

Universidade de Brasília - UnB
Faculdade UnB Gama - FGA
Engenharia Aeroespacial

Desenvolvimento de um Neutralizador
Miniaturizado para o Sistema de Propulsão
Elétrica RIT- μ X

Autor: Lui Txai Calvoso Habl
Orientador: Prof. Paolo Gessini, PhD

Brasília, DF
2016



Lui Txai Calvoso Habl

**Desenvolvimento de um Neutralizador Miniaturizado
para o Sistema de Propulsão Elétrica RIT- μ X**

Monografia submetida ao curso de graduação em Engenharia Aeroespacial da Universidade de Brasília, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Aeroespacial.

Universidade de Brasília - UnB

Faculdade UnB Gama - FGA

Orientador: Prof. Paolo Gessini, PhD

Coorientador: Prof. Sébastien R. M. J. Rondineau, PhD

Brasília, DF

2016

Lui Txai Calvoso Habl

Desenvolvimento de um Neutralizador Miniaturizado para o Sistema de Propulsão Elétrica RIT- μ X/ Lui Txai Calvoso Habl. – Brasília, DF, 2016-55 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Prof. Paolo Gessini, PhD

Trabalho de Conclusão de Curso – Universidade de Brasília - UnB
Faculdade UnB Gama - FGA , 2016.

1. Propulsão Elétrica. 2. Sistemas Espaciais. I. Prof. Paolo Gessini, PhD. II. Universidade de Brasília. III. Faculdade UnB Gama. IV. Desenvolvimento de um Neutralizador Miniaturizado para o Sistema de Propulsão Elétrica RIT- μ X

CDU 02:141:005.6

Lui Txai Calvoso Habl

**Desenvolvimento de um Neutralizador Miniaturizado
para o Sistema de Propulsão Elétrica RIT- μ X**

Monografia submetida ao curso de graduação em Engenharia Aeroespacial da Universidade de Brasília, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Aeroespacial.

Trabalho aprovado. Brasília, DF, 29 de Junho de 2015:

Prof. Paolo Gessini, PhD
Orientador

Prof. Sébastien Rondineau, PhD
Convidado 1

Prof. Rodrigo Cerda, PhD
Convidado 2

Brasília, DF
2016

Resumo

Desde o final da década de 2000, a empresa Airbus Defence and Space vem desenvolvendo o RIT- μX , que consiste em um propulsor iônico de pequeno porte que utiliza radiação eletromagnética como mecanismo de ionização do gás propelente. Até os dias de hoje, este propulsor, como a grande maioria dos outros sistemas de propulsão elétrica, tem utilizado o Catodo Oco como fonte de elétrons para neutralização de seu feixe, por sua comprovada robustez e confiabilidade. Ainda assim, visando diminuir a quantidade necessária de fontes elétricas para operar o sistema, deseja-se a obtenção de um novo conceito de neutralizador que possa utilizar de forma compartilhada as mesmas fontes já utilizadas no RIT- μX para ionização e aceleração do propelente. Desta forma, este trabalho tem como objetivo o desenvolvimento de um novo neutralizador para o RIT- μX , que utilize a mesma tecnologia de radiação eletromagnética para assim fornecer a corrente de elétrons necessária para neutralizar seu feixe. A primeira parte do trabalho consiste em uma revisão bibliográfica a respeito de tecnologias similares já existentes. A segunda parte será a respeito da modelagem teórica do sistema, seu dimensionamento e predição de sua performance a partir de modelos analíticos e numéricos. Por fim, a terceira parte abordará o processo de manufatura de um Modelo de Engenharia e apresentará os resultados da investigação experimental conduzida para avaliar a performance deste novo neutralizador.

Palavras-chaves: Propulsão Elétrica. Sistemas Espaciais. Física de Plasmas.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Diagrama básico de um propulsor iônico com grades ¹	14
Figura 2 – Diagrama básico do funcionamento de um Propulsor a Efeito Hall ² . . .	15
Figura 3 – Performance típica e aplicações de propulsores genéricos ³	16
Figura 4 – Diagrama funcional de um RIT	18
Figura 5 – Propulsor RIT- μX durante operação (Crédito: Airbus DS GmbH). . . .	19
Figura 6 – Diagrama básico do funcionamento do filamento aquecido	24
Figura 7 – Diagrama básico do funcionamento do catodo oco	25
Figura 8 – Diagrama básico do funcionamento do catodo ICP	27
Figura 9 – Diagrama básico do funcionamento do catodo CCP	29
Figura 10 – Diagrama básico do funcionamento do catodo ECR	30
Figura 11 – Configurações alternativas do catodo ECR	31
Figura 12 – Diagrama básico do funcionamento do catodo MRC	32
Figura 13 – Diagrama básico do funcionamento do NES	33
Figura 14 – Diagrama básico do funcionamento do catodo FE	34
Figura 15 – Diagrama básico do sistema de ICP de geometria cilíndrica	38
Figura 16 – Ilustração do modelo de transformador	40
Figura 17 – Valores das constantes de reação	42
Figura 18 – Diagramas básicos do modelo de neutralizador utilizado no trabalho . .	47
Figura 19 – Projeto mecânico do neutralizador tradicional	51
Figura 20 – Projeto mecânico do neutralizador alternativo	51

Lista de tabelas

Tabela 1 – Parâmetros operacionais típicos dos sistemas apresentados.	36
Tabela 2 – Parâmetros calculados do neutralizador	50

Lista de abreviaturas e siglas

CCP	<i>Capacitevely Coupled Plasma</i>
CNT	<i>Carbon Nano Tubes</i>
ECR	<i>Electron-Cyclotronic Resonance</i>
EURECA	<i>European Retrievable Carrier</i>
FE	<i>Field Emission</i>
GRC	<i>Glenn Research Center</i>
ICP	<i>Inductively Coupled Plasma</i>
JAXA	<i>Japan Aerospace Exploration Agency</i>
JPL	<i>Jet Propulsion Laboratory</i>
LISA	<i>Laser Interferometer Space Antenna</i>
MRC	<i>Microwave Resonant Cavity</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NES	<i>Nonambipolar Electron Source</i>
RIT	<i>Radio-frequency Ion Thruster</i>

Lista de símbolos

ΔV	Diferença de velocidade de um veículo espacial, m/s
m_0, m_1	Massa inicial e massa final de um veículo, kg
v_e	Velocidade de exaustão de um gás, m/s
I_{sp}	Impulso específico, s
F	Empuxo, N
g_0	Aceleração da gravidade, m/s ²
\dot{m}	Fluxo mássico, kg/s
η_T	Eficiência de propulsão
t	Tempo, s
k_B	Constante de Boltzmann, m ² kg.s ⁻² .K ⁻¹
q	Carga, C, ou calor de evaporação, J
e	Carga do elétron, C
f_w	Frequência de onda, Hz
B	Campo magnético, T
m_e	Massa do elétron, kg
μ_0	Permeabilidade do vácuo, N.A ⁻² , ou viscosidade do fluido, Pa.s
ϵ_0	Permissividade do vácuo, F/m
ϵ_p	Permissividade relativa do plasma
ω	Pulsção da onda incidente, rad/s
ω_{pe}	Frequência eletrônica do plasma, rad/s
ν_m	Frequência de colisões entre átomos neutros, rad/s
j	Unidade imaginária
H_z	Intensidade do campo magnético na direção z, A/m
k_0	Número de onda no vácuo, rad/m

E_θ	Campo elétrico na direção azimutal, V/m
δ	Espessura de penetração da onda, m
c	Velocidade da luz no vácuo, m/s
r_0	Raio interno da câmara de ionização, m
l	Comprimento da câmara de ionização, m
N	Número de voltas da bobina eletromagnética
I_b	Amplitude da corrente que atravessa a bobina, A
n_0	Densidade do plasma, m^{-3}
P_{abs}	Potência absorvida pelo plasma, W
K_{iz}	Constante de reação de ionização, m^3/s
K_{exc}	Constante de reação de excitação, m^3/s
K_{el}	Constante de reação de colisões elásticas, m^3/s
u_B	Velocidade de Bohm, m/s
n_g	Densidade de átomos neutros
λ_i	Livre caminho médio das colisões entre íons, m
h_r, h_l	Razões entre densidade na parede e centro do plasma na direção radial e axial
A_{eff}, d_{eff}	Área e comprimento efetivo de perda de partículas, m^2, m
ϵ_T	Energia perdida ao se perder cada uma das partículas, eV
T_e	Temperatura de elétrons, eV
ϕ_e	Potencial elétrico do anodo, V
ϕ_p	Potencial elétrico do plasma, V
I_0	Corrente de saturação, A
C_e	Custo de extração de corrente, W/A

Sumário

1	Introdução	11
1.1	A Propulsão Elétrica	11
1.1.1	Conceitos Básicos	11
1.1.2	Técnicas de Propulsão	12
1.1.3	Classificação dos Propulsores Elétricos	13
1.1.4	Propulsores Iônicos à Radio-Frequência	17
1.2	Fontes de Elétrons para a Propulsão	19
1.3	Motivação e Objetivos	21
1.4	Escopo e Organização do Trabalho	21
2	Revisão Bibliográfica	23
2.1	Catodos para Propulsão Elétrica	23
2.1.1	Filamento Aquecido	23
2.1.2	Catodo Oco	25
2.1.3	Catodo com Plasma de Acoplamento Indutivo	27
2.1.4	Catodo com Plasma de Acoplamento Capacitivo	28
2.1.5	Catodo com Ressonância Eletro-Ciclotrônica	29
2.1.6	Catodo com Cavidade Ressonante de Microondas	31
2.1.7	Catodo com Plasma Helicon	33
2.1.8	Catodo com Emissão de Campo	34
2.1.9	Discussão	35
2.2	Análise de Plasmas de Acoplamento Indutivo	37
2.2.1	Análise Eletromagnética	37
2.2.2	Modelo de Transformador	40
2.2.3	Balanco de Energia e Partículas	41
2.3	Extração de Elétrons	44
3	Concepção do Neutralizador	46
3.1	Conceito Básico do Sistema	46
3.2	Considerações Teóricas	47
3.3	Dimensionamento e Projeto Mecânico	49
	Referências	52

1 Introdução

Este capítulo tem como foco principal trazer uma apresentação inicial do trabalho como um todo, apresentando o tema a ser desenvolvido e os principais aspectos que serão tratados ao longo do texto.

Na primeira parte do capítulo será realizada uma breve abordagem aos conceitos básicos do campo da propulsão elétrica com o intuito de apresentar ao leitor as informações básicas para que o trabalho de uma maneira geral possa ser compreendido. Logo então, será apresentado os objetivos do trabalho e sua justificativa perante ao estado atual da arte, realizando assim um paralelo entre o que será desenvolvido e o que vem investigado nesta área por todo o mundo.

1.1 A Propulsão Elétrica

1.1.1 Conceitos Básicos

No âmbito da tecnologia aeroespacial, os dispositivos de propulsão tem como objetivo básico promover a troca de momento linear ou angular entre um veículo e seu propelente, visando como resultado que este veículo sofra algum tipo de força determinada e assim o possibilite cumprir determinada tarefa (TURCHI, 1998). Para possibilitar esse mecanismo de troca de energia, o propelente tem que adquirir energia e assim ser acelerado a uma determinada velocidade de exaustão v_e . De forma simplificada, esse mecanismo de troca de momento pode ser descrito pela equação de Tsiolkovsky,

$$\Delta V = v_e \ln \left(\frac{m_0}{m_1} \right) \quad (1.1)$$

Onde ΔV é a variação de velocidade do veículo e m_0 e m_1 é a massa inicial e final do veículo respectivamente. Podemos, dessa forma, perceber que existem principalmente dois parâmetros básicos que podem influenciar a quantidade final de velocidade adquirida, a fração mássica de propelente, e a velocidade final de exaustão do propelente. Como de maneira geral deseja-se minimizar a quantidade de propelente que se utiliza, a velocidade de exaustão acaba por se tornar um dos principais parâmetros de desempenho para se caracterizar um sistema de propulsão. Em seu formato mais comum a velocidade de exaustão é representada pelo chamado Impulso Específico (HUMBLE et al., 2008), que é

definido como,

$$I_{sp} \equiv \frac{F}{g_0 \dot{m}} = \frac{v_e}{g_0} \quad (1.2)$$

Onde F é o empuxo gerado pelo propulsor, \dot{m} é o fluxo mássico de propelente e g_0 é a aceleração da gravidade no nível do mar. Essa definição possibilita que a unidade resultante do Impulso Específico seja o segundo, tornando-se assim independente da unidade de massa utilizada.

Outro parâmetro fundamental na análise de sistemas de propulsão aeroespaciais é sua eficiência. De maneira geral, sua expressão pode ser definida como a razão entre a potência fornecida ao sistema de propulsão, P_{in} , e a potência cinética contida no jato resultante. Desta forma, utilizando a expressão da potência do jato como $P_j = (1/2)\dot{m}v_e^2$, pode-se definir a eficiência como (GOEBEL; KATZ, 2008),

$$\eta_T = \frac{g_0}{2P_{in}} T I_{sp} \quad (1.3)$$

Observa-se da expressão apresentada que se uma dada potência fornecida e eficiência forem mantidas contantes, o aumento do empuxo provoca diretamente a diminuição do impulso específico, e vice-versa. Além disso, observa-se também que se ambos os parâmetros forem aumentados simultaneamente o sistema irá requerer que a eficiência e a potência fornecida sejam também aumentadas.

1.1.2 Técnicas de Propulsão

Existem principalmente três técnicas de propulsão utilizadas atualmente na tecnologia espacial: a propulsão química, a propulsão nuclear térmica e a propulsão elétrica. No caso da propulsão química, o propelente é aquecido por meio de reações químicas de combustão e é acelerado por meio de uma expansão através de um tubo convergente-divergente. De maneira geral, a propulsão química é capaz de fornecer níveis de empuxo que podem variar desde alguns newtons até centenas de milhares de kilonewtons. Ainda assim, seu impulso específico é limitado ao nível dos 500 segundos em consequência da energia máxima que pode ser armazenada nas ligações químicas de seu propelente.

A propulsão nuclear térmica é similar ao caso anterior, porém seu gás propelente é aquecido a partir de um reator nuclear de fissão, que de maneira geral é posicionado no interior do motor foguete. Após o aquecimento, como no caso químico, o gás é expandido e acelerado através de uma tubo convergente-divergente, podendo fornecer níveis de empuxo próximo aos da propulsão química, porém com níveis de impulso específico que podem chegar aos 1000 segundos (HUMBLE et al., 2008).

No caso da propulsão elétrica, o empuxo típico de um propulsor não excede as centenas de milinewtons, porém em contraste aos casos anteriores seu impulso específico pode chegar até a níveis de 10000 segundos. Ao contrário da propulsão puramente térmica, a propulsão elétrica utiliza-se de arranjos de campos eletromagnéticos e/ou aquecimento elétrico para realizar a aceleração do propelente até a velocidade de exaustão final (JAHN, 1968).

1.1.3 Classificação dos Propulsores Elétricos

Como proposto por Jahn (1968), os sistemas de propulsão elétrica, de maneira geral, podem ser classificados em três categorias distintas:

1. Propulsão Eletrotérmica: que utiliza aquecimento elétrico para que o gás propelente atinja a temperatura necessária e então o expande através de uma tubeira comum.
2. Propulsão Eletrostática: onde o propelente sofre aceleração através da aplicação direta de um campo eletrostático às partículas carregadas contidas nesse gás.
3. Propulsão Eletromagnética: onde o fluxo de um propelente ionizado é acelerado através da interação entre os campos magnéticos internos e externos com as correntes elétricas contidas neste fluxo.

É importante notar que, apesar do sistema de classificação mostrado fornecer uma importante ferramenta na análise dos sistemas de propulsão elétrica, ele é consideravelmente limitado. Diversos modelos de propulsores podem pertencer a duas ou mais categorias, dependendo apenas da interpretação aplicada pelo leitor. Ainda assim, com o objetivo de fornecer uma visão abrangente das diferentes famílias de propulsores existentes, será apresentada a seguir a classificação mais comumente achada na literatura discutindo ainda .

Na primeira categoria, os dois tipos de propulsores mais comuns são os chamados Resisto-Jatos e os Arco-Jatos. O primeiro tipo utiliza um aquecedor elétrico simples para realizar o aquecimento do gás propelente, que é então expandido através de uma tubeira comum. O limite de aquecimento, e por conseguinte de impulso específico, é limitado pela integridade dos materiais perante à temperatura utilizada. Tipicamente os resisto-jatos são capazes de gerar níveis de impulso específico que geralmente são limitados à casa dos 500 segundos e níveis de empuxo que variam desde aproximadamente 1 mN até o patamar dos 10 N (MARTINEZ-SANCHEZ; POLLARD, 1998). Por outro lado, os Arco-Jatos se utilizam de um arco voltaico criado entre dois eletrodos concêntricos para aquecer o gás, que também é expandido através de uma tubeira comum. Ao contrário do caso anterior, a limitação de material é contornada já que a potência é dissipada no interior do gás e

não mais em um condutor sólido. Neste segundo caso, o gás pode chegar a temperaturas consideravelmente mais elevadas e por isso maiores níveis de impulso específico (JAHN, 1968).

O modelo mais difundido de propulsor eletrostático, é o chamado Propulsor Iônico com Grades, que é composto basicamente por três subsistemas: (1) uma câmara de ionização, onde o plasma é formado a partir do gás propelente; (2) um arranjo de grades que tem a função de extrair os íons do plasma e os acelerar por meio da aplicação de uma diferença de potencial; (3) um neutralizador, que tem a função de fornecer elétrons ao feixe de íons proveniente das grades, para o neutralizar e assim manter o balanço de cargas elétricas do veículo espacial. Como abordado por Goebel e Katz (2008), os propulsores deste tipo geralmente podem ser classificados pelo método que adotam para geração do plasma na câmara de ionização. As técnicas mais difundidas para ionização do gás propelente são: bombardeamento de elétrons (chamado também de propulsor do tipo Kaufman), aquecimento eletro-ciclôtrônico (chamado também de propulsor iônico à microondas), e aquecimento por acoplamento indutivo (chamado também de propulsor iônico à radio-frequência). A figura 1 mostra um esquemático simplificado do propulsor NSTAR, desenvolvido pela NASA GRC para a missão Deep Space 1, que consiste em um propulsor iônico do tipo Kaufman, que trabalha entre 0,5 e 2,3 kW, gerando de 19 a 92 mN de empuxo com o impulso específico variando entre 1900 e 3100 segundos.

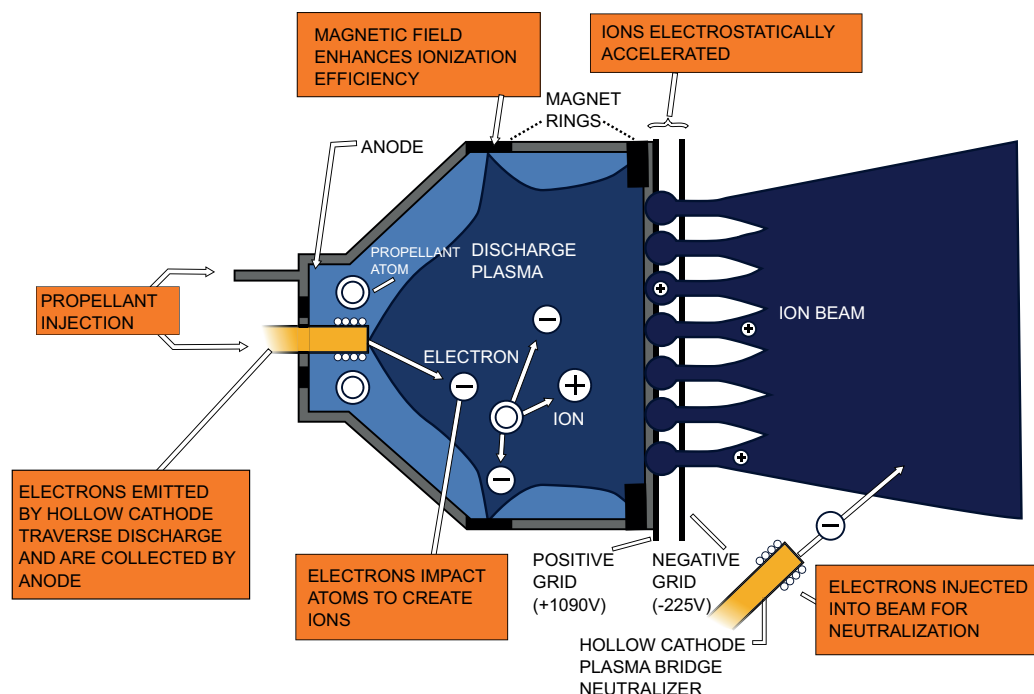


Figura 1 – Diagrama básico de um propulsor iônico com grades¹.

O presente trabalho visa o desenvolvimento de um neutralizador para um propulsor iônico de radio-frequência, chamado RIT- μ X (LEITER et al., 2007). Dessa forma, a

¹ Fonte: <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Ion_engine.svg>

tecnologia deste modelo de propulsor será explorada com mais profundidade seção precedente deste texto.

Outro dos propulsores eletrostáticos mais difundidos hoje em dia é o chamado Propulsor a Efeito Hall, mostrado esquematicamente na figura 2. Este modelo utiliza-se do efeito Hall para gerar uma corrente eletrônica azimutal que, por colisões, ioniza o gás propelente injetado axialmente. A partir daí os íons gerados são acelerados por um potencial aplicado ao anodo, localizado no fundo do canal de descarga. A corrente Hall de elétrons é gerada a partir da combinação do campo elétrico axial do anodo e de um campo magnético radial gerado a partir de bobinas ou de ímãs permanentes. Os propulsores a efeito Hall são projetados para que apenas os elétrons estejam magnetizados, para que assim eles possam criar a corrente azimutal de deriva possibilitando que o sistema funcione corretamente. Ao mesmo tempo, o campo magnético deve ser fraco o suficiente para manter os íons com seu raio de Larmor muito superior às dimensões do canal de descarga, garantindo uma trajetória que gere um empuxo resultante. De maneira similar ao propulsor iônico com grades, este também possui um catodo externo, porém neste caso, além de fornecer elétrons para a neutralização do feixe, o catodo também os provém para a geração da corrente Hall no interior do propulsor.

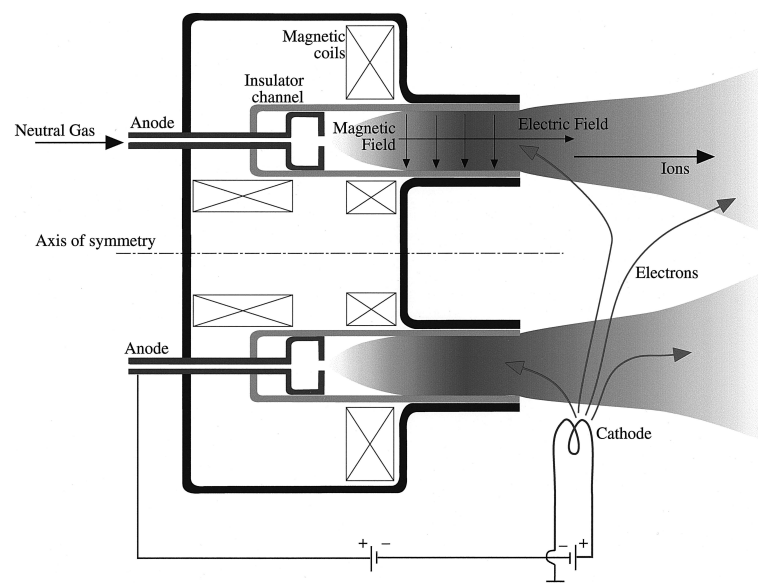


Figura 2 – Diagrama básico do funcionamento de um Propulsor a Efeito Hall².

Outros dois modelos de propulsores eletrostáticos muito utilizados hoje em dia são os propulsores de emissão de campo e os propulsores com colóide. Ambos utilizam aplicação direta de campo elétrico para a extração e aceleração dos íons de um dado material líquido, podendo este ser um metal líquido (no caso do propulsor a emissão de campo) ou uma solução química (no caso do propulsor com colóide) (MARTINEZ-SANCHEZ; POLLARD, 1998).

² Fonte: (JAHN; CHOUEIRI, 2002)

Na categoria dos sistemas de propulsão eletromagnéticos existe um número demasiadamente alto de modelos distintos de propulsores, cada um deles utilizando efeitos eletromagnéticos particulares para a geração empuxo (HUMBLE et al., 2008). Dentre os diversos tipos, os mais desenvolvidos e utilizados são: propulsor a plasma pulsado, o propulsor indutivo pulsado, o propulsor magnetoplasmadinâmico (MPD), propulsores de tubeira magnética, dentre outros.

Martinez-Sanchez e Pollard (1998) e Humble et al. (2008) demonstram uma abrangente revisão bibliográfica que discute os mais importantes propulsores elétricos e mostra os valores típicos de desempenho para cada modelo demonstrado. A figura 3 é um gráfico simplificado que mostra as regiões típicas de operação de alguns modelos de propulsores elétricos mais utilizados atualmente. É interessante notar que, conforme previsto pela equação 1.4 mostrada a seguir, para missões que requerem uma menor utilização do sistema de propulsão, como no caso da compensação do arrasto, pode-se utilizar sistemas com menor impulso específico (e.g. resisto-jatos ou PPTs), já no caso de missões longas, como transferências orbitais, mostra-se que é mais vantajoso utilizar propulsores com maior impulso específico (e.g. propulsores iônicos ou propulsores a efeito Hall).

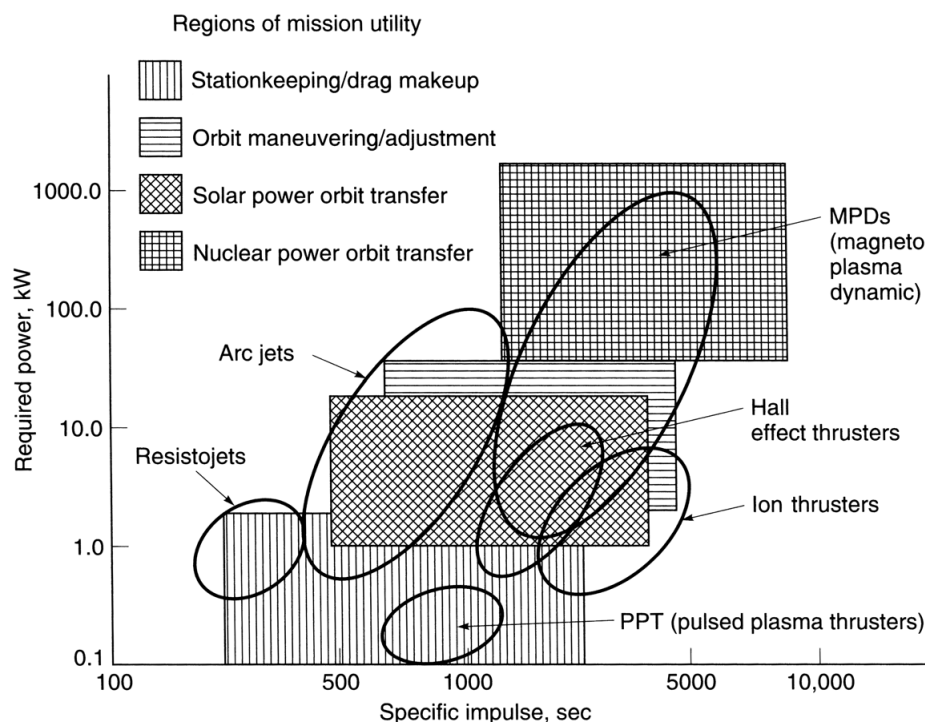


Figura 3 – Performance típica e aplicações de propulsores genéricos³.

Perante os diversos tipos distintos de propulsores, é necessário definir algumas técnicas básicas para a seleção do modelo mais indicado de sistema de propulsão. Novamente, Jahn (1968) propõe uma otimização simplificada da equação de Tsiolkovsky e da eficiência, assumindo que a massa das fontes elétricas utilizadas varia linearmente con-

³ Fonte: (SUTTON; BIBLARZ, 2010)

forme a potência aplicada, de acordo com uma constante α_F . Com esse método, o impulso específico ótimo pode ser aproximado por,

$$\hat{I}_{sp} = \frac{1}{g_0} \left(\frac{2\eta_T \Delta t}{\alpha_F} \right)^{1/2} \quad (1.4)$$

Onde Δt é o tempo de utilização do propulsor. É possível observar a partir desta relação que, se os outros parâmetros forem mantidos constantes, quanto maior o tempo de duração de uma dada missão, maior o impulso específico ótimo, o que pode ser mostrado também na figura .

1.1.4 Propulsores Iônicos à Radio-Frequência

Iniciado no ano de 1962 pelo Prof. Horst Loeb da Universidade de Giessen (LOEB, 1971), o desenvolvimento do propulsor iônico à radio-frequência (RIT) teve como intuito principal propor uma alternativa à tradicional ionização por bombardeamento eletrônico, afim de eliminar catodos ociosos da câmara de descarga presente em propulsores iônicos comuns. No início da década de 1970 a empresa Airbus Defence and Space (à época Messerschmitt–Bölkow–Blohm) iniciou o desenvolvimento deste tipo de propulsor em cooperação com seu inventor, e desde então novos modelos do RIT vem sendo projetados e desenvolvidos para diferentes aplicações comerciais e científicas.

Como mostrado da figura 4, o diagrama funcional deste tipo de propulsor pode ser descrito por três componentes básicos (GOEBEL; KATZ, 2008): a câmara de descarga, as grades de extração e aceleração, e o neutralizador. O primeiro destes subsistemas consiste em uma cavidade cilíndrica envolvida por uma bobina eletromagnética, onde o gás propelente (geralmente xenônio) é injetado axialmente e então ionizado pela corrente induzida pela bobina no plasma. Os componentes seguintes são similares aos dos propulsores à bombardeamento, onde as grades extraem e aceleram os íons gerados anteriormente, e o neutralizador fornece elétrons ao feixe de íons para assim realizar o balanço geral de cargas do veículo espacial.

O primeiro propulsor desenvolvido desta família, foi o chamado RIT-10 (LOEB, 1971), consistindo em um propulsor de 10 cm de diâmetro que foi projetado a partir de experimentos preliminares com uma fonte de plasma de 8,6 cm de diâmetro operada com mercúrio. O projeto original deste propulsor teve como objetivo o desenvolvimento de um sistema que operasse na faixa de empuxo dos 5 a 10 mN e 4000 segundos de impulso específico, e consumo na ordem dos 500 W. Em 1992 o RIT-10 foi testado a bordo do experimento orbital EURECA (GROH; LOEB, 1994), e apesar do teste não ter sido totalmente bem sucedido, confirmou parcialmente o desempenho esperado mostrando razões de potência-empuxo no intervalo de 25 a 30 W/mN e níveis de impulso específico

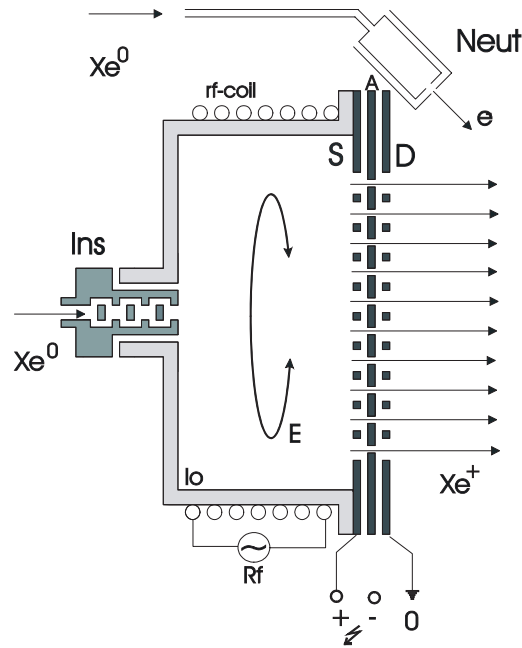


Figura 4 – Diagrama funcional de um RIT

que variaram de 3000 a 4000 segundos.

O passo seguinte no desenvolvimento destes propulsores, foi a concepção de sistemas de maior potência, os chamados RIT-15, RIT-22 e RIT-35, que possuíam respectivamente 15, 22 e 35 cm de diâmetro, e foram projetados para fornecer níveis de empuxo na ordem dos 20, 80 e dos 250 mN, e consumo na ordem dos 1500, 4000 e 7000 W (GROH; LOEB, 1994). Com o desenvolvimento destes propulsores, foram também conduzidos estudos para determinar geometrias mais eficazes de câmara de descarga, e dessa forma foram adotadas formas hemisféricas e cônicas, que são capazes de diminuir as recombinações para a parede sem diminuir o desempenho de ionização.

Outro passo importante neste desenvolvimento foi a miniaturização dos propulsores, sendo assim concebidos o RIT-4, RIT-2, RIT- μ X, dentre outros (LOEB et al., 2005; LEITER et al., 2007), que foram projetados para operar com níveis de empuxo na ordem dos 0,5 aos 5 mN, com consumo abaixo do patamar de 100 W. A principal razão do desenvolvimento de propulsores deste porte é a tendência da comunidade de tecnologia espacial de miniaturização dos veículos espaciais e a crescente popularização de plataformas como os CubeSats (SALAZAR, 2012).

Dentre os sistemas apresentados, o RIT- μ X foi um dos últimos a serem concebidos, e atualmente está sendo ativamente desenvolvido para ser aplicado à missões espaciais de pequeno porte. Originalmente, este propulsor foi proposto para ser demonstrado na missão LISA Pathfinder, como um sistema de geração de empuxo de alta precisão (LEITER et al., 2007). Logo então, seu alto potencial para aplicações em satélites comerciais foi identificado e assim passou a ser desenvolvido como um produto propriamente dito. A partir de

extensas campanhas de teste já foi demonstrado que este propulsor é capaz de fornecer níveis de empuxo que variam dos 50 aos 500 μN , com níveis de impulso específico que variam dos 500 aos 3000 segundos, consumindo de 12 a 60 W e utilizando um fluxo mássico de 0,05 a 0,2 sccm de xenônio. Contabilizando todo o período de desenvolvimento do RIT- μX acumula-se mais de 3500 horas de operação. A figura 5 mostra o propulsor durante um de seus testes.

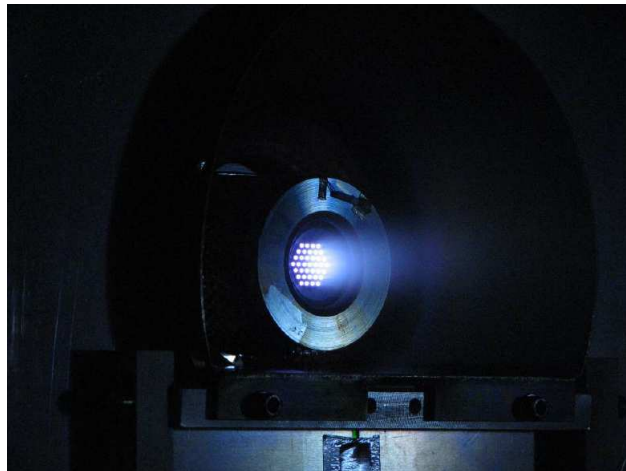


Figura 5 – Propulsor RIT- μX durante operação (Crédito: Airbus DS GmbH).

1.2 Fontes de Elétrons para a Propulsão

Dentre os diversos sistemas de propulsão elétrica existentes, alguns dos mais difundidos (e.g. propulsor a efeito Hall, propulsor iônico e propulsor a efeito de campo) utilizam-se da geração de um feixe de íons de alta velocidade para gerar o empuxo resultante. Desta forma, como este feixe possui uma carga resultante, em geral, positiva, se faz necessário a injeção de um feixe carregado negativamente para realizar a neutralização deste plasma e, por assim dizer, completar o circuito elétrico do propulsor. Como observado por [Jahn \(1968\)](#), se esta neutralização não fosse realizada o veículo espacial poderia adquirir um potencial elétrico negativo resultante na ordem de 10^9 volts/segundo para cada ampere fornecido no feixe de íons, e assim literalmente atrair o propelente de volta ao veículo e impedir uma força resultante de acontecer. Ainda que teoricamente, para evitar o efeito discutido, o fornecimento deste feixe carregado negativamente pudesse ocorrer em qualquer localização do veículo, para que se evite o efeito limitação de carga espacial no feixe íons, é mais vantajoso que esta localização seja próxima à área de exaustão do propulsor.

Além de servir como um neutralizador, as fontes de elétrons também são empregadas, no propulsor iônico a bombardeamento e no propulsor a efeito Hall, como a forma de se obter a própria ionização do gás propelente e sustentação da descarga de plasma

(GOEBEL; KATZ, 2008). No caso do propulsor iônico, esta fonte é posicionada no interior da câmara de ionização gerando assim uma descarga destes elétrons entre a fonte (catodo) e um anodo, localizado na parede da câmara, injetando assim a energia no sistema para que se sustente a descarga de plasma. No caso do propulsor a efeito Hall, a fonte é posicionada no exterior do propulsor e os elétrons são fornecidos tanto para a neutralização do feixe quanto para a sustentação da descarga. Os elétrons que entram no canal do propulsor Hall adquirem, a partir da configuração de campos cruzados, uma velocidade de deriva resultante na direção azimutal (corrente Hall), criando assim uma região de ionização do gás. Após alguns efeitos de perda, estes elétrons são coletados pelo anodo posicionado na base do canal do propulsor.

Entre os muitos métodos existentes de se extrair a corrente eletrônica necessária, o mais utilizado até os dias de hoje é o catodo oco de emissão termiônica, onde materiais com baixa função trabalho são utilizados para emitir elétrons através de diferentes processos de aquecimento. Esta popularidade é principalmente devida à comprovada robustez e confiabilidade destes sistemas quando aplicados à missões espaciais(GOEBEL; KATZ, 2008).

Apesar das muitas vantagens deste sistema, os mecanismos de desgaste do catodo oco é um dos principais fatores de limitação de vida útil dos sistemas de propulsão elétrica. Os principais processos de dano desta fonte é o esgotamento da impregnação do catodo, pulverização do corpo, contaminação por impurezas do propelente, dentre outros (MIKELLIDES; KATZ, 2008). Sem nenhuma solução a estes mecanismos de desgaste, a vida útil dos catodos ocos é em geral limitada ao patamar dos 3 a 4 anos de operação, limitando assim possíveis missões de grande duração utilizando propulsão elétrica.

A principal alternativa ao catodo oco, são os chamados catodos a plasma, que utilizam-se de elétrons da própria descarga para gerar a corrente eletrônica necessária, e coleta os íons através de um eletrodo adicional chamado de “coletor”. Apesar da eficiência destes dispositivos alternativos não ser tão alta quanto a dos catodo ocos, a ausência de materiais sensíveis e o fato de funcionarem a baixas temperaturas, fazem dos catodos a plasma uma alternativa que pode possibilitar a realização destas missões de maior duração.

Apesar do principio de operação ser o mesmo, os modelos de catodos a plasma se diferenciam pelo método adotado de geração do plasma, e por essa características os diferentes modelos podem ser classificados como: Catodo com Plasma de Acoplamento Indutivo (ICP) (WATANABE et al., 2011), Catodo com Plasma de Acoplamento Capacitivo (CCP) (WEIS et al., 2005), Catodo com Ressonância Eletro-Ciclôtrônica (ECR) (KUNINAKA et al., 1993), Catodo com Cavidade Ressonante de Microondas (DIAMANT, 2005), Catodo com Plasma Helicon (LONGMIER; HERSHKOWITZ, 2005), dentre outros.

Por fim, ainda existem os catodos a emissão de campo (FE) (KENT et al., 2005), que utilizam-se deste efeito para extrair elétrons de um dado material condensado. Este tipo de fonte, devido à sua típica baixa corrente extraída, é utilizada em aplicações de baixa potência.

1.3 Motivação e Objetivos

Desde o ano de 2005, a empresa Airbus Defence and Space (DS), em cooperação com a Universidade de Giessen, vem dedicando esforços para desenvolver um novo propulsor miniaturizado, baseado na herança da tecnologia dos RITs, que pudesse cumprir os novos requisitos da indústria espacial, dentre eles: controle ultra-fino de empuxo, apontamento preciso de instrumentos, capacidade de voo em formação, e sistemas de propulsão principal para nano e micro satélites. O sistema de propulsão elétrica RIT- μ X é o resultado destes esforços.

Ainda que altamente miniaturizado, este propulsor ainda necessita de um grande número de fontes de potência, uma vez que funciona com a utilização de catodos ocós tradicionais para a neutralização de sua pluma de exaustão.

No âmbito dos novos esforços de cooperação entre a Universidade de Brasília e a empresa Airbus DS GmbH, o presente trabalho tem como objetivo a proposição de um neutralizador miniaturizado que possa utilizar-se das fontes de descarga principal do RIT- μ X, para operar. Com este aproveitamento dos equipamento visa-se eliminar a necessidade das fontes do catodo oco utilizado atualmente, podendo reduzir sensivelmente a massa final do sistema de propulsão. Além disso, o neutralizador desenvolvido será baseado na tecnologia de descargas de acoplamento indutivo, a mesma utilizada na câmara de ionização do propulsor em questão, para que assim o máximo possa ser aproveitado da experiência do corpo técnico das instituições envolvidas.

1.4 Escopo e Organização do Trabalho

O trabalho consistirá no dimensionamento, simulações preliminares e testes de um neutralizador miniaturizado para o sistema de propulsão RIT- μ X. Pretende-se ao fim do projeto obter-se uma avaliação detalhada a respeito da possibilidade de se aplicar um sistema alternativo, como este, para se realizar a neutralização do feixe deste propulsor.

Na primeira parte do texto será apresentada uma revisão bibliográfica a respeito do estado da arte das fontes de elétrons aplicadas à sistemas de propulsão espacial. Além disso, nesta revisão, será também discutido a respeito da modelagem analítica de plasmas de acoplamento indutivo, e como se pode aplicar estes modelos em catodos à plasma.

Na parte seguinte o dimensionamento do sistema será apresentado, utilizando como ferramentas, os modelos teóricos apresentados e simulações preliminares utilizando softwares comerciais. Neste mesmo passo, será ainda mostrado o projeto mecânico do neutralizador com a discussão das principais decisões de engenharia adotadas para a escolha de configuração geométrica e de materiais.

Na terceira parte do texto será abordada a construção do modelo de engenharia do neutralizador e a configuração experimental utilizada para os testes deste modelo, incluindo uma breve discussão a respeito da modelagem teórica dos instrumentos de medição utilizados.

Por fim, serão apresentados os resultados obtidos na investigação experimental conduzida, incluindo a discussão e interpretação dos dados. Logo então, serão apontadas as conclusões do texto e comentados os possíveis trabalhos futuros que podem ser conduzidos a partir do que foi realizado neste presente trabalho.

2 Revisão Bibliográfica

Neste capítulo será realizada uma apresentação do estado atual da arte no âmbito das fontes de elétrons aplicadas aos sistemas propulsão espacial. Serão discutidos, dessa forma, o princípio de funcionamento de cada um dos sistemas mais difundidos e a desempenho típico de cada um deles. Ao fim desta revisão será realizada uma breve discussão da aplicabilidade de cada um destes sistemas, demonstrando as vantagens do sistema escolhido para a aplicação em questão.

Na segunda parte do capítulo será apresentada uma revisão teórica a respeito da modelagem analítica dos plasmas de acoplamento indutivo, com o objetivo de desenvolver um método de dimensionamento do neutralizador e de se prever o desempenho do sistema para fornecer uma base de comparação com os resultados obtidos através de cálculos numéricos.

2.1 Catodos para Propulsão Elétrica

2.1.1 Filamento Aquecido

O filamento aquecido foi um dos primeiros dispositivos utilizados para a emissão de elétrons e sua popularização data de 1904, quando o físico britânico John A. Fleming propôs o primeiro diodo, chamado também de conversor termo-iônico.

A base da extração de corrente eletrônica do filamento é a emissão termo-iônica atingida pelo aquecimento do filamento, que geralmente é feito de materiais refratários, para que possa manter suas propriedades nas temperaturas típicas de trabalho. A temperatura necessária é atingida submetendo o filamento a uma diferença de potencial, e com a passagem da corrente resultante, o material é aquecido por efeito Joule. Um diagrama de seu funcionamento é mostrado na figura 6.

Se for considerado que o filamento é uniforme e completamente envolvido em um gás em equilíbrio termodinâmico, o processo de emissão termiônica pode ser descrito pela equação de Richardson-Dushman, na forma,

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi_w}{k_B T}\right) \quad (2.1)$$

Onde J é a densidade de corrente de saturação, T é a temperatura do material, k_B é a constante de Boltzmann, ϕ_w é a função trabalho do material e A é a constante de Richardson, teoricamente pode ser determinada como $A = 4\pi m_e e k_B^2 / h^3$. Apesar de possuir forte embasamento teórico, os valores analíticos da constante divergem fortemente

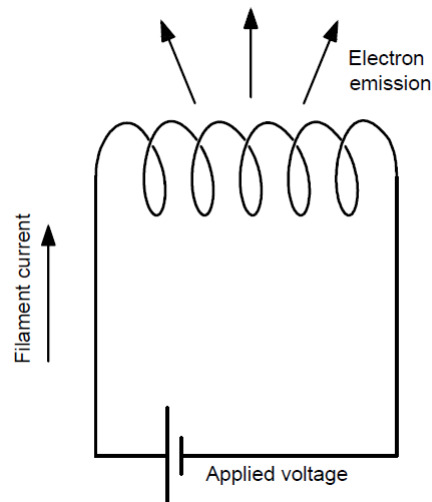


Figura 6 – Diagrama básico do funcionamento do filamento aquecido

dos valores medidos experimentalmente devido a diversos efeitos físicos, e dessa forma geralmente valores empíricos são adotados (WHITAKER, 2005).

Os materiais empregados mais comumente são o tungstênio, o tântalo e o molibdênio, com possíveis impregnações de compostos com baixa função trabalho como o óxido de bário. Temperaturas típicas de operação de filamentos aquecidos são da ordem de 2500 a 2600 K (ZHURIN, 2012) e valores típicos de eficiência ficam entre 50 e 1000 A/m²/W (WHITAKER, 2005).

Se for considerado um caso ideal, onde o filamento não é danificado por nenhum processo a não ser sua própria evaporação de material, sua vida útil pode ser estimada pela lei exponencial na forma (ZHURIN, 2012),

$$t \approx C \exp\left(-\frac{q}{k_B T}\right) \quad (2.2)$$

Onde q é o calor de evaporação do material do filamento e C é uma constante empírica. Experimentos mostram que em geral filamentos possuem vidas úteis na ordem das dezenas de horas (GOEBEL; KATZ, 2008).

Devido à sua simplicidade de construção e baixo custo, os filamentos aquecidos permanecem ainda populares em diversas aplicações industriais, como discutido por Zhurin (2012). Devido à sua baixa vida útil, não são aplicáveis em sistemas de propulsão elétrica qualificados, porém ainda permanecem até os dias hoje de grande utilidade para testes propulsores, para que se possa evitar o desperdício de sistemas de alto custo.

2.1.2 Catodo Oco

Concebido originalmente no início da década de 1960 (HESS; WEINSTEIN, 1961), o catodo oco tornou-se a fonte de elétrons mais difundida para aplicação em propulsores iônicos e a efeito Hall, principalmente devido à sua comprovada confiabilidade e alta eficiência. Como os filamentos aquecidos, o catodo oco também utiliza-se da emissão termiônica para extração de elétrons de materiais de baixa função trabalho, mas ao invés de utilizar efeito Joule, utiliza-se efeitos de aquecimento do plasma para manter a temperatura necessária para a emissão.

Um diagrama generalizado mostrando a arquitetura do catodo oco é mostrado na figura 7. O dispositivo é composto por uma estrutura cilíndrica que abriga um inserto axi-simétrico de baixa função trabalho. Um fluxo de gás propelente é injetado axialmente para sustentar a descarga de plasma no interior do catodo. A descarga em geral fica localizada no comprimento do inserto, onde os elétrons extraídos ionizam o gás através de colisões. Para ligar o catodo, um aquecedor elétrico localizado no exterior do inserto faz o catodo alcançar a temperatura de emissão no início. Quando o plasma é obtido o inserto é mantido na temperatura operacional através dos três chamados mecanismos de auto-aquecimento: aquecimento iônico, aquecimento eletrônico e aquecimento de orifício (GOEBEL; KATZ, 2008).

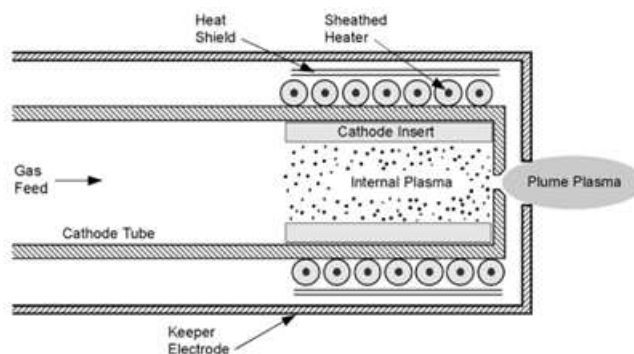


Figura 7 – Diagrama básico do funcionamento do catodo oco

O primeiro mecanismo de aquecimento acontece pelos íons sendo acelerados através da queda de tensão da bainha no inserto e o bombardeando. De maneira similar, o segundo mecanismo é devido aos elétrons energéticos que são capazes de ultrapassar o potencial da bainha e bombardear o inserto. Por fim, o terceiro mecanismo acontece por aquecimento resistivo no orifício que fica localizado no fim do canal de ionização. Este último acontece por conta da alta densidade de átomos neutros no escoamento restringido, que acaba por gerar uma grande resistência de plasma e por aquecimento ohmico o corpo do catodo tem sua temperatura elevada. A determinação de qual dos mecanismos irá acontecer é ligada diretamente à geometria do catodo e dos parâmetros operacionais da descarga em questão.

Com o objetivo de manter uma descarga estável e diminuir o tempo de ligação do catodo após uma interrupção da descarga principal, em geral os catodos ocios empregam um eletrodo auxiliar chamado de “keeper” (JACK *et al.*, 2000), que geralmente fica localizado logo após a saída do orifício. Este eletrodo possui em geral um potencial diferente do catodo e dessa forma recebe parte da corrente eletrônica proveniente da emissão.

Os materiais mais comumente empregados como inserto são os materiais impregnados por óxidos (SENGUPTA *et al.*, 2009) e os hexaboretos (GOEBEL; CHU, 2014). O primeiro tipo de material é composto por uma matriz refratária (em geral tungstênio) que se comporta como um reservatório para óxidos de baixa função trabalho como o de bário, cálcio e estrôncio que estão impregnados nesta matriz. À medida em que o catodo é operado estes óxidos são expelidos à superfície do inserto realizando assim a emissão. O segundo tipo, ao contrário do discutido anteriormente, são peças de material sólido, geralmente hexaboreto de lantânio (LaB_6) ou hexaboreto cério (CeB_6), que possuem baixa uma função trabalho por si só.

Catodos impregnados possuem funções trabalho consideravelmente mais baixas e por isso operam à temperaturas menores, na ordem dos 1000 K (SENGUPTA *et al.*, 2009). Ainda assim, este tipo de material depende fortemente em reações químicas para seu correto funcionamento, e dessa forma é altamente sensível a contaminação por vapor de água e outras impurezas, o que acarreta um aumento de sua função trabalho. Esta possibilidade de contaminação faz com que o manejo destes dispositivos seja uma operação intrincada e também exige que propelentes de alta pureza sejam utilizados, aumentando consideravelmente o custo final do sistema.

Devido à sua função trabalho mais elevada, os catodos de hexaboreto operam à temperaturas na ordem dos 1600 K (GOEBEL; KATZ, 2008). Ainda assim, este tipo de inserto tem a vantagem de que o material como um todo funciona como emissor e assim evita a maioria dos problemas de contaminação, garantindo a estes sistemas maior robustez e vida útil (GOEBEL; CHU, 2014). Por conta dessas vantagens, este tipo de catodo vem sendo aplicado à mais de 35 anos em propulsores a efeito Hall russos, porém apenas nos últimos anos iniciativas de desenvolvimento deste tipo de sistema vem aparecendo em outros países como os EUA e na Europa.

A limitação da vida útil de catodos ocios em geral está associada à quatro mecanismos de desgaste (MIKELLIDES; KATZ, 2008): evaporação e esgotamento do inserto, erosão do inserto, erosão do keeper, e contaminação contínua do material do inserto. Ainda que todos estes processos ocorram simultaneamente em catodos impregnados, nos catodos de hexaboreto os processos de evaporação e contaminação são mitigados garantindo-lhes vidas úteis consideravelmente maiores, na ordem dos 5 a 7 anos (GOEBEL; CHU, 2014).

Dentre toda sua história de desenvolvimento, os catodos ocios foram testados por até 45000 horas com a utilização de um orifício de grafite, pela JAXA (OHKAWA *et al.*,

2013), e até 30000 horas com um catodo tradicional pela NASA JPL (SENGUPTA et al., 2009). Além disso, as menores versões foram operadas até correntes na ordem de 1 mA, pela empresa Busek Inc., e os maiores modelos puderam fornecer níveis de corrente de até 300 A, novamente pela NASA JPL.

2.1.3 Catodo com Plasma de Acoplamento Indutivo

Proposto originalmente em 2005 por pesquisadores da Universidade Metropolitana de Tóquio (INOE et al., 2005), o catodo com plasma de acoplamento indutivo (ICP) utiliza campos magnéticos de baixa frequência gerados por uma bobina para induzir correntes de Foucault internas ao plasma e assim lhe transferir energia. Os elétrons gerados são extraídos a partir de um orifício posicionado no fim do corpo do catodo, enquanto que os íons são recolhidos a partir de um eletrodo interno chamado de “coletor”.

A construção básica do catodo ICP é mostrado na figura 8. O sistema de maneira genérica é composto por um corpo dielétrico cilíndrico que abriga um eletrodo coletor coaxial geralmente feito de um metal refratário e um orifício de extração que é localizado ao fim deste corpo. A bobina eletromagnética pode ser instalada de maneira interna ou externa. Além disso, como o catodo oco, o ICP pode também ter um eletrodo keeper localizado na saída do orifício para melhorar a estabilidade da descarga.

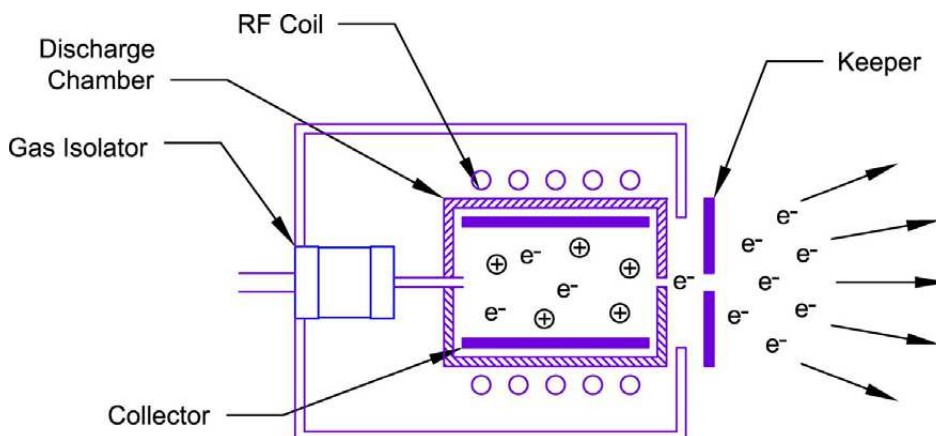


Figura 8 – Diagrama básico do funcionamento do catodo ICP

A bobina, na maioria dos casos, é localizada no exterior da câmara de ionização cilíndrica, separada do plasma pela parede dielétrica. Ainda assim, configurações internas foram também consideradas por Godyak et al. (2007), que alegou que a atenuação das ondas RF feitas pelo eletrodo coletor poderia ser mitigada nesta configuração. Mesmo assim, fica claro que ainda investigações são ainda necessárias para se determinar a configuração ótima da bobina. Como em aplicações industriais, a frequência típica de operação fornecida à bobina pode variar desde 30 kHz até 30 MHz (ROTH, 1995).

Além dos modelos analíticos presentes na literatura, como o modelo discutido por Lieberman e Lichtenberg (2005), existem também disponíveis diversos estudos expe-

rimentais (NAKABAYASHI et al., 2011) a respeito da influencia da geometria do catodo e outros parâmetros operacionais na descarga de plasma, os quais confirmam com certa precisão o previsto pela abordagem analítica. Como mostrado, o diâmetro do orifício afeta basicamente a pressão interna do catodo e a capacidade de extração de elétrons. Como pressões maiores melhoram a capacidade de ignição, diâmetros menores também o fazem, porém também diminuem sua capacidade de extração. Além disso, também foram avaliadas diferentes geometrias alternativas de eletrodo coletor, e concluiu-se que o eletrodo cilíndrico tradicional ainda é um dos que menos causa perturbações no plasma, porém o eletrodo com hastes melhora a capacidade de extração uma vez que possui uma maior área exposta.

Além disso, confirmando também a teoria, é mostrado experimentalmente que existe um fluxo mássico ótimo para uma que a corrente extraída possui uma relação linear com a potência inserida no plasma, dada potência (WATANABE et al., 2011; SCHOLZE et al., 2008). De maneira geral, os catodos ICP testados apresentam um custo de extração de corrente que varia de 70 a 200 W/A e níveis de corrente que variam de menos de 100 mA até 4 A. Praticamente todos os experimentos utilizaram níveis de potência que variaram de 10 a 300 W (WATANABE et al., 2011; GODYAK et al., 2007; NAKABAYASHI et al., 2011; SCHOLZE et al., 2008; RAISES et al., 2009).

2.1.4 Catodo com Plasma de Acoplamento Capacitivo

Proposto inicialmente por pesquisadores da Universidade de Giessen, em 2005 (WEIS et al., 2005), o catodo com plasma de acoplamento indutivo (CCP) utiliza campos elétricos aplicados diretamente por uma fonte RF, para assim transferir energia ao plasma. Apesar do mecanismo de seu mecanismo de transferência de energia, este sistema utiliza o mesmo princípio do catodo ICP para extração de elétrons através de um orifício localizado ao fim do corpo do catodo.

A arquitetura básica do sistema, proposta por Weis et al. (2005), é mostrada na figura 9. O dispositivo é composto por um tubo de aço inoxidável que abriga um arranjo de seis eletrodos planos, feitos de tungstênio. Um tupo de alumina é utilizado para separar fisicamente os eletrodos da descarga de plasma. O campo elétrico é aplicado de uma maneira alternada entre os eletrodos opostos. Como o catodo ICP, o CCP também utiliza um eletrodo keeper para realizar uma melhora da estabilidade da descarga.

Um dos maiores requisitos de projeto do catodo CCP é que o livre caminho médio deve ser muito menor que a distância entre os eletrodos. Para que isso seja realizado, dois métodos podem ser aplicados para diminuir este comprimento: o aumento da densidade de partículas, e a aplicação de um campo magnético externo. O primeiro método, como discutido anteriormente, é realizado a partir da diminuição do diâmetro do orifício ou aumento do fluxo mássico. Já o segundo método é implementado utilizado a partir de

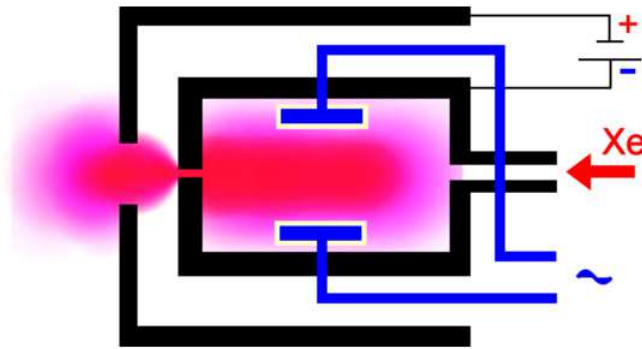


Figura 9 – Diagrama básico do funcionamento do catodo CCP

um arranjo de eletro-ímãs ou ímãs permanentes, que acabam por aumentar o caminho percorrido por uma dada partícula e assim aumentar sua probabilidade de colisão.

Apesar de não ter sido tão desenvolvida quanto os outros modelos de catodo, alguns experimentos iniciais conduzidos por seus criadores mostrando uma visão preliminar da performance deste sistema. Os testes foram realizados utilizando potências na faixa de 0,5 a 70 W, onde o catodo CCP foi capaz de prover níveis de corrente que variaram entre 3 e 100 mA, utilizando 10 sccm de argônio. Em seu modo de operação mais eficaz, o sistema gerou um custo de produção de corrente de aproximadamente 500 W/A e um fator de utilização de gás de 0,37.

2.1.5 Catodo com Ressonância Eletro-Ciclotrônica

Dentre as muitos modelos de catodos sem inserto, o catodo com ressonância eletro-ciclotrônica (ECR) é o mais bem desenvolvido e o único a ser testado a bordo de uma missão real, na sonda Hayabusa lançada no ano de 2003 (KUNINAKA et al., 2007). Este catodo funciona através do efeito de aquecimento por ECR, que consiste em um mecanismo onde um plasma magnetizado é capaz de absorver radiação de microondas sob a condição que a frequência da onda incidente seja aproximadamente igual à frequência de ciclotrônica do plasma.

Um diagrama geral do catodo utilizado na missão Hayabusa é mostrado na figura ???. O dispositivo é composto por uma cavidade cilíndrica que abriga um coletor feito de metal refratário. Em volta da câmara de ionização, fica localizado um ímã permanente cilíndrico conectado a um circuito magnético, que cria o campo necessário para possibilitar o aquecimento por ECR. Os ímãs utilizados geralmente são feitos de ligas de samário-cobalto, por conta de sua alta temperatura de Curie, quando comparado aos outros ímãs de terras raras. Uma antena de microondas é inserida através do eixo do catodo e é posicionada na chamada “zona de aquecimento”, onde uma alta concentração de elétrons confinados ficam localizados e assim possibilitam uma alta taxa de ionização.

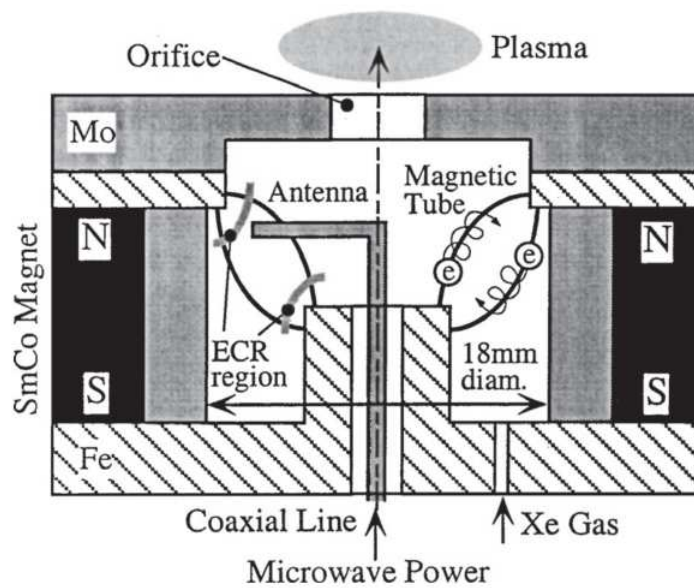


Figura 10 – Diagrama básico do funcionamento do catodo ECR

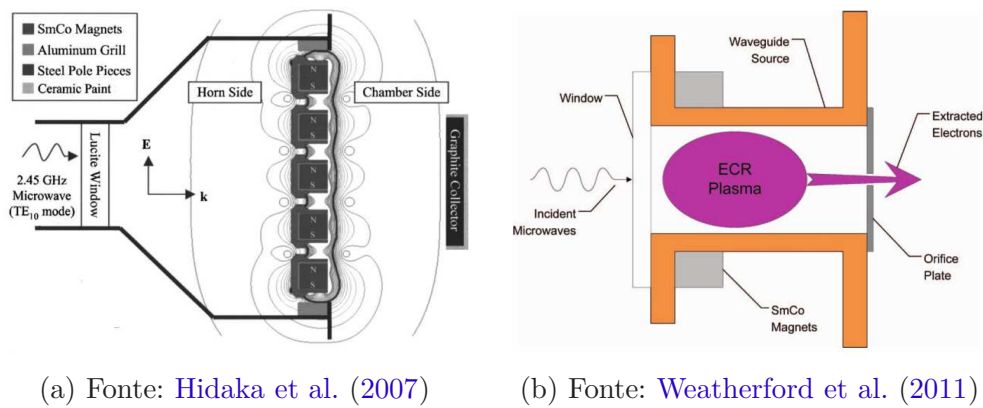
O mecanismo ECR é baseado na absorção de ondas eletromagnéticas que possuem a mesma frequência da frequência eletro-ciclôtrônica do plasma (LIEBERMAN; LICHTENBERG, 2005), ou seja,

$$f_w = \frac{eB}{2\pi m_e} \quad (2.3)$$

Onde f_w é a frequência da onda em Hz, B é a intensidade do campo magnético aplicado ao plasma, e m_e é a massa do elétron. Para fontes de microondas comerciais comuns, operando na frequência de 2,4 GHz, o campo magnético necessário é da ordem dos 87,5 mT. Outro requisito importante no projeto deste tipo de sistema é que a onda incidente deve possuir frequência acima da frequência de plasma, dando assim um valor crítico o qual a onda para de penetrar eficientemente no corpo de plasma.

Além disso, diferentemente dos modelos anteriores, o catodo ECR possui diferentes configurações desenvolvidas ao longo dos anos, em esforços de se obter formas de mitigar os mecanismos de desgaste, principalmente ligados à erosão da antena. Os principais projetos alternativos foram propostos pela Universidade de Michigan e a NASA GRC (WEATHERFORD et al., 2011; HIDAKA et al., 2007). O primeiro modelo, mostrado na figura 11a, utiliza um arranjo em série de ímãs permanentes, como uma tentativa de se criar uma zona de aquecimento mais ampla, enquanto que a radiação é propagada através de um guia de onda, e injetado na câmara de ionização através de uma janela dielétrica, eliminando assim o problema de erosão da antena.

O segundo modelo alternativo, mostrado na figura 11b, foi desenvolvido como uma evolução do anterior, utilizando um método similar de injeção da onda, que elimina assim a desvantagem de erosão da antena. Neste caso, são empregados ímãs anulares para



(a) Fonte: Hidaka et al. (2007)

(b) Fonte: Weatherford et al. (2011)

Figura 11 – Configurações alternativas do catodo ECR

assim criar um campo magnético intenso próximo ao eixo da geometria cilíndrica, onde o campo elétrico da radiação é mais intensa, nesta geometria. O corpo do catodo neste caso é baseado em um tubo de cobre, que atua também como o coletor de íons, conectado a uma placa dielétrica onde fica localizado o orifício de extração.

O neutralizador ECR utilizado na missão Hayabusa (KUNINAKA et al., 2007) operava com radiação de 4,2 GHz e foi capaz de prover níveis de corrente de até 140 mA, com um fluxo mássico de 0,5 sccm, um custo de produção de corrente de aproximadamente 105 W/A, e um fator de utilização de gás de 3,9. O primeiro modelo alternativo foi operado à frequências mais baixas, à 2,45 GHz, e foi capaz de produzir 700 mA, utilizando 5,6 sccm de argônio, com um custo de extração de corrente 320 W/A e um fator de utilização de gás de 1,76. O segundo modelo alternativo, utilizou também 2,45 GHz e foi capaz de produzir 4,2 A utilizando 6 sccm de argônio, com um custo de extração de aproximadamente 128 W/A e um fator de utilização de gás de 9,8.

2.1.6 Catodo com Cavidade Ressonante de Microondas

Proposto originalmente por Diamant (2005), o catodo com cavidade ressonante de microondas (MRC) visa eliminar a necessidade de aplicação de campos magnéticos do ECR e simplificar a arquitetura do sistema de uma maneira geral.

A arquitetura proposta por Diamant é mostrada na figura 12. A cavidade onde o plasma é aquecido é projetado para ser uma cavidade ressonante de microondas, dessa forma sua geometria é projetada a partir de aspectos da análise teórica, descrita em detalhes por Sullivan e Micci (1993), e deve ser manufaturado utilizando material condutor para que assim permita o fenômeno de ressonância eletromagnética acontecer. No caso do catodo mostrado, a cavidade foi projetada para permitir que o modo de ressonância TM01 aconteça. Esta cavidade foi produzida a partir de uma estrutura tubular de alumínio dividida por uma janela de alumina que separa a antena de microondas da descarga de plasma. A janela foi utilizada para manter a antena em pressão ambiente e assim evitar

qualquer mecanismo de desgaste da antena de acontecer durante os testes. O gás utilizado neste caso é injetado radialmente, como mostrado na figura. Neste caso um eletrodo keeper também é empregado.

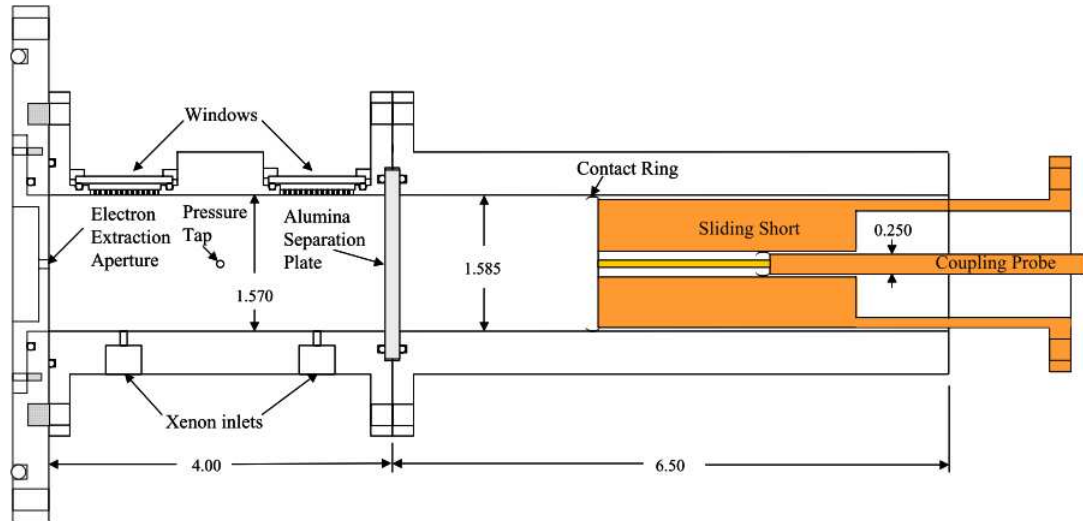


Figura 12 – Diagrama básico do funcionamento do catodo MRC

A principal característica de projeto deste catodo é o fato de que a onda deve ter uma frequência maior que a frequência de plasma, como nos casos anteriores de descarga, para que a radiação penetre de forma efetiva, dando assim uma base de dimensionamento para o orifício e o fluxo mássico utilizado.

Além disso, em comparação com o ECR, o catodo MRC possui a vantagem de suas dimensões ótimas diminuir à medida que a frequência utilizada aumenta. Essa característica pode ser demonstrada analiticamente com a regra de dimensionamento descrita por [Diamant \(2005\)](#),

$$f_w = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \sqrt{\left(\frac{2,405}{r}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2} \quad (2.4)$$

Onde μ_0 e ε_0 são a permeabilidade e permissividade do vácuo respectivamente, e r e l são o raio e o comprimento da cavidade ressonante, respectivamente. Essa característica permite que a operação de catodos com maior densidade de plasma, sem requerer sistemas de dimensões maiores. Com essa condição é possível permitir a extração de maiores níveis de corrente para um dado catodo.

O catodo testado foi operado com uma radiação de 5,8 GHz, com um fluxo de massa de xenônio entre 0,3 e 1,5 mg/s, e foi capaz de gerar 2,1 A de corrente, com um fator de utilização de gás de aproximadamente 2,0.

2.1.7 Catodo com Plasma Helicon

Proposto primeiramente em 2005 por pesquisadores da Universidade de Wisconsin (LONGMIER; HERSHKOWITZ, 2005), o catodo com plasma helicon, também conhecido como fonte de elétrons não-ambipolar (NES), utiliza o modo helicon para realizar a transferência de energia ao plasma, e o efeito chamado escoamento não-ambipolar para extrair elétrons com maior eficácia.

A arquitetura básica do NES é mostrada na figura 13. O corpo deste catodo é composto por um cilindro oco de grafite que abriga a descarga de plasma e também funciona como o eletrodo coletor. Este cilindro também possui 8 reentrâncias retangulares utilizadas para suprimir o campo elétrico variante, funcionando assim como uma gaiola de Faraday, e assim diminuindo a flutuação do potencial de plasma. Para transferir energia ao plasma, uma antena de uma volta é empregada em combinação com um eletro-ímã, para que seja criado o campo magnético necessário para que o modo helicon seja criado. Como comentado por Longmier e Hershkowitz (2008), futuras versões do NES empregarão ímãs permanentes para que assim o consumo de potência seja minimizado.

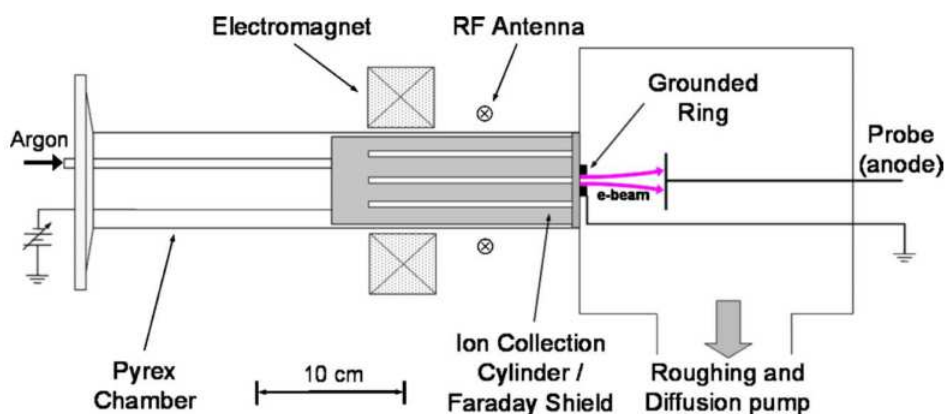


Figura 13 – Diagrama básico do funcionamento do NES

A geração de plasma por meio do modo helicon foi desenvolvida primeiramente por Roderick Boswell da Universidade Nacional da Austrália na década de 1970, quando ele detectou níveis excepcionais de eficiência de ionização quando ondas helicon eram propagadas através do plasma (LIEBERMAN; LICHTENBERG, 2005). Em geral, plasmas helicon trabalham tipicamente com frequências de RF na casa dos 1 a 50 MHz fazendo-os muito similares às configurações ICP. A maior diferença entre os dois tipos de descarga é a presença do campo magnético estático para sustentar a descarga helicon e os mecanismos físicos de absorção de energia que acontecem dentro do plasma. No caso da descarga helicon em plasmas de baixa densidade (geralmente os que são encontrados em aplicações de propulsão), a energia é transferida principalmente através de processos não-colisionais, chamado de amortecimento de Landau.

O catodo NES testado foi capaz de prover correntes de até 30 A utilizando 1300 W de potência e um fluxo mássico de 2,0 sccm de xenônio, e 15 A utilizando 2,0 sccm de argônio (LONGMIER; HERSHKOWITZ, 2008).

2.1.8 Catodo com Emissão de Campo

Os primeiros catodos a emissão de campo (FE) para aplicações espaciais foram desenvolvidos no início da década de 1960 (MARRESE, 2000), e desde então este tipo de fonte de elétrons tem sido cada vez mais empregada em aplicações de baixa potência. Ao contrário dos sistemas apresentados anteriormente, o catodo com emissão de campo não envolve a utilização de nenhum tipo de propelente ou descarga de plasma, sendo capaz de extrair elétrons de uma superfície condensada (sólida ou líquida) através apenas da aplicação de campos eletrostáticos de alta intensidade.

Muitas configurações distintas de catodos FE tem sido desenvolvidas ao longo dos anos, principalmente para aumentar a vida útil e eficiência deste tipo de fonte de elétrons. Os modelos mais difundidos, que são mais comumente aplicados em sistemas de propulsão são: catodo tipo Spindt (MARRESE, 2000), catodo de nano tubos de carbono (CNT) (OKAWA et al., 2007), e catodos de emissão de superfície (COOKE; GEIS, 2002).

A arquitetura básica do catodo FE é mostrado na figura 14. A primeira parte do catodo é um substrato condutor que suporta o material emissor, o qual pode ser molibdênio micro-estruturado, nano tubos de carbono, dentre outros. A cima do emissor, é posicionado um eletrodo responsável por gerar o campo elétrico necessário, o qual é chamado de “gate”. Em muitos casos, existe também uma camada dielétrica entre o gate e o emissor para que seja evitado perdas de corrente e que o eletrodo superior possa ter um apoio físico. Na maioria dos casos, o catodo FE é composto por um arranjo de múltiplos emissores, para que assim seja aumentada a corrente final extraída.

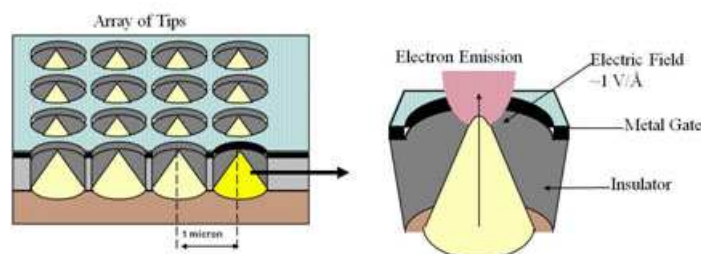


Figura 14 – Diagrama básico do funcionamento do catodo FE

A extração de corrente deste tipo de catodo é modelada pela equação de Fowler-Nordheim (ROTH, 1995). Este modelo representa a densidade de corrente resultante do tunelamento quântico dos elétrons causado pela diferença de potencial aplicada ao material emissor. A principal condição para se extrair corrente é que o potencial aplicado

deve ser capaz de deformar a barreira potencial de tal forma que o tunelamento seja possibilitado.

Uma das maiores limitações dos catodos FE é que as estruturas nano e microscópicas dos materiais emissores apresentam um alto grau de fragilidade, e dessa forma são altamente susceptíveis à erosão e outros mecanismos de desgaste. Apesar dos avanços consideráveis na tecnologia, a vida útil destes sistemas ainda não são comparáveis com à dos catodos ocos. Outra importante limitação deste catodo é sua baixa densidade de corrente quando comparado às outras tecnologias, os fazendo inadequados para aplicações de alta potência.

Catodos CNT produzidos pela Busek Inc. são capazes de produzir até 1 mA de corrente eletrônica. A vida útil deste sistema comercial, quando operado à 0,1 mA foi demonstrada a ser 13200 horas, e se operada à 1 mA, 6400 horas. O custo de extração de corrente estimado deste catodo foi de aproximadamente 2000 W/A. Um catodo FE baseado em silício, utilizado na missão LISA Pathfinder (KENT et al., 2005), foi capaz de emitir até 6 mA, com um custo de extração de aproximadamente 200 W/A. A vida útil deste segundo exemplo de catodo foi demonstrada a ser por volta de 5200 horas.

2.1.9 Discussão

Nas seções precedentes foi apresentada uma visão geral das diferentes tecnologias de fornecimento de elétrons para aplicação em propulsão elétrica. Apesar do grande número de sistemas distintos, ainda existem diversas tecnologias de plasma não exploradas que, no futuro, podem vir a se tornarem um eficiente método de fornecimento de corrente, substituindo os sistemas atuais (ROTH, 1995).

A tabela 1 resume a as principais características de cada um dos sistemas apresentados, mostrando os parâmetros operacionais típicos de cada um deles. Os valores mostrados não visam a exatidão na determinação do desempenho, mas sim apenas demonstrar a região básica de operação de cada sistema e suas tendências de funcionamento.

Pode-se observar que para os fins do presente trabalho, os tipos de catodos que seriam aplicáveis são o ICP, CCP e NES, devido às suas faixa de frequência de operação compatíveis com a da descarga principal do RIT- μ X. Dessa forma, se for realizado uma relação de compromisso entre estes três modelos, observa-se que o catodo ICP possui ao mesmo tempo um desempenho aceitável (maior que o do catodo CCP), e uma simplicidade de projeto que o coloca em posição de vantagem quando comparado ao catodo NES.

A partir dessas observações, conclui-se, reafirmando o que foi previsto no planejamento do trabalho, que um catodo ICP é o tipo de fonte de elétrons que melhor se adequa aos requisitos básicos deste projeto.

Tabela 1 – Parâmetros operacionais típicos dos sistemas apresentados.

Técnica	Gás testado	Corrente, A	Custo de Extração de Corrente, W/A	Fator de Utilização de Gás	Vida Útil Comprovada, horas	Aplicação
Filamento Aquecido	-	0 - 20	50 - 200	-	<100	Neutralização de feixes em testes preliminares de propulsores Hall e iônicos, para evitar desgaste de equipamentos caros.
Catodo Oco	Xe / Ar	0,01 - 300	10 - 50	-	45000	Neutralização de feixe em propulsores de baixa, média e alta potência. Catodo principal em propulsores iônicos de bombardeamento.
Catodo ICP	Xe / Ar	0,1 - 4	70 - 200	3 - 10	-	(Em desenvolvimento) Neutralização de feixe em propulsores RF e outros. Missões de Longa duração.
Catodo CCP	Xe / Ar	0,003 - 0,1	500	0,37	-	(Em desenvolvimento) Neutralização de feixe em propulsores RF e outros. Missões de Longa duração.
Catodo ECR	Xe / Ar	0,14 - 4,2	70 - 320	1,7 - 9,8	20000	Neutralização de feixe de propulsores iônicos (herança da missão Haybusa).
Catodo MRC	Xe / Ar	0 - 2,1	50 - 100	2	-	(Em desenvolvimento) Neutralização de feixe em propulsores de média e alta potência.
Catodo NES	Xe / Ar	0 - 30	43	211	-	(Em desenvolvimento) Neutralização de feixe em propulsores de alta potência.
Catodo FE	-	0,0001 - 0,006	200 - 2000	-	15000	Neutralização de feixe de propulsores de baixa potência. Controle de carga em veículos espaciais (e.g. ISS).

2.2 Análise de Plasmas de Acoplamento Indutivo

A modelagem de plasmas de acoplamento indutivo pode ser subdividido em quatro etapas básicas (CHABERT; BRAITHWAITE, 2011): (1) análise eletromagnética, onde é determinada, a partir da corrente aplicada à bobina, os campos e correntes internas ao plasma e a potência absorvida; (2) modelo de transformador, onde uma analogia é realizada para se estudar a descarga como um circuito elétrico; (3) balanço de energia e de partículas, onde um método para o cálculo da temperatura de elétrons e densidade do plasma é determinado a partir das equações básicas de conservação; e (4) transição entre modos de descarga, onde se determinam as condições operacionais mínimas para a sustentação da descarga indutiva e identificação da transição entre uma dinâmica indutiva e capacitiva.

Dessa forma, nas seções subseqüentes será explorado cada uma destas análises, amplamente presentes na literatura, para que ao fim possa se obter um modelo sistemático de estudo destas descargas. Visa-se que este modelo possibilite um dimensionamento do neutralizador tomando como ponto de partida uma sólida base teórica.

Os modelos apresentados aqui de uma forma sucinta, são baseados nas discussões realizadas por Lieberman e Lichtenberg (2005) e Chabert e Braithwaite (2011), que descrevem de uma forma detalhada todo o processo de derivação dos modelos analíticos deste tipo de fonte de plasma.

2.2.1 Análise Eletromagnética

De maneira geral, as características de uma descarga indutiva são fortemente dependentes da geometria do problema, uma vez que os campos eletromagnéticos são gerados a partir dos condutores que por sua vez seguem o formato do catodo. Para realizar uma simplificação do estudo, a maioria dos modelos confeccionados até os dias de hoje são baseados em uma geometria cilíndrica, onde o plasma é abrigado por tubo dielétrico que é circundado por uma bobina eletromagnética comum.

Como mostrado anteriormente, a maioria dos neutralizadores que são baseados na tecnologia de descargas indutivas também utilizam a geometria cilíndrica como base. Dessa forma, por haver maior quantidade de material bibliográfico disponível, o presente trabalho também se baseará em um sistema com esta geometria. A figura 15 ilustra o diagrama geral do sistema, mostrando também suas dimensões mais importantes que serão utilizadas no desenvolvimento do modelo a seguir.

No primeiro passo da modelagem analítica, considera-se que um plasma é gerado dentro de uma cavidade cilíndrica de raio R_0 e comprimento l , e que ele possua propriedades completamente isotrópicas, e dessa forma seu comportamento possa ser modelado

por uma permissividade elétrica complexa ε_p , dada pela expressão,

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)} \quad (2.5)$$

Onde $\omega_{pe} = (e^2 n_0 / \varepsilon_0 m_e)^{1/2}$ é a frequência eletrônica do plasma, ω é a frequência do sinal incidente e ν_m é a frequência de colisão entre elétrons e átomos neutros.

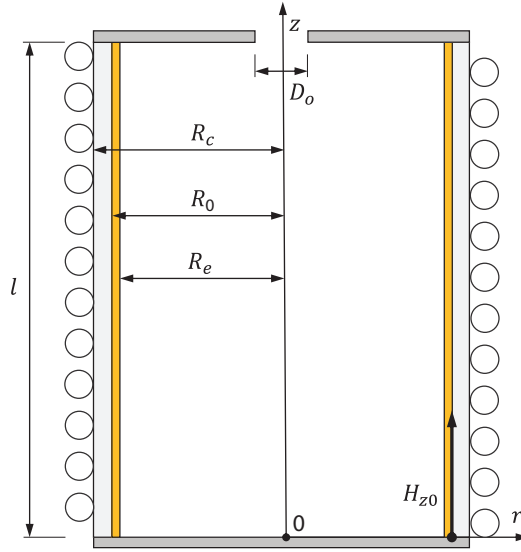


Figura 15 – Diagrama básico do sistema de ICP de geometria cilíndrica

Como discutido por Budden (1988), o índice de refração obtido a partir da equação 2.5 em geral possui valores complexos, na forma $n = \alpha - j\beta$, onde c/α é a velocidade de onda, e β representa um termo de atenuação. Em um sistema onde não há introdução de energia à medida que a onda é propagada e esta onda viaja na direção positiva de propagação, α e β devem ser ambos positivos (BUDDEN, 1988). No caso particular de plasmas sem colisões ($\nu_m \approx 0$), quando $\omega > \omega_{pe}$ a onda é propagada sem atenuação, já quando $\omega < \omega_{pe}$ não existe propagação, e a onda se torna evanescente.

Com isso, considerando que uma corrente alternada de amplitude I_b atravessa a bobina do catodo, que possui N voltas, que o campo magnético interno resultante possui apenas a componente axial H_z , e que o campo elétrico possui apenas a componente azimutal E_θ , pode ser mostrado, aplicando-se as equações de Maxwell, que o campo magnético é determinado a partir de uma equação diferencial ordinária de Bessel, na forma,

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + k_0^2 \varepsilon H_z = 0 \quad (2.6)$$

Onde $k_0 = \omega/c$ é o número de onda no vácuo. É importante que seja notado que

para a obtenção da equação diferencial mostrada, a tanto H_z quanto E_θ são assumidos como soluções harmônicas do sistema, no formato $\hat{E}_\theta = E_\theta \exp(j\omega t)$ e $\hat{H}_z = H_z \exp(j\omega t)$.

Uma vez que a equação 2.6 possui formato conhecido, sua solução pode ser determinada de forma direta, provendo a relação dos campos eletromagnéticos internos ao plasma, como,

$$H_z(r) = H_z(r_0) \frac{J_0(kr)}{J_0(kr_0)} \quad (2.7)$$

$$E_\theta(r) = -\frac{jkH_z(r_0)}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_p} \frac{J_0(kr)}{J_0(kr_0)} \quad (2.8)$$

Onde $k = k_0\sqrt{\varepsilon_p}$ é o número de onda complexo do plasma, e $H_z(r_0) = NI_b/l$ é o campo na fronteira do plasma.

Além disso, como em qualquer material condutor, a propagação da radiação eletromagnética possui uma espessura de penetração eficaz onde os campos possuem intensidade considerável. Esta espessura é definida como,

$$\delta = -\frac{c}{\omega \text{Im}\sqrt{\varepsilon_p}} \quad (2.9)$$

A partir das equações 2.7 e 2.8 obtidas anteriormente, torna-se possível o cálculo da potência transferida ao plasma a partir do teorema de Poynting para campos harmônicos (JACKSON, 1999), na forma,

$$P = -\frac{1}{2}(2\pi r_0 l) E_\theta(r_0) H_z(r_0) \quad (2.10)$$

Com isso, se for considerado que a potência possui uma componente dissipativa e uma reativa, torna-se possível determinar a energia absorvida pelo plasma como a parte real da potência complexa, podendo ser expressada na forma,

$$P_{abs} = \text{Re}[P] = \frac{\pi}{l\omega\varepsilon_0} \text{Re}\left[\frac{jk r_0 J_1(kr_0)}{\varepsilon_p J_0(kr_0)}\right] N^2 I_b^2 \quad (2.11)$$

De maneira semelhante pode-se definir a potência reativa como a parte imaginária da expressão 2.10.

A expressão obtida de absorção de potência fornece um modelo simplificado para a operação da descarga ICP cilíndrica. Pode ser observado que a relação obtida depende dos parâmetros de plasma e densidade de átomos neutros, através da permissividade, das características geométricas do sistema, e das características do sinal elétrico aplicado à bobina. Será mostrado, ao longo do desenvolvimento deste trabalho que a expressão obtida

é de grande utilidade quando deseja-se realizar uma predição de performance simplificada para o dimensionamento básico do sistema.

Para descargas de baixa densidade, onde $\nu_m \ll \omega$, a expressão da potência absorvida pode ser simplificada para,

$$P_{abs} = \frac{\pi e^2 n_0 \mu_0^2}{16 m_e l} N^2 r_0^4 \nu_{eff} I_c^2 \quad (2.12)$$

2.2.2 Modelo de Transformador

O modelo de analogia de transformador consiste em um método simplificado de analisar uma descarga indutiva, considerando-a um circuito elétrico e modelando a dinâmica do sistema como componentes elétricos lineares (PIEJAK et al., 1992).

Para a modelagem, o conjunto da bobina e o plasma é considerado um transformador, onde o plasma é considerado um enrolamento de uma única volta. Uma visão geral do modelo pode ser visto na figura 16.

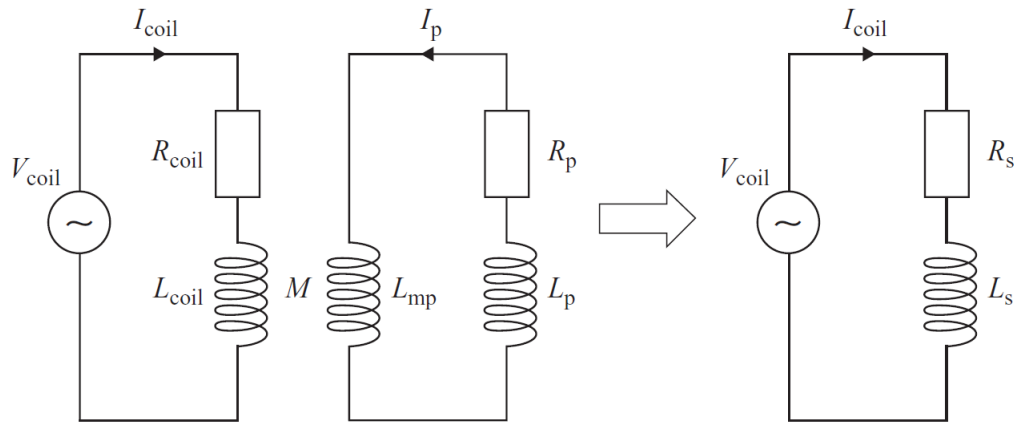


Figura 16 – Ilustração do modelo de transformador

Em uma forma de se manter a consistência entre os modelos apresentados, a potência absorvida pelo plasma indutivo pode ser definida como,

$$P_{abs} = \frac{1}{2} I_p^2 R_p = \frac{1}{2} I_b^2 R_i \quad (2.13)$$

Onde $R_p = (\pi r_0 / \sigma_m l \delta)$ é a resistência equivalente do plasma, I_p é a corrente fluindo através da descarga e R_i é a resistência calculada através do modelo eletromagnético.

O modelo define assim as seguintes relações para os componentes do circuito,

$$R_s = R_b + R_i \quad (2.14)$$

$$L_s = L_b - L_{mp} \frac{R_i}{R_p} - \frac{R_i}{\nu_m} \quad (2.15)$$

Onde R_b é a resistência elétrica da bobina, L_b é a indutância da bobina e $L_{mp} = (\mu_0 \pi r_0^2 / l)$ é a indutância causada pelo fluxo magnético induzido pela corrente fluindo através do plasma.

Derivações completas deste modelo são descritas por [Gudmundsson e Lieberman \(1997\)](#), [Lieberman e Lichtenberg \(2005\)](#) e [Chabert e Braithwaite \(2011\)](#).

2.2.3 Balanço de Energia e Partículas

Dois aspectos básicos que devem ser analisados para garantir o equilíbrio da descarga estudada é o balanço geral dos fluxos de partículas e o balanço entre a energia absorvida e perdida pelo plasma. A partir da solução destas duas relações torna-se possível a determinação da temperatura dos elétrons T_e e a densidade do plasma n_0 , os quais são fundamentais para a caracterização de uma dada descarga.

No contexto destes modelos de conservação, os principais mecanismos de conversão de energia, e geração ou perda de partículas, são as reações químicas e colisões entre as diversas espécies presentes no plasma. As três reações mais comuns nos plasmas de gases monoatômicos são: (1) colisões elásticas, (2) reação de excitação, e (3) reação de ionização. Apesar haver outros inúmeros tipos de reações distintas em uma dada descarga, utilizar apenas estas três reações descritas já permite uma aproximação de boa qualidade para previsões de desempenho aproximadas, como as realizadas neste trabalho.

A fim de se aplicar o modelo de reações às análises aqui tratadas, a principal quantidade de interesse é a chamada constante de reação $K \equiv (\nu/n_g)$, que caracteriza um dado processo, expressando a taxa de reação em função da temperatura eletrônica média de um plasma Maxwelliano (ν é a frequência de colisões de um dado processo e n_g é a densidade de átomos neutros). Esta constante pode ser definida na forma,

$$K(T_e) = \langle \sigma(v)v \rangle_{\mathbf{v}} \quad (2.16)$$

$$= \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right) \int_0^\infty \sigma(v)v \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T_e}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.17)$$

Onde $\sigma(v)$ é a seção de choque de uma dada reação. Apesar de existirem modelos analíticos para as seções de choque, como mostrado por [Lieberman e Lichtenberg \(2005\)](#), torna-se inviável a modelagem completa de cada uma das reações, devido aos diversos efeitos distintos inerentes aos processos reais. Com isso, torna-se interessante a utilização de dados empíricos, que permitem assim o cálculo numérico destas quantidades de uma forma mais direta. O presente trabalho utiliza-se do banco de dados fornecido pelo grupo

LXCat¹, que consiste em uma abrangente coleção de dados advindos de experimentos realizados por instituições de pesquisa de todo o mundo. A figura 17 demonstra os valores obtidos das constantes de reação para o xenônio.

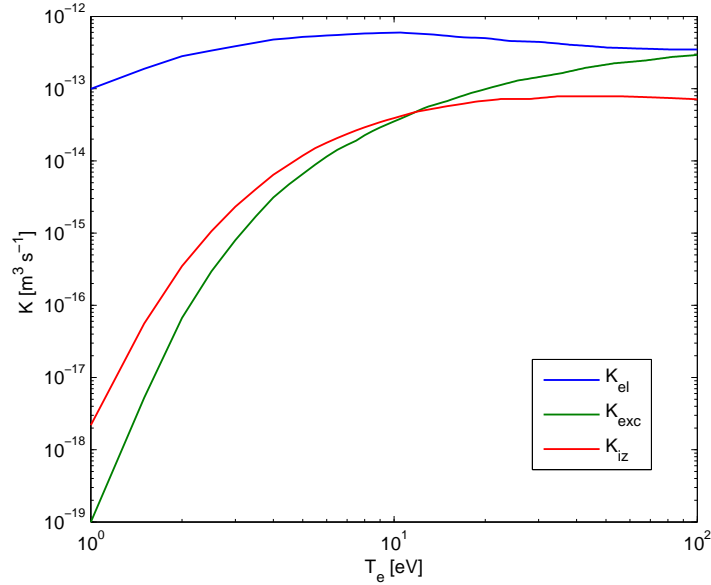


Figura 17 – Valores das constantes de reação

Partindo dos dados obtidos, para garantir primeiramente o balanço de partículas dentro do plasma, pode-se igualar a taxa de partículas perdidas para a superfície do catodo à taxa de produção de partículas ionizadas, o que pode ser expressado na forma,

$$n_0 u_B A_{\text{eff}} = K_{iz} n_g n_0 \pi r_0^2 l \quad (2.18)$$

Onde u_B é a velocidade de Bohm, K_{iz} é a constante de reação de ionização no plasma, e A_{eff} é a área efetiva de perda de partículas, representada na forma,

$$A_{\text{eff}} = 2\pi r_0^2 h_l + 2\pi r_0 l h_r \quad (2.19)$$

Onde h_l e h_r são as razões entre a densidade de plasma na superfície e no centro da descarga, na direção axial e radial respectivamente. Na literatura ambas razões são apresentadas como quantidades aproximadas (LIEBERMAN; LICHTENBERG, 2005). No caso de valores intermediários de pressão ($r_0, l > \lambda_i > (T_i/T_e)r_0, l$), de forma geral as expressões destas razões podem ser expressadas como,

$$h_l \approx \frac{0,86}{\sqrt{3 + l/2\lambda_i}} \quad (2.20)$$

¹ <<http://lxcat.net>>

$$h_r \approx \frac{0,80}{\sqrt{3 + r_0/\lambda_i}} \quad (2.21)$$

Onde λ_i é o livre caminha médio das colisões entre íons.

É importante ressaltar que a equação 2.19 na maioria das fontes bibliográficas é rearranjada para assumir sua forma mais usual, sendo ela,

$$\frac{K_{iz}(T_e)}{u_B(T_e)} = \frac{1}{n_g d_{\text{eff}}} \quad (2.22)$$

Onde $d_{\text{eff}} = (\pi r_0^2 l / A_{\text{eff}})$ é um comprimento efetivo do sistema. É possível perceber que a equação obtida tem como única variável a temperatura de elétrons T_e , e dessa forma para uma dada geometria e pressão de átomos neutros, a equação pode ser solucionada numericamente para assim determinar este parâmetro do plasma. Além disso, é interessante observar que a expressão obtida não possui dependência com a densidade do plasma, significando assim que em uma dada descarga a temperatura do plasma não é alterada com a variação da potência absorvida ou outras condições operacionais elétricas.

Ao longo do desenvolvimento da modelagem analítica do neutralizador, no capítulo precedente, este será o método adotado para a determinação da temperatura eletrônica do plasma gerado.

O segundo passo neste desenvolvimento é a aplicação da condição de balanço de energia para que a descarga seja estável. Igualando-se então a potência absorvida pelo plasma com a potência perdida através dos diversos mecanismos apresentados, obtém-se,

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{loss}} \quad (2.23)$$

$$= en_0 u_B A_{\text{eff}} \epsilon_T \quad (2.24)$$

Onde ϵ_T é a energia perdida pelo plasma ao se perder um par íon-elétron do sistema. Esta energia pode ser expressada como,

$$\epsilon_T(T_e) = \epsilon_c + \epsilon_e + \epsilon_i \quad (2.25)$$

Sendo ϵ_c a energia perdida por processos de colisão, ϵ_e a energia perdida pela energia cinética dos elétrons, e ϵ_i pela energia cinética dos íons. Dessa forma, se for considerado que a temperatura dos elétrons é sempre expressa em unidades de elétron-volts cada uma destas expressões de perda de energia podem ser expressadas como,

$$\epsilon_c = \epsilon_{iz} + \frac{K_{\text{exc}}}{K_{iz}} \epsilon_{\text{exc}} + \frac{K_{\text{el}}}{K_{iz}} \left(\frac{3m_e T_e}{m_i} \right) \quad (2.26)$$

$$\epsilon_e = 2T_e \quad (2.27)$$

$$\epsilon_i = T_e \left(\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (2.28)$$

Onde K_{iz} , K_{exc} e K_{el} são as constantes de reação de ionização, excitação e colisões elásticas respectivamente, e ϵ_{iz} e ϵ_{exc} , são as energias mínimas para cada uma das reações.

Uma vez que todos os termos da equação 2.25 podem ser determinados numericamente através dos dados empíricos utilizados, torna-se possível então realizar a solução numérica da equação 2.24 em conjunto com a equação 2.11, para que assim a densidade n_0 seja determinada, a partir da imposição dos parâmetros operacionais básicos do sistema. Na fase de dimensionamento do neutralizador, este será o método empregado para a determinação da densidade de plasma.

2.3 Extração de Elétrons

Oks (2006) realiza uma discussão detalhada a respeito da física de extração de elétrons de catodos à plasma. Dessa forma, a seguir será mostrada alguns dos principais pontos desta análise realizada pelo autor a fim de se obter uma metodologia geral para se prever a magnitude de corrente eletrônica extraída, a partir dos parâmetros básicos de plasma.

Se for considerado que o catodo é composto por um corpo cilíndrico o qual sua parede (exceto o orifício de extração) age como um catodo, que possui potencial elétrico ϕ_i e área A_i , e que o orifício de extração age como um anodo, e possui área A_e e potencial ϕ_e , a corrente iônica perdida pode ser expressa como,

$$I_i = I_{i,i} + I_{i,e} \approx 0,61en_0u_B(A_i + A_e) \quad (2.29)$$

No caso dos elétrons, uma vez que para ser perdido ele deve superar a barreira potencial presente nas bainhas de plasma, a corrente extraída pelo anodo pode ser expressa como,

$$I_e = \frac{1}{4}en_0\sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp \left[\frac{e(\phi_e - \phi_p)}{k_B T_e} \right] \quad (2.30)$$

Onde ϕ_p é o potencial de plasma.

É interessante notar que à medida em que o potencial elétrico no anodo se aproxima do potencial de plasma, I_e se aproxima de uma corrente máxima, chamada de

corrente de saturação. Uma vez que para manter a consistência da descarga, é necessário manter a conservação de corrente na forma $I_i = I_e$, a corrente iônica acaba por também ser influenciada pela mudança de potencial do anodo. Dessa forma, como a corrente máxima extraível depende da corrente iônica, deseja-se, para maximizar a corrente emitida, construir um catodo onde $A_e \ll A_i$.

Outro aspecto importante na análise da extração de elétrons de plasmas é a espessura da bainha de plasma no orifício, o qual diminui a área de extração efetiva. (OKS, 2006) sugere, a partir de uma análise de relação de compromisso, que a espessura mais indicada para preservar o nível de corrente e ao mesmo tempo garantir uma boa estabilidade da descarga é na condição em que $s \approx r_e$, onde s é a espessura da bainha. Esta espessura pode ser calculada pela lei de Child-Langmuir na forma,

$$s = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{n_0}} \frac{(\phi_p - \phi_e)^{3/4}}{(ek_B T_e)^{1/4}} \quad (2.31)$$

Nos últimos anos pesquisadores da Universidade de Wisconsin-Madison, apresentaram uma teoria chamada de “escoamento não-ambipolar” (BAALRUD et al., 2007), onde, em uma dada descarga que segue algumas delimitações de projeto, é possível garantir que todos os íons sejam perdidos somente para a parede do catodo e que todos os elétrons sejam extraídos pelo orifício.

Assim como mostrado por Longmier e Hershkowitz (2008), a principal condição para que haja o fenômeno de escoamento não-ambipolar é que a razão das áreas obedeça à relação,

$$\frac{A_i}{A_e} \approx \sqrt{\frac{2m_i}{\pi m_e}} \quad (2.32)$$

A relação obtida é de grande utilidade no âmbito do dimensionamento do neutralizador, uma vez que ao aplicar garante-se uma configuração ótima do catodo sem que para isso seja necessária a aplicação de ferramentas computacionais para identificação de configurações de maior desempenho.

3 Concepção do Neutralizador

Neste capítulo será tratada a modelagem e dimensionamento do neutralizador, para que ao seu fim tenha-se um projeto mecânico do sistema e uma metodologia básica para previsão de seu desempenho.

Na primeira parte será realizada uma descrição simples a respeito da arquitetura do sistema escolhido e quais os principais aspectos de projeto que devem ser considerados para o dimensionamento.

Na segunda e terceira parte, partindo das relações apresentadas no capítulo 2, será desenvolvido um método básico para correlacionar o modelo analítico aos requisitos técnicos apresentados no início do projeto.

Por fim, simulações preliminares serão mostradas com o intuito de se confirmar o previsto pela teoria e ajustar o dimensionamento feito para que assim alguns efeitos, desprezados analiticamente, possam ser considerados.

3.1 Conceito Básico do Sistema

Um neutralizador baseado em tecnologia ICP, consiste basicamente em um gerador de plasma RF, que contém ao final de sua câmara de ionização um orifício de extração de elétrons, o qual também age como um retentor de fluxo, que por sua vez aumenta a pressão interna do gás diretamente.

O presente trabalho será focado na concepção e testes de dois modelos distintos de neutralizador, o primeiro irá utilizar como arquitetura básica do sistema, os catodos tradicionais, como os desenvolvidos por [Watanabe et al. \(2011\)](#) e [Scholze et al. \(2008\)](#), e o segundo consistirá em uma arquitetura alternativa, a qual possui o eletrodo coletor no centro da descarga, realizando assim a ionização do gás apenas na região de onde ocorre penetração dos campos eletromagnéticos. As arquiteturas são demonstradas na figura 18.

Ainda utilizando a arquitetura alternativa, será também avaliado qual o efeito que um outro enrolamento de bobina localizado neste caso no corpo cerâmico central causaria à descarga de plasma.

Ao fim do trabalho deseja-se identificar qual das configurações estudadas apresenta melhor desempenho, e qual delas se adequa melhor à aplicação para qual está sendo designada.

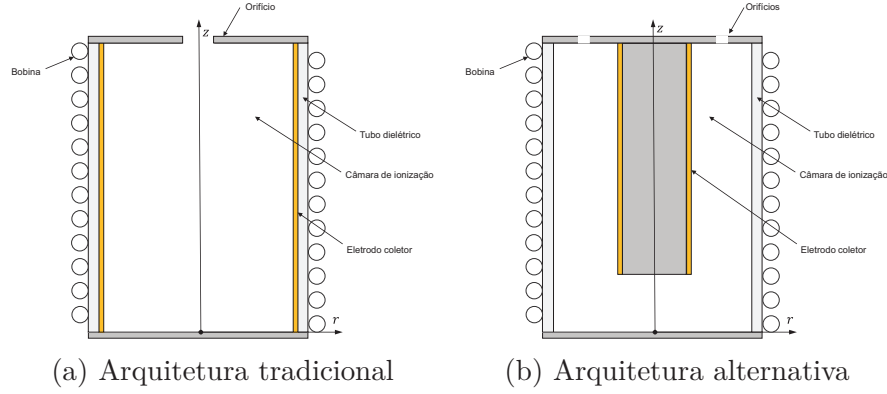


Figura 18 – Diagramas básicos do modelo de neutralizador utilizado no trabalho

3.2 Considerações Teóricas

A fim de se obter uma configuração do neutralizador que atenda aos requisitos do projeto, faz-se necessário a relação entre os parâmetros especificados e as características do sistema. Torna-se interessante então a modelagem teórica do sistema a partir das relações apresentadas no capítulo 2.

O primeiro passo para esta modelagem, é a relação entre o fluxo mássico de gás e a pressão interna do neutralizador. Sharipov (2004) mostra a relação do fluxo mássico e pressão na câmara, através de um orifício fino, em um gás rarefeito. Quando a pressão na saída do orifício se aproxima de zero (vácuo), a relação pode ser descrita como,

$$\dot{m} = \frac{\sqrt{\pi} r_e^2}{v_0} (1 + A\delta) \quad (3.1)$$

Onde r_e é o raio do orifício, $v_0 = (2k_B T_0 / m_i)^{1/2}$ é velocidade térmica do gás, $\delta = (r_e P_0 / \mu_0 v_0)$ é o fator de rarefação, e A é uma constante calculada numericamente, que assume o valor $A \approx 0,13$ para as condições deste problema (SHARIPOV, 2004).

Resolvendo-se a equação 3.1 para a pressão P_0 , obtém-se a expressão,

$$P_0 = \left[\left(1 + 4\dot{m} \frac{A k_1}{k_2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \frac{1}{2A k_1} \quad (3.2)$$

Onde $k_1 = (r_e / \mu_0 v_0)$ e $k_2 = (\sqrt{\pi} r_e^2 / v_0)$.

A partir então da equação 3.2, pode-se calcular a densidade de átomos neutros considerando-o um gás ideal, na forma,

$$n_g = \frac{P_0}{k_B T_0} \quad (3.3)$$

Uma vez que considera-se que o fluxo mássico é praticamente constante durante o dimensionamento do neutralizador, n_g só varia com a área do orifício.

É interessante notar ainda que para uma dada geometria, a temperatura de elétrons T_e decresce monotonicamente quando n_g é aumentado, e dessa forma, como n_g decresce monotonicamente quando a área do orifício é aumentada, T_e cresce com A_e .

O segundo passo na modelagem do sistema é a relação entre a corrente extraída I_e e os parâmetros da descarga. Dessa forma, considerando que a relação entre a potência absorvida e a densidade é dada de forma linear pela equação 2.24, e considerando que a corrente extraída está próxima da corrente de saturação ($I_e \approx 0,25en_0v_eA_e$), pode-se então relacionar a potência inserida no sistema e a corrente extraída como,

$$P_{abs} = \left[4\epsilon_T \frac{A_{eff}}{A_e} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8m_i}} \right] I_e \quad (3.4)$$

Confirmando assim as observações experimentais de que a corrente obtida do catodo é diretamente proporcional à potência inserida no sistema. É importante notar que a equação obtida não relaciona a corrente com os parâmetros do sistema, já que não leva em consideração a equação 2.11, ainda assim, este modelo fornece imagem clara do funcionamento do sistema, uma vez que se garante que o plasma está absorvendo um dado valor de potência.

A equação 3.4 pode ser ainda mais simplificada, se a condição de escoamento não-ambipolar for aplicada. Dessa forma, se for considerado que $A_i \approx A_{eff}$, quando aplica-se a equação 2.32, a relação anterior reduz-se a,

$$P_{abs} = 2\epsilon_T I_e \quad (3.5)$$

A partir das relações obtidas, pode-se então definir o custo de extração de corrente C_e [W/A] de forma analítica, sendo ele o termo que multiplica a corrente na expressão 3.4, ou seja,

$$C_e = 4\epsilon_T \frac{A_{eff}}{A_e} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8m_i}} \quad (3.6)$$

Observa-se então que para diminuir o custo de extração deve-se aumentar a temperatura de elétrons, uma vez que ϵ_T decresce monotonicamente com T_e , e diminuir o valor da razão A_{eff}/A_e , aumentando a área do orifício ou diminuindo as dimensões gerais do catodo.

Por fim, é interessante também relacionar a corrente extraída com os parâmetros do sistema, através da equação de absorção de potência 2.11. É importante notar que, como comentado por Chabert e Braithwaite (2011), esta relação de absorção possui um perfil altamente não linear, e possui um máximo de absorção para uma dada densidade de plasma. Para se determinar a densidade de plasma deve-se achar a interseção da equação

de absorção com a expressão linear 2.24. Ainda comentado pelo mesmo autor, nota-se que quando essa interseção ocorre abaixo do máximo da função de absorção, o plasma encontra-se em regime instável de transição entre o modo indutivo e capacitivo, sendo assim uma situação indesejável.

Dessa forma, para se garantir que a descarga esteja sempre em modo indutivo de forma estável, deve-se operar à densidades acima desta chamada densidade crítica. Lee e Chung (2006) definem esta densidade de transição como,

$$n_{e,c} \approx \frac{3}{2r_0^2} \frac{m_e}{e^2 \mu_0} \left(1 + \frac{\nu_m^2}{\omega^2} \right) \quad (3.7)$$

Pode-se definir então esta densidade como a mínima requerida para a operação correta do sistema. Observa-se que, para uma frequência de operação determinada fixa e uma dada densidade de átomos neutros, $n_{e,c} \propto r_0^{-2}$.

Desta mesma forma, considerando esta densidade de transição, para uma dada temperatura elétrons, a partir da equação 2.24 define-se uma potência mínima de operação e então utilizando também equação 3.4, define-se uma mínima corrente eletrônica possível ser extraída.

Para regimes de operação onde a densidade está bem a cima da densidade crítica, Chabert e Braithwaite (2011) define expressões simplificadas para densidade do plasma. Quando $\nu_m \gg \omega$,

$$n_e \approx \left(\frac{\pi r_0 N^2 (2\omega \nu_m m_e / \epsilon_0)^{1/2}}{4u_B A_{\text{eff}} e \epsilon_T l c} \right)^{\frac{2}{3}} I_b^{4/3} \quad (3.8)$$

Na próxima seção, utilizando-se das relações obtidas, o dimensionamento do neutralizador será realizado a partir dos requisitos técnicos do projeto, que serão apresentados a seguir.

3.3 Dimensionamento e Projeto Mecânico

Com o objetivo de se tornar uma alternativa ao sistema de neutralização do propulsor RIT- μX , os requisitos operacionais do neutralizador deste trabalho foram identificados e acordado entre as equipes da Universidade de Brasília e Airbus DS como:

1. O sistema deve prover níveis de corrente que variem entre 0 e 30 mA, com a possibilidade de se testar o sistema até 100 mA.
2. O sistema deve operar com níveis de consumo de potência que variem entre 8 e 30 W.

3. O fluxo mássico de propelente não deve exceder o nível dos $5 \mu\text{g/s}$ de xenônio.
4. A frequência utilizada deve ser de 2,5 MHz.

Uma vez que o nível de corrente fornecida pelo catodo pode ser controlado através da aplicação de diferentes níveis de tensão ao anodo (OKS, 2006), desde que a corrente de saturação mínima esteja a cima do requisitado, para otimizar o desempenho do sistema é necessário apenas diminuir a potência de operação para se manter a descarga estável. Desta forma, é interessante notar que, a partir do modelo obtido, se a frequência for assumida constante, e um escoamento não-ambipolar for empregado, os únicos parâmetros que influenciam na determinação dessa potência mínima de operação, para que a descarga indutiva ocorra, são r_0 , l e \dot{m} .

Considerando que a potência mínima decresce a medida em que se aumenta o raio da câmara de ionização, faz-se necessário limitar esta dimensão para que não se obtenha, ao final do processo de dimensionamento, um sistema com tamanho demasiadamente elevado.

A partir da variação dos três parâmetros, entre o intervalo de 5 e 20 mm para r_0 , entre 15 e 60 mm para l , e entre 0,5 e $5 \mu\text{g/s}$ para \dot{m} , detectou-se um regime de operação onde foi possível manter a potência mínima na casa dos 20 W, enquanto que as dimensões gerais do sistema eram mantidas menores que as dimensões do propulsor em si. Salienta-se que um dos objetivos do projeto é a própria miniaturização do sistema. A tabela 2 demonstra os parâmetros obtidos.

Tabela 2 – Parâmetros calculados do neutralizador

Raio da câmara, r_0	15,0 mm
Comprimento da câmara, l	50,0 mm
Raio do orifício, r_e	1,25 mm
Número de voltas da bobina, N	10
Fluxo mássico, \dot{m}	$2 \mu\text{g/s}$
Potência mínima, P_{min}	24 W
Corrente de saturação, $I_{e,sat}$	250 mA
Pressão na câmara, P_0	$8 \cdot 10^{-4}$ torr
Temperatura de elétrons, T_e	4,5 eV

A partir destes dados determinados foi possível a concepção de um projeto mecânico preliminar do neutralizador em ambas as configurações propostas. A figura 19 mostra a configuração tradicional do neutralizador e a 20 mostra a alternativa, proposta originalmente neste trabalho. É importante notar que o projeto foi realizado a partir de um conceito modular onde permite-se a intercâmbio da peça onde localiza-se o orifício para que assim com um mesmo corpo, ambas configurações possam ser testadas.

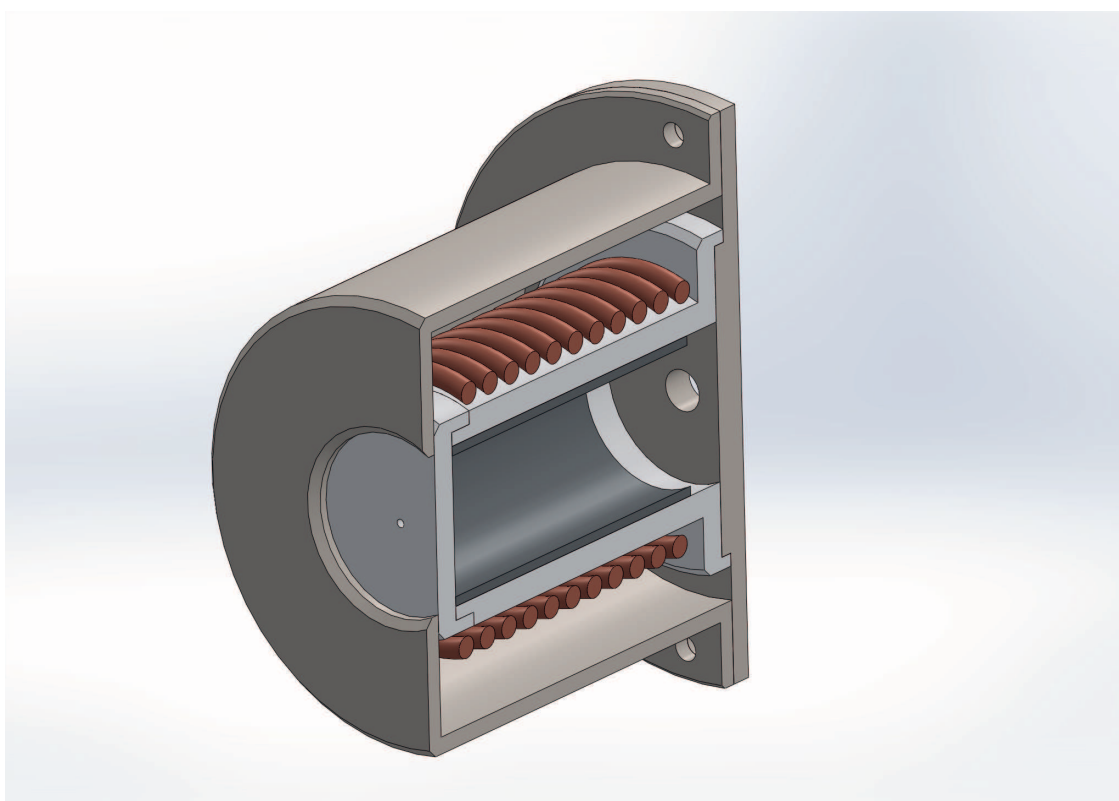


Figura 19 – Projeto mecânico do neutralizador tradicional

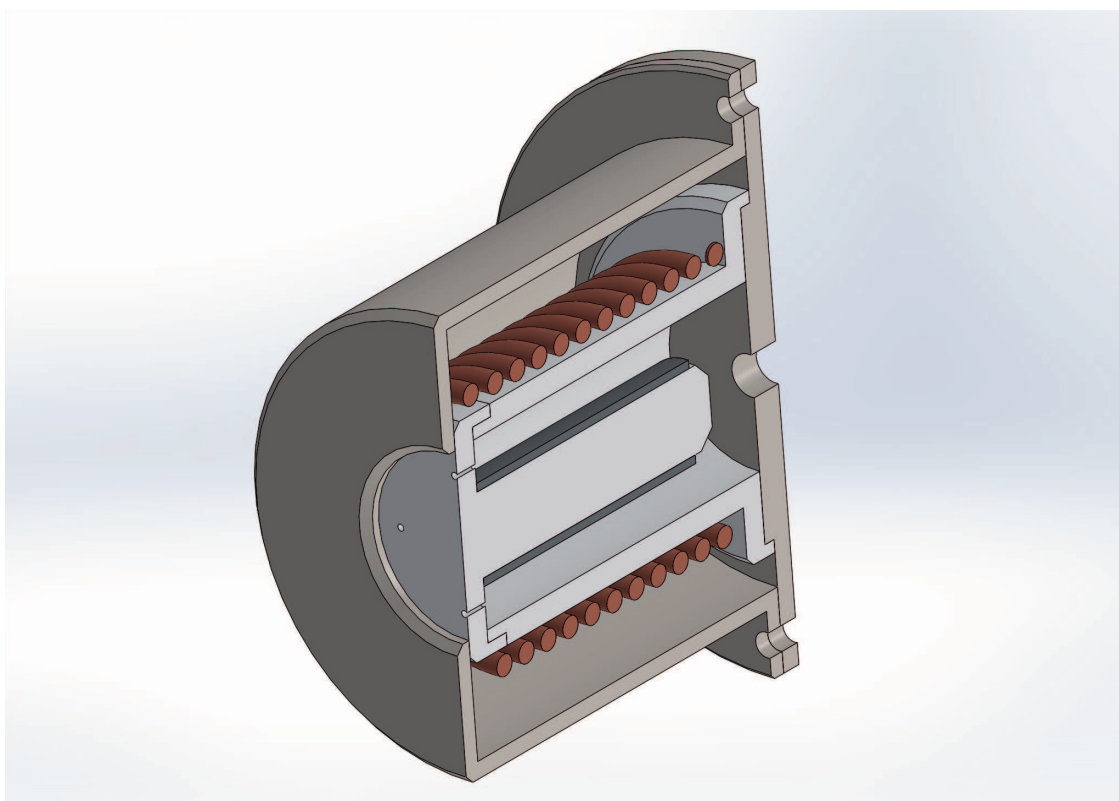


Figura 20 – Projeto mecânico do neutralizador alternativo

Referências

- BAALRUD, S. D.; HERSHKOWITZ, N.; LONGMIER, B. Global nonambipolar flow: Plasma confinement where all electrons are lost to one boundary and all positive ions to another boundary. *Physics of Plasmas*, v. 14, 2007. Citado na página 45.
- BUDDEN, K. G. *The propagation of radio waves: the theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1988. Citado na página 38.
- CHABERT, P.; BRAITHWAITE, N. *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2011. Citado 4 vezes nas páginas 37, 41, 48 e 49.
- COOKE, D.; GEIS, M. Introducing the passive anode surface emission cathode. In: *Proceedings of the 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2002. Citado na página 34.
- DIAMANT, K. Resonant Cavity Hollow Cathode. In: *Proceedings of the 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado 3 vezes nas páginas 20, 31 e 32.
- GODYAK, V.; RAITSES, Y.; FISCH, N. RF Plasma Cathode-Neutralizer for Space Applications. In: *Proceedings of the 30th International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2007. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 28.
- GOEBEL, D.; CHU, E. High-Current Lanthanum Hexaboride Hollow Cathode for High-Power Hall Thrusters. *Journal of Propulsion and Power*, v. 30, n. 1, 2014. Citado na página 26.
- GOEBEL, D.; KATZ, I. *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*. [S.l.]: Wiley, 2008. Citado 7 vezes nas páginas 12, 14, 17, 20, 24, 25 e 26.
- GROH, K. H.; LOEB, H. W. State of the art of radio-frequency ion sources for space propulsion. *Review of Scientific Instruments*, v. 65, n. 5, 1994. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.
- GUDMUNDSSON, J. T.; LIEBERMAN, M. A. Magnetic induction and plasma impedance in a planar inductive discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, v. 7, n. 2, 1997. Citado na página 41.
- HESS, R.; WEINSTEIN, R. *New Experiments with Hollow Cathode Discharges for Application to Plasma Accelerations*. [S.l.], 1961. Citado na página 25.
- HIDAKA, Y. et al. Performance and analysis of an electron cyclotron resonance plasma cathode. *Journal of Vacuum Science and Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, v. 27, n. 2007, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.
- HUMBLE, R.; HENRY, G.; LARSON, W. *Space Propulsion Analysis and Design*. [S.l.]: Learning Solutions, 2008. Citado 3 vezes nas páginas 11, 12 e 16.

- INOE, T. et al. Electrode-less Neutralizer with Inductively Coupled Plasma (in Japanese). In: *Proceedings of the Space Transfer Symposium*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado na página 27.
- JACK, T.; PATTERSON, S.; FEARN, D. The Effect of the Keeper Electrode on Hollow Cathode Discharge Characteristics. In: *Proceedings of the 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2000. Citado na página 26.
- JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. [S.l.]: Wiley, 1999. Citado na página 39.
- JAHN, R. *Physics of Electric Propulsion*. [S.l.]: McGraw-Hill, 1968. Citado 4 vezes nas páginas 13, 14, 16 e 19.
- JAHN, R.; CHOUEIRI, E. Electric Propulsion. In: *Encyclopedia of Physical Science and Technology*. [S.l.]: Academic Press, 2002. v. 5, p. 125–141. Citado na página 15.
- KENT, B. J. et al. A field effect spacecraft neutralizer for the LISA Pathfinder mission. *Classical and Quantum Gravity*, v. 22, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 21 e 35.
- KUNINAKA, H. et al. Microwave Plasma Contactor. In: *Proceedings of the 23rd International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 1993. Citado na página 20.
- KUNINAKA, H. et al. Powered Flight of Electron Cyclotron Resonance Ion Engines on Hayabusa Explorer. *Journal of Propulsion and Power*, v. 23, n. 3, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 31.
- LEE, M.; CHUNG, C. On the E to H and H to E transition mechanisms in inductively coupled plasma. *Physics of Plasmas*, v. 13, 2006. Citado na página 49.
- LEITER, H. et al. RIT- μ X-High precision micro ion propulsion system based on RF-technology. In: *Proceedings of the 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2007. p. 5250. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 18.
- LIEBERMAN, M.; LICHTENBERG, A. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. [S.l.]: Wiley, 2005. Citado 6 vezes nas páginas 27, 30, 33, 37, 41 e 42.
- LOEB, H. W. Recent work on radio frequency ion thrusters. *Journal of Spacecraft and Rockets*, v. 8, n. 5, p. 494–500, 1971. Citado na página 17.
- LOEB, H. W. et al. Forty Years of Giessen EP-Activities and the Recent RIT-Microthruster Development. In: *Proceedings of the 29th International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado na página 18.
- LONGMIER, B. W.; HERSHKOWITZ, N. Nonambipolar Electron Source for Neutralization of Ion and Hall Thrusters. In: *Proceedings of the 29th International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 33.
- LONGMIER, B. W.; HERSHKOWITZ, N. Improved operation of the nonambipolar electron source. *Review of Scientific Instruments*, v. 79, n. 93506, 2008. Citado 3 vezes nas páginas 33, 34 e 45.
- MARRESE, C. M. A review of field emission cathode technologies for electric propulsion and instruments. In: *Proceedings of the 2000 IEEE Aerospace Conference*. [S.l.: s.n.], 2000. Citado na página 34.

- MARTINEZ-SANCHEZ, M.; POLLARD, J. E. Spacecraft Electric Propulsion - An Overview. *Journal of Propulsion and Power*, v. 14, n. 5, 1998. Citado 3 vezes nas páginas 13, 15 e 16.
- MIKELLIDES, I. G.; KATZ, I. Wear Mechanisms in Electron Sources for Ion Propulsion, I: Neutralizer Hollow Cathode. *Journal of Propulsion and Power*, v. 24, n. 4, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 26.
- NAKABAYASHI, T. et al. Parametric Study on Shape Dependence of Inductively Coupled Plasma Cathode for Performance Improvement. In: *Proceedings of the 32nd International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2011. Citado na página 28.
- OHKAWA, Y. et al. Observation and Analysis of Graphite Hollow Cathode after 45000-Hour Life Test. In: *Proceedings of the 33rd International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2013. Citado na página 27.
- OKAWA, Y. et al. An experimental study on carbon nanotube cathodes for electrodynamic tether propulsion. *Acta Astronautica*, v. 61, n. 2007, 2007. Citado na página 34.
- OKS, E. *Plasma Cathode Electron Sources: Physics, Technology, Applications*. [S.l.]: Wiley, 2006. Citado 3 vezes nas páginas 44, 45 e 50.
- PIEJAK, R.; GODYAK, V.; ALEXANDROVICH, B. A simple analysis of an inductive RF discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, v. 1, 1992. Citado na página 40.
- RAISES, Y.; HENDRYX, J.; FISCH, N. A Parametric Study of Electron Extraction from a Low Frequency Inductively Coupled RF-Plasma Source. In: *Proceedings of the 31st International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2009. Citado na página 28.
- ROTH, J. *Industrial Plasma Engineering*. [S.l.]: IOP Publishing, 1995. v. 1. Citado 3 vezes nas páginas 27, 34 e 35.
- SALAZAR, V. K. *Emerging Trends in the Satellite Industry*. Dissertação (Mestrado) — Massachusetts Institute of Technology, 2012. Citado na página 18.
- SCHOLZE, F.; TARTZ, M.; NEUMANN, H. Inductive coupled radio frequency plasma bridge neutralizer. *Review of Scientific Instruments*, v. 79, n. 2008, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 28 e 46.
- SENGUPTA, A. et al. Deep Space 1 Flight Spare Ion Thruster 30,000-Hour Life Test. *Journal of Propulsion and Power*, v. 25, n. 1, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 27.
- SHARIPOV, F. Numerical simulation of rarefied gas flow through a thin orifice. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 518, 2004. Citado na página 47.
- SULLIVAN, D.; MICCI, M. Development of a Microwave Resonant Cavity Electrothermal Thruster Prototype. In: *Proceedings of the 23rd International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 1993. Citado na página 31.
- SUTTON, G.; BIBLARZ, O. *Rocket Propulsion Elements*. 8. ed. [S.l.]: Wiley, 2010. Citado na página 16.

- TURCHI, P. *Propulsion Techniques: Action and Reaction*. [S.l.]: AIAA, 1998. Citado na página 11.
- WATANABE, H. et al. Experimental Investigation of Inductively Coupled Plasma Cathode for the Application to Ion Thrusters. In: *Proceedings of the 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2011. Citado 3 vezes nas páginas 20, 28 e 46.
- WEATHERFORD, B.; FOSTER, J. E.; KAMHAWI, H. Electron current extraction from a permanent magnet waveguide plasma cathode. *Review of Scientific Instruments*, v. 82, n. 1, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.
- WEIS, S. et al. Development of a capacitively coupled insert-free RF-neutralizer. In: *Proceedings of the 29th International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 28.
- WHITAKER, J. C. *The Electronics Handbook*. [S.l.]: Taylor and Francis, 2005. Citado na página 24.
- ZHURIN, V. *Industrial Ion Sources: Broadbeam Gridless Ion Source Technology*. [S.l.]: Wiley-VCH, 2012. Citado na página 24.