a pesquisa nas áreas de física, heliofísica e astrofísica. Essa missão foi responsável pela descoberta dos Cinturões de radiação na Magnetosfera Terrestre, como pode ser visto na (Fig. 2.4).

Em especial a Explorer I (Fig. 2.4), orbitava a Terra com um perigeu de 360 km e um apogeu de 2520 km. Acompanhava com um detector de raios cósmicos, termômetros, um microfone; na ponta do foguete também havia um termômetro. (Fig. 2.5)



Figura 2.3 – Membros da missão Explorer I segurando o modelo do satélite. Na esquerda, William Pickering; no meio, o diretor do laboratório de propulsores a jato, James Van Allen; e à direita, Wernher von Braun. Fonte: NASA/JPL-Caltech.

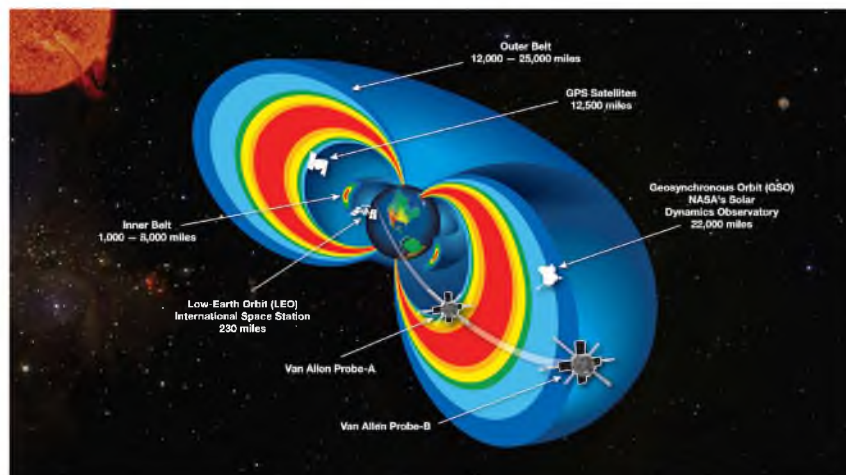


Figura 2.4 – Missão Explorer I passando pelo cinturão de Van Allen. Fonte: NASA.



Figura 2.5 – Equipamentos no satélite da missão Explorer I. Fonte: NASA.

3 Física de Plasmas- Conceitos básicos

3.1 Definição do plasma

Para formalizar a física de plasmas, vamos nos basear no livro do (Chen, 2012). Plasmas são frequentemente descritos como o “quarto estado da matéria”, além dos estados sólido, líquido e gasoso. No universo, apenas 5% de sua massa é feito de matéria bariônica, ou seja matéria feita a partir de prótons, nêutrons e elétrons, sendo que 99% dessa quantidade é feita de plasma. Normalmente, o plasma existe apenas no vácuo ou em baixíssimas pressões, pois, em uma atmosfera, as moléculas do ar fazem com que o plasma esfrie, acontecendo que íons e elétrons se recombinem.

O plasma presente em uma magnetosfera normalmente tem origem no Sol, essas partículas ficam presas em espelhos magnéticos formados na magnetosfera. Esse plasma interage de tal forma que é possível observar essa interação da superfície e de fora, é possível observar reconexões magnéticas, que é o evento que ocorre quando duas linhas de campo magnético com sentidos opostos se encontram, se rompendo e se reconectando, liberando uma quantidade alta de energia. Também protege a superfície do planeta de colisões “diretas” com o vento solar.

3.2 Características do Plasma

Os plasmas possuem várias características únicas que os distinguem de outros estados da matéria. Uma delas é que o plasma tem a característica de *quasi-neutralidade*, ou seja possui cargas positivas e negativas, mas, na somatória, tem comportamento neutro e apresenta comportamentos coletivos.

Ainda há três propriedades que um gás ionizado precisa ter para ser considerado plasma: a frequência típica de oscilações do plasma ($\omega\tau$), a “Esfera de Debye” (λ_D) e o número de partículas dentro de λ_D é conhecido por N_D . As condições seriam:

- $\lambda_D \ll L$, isso significa que a esfera de Debye deve ser muito menor que o comprimento do plasma (L)
- $N_D \gg 1$, isso significa que o numero de partículas dentro da esfera de Debye deve ser muito maior que 1.
- $\omega\tau > 1$, o produto da frequência típica de oscilações do plasma (ω) e o tempo médio entre as colisões com átomos neutros (τ) deve ser maior que 1 para ter um plasma e não um gás neutro.

3.2.1 Quasi-neutralidade

O campo elétrico \vec{E} perturbativo que, eventualmente, surge no interior de um plasma (com dimensão L) deve anular-se (blindagem de Debye) para distâncias $L \gg \lambda_D$, sendo λ_D o comprimento de Debye.

Para valores de L no interior da “esfera de Debye”, isto é $L < \lambda_D$, temos:

$$\nabla^2 \Phi \neq 0 \leftrightarrow n_e \neq n_i \therefore \vec{E} \neq 0 \quad (3.1)$$

Para valores de L fora da “esfera de Debye”, isto é $L > \lambda_D$, temos:

$$\nabla^2 \Phi \cong 0 \leftrightarrow n_e \cong n_i \therefore \vec{E} = 0 \quad (3.2)$$

3.2.2 Número de partículas (N_D) na Esfera de Debye

O número de partículas que interagem coletivamente, no interior da esfera de Debye, deve ser grande o suficiente para que a blindagem de campos elétricos seja eficiente.

$$N_D = nV = n \frac{4\pi\lambda_D^3}{3} = 3098 \frac{(KT)^{\frac{3}{2}}}{n^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.3)$$

em que KT é a temperatura em eV (elétron-Volt).

Para que haja eficiência na blindagem (comportamento coletivo), o número de partículas dentro da esfera de Debye deve ser $N_D \gg 1$

3.3 Conceito de Temperatura

O conceito de temperatura é importante para quantificar o estado de um gás. É muito importante ter em mente que a temperatura está na verdade, associada a energia de movimento das partículas constituintes do gás.

Para um gás em equilíbrio térmico, a maneira pela qual as velocidades das partículas do gás estão distribuídas é dada por uma função conhecida como função de distribuição de velocidades maxwelliana, conforme a Equação 3.4 abaixo (para o caso unidimensional):

$$f(u) = Ae^{-\frac{mu^2}{2} \frac{1}{KT}}, \quad (3.4)$$

em que u é a velocidade da partícula, $\frac{mu^2}{2}$ é a energia cinética das partículas do gás e A é uma constante. Para calcular A é só substituir a Equação 3.4 na expressão de densidade de partículas no gás:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) du \rightarrow A = n \left(\frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.5)$$

3.3.1 Valores médios

A partir das definições da Física Estatística, conhecida a função de distribuição de velocidades das partículas do gás, os valores médios de grandezas macroscópicas podem ser encontrados.

A Equação (3.6) abaixo permite encontrar a velocidade média das partículas do gás, ou a velocidade térmica (ou seja, a velocidade mais provável da partícula entre todas aquelas da distribuição) para o caso unidimensional.

$$\bar{u} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f(u)u \, du}{\int_{-\infty}^{\infty} f(u) \, du} = v_{th} = \left(\frac{2K_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

Da mesma maneira, a energia média das partículas (ou seja, a energia mais provável) pode ser calculada segundo a Equação 3.7.

$$\bar{E} = E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{mu^2}{2} f(u) \, du}{\int_{-\infty}^{\infty} f(u) \, du} \quad (3.7)$$

Para resolver a Equação. 3.7 irei substituir a Equação. 3.4 na equação acima e realizar uma mudança de variável, isto é:

$$y = \frac{u}{v_{th}} \rightarrow E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{m(yv_{th})^2}{2} Ae^{-y^2} \, du}{\int_{-\infty}^{\infty} Ae^{-y^2} \, du} \quad (3.8)$$

Finalmente, utilizando a técnica de integração por partes para resolver a Equação 3.8, a energia média do gás é determinada segundo a Equação 3.9

$$E_{av} = \frac{mv_{th}^2}{4} = \frac{K_B T}{2} \quad (3.9)$$

Portanto, a temperatura pode ser identificada com a energia cinética média das partículas do gás, através de KT .

Vale lembrar que para o caso tridimensional, a energia média é:

$$E_{av} = \frac{3K_B T}{2} \quad (3.10)$$

3.4 Equação de Saha

De acordo com o livro (Chen, 2012), para caracterização de plasmas espaciais, especialmente em plasmas em estrelas, é possível extrair algumas características desse plasma utilizando a equação de Saha, sendo elas a temperatura, a densidade e principalmente o grau de ionização do plasma.

A equação de Saha (3.11) mostra a relação de ionização esperada de um gás em equilíbrio térmico. Ela é descrita como a razão entre a densidade de gases ionizados e a densidade de gás neutro, i. e.,

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \cdot 10^{21} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n_i} \cdot \exp \frac{-U_i}{K_B T}, \quad (3.11)$$

nessa equação, n_i é a densidade de gás ionizado em metros cúbicos e n_n a densidade de gás neutro em metros cúbicos. $K_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ é a constante de Boltzmann, T é a temperatura do gás em Kelvin, e U_i é a energia de ionização do gás que está utilizado, podendo ser escrito como $U_i = U_a - U_b$, visto na equação 3.12.

Elemento	U (eV)
Hélio (He)	24,59
Argônio (Ar)	15,76
Nitrogênio (N)	14,53
Hidrogênio (H)	13,60
Oxigênio (O)	13,62
Mercúrio (Hg)	10,44
Sódio (Na)	5,14
Ferro (Fe)	7,87
Potássio (K)	4,34
Césio (Cs)	3,89

Tabela 3.1 – Potencial de ionização (U) de alguns elementos para a primeira camada eletrônica. Fonte: (Bittencourt, 1995)

De acordo com a referencia (Bittencourt, 1995), a equação de Saha pode ser demonstrada assim, denotando que n_a e n_b são similares aos “ n ” da equação 3.11, é a densidade de partículas com as energias U_a e U_b , a razão de n_a/n_b fica:

$$\frac{n_i}{n_n} = \frac{g_a}{g_b} \cdot \exp \frac{-(U_a - U_b)}{K_B T}, \quad (3.12)$$

em que g_a e g_b são “pesos estatísticos” associados com as energias U_a e U_b (fatores de degenerescência). Levando em conta um sistema de duas partículas (que apresenta somente duas energias U_a e U_b , respectivamente), a fração α , que corresponde ao índice de todas as partículas, fica:

$$\alpha = \frac{n_a}{(n_a + n_b)} = \frac{n_a}{n_b} \left(\frac{n_a}{n_b} + a \right)^{-1} = \frac{(g_a/g_b) \cdot \exp(-U/kT)}{(g_a/g_b) \cdot \exp(-U/kT) + 1}. \quad (3.13)$$

Em um caso de ionização, o estado a é o numero de partículas ionizados, e o estado b é um estado neutro, a fração vai ser $\alpha = 0,5$, ou seja, $n_a = n_b$ pode determinar a temperatura como:

$$\frac{g_a}{g_b} \exp \left(-\frac{U}{kT_{1/2}} \right) = 1 \quad (3.14)$$

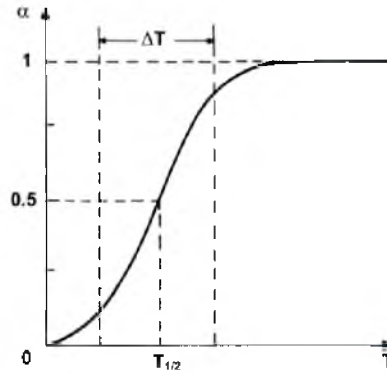


Figura 3.1 – Função de α pela temperatura Fonte (Bittencourt, 1995)

$$\Rightarrow T_{1/2} = \frac{U}{k \cdot \ln(g_a/g_b)} , \quad (3.15)$$

sendo possível ver no gráfico da Fig. 3.1 de α e T utilizando a Equação (3.13).

E, para finalizar, ainda de acordo com o autor Bittencourt (Bittencourt, 1995), ignorando as pequenas interações de potencial de íons e elétrons livres dentro de um plasma, os fatores de degenerescência (g_a e g_b) podem ser calculadas utilizando a mecânica quântica, obtemos:

$$\frac{g_a}{g_b} = \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^{3/2}} \right) \frac{1}{n_i} = 2,4 \cdot 10^{21} T^{\frac{3}{2}} \frac{1}{n_i}, \quad (3.16)$$

em que “ h ” é a constante de Planck, podendo substituir em 3.12 e achar a equação de Saha descrita no início desse subtópico em na equação 3.11.

Portanto, vale destacar que nem todo gás ionizado é considerado plasma, ele tem que seguir uma série de definições e características.

3.5 Dinâmica do plasma em um campo magnético

Se baseando no livro (Chen, 2012), é possível demonstrar a dinâmica do plasma em um campo magnético utilizando os seguintes passos. Quando partículas carregadas se descolam em direção perpendicular a um campo magnético, a partícula realiza um movimento circular em um plano perpendicular ao campo magnético B , é possível observar isso utilizando a Força de Lorentz:

$$\vec{F} = q \left(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E} \right) , \quad (3.17)$$

em que \vec{F} é a força de Lorentz, que é a carga da partícula sendo estudada, \vec{v} a velocidade da partícula e \vec{B} é o campo magnético.

Em termos da componentes x , y e z , a Equação 3.17 se transforma no seguinte sistema de equações:

$$\begin{cases} m \frac{dV_x}{dt} = qE_x + qBV_y \\ m \frac{dV_y}{dt} = -qBV_x \\ m \frac{dV_z}{dt} = qE_z \end{cases} \quad (3.18)$$

A solução da componente z da equação de movimento, sugere um movimento retilíneo acelerado ao longo de z , segundo a equação:

$$V_Z = \frac{qE_Z}{m}t + V_{Z0} \quad (3.19)$$

As 2 componentes transversais da equação de movimento em (3.17) estão, novamente acopladas, portanto vou desacoplá-las. Para isso, vamos utilizar a definição de frequência ciclotrónica, diferenciar no tempo a componente em y e substituir o resultado na componente em x .

$$\begin{cases} m \frac{d^2 V_y}{dt^2} = \pm \omega_c \frac{dV_x}{dt} \\ m \frac{dV_x}{dt} = \frac{qE_x}{m} \pm \omega_c V_y \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\rightarrow \frac{d^2 V_y}{dt^2} = -\omega_c^2 \left(\frac{E_x}{B} + V_y \right) \quad (3.21)$$

Irei reescrever a Equação (3.21), sem perda de generalidade, da seguinte maneira:

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{E_x}{B} + V_y \right) = -\omega_c^2 \left(\frac{E_x}{B} + V_y \right) \quad (3.22)$$

Com a solução para Equação (3.22), obtive a velocidade de deriva em y :

$$V_y = \pm i V_{\perp} \exp(i\omega_c t) - \frac{E_x}{B} \quad (3.23)$$

Substituindo a solução de (3.23) na componente y do sistema (3.20) é possível determinar V_x :

$$V_x = V_{\perp} \exp i\omega_c t \quad (3.24)$$

As soluções 3.19, 3.23 e 3.24 indicam um movimento helicoidal das partículas carregadas em um campo magnético com uma deriva do centro guia na direção $-y$ devido aos campos \vec{E} e \vec{B} uniformes e cruzados.

A expressão para uma partícula num campo magnético, considerando um campo gravitacional que age numa única partícula de massa m e carga elétrica q , que posteriormente é submetida a um outro campo, terá como velocidade de deriva do centro guia a seguinte expressão:

$$\vec{V}_g = \frac{m}{q} \frac{\vec{g} \times \vec{B}}{B^2}, \quad (3.25)$$

em que “ g ” é a aceleração da gravidade e “ m ” é a massa da partícula. Vamos considerar um campo magnético da Terra, cujo é curvado e um campo não uniforme, a velocidade de deriva total, deve ser a soma das velocidades de deriva devido à curvatura de \vec{B} e do gradiente de \vec{B} :

$$\vec{V}_R + \vec{V}_{\vec{\nabla}|B|} = \frac{m}{qB^2} \frac{\vec{R}_C \times \vec{B}}{R_C^2} \left(V_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} V_{\perp}^2 \right). \quad (3.26)$$

Um jeito simples de ver esse tipo de movimento é utilizando a regra da mão esquerda para partículas negativamente e utilizando a regra da mão direita para partículas positivas. O campo magnético é descrito pela equação de Biot-Savat:

$$B(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' \quad (3.27)$$

em que $B(\mathbf{r})$ é o campo magnético no ponto \mathbf{r} , μ_0 é a permeabilidade do vácuo, $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ é a densidade de corrente no ponto \mathbf{r}' , e V é o volume do plasma.

Em geral, uma partícula num campo magnético, que posteriormente é submetida a um outro campo, terá como velocidade de deriva do centro guia a seguinte expressão geral:

$$\vec{V}_F = \frac{1}{q} \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.28)$$

Com essas equação descritas a cima, é possível demonstrar um movimento helicoidal das partículas carregadas no campo magnético, variando a sua trajetória dependendo da carga e orientação que essas partículas chegam.

Na magnetosfera, partículas carregadas ficam presas em uma especie de garrafa magnética não uniforme como demonstrado na Fig. 4.3

3.5.1 Equações de MHD

Seguindo o livro (Chen, 2012), para estudar o movimento do plasma em um regime com campos magnéticos, existem as equações de magneto-hidrodinâmica (MHD), que representam um conjunto de equações que descrevem a mecânica dos plasmas na presença de campos magnéticos.

3.5.1.1 Equações de Maxwell

Para entender melhor as equações de MHD é preciso mostrar as equações de Maxwell, pois aquelas equações são uma combinação das equações da hidrodinâmica e das equações de Maxwell. As equações de Maxwell são dadas pela Tabela 3.2

3.5.1.2 Equação de Continuidade dos Fluidos

A equação de continuidade para fluidos é uma expressão da conservação da densidade, isto é

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j \mathbf{u}_j) = 0, \quad (3.29)$$

em que o índice “j” indica “i” para íons e “e” para elétrons, e “n” e “u” são as densidades para conservação da densidade.

Lei	Forma global	Forma local
Gauss (eletricidade)	$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{in}}{\epsilon_0}$	$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$
Gauss (magnetismo)	$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$	$\nabla \cdot \vec{B} = 0$
Faraday	$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = -\frac{d}{dt} \left(\iint_S \vec{B} \cdot d\vec{A} \right)$	$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
Ampère-Maxwell	$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 \vec{J}_{real} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d}{dt} \left(\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{A} \right)$	$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_{real} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

Tabela 3.2 – Equações de Maxwell em suas formas global e local.

3.5.1.3 Equação de Movimento

Uma adaptação da equação de Navier–Stokes é a equação o movimento do plasma, que é fundamental para entender sua dinâmica. Essa equação leva em conta diversos fatores, sendo eles a pressão, a gravidade e a força eletromagnética de Maxwell-Lorentz:

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g}, \quad (3.30)$$

em que p é a pressão do plasma, \mathbf{J} é a densidade de corrente, \mathbf{B} é o campo magnético, \mathbf{g} é a aceleração gravitacional e \mathbf{v} é a velocidade do plasma.

3.6 Experimentos básicos em física de plasmas

O estudo de plasmas requer técnicas de diagnóstico avançadas para medir propriedades como temperatura, densidade e composição iônica, nessa seção será discutida parâmetros que são possíveis obter e experimentos básicos realizados em laboratório.

Para compreender melhor os conceitos básicos da física de plasmas, é importante visualizar resultados de diagnósticos de plasmas em feitos em laboratório e entender como são extraídos. Como por exemplo em satélites que são usados para fazer diagnósticos de plasmas espaciais utilizam sondas de Langmuir para extrair densidade eletrônica, temperatura, a partir desses parâmetros é possível realizar.

3.6.1 Caracterização de plasmas - Curva de Paschen

Antes de desenvolvermos o significado da Curva de Paschen, irei definir alguns parâmetros na ionização de gases, como emissão de elétrons primários, secundários e descarga de Townsend.

Em condições normais de pressão e temperatura, um gás sempre terá átomos neutros, íons e elétrons. Temos radioatividade no solo e estamos envoltos por radiação cósmica e raios

UV, a densidade de cargas oscila em torno de 1000 íons por centímetro cúbico (Howatson, 2013).

Há um equilíbrio em que a taxa de produção de íons e elétrons é contrabalanceada pela taxa de recombinação. Olhamos para um sistema fechado livre de campos elétricos externos. Ao aplicar um campo de baixa tensão, surgirá um movimento de cargas (corrente) pelo gás. Com níveis de tensão baixos, essa corrente perturbativa não é suficiente para quebrar o equilíbrio. Porém, com níveis elevados de tensão, a corrente induzida consegue desequilibrar essa relação, seja por colisões ionizantes ou aumento das recombinações. Existe um momento em que a corrente alcança um patamar de saturação, independente do aumento de tensão (Howatson, 2013). As cargas que chegam aos eletrodos é igual ao número de cargas sendo criadas pelos diversos processos:

$$j = eD \frac{dn}{dt}, \quad (3.31)$$

em que “ j ” é a densidade de carga, D é a distância entre os eletrodos, e é a carga do elétron e $\frac{dn}{dt}$ é a taxa de produção de partículas carregadas por unidade de volume, assumindo que todas estão com cargas unitárias. Esta densidade independe do valor do campo elétrico ou da mobilidade, e é conhecida como corrente de saturação (Howatson, 2013).

Analizando um gás em baixa pressão, com pequenos níveis de tensão e em condições normais de pressão e temperatura, a descarga possui um brilho baixíssimo. Onde a produção de cargas elétricas induzidas é comparável com a criação de pares íons e elétrons de fontes externas como o vento solar. Estando na região de saturação, o potencial do campo elétrico pode ser aumentado até que a corrente começa a aumentar novamente, atingindo a região conhecida como descarga característica de Townsend (Howatson, 2013), e pode ser vista na figura 3.2. O valor de V_B é conhecido como tensão de ruptura e pode atingir valores entre 500 volts e alguns milhares de volts.

Ao aumentar a intensidade do campo elétrico, os elétrons são acelerados com mais energia, aumenta-se também as colisões e ionizando átomos neutros, que por sua vez gera mais elétrons, o que faz com que a corrente para a região de ruptura, como se mostra na Fig. 3.2, com níveis mais altos de corrente trafegando pelo gás.

Com isso, Townsend introduz o conceito de primeira ionização (α), sendo definido como o número de colisões ionizantes realizadas por um elétron ao viajar por 1 cm na mesma direção do campo elétrico. Este conceito está relacionado com a seção de choque dos elétrons. (Howatson, 2013).

Considerando um aumento na quantidade de cargas dn , sobre uma distância dx , cruzando um plano à uma distância x do cátodo. Teremos:

$$dn = \alpha n dx. \quad (3.32)$$

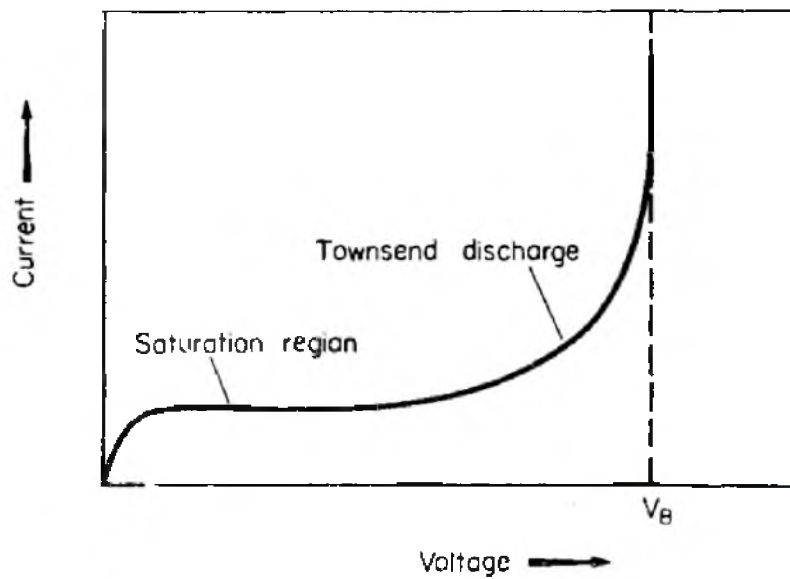


Figura 3.2 – Curva característica da Descarga de Townsend. Fonte: (Howatson, 2013).

A corrente total i depende da distância entre eletrodos e do coeficiente de townsend. A figura 3.2 traz a relação entre o campo elétrico e o valor do coeficiente de townsend, sendo fixado as distâncias e as condições normais de pressão e temperatura do gás.(Howatson, 2013).

Integrando todo o caminho entre o cátodo e este plano, teremos:

$$\int_{n_0}^n \frac{dn}{n} = \int_0^x \alpha dx, \quad (3.33)$$

ou então se α for independente de x , vai obter:

$$n = n_0 e^{\alpha x}, \quad (3.34)$$

em que n_0 é o número de elétrons por segundo deixando o cátodo (Howatson, 2013).

Agora, se o espaçamento dos eletrodos é d , então a corrente no gás, assumindo que nenhum elétron seja perdido através da difusão, será calculada por:

$$i = n_0 e a^{\alpha d} = i_0 e \alpha d, \quad (3.35)$$

em que i_0 é a corrente eletrônica no cátodo e é dependente unicamente do efeito fotoelétrico (Howatson, 2013).

A diferença $i - i_0$ é a corrente de íons positiva no cátodo e é o resultado de todos os choques ionizantes realizados por elétrons no gás. Os elétrons gerados nestas colisões são conhecidos elétrons primários, e o valor de corrente i pode ser ordens de grandeza superior a i_0 .

Caracterizar um gás conhecendo, entre outras grandezas, a pressão e temperatura, sendo que a última pode influenciar a possibilidade de ionização nas colisões e as energias

aleatórias. Nos choques, a transferência de energia cinética dos elétrons para os átomos neutros pode ser desconsiderada, mantendo a temperatura do gás constante. Além disso, onde utilizar a pressão no lugar da densidade, de forma a escrever a seguinte equação:

$$\alpha = pf(Ee\lambda), \quad (3.36)$$

em que p é a pressão do gás, E é o campo elétrico, e é a carga de um elétron, λ é livre caminho médio entre todas as colisões, e f é uma função arbitrária qualquer (Howatson, 2013).

Em uma temperatura do gás constante, em que fazer uma aproximação em $\lambda \propto (1/p)$, portanto:

$$\alpha = pF\frac{Ee}{p}, \quad (3.37)$$

em que F é uma função arbitrária de forma similar a f . Podemos também escrever como:

$$\frac{\alpha}{p} = \varphi\left(\frac{E}{p}\right), \quad (3.38)$$

em que φ possui uma forma similar a f , visto que e é constante. A forma de φ foi primeiro calculada de forma aproximada por Townsend, que obteve o seguinte resultado:

$$\frac{\alpha}{p} = Ae^{-\frac{Bp}{E}}, \quad (3.39)$$

em que A e B são constantes que dependem do gás utilizado. Apesar de trazer resultados próximos aos experimentais, isto ocorre apenas sob uma região restrita de E/p (Howatson, 2013).

Tirando a medida de α , para condições específicas de E e p , em um experimento que varia a distância d e mensura o valor de i , enquanto i_0 , E e p são mantidos constantes. Curvas típicas de α e p em alguns gases são ilustrados na Fig. 3.3.

A proporção $\frac{i}{i_0}$ é comumente chamada de fator de multiplicação eletrônica. Um ponto a ser levado em consideração é que a densidade de corrente j não é utilizada pois a difusão reduz a densidade de corrente a medida que aproximamos do anodo (Howatson, 2013).

3.6.2 Tubo de Crookes

O Tubo de Crookes é um dispositivo que gera plasma utilizando descargas de corrente contínua. Ele consiste em um tubo de vidro com dois eletrodos conectados a uma fonte de corrente contínua e uma bomba de vácuo para regular a pressão. Quando a fonte é ligada, cria-se um campo elétrico entre os eletrodos, ionizando o gás presente e podendo gerar plasma.

Dentro do tubo de Crookes, o plasma apresenta várias regiões claras e escuras. Essas características permitem aferir a densidade de íons e elétrons e também o potencial dentro

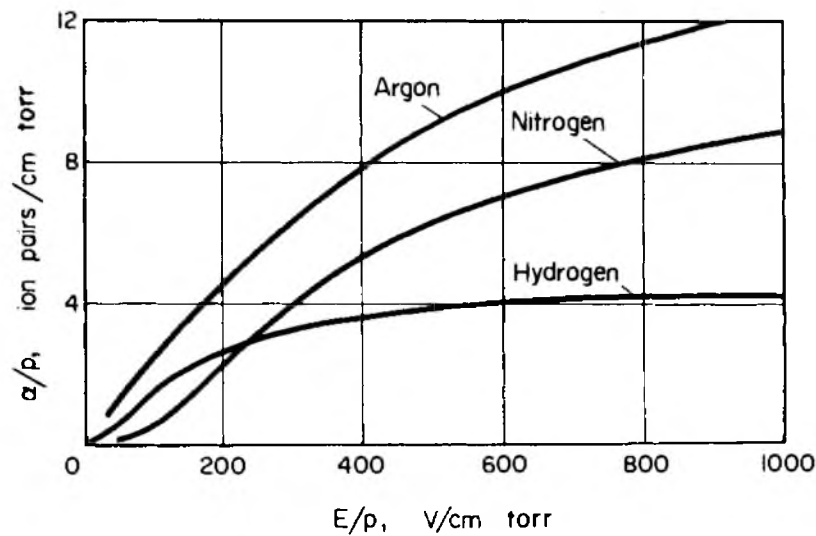


Figura 3.3 – Coeficientes de primeira ionização para Argônio, Nitrogênio e Hidrogênio. Fonte: (Howatson, 2013).

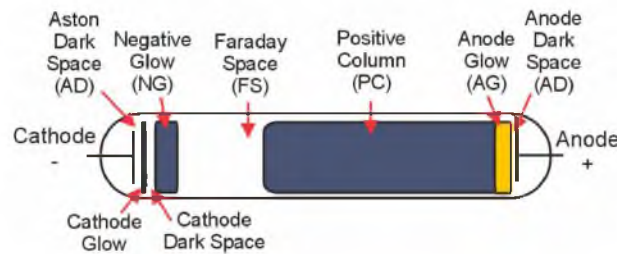


Figura 3.4 – Regiões do plasma no tubo de Crookes. Fonte: (Staack, 2008)

do tubo. Nos plasmas fracamente ionizados, as partículas carregadas colidem principalmente com átomos neutros e moléculas. A seção transversal para essas colisões é dada por:

$$\sigma_n = \pi d_0^2,$$

em que σ_n é tipicamente da ordem de $10^{-20} - 10^{-19} \text{ m}^2$. A frequência de colisão é:

$$\nu_n = n_n \sigma_n \langle v \rangle$$

o caminho livre médio é:

$$\lambda_{mfp} = \frac{\langle v \rangle}{\nu_n} = \frac{1}{n_n \sigma_n}.$$

Para gerar plasma, é necessário atingir um ponto de avalanche iônica. Onde a tensão é suficiente para ionizar o gás entre os eletrodos.

Isso é descrito pela Lei de Paschen, que relaciona a diferença de potencial necessária com a pressão e a distância entre os eletrodos:

$$V = \frac{B(pd)}{C + \ln(pd)},$$

em que $C = \ln a - \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$, e B e C são constantes dependentes do gás.

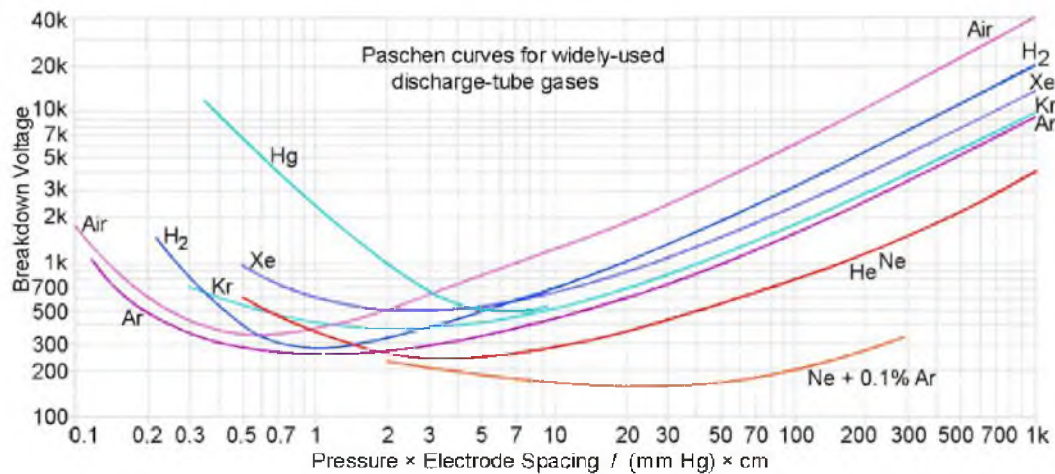


Figura 3.5 – Curva de Paschen para diversos elementos. Fonte: (Wittenberg, 1962)

Na Fig. 3.5 é possível observar alguns exemplos já catalogados de diversos gases, sendo a curva do “Air” o que obtemos nesse trabalho.

Os dados experimentais obtidos para diferentes valores de $p \cdot d$ e a tensão correspondente estão apresentados na Tabela 3.3. Esses dados seguem a curva da Lei de Paschen.

$p \cdot d$	$\sigma(p \cdot d)$	V(volts)	$\sigma(V)$	$p \cdot d$	$\sigma(p \cdot d)$	V(volts)	$\sigma(V)$
0.350	0.05	460	23.00	0.900	0.05	272	13.60
0.360	0.05	440	22.00	0.995	0.05	285	14.25
0.390	0.05	380	19.00	1	0.05	270	13.50
0.430	0.05	345	17.25	1.100	0.05	280	14.00
0.455	0.05	300	15.00	1.130	0.05	320	16.00
0.550	0.05	290	14.50	1.240	0.05	330	16.50
0.600	0.05	270	13.50	1.340	0.05	350	17.50
0.560	0.05	260	13.00	1.350	0.05	300	15.00
0.700	0.05	265	13.25	1.440	0.05	420	21.00
0.750	0.05	245	12.25	1.750	0.05	440	22.00
0.850	0.05	268	13.40	1.960	0.05	480	24.00
0.800	0.05	270	13.50	2	0.05	470	23.50
0.900	0.05	272	13.60	2.160	0.05	507	25.35

Tabela 3.3 – Dados experimentais e seus erros. Fonte: autor

A partir da tabela 3.3, é possível gerar o gráfico mostrado na Fig. 3.6.

É possível observar que o gráfico (Fig. 3.6) tem um comportamento muito parecido de acordo com a lei de Paschen. O experimento mostrou que o gás no tubo era principalmente

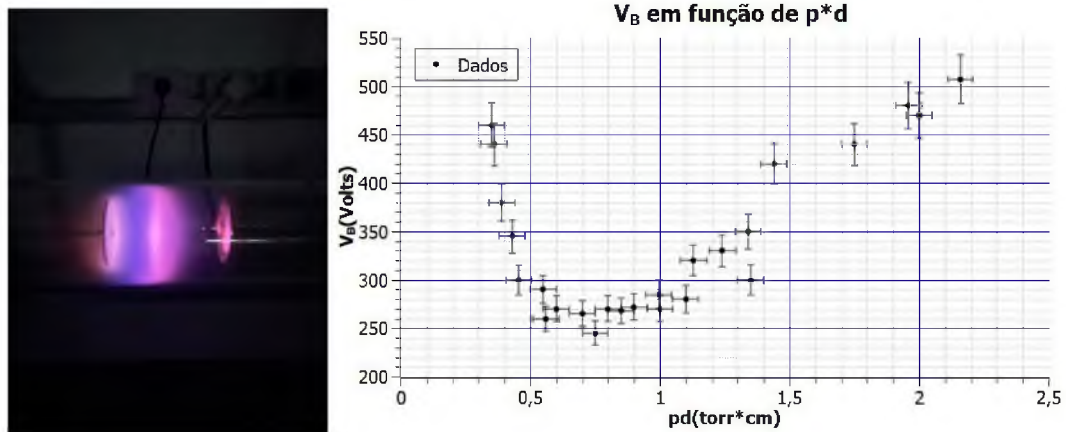


Figura 3.6 – Gerando plasma no tubo de Crookes e gráfico $V_B \times p \cdot d$ (torr * cm) (Curva de Paschen).

nitrogênio, o que foi evidenciado pela cor rosa da luz emitida e comparado com a curva de Paschen.

A curva de Paschen obtida forneceu um modelo quantitativo da relação entre a tensão de descarga e a pressão do gás, sendo fundamental para o entendimento das propriedades do plasma em diferentes condições. O Tubo de Crookes se mostrou uma ferramenta valiosa para estudar descargas elétricas e processos físicos em plasmas, contribuindo significativamente para o aprendizado científico e tecnológico.

3.6.3 Sonda de Langmuir

Atualmente um dos principais técnicas de diagnostico de plasma é a sonda de Langmuir. Esse método foi o primeiro método criado pelo Irving Langmuir, servindo para determinar a densidade de elétrons, a temperatura dos elétrons e a corrente de íons a um pequeno eletrodo metálico ou sonda com diferentes tensões aplicadas à sonda. Para determinar esses parâmetros de um plasma, é colocado uma sonda pequena condutiva dentro do plasma e observar a corrente na sonda em função da diferença entre a sonda e o potenciais espaciais do plasma. O potencial espacial do plasma é apenas a diferença de potencial do volume do plasma com respeito ao anodo. Ele cresce em o desbalanço da taxa de perda de elétrons e íons, e depende das condições de superfície do anodo e o filamento.

Na imagem 3.7 mostra o perfil esperado do gráfico gerado utilizando uma sonda de Langmuir. Vale ressaltar que a obtenção dos dados pode ser feita de maneira manual, mudando a tensão manualmente, ou pode se utilizar uma varredura utilizando um gerador de ondas com um amplificador. Note que quando V_p passa do potencial espacial de plasma (V_s) a corrente coletada é no nível de saturação de elétrons e os íons são repelido. Na região "B" é totalmente o oposto, nessa região é possível determinar a temperatura de elétrons " T_e ", podendo obter a saturação de íons e elétrons usando essa temperatura, também sendo possível determinar a densidade eletrônica e iônica com a temperatura de elétrons.

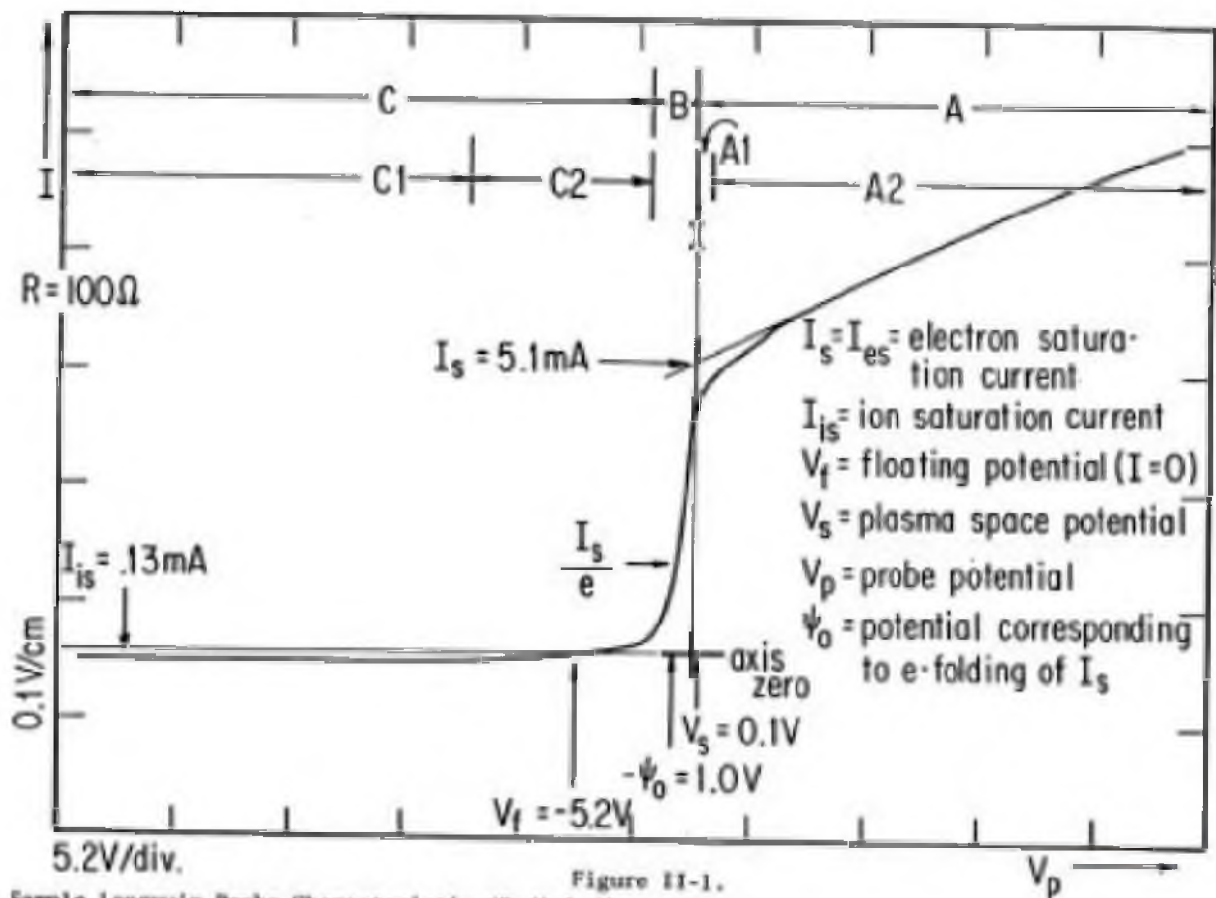


Figura 3.7 – Gráfico do comportamento de uma sonda de Langmuir do Livro Fonte: (Wong, 1977)

I-Corrente de saturação dos elétrons

Para calcular a corrente de saturação de elétrons é analisado a região onde todos os elétrons ficam em volta da sonda, é preciso saber a corrente de saturação dos elétrons (I_s), é possível observar no gráfico na parte positiva quando o gráfico se estabiliza. Usando a relação:

$$I_s(v) = n_e e A \left(\frac{K T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (3.40)$$

Usando essa equação é possível determinar a corrente de saturação dos elétrons no plasma sendo estudado.

$$n_e = \frac{I_s}{eA} \left(\frac{2\pi m_e}{K_B T_e} \right)^{1/2} \quad (3.41)$$

II-Corrente de saturação dos íon

A corrente de saturação dos íons (I_{is}) não é dada em uma expressão simples. Quando se tem uma saturação de íons, nenhum elétron é atraído pela sonda, então V_p deve ser negativo, utilizando a temperatura em Kelvin, podemos calcular a corrente de saturação dos íons com a seguinte formula:

$$I_{is} = n_i e A \left(\frac{2K_b T_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (3.42)$$

lembrando que A é a superfície exposta da sonda de Langmuir, e é a carga do elétron, m_i é a massa do íon sendo estudado e $K_B T_e$ é a temperatura em elétron Volts.

$$n_i = \frac{I_{is}}{eA} * \left(\frac{m_i}{2K_B T_e} \right)^{1/2} \quad (3.43)$$

III- Potencial do plasma V_f

É possível determinar o potencial do plasma de duas maneiras, a primeira usando a equação:

$$V_f = -\frac{K_B T_e}{e} \ln \left(\frac{m_i}{4\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (3.44)$$

Considerando $V = V_f$, é possível colocar os dados obtidos da corrente no gráfico em escala logarítmica, sendo possível calcular. Também é possível determinar a corrente de saturação extrapolando no gráfico.

IV-Temperatura dos elétrons T_e

Para determinar a temperatura dos elétrons é obtido da equação:

$$\frac{d \ln |I|}{dV} = \frac{e}{K_B T_e} \quad (3.45)$$

Também pode fazer a seguinte aproximação:

$$\frac{\Delta(\ln |I|)}{\Delta(V)} = \frac{e}{K_B T_e} \quad (3.46)$$

3.6.3.1 Tipos de sonda de languir

Existem vários formatos para uma sonda de Langmuir, podendo ser esférica, cilíndrico e em formato de achatado, como é possível ver na Fig. 3.8.

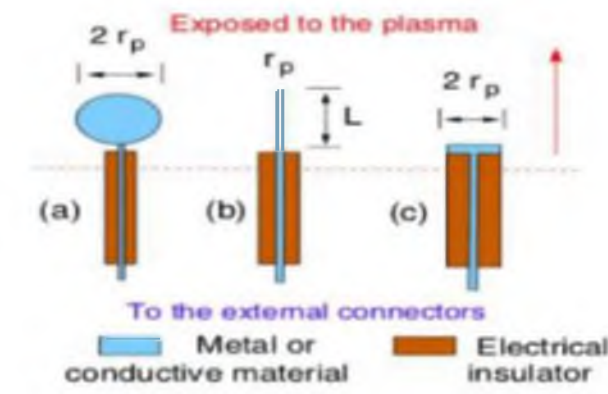


Figura 3.8 – Formatos da sonda de Langmuir. Fonte: (Suryana *et al.*, 2021)

É importante lembrar que a cada mensuração é necessário conhecer as suas medidas para calcular a superfície exposta ao plasma e usar um metal que não evapore no vácuo.

3.6.3.2 Resultados e Discussão

A análise dos dados experimentais, com a curva característica de Langmuir, que pode ser visto na figura 3.7, permitiu calcular os seguintes parâmetros:

- Temperatura dos elétrons: 40.847,93 K (aproximadamente 3.52 eV);
- Densidade eletrônica: $6,29 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$;
- Densidade iônica: $1,03 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$.

Os resultados obtidos mostram consistência com a literatura, confirmando que a sonda de Langmuir utilizada é uma ferramenta eficaz para o diagnóstico de plasmas em experimentos de física. Vale também lembrar que $1 \text{ eV} = 11604,52 \text{ K}$

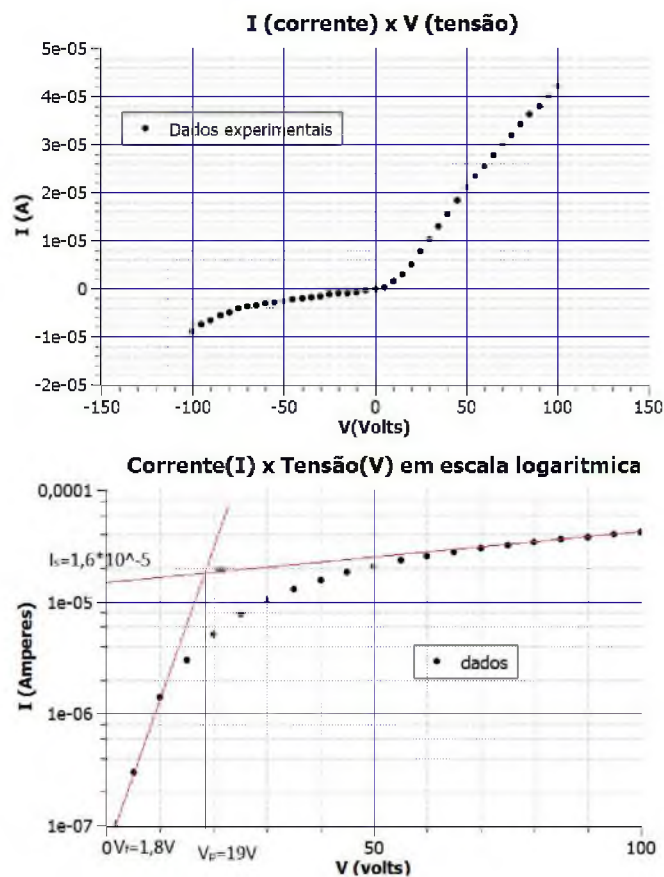


Figura 3.9 – Curva de Langmuir em gráfico em escala linear e logarítmica, a escala log ajuda observar o ponto de saturação de íons positivos. Fonte:autor

O experimento revelou padrões consistentes e características físicas preliminares do plasma, embora alguns dados tenham sido indiretos devido às limitações da própria sonda de Langmuir e interferências experimentais.

3.6.4 Analisador de energia

De acordo com Wong (Wong, 1977), sondas planas para diagnostico de plasma conseguem tirar parâmetros como: densidade e temperatura dos elétrons em um plasma. Para extrair parâmetros da energia dos íons, é preciso adicionar um um eletrodo para eliminar interferência dos elétrons, assim sendo possível medir a temperatura iônica.

Um analisador de energia tem um formato capaz de medir a temperatura iônica. Esse dispositivo consiste em um dispositivo com duas malhas com um material condutor na frente de uma placa coletora, o objetivo da primeira malha (G1) exposta ao plasma é repelir os elétrons, ela tem um potencial flutuante (não é conectada a nenhuma fonte), sendo possível passar apenas os íons, a segunda malha (G2) é conhecido como discriminador, essa malha tem uma carga variável, é conectada a um multímetro para extrair os dados do plasma, e por fim tem uma placa coletora (P), ela é conectada a uma fonte com uma tensão fixa, de acordo com Wong (Wong, 1977), normalmente fixada em 60 V.

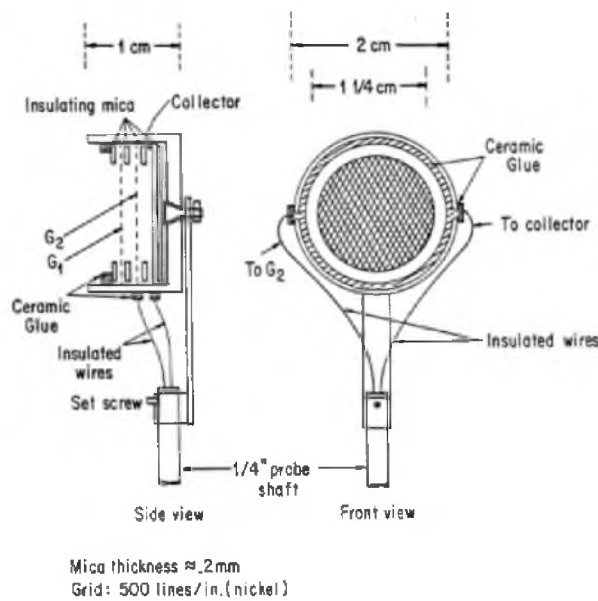


Figura 3.10 – Esquema de construção de um analisador de energia. Fonte: (Wong, 1977)

De acordo com o autor (Wong, 1977), a distancia das grades devem ser da ordem de 1 a $10\lambda_D$, em que λ_D é o comprimento de Debye. A sonda deve ser posicionada em direção ao fluxo de plasma de tal forma que o campo elétrico, criado pelo dispositivo (coletora e grades), de maneira coaxial ao componente vetorial à ser analisado.

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho}{r^2}, \quad (3.47)$$

em que P é a pressão do plasma, r é o raio, G é a constante gravitacional, $M(r)$ é a massa contida dentro do raio r , e ρ é a densidade do plasma.

4 Magnetosfera Terrestre

Como já foi descrito neste trabalho, a Terra tem um campo magnético, formando uma estrutura parecida com um dipolo magnético. Esse campo magnético é formado por conta do ferro derretido em movimento no núcleo externo. É possível se orientar com uma bússola, mas é importante ressaltar que o norte magnético não fica na mesma localização do norte geográfico. De acordo com Moldwin ([Moldwin, 2022](#)), o dipolo magnético terrestre está inclinado aproximadamente a 11° , com respeito ao eixo de *spin*.

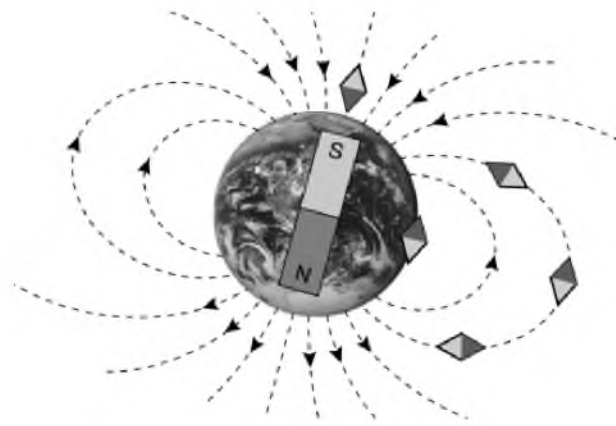


Figura 4.1 – Dipolo magnético terrestre. Fonte: NASA StarGazer.

O espaçamento das linhas da Fig. 4.1 representa a intensidade do campo magnético, que é descrito por essa proporção:

$$\left\{ |B| \propto \left(\frac{1}{r^3} \right) \right\}, \quad (4.1)$$

em que B é campo magnético, “ r ” é a distância do objeto para o dipolo. Alguns satélites tem instrumentos que medem o campo magnético terrestre, conseguindo mapear a sua direção e intensidade desse campo. Essas missões comprovaram a existência dessas linhas de força na Terra e em outros planetas como Júpiter e Saturno.

4.1 Estrutura da Magnetosfera interna

Na primeira imagem desse trabalho, Fig. 1.1 na página 16, é possível observar as linhas de campo formadas pelo dipolo magnético terrestre, que corresponde à magnetosfera.

Na magnetosfera, há uma região considerada fria – com temperatura em aproximadamente 1 eV –, contendo um plasma com densidade de, aproximadamente, 1000 partículas por centímetro cúbico, que circula a Terra. Essa região em questão é a *plasmosfera*, a região com o plasma mais denso da magnetosfera, que consiste, basicamente, em hidrogênio e hélio.

O vento solar comprime as linhas do campo no lado diurno, e as estica no lado noturno da Terra. Essas regiões estão a, aproximadamente, 6,6 raios terrestres de distância, formando uma espécie de cauda. Nessas regiões que se formam as reconexões magnéticas. São essas interações entre Sol e Terra que geram irregularidades no dipolo magnético, e influenciam a estrutura da magnetosfera. Fenômenos assim estão diretamente relacionados com o cinturão de Van Allen, que alberga partículas altamente energéticas em condições específicas.

Os cinturões de radiação de Van Allen ficam em volta da plasmosfera. Essas regiões são conhecidas por ter partículas altamente energéticas presas na magnetosfera terrestre, chegando a ter 200 *KeV*, enquanto os cinturões de radiação tem partículas com um regime relativístico, cujas velocidades são próximas da velocidade da luz e carregam em si uma grande quantidade de energia cinética.

4.2 A Magnetosfera e sua Relação com Plasmas

A magnetosfera terrestre é uma região dominada pelo campo magnético da Terra, onde plasmas de origem solar interagem com a atmosfera e o campo magnético. Esse fenômeno é crucial para entender como os plasmas espaciais afetam nosso planeta.

4.2.1 Cinturões de Van Allen

Os cinturões de Van Allen (Fig. 4.2) são duas zonas concêntricas de partículas carregadas, onde os plasmas são capturados pelo campo magnético terrestre.

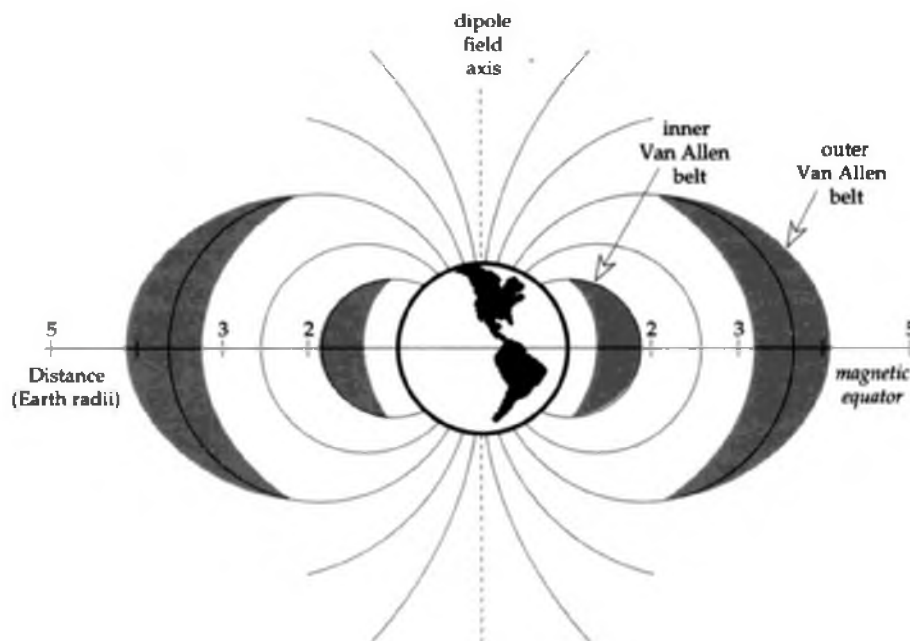


Figura 4.2 – Ilustração esquemática dos cinturões de Van Allen. Fonte: (Lowrie, 1997)

De acordo com o (Lowrie, 1997), o cinturão na região próxima do planeta (*inner Van Allen belt*) é constituída de partículas positivamente carregadas, ou seja, majoritariamente de prótons e mais radiação. A parte mais externa (*outer Van Allen belt*) é constituída de partículas negativamente carregadas, ou seja, majoritariamente de elétrons.

Durante tempestades solares, essas regiões podem variar amplamente, dependendo da intensidade da tempestade.

4.2.2 Tempestades Geomagnéticas

As tempestades geomagnéticas são perturbações temporárias do campo magnético da Terra causadas por eventos solares que liberam grandes quantidades de plasmas e campos magnéticos. Em situações de tempestades geomagnéticas, partículas energizadas ficam presas na magnetosfera em espelhos magnéticos formados nas linhas de campo.

Uma partícula energizada, dentro de um meio com campo magnético e elétrico, tem um movimento ciclotrônico. O centro guia da órbita da partícula fará um movimento helicoidal até atingir os pontos onde ocorrem a reflexão e a inversão do movimento, sendo possível observar na Fig. 4.3.

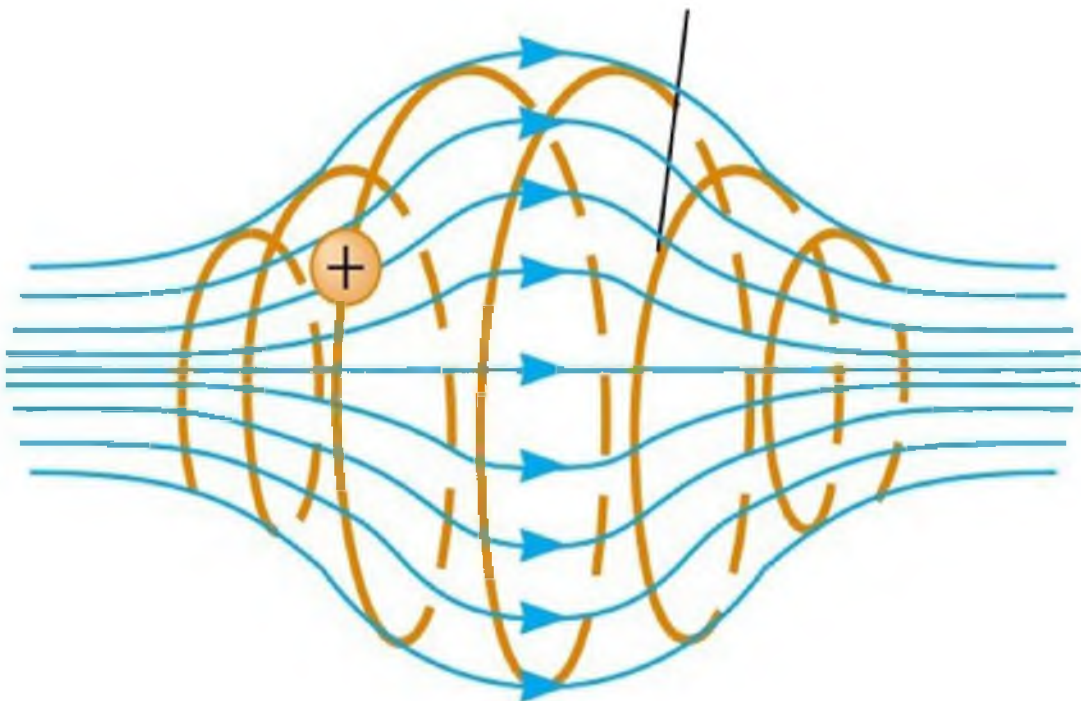


Figura 4.3 – Órbita de uma partícula energizada em um campo magnético. Fonte: (Serway; Jewett; Perroomian, 2000).

No campo de velocidades da partícula, existe um cone de perdas, como visto na Fig. 4.4. Esse cone delimita uma região com as velocidades paralelas às linhas de campo (V_{\parallel}) e velocidades perpendiculares (V_{\perp}). O cone serve para exemplificar o limite do movimento de uma partícula que consegue ficar contida dentro do espelho e, quando ela é ejetada significa,

que a partícula saiu do cone de perdas. No caso $V_{\parallel} < V_{\perp}$, a partícula continua confinada dentro da garrafa magnética, ao passo que, na situação em que $V_{\parallel} > V_{\perp}$, a partícula não fica confinada, e sai do espelho magnético (Serway; Jewett; Perroomian, 2000).

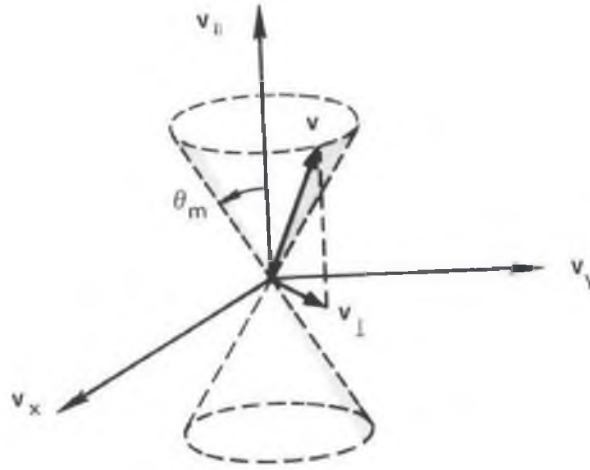


Figura 4.4 – Ilustração do cone de perdas

O experimento com a sonda de Langmuir, descrito nesse trabalho, foi realizado em um HPT¹, que tem uma configuração de espelho magnético, como é possível observar na Fig. 4.5. O plasma analisado foi das partículas que tiveram uma velocidade perpendicular maior que a velocidade paralela, similar às partículas que saem da garrafa presas na magnetosfera.

Quando essas partículas saem da garrafa magnética, elas seguem as linhas de campo que as levam aos polos magnéticos terrestres, interagindo com a atmosfera. Um fenômeno muito conhecido é o das auroras boreais e austrais, que consistem na interação de partículas energizadas com a atmosfera. Esse é o motivo de ocorrerem, majoritariamente, próximas aos extremos dos hemisférios, como é possível ver na Fig. 4.6. Na interação das partículas com a atmosfera, elétrons se chocam com moléculas presentes aqui, excitando-as e emitindo luz. Depois disso, voltam ao estado sem excitação.

Um exemplo feito em laboratório que possibilita visualizar um espelho magnético é no trabalho apresentado na Ref. (Silva, 2003). Foi feita uma medida em um plasma confinado gerado com ondas de RF. Essas ondas se acoplam com o movimento de giro dos elétrons. Ele usou uma frequência de 480 MHz, o campo magnético com uma intensidade de 480 Gauss. Foi feito um perfil do plasma utilizando uma sonda de Langmuir. Na Fig. 4.7, é possível observar a temperatura e a densidade do plasma.

As relações da velocidade transversal e perpendicular das partículas no plasma mostram um aumento na energia cinética média dos elétrons em regiões com um campo magnético mais intenso. A sonda de Langmuir foi posicionada a 20 cm de distância da flange,

¹ Helicon Plasma Thruster, propulsor do tipo elétrico, utiliza uma antena de Radio Frequência para gerar o plasma e um sistema de bobinas para acelerar partículas e gerar propulsão.

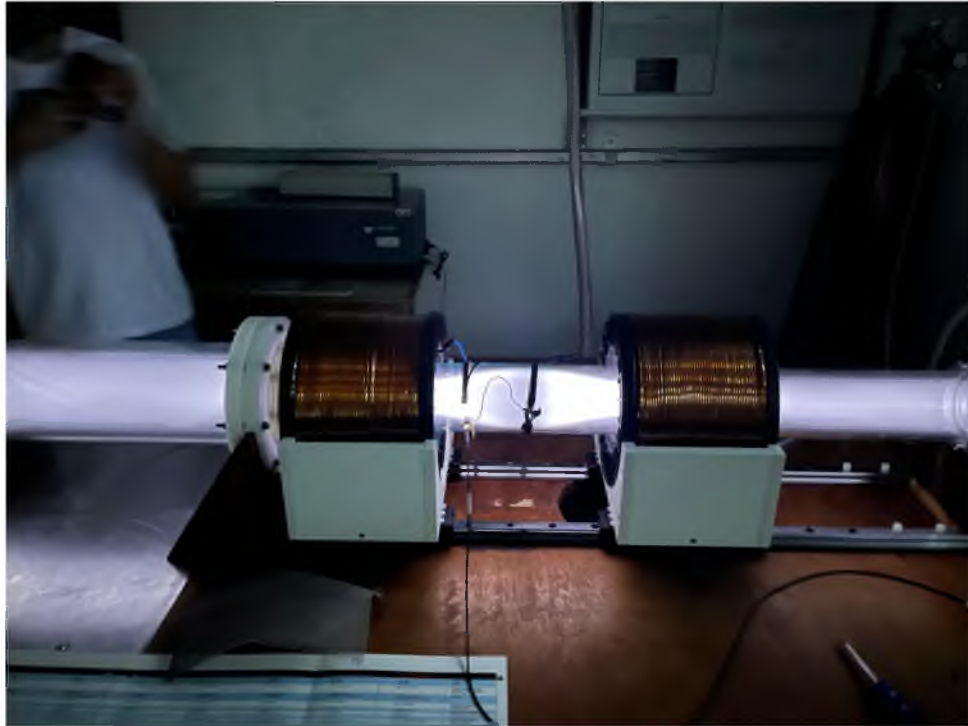


Figura 4.5 – Espelho magnético dentro do experimento com a sonda de Langmuir. Fonte: autor

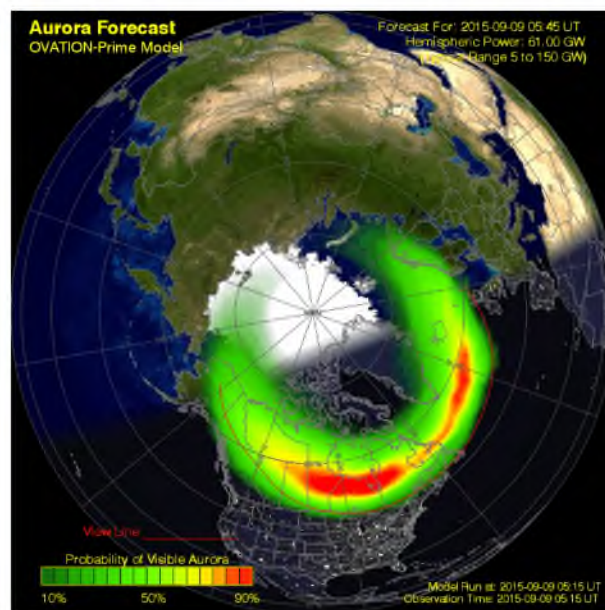


Figura 4.6 – Imagem de uma aurora boreal. Fonte: NOAA/SWPC

medindo assim os parâmetros do plasma na cúspide magnética, semelhante à da Fig. 4.5.

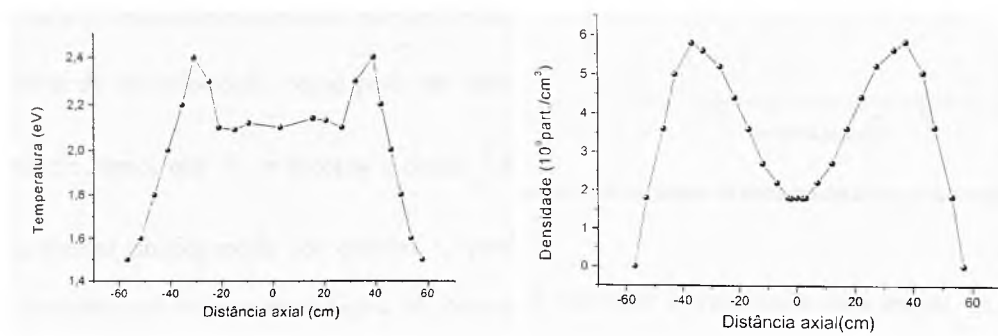


Figura 4.7 – Densidade e temperatura do plasma em um eixo axial da descarga RF em um espelho magnético. Fonte: (Silva, 2003)

5 Magnetosferas de Júpiter e de Saturno

Os planetas Júpiter e Saturno são considerados gigantes gasosos do Sistema Solar. Além de serem conhecidos pelo seu tamanho e seus anéis, eles tem um campo magnético muito intenso.

5.1 Magnetosfera de Júpiter

Júpiter é o maior planeta do Sistema Solar e o quinto mais próximo do Sol. Suas principais características são apresentadas a seguir.

- Distância média do Sol: 778 milhões de quilômetros
- Diâmetro equatorial: 143000 quilômetros
- Massa: 318 massas terrestres
- Gravidade: $22,9 \text{ m/s}^2$
- Densidade: 1310 kg/m^3
- Período de rotação: 0,409 dias
- Período de translação: 11,9 anos
- Satélites conhecidos: 69 e anéis
- Temperatura média: $-150 \text{ }^\circ\text{C}$

A atmosfera de Júpiter é muito profunda, compreende boa parte do planeta. Ela é composta principalmente por hidrogênio e hélio, com pequenas porções de metano, amônia, vapor de água e outros componentes.

De acordo com (Hubbard; Smoluchowski, 1973), em 1935, Eugene Wigner (1902-1995) e Hillard Bell Huntington (1910-1992) indicaram a possibilidade de existir uma propriedade do hidrogênio (H), que em altas pressões, pode ter condução elétrica, mais conhecido como hidrogênio metálico.

Uma explicação mais plausível para o campo magnético em um planeta, é a presença de um mecanismo chamado dínamo, uma corrente de convecção gerado por um núcleo convectivo. No caso de Júpiter, existem características específicas que geram um período de translação de acordo com o modelo estrutural de Júpiter (Fig. 5.1). O hidrogênio metálico citado anteriormente, forma uma espécie de dínamo, no qual elétrons conseguem se mover livremente por conta da sua condutividade.

A estrutura da magnetosfera de Júpiter é semelhante à magnetosfera terrestre, o raio da sua magnetosfera chega a aproximadamente 45 a 100 raios de Júpiter (o raio de Júpiter é de 71.492 km).

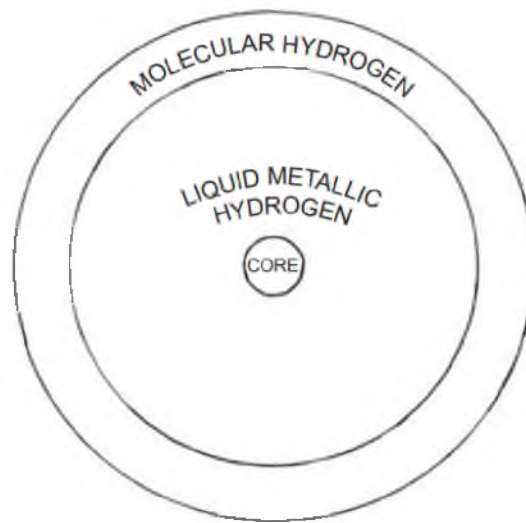


Figura 5.1 – Modelo estrutural de Júpiter. Fonte: (Eales, 2009)

As sondas Voyagers, em particular, descobriram fenômenos importantes na magnetosfera de Júpiter. Este é o caso, por exemplo, do *Plasma Torus* ao longo da órbita de Io, a lua vulcânica de Júpiter. As sondas também elucidaram fenômenos relacionados com as ondas de plasma e a emissão de ondas de rádio a partir da magnetosfera de Júpiter.

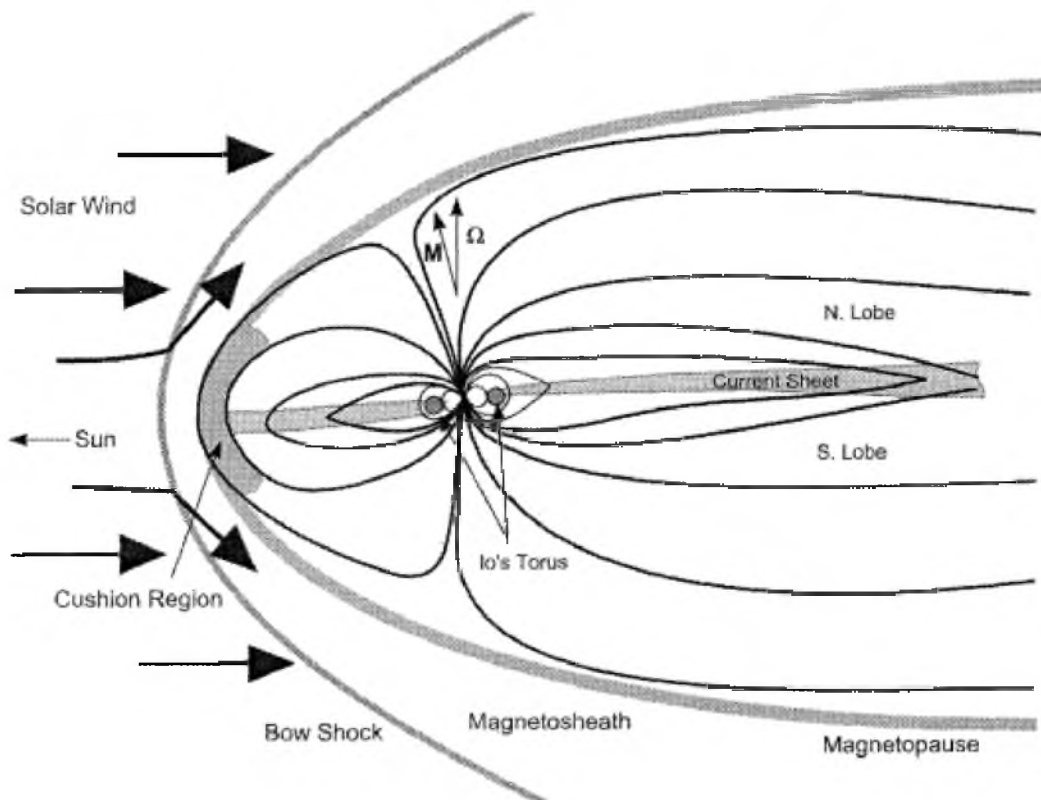


Figura 5.2 – Estrutura da magnetosfera de Júpiter, é possível observar o Plasma Torus de Io. Fonte: (Khurana *et al.*, 2004)

A extensão da magnetosfera de Júpiter é gigante, medidas feitas pela missão Voyager detectaram linhas de campo que se estendem do lado oposto de Júpiter, em relação ao Sol, até a órbita de Saturno. Se fosse visível a olho nu, no céu terrestre seria possível comparar com o diâmetro da Lua da Terra.

5.1.1 Torus de plasma de Io

Uma das características únicas da magnetosfera de Júpiter é o Torus de Io, possível de observar na Fig. 5.2. Essa região toroidal existe na passagem da órbita da lua Io, uma das 4 luas galileanas, que contem uma alta quantidade de íons pesados (um plasma).

O motivo de Io expelir matéria para o espaço é por conta da atividade vulcânica ativa no seu interior, influenciado pelo efeito de maré gerado por conta da sua proximidade com Júpiter.

De acordo com (Thomas, 1998) a primeira vez que foi detectado essa região foi por Kupo em 1976 e por Pilcher e Morgan em 1979 usando medições espectroscópicas baseadas em terra, focando nos comprimentos de onda no espectro do vermelho, excitado por colisão de S^+ entre 6716 e 6731 Å e emissões de O^2 em 3726 a 3729 Å. Esses experimentos foram feitos utilizando os equipamentos presentes da Voyager 1, que possui um espectrômetro de ultravioleta.

Essas detecções foram responsáveis para ajudar a montar um gráfico que mostra a estrutura magnetosfera Jupiteriana. Essa PTI (Plasma Torus de Io) tem um raio de aproximadamente $4,9 R_J$ (raios Júpiter, onde $R_J = 7,14 \cdot 10^7$ m).

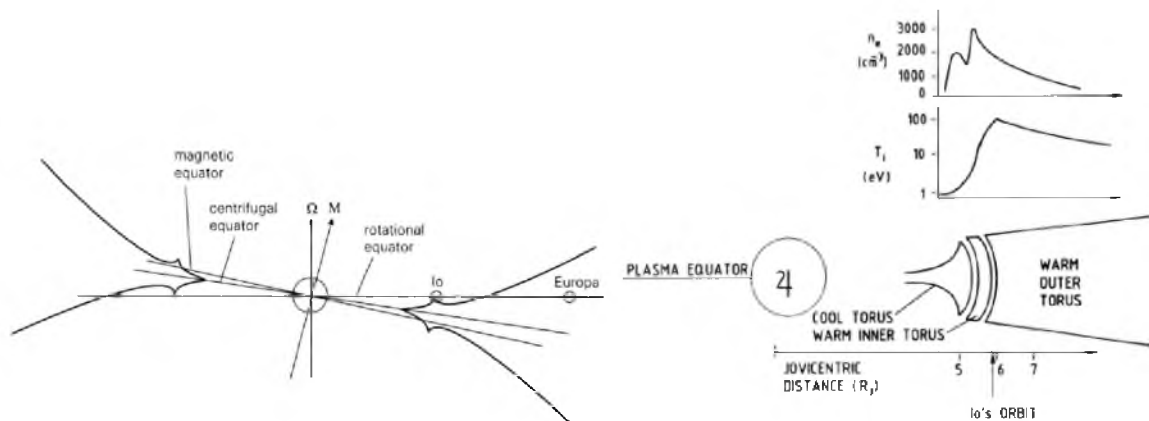


Figura 5.3 – Na imagem de acima é o equador do campo magnético de Júpiter inclinado a 9,8 graus. O Plasma Torus segue a geometria do campo magnético. Na imagem em baixo é um perfil do Plasma Torus. Fonte:(Thomas, 1998)

Os íons produzidos é resultado do impacto de elétrons que ionizam os átomos ejetados da lua Io. As linhas do campo magnético passam pela lua a 57 km/h , os íons são capturados pelo campo e começam a girar com a rotação de Júpiter, completando uma órbita em aproximadamente 9925 horas.

Como é possível na Fig. 5.3 as condições do plasma nessa estrutura podem variar, esses dados foram possíveis ser obtidos utilizando sondas de Langmuir. A região mais próxima de Júpiter tem um plasma mais frio, com uma densidade de elétrons maior. Regiões mais distantes tem um plasma com temperaturas maiores, com maior concentração de íons.

5.2 Magnetosfera de Saturno

Saturno é o segundo maior planeta do Sistema Solar e o sexto mais próximo do Sol. Suas principais características são apresentadas a seguir.

- Distância média do Sol: 1.430 milhões de quilômetros
- Diâmetro equatorial: 120.000 quilômetros
- Massa: 95,1 massas terrestres
- Gravidade: $9,05 \text{ m/s}^2$
- Densidade: 704 kg/m^3
- Rotação: 0,443 dias
- Translação: 29,5 anos
- Satélites conhecidos: 30 luas e anéis
- Temperatura: $-139/-185^\circ\text{C}$ (atmosfera)
- Principais componentes da atmosfera: Hidrogênio e Hélio

O interior de Saturno, semelhante ao de Júpiter (ver Fig. 5.1), consiste em um núcleo rochoso, uma capa de hidrogênio metálica líquida (devido às altas pressões e altas temperaturas internas) localizado a um terço do centro do planeta, e uma capa de hidrogênio molecular.

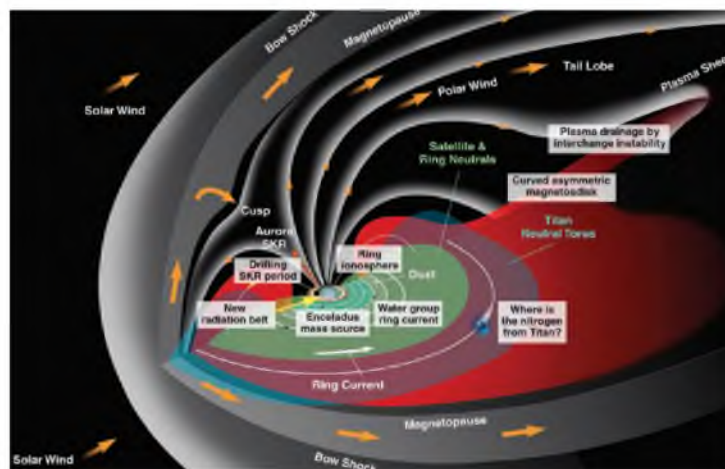


Figura 5.4 – Magnetosfera de Saturno. Fonte: (Gombosi; Ingersoll, 2010)

Os aparelhos da missão Voyager revelaram que o planeta está circundado por uma espessa ionosfera, como é possível ver na ilustração da Fig. 5.4. Semelhante ao Plasma Torus formado pela lua Io em Júpiter, em Saturno há um Plasma Torus formado pela lua Titan.

O tamanho da magnetosfera de Saturno é entre 10% a 20% menor do que a de Júpiter. A maior parte do plasma em Saturno é originado dos objetos que orbitam o planeta, sendo eles os anéis, a lua Enceladus (maior lua de Saturno) e outras luas congeladas.

6 Clima Espacial

As magnetosferas são estruturas geradas por influência de campo magnético que envolvem um corpo celeste. Todo corpo que apresenta ter um dínamo no seu interior gera um campo magnético em sua volta, funcionando de maneira similar a um dipolo magnético em larga escala.

No caso do planeta Terra, o campo é formado devido à rotação do núcleo externo líquido, que gera um campo magnético e, conseqüentemente, a magnetosfera. Acredita-se que o efeito seja gerado pela rotação do material pastoso, que é feito de ferro e níquel, que compõe a região mais externa do núcleo do planeta, que passa a atuar como dipolo magnético. Mas a dinâmica dessa polarização ainda não é muito conhecida.

Magnetosfera é o volume espacial ao redor de um corpo astronômico que é controlado pelo campo magnético do objeto. A magnetosfera da Terra é a cavidade formada pelo campo magnético terrestre, que está imerso na corrente de plasma vinda do Sol, conhecida por vento solar.

O magnetismo do planeta se comporta como um escudo protetor contra partículas energéticas emitidas pelo Sol, além de proteger de parte da radiação cósmica, que, de outra forma, incidiria sobre a superfície, fazendo com que a Terra se tornasse um ambiente pouco hospitaleiro à vida.

Semelhante à estrutura da atmosfera que é dividida em camadas, a magnetosfera também é dividida em seções, sendo as mais conhecidas a magnetosfera interna e a magnetosfera externa.

Desde a antiguidade, os seres vivos utilizam o campo magnético para várias aplicações, sendo uma delas a bússola. O primeiro registro que se tem de bússolas é que elas foram criadas na China no século I. E talvez a função mais importante do campo magnético da terra, é a proteção contra CMEs, ventos solares que bombardeiam os planetas do sistema solar a quase todo o momento.

Existe um grande acúmulo de partículas carregadas, provenientes de ventos solares, que ficam aprisionadas no campo magnético da terra, influenciando a atmosfera do nosso planeta.

Na Fig. 6.1, é possível observar praias solares e regiões ativas. Nesse dia ocorreu 135 manchas solares, o fluxo de fundo foi de C1.57¹ e o fluxo máximo foi de C6.26^{2,3}. Vale

¹ O fluxo de fundo é o nível mínimo de radiação solar na faixa de rádio

² O Fluxo máximo o pico de radiação solar na faixa do rádio, considerada uma atividade solar moderada a alta, podendo indicar regiões ativas no Sol

³ O índice "C" está relacionado à escala de índice de fluxo solar em um comprimento de onda de 10,6 cm (ou uma frequência de 2,8 GHz)

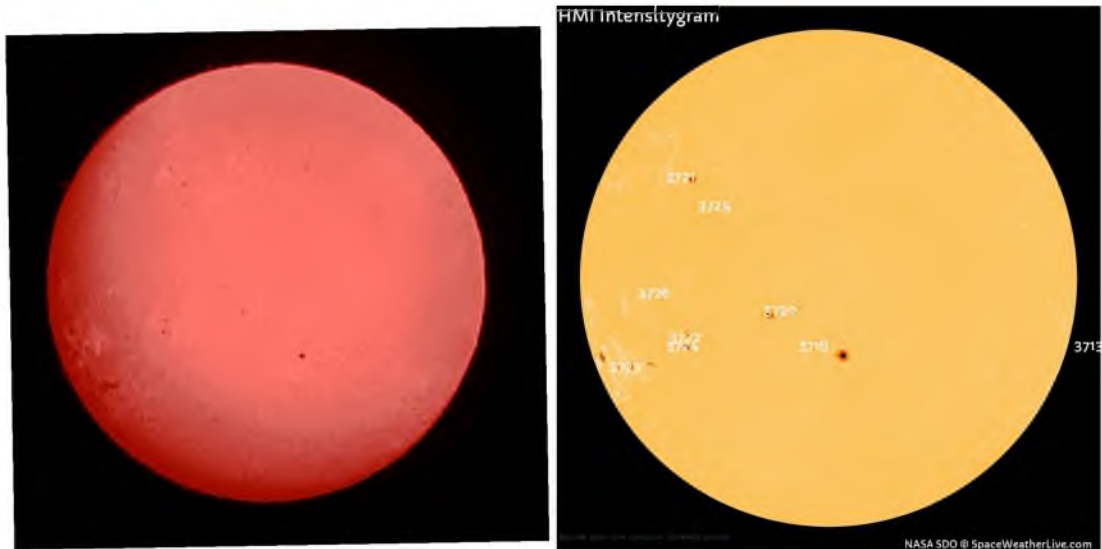


Figura 6.1 – A esquerda uma imagem do Sol registrada no dia 25/06/2024 no campus Darcy Ribeiro/UnB, utilizando telescópio Coronado Solarmax II 90 com um filtro $H - \alpha$. Fonte: autor. Foto do Sol da SDO (Solar Dynamics Observatory) do dia 25/06/2024. Fonte: ([SpaceWeatherLive, 2025](#))

lembrar que o fluxo de fundo é o nível básico de radiação que o Sol emite, excluindo grandes explosões (flares). O fluxo máximo é o nível mais alto de radiação que o Sol emite durante um período, possivelmente ligado a atividades extremas (erupções solares).

Uma tempestade solar demora em torno de 15 horas a 18 horas para chegar na Terra. De acordo com o site ([SpaceWeatherLive, 2025](#)), o índice de Perturbação do Tempo de Tempestade pode ser visto na Fig. 6.2

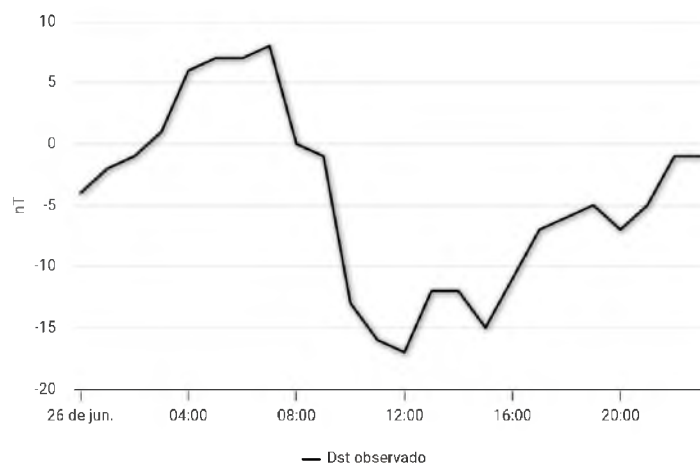


Figura 6.2 – Índice de Perturbação do Tempo de Tempestade retirado do WDC Kyoto Observatory um dia depois do registro do Sol. Fonte: ([SpaceWeatherLive, 2025](#))

6.1 Ciclo solar

O Sol tem um campo magnético muito intenso, juntamente, campos poloidais são gerados na superfície e migram em direção aos polos, por conta de uma rotação diferencial do Sol, parte das linhas dos campos poloidais são transportadas para zona de convecção pelo fluxo descendente em altas latitudes e começam a ser cortadas pela rotação diferencial do Sol, formando assim campos toroidais.

Fazendo observações do Sol, é possível notar que a polaridade magnética do Sol inverte juntamente com a formação desses campos toroidais. Essas linhas de campo no Sol são responsáveis por formar manchas solares. Essas manchas são formadas em altas latitudes até chegar perto das latitudes de 15° norte e sul do Sol, como é possível observar na Fig. 6.3.

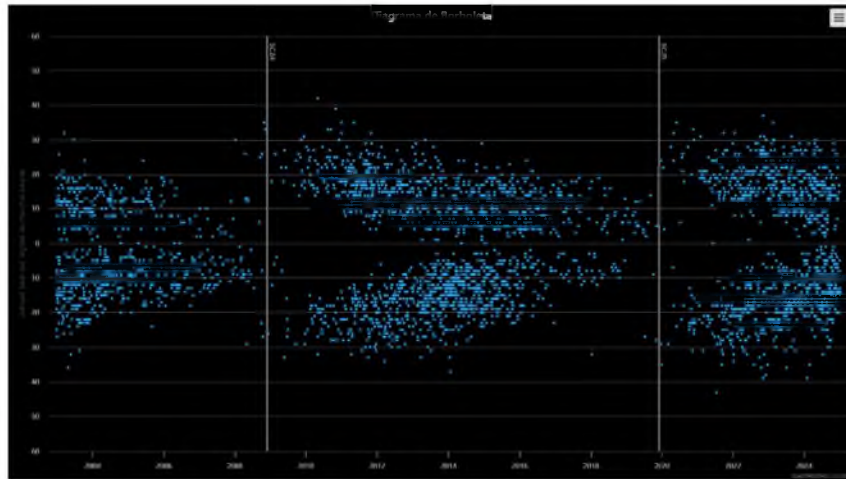


Figura 6.3 – Diagrama de borboleta, imagem da latitude do Sol ao longo do tempo, é possível observar que as manchas solares se concentram no equador do Sol a cada 11 anos. Fonte: (SpaceWeatherLive, 2025)

Nessa imagem, é possível observar que tem um ciclo de manchas solares, que acontecem a cada 11 anos, veja a Fig. 6.4, o número de manchas solares pode variar a cada ciclo, de acordo com o site (SpaceWeatherLive, 2025), no ciclo 23 teve aproximadamente 19835 manchas solares, no ciclo 24 teve aproximadamente 15685 manchas solares, não existindo uma previsão extremamente precisa.

As manchas solares são regiões menos quentes na superfície do Sol onde se tem um campo magnético intenso, gerando o fenômeno de congelamento do plasma nas linhas de campo. O congelamento não significa que o plasma está a temperaturas baixas, mas é gerando uma região que o plasma ali confinado é isolado termicamente dos plasmas vizinhos, por esse motivo são regiões menos quentes.

As manchas solares também estão associadas na formação de fenômenos como CME e o vento solar, assim quanto mais manchas solares mais explosões solares.

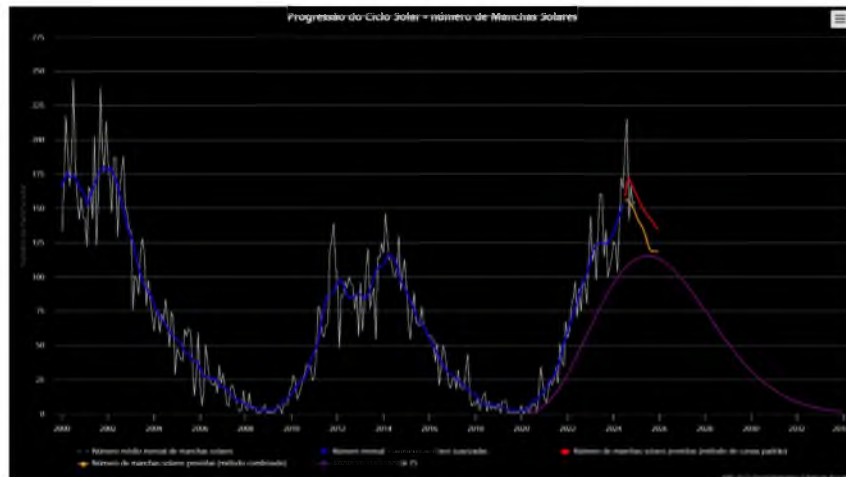


Figura 6.4 – Número de manchas solares no decorrer dos anos. Fonte: (SpaceWeatherLive, 2025)

Por conta do aumento significativo de ocorrências de atividade geomagnética, a preocupação aumenta, como foi citado na introdução, e satélites são desligados para evitar danos.

7 Considerações finais

O presente trabalho de conclusão de curso (TCC) concentrou-se principalmente na apresentação de uma revisão teórica básica da física dos plasmas, experimentos úteis para o estudo dessas estruturas, uma parte histórica do desenvolvimento da área, o clima espacial focando na influencia do Sol no ambiente espacial e o estudo das magnetosferas da Terra, Júpiter e Saturno para o desenvolvimento do o trabalho de conclusão de curso (TCC) completo.

Foi realizado observações do Sol em junho de 2024, utilizando telescópios com filtro H- α como indicado na Fig. 7.1.



Figura 7.1 – Telescópio Coronado SolarMax II. Fonte: autor

Com essas observações foi feita uma análise utilizando *SpaceWeatherLive*, analisando manchas solares e associando com índices retirados por sensores espalhados em vários países.

Neste trabalho, foi realizado um experimento de caracterização de plasma semelhante ao utilizado em sondas espaciais, como é indicado na seção 5.1.1 (p. 47) onde foi tratado sobre o plasma torus de Io, essa região foi detectada a partir de um equipamento semelhante ao experimento feito em laboratório, a sonda de Langmuir. A partir de uma varredura realizada pela sonda Voyager 1, com sonda de Langmuir, é possível verificar um perfil de como temperatura iônica e densidade eletrônica.

Outro ponto relevante para o futuro é investigar como as mudanças no ciclo 25 solar afetam as tempestades geomagnéticas e sua influência nas tecnologias modernas, como

satélites e sistemas de telecomunicações.

Nesse trabalho foi possível realizar uma integração com os experimentos realizados em laboratório com a teoria das magnetosferas da Terra, Júpiter e Saturno e Clima Espacial. Tendo em vista que o plasma está envolvido com as magnetosferas planetárias, clima espacial. Utilizando experimentos com plasma e suas aplicações para estudar esse estado da matéria presente no universo, focando no Sistema Solar.

Referências

- APPLETON, E. V. The ionosphere. **Nobel Lecture**, December 12 1947. Citado na p. 20.
- BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. 2nd. ed. São José dos Campos: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1995. Citado nas pp. 9, 11, 25 e 26.
- BOEHLER, R. Melting temperature of the earth's mantle and core: Earth's thermal structure. **Annual Review of Earth and Planetary Sciences**, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 24, n. 1, p. 15–40, 1996. Citado na p. 17.
- CHEN, F. F. **Introduction to plasma physics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012. Citado nas pp. 22, 24, 26 e 28.
- EALES, S. **Planets and planetary systems**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2009. Citado nas pp. 10 e 47.
- FARIA, J.; CARDOSO, A.; RIBEIRO, T.; PINHEIRO, A.; VASCONCELOS, C. Ensinar e aprender ciências na universidade sénior: Conceções sobre possíveis consequências da inversão do campo magnético terrestre. **EDUCAÇÃO EM CIÊNCIAS EM MÚLTIPLOS CONTEXTOS**, p. 245. Citado na p. 17.
- GIAKOUMAKIS, G. **Imagerie de phase en rayons X haute résolution pour le contrôle non-destructif de matériaux composites**. 2022. Citado nas pp. 9 e 19.
- GOMBOSI, T. I.; INGERSOLL, A. P. Saturn: atmosphere, ionosphere, and magnetosphere. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 327, n. 5972, p. 1476–1479, 2010. Citado nas pp. 10 e 49.
- HOWATSON, A. M. **An introduction to gas discharges: Pergamon international library of science, technology, engineering and social studies**. [S.l.]: Elsevier, 2013. Citado nas pp. 9, 30, 31, 32 e 33.
- HUBBARD, W.; SMOLUCHOWSKI, R. Structure of jupiter and saturn. **Space Science Reviews**, Springer, v. 14, n. 5, p. 599–662, 1973. Citado na p. 46.
- KHURANA, K. K.; KIVELSON, M. G.; VASYLIUNAS, V. M.; KRUPP, N.; WOCH, J.; LAGG, A.; MAUK, B. H.; KURTH, W. S. The configuration of jupiter's magnetosphere. **Jupiter. The planet, satellites and magnetosphere**, Cambridge University Press Cambridge, UK, v. 1, p. 593–616, 2004. Citado nas pp. 10 e 47.
- LANGMUIR, I. Oscillations in ionized gases. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, National Acad Sciences, v. 14, n. 8, p. 627–637, 1928. Citado na p. 20.
- LOWRIE, W. **Fundamentals of Geophysics**. Cambridge University Press, 1997. (Fundamentals of Geophysics). ISBN 9780521467285. Disponível em: <https://books.google.com.br/books?id=7vR2RJSIGVoC>. Citado nas pp. 9, 41 e 42.

- MOLDWIN, M. **An Introduction to Space Weather**. Ann Arbor, MI, USA: Cambridge University Press, 2022. Citado nas pp. 9, 16 e 40.
- SACK, H. **SciHi Blog**. 2023. Accessed: 2024-09-11. Disponível em: <http://scihi.org/>. Citado nas pp. 9 e 20.
- SERWAY, R. A.; JEWETT, J. W.; PEROOMIAN, V. **Physics for scientists and engineers**. [S.l.]: Saunders college publishing Philadelphia, 2000. v. 2. Citado nas pp. 9, 42 e 43.
- SILVA, S. F. da. **Estudo da função distribui]ao de elétrons no cone de perdas de uma máquina de confinamento de plasmas por espelhos magnéticos**. Dissertação (Tese de Mestrado) — Instituto de física UnB, Brasília, Brasil, 2003. Citado nas pp. 9, 43 e 45.
- SpaceWeatherLive. **Progressão do ciclo solar**. 2025. Acessado em: 20 jan. 2025. Disponível em: <https://www.spaceweatherlive.com/pt/atividade-solar/ciclo-solar.html>. Citado nas pp. 10, 52, 53 e 54.
- STAACK, D. A. **Characterization and Stabilization of Atmospheric Pressure DC Microplasmas and their Application to Thin Film Deposition Volume**. Tese (Doutorado) — Drexel University, 2008. Citado nas pp. 9 e 33.
- SURYANA, R.; TEJUMOLA, T. W.; KIM, S.; CHO, M. Design on-board data processing for double langmuir probe on lean satellite. **Journal of Physics: Conference Series**, IOP Publishing, v. 1876, n. 1, p. 012025, apr 2021. Disponível em: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1876/1/012025>. Citado nas pp. 9 e 37.
- THOMAS, N. The io plasma torus. In: _____. **The Three Galileos: The Man, the Spacecraft, the Telescope: Proceedings of the Conference held in Padova, Italy on January 7–10, 1997**. Dordrecht: Springer Netherlands, 1998. p. 225–238. ISBN 978-94-015-8790-7. Disponível em: https://doi.org/10.1007/978-94-015-8790-7_18. Citado nas pp. 10 e 48.
- WITTENBERG, H. Gas tube design. **Electron Tube Design**, v. 792, 1962. Citado nas pp. 9 e 34.
- WONG, A. Y. **Experimental Plasma Physics**. [S.l.]: University of California, Los Angeles, 1977. v. 1. Citado nas pp. 9, 36 e 39.