



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA NUCLEAR
PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES

DANIEL MOREIRA COELHO

SIMULAÇÕES DE PLASMA E
ELETROMAGNÉTICAS DE TRANSMUTADOR
ISOTÓPICO

BELO HORIZONTE

2018

DANIEL MOREIRA COELHO

SIMULAÇÕES DE PLASMA E ELETROMAGNÉTICAS DE
TRANSMUTADOR ISOTÓPICO

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Ciências e Técnicas Nucleares como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Ciências e Técnicas Nucleares.

Área de concentração: Ciências das Radiações

Orientador: Prof. Dr. Tarcísio Passos Ribeiro de Campos

BELO HORIZONTE

2018

C672s Coelho, Daniel Moreira.
Simulações de plasma e eletromagnéticas de transmutador isotrópico
[manuscrito] / Daniel Moreira Coelho . - 2018.
xiv, 80 f., enc.: il.

Orientador: Tarcísio Passos Ribeiro de Campos.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Minas Gerais,
Escola de Engenharia.

Bibliografia: f. 76-80.

1. Engenharia nuclear - Teses. 2. Fusão nuclear - Teses. 3. Geradores
de radioisótopos - Teses. 4. Projetos de engenharia - Teses. I. Campos,
Tarcísio Passos Ribeiro de. II. Universidade Federal de Minas Gerais.
Escola de Engenharia. III. Título.

CDU: 621.039(043)




FOLHA DE APROVAÇÃO

SIMULAÇÕES DE PLASMA E ELETROMAGNÉTICAS DE TRANSMUTADOR ISOTÓPICO

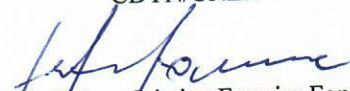
DANIEL MOREIRA COELHO


Dissertação submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES, como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES, área de concentração CIÊNCIAS DAS RADIAÇÕES.

Aprovada em 24 de setembro de 2018, pela banca constituída pelos membros:


Prof. Tarcísio Passos Ribeiro de Campos - Orientador
Departamento de Engenharia Nuclear - UFMG


Dr. Bruno Melo Mendes
CDTN/CNEN


Profa. Telma Cristina Ferreira Fonseca
Departamento de Engenharia Nuclear - UFMG


Prof. Francisco Antônio Brandão Junior
CEFET-MG

Belo Horizonte, 24 de setembro de 2018.

AGRADECIMENTOS

Nesta última atividade, que culmina com o encerramento do meu mestrado, gostaria de agradecer a todos aqueles que tornaram este trabalho possível e mais interessante.

Aos meus pais Joarez e Milza, aos meus irmãos Braulio, Saulo, Juninho e Giany e à minha sobrinha Nathália, pelo carinho e atenção. À Maria Tereza, que além de namorada e companheira, foi minha principal fonte de incentivo para a conclusão deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Tarcísio Passos Ribeiro de Campos pelos conselhos, dedicação e paciência na orientação desta tarefa, cujos conhecimentos foram indispensáveis para a sua elaboração.

Aos professores do DEN que repassaram ensinamentos de extrema relevância para o meu aprimoramento e impactaram diretamente na minha formação ao longo desse percurso.

À Aline e ao Tales pela disponibilidade em ajudar sempre que necessário.

A todos os colegas de pós-graduação, em especial aos colegas Matheus Mingote e Carlos Montañó cuja convivência tornou esse processo mais agradável.

Ao Dr. Celso Lima pela disponibilidade e boa vontade em colaborar quando solicitado.

A todos os professores, que mesmo não participando diretamente deste, de alguma forma colaboraram para a minha formação acadêmica.

Agradeço também a CAPES, CNPq, FAPEMIG e UFMG que disponibilizaram todo suporte técnico e financeiro para a realização desta pesquisa.

A todos meus sinceros agradecimentos!

*"A educação faz um povo fácil de ser liderado, mas difícil de ser dirigido;
fácil de ser governado, mas impossível de ser escravizado."*

Henry Peter Brougham

(Chanceler Britânico)

RESUMO

Este estudo apresenta um projeto de engenharia de uma célula transmutadora isotópica com a finalidade de geração de tecnécio-99m. O ponto de partida da pesquisa teve como base estudos prévios do Grupo NRI (Núcleo de Radiação Ionizante da UFMG - NRI/UFMG). O sistema pesquisado é composto principalmente por uma antena de micro-ondas, cavidade ressonante e alvo, que formam o núcleo do gerador de nêutrons. Para análise da capacidade desse dispositivo foi desenvolvido um modelo para a simulação eletromagnética e de plasma. A capacidade de uma célula transmutadora isotópica depende da eficiência do gerador de nêutrons, medida pelo fluxo neutrônico, que é dependente da energia e do fluxo de íons que atingem o alvo. Dentre os métodos de modelagem e simulação disponíveis, foram utilizados softwares de código aberto e o COMSOL Multiphysics para simular a capacidade de geração dos íons e as propriedades físicas complementares. Além disso, foram avaliados os campos eletromagnéticos gerados em função da geometria da cavidade ressonante e da frequência da antena. O alvo de titânio foi projetado com base em estudos anteriores do Grupo NRI. Foi proposto a geração de plasma de deutério com densidade $\approx 10^{16}$ partículas/m³, com frequência $\approx 0,898$ GHz, por uma antena de micro-ondas operando a 2,45 GHz. Para a fonte iônica foi utilizado o gás de deutério. Foram simuladas as diversas interações dos campos elétricos, magnéticos e dos íons gerados no plasma. Foram simulados a antena, a cavidade ressonante com seus modos vibracionais, a distribuição do campo elétrico e magnético, a densidade de íons na cavidade para uma potência específica, a extração dos íons da cavidade

Obteve-se uma taxa de geração de íons em um período de 1 μ s tempo de $3,12 \times 10^{11}$ íons/s acelerados a 200 keV.

Conclui-se que as características eletromagnéticas e de plasma investigadas da célula transmutadora mostraram que esse gerador tem um potencial notável que pode suportar a geração de radioisótopos aplicados ao diagnóstico médico.

Palavras-chave: Célula transmutadora, gerador de nêutrons, plasma de deutério, fusão, neutrônica, projeto

ABSTRACT

This study presents an engineering design of an isotopic transmutative cell generator for technetium-99m. In order to analyze and choose the materials and the appropriate geometry, previous studies of NRI Group (Nucleus for Ionizing Radiation at UFMG – NRI/UFMG) were considered and a model was developed for the simulation of these systems. The studied system consists of a microwave antenna, resonant cavity and target, which compound the nucleus of the neutron's generator. A model for electromagnetic and plasma simulation was developed to analyze the capacity of this device. The capacity of this device depends on the efficiency of the neutron generator measured by the neutron flux, which is dependent on the energy and flux of ions reaching the target. Among the modeling and simulation methods, were employed open software sources for the transmuting cell, aiming to evaluate resonant cavity and for complementary physical analysis. In addition, was evaluated the electromagnetic fields generated as a function of the resonant cavity geometry and the antenna frequency. The titanium target was designed based on other studies of the NRI Group. Deuterium plasma with a density $\approx 10^{16}$ particles/m³ was proposed with a frequency ≈ 0.898 GHz, using a microwave antenna of 2.45 GHz. Deuterium gas was used as ionic source. The different interactions of the electric, magnetic and ionic fields generated in the plasma were simulated. Also the antenna, the resonant cavity with its vibrational modes, the electric and magnetic field distribution, the ion density in the cavity for a specific power, the extraction of the ions from the cavity

An ion generation rate was obtained in a period of 1 μ s time from 3.12×10^{11} ions/s accelerated at 200 keV.

It is possible to conclude that the investigated electromagnetic and plasma characteristics of the transmuting cell have shown that this generator has a remarkable potential that can support the generation of radioisotopes applied to the medical diagnosis.

Keywords: Transmutative cell, neutron generator, deuterium plasma, fusion, neutronic, design

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	VIII
LISTA DE TABELAS.....	XI
LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E SÍMBOLOS	XII
1 INTRODUÇÃO.....	1
2 OBJETIVOS.....	3
2.1 OBJETIVO GERAL	3
2.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS	3
3 ESTADO DA ARTE	1
3.1 APLICAÇÕES DO TECNÉCIO-99M.....	1
3.2 PRINCÍPIOS DOS GERADORES NEUTRÔNICOS.....	2
3.3 CONCEITO E PRODUÇÃO DE PLASMA.....	3
3.3.1 <i>Introdução</i>	3
3.3.2 <i>Propriedades gerais do plasma</i>	3
3.3.3 <i>Propriedades magnéticas do plasma</i>	11
3.3.4 <i>Fontes de plasma por radiofrequência e micro-ondas</i>	13
3.4 CONCEITOS EM MICRO-ONDAS E RADIOFREQUÊNCIA	15
3.4.1 <i>Efeito das micro-ondas no plasma</i>	16
3.4.2 <i>Efeitos biológicos e segurança</i>	19
3.5 CAVIDADES RESSONANTES.....	21
3.5.1 <i>Modos de ressonância em cavidades cilíndricas</i>	22
3.6 PRODUÇÃO E EXTRAÇÃO DE ÍONS.....	29
3.7 GERADOR DE NÊUTRONS COMPACTO	30
3.8 FUSÃO NUCLEAR.....	33
4 MÉTODOS.....	36
4.1 CÓDIGOS PARA SIMULAÇÃO	36
4.1.1 <i>Wolfram Mathematica, Wolfram CDF</i>	36
4.1.2 <i>COMSOL Multiphysics®</i>	36
4.2 MODELO CONCEITUAL DA CÉLULA TRANSMUTADORA SIMULADA	38
4.3 FONTE DE RADIOFREQUENCIA PARA A CAVIDADE.....	39
4.4 MODOS VIBRACIONAIS E FREQUENCIA DE RESSONANCIA DA CAVIDADE	41
4.5 GERAÇÃO DE PLASMA DE DEUTÉRIO.....	42
4.6 EXTRAÇÃO E TRANSPORTE DE ÍONS DO PLASMA.....	48
4.7 ALVO	50
5 RESULTADOS E DISCUSSÃO	53
5.1 PARÂMETROS DA CAVIDADE RESSONANTE	53
5.2 SIMULAÇÕES NO CÓDIGO COMSOL – MULTIPHYSICS.....	53
5.2.1 <i>Simulação da antena</i>	53
5.2.2 <i>Simulações dos modos vibracionais e de ressonância na cavidade</i>	56
5.2.3 <i>Geração de plasma</i>	60
5.2.4 <i>Extração e transporte de íons de deutério</i>	67
5.3 DESIGN E MODELO 3D	72
6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	75
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	76

LISTA DE FIGURAS

Figura 3-1 – Diagrama de decaimento do ^{99}Mo em $^{99\text{m}}\text{Tc}$ [Fonte: MARQUES <i>et al.</i> , 2001].....	1
Figura 3-2 – Concepção de gerador de nêutrons de tubo selado [Fonte: ARAUJO, 2013].	2
Figura 3-3 – Mapa de densidade/temperatura de plasmas [Traduzido de BROWN, 2004].....	5
Figura 3-4 – Distribuição potencial (V) em relação à distância da parede (x) [Traduzido de BROWN, 2004].....	8
Figura 3-5 – Plasma polarizado entre dois eletrodos paralelos, conectado por um interruptor rápido a um potencial +V [Traduzido de ROTH, 1995]	9
Figura 3-6 – Radiação eletromagnética de uma fonte com frequência ω_0 , incidindo sobre plasma com densidade de elétrons (n_e) e frequência (ω_{pe}) [Traduzido de ROTH, 1995]	11
Figura 3-7 – Trajetória de partículas carregadas em um campo magnético transversal [Fonte: ARAUJO, 2013].....	12
Figura 3-8 – Composição de um forno micro-ondas [Traduzido de POZAR, 2012].....	15
Figura 3-9 – Densidades de elétrons versus potência de micro-ondas absorvida. A pressão do argônio é de 3×10^{-3} Torr e a pressão do hidrogênio é 1×10^{-3} Torr. [Traduzido de SAKUDO, 1987].....	18
Figura 3-10 – Limites recomendados para a população em geral e ambientes controlados [Traduzido de IEEE, 2006].....	20
Figura 3-11 – Cavidade cilíndrica	23
Figura 3-12 – Método de acoplamento de antena em uma cavidade ressonante [Adaptado de COLLIN, 2007]	24
Figura 3-13 – Gráfico dos principais modos para uma cavidade cilíndrica [Fonte: COLLIN, 2007].....	27
Figura 3-14 - Esquema básico de um extrator de íons [Adaptado de: KALVAS, 2014].....	30
Figura 3-15 – Diferença entre gerador de nêutrons cilíndrico e linear [Adaptado de: ARAUJO, 2013].....	32
Figura 3-16 – Seções de choque para misturas com distribuição Maxwellianas na mesma temperatura. (1) $D + T \rightarrow n + {}^4\text{He}$; (2) $D + {}^3\text{He} \rightarrow H + {}^4\text{He}$; (3) $D + D \rightarrow H + T$ (a curva $D + D \rightarrow n + {}^3\text{He}$ é aproximadamente a mesma da curva 3); (4) $T + T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$; (5) $T + {}^3\text{He} \rightarrow$ (vários produtos); (6) $H + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3({}^4\text{He})$ (MILEY <i>et al.</i> , 1974 apud DOLAN, 1982) [Traduzido de: DOLAN, 1982].....	35

Figura 4-1 – Interface do software COMSOL Multiphysics®: 1) Diagrama principal de construção do modelo; 2) Configurações e entrada de dados; 3) Visualizador da geometria e dos gráficos do modelo.....	38
Figura 4-2 – Diagrama básico de uma antena dipolo [Adaptado de: PATTNAYAK & THANIKACHALAM, 2015]	40
Figura 4-3 – Dados de seção de choque para as reações mais comuns para D ₂ [Fonte: BIAGI, 2017].....	44
Figura 4-4 – Dados de seção de choque para as reações mais comuns para H [Fonte: MARQUES <i>et al.</i> , 2007].....	46
Figura 4-5 – Gráfico da velocidade em função da temperatura	49
Figura 4-6 – Densidade de saturação de deuterons em relação à temperatura para lâminas de vários materiais [Traduzido de VERBEKE <i>et al.</i> , 2000]	51
Figura 4-7 – Histograma da densidade de deuterons nos alvos para cada material [Traduzido de VERBEKE <i>et al.</i> , 2000].....	52
Figura 5-1 – Cavidade Ressonante Cilíndrica simulada pelo Wolfram CDF Player, por meio da plataforma de Shibuya (2007).....	53
Figura 5-2 – Propriedades geométricas da antena	54
Figura 5-3 – Campo elétrico gerado pela antena simulada	55
Figura 5-4 – Variação do campo elétrico gerado em função da voltagem aplicada.....	56
Figura 5-5 – Campo elétrico resultante para $\omega = 2,4455$ GHz.....	57
Figura 5-6 – Campo elétrico resultante para $\omega = 2,5397$ GHz.....	57
Figura 5-7 – Campo elétrico resultante para $\omega = 2,4752$ GHz.....	58
Figura 5-8 – Linhas de campo elétrico em 3D	58
Figura 5-9 – Linha do campo elétrico no plano XY	59
Figura 5-10 – Linha do campo elétrico no plano XZ	59
Figura 5-11 – Concentração molar de íons de deutério (D ⁺).....	60
Figura 5-12 – Concentração molar de íons de deutério em função do tempo.....	61
Figura 5-13 – Concentração molar ao longo do tempo com regressão logarítmica.....	63
Figura 5-14 – Variação da taxa de formação de D ⁺ em função do tempo.....	65
Figura 5-15 – Densidade de partículas de D ⁺ ao longo do eixo Z.....	66
Figura 5-16 – Densidade e sentido do fluxo de energia (para antena localizada em $z = 0$).....	66
Figura 5-17 – Modelo 3D com a trajetória das partículas de D ⁺ e a energia cinética (keV)....	67
Figura 5-18 – Posição média das partículas em relação ao tempo	68

Figura 5-19 – Energia média das partículas em relação ao tempo	69
Figura 5-20 – Energia cinética média das partículas em relação à posição	69
Figura 5-21 – Concentração molar até 0,92 μ s com regressão logarítmica	71
Figura 5-22 – Núcleo da célula transmutadora isotópica: cavidade ressonante (A) e material isolante (B)	72
Figura 5-23 – Modelo 3D da célula transmutadora isotópica proposta.....	73
Figura 5-24 – Sistema de serpentina paralelo ao eixo do gerador (1); sistema de serpentina radial (2)	74

LISTA DE TABELAS

Tabela 3-1 – Principais interações entre as partículas no plasma.....	7
Tabela 3-2 – Valores de p_{mn} para modos TM [Traduzido de COLLIN, 2007]	25
Tabela 3-3 – Valores de p'_{mn} para modos TM [Traduzido de COLLIN, 2007]	26
Tabela 3-4 – Propriedades dos modos de ressonância em cavidades circulares [Traduzido de COLLIN, 2007]	28
Tabela 3-5 – Seção de choque para íons monoenergéticos de deutério [Fonte: DOLAN, 1982]	34
Tabela 4-1 – Frequência do plasma para valores diversos de densidades críticas de partículas	43
Tabela 4-2 – Equações dos coeficiente de reações envolvendo hidrogênio (H) [Fonte: MENDEZ <i>et al.</i> , 2006].....	45
Tabela 4-3 – Taxa de reações envolvendo hidrogênio (H) [Fonte: MENDEZ <i>et al.</i> , 2006]	46
Tabela 4-4 – Valores de velocidade em função da temperatura.....	49
Tabela 4-5 – Valores da corrente em função da velocidade dos íons.....	50
Tabela 5-1 – Variação da concentração molar de D^+ com o tempo	62
Tabela 5-2 – Variação pontual da concentração molar de D^+ ($t_0 = 0,010 \times (10^{-6} \text{ s}) \rightarrow t = t_i$)	64
Tabela 5-3 – Valores de concentração molar de íons D^+ até $0,92 \mu\text{s}$	70

LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E SÍMBOLOS

α	Raio do plasma
β	Constante de propagação da onda eletromagnética
ϵ_0	Constante de permissividade elétrica do vácuo
\hbar	Constante reduzida de Planck
λ	Comprimento de onda
λ_D	Comprimento de Debye
μ_r	Constante de permeabilidade relativa do material
σ	Seção de choque
σ_s	Densidade de carga da superfície
ν	Frequência
ν_{pe}	Frequência do elétron no plasma
τ	Tempo de confinamento
u_{rms}	Velocidade quadrática média
ω_c	Frequência de ciclotron
ω_{ce}	Frequência de ciclotron do elétron do plasma
ω_{pe}	Frequência do elétron do plasma
\bar{x}	Livre caminho médio
A	Massa atômica
AM	<i>Amplitude modulation</i>
B	Campo magnético
c	Velocidade da luz
CA	Corrente alternada
CC	Corrente contínua
cm	centímetro
CNTP	Condições normais de temperatura e pressão

D	Deutério
DD	Deutério-deutério
ddp	Diferença de potencial
DT	Deutério-trítio
E	Campo elétrico
E_c	Energia cinética
ECR	<i>Electron cyclotron resonance</i>
ECRH	<i>Electron cyclotron resonance heating</i>
EE	Escola de Engenharia
EMA	Exposição máxima admissível
eV	Elétron-volt
e_z	Componente do campo elétrico na direção Z
f	Frequência
FM	<i>Frequency modulation</i>
GHz	Giga-hertz
GN	Geradores de nêutrons
h	Constante de Planck
H	Campo magnético
h_z	Componente do campo magnético na direção do eixo Z
Hz	Hertz
IAEA	<i>International Atomic Energy Agency</i>
IEEE	<i>Institute of Electrical and Electronics Engineers</i>
K	Kelvin
k_B	Constante de Boltzmann
m	massa
m	metro

m_e	massa do elétron
MHz	Mega-hertz
n_c	Densidade crítica de elétrons do plasma
n_e	Densidade de elétrons do plasma
n_i	Densidade de íons do plasma
nm	Nanômetro
n_n	Densidade de partículas neutras do plasma
Q	Estado de carga do plasma
Q	Fator de qualidade
R	Raio de giração da partícula carregada
RF	Radiofrequência
RFI	<i>Radio frequency induction</i>
T	Trítio
T_e	Temperatura dos elétrons do plasma
T_i	Temperatura dos íons do plasma
T_n	Temperatura das partículas neutras do plasma
Ti	Titânio
TE	Transversal elétrica
TEM	Transversal eletromagnética
TM	Transversal magnética
UFMG	Universidade Federal de Minas Gerais
UHF	<i>Ultra High Frequency</i>
u	Unidade de massa atômica
u.a.	Unidade atômica
VHF	<i>Very High Frequency</i>
W	Watt

1 INTRODUÇÃO

Desde a descoberta dos raios-X em 1895 por Wilhelm Roentgen e da radiação natural em 1896 por Antoni Becquerel, o estudo e a aplicação das radiações têm fascinado os cientistas. Logo após as primeiras observações, iniciou-se rapidamente seu uso na medicina através da radiografia para diagnósticos (NAVARRO *et al*, 2008). Apesar disso, não se teve uma boa aceitação inicial entre os médicos e pacientes, ficando o uso dos aparelhos restrito preliminarmente às escolas (CUPERSCHMID & CAMPOS, 2005).

Mesmo sem estudos científicos, iniciou-se uma onda de aplicações terapêuticas por irradiação numa tentativa de aliar diagnóstico e tratamento, observando-se já em 1896 efeitos atenuantes em alguns cânceres. Algumas outras investigações apontaram impactos positivos em lesões superficiais e de pele. Embora o emprego das radiações tenha difundido houve uma resistência para reconhecer sua capacidade danosa ao organismo. Somente em 1904, após a morte do assistente de laboratório de Thomas Edison, Clarence Dally, levantou-se a hipótese de que os raios catódicos de Roentgen poderiam levar ao óbito. Tal fato foi reforçado ao longo dos anos seguintes com a morte frequente de precursores dos estudos radiológicos (FRANCISCO *et al*, 2005).

Em 1927, iniciou-se o uso de radionuclídeos em humanos, quando Blumgart e Yens mediram a circulação humana após injeção de uma solução salina exposta ao radônio. No entanto, somente em 1938, após estudo sobre o uso de radioisótopos do iodo para verificar a função da tireoide em coelhos, é que se inicia o emprego de radionuclídeos para diagnósticos clínicos (HERTZ *et al*, 1938).

Atualmente, o emprego de radiações tem ajudado em avanços na área biomédica, para o diagnóstico e tratamento de diversas patologias. A imagiologia nuclear tem sido uma área de grande destaque em inovação e envolve processos de obtenção de imagens clínicas utilizando-se de radioisótopos ou radionuclídeos. Os radioisótopos são inseridos no organismo e monitorados de tal modo que permitam a formação de imagens pela captação através de detectores da radiação emitida. A técnica de imagem se baseia na diferença de afinidade entre os diversos órgãos e algumas substâncias, que possuem a tendência de se acumularem em alguns tecidos. Ao se concentrarem em um órgão específico terão suas radiações captadas em função do tempo e intensidade oferecendo com isso, indicativas de anormalidades no funcionamento do mesmo (PERUZZO, 2012).

Com a descoberta do tecnécio-99 metaestável (^{99m}Tc) em 1938, ocorreu um avanço no diagnóstico por imagem, tornando-o um dos radioisótopos de grande interesse na biomédica, pois possui ampla aplicação em radiofármacos, como o diagnóstico em medicina nuclear (MARQUES *et al*, 2001). Seu amplo uso para imagens de diagnóstico em medicina nuclear se deve ao fato de possuir como diferencial a emissão de radiação γ pura com fótons de 140 keV, uma meia-vida curta de 6h e pode ser obtido de a partir do ^{99}Mo . O tecnécio ($^{98}_{43}\text{Tc}$) é um elemento químico situado no meio da segunda coluna dos metais de transição e não possui isótopos estáveis (ARANO, 2005).

Nos últimos 50 anos houve uma evolução considerável nos instrumentos para diagnóstico médico baseados em produtos farmacêuticos formulados a partir do tecnécio-99m, gerando nos dias de hoje uma carga próxima de 85% dos exames clínicos (NAIRNE *et al*, 2015). Esse alto nível de uso desses derivados está relacionado às suas características físico-químicas, como por exemplo, a meia-vida de 6,01 horas, por decaimento gama com fótons de 140 keV, a simplicidade de utilizar um gerador de $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ para obter o radioisótopo e a facilidade do elemento adquirir diferentes estados oxidativos e de coordenação, originando vários radiofármacos distintos (ARAUJO e CAMPOS, 2015).

Dentre as aplicações práticas de geradores de nêutrons compactos incluem a produção de radioisótopos para fins médicos (HOLDEN e SCHENTER, 2014). Atualmente, a produção de radioisótopos depende da ativação por aceleradores lineares ou reatores nucleares.

A nova técnica proposta pelo grupo de pesquisa NRI – Núcleo de Radiações Ionizantes idealiza produção de tecnécio-99m a partir de uma célula fusora transmutadora isotrópica tendo como base o ^{98}Mo . Está sendo previsto a geração contínua do elemento “pai”, o que torna o equipamento concebido possuidor de longa vida útil. Além disso, a segurança na produção ^{99m}Tc é simplificada, uma vez que todo processo se encerra ao desligar a célula transmutadora.

A proposta para a presente pesquisa de mestrado envolve o detalhamento técnico e de engenharia de um protótipo de gerador de $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ através de uma célula transmutadora isotópica. É esperado diversos benefícios para a comunidade biomédica com a possibilidade de ter um equipamento capaz de gerar radioisótopos, como Tc-99m, de forma secular.

2 OBJETIVOS

2.1 OBJETIVO GERAL

Estudo e simulação eletromagnética e de plasma de uma célula transmutadora isotópica.

2.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Procurou-se neste estudo:

- Verificar o modelo teórico de células transmutadoras com melhor viabilidade técnica para construção;
- Gerar as memórias de cálculo envolvendo radiofrequência, cavidades ressonantes, geração de plasma, extração e transporte de íons;
- Análise dos modelos de cálculo através de simulações eletromagnéticas e de características de plasma;

3 ESTADO DA ARTE

3.1 APLICAÇÕES DO TECNÉCIO-99m

Alguns radionuclídeos que sofrem decaimento radioativo apresentam estados excitados intermediários com duração maior do que 10^{-9} segundos, esses estados são chamados de estados metaestáveis, sendo indicados através da letra “m” logo após o número de massa, por exemplo, o tecnécio-99m, que é o nuclídeo filho do molibdênio-99 (Figura 3-1). A transição do estado metaestável para o estado fundamental é isomérica porque não altera o número atômico.

O crescimento do diagnóstico por imagem por meio da medicina nuclear foi devido, principalmente, à descoberta de radioisótopos com meia-vida adequada, com tipo e energia de emissões ideais, como o Tecnécio-99-metaestável. O ^{99m}Tc é o radionuclídeo mais usado na medicina nuclear por causa da sua pronta disponibilidade através de geradores portáteis de equilíbrio transiente, energia do raio gama favorável emitida por transição isomérica, dosimetria minimizada pela ausência de radiações particuladas primárias, meia-vida ideal para vários dos usos clínicos de imagem, e largo número de valências podendo-se ligar a várias substâncias orgânicas (ZIESSMAN *et al.*, 2014).

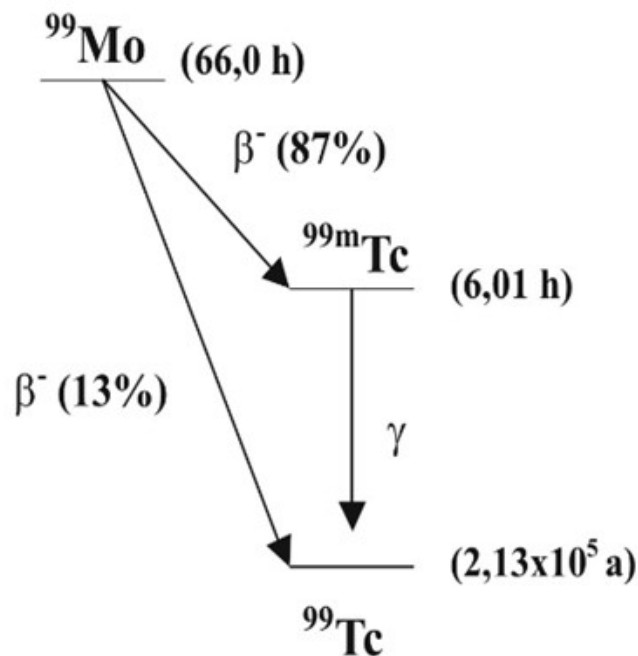


Figura 3-1 – Diagrama de decaimento do ^{99}Mo em ^{99m}Tc [Fonte: MARQUES *et al.*, 2001]

3.2 PRINCÍPIOS DOS GERADORES NEUTRÔNICOS

As principais fontes geradoras de nêutrons são os reatores nucleares, fontes seladas de radioisótopos e aceleradores de partículas com alvos emissores de nêutrons. Porém esses métodos atuais não possuem portabilidade ou envolvem altos custos de construção. Os reatores nucleares apesar de ser uma fonte amplamente empregada, demanda uma estrutura complexa, alta tecnologia e tem elevado custo de implantação, demonstrando ser de alto risco para as populações que vivem nas suas proximidades. A queima de combustível em reatores de fissão, contendo urânio enriquecido ou plutônio, gera lixo radioativo de baixa, média e longa meia-vida, que podem assim propagar o risco radiológico para gerações futuras.

Em geral, geradores portáteis de nêutrons têm sido aplicados desde 1960 na área petrolífera, para auxiliar na prospecção de petróleo. O projeto básico de um gerador compacto, conforme apresentado na Figura 3-2, é composto por uma fonte produtora de íons, acelerador de íons, um reservatório de gás e um alvo de algum hidreto metálico com deutério (D) ou trítio (T) em sua constituição (ARAUJO, 2013).

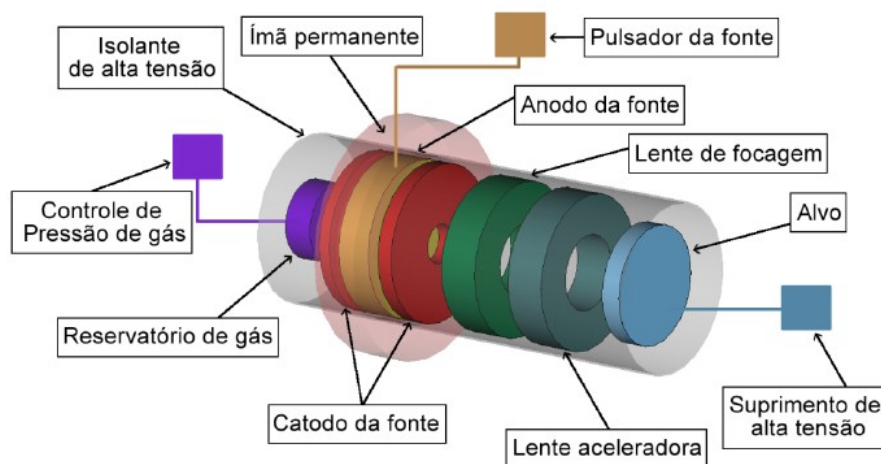


Figura 3-2 – Concepção de gerador de nêutrons de tubo selado [Fonte: ARAUJO, 2013].

Em um gerador de nêutrons, uma alta diferença de potencial é aplicada para extrair feixes de íons de deutério (ou trítio) de uma fonte de íons e para acelerá-los até o alvo, produzindo nêutrons por meio de reações D-D, D-T ou T-T. O feixe de íons é extraído e acelerado por meio de radiofrequência (LUDEWIGT *et al.*, 2007).

3.3 CONCEITO E PRODUÇÃO DE PLASMA

3.3.1 Introdução

Com o aumento da temperatura de um material, inicialmente no estado sólido, este passa para o estado líquido e posteriormente para o estado gasoso. Esses três estados da matéria são amplamente conhecidos. Se, ainda assim, mantiver o acréscimo de energia térmica do material, as moléculas do gás serão decompostas em átomos e posteriormente, os elétrons serão ejetados, ionizando o material. O grau de ionização aumenta com o incremento da temperatura, até que se tenha um composto de núcleos e elétrons livres em movimento, que compõem um novo estado da matéria, o plasma (NISHIKAWA & WAKATANI, 2013).

A física do plasma começou a ser estudada a partir de 1929, quando Tonks e Langmuir perceberam a semelhança entre uma recente descoberta de oscilações em gases ionizados com as oscilações em uma gelatina. Deste modo, apresentaram juntos a famosa teoria de oscilações do plasma que forneceu um mecanismo único para explicar tais anomalias (DRUMMOND, 2013).

O plasma não é um estado físico muito presente naturalmente na superfície terrestre, mas apesar disso, pode ser facilmente encontrado em objetos artificiais do dia-a-dia como lâmpadas fluorescentes, tubos de lasers, chama de uma vela, nos televisores de plasma, dentre outros. Ele está presente em praticamente todo espaço interestelar, onde constitui as estrelas, caudas de cometas, chegando a representar em torno de 99% de toda a matéria conhecida do universo (PERUZZO, 2012).

O plasma pode ser criado em laboratório de várias formas diferentes, mais comumente através de descargas elétricas. Nas fontes iônicas, o plasma é essencial, pois propicia uma forma simplificada de criar e controlar feixes de íons. Os geradores de nêutrons usam dessas fontes com ionização induzida por radiofrequência para produzir o plasma (ARAUJO, 2013).

3.3.2 Propriedades gerais do plasma

➤ Densidade de partículas

As características de um feixe de íons são determinadas pelo plasma e o extrator. A taxa de emissão do feixe é determinada pela densidade do plasma, sua temperatura e pela geometria do extrator, enquanto sua constituição depende da composição do plasma. A densidade e a temperatura são os parâmetros mais elementares do plasma. Constituído por íons, elétrons e

partículas neutras não-ionizadas, a sua densidade deve-se às densidades desses constituintes: densidade de íons (n_i), densidade de elétrons (n_e) e densidade de partículas neutras (n_n) (BROWN, 2004).

Numa escala macroscópica, pode-se dizer que o plasma é quase-neutro, logo, a quantidade de cargas positivas e negativas são iguais ($n_i = n_e$). Isso se deve às fortes forças elétricas entre cargas opostas. Para se manter uma divisão de cargas no plasma é necessário que possua uma alta energia térmica ou que atuem sobre ele fortes campos elétricos (ROTH, 1995).

De modo geral, devido à essa forte tendência de permanecer neutro, a densidade de carga do plasma será tal que:

$$\sum Q_j n_j = 0 \quad (3.1)$$

Os plasmas produzidos artificialmente em laboratórios possuem densidades da ordem de 10^8 a 10^{16} (partículas/cm³). Nas fontes iônicas, as densidades ficam em torno de 10^{12} (partículas/cm³), devido aos requisitos do plasma da fonte de íons para se ter uma boa formação do feixe.

Ao gerar plasma, pode-se ter duas situações: ele estar totalmente ionizado ou ainda possuir partículas neutras (parcialmente ionizado). A razão entre a densidade de íons e a densidade de íons somados à das partículas neutras definem a porcentagem ionizada do plasma:

$$\text{porcentagem ionizada} = \frac{n_i}{n_i + n_n} \quad (3.2)$$

Quando o plasma encontra-se com uma porcentagem de ionização maior do que 10%, ele é chamado de altamente ionizado.

➤ Temperatura e energia das partículas

Outra propriedade importante das partículas do plasma é sua temperatura, normalmente expressa em elétron-volts ($1 \text{ eV} \approx 11.604 \text{ K}$). Pode-se relacionar energia e temperatura através da constante de Boltzmann ($k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ou $k_B = 1,60 \times 10^{-19} \text{ J.eV}^{-1}$). De modo geral, as temperaturas dos íons (T_i), dos elétrons (T_e) e das partículas neutras (T_n) não são necessariamente as mesmas. Apesar do conceito de temperatura em plasma fazer sentido apenas quando todas seus constituintes possuem mesma energia térmica, o termo, no entanto, também é normalmente estendido para descrever plasmas que não estão em equilíbrio térmico (BROWN, 2004).

Um mapa com a temperatura e densidade mais comuns dos diferentes tipos de plasmas é mostrado na Figura 3-3.

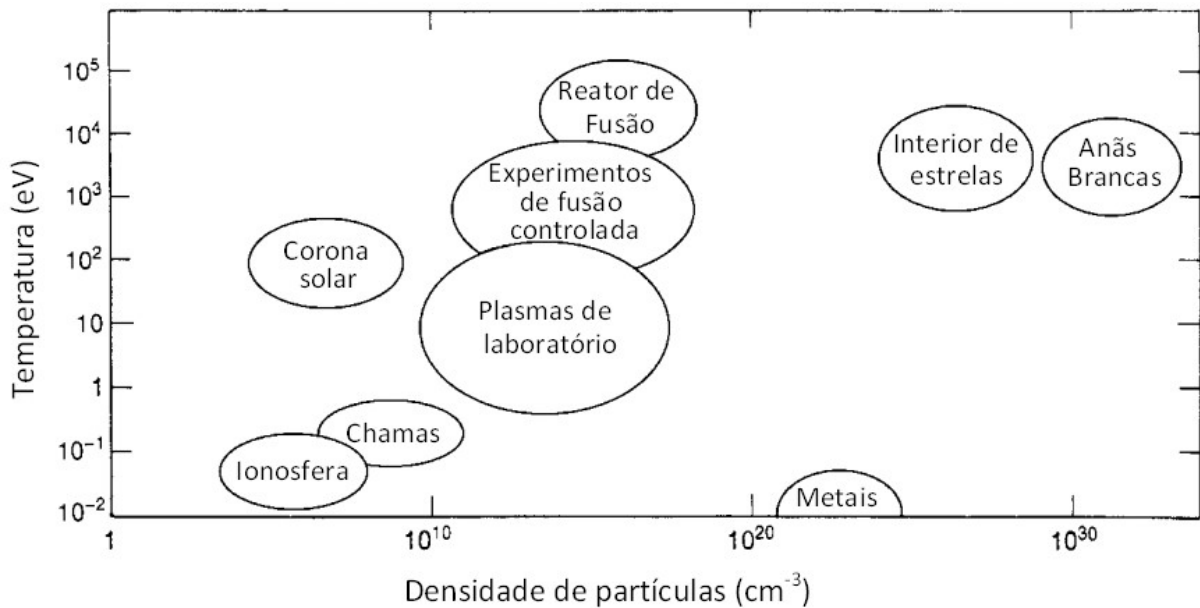


Figura 3-3 – Mapa de densidade/temperatura de plasmas [Traduzido de BROWN, 2004]

Segundo Brown (2004), o movimento das partículas do plasma pode ser descrito, quando encontra-se em equilíbrio térmico, por distribuição Maxwelliana. Assim, pode-se obter as funções de velocidade (escalar e vetorial) e energia. Deste modo, a velocidade vetorial em cada direção é dada por:

$$f(v_x) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{m(v_x^2)}{2k_B T}} \quad (3.3)$$

Onde: m é a massa da partícula

$v_x/v_y/v_z$ são as componentes da velocidade em cada direção

Pode-se obter a função global através do produto das funções de distribuição nas três dimensões:

$$f(v_x, v_y, v_z) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_B T}} \quad (3.4)$$

A partir da velocidade vetorial chega-se à função da velocidade escalar:

$$F(v) = 4\pi v^2 f(v) = 4\pi v^2 n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m(v^2)}{2k_B T}} \quad (3.5)$$

Onde a velocidade média das partículas é:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (3.6)$$

E a função energia dada por:

$$f(E) = F(v) \frac{dv}{dE} = n \left(\frac{4}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot (k_B T)^{-\frac{3}{2}} \cdot (E)^{\frac{1}{2}} \cdot (e)^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (3.7)$$

Energia média:

$$\bar{E} = \frac{3}{2} k_B T \quad (3.8)$$

Num plasma isotrópico a energia cinética está dividida igualmente em três graus de liberdade:

$$\bar{E}_x = \bar{E}_y = \bar{E}_z = \frac{1}{2} k_B T \quad (3.9)$$

A velocidade térmica média dos elétrons e íons é dada por:

$$\bar{v}_e = 67\sqrt{T_e} \text{ (cm.}\mu\text{s}^{-1}) \quad (3.10) \quad \bar{v}_i = 1,57\sqrt{T_i/A} \text{ (cm.}\mu\text{s}^{-1}) \quad (3.11)$$

Onde: A é a massa dos íons (\approx massa atômica do átomo inicial), dada em u

A velocidade quadrática média (v_{rms}) pode ser obtida igualando-se a equação de energia cinética (E_c) à energia média das partículas:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k_B T \rightarrow v_{rms} = \sqrt{3k_B T/m} \quad (3.12)$$

Quando a função $F(v)$ é máxima, tem-se a velocidade mais provável das partículas (v_0):

$$v_0 = \sqrt{2k_B T/m} \quad (3.13)$$

Para a maioria das aplicações de laboratório é praticamente irrelevante os desvios produzidos pelo uso de quaisquer umas das fórmulas para a velocidade das partículas no plasma, podendo, deste modo, utilizar qualquer um dos valores (\bar{v} , v_{rms} , v_0) (BROWN, 2004).

➤ Colisões

As funções de distribuição de Maxwell discutidas dependem das colisões entre as partículas do plasmas. Essas colisões, de modo geral, são diferentes das que ocorrem entre partículas neutras de um gás qualquer devido às cargas das partículas. Para os estudos de laboratório é interessante estudar não só a colisão entre partículas no plasma, mas também suas interações.

A Tabela 3-1 mostra as interações mais comuns entre os íons, elétrons e partículas neutras existentes num plasma originado de um gás molecular diatômico A_2 (ROTH, 1995).

**Tabela 3-1 – Principais interações entre as partículas no plasma
[Modificado de ROTH, 1995]**

ELÉTRONS	
$e + A \rightarrow A^+ + 2e$	Ionização
$e + A \rightarrow e + A^* \rightarrow A + e + h\nu$	Excitação
$e + A_2 \rightarrow e + A + A$	Dissociação
$e + A_2 \rightarrow 2e + A^+ + A$	Ionização dissociativa
$e + A^* + A \rightarrow A^+ + A + 2e$	Ionização Pennig
$e + A_2 \rightarrow A^- + A$	Captura dissociativa
$e + A \rightarrow A + e$	Espalhamento elástico
$e + A^+ \rightarrow A$	Recombinação
ÍONS	
$A^+ + A \rightarrow 2A^+ + e$	Ionização
$A^+ + A \rightarrow A^+ + A^* \rightarrow A^+ + A + h\nu$	Excitação
$A^+ + A \rightarrow A^+ + A$	Espalhamento elástico

O livre caminho médio (\bar{x}) está ligado à seção de choque, dado por: $\bar{x} = 1/n\sigma$, onde n é a densidade da partícula (BROWN, 2004).

➤ Comprimento de Debye

A parede envoltória do plasma tende a ter carga negativa devido à maior velocidade do elétron e , conseqüentemente sua maior probabilidade de escapar do plasma do que os íons que possuem maior massa. Deste modo, o plasma adquire um potencial positivo em relação à parede. Entre a envoltória e o plasma é formada uma camada limite chamada de bainha do plasma. Ela serve de fundamento para a distância de blindagem que será a mesma do seu comprimento, sendo chamado de comprimento de Debye (λ_D), pois foi estudada primeiramente por Peter Debye, dado por:

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e} \quad (3.14) \quad \text{ou} \quad \lambda_D = 743 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad , \quad (3.15)$$

Onde: ϵ_0 é a constante de permissividade elétrica do vácuo ($\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ F/m).

A distribuição potencial dentro do plasma e a região de bainha são mostradas na Figura 3-4.

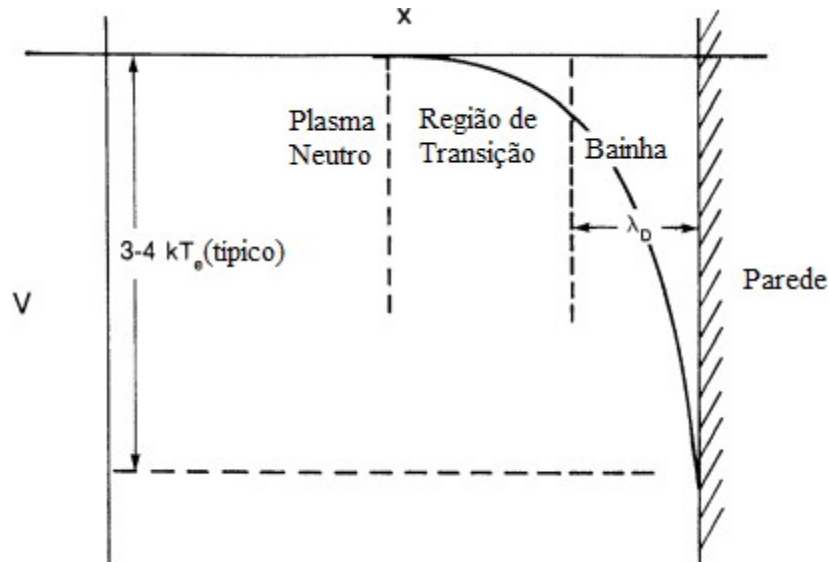


Figura 3-4 – Distribuição potencial (V) em relação à distância da parede (x) [Traduzido de BROWN, 2004]

Pode-se perceber que a bainha não possui um limite muito preciso, mas sim uma região de grande queda exponencial na densidade de cargas. O comprimento de Debye pode ser considerado também, como a distância na qual as flutuações de carga são canceladas. Para dimensões do plasma maiores do que λ_D a neutralidade de cargas é mantida e as flutuações de potencial são pequenas, enquanto que, em dimensões menores que λ_D , podem ocorrer variações consideráveis.

Esses conceitos de blindagem do plasma, penetração dos campos eletromagnéticos e a bainha do plasma são importantíssimos na formação do feixe de íons na fonte extratora, onde se necessita de uma fronteira de plasma bem definida e um campo elétrico aplicado para se acelerar os íons num feixe que seja útil às aplicações (BROWN, 2004).

➤ Frequência do plasma

Suponha um plasma polarizado entre dois eletrodos, conforme a Figura 3-5, onde o cátodo está aterrado e o anodo está conectado por um interruptor rápido a um potencial +V. Deste modo, o plasma se tornará polarizado, ficando sua superfície repleta de elétrons no anodo e os íons positivos no cátodo. Caso o potencial V seja desligado pelo interruptor, os elétrons serão

atraídos para o cátodo e irão oscilar ao longo da nuvem dos íons positivos até serem atenuados pelas colisões (ROTH, 1995).

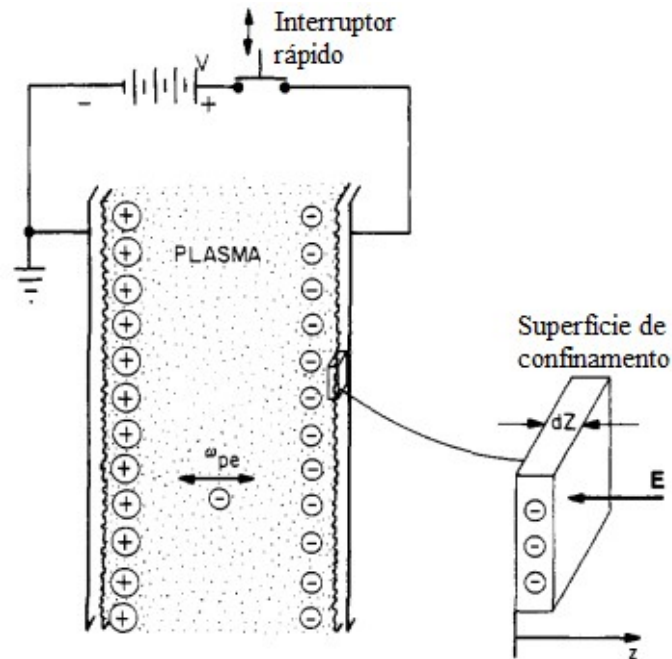


Figura 3-5 – Plasma polarizado entre dois eletrodos paralelos, conectado por um interruptor rápido a um potencial +V [Traduzido de ROTH, 1995]

Considerando a parede da superfície de confinamento do plasma (Figura 3-5), a coordenada Z , ortogonal ao seu plano, com sua origem na superfície do plasma, tem-se, então, um campo elétrico apontando para a esquerda. A densidade de carga da superfície (σ_s) da parede será:

$$\sigma_s = neZ \quad (3.16)$$

Assim, o campo elétrico na superfície é dado por:

$$E = \frac{\sigma_s}{\epsilon_0} = \frac{neZ}{\epsilon_0} \quad (3.17)$$

O campo elétrico polarizado será igual e contrário ao campo elétrico aplicado. A equação de movimento de um elétron será, então:

$$m_e \frac{d^2 Z}{dt^2} = -eE = -\frac{ne^2 Z}{\epsilon_0} \quad (3.18)$$

O sinal negativo na equação ocorre pois a força exercida no elétron está no sentido $-Z$, podendo ser reescrita como:

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = - \left(\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0} \right) Z \quad (3.19)$$

Essa equação diferencial descreve o movimento harmônico simples, cuja frequência é:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (\text{rad/s}) \quad (3.20)$$

O fator ω_{pe} é a frequência de oscilação dos elétrons, quando sua população é alterada, em meio aos íons pesados e imóveis, chamada de frequência do elétron do plasma. Em relação à densidade de elétrons do plasma, a frequência do elétron no plasma é:

$$\nu_{pe} = 8,980 n_e^{1/2} \quad (\text{Hz}) \quad (3.21)$$

Em plasmas de laboratório e de uso industrial, onde n_e está em torno de 10^{10} partículas/cm³ a 10^{15} partículas/cm³ (ou 10^{16} partículas/m³ a 10^{21} partículas/m³), a frequência do plasma está na faixa de 0,898 a 284 GHz (ROTH, 1995). De acordo com Brown (2004), a frequência do elétron do plasma é, geralmente, referida simplesmente como frequência do plasma e encontra-se na banda de frequência de micro-ondas.

O parâmetro de frequência é um dos mais importantes e críticos na propagação de radiação eletromagnética no plasma. Supondo a situação da Figura 3-6, onde uma fonte de radiação eletromagnética com frequência ω_0 incide sobre o plasma, sendo refletida ou transmitida dependendo da correlação entre a frequência do plasma (ω_{pe}) e ω_0 . Se a fonte emite ondas com frequências abaixo de ω_{pe} , os elétrons do plasma irão interagir com o campo elétrico da radiação, removendo parte da sua energia. Caso existam processos dissipativos no plasma, como colisões, a onda é amortecida, à medida que sua energia é transformada em energia cinética do plasma. Além disso, os elétrons situados próximos à superfície do plasma atuarão como pequenos dipolos, refletindo a radiação incidente. Esse efeito de grande relevância é responsável pela transmissão de longa distância de ondas de radiofrequência (banda AM) pela ionosfera terrestre.

No entanto, se a frequência da radiação incidente for maior que a do plasma, os elétrons não irão atenuar o seu campo elétrico e, assim, a onda será transmitida através do plasma sem sofrer reflexão ou amortecimento considerável. Este efeito é importante para os plasmas usados em fusão, pois permite aquecer o plasma por meio de ECR (*electron cyclotron resonance*) (ROTH, 1995).

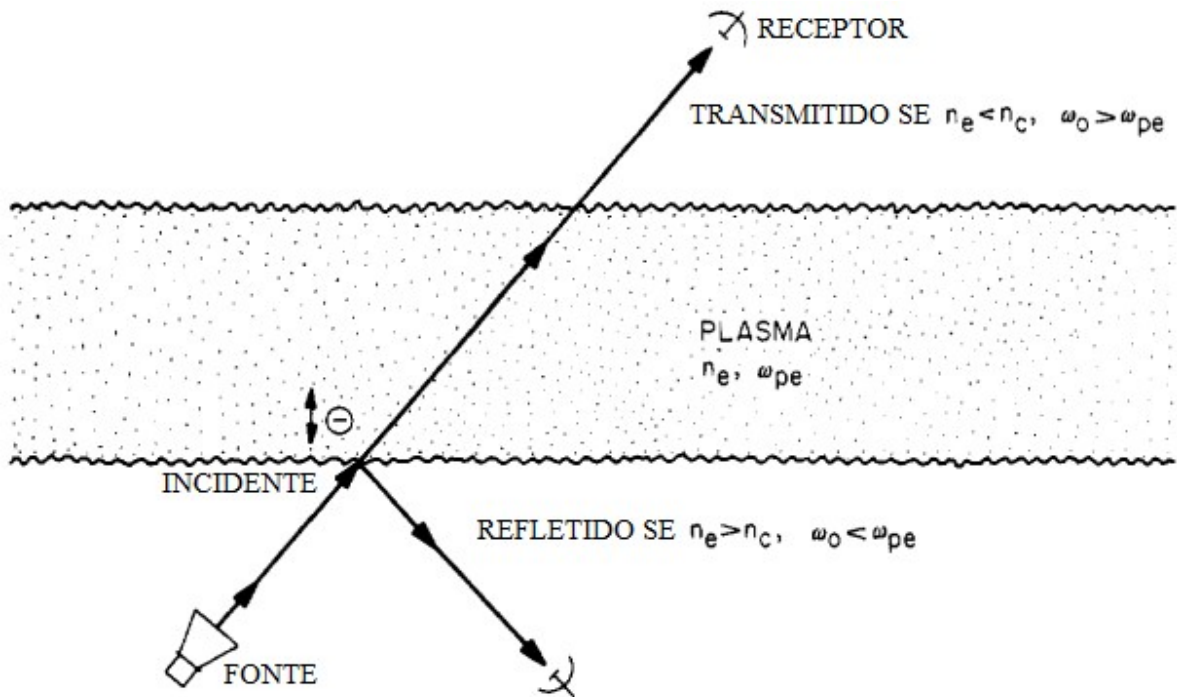


Figura 3-6 – Radiação eletromagnética de uma fonte com frequência ω_0 , incidindo sobre plasma com densidade de elétrons (n_e) e frequência (ω_{pe}) [Traduzido de ROTH, 1995]

Outro fator que interfere na propagação e reflexão da onda eletromagnética é a densidade de elétrons do plasma. Se a densidade de elétrons do plasma for menor do que o valor crítico de densidade de elétrons (n_c), $n_e < n_c$, a radiação irá se propagar sem atenuação considerável. No entanto, quando $n_e > n_c$, irá ocorrer reflexão da onda. Este valor crítico é o limiar no qual a frequência da onda incidente é igual à do plasma, dado por:

$$n_c = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2} = \frac{4\pi^2 m_e \epsilon_0}{e^2} v^2 \quad (\text{elétrons/m}^3) \quad (3.22)$$

Considerando os valores das constantes físicas (m_e , ϵ_0 , e) e substituindo na equação, obtém-se um valor de $n_c = 1,2404 \times 10^{-2} \cdot v^2$ (elétrons/m³) (ROTH, 1995).

3.3.3 Propriedades magnéticas do plasma

➤ Frequências de giro

A frequência de giro (ou de cíclotron) é aquela na qual os íons e elétrons do plasma giram entorno das linhas de campo. Equacionando a força centrípeta ($m\omega^2 r$) à força de Lorentz ($q\omega r B$), obtém-se a frequência de cíclotron ou giro-frequência (ω_c):

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (3.23)$$

onde $q = Q_j e$, $m = m_i$ para os íons; $q = e$, $m = m_e$ para os elétrons.

Assim, as equações podem ser reescritas da seguinte forma:

$$\text{íons: } f_{ci} = 15,2 \text{ QB/A (MHz)} \quad (3.24)$$

$$\text{elétrons: } f_{ce} = 28 \text{ B (GHz)} \quad (3.25)$$

Sendo A o número de massa do íon e B é dado em Tesla.

O movimento circular das partículas carregadas segue a regra da mão direita, onde num campo magnético perpendicular à folha e apontando para fora, o elétron irá girar no sentido anti-horário, enquanto o íon no sentido horário, conforme a Figura 3-7 (BROWN, 2004).

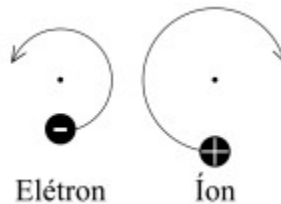


Figura 3-7 – Trajetória de partículas carregadas em um campo magnético transversal [Fonte: ARAUJO, 2013]

Em alguns casos é mais fácil de criar e sustentar o plasma por meio de aquecimento de ressonância de cíclotron eletrônico (ECRH, *electron cyclotron resonance heating*). Para se aquecer um plasma por meio de radiação eletromagnética, onde o campo elétrico é perpendicular ao campo magnético confinante, a onda incidente na frequência de cíclotron do elétron necessita estar acima da frequência do elétron do plasma, para que possa transpor o plasma e aquecê-lo. Deste modo, tem-se a seguinte premissa:

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \geq \omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.26)$$

Ao elevar os dois lados da equação ao quadrado, conclui-se que a densidade do elétron depende apenas do campo magnético B:

$$n_e \leq \frac{\epsilon_0 B^2}{m_e} = 9,72 \times 10^{18} \text{ B}^2 \quad (\text{elétrons/m}^3) \quad (3.27)$$

A equação dada pode ser entendida como a condição necessária para a indução magnética aplicar o ECRH a um plasma de densidade eletrônica n_e (ROTH, 1995).

Pode-se, então, utilizando o ECRH, gerar e aquecer plasmas por meio de uma fonte de micro-ondas na frequência de ciclotron do elétron. Esses tipos de plasmas são chamados de ECR (BROWN, 2004).

➤ Pressão do plasma

O campo magnético gera uma perturbação no espaço modificando sua densidade de energia. Essa densidade é dimensionalmente equivalente à pressão, sendo assim, pode-se pensar o campo magnético em termos de pressão, que pode ser dada por:

$$P_{\text{mag}} = \frac{B^2}{2\mu} \quad (3.28)$$

onde: P_{mag} é a pressão transversal ao campo magnético.

Assim como a pressão de um gás, a pressão do plasma é devido ao movimento das suas partículas (íons e elétrons), dada por:

$$P_{\text{plasma}} = n_e k_B T + n_i k_B T \quad (3.29)$$

Quando o plasma está sujeito a um campo magnético externo (B_{ext}), no equilíbrio, o seu campo interno (B_{int}) somado à pressão cinética do plasma, deverá ser igual ao campo da região externa.

Considerando as equações 3.29 e 3.30, tem-se:

$$\frac{B_{\text{int}}^2}{2\mu} + (n_e k_B T_{e\perp} + n_i k_B T_{i\perp}) = \frac{B_{\text{ext}}^2}{2\mu} \quad (3.30)$$

Deste modo, pode-se concluir que o campo externo é maior que o interno.

3.3.4 Fontes de plasma por radiofrequência e micro-ondas

O uso de radiofrequência (RF) para gerar um plasma remonta à década de 1940 (THONEMANN *et al.*, 1948). As fontes de íons orientadas por RF oferecem a vantagem de operarem com qualquer tipo de gás de alimentação. Por este motivo, as fontes de íons de RF encontraram aplicações importantes no plasma e no doping do feixe de íons. As fontes de íons de RF também são úteis quando é necessária uma operação de longa duração ou uma produção de plasma limpa. Hoje, eles são amplamente empregados pela comunidade de aceleradores de partículas e pela indústria de semicondutores (BROWN, 2004).

Dentre as variadas fontes e formas de obtenção de plasma, Conrads and Schmidt (2000), afirma que o método mais empregado para a geração de plasma utiliza a quebra elétrica de um gás neutro na presença de um campo elétrico externo. Os carregadores de carga acelerados no campo elétrico acoplam sua energia ao plasma através de colisões com outras partículas. Os elétrons retêm a maior parte de sua energia em colisões elásticas com átomos e moléculas devido à sua pequena massa e transferem sua energia principalmente em colisões inelásticas. As descargas são classificadas como descargas de corrente contínua (CC) descargas de corrente alternada (CA) ou descargas pulsadas com base no comportamento temporal do campo elétrico de sustentação. As características espaciais e temporais de um plasma dependem, em grande medida, da aplicação específica para a qual o plasma será utilizado.

Uma câmara de plasma por RF é preenchida por com um gás a uma pressão de cerca de 10^{-3} a 10^{-2} Torr. A frequência de RF pode variar de alguns mega-hertz a dezenas de mega-hertz. Existem duas maneiras pelas quais uma descarga de gás de baixa pressão pode ser excitada por meio de RF: (a) uma descarga entre duas placas paralelas ou eletrodos em que é aplicado um potencial alternativo (descarga acoplada capacitivamente) e (b) uma descarga gerada por uma bobina de indução (descarga acoplada indutivamente). A maioria das fontes de íons por RF são operadas com o segundo tipo de descarga. Neste caso, um campo elétrico azimutal é gerado pelo campo magnético alternado na região de descarga. Os elétrons presentes no volume de gás são excitados pela oscilação do campo elétrico da antena de RF. Ao adquirirem energia cinética suficiente, formam um plasma, ionizando as partículas de gás de fundo. Os íons são então extraídos da câmara de origem (BROWN, 2004).

Nas condições normais de temperatura e pressão (CNTP) os gases têm, tipicamente, poucas partículas carregadas e, portanto, o gás não conduz facilmente a corrente elétrica. Nessa circunstância, o ar é um isolante em diferenças de potencial de até 30 kV/cm antes de permitir a passagem da corrente elétrica entre eletrodos em um circuito elétrico. A tensão a ser aplicada entre dois eletrodos para transformar um gás em condutor depende das espécies envolvidas e da pressão, através de uma relação do produto da pressão com a distância entre os eletrodos. Deste modo, torna-se mais fácil iniciar a condução elétrica de um gás a baixas pressões. Entretanto, é possível criar descargas a pressões mais altas e distâncias entre eletrodos menores com diferença de potenciais moderadas.

O comportamento dos gases é variável, dependendo se está submetido a uma corrente alternada (CA) ou uma corrente contínua (CC). Além da relação da descarga do gás com pressão e corrente, há uma diferença nos comportamentos do plasma em intervalos de

temperatura que se relacionam com os níveis de estados de excitação atômica. Essa dependência está ligada à temperatura que plasma se encontra: baixa temperatura ($T < 1$ eV; ~ 10.000 K) ou alta temperatura ($T > 1$ eV; ~ 10.000 K) (YORK & TANG, 2015).

Existem quatro subsistemas principais para uma fonte de plasma: o sistema de vácuo, o sistema de manuseio de gás, o sistema de resfriamento e a fonte de energia de descarga. Os plasmas que requerem um campo magnético também precisam de bobinas de campo e sua fonte de alimentação.

3.4 CONCEITOS EM MICRO-ONDAS E RADIOFREQUÊNCIA

Para uma pessoa leiga, o termo "micro-ondas" em primeira concepção pode levar à imagem de um forno de micro-ondas, usado em muitos lares para o aquecimento de alimentos. Porém, além das aplicações no dia-a-dia das famílias, existem aplicações industriais e médicas para o aquecimento por micro-ondas. Conforme mostrado na Figura 3-8, um forno de micro-ondas é um sistema relativamente simples que consiste em uma fonte de micro-ondas de alta potência, um guia de onda e a cavidade do forno.

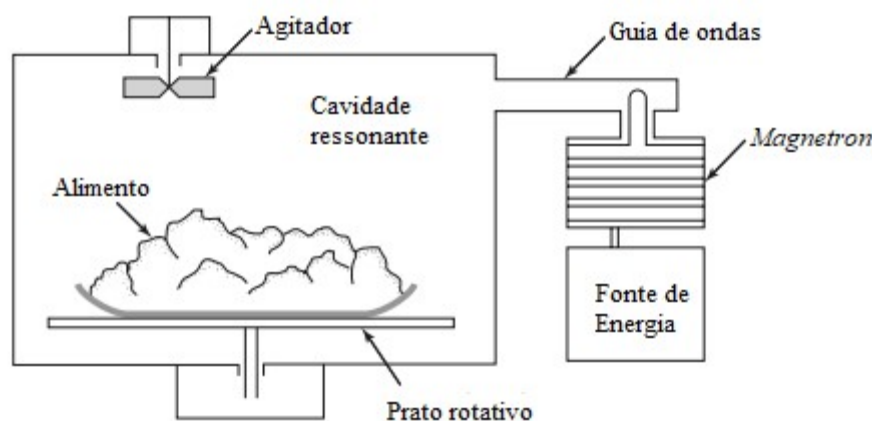


Figura 3-8 – Composição de um forno micro-ondas [Traduzido de POZAR, 2012]

A fonte geralmente é um tubo de *magnetron* que opera a 2,45 GHz, embora às vezes seja também utilizado 915 MHz quando se deseja uma maior penetração. A saída de potência está geralmente na faixa de 500-1500 W. A cavidade do forno tem paredes metálicas e é eletricamente grande. Para reduzir o efeito do aquecimento desigual causado por ondas estacionárias no forno, um agitador de ondas, que é apenas uma lâmina de ventilador metálico, é usado para perturbar a distribuição de campo dentro do forno. O alimento também é girado com um prato motorizado. A eficiência de um forno de micro-ondas, quando definida como a proporção de energia convertida em calor (no alimento) para a energia fornecida ao

forno, geralmente é inferior a 50%, mas é maior do que a eficiência de cozimento de um forno convencional. O problema mais crítico na concepção de um forno de micro-ondas é a segurança. Uma vez que uma fonte de energia muito alta é usada, o vazamento deve ser muito pequeno para evitar expor o usuário a radiações prejudiciais. Assim, o *magnetron*, o guia de ondas e a cavidade do forno devem ser cuidadosamente blindados (POZAR, 2012).

A ampla utilização de aparelhos de micro-ondas na vida das pessoas tornou o acesso à essa tecnologia fácil e barato, aumentando em muito sua utilização na indústria e em pesquisas nos últimos anos. Essa vantagem comercial também é compartilhada com as antenas de radiofrequência, o que fizeram que ambas fossem consideradas para esta dissertação.

O campo de estudo da radiofrequência (RF) e das micro-ondas se concentra no estudo dos sinais de correntes alternadas com frequências de 100 MHz até 1000 GHz. A radiofrequência abrange desde as ondas de alta frequência (30 a 300 MHz) (*very high frequency – VHF*) até as ondas de ultra frequência (300 a 3000 MHz) (*Ultra High Frequency – UHF*). As micro-ondas vão, usualmente, de 3 até 300 GHz, com comprimento de onda eletromagnética correspondente entre $\lambda=10$ cm e $\lambda=1$ mm (POZAR, 2012).

Os novos geradores de nêutrons utilizam um diodo simples para gerar nêutrons e plasmas induzidos por radiofrequência. Essa foi a grande inovação que viabilizou os geradores compactos de nêutrons. Com o uso da impedância associada correta, correspondente à do circuito elétrico, combinou-se a impedância de saída de 50 Ohms do amplificador com o do plasma. A concepção básica do circuito acoplado é a sintonia de ressonância do circuito. Para tornar esse acoplamento mais adequado, utilizasse a antena RF externa ao gerador de plasma. Com um circuito RF balanceado e o isolamento da antena da fonte primária de energia minimizam a corrente de fuga do aterramento, diminuindo a perda de radiação RF.

A antena de RF acoplada fora da câmara de plasma tem como principal vantagem evitar a corrosão da mesma pelo plasma (IAEA, 2012).

3.4.1 Efeito das micro-ondas no plasma

As fontes de íons de micro-ondas diferem das fontes de íons de RF, pelo fato de que as frequências de micro-ondas são maiores que as frequências de RF, e também pelo fato de que os comprimentos de ondas de micro-ondas são comparáveis ou menores que as dimensões das medidas do plasma, enquanto os comprimentos de onda de RF são muito maiores. De modo

geral, utiliza-se a frequência de micro-ondas de 2,45 GHz para as fontes de íons por micro-ondas devido à facilidade de aquisição de um oscilador (SAKUDO, 1987).

O uso de micro-ondas na fonte de íons fornece feixes com maior corrente e menor dispersão de energia, uma vez que os íons no plasma não são acelerados por um campo elétrico de micro-ondas, mas por um campo elétrico de RF (SAKUDO, 1987; BROWN, 2004).

Segundo Brown (2004), as temperaturas no plasma a frio produzido com micro-ondas são da ordem de 0,2 a 2 eV e diminuem com o aumento da pressão.

Em uma fonte iônica funcional, um dos entraves é a passagem de micro-ondas através do limiar do plasma para seu interior, apesar de que as micro-ondas que já tenham entrado no plasma sejam absorvidas. Do ponto de vista do circuito de micro-ondas, a fonte de íons que contém plasma também é considerada um elemento de circuito. No entanto, a impedância do elemento depende das características do plasma que também dependem das micro-ondas absorvidas e do campo magnético sobreposto. Portanto, se a energia incidente das micro-ondas e o campo magnético são fixos, os parâmetros de plasma e a absorção de micro-ondas resultantes do grau de compatibilidade de impedância de micro-ondas também são corrigidos por um mecanismo de *feedback* negativo. Caso contrário, o plasma não seria mantido.

Em uma câmara de plasma, o micro-ondas absorvido é usado para aceleração de elétrons e isso resulta em excitação e ionização das partículas. A energia absorvida é então gasta, aquecendo a parede da câmara por bombardeamento de partículas carregadas e como emissão de fótons de partículas excitadas (SAKUDO, 1987).

Um plasma é caracterizado pelo número de íons por unidade de volume e, dependendo dessa densidade e da frequência, uma onda pode ser refletida, absorvida ou transmitida pelo meio de plasma. Uma permitividade efetiva pode ser definida para uma região de plasma uniforme como

$$\epsilon_e = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad (3.31)$$

Onde:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{m\epsilon_0}} \quad (3.32)$$

onde: ω_p é a frequência do plasma

ω é a frequência da onda incidente

q é a carga do elétron

m é a massa do elétron

N é o número de partículas ionizadas por unidade de volume

Estudando a solução das equações de Maxwell para a propagação da onda plana, pode-se mostrar que a propagação de ondas através de um plasma só é possível para $\omega > \omega_p$. Assim, as ondas de baixa frequência serão totalmente refletidas. Se um campo magnético estiver presente, o plasma pode-se tornar anisotrópico e a análise é mais complicada. Porém, esse tipo de análise se aplica apenas a condições onde o campo magnético é muito forte, como por exemplo, o plasma na ionosfera, onde o campo magnético da Terra pode ser forte o suficiente para produzir essa anisotropia (POZAR, 2012).

Sakudo (1987) utilizou uma sonda de Langmuir para medir parâmetros do plasma de hidrogênio e argônio submetidos a micro-ondas. A temperatura média dos elétrons no plasma de hidrogênio aumentou sucessivamente de 4,5 para 7,3 eV, enquanto a potência de micro-ondas absorvida variou de 200 a 1000 W. No plasma de argônio o aumento foi de 3,7 para 6,8 eV. As densidades de elétrons são mostradas na Figura 3-9.

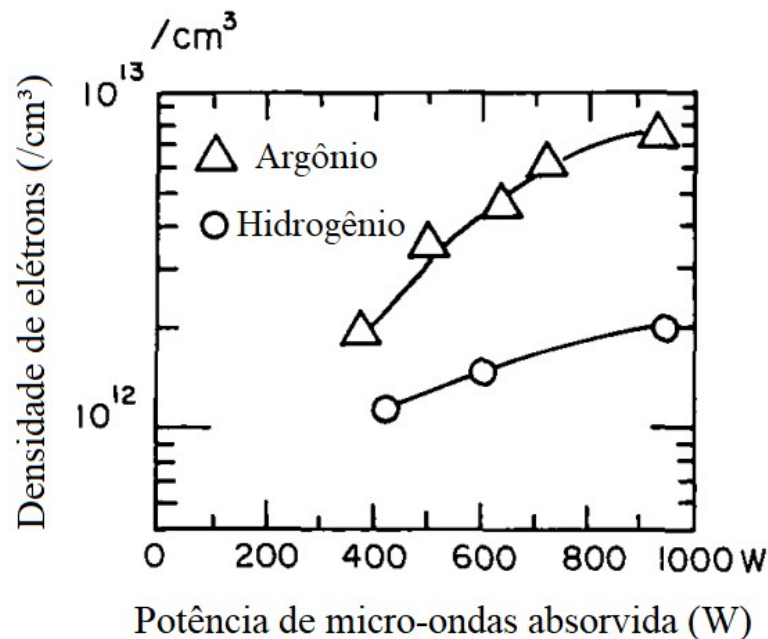


Figura 3-9 – Densidades de elétrons versus potência de micro-ondas absorvida. A pressão do argônio é de 3×10^{-3} Torr e a pressão do hidrogênio é 1×10^{-3} Torr. [Traduzido de SAKUDO, 1987]

Os plasmas de microondas podem ser gerados em uma ampla gama de volumes e em várias formas. Isso permite uma variedade de extrações de feixe (SAKUDO, 1987).

3.4.2 Efeitos biológicos e segurança

Os efeitos das micro-ondas no organismo, já confirmadas por estudos, estão relacionados à efeitos térmicos. A energia das ondas eletromagnéticas (RF e micro-ondas) é absorvida e convertida em calor. Ocorre então, o aquecimento interno do corpo, muitas vezes não sendo sentido a níveis mais baixos. Os maiores riscos dos efeitos concentram-se na região cerebral, nos olhos, nos órgãos genitais e no estômago. A radiação excessiva pode levar a cataratas, esterilidade ou câncer. Por isso, é necessário determinar um padrão de tolerância do nível de radiação que seja seguro para usuários de equipamentos de RF e micro-ondas, evitando-se assim, exposição a níveis de energia prejudiciais (POZAR, 2012).

Pela relevância de seus artigos e publicações na área, foram escolhidos como referência para os padrões de segurança de exposição humana a campos eletromagnéticos nesta dissertação, os manuais da IEEE, sendo os mais recentes: IEEE Standard C95.1TM-2005 e o IEEE Standard C95.1aTM-2010 (aperfeiçoamento complementar ao IEEE Standard C95.1TM-2005), na presente data. A referência adotada especifica os limites da faixa de radiofrequência e micro-ondas (100 MHz a 100 GHz), pela densidade de energia (W/m^2) em função da frequência. A Figura 3-10 mostra as recomendações do padrão IEEE C95.1-2005 para os limites de densidade de energia para exposição humana a campos eletromagnéticos de RF e micro-ondas.

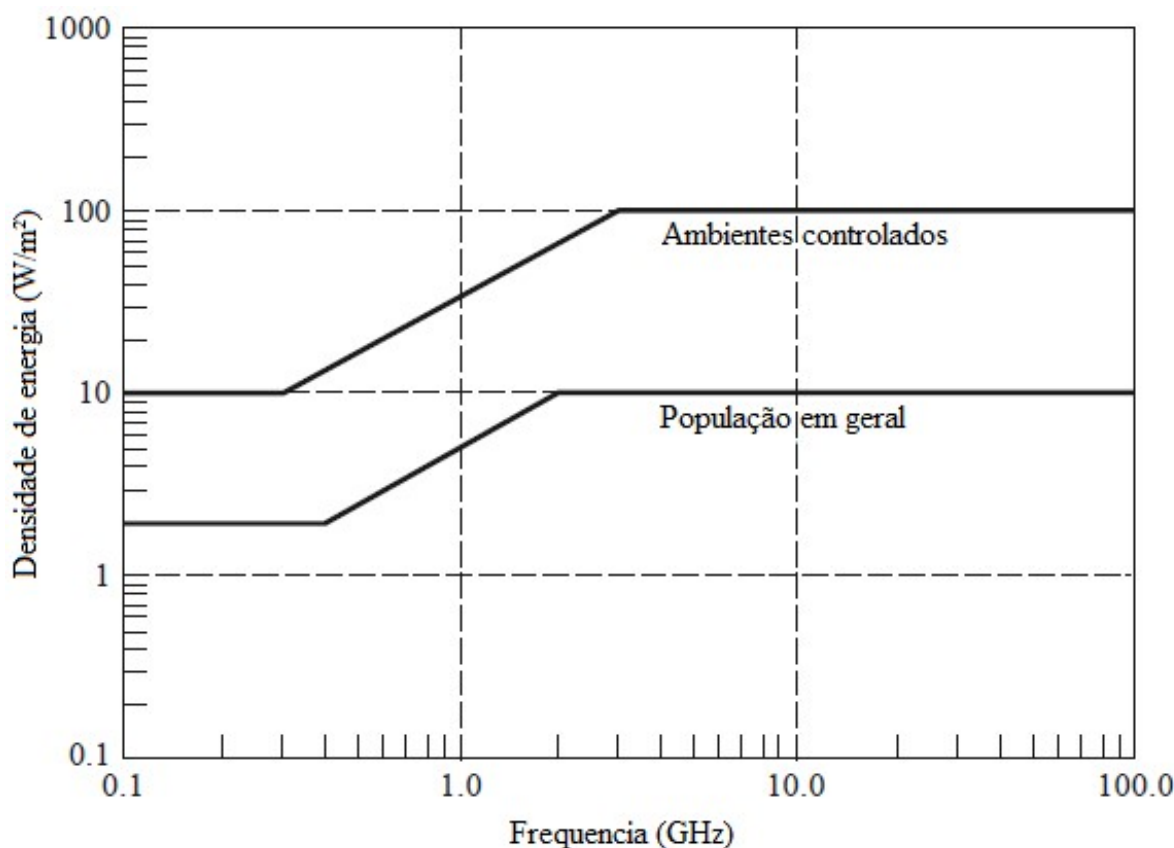


Figura 3-10 – Limites recomendados para a população em geral e ambientes controlados [Traduzido de IEEE, 2006]

Para um ambiente controlado (ocupacional), a exposição é calculada ao longo de um período de 6 minutos, enquanto que para a população em geral, a exposição é calculada ao longo de um período de 30 minutos. Os limites recomendados de densidade de potência segura são, geralmente, mais baixos em frequências mais baixas, pois os campos penetram mais profundamente no corpo nessas frequências. Em frequências mais altas, a maior parte da absorção de energia ocorre perto da superfície da pele, de modo que os limites de segurança podem ser maiores. Em frequências inferiores a 100 MHz, os campos elétricos e magnéticos interagem com o corpo de forma diferente dos campos eletromagnéticos de frequência mais alta, e, portanto, são atribuídos limites separados para os componentes de campo nessas frequências mais baixas.

Para exposições a campos de RF pulsados na faixa de 100 kHz a 300 GHz, as densidades de potência de pulso de pico são limitadas pelo uso da medida de tempo normal e o limite no pico do campo E (100kV/m), com uma exceção: a densidade total de energia incidente durante qualquer período de 100 ms dentro do tempo de medida não deve exceder um quinto

da densidade de energia total permitida durante todo o tempo de média para um campo contínuo (1/5 de 144J/kg).

A intensidade de campo ou a densidade de potência não deve exceder 20 vezes o quadrado dos valores médios dos campos permitidos e 20 vezes a densidade de potência permitida, respectivamente, para frequências abaixo de 300 MHz e não deve exceder a densidade de potência equivalente de 200 W/m² para frequências entre 300 MHz e 3 GHz. O valor de pico da força quadrática média do campo ou a densidade de potência não deve exceder 20 vezes o quadrado dos valores médios dos campos permitidos ou 20 vezes a densidade de potência permitida, respectivamente, para frequências inferiores a 400 MHz e não deve exceder a densidade de potência equivalente a 40 W/m² para frequências entre 400 MHz e 3 GHz.

Na faixa de frequência em que a proteção contra efeitos adversos está associada ao aquecimento (100 kHz a 300 GHz), a exposição em circunstâncias normais, dentro da faixa de exposição máxima admissível (EMA), para camadas de tecidos inferiores, não é percebida. No caso de exposições próximas a 100 GHz, em ambiente controlado, somente é possível notar a exposição à máxima admissível (de 100 W/m²) quando tiver sido advertido sobre o início da exposição à RF e se mantiver atento à temperatura da pele. Abaixo de 30 GHz, a densidade de 100 W/m² é imperceptível sob quaisquer circunstâncias (BLICK *et al.*, 1997 apud IEEE, 2010). Em frequências mais altas, o limiar de percepção é menor. Como por exemplo, o limiar de percepção para 10 segundos de exposição a 94 GHz sobre uma área de estímulo de 327 cm² é de 45 W/m² (BLICK *et al.*, 1997 apud IEEE, 2010). Mesmo na faixa de comprimento de onda milimétrica, é improvável que exposições prolongadas à EMA, elevem a temperatura da pele em até 1°C. Exposições de RF em frequências mais baixas (<30 GHz) são muito menos eficazes no aquecimento da pele (IEEE, 2006; IEEE, 2010; POZAR, 2012).

3.5 CAVIDADES RESSONANTES

Os primeiros sistemas de RF e micro-ondas desenvolvidos foram baseados em guias de onda, fios paralelos e cabos coaxiais. As guias de onda possuem uma alta capacidade de transmissão de energia e baixa perda, mas ocupam um grande volume com alto custo, especialmente em baixas frequências (POZAR, 2012). Geralmente, essas guias são compostas por paredes condutoras retangulares ou cilíndricas, ocas, cuja seção transversal não varia com a distância longitudinal (direção do eixo dos z). Quando uma guia (retangular ou cilíndrica) é fechada nas extremidades, a onda que nela se propaga é então refletida em ambas as direções, causando

interferência, o que gera uma onda estacionária. Essa parede condutora capaz de confinar uma onda eletromagnética é chamada de cavidade ressonante (DE CARVALHO, 2005).

Os campos eletromagnéticos gerados em guias de ondas retangulares e circulares proveem das equações de Maxwell pela superposição de ondas planas. As soluções dessas equações são então utilizadas para demonstrar os modos de ressonância da cavidade. Um feixe de partículas carregadas interagindo em um modo ressonante, conduz aos parâmetros fundamentais que descrevem o comportamento das cavidades de aceleradores de partículas (JENSEN, 2012).

Os modos ressonantes de uma cavidade são os modos naturais para oscilações eletromagnéticas. Uma vez excitado, um modo ressonante continuará indefinidamente na ausência de resistividade sem mais entrada de energia (BRIOULLIN, 1953).

A aplicação de uma cavidade RF em um acelerador de partículas é ampliar os campos atuantes nos feixes de partículas carregadas, impulsionando-as ou parando-as. No geral, as cavidades são projetadas para garantir ganho de energia das partículas, acelerando-as na direção do seu movimento. Porém, em alguns casos, há a necessidade de construir cavidades destinadas a frear o feixe, barra-lo ou arremessá-la tangencialmente. Em todas essas aplicações há uma árdua tarefa de aperfeiçoar a cavidade para a sua aplicação orientando-se por critérios específicos de projeto, sem desconsiderar efeitos secundários que possam diminuir a performance de forma substancial. Todos esses detalhes torna o design das cavidades de RF um trabalho complexo que envolve a compreensão da física do feixe, do conhecimento das tecnologias utilizadas, dos métodos de projeto e construção, de mecânica, dos materiais, dentre outros. Atualmente, há uma gama de ferramentas computacionais modernas para suporte nos cálculos e no projeto dessas cavidades (JENSEN, 2012).

3.5.1 Modos de ressonância em cavidades cilíndricas

As cavidades ressonantes cilíndricas são de grande interesse da comunidade científica devido à sua larga aplicação, principalmente nos aceleradores de partículas. Ao considerar uma cavidade cilíndrica de raio a e comprimento d (conforme mostrado na Figura 3-11), há duas possibilidades de modos de ressonância: transversal elétrico (TE) e transversal magnético (TM) (JACKSON, 1999).

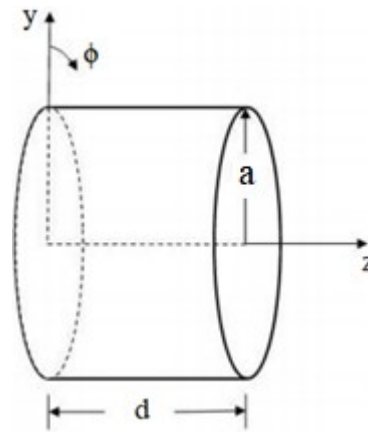


Figura 3-11 – Cavidade cilíndrica

Com base nas equações de Maxwell, ao empregar as variáveis adequadas para cada um desses modos e isolá-las, obtém-se uma solução harmônica para as equações de onda na forma de: $J_m(h,r) e^{im\phi} f(z)$, onde $J_m(x)$ é a função de Bessel de primeira espécie. A constante m é um número inteiro (0,1,2,3, ...), h é um autovalor da equação de Helmholtz e, levando em consideração a condição limite para a função trigonométrica de $f(z)$, chega-se aos índices inteiros adicionais: n (1,2, 3, ...), p (1,2, 3, ...) para o modo TE e p (0, 1, 2, 3, ...) para o modo TM (PANOFSKY & PHILLIPS, 2005).

Os modos de ressonância possíveis podem ser classificados como TE_{mnp} ou TM_{mnp} , que determinam completamente os campos eletromagnéticos \mathbf{E} e \mathbf{H} na cavidade. Os estados de ressonância mostram a concentração da densidade de energia na cavidade cilíndrica. As duas contribuições para a densidade de energia, elétrica ($w_e = (\epsilon_0/2)|\mathbf{E}|^2$) e magnética ($w_m = (\mu_0/2)|\mathbf{H}|^2$), podem ser identificadas, com a densidade total de energia dada por: $w = w_e + w_m$ (JACKSON, 1999).

De acordo com Li & Jiang (2010), a frequência de ressonância de uma cavidade está relacionada com a sua geometria e às propriedades dos materiais no seu interior. A propagação de ondas numa cavidade cilíndrica é definida por uma frequência de corte, que é única para uma dada geometria, e que limita a menor faixa de frequência de operação da cavidade. No caso de cavidades cilíndricas, a frequência de corte é dada por:

$$f_{m,n,l} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu_r\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{p_{nm}}{a}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{d}\right)^2} \quad (3.33)$$

Onde: f_{ml} é a frequência de operação da cavidade ressonante

c é a velocidade da luz

μ_r é a permeabilidade do material no interior da cavidade

ϵ_r é a permissibilidade do material no interior da cavidade

a é o raio do cilindro

d é o comprimento do cilindro ao longo do eixo z

Em frequências acima de 1 GHz, as linhas de transmissão ressonantes possuem valores relativamente baixos de fator de qualidade (Q), pelo que torna-se preferível usar materiais metálicos ou cavidades como meio de ressonância. Porém, o uso de paredes condutoras finitas origina perda de energia, podendo ser consideradas como se fosse uma resistência efetiva. A cavidade pode ser acoplada a uma antena coaxial, como mostrado na Figura 3-12.

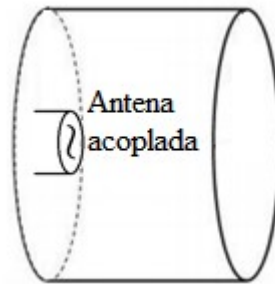


Figura 3-12 – Método de acoplamento de antena em uma cavidade ressonante [Adaptado de COLLIN, 2007]

➤ Ondas TM

As ondas transversais magnéticas (TM), possuem um campo elétrico axial (na direção de Z) não nulo, enquanto o campo magnético na mesma direção (h_z) é igual a zero. Por isso é considerado um campo dual ao modo TE, visto que os campos elétricos e magnéticos possuem orientação trocada em relação ao outro modo. A derivação das equações a serem resolvidas é paralela à das ondas TE e, portanto, apenas os resultados finais serão dados. Inicialmente, deve-se solucionar para e_z :

$$\nabla_t^2 e_z + k_c^2 e_z = 0 \quad (3.34)$$

onde k é o número de onda da onda ressonante

e_z é a componente do campo elétrico na direção de Z

A equação acima está sujeita às condições de fronteira impostas e serve para determinar o autovalor k_c^2 . O campo é então dado por:

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{e} e^{\mp j\beta z} = -\frac{j\beta}{k_c^2} \nabla_t e_z e^{\mp j\beta z} \quad (3.35)$$

$$\mathbf{H}_t = \pm \mathbf{h} e^{\mp j\beta z} = \pm \mathbf{Y}_e \mathbf{a}_2 \times \mathbf{e} e^{\mp j\beta z} \quad (3.36)$$

onde $\beta = (\kappa_0^2 - \kappa_z^2)^{1/2}$ e o valor de Y_e para ondas TM dado por:

$$Y_e = Z_e^{-1} \frac{\kappa_0}{\beta} Y_0 \quad (3.37)$$

Onde Z_e é a impedância da onda pra o modo TM

A natureza dual dos campos TE e TM é dado pela relação:

$$Z_e Z_h = Z_0^2 \quad (3.38)$$

Onde Z_h é a impedância da onda pra o modo TE

Z_0 é a impedância da onda

persistindo quando os dois tipos de onda possuem o mesmo valor de β (COLLIN, 2007).

A constante de propagação da onda (β) no modo TM_{nm} é dado por:

$$\beta_{nm} = \sqrt{\kappa^2 - \left(\frac{p_{nm}}{R}\right)^2} \quad (3.39)$$

Os valores de p_{mn} para os três primeiros modos de ressonância TM ($n = 0, 1, 2$) é dado na Tabela 3-2 (COLLIN, 2007).

Tabela 3-2 – Valores de p_{mn} para modos TM [Traduzido de COLLIN, 2007]

n	p_{n1}	p_{n2}	p_{n3}
0	2,405	5,520	8,654
1	3,832	7,016	10,174
2	5,135	8,417	11,620

➤ Ondas TE

Conforme Collin (2007), nas ondas elétricas transversais (TE), o componente de campo na direção Z (h_z), desempenha o papel de uma função potencial a partir da qual o resto dos componentes de campo podem ser obtidos. Assim, o campo magnético (H) é obtido por meio da solução de:

$$\nabla^2 H + \kappa_0^2 H = 0$$

A solução para os modos TE é paralela à dos modos TM, porém o campo magnético deve ser nulo quando a variável do raio for igual ao raio da cavidade ($r = a$). Assim, tem-se uma condição limite em que $\partial h_z / \partial r$ some da equação, de tal modo que:

$$h_z(r, \varnothing) = (B_1 \cos n\varnothing + B_2 \sin n\varnothing)J_n(k_c r) \quad (3.40)$$

Com a condição que:

$$\frac{dJ_n(k_c r)}{dr} = 0 \quad \text{quando } r = a \quad (3.41)$$

As raízes dessa equação serão designadas como p'_{nm} (para diferencia de p_{nm} do modo TM), tendo:

$$k_{c,nm} = \frac{p'_{nm}}{a} \quad (3.42)$$

A Tabela 3-3 apresenta os valores de p'_{mn} para os três primeiros modos de ressonância TE ($n = 0, 1, 2$) (COLLIN, 2007).

Tabela 3-3 – Valores de p'_{mn} para modos TM [Traduzido de COLLIN, 2007]

n	p'_{n1}	p'_{n2}	p'_{n3}
0	3,832	7,016	10,174
1	1,841	5,331	8,536
2	3,054	6,706	9,970

Para determinar os modos ressonantes para uma dada geometria e frequência, considera-se a relação $2a/d$, para se construir um gráfico desses modos. Para qualquer um dos modos tem-se:

$$f_{nml} = \frac{k_{nml}}{2\pi} c = \left[\left(\frac{x_{nm}}{a} \right)^2 + \left(\frac{l\pi}{d} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{c}{2\pi} \quad (3.43)$$

ou
$$(2af_{nml})^2 = \left(\frac{cx_{nm}}{\pi} \right)^2 + \left(\frac{cl}{2} \right)^2 + \left(\frac{2a}{d} \right)^2 \quad (3.44)$$

sendo $x_{nm} = p'_{nm}$ para modos TE e p_{nm} para modos TM

O gráfico $(2af_{nml})^2 \times (2a/d)^2$ da Figura 3-1, demonstra as faixas de frequência e relações geométricas em que um modo pode ressoar (COLLIN, 2007).

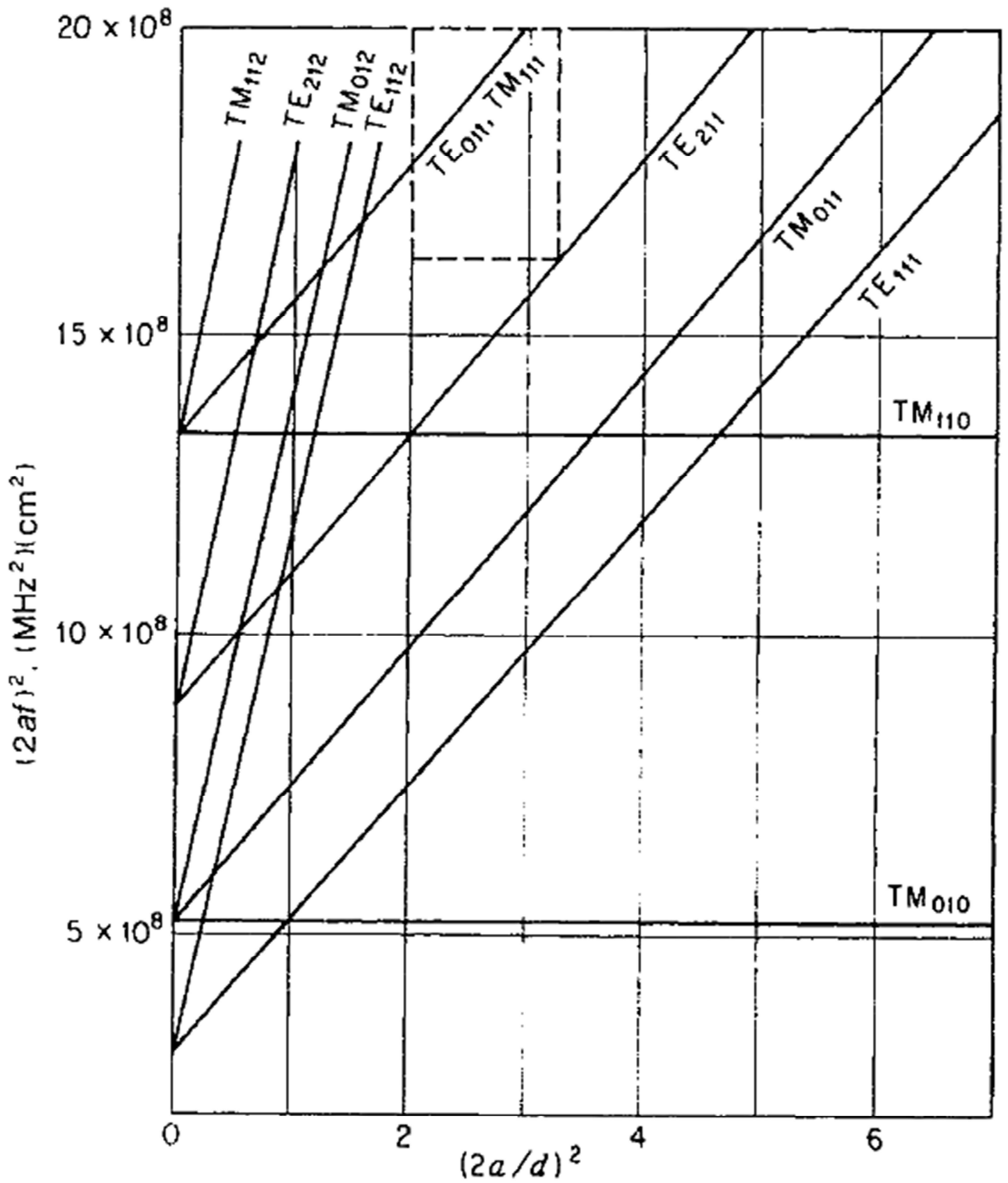


Figura 3-13 – Gráfico dos principais modos para uma cavidade cilíndrica
 [Fonte: COLLIN, 2007]

Tabela 3-4 – Propriedades dos modos de ressonância em cavidades circulares
[Traduzido de COLLIN, 2007]

Modo TE		Modo TM
H_z	$J_n\left(\frac{p'_{nm}r}{a}\right)e^{-j\beta_{nm}z}\begin{cases} \cos n\phi \\ \sin n\phi \end{cases}$	0
E_z	0	$J_n\left(\frac{p_{nm}r}{a}\right)e^{-j\beta_{nm}z}\begin{cases} \cos n\phi \\ \sin n\phi \end{cases}$
H_r	$-\frac{j\beta_{nm}p'_{nm}}{ak_{c,nm}^2}J'_n\left(\frac{p'_{nm}r}{a}\right)e^{-j\beta_{nm}z}\begin{cases} \cos n\phi \\ \sin n\phi \end{cases}$	$-\frac{E_\phi}{Z_{e,nm}}$
H_ϕ	$-\frac{jn\beta_{nm}}{rk_{c,nm}^2}J_n\left(\frac{p'_{nm}r}{a}\right)e^{-j\beta_{nm}z}\begin{cases} -\sin n\phi \\ \cos n\phi \end{cases}$	$\frac{E_r}{Z_{e,nm}}$
E_r	$Z_{h,nm}H_\phi$	$-\frac{j\beta_{nm}p_{nm}}{ak_{c,nm}^2}J'_n\left(\frac{p_{nm}r}{a}\right)e^{-j\beta_{nm}z}\begin{cases} \cos n\phi \\ \sin n\phi \end{cases}$
E_ϕ	$-Z_{h,nm}H_r$	$-\frac{jn\beta_{nm}}{rk_{c,nm}^2}J_n\left(\frac{p_{nm}r}{a}\right)e^{-j\beta_{nm}z}\begin{cases} -\sin n\phi \\ \cos n\phi \end{cases}$
β_{nm}	$\left[k_0^2 - \left(\frac{p'_{nm}}{a}\right)^2\right]^{1/2}$	$\left[k_0^2 - \left(\frac{p_{nm}}{a}\right)^2\right]^{1/2}$
$Z_{h,nm}$	$\frac{k_0}{\beta_{nm}}Z_0$	
$Z_{e,nm}$		$\frac{\beta_{nm}}{k_0}Z_0$
$k_{c,nm}$	$\frac{p'_{nm}}{a}$	$\frac{p_{nm}}{a}$
$\lambda_{c,nm}$	$\frac{2\pi a}{p'_{nm}}$	$\frac{2\pi a}{p_{nm}}$
Potência	$\frac{Z_0 k_0 \beta_{nm} \pi}{2k_{c,nm}^4 \epsilon_{0n}} (p'_{nm}{}^2 - n^2) J_n^2(p'_{nm})$	$\frac{Y_0 k_0 \beta_{nm} \pi}{2k_{c,nm}^4 \epsilon_{0n}} p_{nm}^2 [J'_n(k_{c,nm} a)]^2$
α	$\frac{R_m}{aZ_0} \left(1 - \frac{k_{c,nm}^2}{k_0^2}\right)^{-1/2} \times \left[\frac{k_{c,nm}^2}{k_0^2} + \frac{n^2}{(p'_{nm})^2 - n^2}\right]$	$\frac{R_m}{aZ_0} \left(1 - \frac{k_{c,nm}^2}{k_0^2}\right)^{-1/2}$

3.6 PRODUÇÃO E EXTRAÇÃO DE ÍONS

O plasma é formado a partir de partículas neutras através da ionização. Dentre as várias maneiras pelas quais a ionização pode ser feita, as mais comuns incluem ionização por impacto de elétrons, fotoionização, ionização de campo e ionização de superfície. De modo geral, o nome da fonte de íons vem especificamente da forma como seu plasma é formado (BROWN, 2004). Nesse estudo, utilizou-se uma antena emissora de micro-ondas para a ionização do gás de deutério.

Em geral, os termos “fonte de plasma” e “fonte de íons” não têm um significado claro. O plasma é formado por um conjunto de íons e elétrons, sendo desta forma considerável chamar um dispositivo gerador de plasma também de gerador de íons. Porém, apesar de logicamente correto, a terminologia não é empregada desta maneira. Convencionalmente, quando se refere a uma fonte iônica, trata-se de um dispositivo gerador de feixe de íons. A maioria das fontes de íons são baseadas em plasma, no sentido que possuem plasma como algo essencial. A fonte de plasma, que é um componente importante da fonte iônica, é utilizada para produzir íons formados num feixe de íons com energia diferente. De certa forma, pode-se dizer que os íons gerados pela fonte de plasma, geralmente, possuem uma pequena energia direcionada (os íons formam um feixe, cuja energia de deriva é baixa quando comparada à energia térmica média). Por outro lado, os íons criados por uma fonte iônica, usualmente, possuem uma energia direcionada significativa (os íons formam um feixe, cuja energia de deriva é grande quando comparada à energia térmica média) (BROWN, 2004).

Algumas das características básicas da dinâmica de íons em um campo eletromagnético podem ser deduzidas utilizando-se a analogia a um sistema mais simples, como uma carga única no campo eletromagnético. A extração e o transporte de íons, em geral, consistem num sistema composto por um eletrodo de plasma e pelo menos outro eletrodo, o eletrodo extrator, que fornece o campo elétrico para acelerar as partículas carregadas do plasma até um alvo específico, conforme mostrado na Figura 3-14.

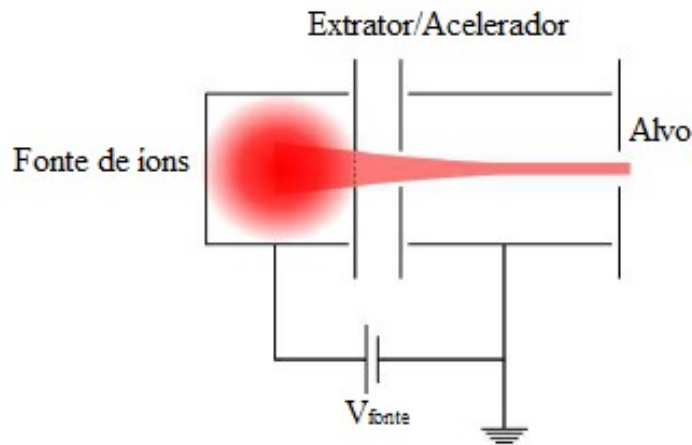


Figura 3-14 - Esquema básico de um extrator de íons [Adaptado de: KALVAS, 2014]

No sistema representado pela Figura 3-14, a intensidade do feixe de partículas depende do fluxo de íons (corrente) saindo pela abertura da câmara de plasma, que pode ser estimado a partir de:

$$I = \frac{1}{4} A q n \bar{v} \quad (3.45)$$

Onde: A é a área da abertura em m^2

q é a carga do íon em coulombs

n é a densidade do íon no plasma em partículas/ m^3

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (3.6 \text{ é a velocidade dada pela equação 3.6 (em m/s)})$$

Para o deutério o valor de A_i é de 2,014 u, assim, a equação pode ser expressa por $1,1063 \times 10^4 (T_i)^{1/2}$. O valor calculado da corrente é fornecido em ampères, porém, no caso de um extrator de partículas carregadas, é interessante multiplicar o resultado da equação 3.45 por 10^3 obtendo-se o valor em miliampères (KALVAS, 2014).

3.7 GERADOR DE NÊUTRONS COMPACTO

O estudo e a implementação de novas técnicas de produção de nêutrons têm sido atrativos devido à ampla aplicação destas partículas e a possibilidade de produção a custos mais baixos. Os reatores, apesar de serem fontes radioativas capazes de produzir alto fluxo de nêutrons, contêm grandes riscos radiológicos devido ao rejeito radioativo produzido inerentemente da fissão nuclear, exigindo elevada segurança e gerência de rejeitos. Os nêutrons também podem

ser produzidos por reações nucleares com aceleradores de partículas com grandes rendimentos, até 10^{13} n / s, mas também com custos elevados. Ambas as tecnologias, reatores e aceleradores de partículas, apresentam alta complexidade de operação. Diante desse cenário, os geradores de nêutrons (GN) compactos, usando reações deutério-deutério (DD) ou deutério-trítio (DT) podem produzir mais de 10^9 n/s, sem uma produção colateral considerável de atividade de contaminantes, tornando-os extremamente seguros quando desligados (IAEA, 2012).

Além da possibilidade de serem ligados e desligados (cessando a emissão de radiação) quando necessário, os geradores de nêutrons oferecem vantagens importantes sobre outras fontes de nêutrons. Eles são significativamente menores e menos dispendiosos do que as fontes de nêutrons acionadas por acelerador operando em altas energias de feixe.

Os geradores D-T produzem uma magnitude de rendimento maior que os geradores D-D nas mesmas condições de operação. Os nêutrons de 14 MeV gerados pela reação $T(d, n)^4\text{He}$ são altamente penetrantes, um benefício importante para grande parte das suas aplicações. Os primeiros protótipos de geradores de nêutrons, desenvolvidos pela primeira vez há mais de 40 anos, eram limitados na produção e na vida útil (REIFENSCHWEILER, 1961; CSIKAI, 1987).

Estudos iniciais em 1989, utilizando alvos de hidretos de paládio ou titânio contendo deutério, demonstraram potencial para a ocorrência de fusão nuclear (ZELENSKY, 2013). Atualmente, vêm sendo desenvolvidos geradores de nêutrons mais modernos, baseados em reações D-D (e/ou D-T) de bombeamento contínuo, que utilizam fontes de íons de radiofrequência para gerar altas correntes de feixe e alvo contendo uma malha de titânio (Ti) carregado por feixe. Paralelo a esses esforços, nesse trabalho procurou-se desenvolver um gerador D-D/D-T que produz uma ordem de grandeza maior produção de nêutrons do que os dispositivos atualmente disponíveis ao longo de uma vida útil prolongada (LEUNG, K. N. *et al.*, 1991; CSIKAI, 1987; REIJONEN *et al.*, 2005).

O ponto de partida para este trabalho é o estudo de autoria de Araujo (2013), que resultou na patente BR 102013033620-3 de Campos & Araujo (2013). Adicionalmente, nessa pesquisa buscou-se verificar a melhor geometria e materiais para um gerador de nêutrons, baseado nesses estudos anteriores, capaz de ser acoplado a uma superfície composta com molibdênio produzindo tecnécio-99m para uso em diagnósticos clínicos.

A ideia principal do projeto foi de garantir um dimensionamento que otimizasse a produção de tecnécio-99m, optando-se assim, por um gerador de nêutrons cujos íons possuem aceleração radial ao invés de linear e, deste modo, conseguir uma maior área de interação entre os nêutrons e os átomos de molibdênio. A geometria ideal para essa demanda é a de um cilindro com furos ao longo da sua altura, de tal modo que íons escapem da câmara de plasma radialmente, conseguindo uma maior área de interação. Ao contrário de geradores lineares, o gerador cilíndrico não possui apenas um ponto focal para interação dos íons, tendo seu feixe disperso em vários pequenos pontos, aumentando a área de colisão dos íons com o alvo, favorecendo assim, a geração de nêutrons, conforme mostra a Figura 3-15.

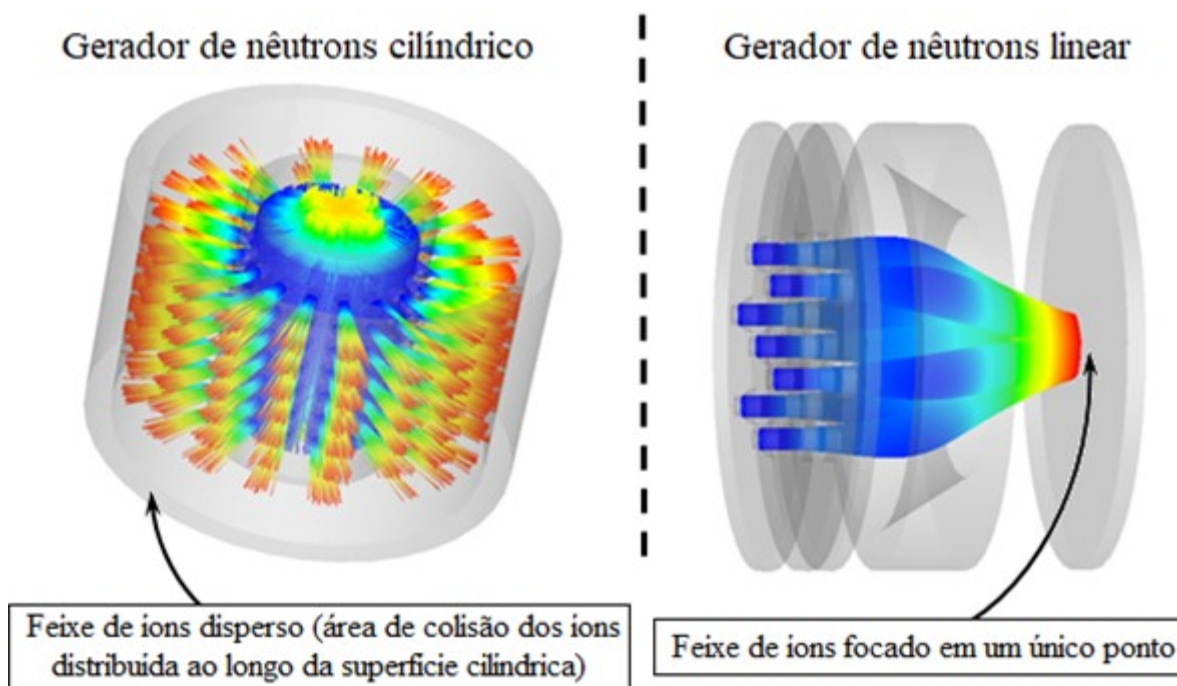


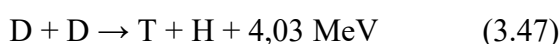
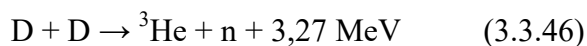
Figura 3-15 – Diferença entre gerador de nêutrons cilíndrico e linear [Adaptado de: ARAUJO, 2013]

A geração de nêutrons nos experimentos de fusão a frio é um fenômeno para o qual resultados contraditórios, em muitos aspectos, foram obtidos. No entanto, já existem diversos casos de experimentos bem sucedidos onde se registrou uma emissão de nêutrons com alta confiabilidade em um nível de intensidade requerido. Os principais resultados com taxas consideráveis de emissão de nêutrons foram obtidos em experimentos com amostras utilizando alvos de paládio e titânio (VERBEKE *et al.*, 2000).

3.8 FUSÃO NUCLEAR

O núcleo atômico é a região com maior densidade do átomo (aproximadamente de um bilhão de toneladas por centímetro cúbico), ocupando dimensões da ordem de 1 Fermi (10^{-15} m). O núcleo é formado por prótons e nêutrons (denominadas nucleons) e que possuem massas aproximadas ($\sim 1.673 \times 10^{-27}$ kg), porém, enquanto o próton possui carga elétrica positiva ($1,602 \times 10^{-19}$ C), o nêutron é eletricamente neutro. Os nucleons permanecem ligados no núcleo atômico por meio das forças nucleares que são capazes de vencer a repulsão coulombiana entre prótons de mesma carga (CRUZ *et al.*, 1989).

A fusão nuclear consiste em colidir dois núcleos atômicos com energia suficiente para superar a força de repulsão elétrica entre os prótons, possibilitando assim, que possa ocorrer ligação entre os nucleons. Com isso, devido às forças coulombianas de repulsão entre os núcleos com carga positiva, é necessário fornecer energia aos átomos (ou íons) para que as reações termonucleares aconteçam (ZELENSKY, 2013). Assim, as partículas terão energia cinética para aproximação suficiente dos núcleos, possibilitando que ocorram as reações de fusão. A reação nuclear mais primordial, gerada por diversas fontes artificiais e naturais é a reação D-D (deutério-deutério), que ocorre quando dois núcleos de deutério colidem entre si. O deutério pode ser encontrado na água do mar, sendo sua abundância cerca de 0,0148% da massa de hidrogênio. Como fonte de combustível, essa quantidade pode ser considerada quase inesgotável. A reação D-D pode ocorrer de duas formas:



Na primeira reação, um isótopo de hélio (${}^3\text{He}$) e um nêutron (n) são produzidos pela colisão de dois deutérios (D), enquanto na segunda reação, são gerados um trítio (T) e um próton (H).

A energia liberada entre os produtos da reação pode ser calculada a partir da conservação da energia e do momento. É importante destacar que a energia cinética dos deutérios antes da colisão é muito pequena em comparação com a energia liberada pela reação. Com isso, pode-se ignorar a energia cinética inicial, considerando o deutério como em repouso (NISHIKAWA & WAKATANI, 2013).

Para uso em geradores de nêutrons, a temperatura do deutério (ou trítio) deve ser suficiente para gerar fusão em quantidades consideráveis (ZELENSKY, 2013). Conforme Dolan (1982), considerando as reações nucleares geradoras de nêutrons, as taxas de reação para íons de

deutério monoenergéticos bombardeando alvos de trítio é máxima a 70 keV e para alvos de deutério a 300 keV. A Tabela 3-5 mostra as seções de choque para diversos valores de energia, cujos gráficos correspondentes são apresentados na Figura 3-16.

Tabela 3-5 – Seção de choque para íons monoenergéticos de deutério
[Fonte: DOLAN, 1982]

T, keV	T(d,n) ⁴ He	D(d,n) ³ He	D(d,p)T	³ He(d,p) ⁴ He	T(t,2n) ⁴ He
1	.548 E-26	.692 E-28	.830 E-28	.302 E-31	.328 E-27
1.5	.589 E-25	.647 E-27	.729 E-27	.132 E-29	.218 E-26
2	.263 E-24	.260 E-26	.282 E-26	.142 E-28	.709 E-26
3	.171 E-23	.145 E-25	.150 E-25	.275 E-27	.303 E-25
4	.558 E-23	.423 E-25	.424 E-25	.177 E-26	.746 E-25
5	.129 E-22	.894 E-25	.877 E-25	.666 E-26	.140 E-24
6	.242 E-22	.157 E-24	.152 E-24	.183 E-25	.226 E-24
7	.398 E-22	.246 E-24	.235 E-24	.409 E-25	.329 E-24
8	.594 E-22	.355 E-24	.335 E-24	.796 E-25	.447 E-24
9	.826 E-22	.482 E-24	.451 E-24	.140 E-24	.579 E-24
10	.109 E-21	.626 E-24	.582 E-24	.227 E-24	.722 E-24
15	.265 E-21	.156 E-23	.141 E-23	.127 E-23	.156 E-23
20	.424 E-21	.273 E-23	.243 E-23	.379 E-23	.251 E-23
25	.559 E-21	.403 E-23	.357 E-23	.818 E-23	.351 E-23
30	.665 E-21	.541 E-23	.476 E-23	.145 E-22	.454 E-23
35	.745 E-21	.683 E-23	.598 E-23	.227 E-22	.557 E-23
40	.803 E-21	.826 E-23	.721 E-23	.323 E-22	.660 E-23
45	.843 E-21	.969 E-23	.844 E-23	.430 E-22	.763 E-23
50	.871 E-21	.111 E-22	.966 E-23	.544 E-22	.865 E-23
60	.897 E-21	.139 E-22	.121 E-22	.782 E-22	.107 E-22
70	.900 E-21	.166 E-22	.144 E-22	.102 E-21	.128 E-22
80	.890 E-21	.193 E-22	.167 E-22	.124 E-21	.148 E-22
90	.871 E-21	.218 E-22	.190 E-22	.144 E-21	.169 E-22
100	.849 E-21	.243 E-22	.212 E-22	.161 E-21	.191 E-22
150	.728 E-21	.358 E-22	.317 E-22	.220 E-21	.305 E-22
200	.628 E-21	.462 E-22	.414 E-22	.244 E-21	.424 E-22
250	.552 E-21	.559 E-22	.503 E-22	.251 E-21	.536 E-22
300	.495 E-21	.650 E-22	.585 E-22	.250 E-21	.631 E-22
rendimento energético W(J)	2.818E-12	5.24E-13	6.46E-13	2.93E-12	1.81E-12

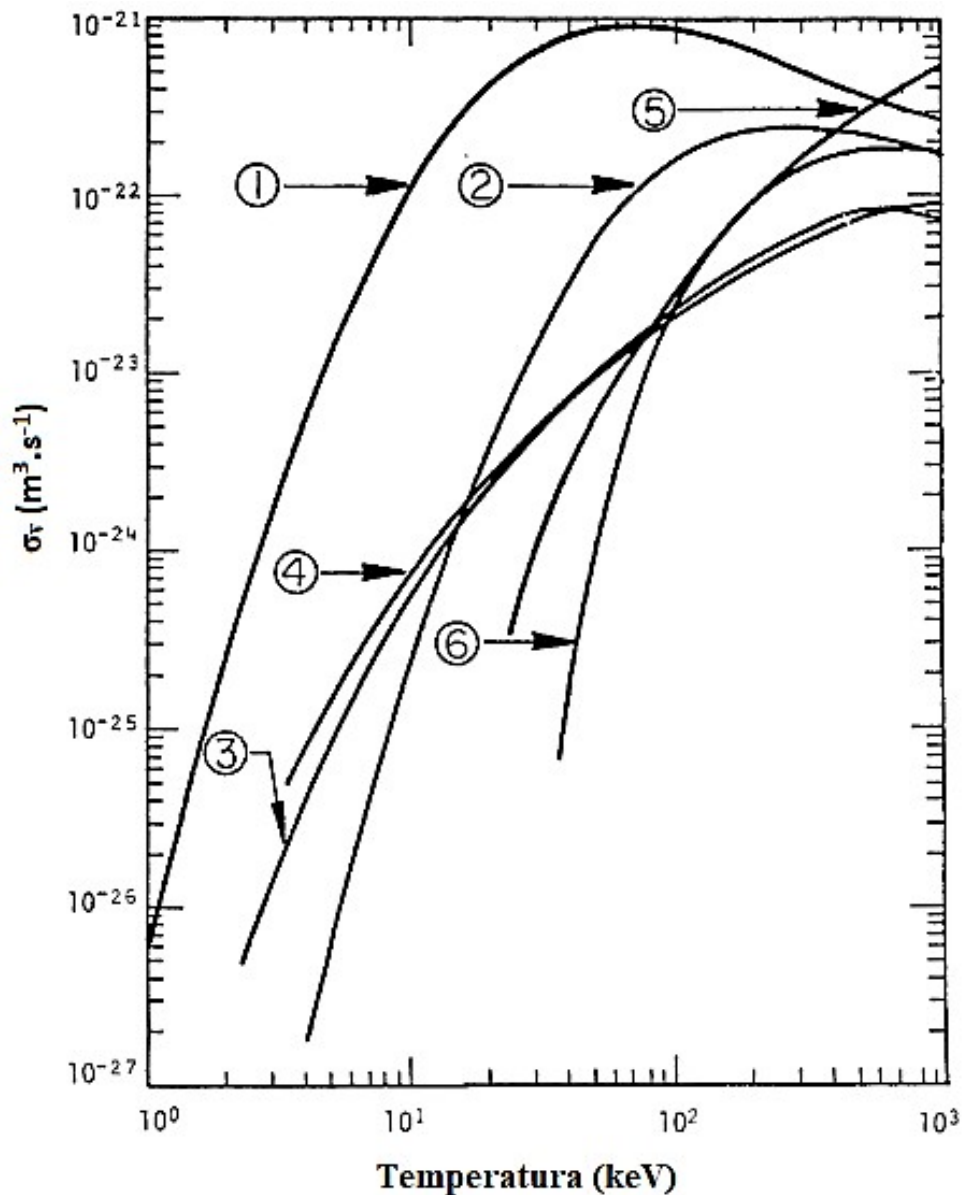


Figura 3-16 – Seções de choque para misturas com distribuição Maxwellianas na mesma temperatura. (1) $D + T \rightarrow n + {}^4\text{He}$; (2) $D + {}^3\text{He} \rightarrow H + {}^4\text{He}$; (3) $D + D \rightarrow H + T$ (a curva $D + D \rightarrow n + {}^3\text{He}$ é aproximadamente a mesma da curva 3); (4) $T + T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$; (5) $T + {}^3\text{He} \rightarrow$ (vários produtos); (6) $H + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3({}^4\text{He})$ (MILEY *et al.*, 1974 apud DOLAN, 1982) [Traduzido de: DOLAN, 1982]

Como pode ser observado na Figura 3-16, uma maior energia do íon ao atingir o alvo, não resultará em maior taxa de fusão, uma vez que a seção de choque máxima encontra-se dentro de certas regiões de temperatura.

4 MÉTODOS

4.1 CÓDIGOS PARA SIMULAÇÃO

4.1.1 Wolfram Mathematica, Wolfram CDF

O WolframTM CDF Player é uma plataforma gratuita para executar aplicações interativas baseadas na tecnologia WolframTM, possibilitando manipular conteúdos desenvolvidos por autores no Mathematica®. O CDF (Computable Document Format) é um formato de arquivo, essencialmente um arquivo PDF médio (não pode ser editado), que permite fazer cálculos ao vivo e exibir dados.

As funções computacionais e de programação no software Mathematica® da WolframTM podem ser usadas para construir, por exemplo, um gráfico complexo com diversas variáveis. Ele pode então ser salvo como um arquivo CDF para que os usuários possam manipular as variáveis e ver os resultados do gráfico ao vivo dentro do documento. Para ver o arquivo disponibilizado por um autor qualquer, utiliza-se o plugin CDF Player (WOLFRAM RESEARCH, 2018).

4.1.2 COMSOL Multiphysics®

O COMSOL Multiphysics® é uma plataforma para simulação de aplicações em diversas áreas da engenharia, que possui módulos complementares para simular projetos e processos nas áreas de eletromagnetismo, mecânica estrutural, acústica, escoamento, transferência de calor e engenharia química. Além do software principal, foram utilizados módulos do COMSOL Multiphysics® para fins específicos, como o *Plasma Module* que permite modelar e simular fontes e sistemas de plasma à baixa temperatura. O módulo pode realizar análises em todas as dimensões espaciais – 1D, 2D e 3D.

Os sistemas de plasma são, por natureza, complicados e possuem alto grau de não linearidade. Pequenas mudanças na excitação elétrica ou na química do plasma podem resultar em mudanças significativas nas características de descarga. Assim, as simulações de plasmas à baixas temperaturas devem representar a combinação de mecânica dos fluidos, engenharia de reação, cinética física, transferência de calor, transferência de massa e eletromagnetismo, ou seja, um sistema de multifísica significativo. O *Plasma Module* em conjunto com os módulos *AC/DC* e *RF* formam uma ferramenta especializada para modelar descargas fora de equilíbrio, permitindo modelar diversos sistemas, tais como plasmas de micro-ondas.

Quando combinados, os módulos citados possuem a interface *Microwave Plasma* para modelar descargas aquecidas de onda que são sustentadas quando elétrons podem ganhar energia o suficiente de uma onda eletromagnética à medida que penetram no plasma. A física de plasmas de micro-ondas difere dependendo se a propagação é no modo TE ou no modo TM, conforme já abordado na seção 3.5.1. Em nenhum dos casos é possível que a onda eletromagnética penetre em regiões do plasma onde a densidade eletrônica supera a densidade crítica. A faixa de pressão para plasmas de micro-ondas é bastante ampla. A potência pode variar de alguns watts até vários quilowatts. Plasmas de micro-ondas são populares graças ao baixo custo da energia de micro-ondas e podem ser simulados considerando todas suas variáveis através da interface *Microwave Plasma*.

Além dos módulos já citados, foi utilizado também o *Particle Tracing Module* que amplia a funcionalidade do COMSOL Multiphysics® para calcular a trajetória de partículas em um fluido ou campo eletromagnético, incluindo interações partícula-partícula, fluido-partícula e partícula-campo. Pode-se combinar outros módulos de aplicação específica com o *Particle Tracing Module* para calcular os campos que governam o movimento das partículas. As partículas podem ter massa ou não. O software leva em consideração o movimento regido pela formulação Newtoniana, Lagrangiana ou Hamiltoniana da mecânica clássica. O módulo permite ainda: impor condições de contorno às partículas nas paredes da geometria, especificar a velocidade das partículas, partículas secundárias liberadas quando uma partícula se choca contra uma parede, o número de partículas secundárias e a distribuição de suas velocidades e possibilita adicionar outras variáveis dependentes ao modelo, o que permite calcular quantidades como massa, temperatura ou rotação das partículas. As partículas podem ser liberadas sobre contornos e domínios uniformes de acordo com uma expressão personalizada. O *Particle Tracing Module* disponibiliza uma ampla gama de forças predefinidas para descrever especificamente como as partículas interagem com os campos. Pode-se, também, adicionar forças arbitrárias definindo uma expressão adequada e modelar a interação bilateral entre as partículas e os campos (interação partícula-campo), bem como a interação de partículas entre si (interação partícula-partícula) (COMSOL, 2017).

A interface do programa é dividida em 3 janelas principais que constituem o campo de interação do usuário com o modelo (Figura 4-1).

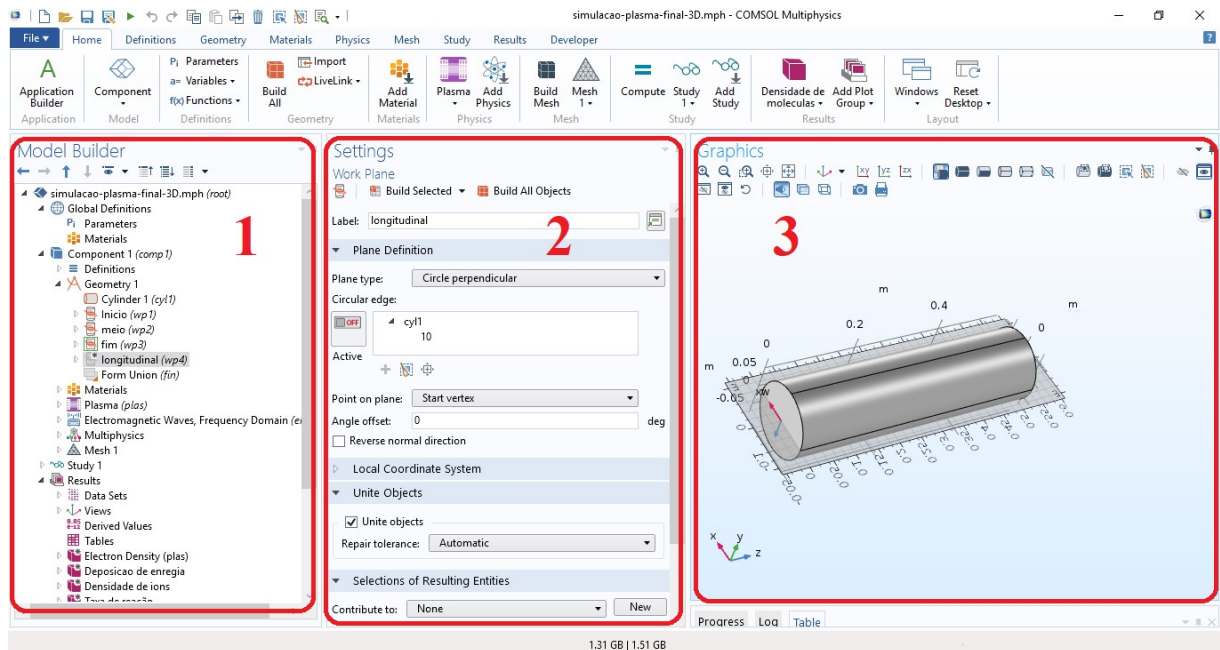


Figura 4-1 – Interface do software COMSOL Multiphysics®: 1) Diagrama principal de construção do modelo; 2) Configurações e entrada de dados; 3) Visualizador da geometria e dos gráficos do modelo

A aba intitulada *model builder* (1) compõe o diagrama principal de construção do modelo, possibilitando a modelagem da geometria, a seleção das interações físicas a serem consideradas, a escolha dos materiais, os estudos a serem feitos, parâmetros a serem utilizados, bem como diversas outras funcionalidades existentes no programa. A entrada de dados e as configurações/propriedades dos sistemas físicos, materiais, geometria, dentre outros, são feitos na aba *settings* (2). Na janela *graphics* (3) é visualizada a geometria modelada e os gráficos resultantes dos cálculos efetuados pelo software.

Foram utilizadas as versões 5.3 e 5.3a do software COMSOL Multiphysics®, licenciado para o Professor Doutor Tarcísio Passos Ribeiro de Campos do Departamento de Engenharia Nuclear da Escola de Engenharia da UFMG.

4.2 MODELO CONCEITUAL DA CÉLULA TRANSMUTADORA SIMULADA

O dispositivo detalhado neste trabalho foi proposto pelo grupo de pesquisa NRI, denominado Célula Cilíndrica Fusora Transmutadora Isotópica (CCFTI), opera como um gerador de molibdênio/tecnécio de longa duração, dito secular. Previamente, foram analisadas as geometrias propostas por Araujo (2013) capazes de gerar maior fluxo espacial de nêutrons, sendo descartadas aquelas com maior complexidade construtiva ou tecnológica. A célula

esférica foi desconsiderada pelo formato complexo que dificultaria uma construção futura de um protótipo e a célula toroidal foi descartada pela necessidade de um campo magnético confinante do plasma. O CCFTI consiste basicamente de uma câmara de plasma cilíndrica, alguns eletrodos hemisféricos, um container de molibdênio, um moderador de nêutrons e uma contenção protetora da radiação. Dispositivos semelhantes podem ser produzidos, atendendo as geometrias já propostas pelo grupo NRI, e documentadas nas patentes registradas no CT&T/UFMG podem ser exploradas para tal fim (ARAUJO, 2013; ARAUJO & CAMPOS, 2015).

A pesquisa foi desenvolvida por meio de engenharia reversa, partindo-se dos resultados obtidos nos estudos neutrônicos prévios de Araujo & Campos (2015), verificando-se qual o dimensionamento que melhor traduz os dados obtidos.

4.3 FONTE DE RADIOFREQUENCIA PARA A CAVIDADE

Para facilitar o direcionamento dos íons de hidrogênio e seus isótopos ($H^+/D^+/T^+$), utilizou-se uma antena de micro-ondas com frequência de 2,45 GHz ($\lambda = 12,2$ cm) e uma cavidade ressonante que criasse um campo elétrico radial (TE₀₁₁), favorecendo a existência do campo senoidal radial fornecendo uma direção preferencial para o movimento dos íons positivos da câmara principal do gerador.

Uma antena é basicamente um condutor exposto no espaço, cujo comprimento seja uma fração ou múltiplo do comprimento de onda que se espera emitir. Para garantir que a distância desejada de alcance da antena e a transmissão de potência sejam atingidas, é importante que o projeto esteja bem configurado. Assim, a energia elétrica fornecida à antena é irradiada para o espaço livre, conforme demonstrado na Figura 4-2.

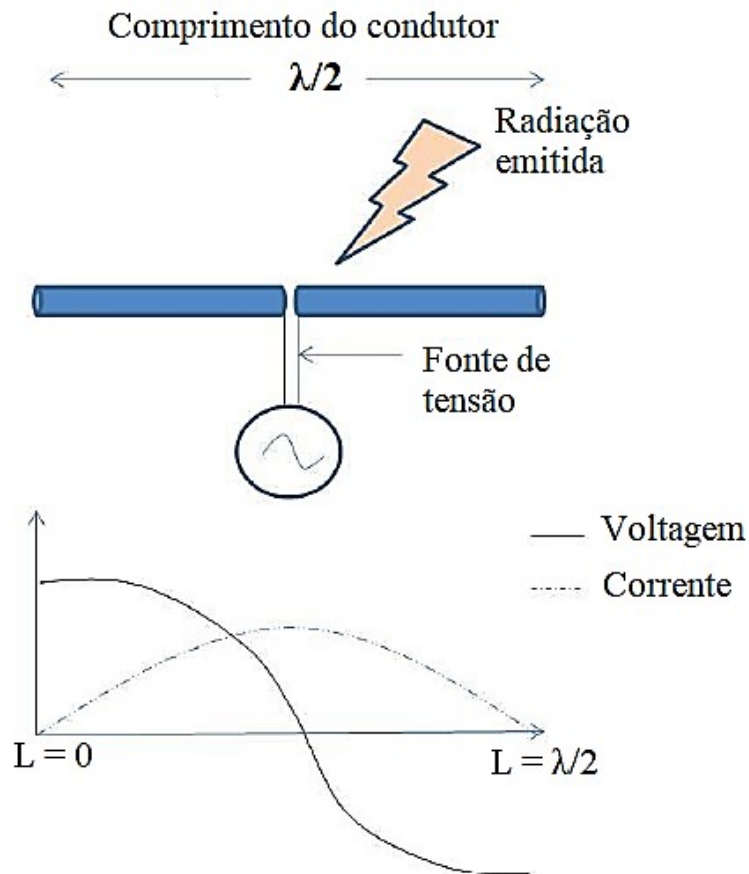


Figura 4-2 – Diagrama básico de uma antena dipolo [Adaptado de: PATTNAYAK & THANIKACHALAM, 2015]

Para garantir a transmissão do campo elétrico na frequência desejada através do espaço livre (com impedância na faixa de 377Ω), o comprimento é o principal fator a ser considerado no design geométrico da antena (PATTNAYAK & THANIKACHALAM, 2015).

Neste estudo, foi projetada uma antena dipolo, pois suas configurações são mais simplificadas, podendo ser concebida a partir de duas hastes metálicas finas que têm uma diferença de tensão senoidal aplicada entre elas. O comprimento escolhido para as hastes foi de $\lambda/2$, que, para a frequência escolhida equivale à 6,1 cm.

A geometria da antena utilizada consiste em dois cilindros para representar cada uma das hastes dipolo, alinhados ao eixo Z, com raio de 5 mm e um pequeno espaço entre eles de 1 mm, que simboliza a fonte de tensão. A fonte de alimentação e a estrutura de alimentação não foram modeladas, assumindo-se que uma diferença de tensão uniforme é aplicada nas faces. Com isso, há a indução de campos eletromagnéticos e correntes de superfície nas faces condutoras adjacentes.

O campo elétrico gerado pela antena foi simulado através do programa computacional COMSOL Multiphysics®. Para o cálculo do campo elétrico gerado o software utiliza a equação de onda dada por:

$$\nabla \times \mu_r^{-1}(\nabla \times \mathbf{E}) - \mathbf{k}_0^2 \left(\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0} \right) \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (4.1)$$

Onde: μ_r é a permeabilidade do material

ϵ_r é a permissividade elétrica do material

\mathbf{E} é o vetor campo elétrico

k_0 é o número de onda no vácuo

σ é a condutividade elétrica do material

j é a densidade de corrente

ω é a frequência angular da onda

4.4 MODOS VIBRACIONAIS E FREQUENCIA DE RESSONANCIA DA CAVIDADE

Para o dimensionamento da cavidade ressonante, inicialmente, pensou-se na portabilidade do gerador de nêutrons para que pudesse ser transportado com maior facilidade. Em segundo lugar, a geometria da cavidade deveria ser de tal forma que gerasse o campo elétrico radial. Deste modo, conforme Figura 3-13, tem-se alguns raios do cilindro principal para os quais se tem a ressonância que produza os campos elétricos desejados.

Diante das múltiplas possibilidades de escolha de pares raio/comprimento do cilindro que atendem às premissas adotadas, propôs-se a princípio, raios da ordem de 10 cm a 20 cm e comprimentos de 40 cm a 60 cm, objetivando-se manter a compacticidade final do dispositivo. Também foram levados em consideração os dimensionamentos de outros estudos voltados para a produção de geradores de nêutrons compactos.

Assim, foi utilizada a plataforma de Shibuya (2007) da página do Wolfram Demonstrations Project, executados através do Wolfram Mathematica®, por meio da ferramenta de programas interativos de código aberto para demonstrações e simulações compartilhadas Wolfram CDF Player, disponível para uso e download no endereço: <<http://demonstrations.wolfram.com/>>, para avaliação e refinamento dos parâmetros dimensionais.

Após a análise geométrica preliminar, os modos vibracionais e de frequência de ressonância da cavidade com a geometria adotada, foram avaliados por meio de simulação computacional utilizando o programa COMSOL Multiphysics®, considerando a radiação emitida pela antena na faixa de micro-ondas (próximas a 2,45 GHz).

Para os modos vibracionais foram considerados as equações da seção 3.5, optando-se apenas por simular os modos TE, visto que os campos elétricos perpendiculares à propagação das ondas gerados favorecem a extração dos íons da câmara de plasma.

Conforme abordado por Collin (2007), para melhorar o fator de qualidade, deve-se utilizar material metálico nas paredes da cavidade ressonante. Deste modo, foi feita a simulação utilizando cobre como material das paredes, pois, além de suas propriedades físicas favoráveis, é um metal de fácil aquisição.

4.5 GERAÇÃO DE PLASMA DE DEUTÉRIO

O plasma é um gás que consiste de partículas ionizadas e é caracterizado pelo número de íons por unidade de volume; dependendo dessa densidade e da frequência, uma onda pode ser refletida, absorvida ou transmitida pelo meio plasma, conforme já abordado anteriormente.

O plasma pode ser criado em laboratório de várias maneiras diferentes, mais comumente através de descargas elétricas. Em fontes iônicas, o plasma é essencial porque fornece uma maneira simplificada de criar e controlar feixes de íons. Geradores de nêutrons usam essas fontes com ionização por radiofrequência para produzir plasma (ARAUJO, 2013). Neste estudo, foi utilizada uma antena de micro-ondas operando com 2,45 GHz.

Ao inserir gás de deutério e/ou trítio na câmara de plasma (cavidade ressonante), a uma baixa pressão (em torno de 10^{-3} Torr), ele é ionizado pelo campo elétrico gerado pela antena de micro-ondas. O gás, inicialmente confinado dentro da cavidade, será ionizado pelo campo eletromagnético, a uma baixa temperatura (plasma frio). Para as condições desse estudo o gás de deutério foi considerado como um gás ideal, seguindo assim, a equação:

$$P.V = n.R.T \quad (4.2)$$

Onde:

P é a pressão do gás (da ordem de 10^{-3} torr)

V é o volume (em m^3)

n é o número de mols de gás injetado na câmara

R é constante universal dos gases ideais ($= 8,3144598 \text{ J}/(\text{K}\cdot\text{mol})$)

T é a temperatura do gás, que será a temperatura ambiente ($\sim 293 \text{ K}$)

Para que haja absorção da energia da onda pelo plasma, é necessário que ω ($= 2,45 \text{ GHz}$) seja maior que ω_p ($= 0,898 \text{ GHz}$), sendo ω_p a frequência do plasma e ω a frequência da onda incidente.

Considerando a equação 3.21 e, não há penetração da onda eletromagnética em regiões do plasma onde a densidade eletrônica excede a densidade crítica de elétrons (aproximadamente $7,44 \times 10^{16}$ para a frequência de $2,45 \text{ GHz}$), foi elaborada a Tabela 4-1.

Tabela 4-1 – Frequência do plasma para valores diversos de densidades críticas de partículas

Densidade crítica (partículas/m ³)	Frequência do plasma (GHz)	Observação
1,00 E+10	0,0009	Quando ($\omega_0 > \omega_p$) a frequência é capaz de aquecer o plasma
1,00 E+11	0,0028	
1,00 E+12	0,0090	
1,00 E+13	0,0284	
1,00 E+14	0,0898	
1,00 E+15	0,2840	
1,00 E+16	0,8980	
7,44 E+16	2,4500	Frequência da fonte

A faixa de pressão para plasmas de micro-ondas é muito ampla, sendo que para plasmas de ressonância cíclotron de elétron (ECR), a pressão pode ser da ordem de cerca de 1 Pa ($7,5 \text{ mTorr}$), enquanto que para plasmas não ECR, a pressão normalmente varia de 100 Pa (750 mTorr) até a pressão atmosférica. A potência pode variar de alguns watts a vários quilowatts. Plasmas de micro-ondas são populares devido à disponibilidade barata de energia de micro-ondas (KINDER & KUSHNER, 1999).

O gás de origem considerado neste caso foi o gás de deutério (D_2). As seções de choque microscópicas das reações mais comuns entre as partículas de D_2 que irão ocorrer ao interagir com o campo eletromagnético são apresentadas na Figura 4-3, cujos dados foram transcritos de Biagi (2017).

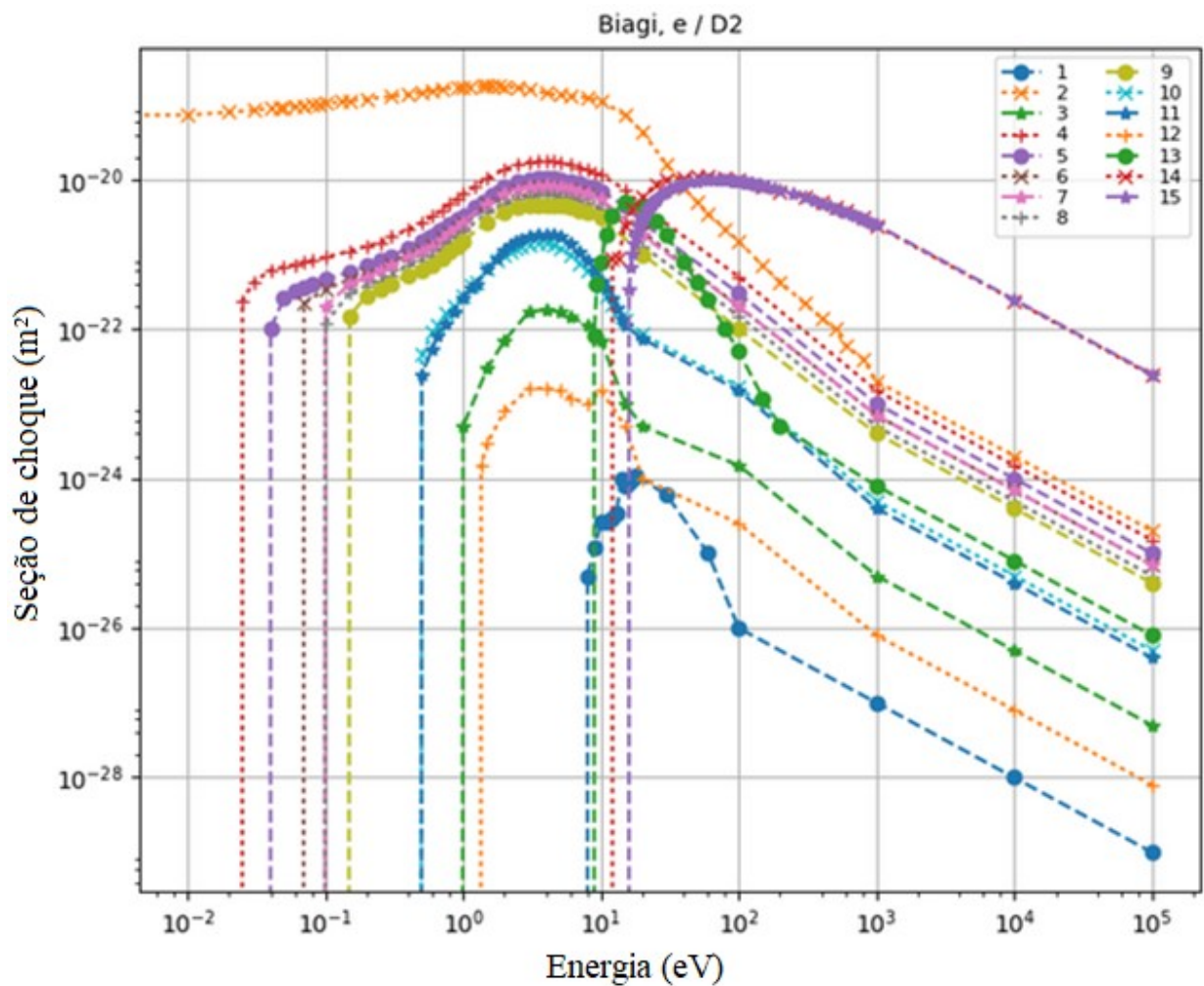


Figura 4-3 – Dados de seção de choque para as reações mais comuns para D₂
[Fonte: BIAGI, 2017]

Onde:

1. (C) $e^- + D_2 \rightarrow D^- + D$ ($E = 0,000$ eV)
2. (El) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ ($m/M = 0,0001361$)
3. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (V3) ($E=0,735$ eV)
4. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (R0) ($E=0,0226$ eV)
5. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (R1) ($E=0,0377$ eV)
6. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (R2) ($E=0,0528$ eV)
7. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (R3) ($E=0,0679$ eV)
8. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (R4) ($E=0,083$ eV)
9. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (R5) ($E=0,0981$ eV)

10. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (V1) (E=0,371 eV)
11. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (V2) (E=0,391 eV)
12. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2$ (V4) (E=1,085 eV)
13. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2^*$ (E=8,850 eV)
14. (E) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + D_2^*$ (E=12,000 eV)
15. (I) $e^- + D_2 \rightarrow e^- + e^- + D_2^+$ (E=15,427 eV)

Sendo: I – ionização

E – excitação

C – captura

E1 – colisão elástica

Ri – rotação

V – vibração

O íon positivo de deutério (D^+) pode ser obtido por caminhos diferentes. Há a possibilidade de ocorrer apenas uma reação que dissocie e ionize a molécula de deutério ou por etapas intermediárias onde primeiramente ocorre um processo e posteriormente o outro. Assim, além das reações mostradas na Figura 4-3, deverão ocorrer outras reações conforme a Tabela 4-3 e a Figura 4-4. Os coeficientes utilizados para cálculo das taxas de reações da Tabela 4-3 estão apresentados na Tabela 4-2.

Tabela 4-2 – Equações dos coeficiente de reações envolvendo hidrogênio (H)
[Fonte: MENDEZ *et al.*, 2006]

Reações	Equação do coeficiente de reação ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)
$e + H_2 \rightarrow 2e + H^+ + H$	$2,9962 \times 10^{-8} \times T_e^{0,44456} \times e^{(-37,72836 \div T_e)}$
$e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H$	$1,0702 \times 10^{-7} \times T_e^{0,04876} \times e^{(-9,69028 \div T_e)}$
$e + H_2^+ \rightarrow 2e + H^+ + H^+$	$2,1202 \times 10^{-9} \times T_e^{0,31394} \times e^{(-23,29885 \div T_e)}$
$H_2^+ + H \rightarrow H_2 + H^+$	$9,0 \times 10^{-10}$
$e + H_2 \rightarrow e + 2H$	$1,7527 \times 10^{-7} \times T_e^{-1,23668} \times e^{(-12,59243 \div T_e)}$

Tabela 4-3 – Taxa de reações envolvendo hidrogênio (H) [Fonte: MENDEZ *et al.*, 2006]

Temperatura (eV)	0,1	0,5	1
Reações	Taxa de reação (m ³ .s ⁻¹)	Taxa de reação (m ³ .s ⁻¹)	Taxa de reação (m ³ .s ⁻¹)
$e + H_2 \rightarrow 2e + H^+ + H$	$1,513 \times 10^{-178}$	$3,735 \times 10^{-47}$	$1,234 \times 10^{-30}$
$e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H$	$1,162 \times 10^{29}$	$2,702 \times 10^{-5}$	$1,729 \times 10^{-9}$
$e + H_2^+ \rightarrow 2e + H^+ + H^+$	$6,711 \times 10^{-117}$	$9,880 \times 10^{-36}$	$1,614 \times 10^{-25}$
$H_2^+ + H \rightarrow H_2 + H^+$	$9,0 \times 10^{-16}$	$9,0 \times 10^{-16}$	$9,0 \times 10^{-16}$
$e + H_2 \rightarrow e + 2H$	$3,732 \times 10^{-43}$	2,871	$3,586 \times 10^5$

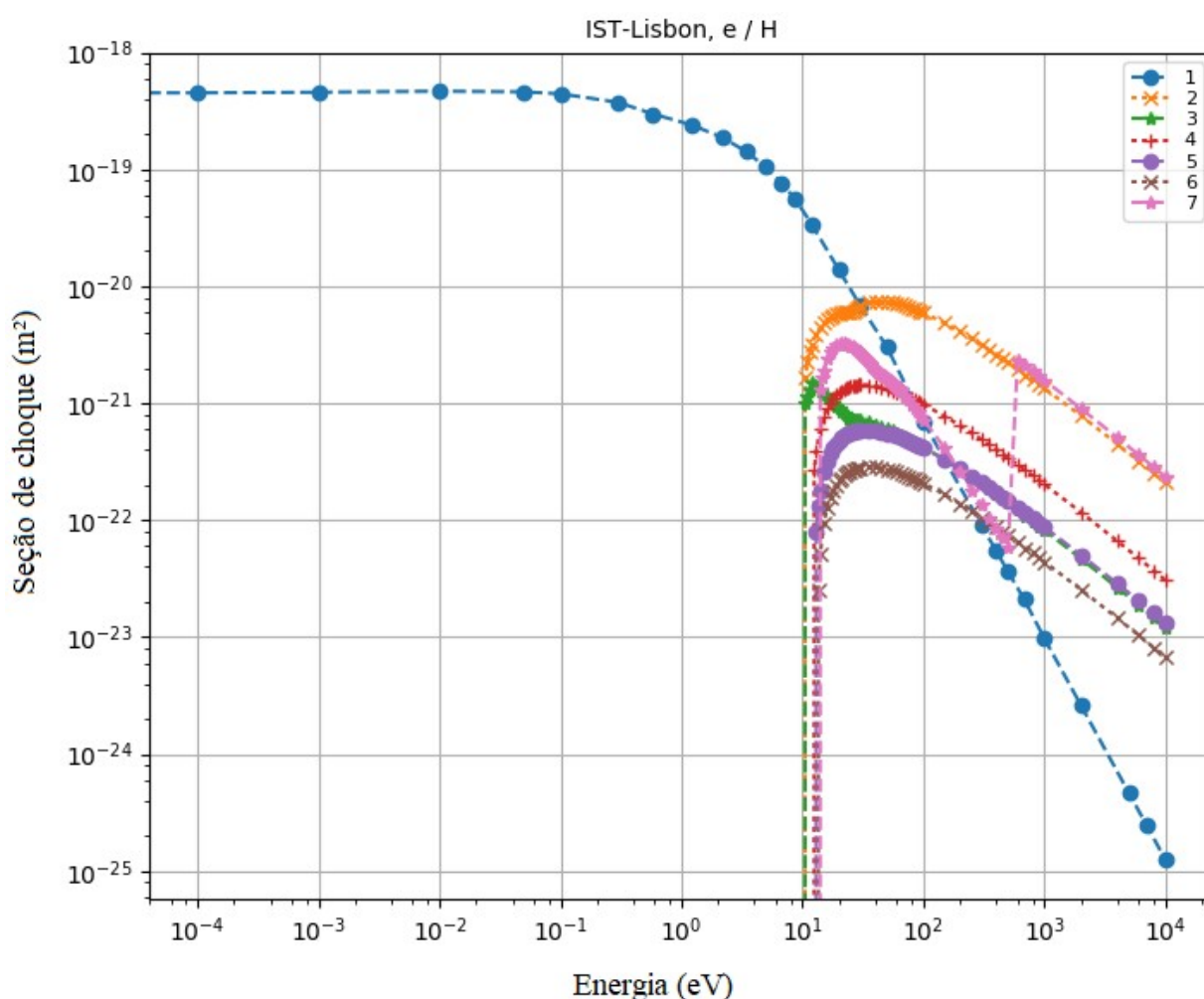


Figura 4-4 – Dados de seção de choque para as reações mais comuns para H [Fonte: MARQUES *et al.*, 2007]

1. (E1) $e^- + H \rightarrow e^- + H$ ($m/M = 0,00054869$)
2. (E) $e^- + H \rightarrow e^- + H$ (1p) ($E = 10,21$ eV)
3. (E) $e^- + H \rightarrow e^- + H$ (2s) ($E = 10,21$ eV)
4. (E) $e^- + H \rightarrow e^- + H$ (3) ($E = 12,11$ eV)
5. (E) $e^- + H \rightarrow e^- + H$ (4) ($E = 12,76$ eV)
6. (E) $e^- + H \rightarrow e^- + H$ (5) ($E = 13,11$ eV)
7. (I) $e^- + H \rightarrow e^- + e^- + H^+$ ($E = 13,61$ eV)

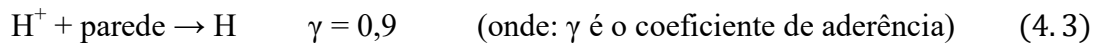
Sendo: I – ionização

E – excitação

E1 – colisão elástica

É importante salientar que foram utilizadas reações envolvendo o átomo de hidrogênio (H) ao invés de deutério (D) devido à falta de dados na literatura.

Além disso, conforme Mendez *et al.* (2006), os elétrons irão se acumular na parede da cavidade, favorecendo nessa região as reações inversas de formação de partículas neutras, reciclando átomos de deutério novamente para dentro do plasma, dada por:



As informações referentes às seções de choque foram introduzidas no COMSOL Multiphysics® para simulação da geração de íons de deutério. Para simular o aquecimento e a ionização do plasma, foi utilizado o *Plasma Module*. Os plasmas de micro-ondas são sustentados quando os elétrons absorvem energia suficiente para ionização de uma onda eletromagnética à medida que ela penetra no plasma. Assim, para que ocorra penetração da onda eletromagnética em regiões do plasma, onde a densidade eletrônica não deve exceder a densidade eletrônica crítica (em torno de $7,6 \times 10^{16}/\text{m}^3$ para 2,45 GHz).

No *Plasma Module*, as ondas eletromagnéticas são calculadas no domínio da frequência e as demais variáveis no domínio do tempo, utilizando as equações de Maxwell:

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t} \quad (4.4)$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \tilde{\mathbf{J}}_p + \frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}}{\partial t} \quad (4.5)$$

Onde: \vec{E} é o campo elétrico (em V/m)

\vec{B} é a densidade de fluxo magnético (T)

\vec{H} é o campo magnético (em A/m)

\vec{J}_p é a densidade de corrente do plasma (A/m²)

\vec{D} é o deslocamento elétrico (em C/m²)

4.6 EXTRAÇÃO E TRANSPORTE DE ÍONS DO PLASMA

O campo elétrico radial obtido dentro da cavidade ressonante auxiliará na extração dos íons de deutério até a parte externa onde serão acelerados até o alvo de modo que atinjam energia necessária para fusão.

Após a extração dos íons do plasma, os mesmos serão acelerados até o alvo por meio de um campo elétrico uniforme de -200 kV, aplicado diretamente no alvo. Com isso, procurou-se elevar a energia cinética média dos íons de deutério (D^+) até a energia necessária para que se tenham maiores taxas de reações de fusão (> 100 keV).

Visando simplificar a simulação e otimizar o tempo de execução, foi adotado parâmetros da bibliografia para temperatura que, conforme indicado por Brown (2004), as temperaturas no plasma a frio produzido com micro-ondas são da ordem de 0,2 ($2,32 \times 10^3$ K) a 2 eV ($2,32 \times 10^4$ K), obtendo-se os valores da Tabela 4-4 e da Figura 4-5.

Tabela 4-4 – Valores de velocidade em função da temperatura

T (eV)	$\bar{v} = 1,1063 \times 10^4 (T_e)^{1/2}$ (m/s)
0,10	3,50 E+03
0,20	4,95 E+03
0,50	7,82 E+03
1,00	1,11 E+04
1,50	1,35 E+04
2,00	1,56 E+04
2,50	1,75 E+04
3,00	1,92 E+04
3,50	2,07 E+04
4,00	2,21 E+04
4,50	2,35 E+04
5,00	2,47 E+04
5,50	2,59 E+04
6,00	2,71 E+04

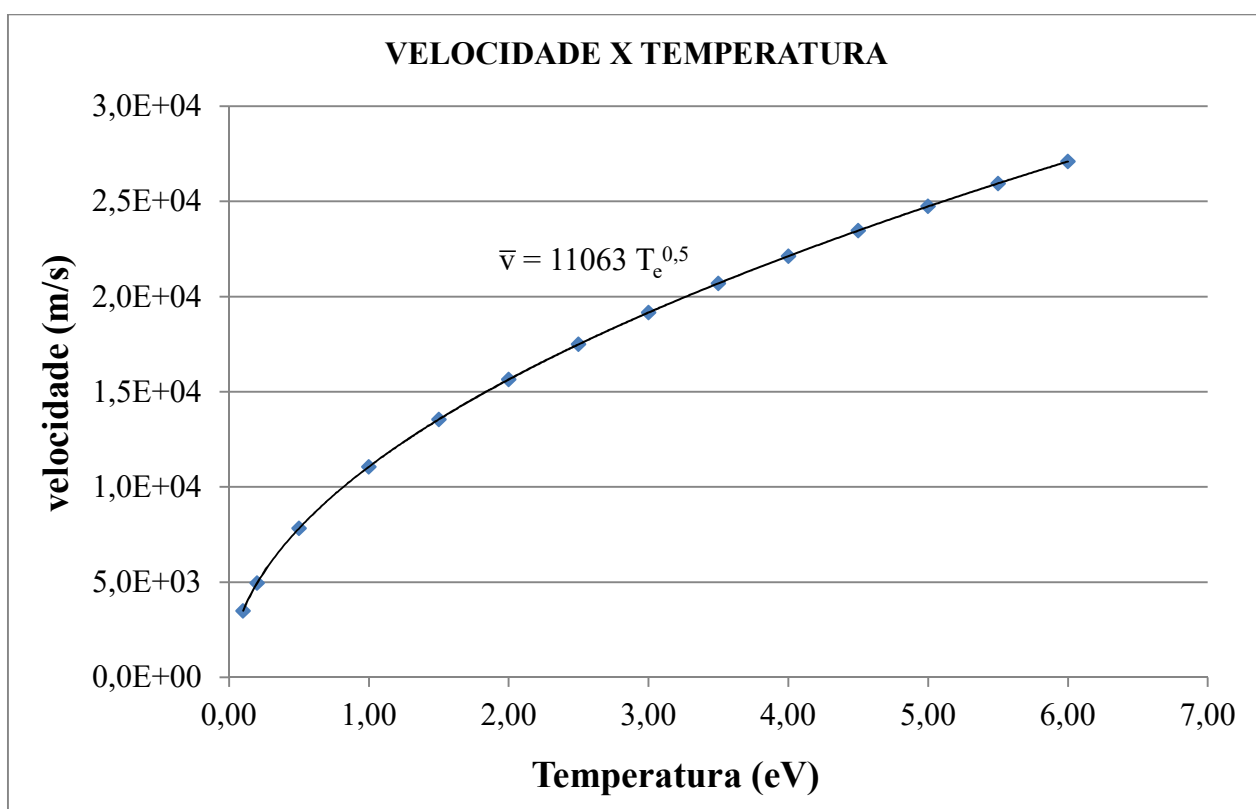


Figura 4-5 – Gráfico da velocidade em função da temperatura

Para corrente foi utilizada a equação 3.45, onde a área total de abertura dos furos da câmara foi considerada igual a 50% da área superficial da parede da cavidade ($\approx 0,130 \text{ m}^2$), a carga do

íon de deutério é igual à carga do próton ($1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$) e a densidade de partículas de 10^{16} partículas/m³. Assim, na equação 3.45, a corrente pode ser relacionada diretamente com a velocidade: $I = 5,21 \times 10^{-5} \bar{v}$, conforme a Tabela 4-5. Considerando os casos menos favoráveis, temperaturas da ordem de alguns décimos de elétron-volts, onde os íons terão menor velocidade e por conseqüente menor energia ao atingir o alvo, a velocidade média dos íons é próxima de 3500 m/s. Tem-se assim, uma corrente aproximada de 180 mA (ver Tabela 4-5) sendo ejetada da câmara de plasma a uma distancia radial de 7,5 cm entre a parede da cavidade ressonante e o alvo.

Tabela 4-5 – Valores da corrente em função da velocidade dos íons

T (eV)	\bar{v} (m/s)	$I = 5,21 \times 10^{-5} \bar{v}$ (mA)
0,10	3,50 E+03	182
0,20	4,95 E+03	258
0,50	7,82 E+03	407
1,00	1,11 E+04	576
1,50	1,35 E+04	705
2,00	1,56 E+04	815
2,50	1,75 E+04	911
3,00	1,92 E+04	998
3,50	2,07 E+04	1078
4,00	2,21 E+04	1152
4,50	2,35 E+04	1222
5,00	2,47 E+04	1288
5,50	2,59 E+04	1351
6,00	2,71 E+04	1411

4.7 ALVO

Uma das inovações desse projeto tecnológico é o uso de um alvo cilíndrico, diferente dos alvos planos amplamente utilizados, o que possibilita maior superfície para a captura de íons de deutério e maior produção espacial de nêutrons. A capacidade do gerador de nêutrons depende diretamente da quantidade de íons que atingem o alvo de titânio (Ti). Contudo, a maior densidade de energia depende da manutenção do hidreto de titânio no alvo e de evitar a evaporação dos íons de deutério viabilizando maior número de colisões para a reação D-D (IAEA, 2012).

Geralmente, os alvos em geradores de nêutrons compactos são planos. Porém, pode-se alterar para outra geometria, como por exemplo, geometrias cônicas ou em forma de cunha. Neste

estudo, optou-se por um alvo cilíndrico para aumentar a área onde ocorrerão as reações de fusão.

Estudos têm demonstrado que, para um rendimento neutrônico de 10^9 n/s, considerando uma fonte linear com 3 mm de diâmetro, é necessário uma corrente de feixe de 10 mA e 120 kV de diferença de potencial para aceleração. Para um alvo plano, isso significaria uma densidade de potência do feixe de aproximadamente 14 kW/cm^2 . Se for utilizado um alvo em forma de cone ou curvo, a densidade de potência na superfície pode ser inferior a 500 W/cm^2 (IAEA, 2012).

O alvo é um substrato de cobre revestido com um filme fino de escândio ou titânio. A espessura do filme pode variar de 10 a 50 μm . A eficiência de produção de nêutrons dos materiais depende principalmente de sua capacidade de reter deutério e trítio e do seu poder de parada. Quanto mais deutério e trítio eles puderem reter, mais reações de fusão nuclear poderão ocorrer entre os íons bombardeados. Quanto menor o poder de parada do material, menos energia os íons vão perder interagindo com ele. Escândio e titânio formam hidretos metálicos que podem ser usados para produzir nêutrons a partir das reações D-T. O titânio é o material com melhor capacidade de retenção de íons de deutério, conforme mostrado na Figura 4-6 e Figura 4-7 (VERBEKE *et al.*, 2000)

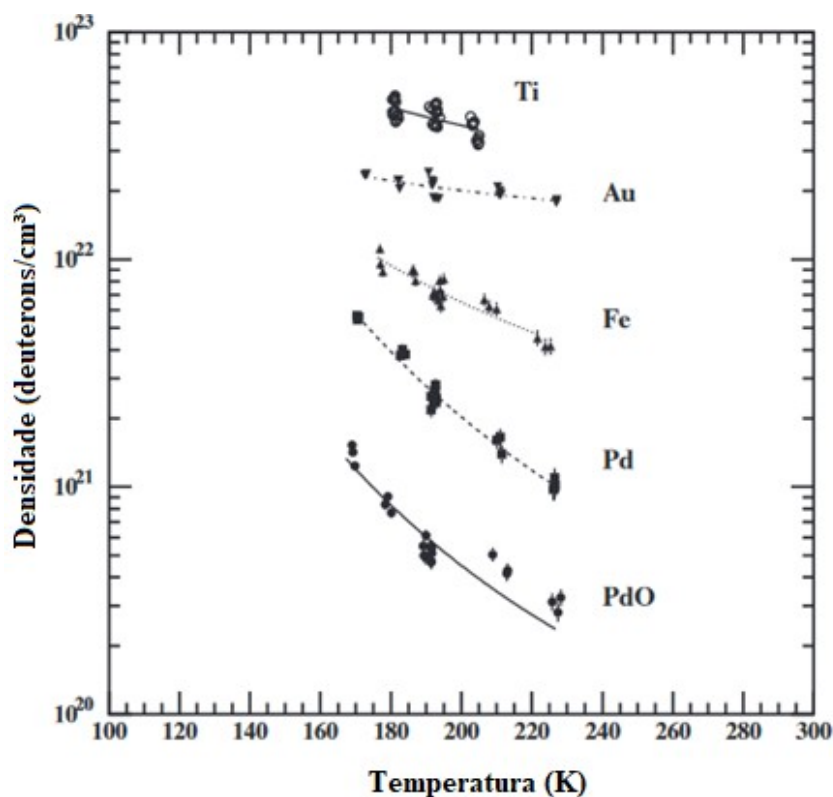


Figura 4-6 – Densidade de saturação de deuterons em relação à temperatura para lâminas de vários materiais [Traduzido de VERBEKE *et al.*, 2000]

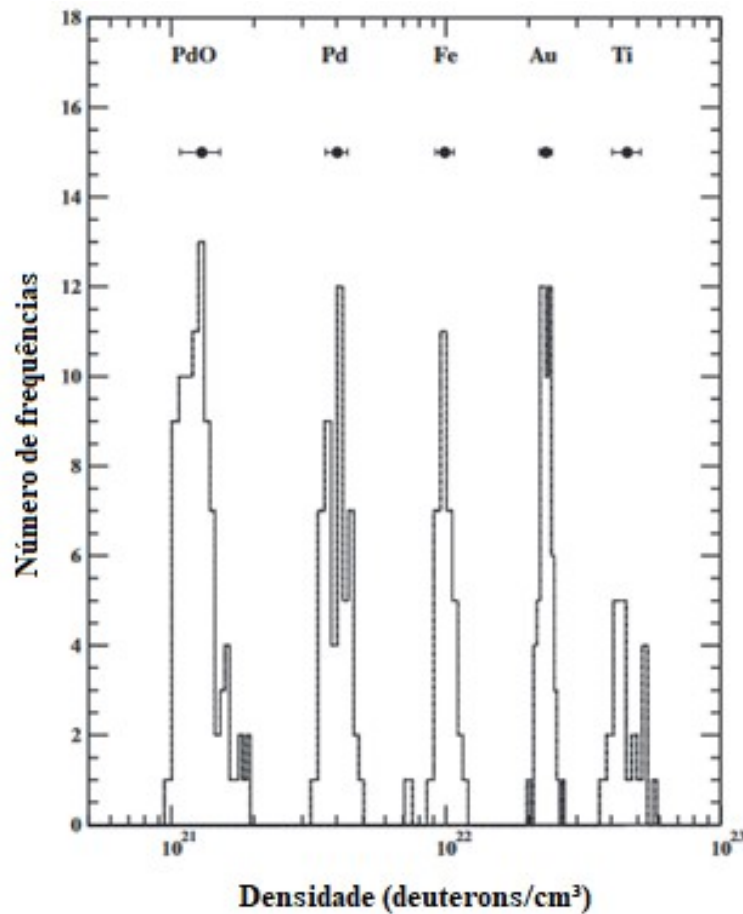


Figura 4-7 – Histograma da densidade de deuterons nos alvos para cada material [Traduzido de VERBEKE *et al.*, 2000]

Estudos anteriores mostraram que é possível obter um fluxo de nêutrons de aproximadamente $10^{10} \text{ n.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ com esta geometria, conforme avaliação feita utilizando o código MCNP-5. Considerando a superfície total desta configuração pode espera-se obter uma fluência de nêutrons de $2,6 \times 10^{13} \text{ n.s}^{-1}$ (ARAUJO, 2013).

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 PARÂMETROS DA CAVIDADE RESSONANTE

Em uma simulação inicial, através da plataforma Wolfram CDF Player (Shibuya, 2007), demonstrou que um raio de 15 cm e comprimento de 55 cm eram capazes de suportar uma oscilação na frequência de ressonância desejada de 2,45 GHz (Figura 5-1).

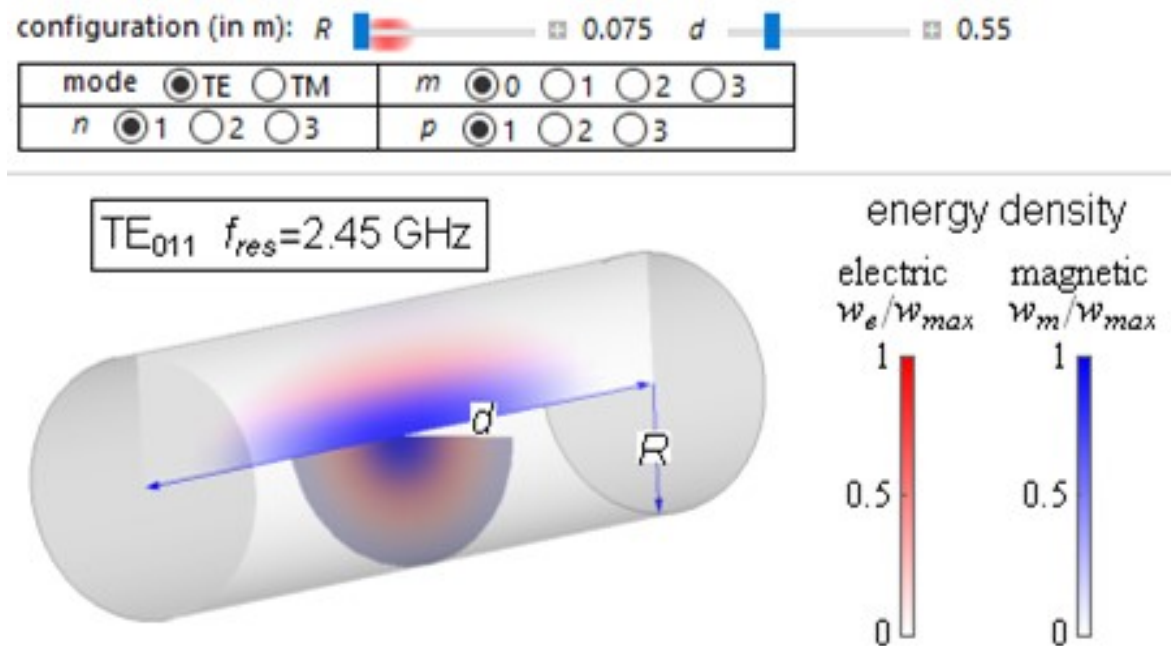


Figura 5-1 – Cavidade Ressonante Cilíndrica simulada pelo Wolfram CDF Player, por meio da plataforma de Shibuya (2007)

5.2 SIMULAÇÕES NO CÓDIGO COMSOL – MULTIPHYSICS

5.2.1 Simulação da antena

Para criar a onda eletromagnética que ressoa na cavidade, foi selecionada uma antena de micro-ondas que gera uma frequência de 2,45 GHz. A escolha foi baseada na facilidade de acesso (devida à ampla utilização doméstica de fornos micro-ondas) e na necessidade de que a frequência incidente seja maior que a frequência do plasma, assumida neste estudo na faixa 0,898 GHz, conforme abordado na seção 3.3.2.

Com intuito de verificar a voltagem a ser aplicada na antena para que a intensidade do campo seja máxima e uniforme ao longo de todo o comprimento da cavidade ressonante, foi simulado no software COMSOL Multiphysics®, uma antena dipolo cilíndrica com raio de 3

mm e hastes equivalentes a metade do comprimento de onda, apresentada na Figura 5-2, capaz de gerar ondas eletromagnéticas com frequência de 2,45 GHz.

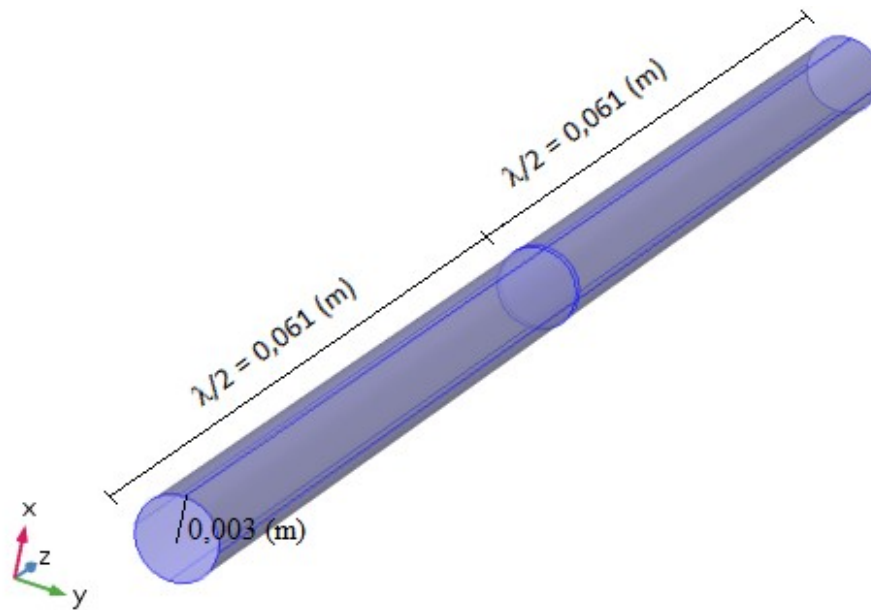


Figura 5-2 – Propriedades geométricas da antena

Assim, o resultado para o campo elétrico gerado pela antena proposta, submetida a uma diferença de potencial de 100 V, é dado na Figura 5-3. Para diminuir o tempo de simulação foi considerado o campo gerado em uma circunferência de raio igual a 20 cm cujo centro coincide com o da antena.

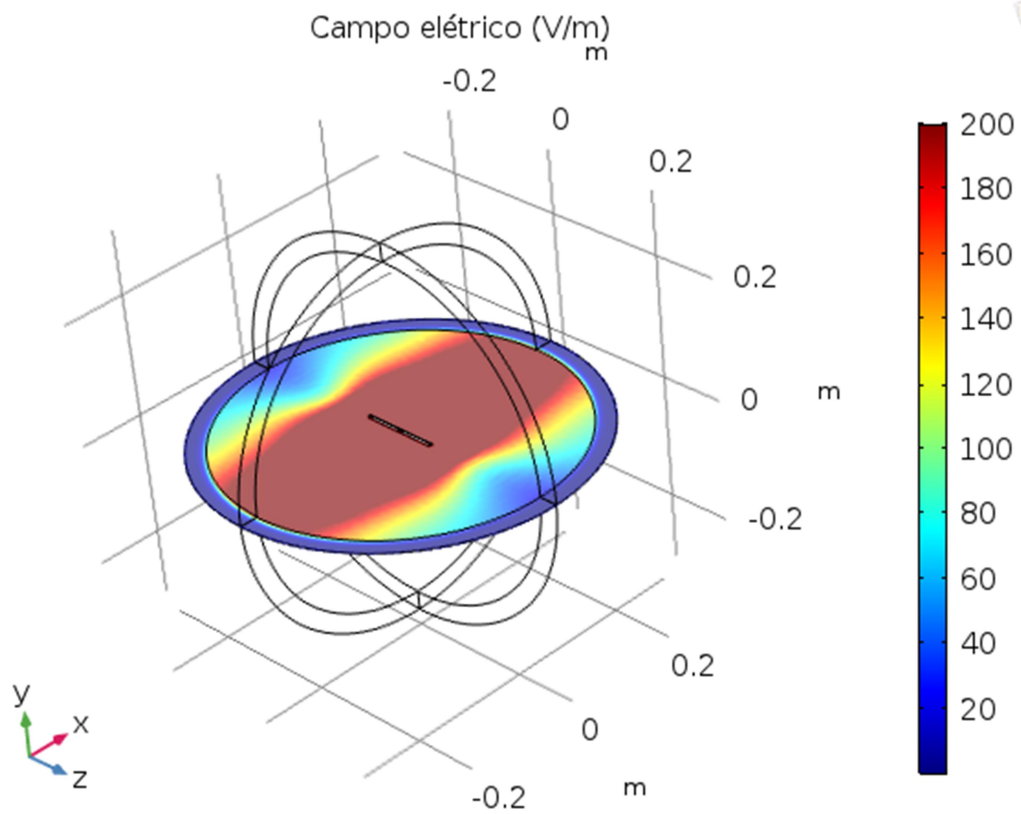


Figura 5-3 – Campo elétrico gerado pela antena simulada

Com o objetivo de verificar o aumento do campo elétrico gerado pela antena em função da voltagem aplicada nos polos, foi feito um estudo simulando a variação da voltagem. Conforme se pode observar na Figura 5-3, para uma voltagem de 100 V, tem-se um campo resultante superior a 200 V/m na região considerada. A relação entre o campo elétrico gerado pela antena e a diferença de potencial aplicada nos polos é dada na Figura 5-4.

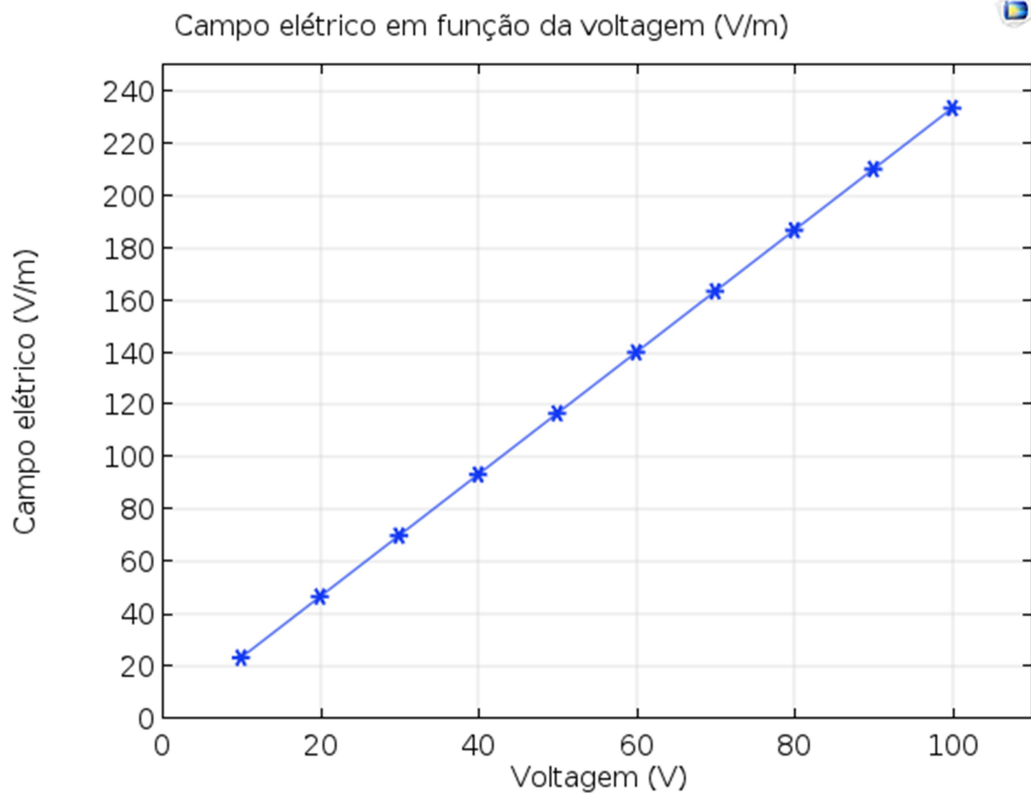


Figura 5-4 – Variação do campo elétrico gerado em função da voltagem aplicada

5.2.2 Simulações dos modos vibracionais e de ressonância na cavidade

Os modos de ressonância da cavidade com a geometria adotada foi calculado por meio de simulação computacional utilizando o programa COMSOL Multiphysics®, onde se obteve resultado mais detalhado da direção e intensidade do campo elétrico de cada modo de com frequências próximas de 2,45 GHz, conforme mostrado na Figura 5-5, Figura 5-6 e Figura 5-7.

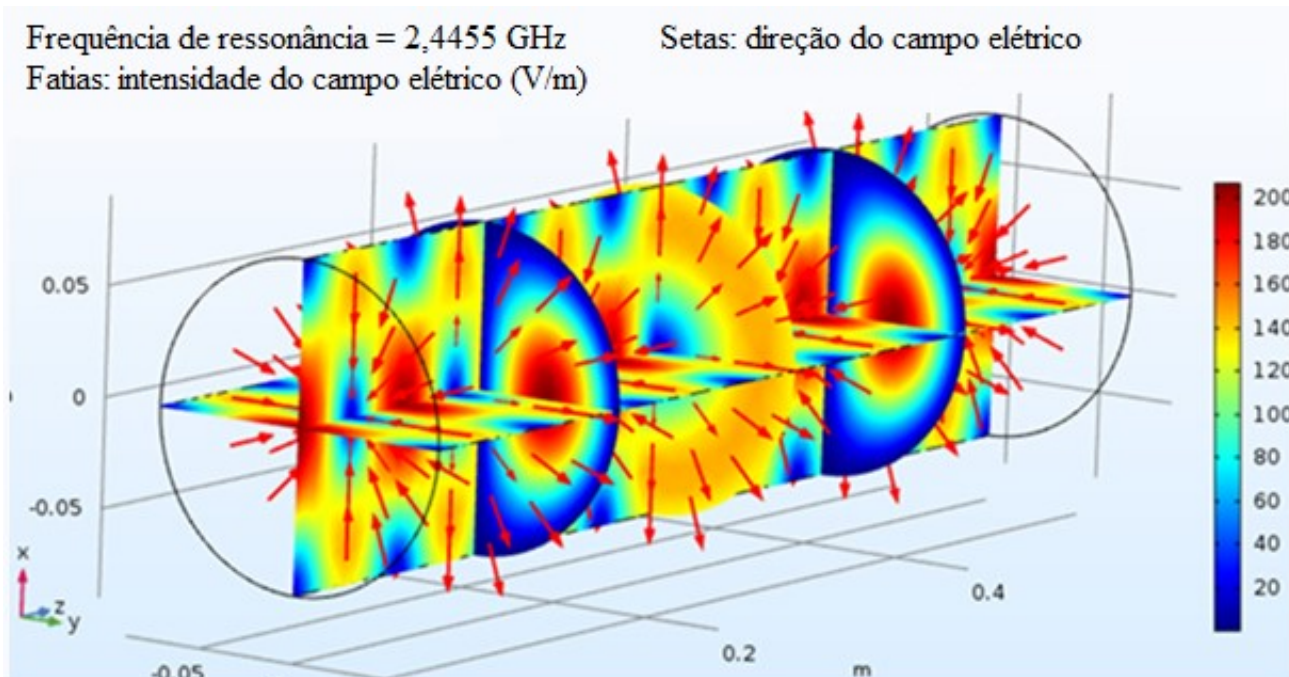


Figura 5-5 – Campo elétrico resultante para $\omega = 2,4455$ GHz

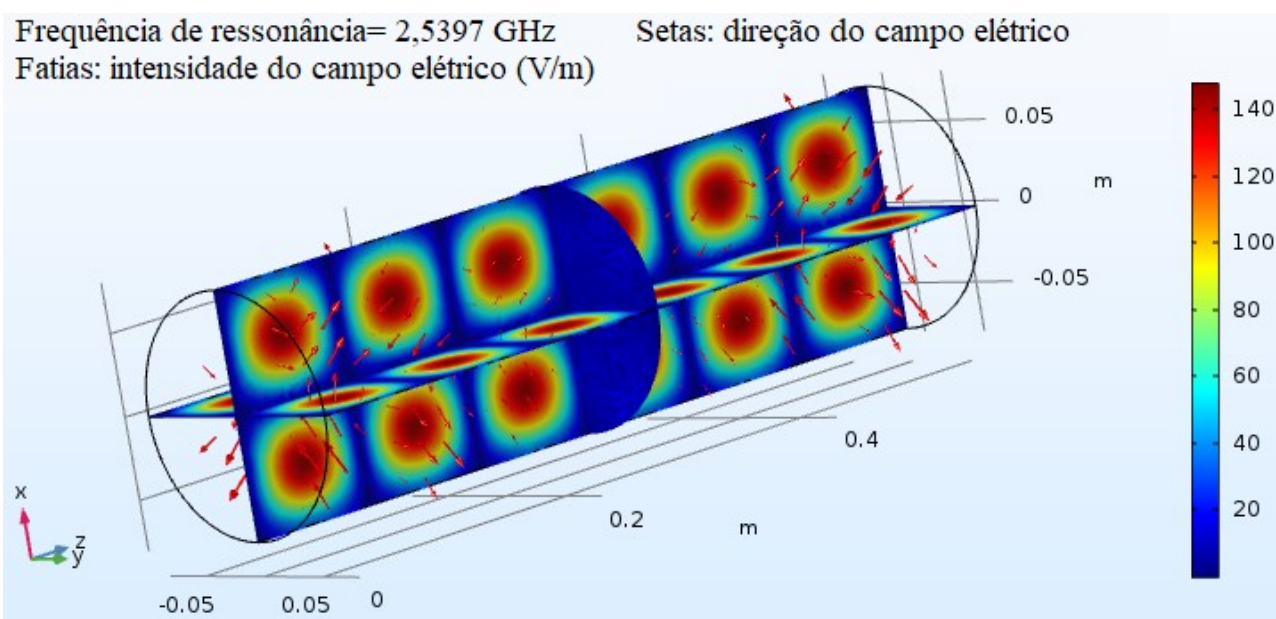


Figura 5-6 – Campo elétrico resultante para $\omega = 2,5397$ GHz

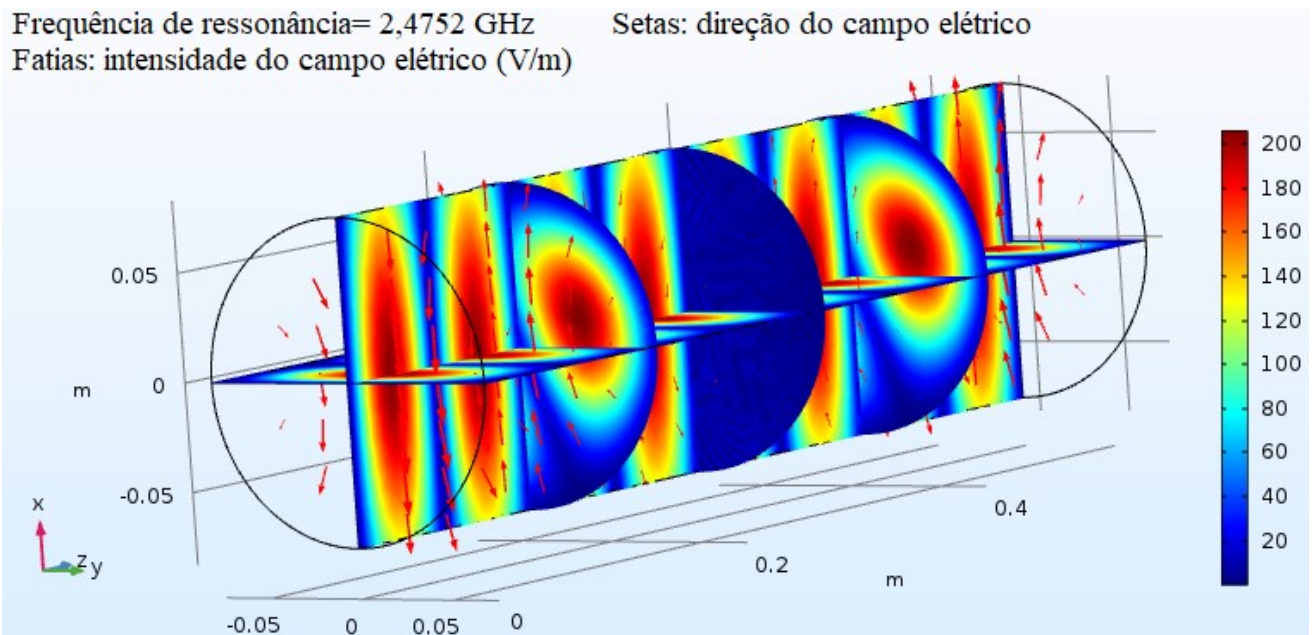


Figura 5-7 – Campo elétrico resultante para $\omega = 2,4752$ GHz

O campo elétrico em direção radial de forma a favorecer a extração dos íons para fora da câmara de plasma é o indicado na Figura 5-5. Assim, após absorver a energia do campo elétrico e ser ionizado, íons são produzidos no plasma e estes se movimentarão na direção radial, e poderão ser extraídos da cavidade ressonante por uma diferença de potencial adicional externo, facilitada pelo campo elétrico radial. A Figura 5-8 mostra o desenho tridimensional das linhas de campo elétrico.

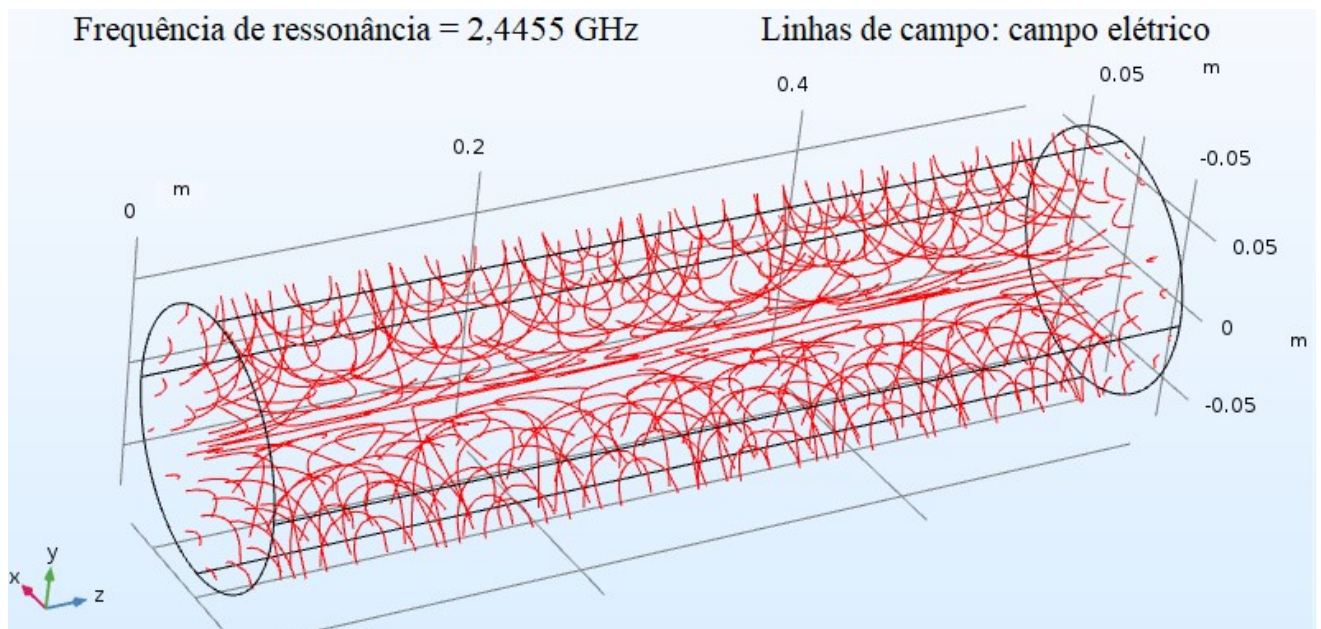


Figura 5-8 – Linhas de campo elétrico em 3D

Na Figura 5-9 e na Figura 5-10 são apresentadas as linhas do campo elétrico nos planos XY e XZ, respectivamente. O desenho das linhas de campo no YZ serão similares às linhas do planos XZ devido à simetria radia do cilindro.

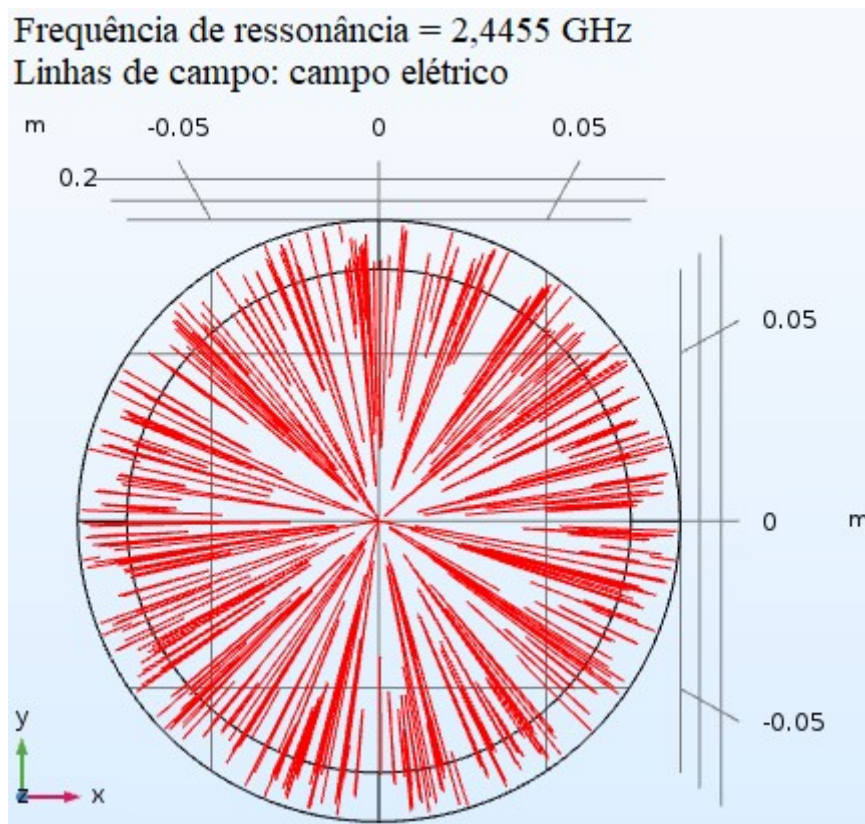


Figura 5-9 – Linha do campo elétrico no plano XY

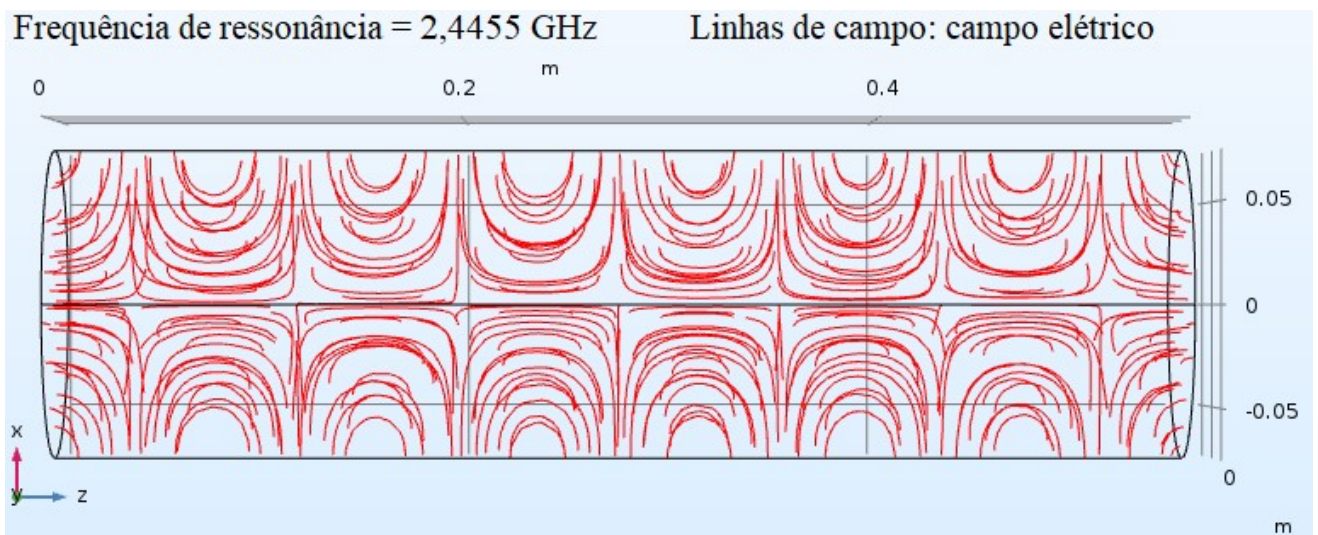


Figura 5-10 – Linha do campo elétrico no plano XZ

5.2.3 Geração de plasma

Ao ser ligada, a antena de micro-ondas iniciará a emissão de onda com 2,45 GHz de frequência e sua energia será transportada pelo meio e absorvida pelo plasma. Com isso, irá ocorrer a ionização inicial de alguns átomos, liberando elétrons que irão interagir com o gás, formando mais íons (ionização secundária), ajudando a sustentar o plasma (IAEA, 2012).

Para que as simulações fossem possíveis de serem processadas em computadores de menor potencial de cálculos (desktop e/ou notebooks), o tempo empregado foi de algumas frações de segundos. Mesmo reduzido, o tempo computacional de execução das simulações de plasma na cavidade escolhida duraram cerca de alguns dias. Sendo assim, o grau de ionização atingido no resultado é consideravelmente baixo, mas sua extrapolação é capaz de demonstrar a eficiência e funcionamento do sistema proposto.

Na simulação proposta, foi possível notar que a maior taxa de reação de formação de plasma de deutério ocorre no centro da cavidade ressonante. Este fato era esperado, visto que, essa região possui maior intensidade do campo elétrico.

Assim, é na região central que se encontra a maior concentração de íons D^+ após o tempo simulado. Nas bordas devido à maior concentração de elétrons nas paredes, ocorre a reação inversa de formação de partículas neutras, diminuindo a concentração iônica, como mostrado na Figura 5-11.

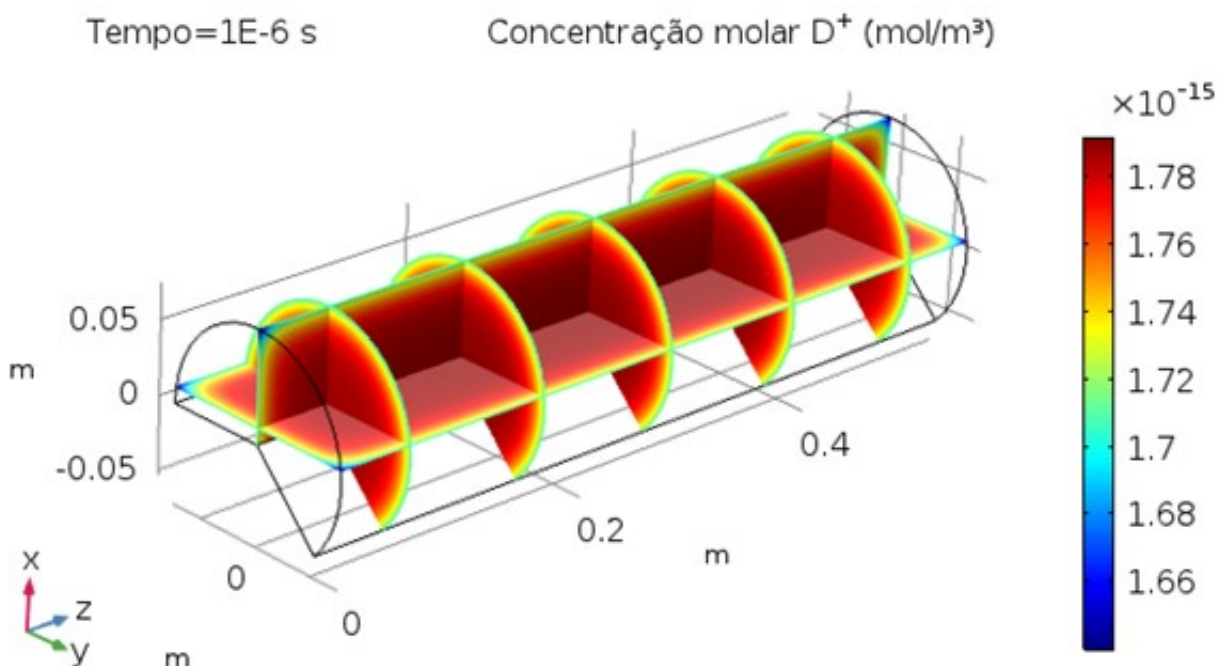


Figura 5-11 – Concentração molar de íons de deutério (D^+)

Outra questão avaliada foi a variação temporal da concentração molar de deutério. Conforme se pode observar na Figura 5-12, a taxa de formação de íons é maior no período inicial próximo de $0,1 \times 10^{-6}$ segundos.

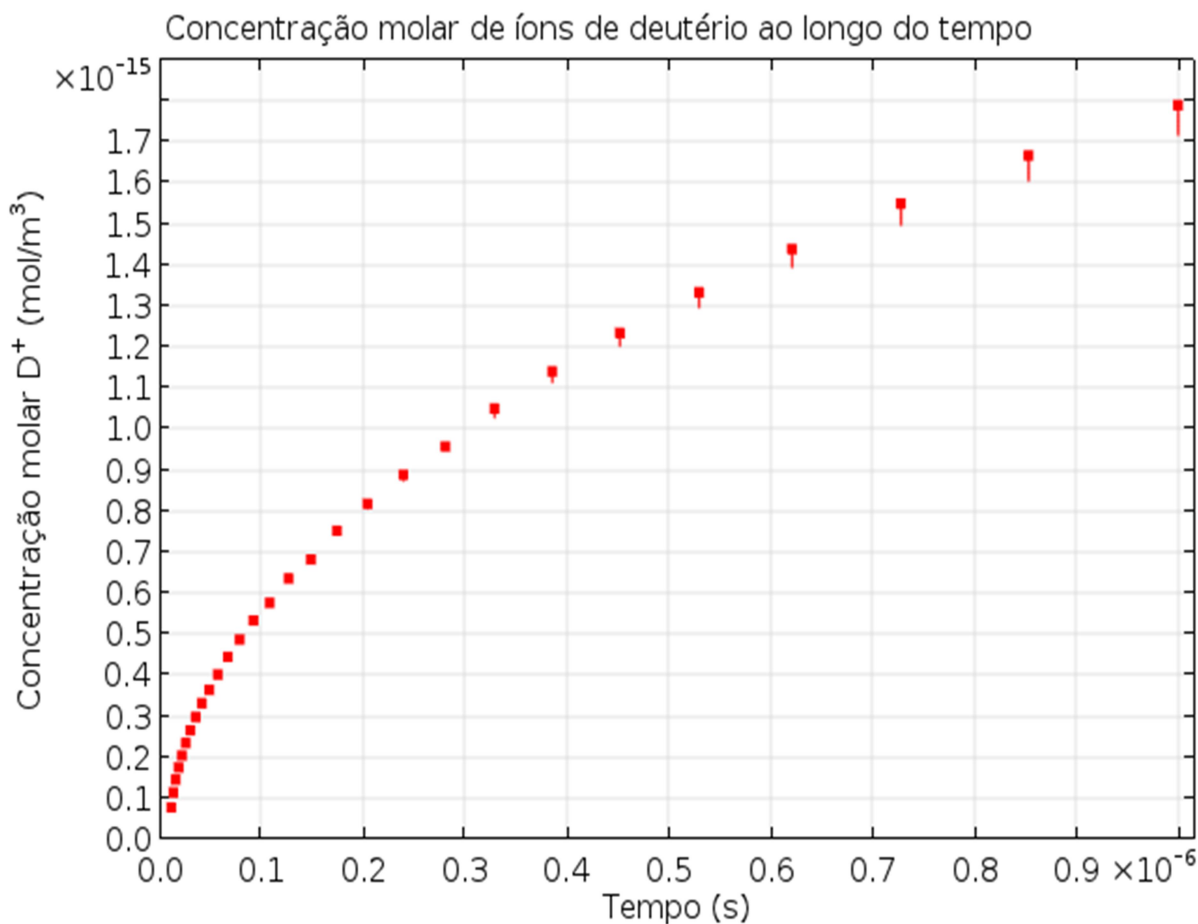


Figura 5-12 – Concentração molar de íons de deutério em função do tempo

Para visualizar melhor a variação da concentração molar de íons dentro da câmara de plasma, os resultados obtidos foram lançados na Tabela 5-1. Posteriormente, os dados foram plotados onde se traçou uma linha de tendência. Conforme mostrado na Figura 5-13 e na Tabela 5-2, a curva de regressão logarítmica foi a que apresentou o melhor ajuste, confirmado pelos os valores de R-quadrado (R^2).

Tabela 5-1 – Variação da concentração molar de D⁺ com o tempo

Tempo (10⁻⁶ s)	Concentração molar de D⁺ (10⁻¹⁵ mol/m³)
0,010	0,00316
0,012	0,07754
0,014	0,11392
0,016	0,14570
0,019	0,17535
0,022	0,20483
0,026	0,23472
0,030	0,26571
0,036	0,29824
0,042	0,33171
0,049	0,36670
0,057	0,40465
0,067	0,44489
0,079	0,48722
0,092	0,53379
0,108	0,58369
0,127	0,63633
0,149	0,69242
0,174	0,75271
0,204	0,81866
0,240	0,88941
0,281	0,96732
0,329	1,05083
0,386	1,14163
0,452	1,23565
0,530	1,33488
0,621	1,44020
0,728	1,55050
0,853	1,66850
1,000	1,79000

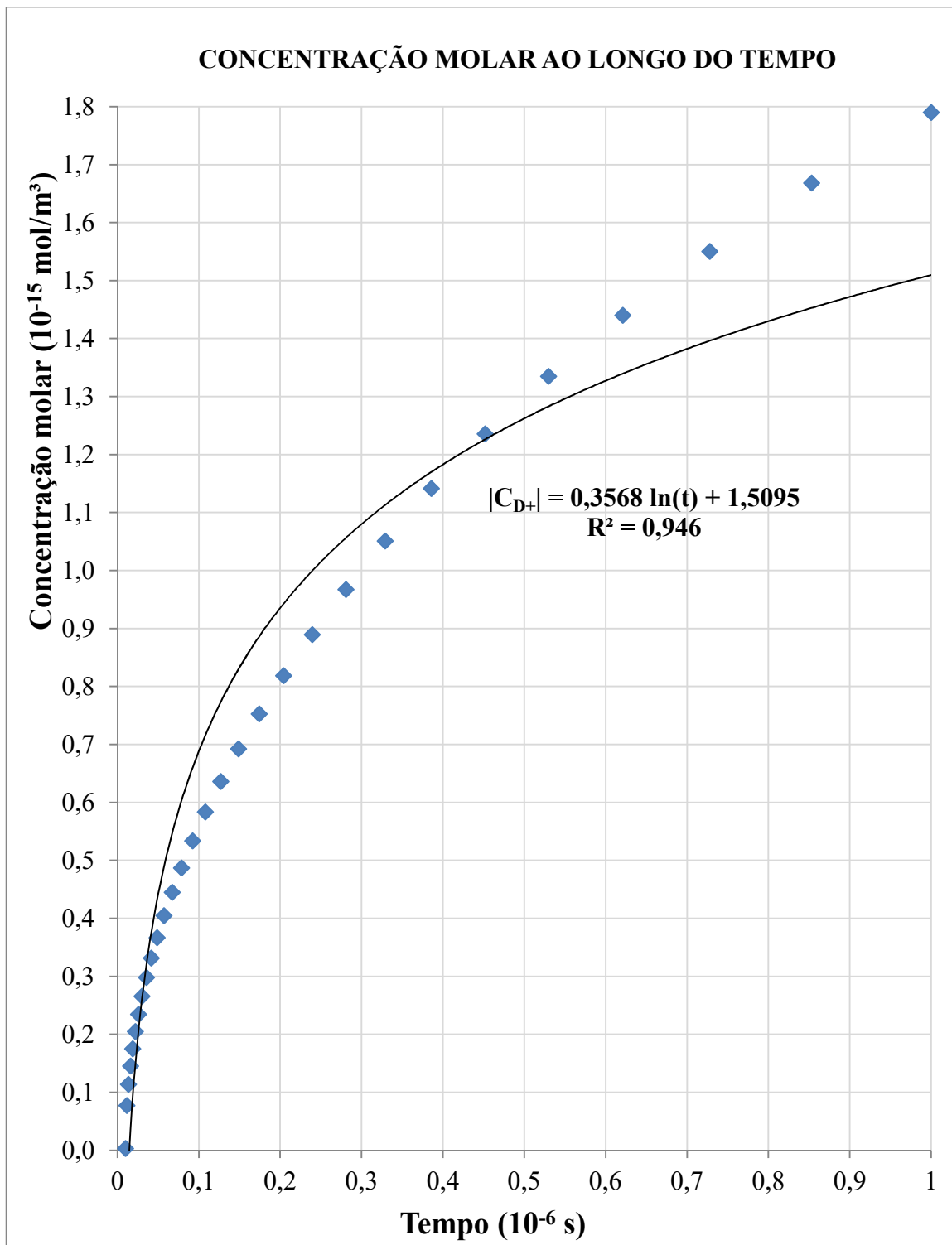


Figura 5-13 – Concentração molar ao longo do tempo com regressão logarítmica

Na Tabela 5-2 também foram comparadas as equações das curvas de regressão logarítmica com variações ponto a ponto, sempre iniciando em $t_0 = 0,010 \times (10^{-6} \text{ s})$ até $t = t_i$. Deste modo, foi possível verificar qual o conjunto de dados possui melhor representatividade dos resultados obtidos pelos resultados de R^2 . Pode-se verificar que os intervalos de tempo mais

favoráveis foram: $t_0 = 0 \rightarrow t = 0,092 \times (10^{-6} \text{ s})$; e $t_0 = 0 \rightarrow t = 0,108 \times (10^{-6} \text{ s})$. Os resultados com melhor ajuste também estão próximos de $0,1 \times 10^{-6} \text{ s}$, ponto onde a taxa de reação começa a atingir o valor limite, em concordância com observado na Figura 5-14.

Tabela 5-2 – Variação pontual da concentração molar de D^+ ($t_0 = 0,010 \times (10^{-6} \text{ s}) \rightarrow t = t_i$)

Tempo (10^{-6} s)	Concentração molar de D^+ (10^{-15} mol/m^3)	Equação da linha de regressão	R^2
0,010	0,00316	-	-
0,012	0,07754	$0,4684 \ln(t) + 2,1603$	1,0000
0,014	0,11392	$0,3488 \ln(t) + 1,6157$	0,9623
0,016	0,14570	$0,2922 \ln(t) + 1,3611$	0,9548
0,019	0,17535	$0,2598 \ln(t) + 1,2170$	0,9565
0,022	0,20483	$0,2399 \ln(t) + 1,1298$	0,9619
0,026	0,23472	$0,2273 \ln(t) + 1,0750$	0,9683
0,030	0,26571	$0,2194 \ln(t) + 1,0409$	0,9746
0,036	0,29824	$0,2147 \ln(t) + 1,0211$	0,9803
0,042	0,33171	$0,2121 \ln(t) + 1,0103$	0,9848
0,049	0,36670	$0,2111 \ln(t) + 1,0060$	0,9884
0,057	0,40465	$0,2115 \ln(t) + 1,0079$	0,9911
0,067	0,44489	$0,2132 \ln(t) + 1,0146$	0,9929
0,079	0,48722	$0,2158 \ln(t) + 1,0248$	0,9939
0,092	0,53379	$0,2194 \ln(t) + 1,0390$	0,9940
0,108	0,58369	$0,2239 \ln(t) + 1,0564$	0,9934
0,127	0,63633	$0,2291 \ln(t) + 1,0762$	0,9922
0,149	0,69242	$0,2349 \ln(t) + 1,0981$	0,9905
0,174	0,75271	$0,2414 \ln(t) + 1,1220$	0,9884
0,204	0,81866	$0,2486 \ln(t) + 1,1483$	0,9857
0,240	0,88941	$0,2564 \ln(t) + 1,1767$	0,9825
0,281	0,96732	$0,2651 \ln(t) + 1,2075$	0,9788
0,329	1,05083	$0,2746 \ln(t) + 1,2405$	0,9747
0,386	1,14163	$0,2848 \ln(t) + 1,2758$	0,9702
0,452	1,23565	$0,2957 \ln(t) + 1,3124$	0,9657
0,530	1,33488	$0,3070 \ln(t) + 1,3502$	0,9614
0,621	1,44020	$0,3188 \ln(t) + 1,3889$	0,9573
0,728	1,55050	$0,3310 \ln(t) + 1,4284$	0,9533
0,853	1,66850	$0,3437 \ln(t) + 1,4688$	0,9495
1,000	1,79000	$0,3568 \ln(t) + 1,5095$	0,9460

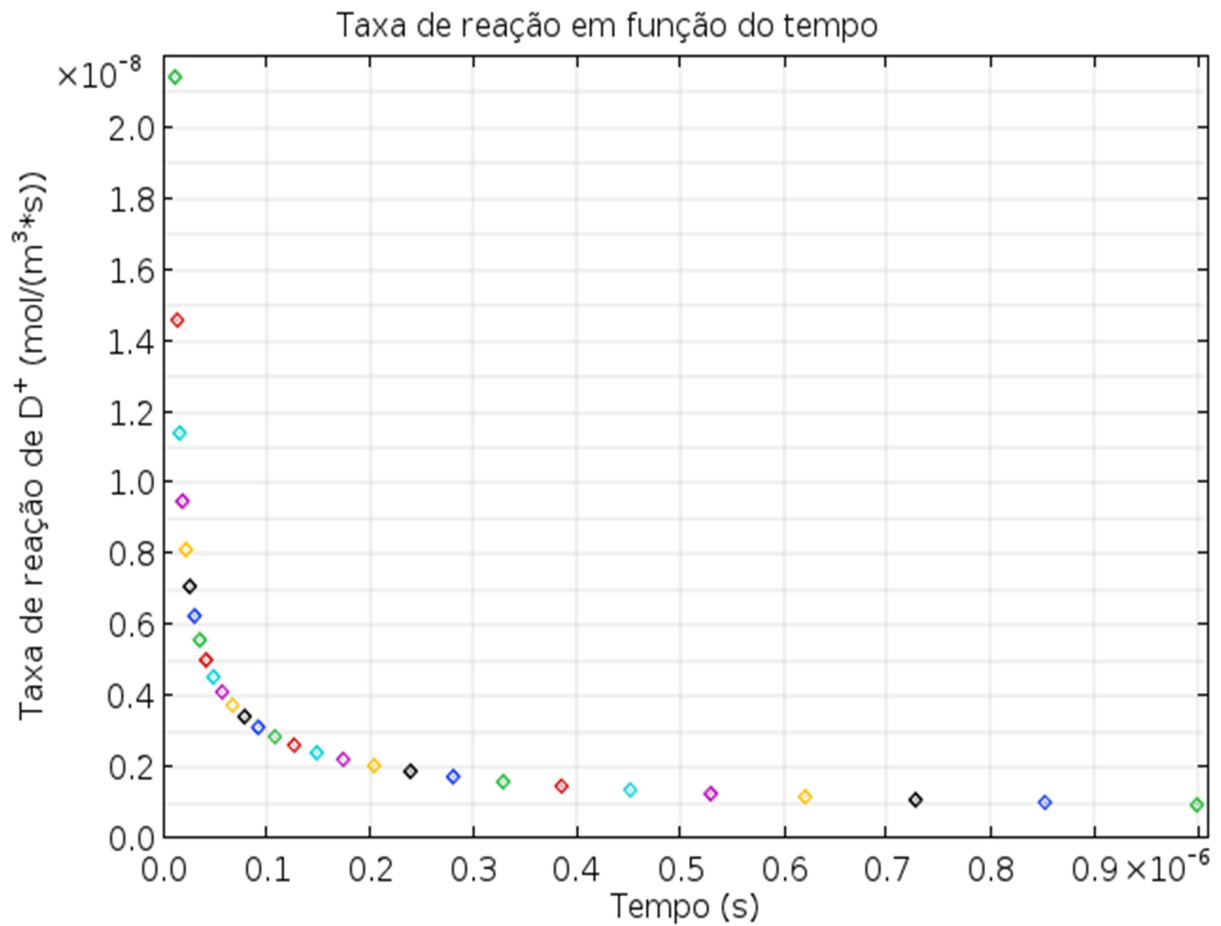


Figura 5-14 – Variação da taxa de formação de D⁺ em função do tempo

Através da simulação de plasma foi possível verificar também uma menor densidade de íons nas regiões próximas às paredes, conforme evidenciado na Figura 5-15. Tal fato era esperado e ocorre devido à reação inversa (ver equação 4.3) favorecida pela maior concentração de elétrons nessa área. Assim, é importante que as paredes tenham aterramento de modo a desfavorecer a reciclagem dos íons de deutério no plasma.

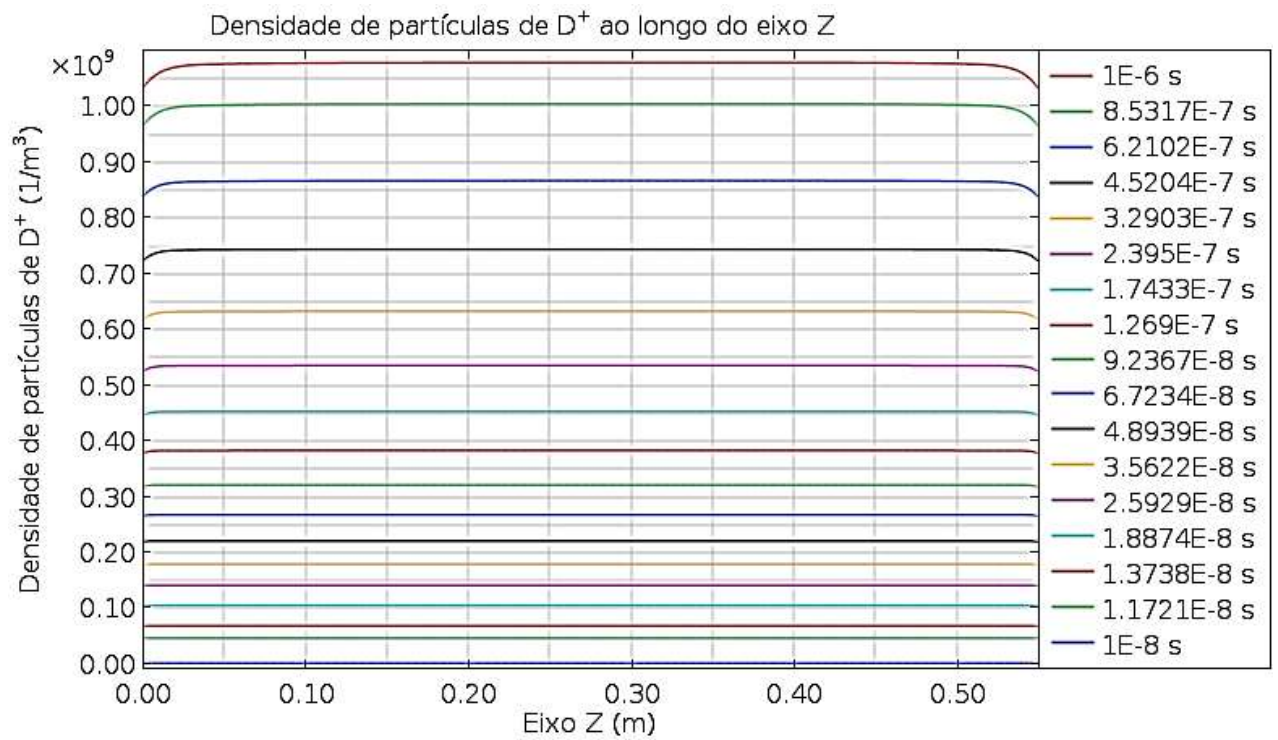


Figura 5-15 – Densidade de partículas de D^+ ao longo do eixo Z

Tempo=1E-6 s Setas: Fluxo de energia Planos: densidade de energia (J/m^3)

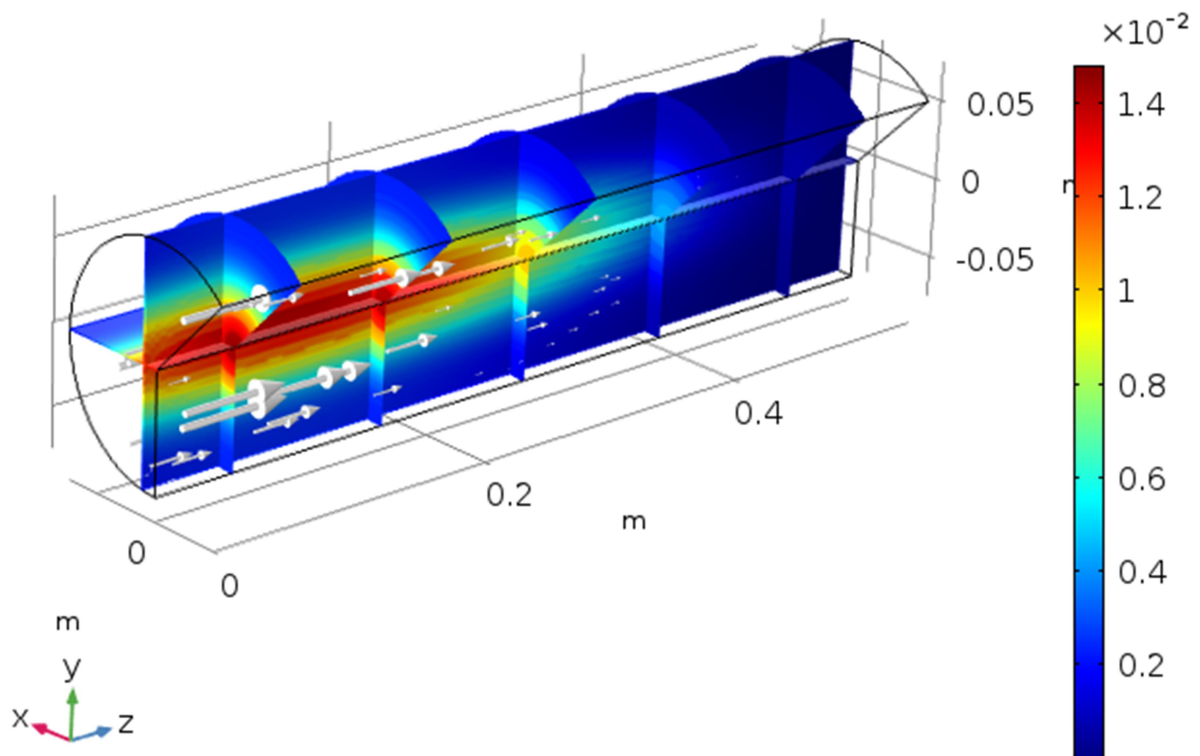


Figura 5-16 – Densidade e sentido do fluxo de energia (para antena localizada em $z = 0$)

Por meio da simulação de formação do plasma, foi possível ratificar os resultados obtidos na simulação da cavidade, que apontaram para uma maior densidade de energia acumulada no

núcleo da câmara de plasma. Considerando a antena localizada no ponto inicial do eixo Z ($z = 0$), o fluxo de energia inicial aponta para o sentido crescente de Z (Figura 5-16).

5.2.4 Extração e transporte de íons de deutério

A extração dos íons da câmara de plasma foi simulada em conjunto com o transporte de íons até o alvo. Conforme já abordado, a função do campo elétrico gerado pela antena é de ionizar e direcionar os íons gerados até a periferia da câmara de plasma, facilitando a extração. Em virtude da grande diferença de potencial entre o alvo (200 keV) e a cavidade ressonante, foi considerado que apenas a diferença de potencial aplicada no alvo contribui para aumentar a energia cinética dos íons. Assim, a Figura 5-17 mostra que mesmo com valor nulo de velocidade inicial é possível obter valores de energia cinética final dos íons favoráveis para que ocorra fusão nuclear no alvo.

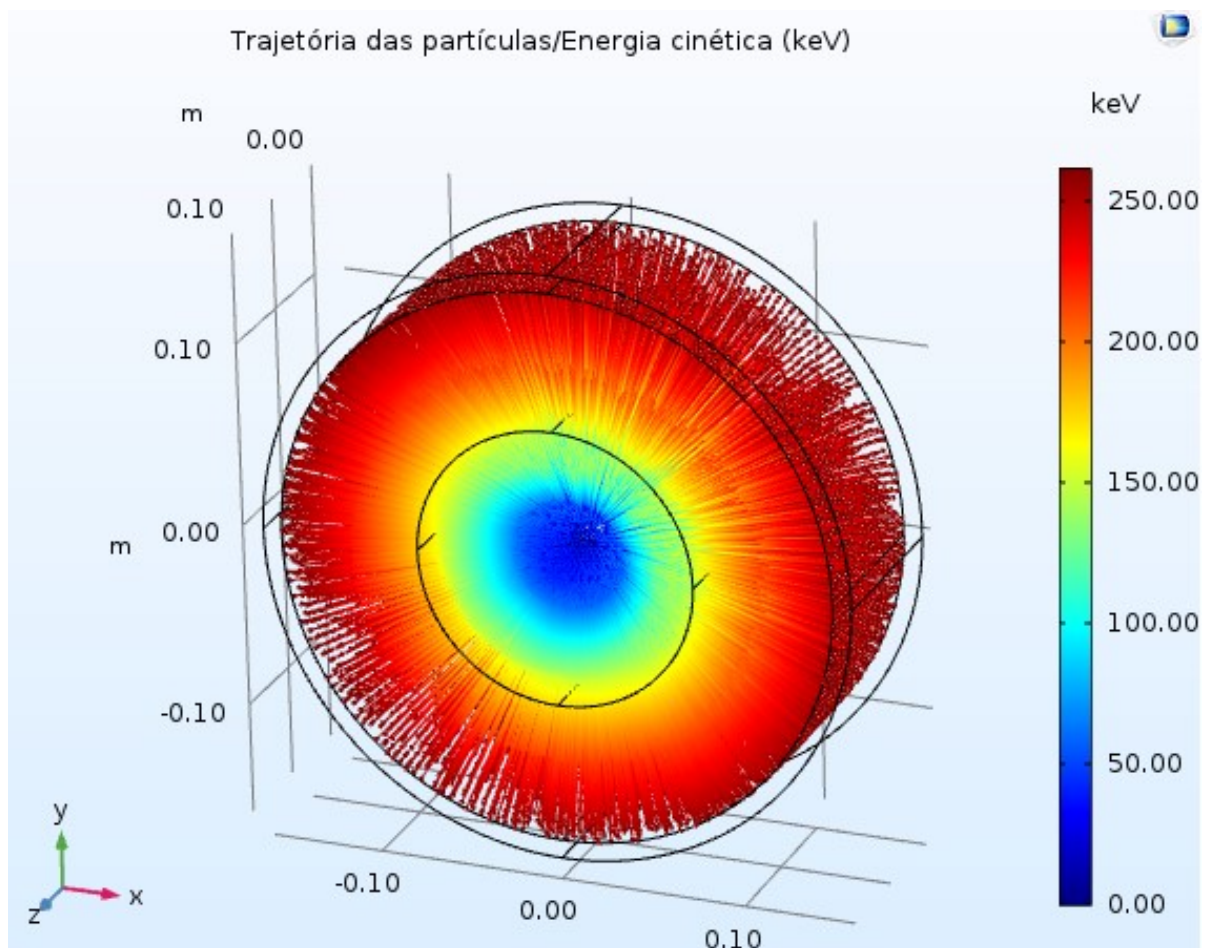


Figura 5-17 – Modelo 3D com a trajetória das partículas de D^+ e a energia cinética (keV)

Conforme mostrado na Figura 5-18, o tempo médio do percurso dos íons até o alvo é de $4,0 \times 10^{-8}$ segundos, considerando o cenário menos favorável, no qual, inicialmente, o íon se encontra no núcleo da cavidade ressonante e com aceleração nula, mas na prática, devido ao campo elétrico radial gerado ressonância da onda na cavidade, a extração iônica tende a ser facilitada e o íon terá aceleração inicial.

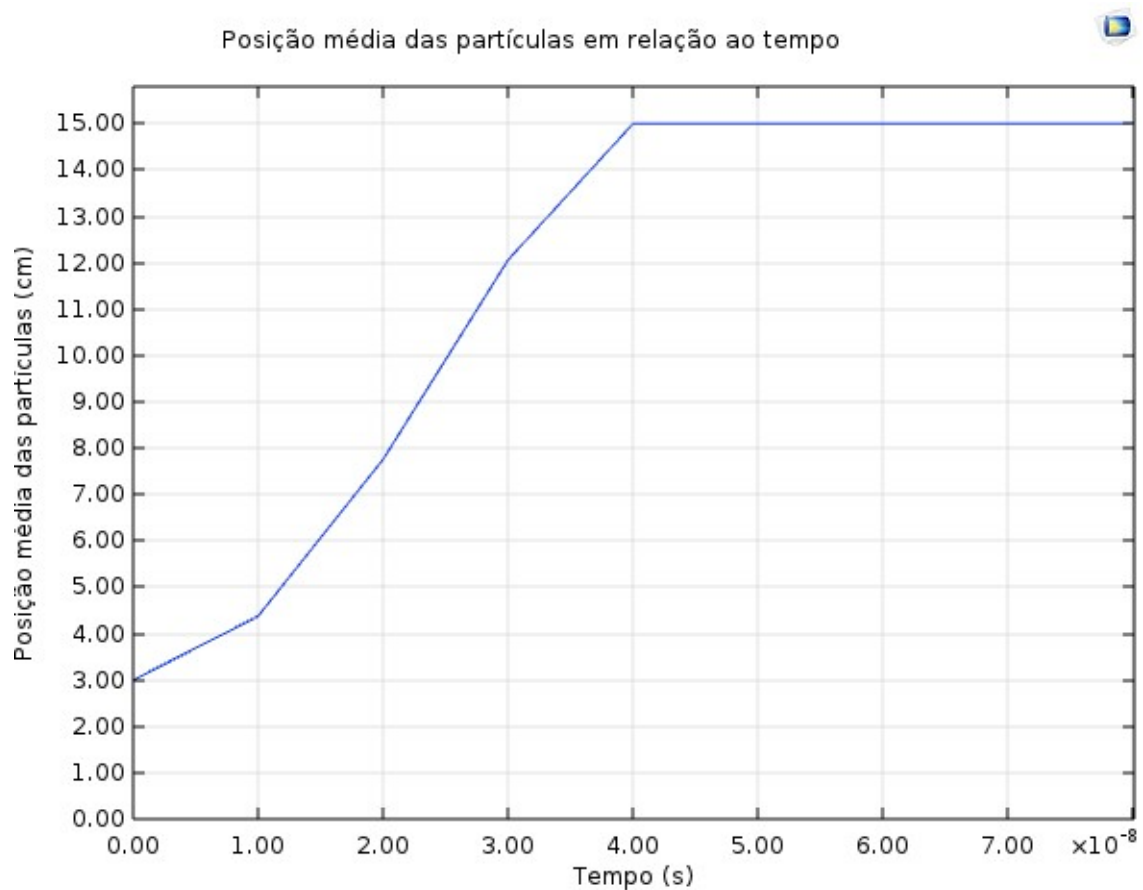


Figura 5-18 – Posição média das partículas em relação ao tempo

Na Figura 5-19 é possível visualizar a energia média dos íons em função do tempo e na Figura 5-20 a energia média das partículas em função da posição.

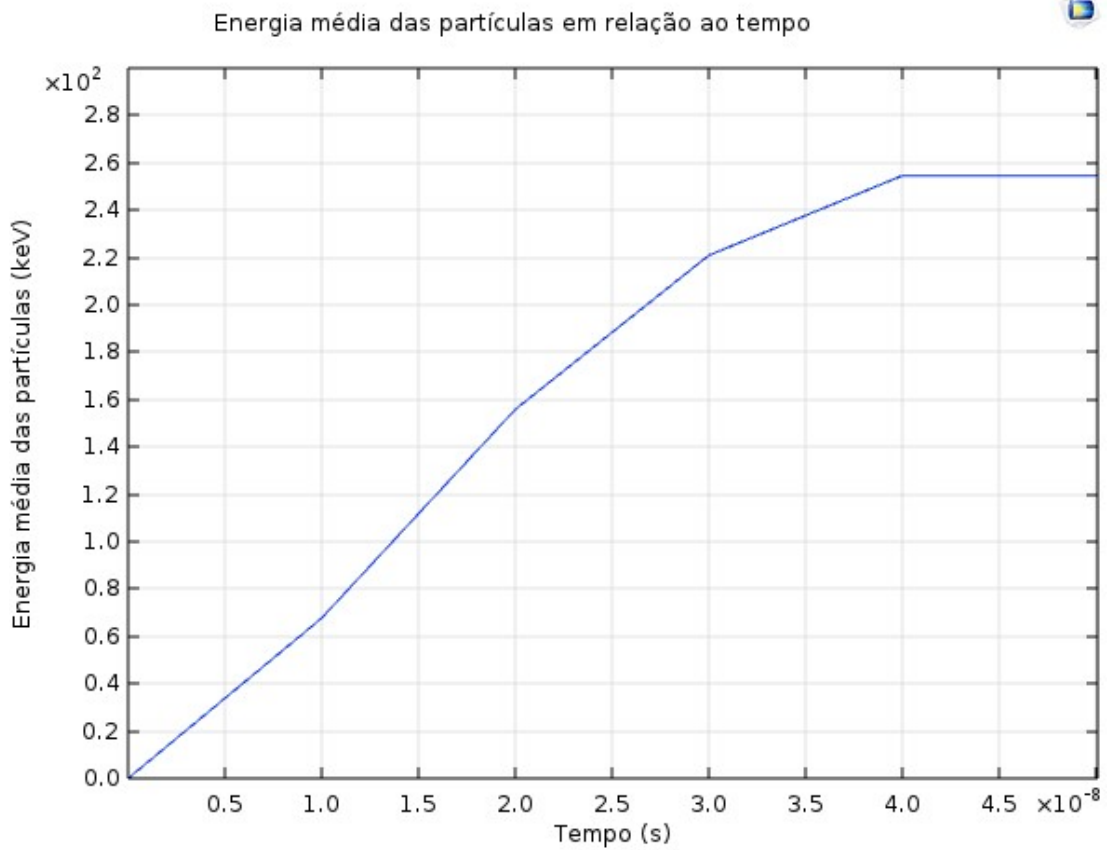


Figura 5-19 – Energia média das partículas em relação ao tempo

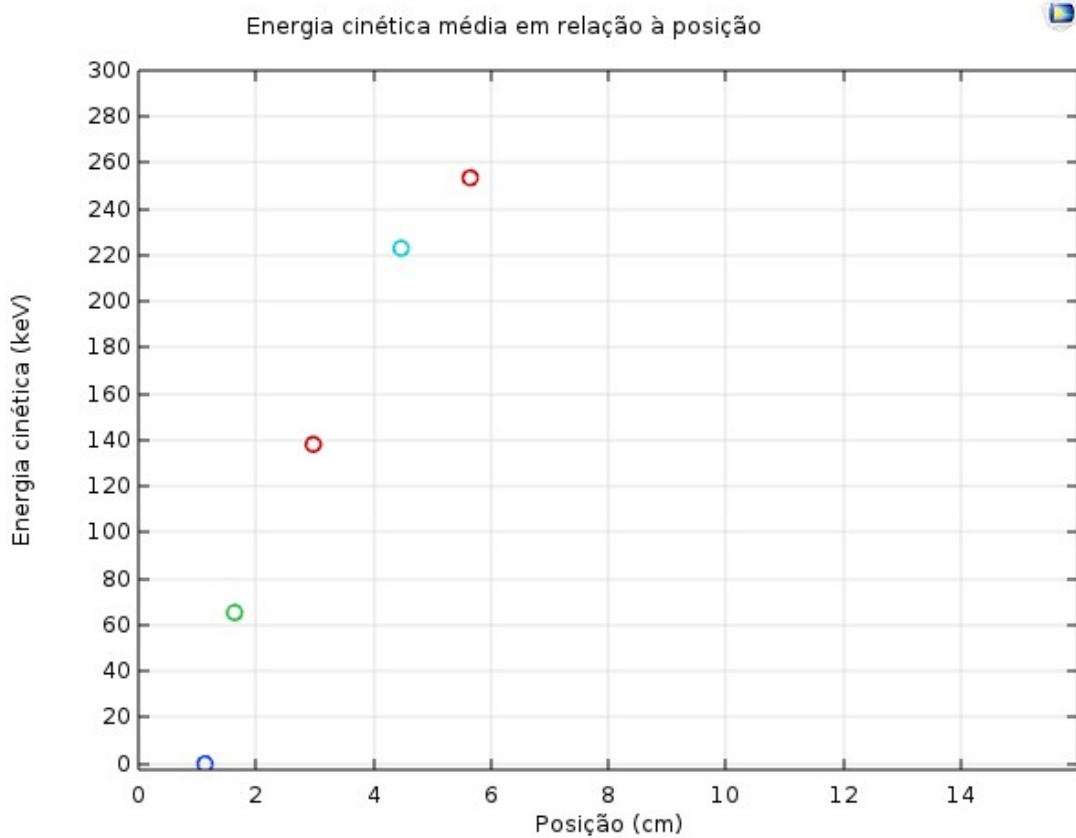


Figura 5-20 – Energia cinética média das partículas em relação à posição

Os íons de deutério serão acelerados até o alvo por meio de um campo elétrico pulsado, com forte intensidade e de curta duração. Assim, como a taxa de formação de íons decresce após, aproximadamente, $0,1 \times 10^{-6}$ segundos ($0,1 \mu\text{s}$), esse valor será adotado como tempo entre os pulsos. Deste modo, os íons serão dissipados do centro da câmara de plasma a cada pulso em direção ao alvo, favorecendo novamente a reação direta de formação de íons. Esse intervalo será também o utilizado para inserir mais moléculas de gás dentro da câmara.

Para medir a concentração de íons em $0,1 \mu\text{s}$ foi feita a regressão logarítmica dos valores de concentração até $0,92 \mu\text{s}$ (ver Tabela 5-3 e Figura 5-21).

Tabela 5-3 – Valores de concentração molar de íons D^+ até $0,92 \mu\text{s}$

Tempo (10^{-6} s)	Concentração molar de íons D^+ (10^{-15} mol/ m^3)
0,010	0,00316
0,012	0,07754
0,014	0,11392
0,016	0,14570
0,019	0,17535
0,022	0,20483
0,026	0,23472
0,030	0,26571
0,036	0,29824
0,042	0,33171
0,049	0,36670
0,057	0,40465
0,067	0,44489
0,079	0,48722
0,092	0,53379

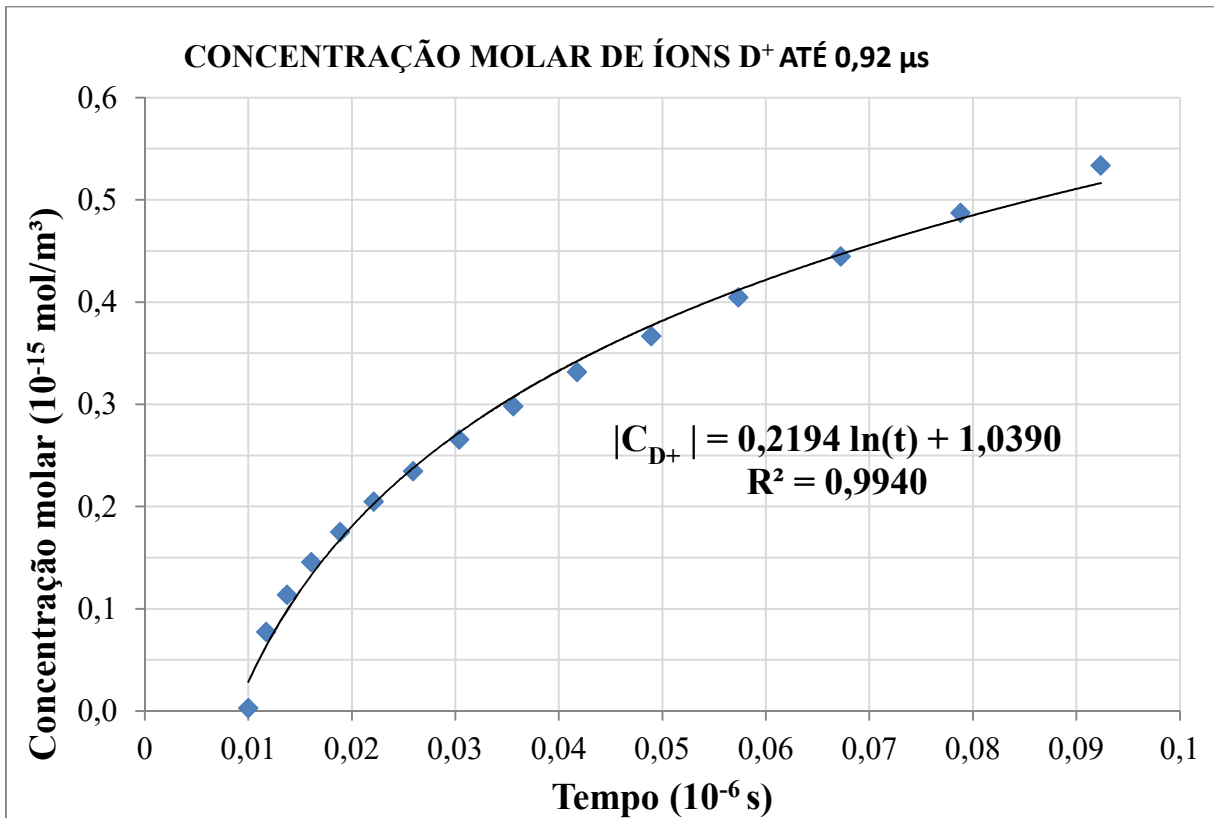


Figura 5-21 – Concentração molar até 0,92 μs com regressão logarítmica

De acordo com a equação da curva de regressão da Figura 5-21, a concentração de íons em 0,1 μs será:

$$|CD^+| = 0,2194 \ln(t) + 1,0390 = 0,2194 \ln(0,1) + 1,0390 (\times 10^{-15} \text{ mol/m}^3)$$

$$|CD^+| = 0,5338 (\times 10^{-15} \text{ mol/m}^3)$$

A concentração em 0,1 μs será $0,5338 \times 10^{-15} \text{ mol/m}^3$ (praticamente a mesma de 0,92 μs). Outro fator importante a ser adotado é o tempo de duração do pulso elétrico do alvo que será baseada na Figura 5-18 e Figura 5-19, onde se pode verificar que os íons demoram $4,0 \times 10^{-8} \text{ s}$ para atingir o alvo com energia necessária à fusão. Assim, os pulsos deverão ocorrer a cada 0,1 μs com duração mínima de 0,04 μs.

Deste modo, a produção de íons esperada a cada ms, com a geometria cilíndrica adotada ($V = 9,72 \times 10^{-9} \text{ m}^3$), considerando uma eficiência do aparelho de 1% (devido as diferenças entre o cenário simulado e o real), será de:

$$1\% \times [0,5338 (\times 10^{-15} \text{ mol/m}^3 \cdot 0,1 \mu\text{s}) \times (10^3 \mu\text{s}) (9,72 \times 10^{-9} \text{ m}^3) \times (6,02 \times 10^{23} \text{ partículas/mol})]$$

$$= 3,12 \times 10^8 \text{ íons/ms (ou } 3,12 \times 10^{11} \text{ íons/s)}$$

5.3 DESIGN E MODELO 3D

Com base nos estudos feitos e nos resultados obtidos, foi dimensionado um modelo 3D do núcleo da célula transmutadora isotópica, considerando os seus principais componentes. Conforme demonstrado na Figura 5-20, o núcleo da célula é composto pela cavidade ressonante e um material isolante.

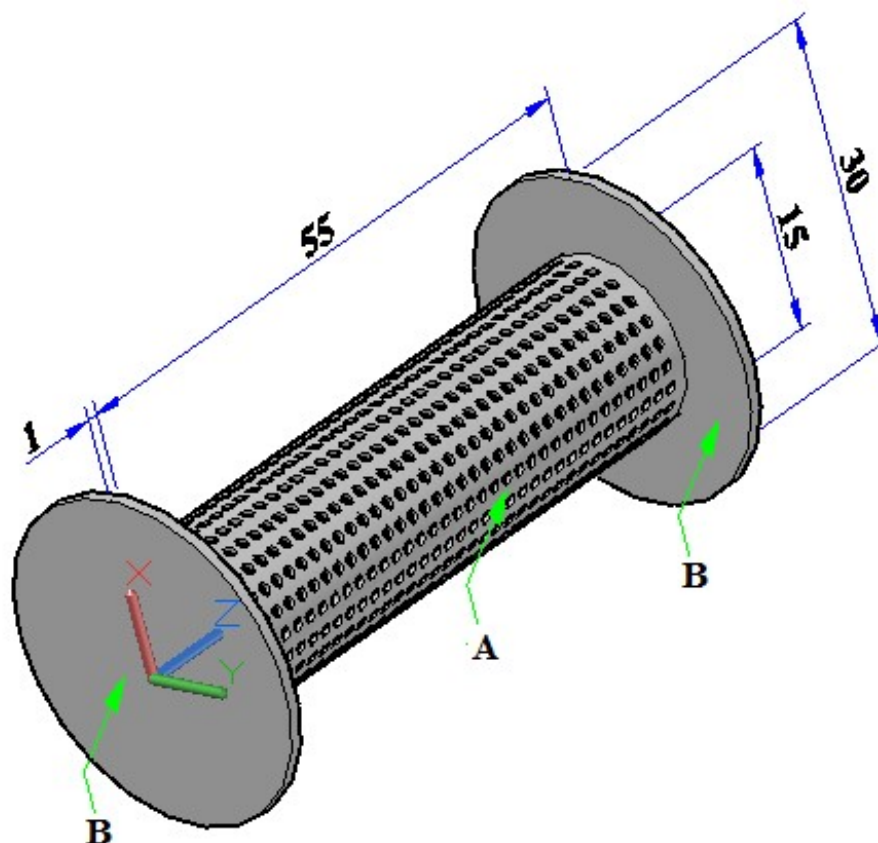


Figura 5-22 – Núcleo da célula transmutadora isotópica: cavidade ressonante (A) e material isolante (B)

Por meio dos estudos e das simulações feitas, foi possível verificar a capacidade do sistema concebido em gerar plasma e, posteriormente, acelerar os íons positivos em direção ao alvo com energia suficiente para que ocorra fusão nuclear. Devido à complexidade das simulações, foram feitas simplificações nos modelos para que pudessem ser executadas em um período adequado à pesquisa. Apesar disso, foi possível notar que, mesmo em pequenas frações de tempo, ocorre a ionização das partículas, com alteração das concentrações das partículas presentes no gás de deutério.

É interessante notar que as simulações do transporte de íons até o alvo forneceram resultados favoráveis à fusão nuclear. Porém, deve ser levado em consideração o cenário ideal adotado

nas simulações, no qual não há perda ou dissipação de energia por motivos diversos (por exemplo, colisões de íons) e que todos os íons atingem o alvo.

A partir dos resultados obtidos nas simulações e os dimensionamentos feitos, idealizou-se o modelo completo da Célula Cilíndrica Fusora Transmutadora Isotópica conforme apresentado na Figura 5-23.

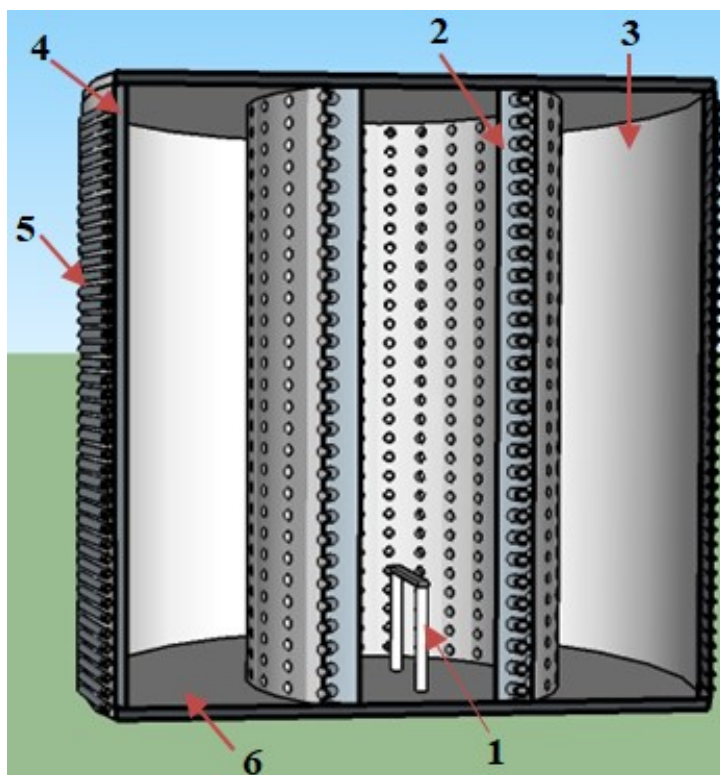


Figura 5-23 – Modelo 3D da célula transmutadora isotópica proposta

A Célula Cilíndrica Fusora Transmutadora Isotópica é composta por: 1) antena emissora de micro-ondas; 2) câmara de plasma; 3) alvo de titânio; 4) camada moderadora de nêutrons; 5) sistema de serpentina contendo o elemento pai (^{98}Mo); 6) Material isolante para blindagem do equipamento (ver Figura 5-23).

Uma das questões levantadas ao longo do design 3D e da concepção final da célula transmutadora foi a extração do radionuclídeo produzido. Para que se obtivesse uma maior área superficial e conseqüentemente maior taxa de transmutação do elemento filho (Tc-99m), foi concebido um sistema de serpentina que envolvesse toda a parte externa do gerador, localizado logo após a camada moderadora de nêutrons (como mostrado na Figura 5-23), onde circularia o elemento a ser transmutado. Assim, há duas possibilidades com grande área superficial: sistema de serpentina paralelo ao eixo do gerador (1) ou um sistema radial (2) (ver Figura 5-24).

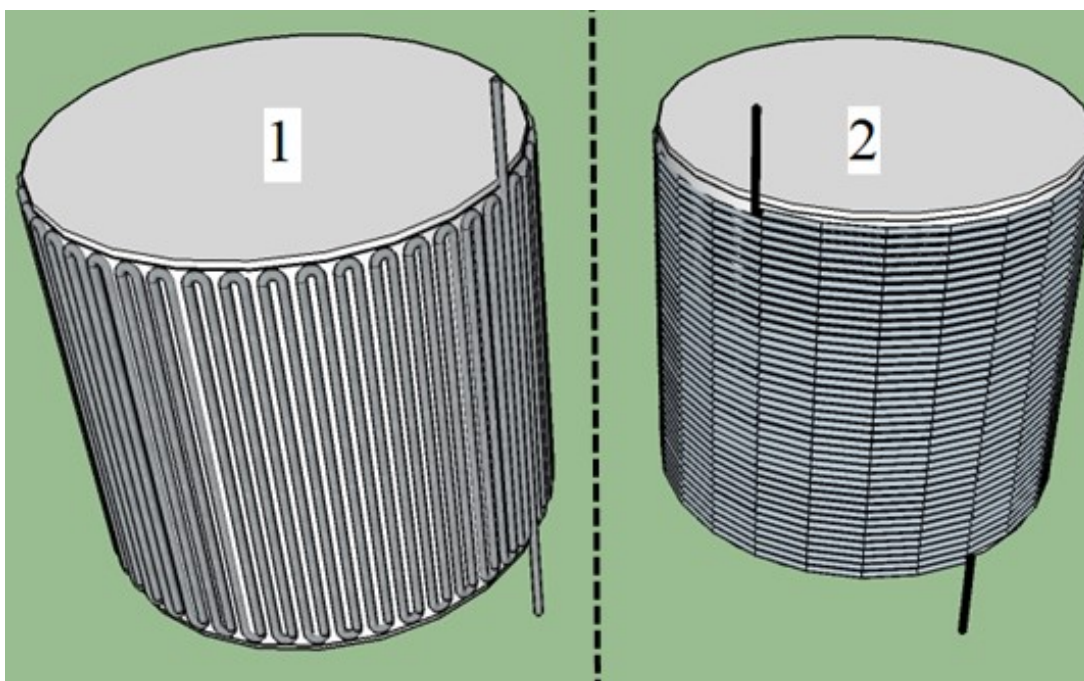


Figura 5-24 – Sistema de serpentina paralelo ao eixo do gerador (1); sistema de serpentina radial (2)

Ao longo da pesquisa, foram feitas mais de 60 simulações, somando mais de 500 horas de execução, das quais 17 foram apenas para a modelagem da extração e transporte de íons até o alvo.

Todos os valores obtidos e incluídos na dissertação (tenham sido eles calculados ou resultados das simulações) foram verificados e comparados com valores da bibliografia e de estudos prévios feitos dentro do Grupo NRI (Núcleo de Radiação Ionizante da UFMG - NRI/UFMG). Com isso, procurou-se obter maior segurança de que os resultados produzidos estão próximos da realidade e garantir a qualidade das informações simuladas pelos softwares utilizados.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Os achados demonstram uma capacidade de geração de íons de $3,12 \times 10^{11}$ íons/s para fusão, em um período de tempo simulado de $1\mu\text{s}$. Espera-se que a geometria considerada seja capaz de produzir nêutrons conforme previsto em estudos anteriores, favorecendo a utilização do dispositivo em inúmeras aplicações, especialmente na área médica de produção de radiofármacos. De acordo com Araujo (2013), a presente tecnologia compacta de nêutrons é mais simples quando comparada a um reator nuclear ou um acelerador de partículas, capaz de produzir radioisótopos ou transmutar vários isótopos ou radioisótopos de interesse no local de uso (por exemplo, em hospitais, médicos, clínicas, centros de pesquisa) com quase nenhum resíduo radioativo a baixo custo. Outro aspecto relevante é a possibilidade de ativar ou desativar o dispositivo, cessando a radiação, equivalente a um aparelho convencional de radiografia.

A partir dos resultados buscou-se construir um modelo em tamanho reduzido para facilitar a compreensão da geometria pesquisada e a futura construção de um protótipo. Os projetos apresentados serão utilizados para construir um modelo 3D no laboratório NRI e, em seguida, um protótipo com os materiais selecionados. Além disso, pretende-se fazer o desenvolvimento de uma célula geradora de Tc-99m (conforme design 3D proposto) a partir deste gerador de nêutrons compacto.

Para atingir a eficiência obtida, outras dimensões foram avaliadas com suas características físicas e aspectos construtivos, definindo assim um parâmetro de magnitude que retornaria melhores resultados em relação ao fluxo de nêutrons e ainda teria geometria simplificada e reduzida.

Devido à complexidade de construção de uma célula transmutadora, propõem-se para trabalhos futuros, estudos complementares referentes à produção e extração de Tc-99m e à blindagem do equipamento como um todo (visando diminuir a radiação emitida ao ambiente durante o funcionamento).

Espera-se que esse estudo possa servir para impulsionar a produção de um aparelho genuinamente nacional que auxilie na produção de tecnécio-99 metaestável e outros radioisótopos de interesse da clínica médica.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ARANO, Y. **Recent Advances in ^{99m}Tc Radiopharmaceuticals**. Journal of Nuclear and Radiochemical Sciences, v. 6, n. 3, p. 177-181, 2005.
- ARAUJO, W. L. **Novas concepções em geradores de nêutrons e transmutadores Isotópicos**, Tese (doutorado), Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, 2013.
- ARAUJO, W. L.; CAMPOS, T. P. R. **A secular technetium–molybdenum generator**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, v. 782, p. 40-46, 2015.
- BIAGI, S. F. **MagBoltz Fortran program**, v8.9 and after. Disponível em: <www.lxcat.net>; acessado em: 20/04/2017.
- BRIOULLIN, L. **Wave propagation in periodic structures**. Dover, New York, 1953.
- BROWN, I. G. **The physics and technology of ion sources**. John Wiley & Sons, 2004.
- CAMPOS, T. P. R.; ARAUJO, W. L. **Célula Cilíndrica Fusora Transmutadora Isotópica**. BR 102013033620-3, 2013.
- CSIKAI, J. **Handbook of fast neutron generators**. CRC press, v. 1, p. 3, 1987.
- COLLIN, R. E. **Foundations for microwave engineering**. John Wiley & Sons, 2007.
- COMSOL Multiphysics® Reference Manual, version 5.3. COMSOL AB, Stockholm, Sweden. 2017. (<www.comsol.com>) – software licenciado para UFMG, Departamento de Engenharia Nuclear, Professor Doutor Tarcísio Passos Ribeiro de Campos.
- CONRADS, H.; SCHMIDT, M. **Plasma generation and plasma sources**. Plasma Sources Science and Technology, v. 9, n. 4, p. 441, 2000.
- CRUZ, F. F. S.; MARINELLI, J. R.; MORAES, M. M. W. **Fusão Nuclear em Plasma**. Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina. Florianópolis, 1989.
- CUPERSCHMID, E. M.; CAMPOS, T. P. R. **Os primórdios das radiações na medicina no brasil**. 2005.
- DE CARVALHO, R. P. **Microondas**. 1ª Edição. Editora Livraria da Física: Sociedade Brasileira de Física. São Paulo, 2005.
- DOLAN, T. J. **Fusion research: Principles**. Volume 1. Pergamon Press, New York, 1982.

- DRUMMOND, J. E. **Plasma physics**. Courier Corporation, 2013.
- FRANCISCO, F. C.; MAYMONE, W.; CARVALHO, A. C. P.; FRANCISCO, V. F. M.; FRANCISCO, M. C. **Radiologia: 110 anos de história**. Rev Imagem, v. 24, p. 281-6, 2005.
- HERTZ, S.; ROBERTS, A.; EVANS, R. D. **Radioactive iodine as an indicator in the study of thyroid physiology**. Proceedings of the Society for Experimental Biology and Medicine, v. 38, n. 4, p. 510-513, 1938.
- HOLDEN, Charles S.; SCHENTER, Robert E. **Compact neutron generator for medical and commercial isotope production, fission product purification and controlled gamma reactions for direct electric power generation**. U.S. Patent n. 8,625,731, 7 jan. 2014.
- IAEA. **Neutron generators for analytical purposes**. IAEA radiation technology reports series. International Atomic Energy Agency, Vienna, 2012.
- IEEE. **Standard for Safety Levels With Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3 kHz to 300 GHz**. IEEE Standard C95.1-2005, (Revision of IEEE Standard C95.1-1991), p. 1-238, 2006.
- IEEE. **Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3 kHz to 300 GHz - Amendment 1: Specifies Ceiling Limits for Induced and Contact Current, Clarifies Distinctions between Localized Exposure and Spatial Peak Power Density**. IEEE Standard C95.1a-2010 (Amendment to IEEE Std C95.1-2005), p. 1-9, 2010.
- JANEV, Ratko K. *et al.* **Elementary processes in hydrogen-helium plasmas: cross sections and reaction rate coefficients**. Springer Science & Business Media, 2012.
- JACKSON, John D. **Classical Electrodynamics**. New York: John Wiley and Sons, 1999.
- JENSEN, E. **Cavity basics**. arXiv preprint arXiv:1201.3202, 2012.
- KALVAS, T. **Beam extraction and transport**. Department of Physics, University of Jyväskylä, Finland, 2014.
- KIM, Yeong E. **Surface reaction mechanism for deuterium-deuterium fusion with a gas/solid-state fusion device**. Fusion Technology, v. 19, n. 3P1, p. 558-566, 1991.
- KINDER, R. L.; KUSHNER, M. J. **Consequences of mode structure on plasma properties in electron cyclotron resonance sources**. J. Vac. Sci. Technol. A, v. 17, 1999.

- KULANDER, Kenneth C. **Multiphoton ionization of hydrogen: A time-dependent theory.** Physical Review A, v. 35, n. 1, p. 445, 1987.
- LEUNG, K. N. *et al.* **RF driven multicusp H⁻ ion source.** Review of scientific instruments, v. 62, n. 1, p. 100-104, 1991.
- LI, X.; JIANG, Y. **Design of a Cylindrical Cavity Resonator for Measurements of Electrical Properties of Dielectric Materials.** Dissertation No. TEX 100126. University of Gävle, 2010.
- LUDEWIGT, B. A.; WELLS, R. P.; REIJONEN, J. **High-yield D-T neutron generator.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, v. 261, n. 1, p. 830-834, 2007.
- MARQUES, Fabio Luiz Navarro; OKAMOTO, Miriam Roseli Yoshie; BUCHPIGUEL, Carlos Alberto. **Alguns aspectos sobre geradores e radiofármacos de tecnécio-99m e seus controles de qualidade.** Radiol Bras, v. 34, n. 4, p. 233-239, 2001.
- MARQUES, L.; JOLLY, J.; ALVES, L. L. **Capacitively coupled radio-frequency hydrogen discharges: The role of kinetics.** J. Appl. Phys. 2007. Disponível em: <www.lxcat.net>; acessado em: 13/07/2018.
- MENDEZ, I.; GORDILLO-VÁZQUEZ, F. J.; HERRERO, V. J.; TANARRO, I. **Atom and ion chemistry in low pressure hydrogen DC plasmas.** The Journal of Physical Chemistry A, v. 110, n. 18, p. 6060-6066, 2006.
- NAIRNE, James; IVESON, Peter B.; MEIJER, Andreas. **Imaging in drug development.** In: Progress in medicinal chemistry. Elsevier, 2015. p. 231-280.
- NAVARRO, Marcus Vinicius Teixeira *et al.* **Controle de riscos à saúde em radiodiagnóstico: uma perspectiva histórica.** Hist. cienc. saude-Manguinhos, v. 15, n. 4, p. 1039-1047, 2008.
- NISHIKAWA, Kyōji; WAKATANI, Masahiro. **Plasma Physics: basic theory with fusion applications.** Springer Science & Business Media, 2013.
- PANOFSKY, W. K. H. ; PHILLIPS, M. **Classical electricity and magnetism.** Courier Corporation, 2005.

PATTNAYAK, T.; THANIKACHALAM, G. **Antenna design and RF layout guidelines**. Cypress Semiconductor AN91445; Cypress Semiconductor: San Jose, CA, USA, 2015.

PERUZZO, Jucimar. **Física e energia nuclear**. 1ª Edição. Editora Livraria da Física: Sociedade Brasileira de Física. São Paulo, 2012.

POZAR, David M. **Microwave engineering**. 4th Edition. John Wiley & Sons, 2012.

REIFENSCHWEILER, O. **Sealed-off neutron tube: the underlying research work**. Philips Res. Rept., v. 16, 1961.

REIJONEN, J.; GICQUEL, F.; HAHTO, S. K.; KING, M.; LOU, T. P.; LEUNG, K. N. **D-D neutron generator development at LBNL**. Applied Radiation and Isotopes, v. 63, n. 5-6, p. 757-763, 2005.

ROTH, John R. **Industrial plasma engineering – Volume 1: Principles**. Bristol and Philadelphia. Institute of Physics publishing, 1995.

SAKUDO, N. **Microwave ion source for ion implantation**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, v. 21, n. 1-4, p. 168-177, 1987.

SANTOS-OLIVEIRA, Ralph; DOS ANJOS CARNEIRO-LEÃO, Ana Maria. **História da radiofarmácia e as implicações da Emenda Constitucional N. 49**. Brazilian Journal of Pharmaceutical Sciences, v. 44, n. 3, 2008.

SHIBUYA, Y. **Cylindrical Cavity Resonator**. Wolfram Demonstrations Project, 2015. Disponível em: <<http://demonstrations.wolfram.com/CylindricalCavityResonator/>>; acessado em: 15/06/2017.

SMITH, D. **Microwave plasmas**. COMSOL Multiphysics® Blog. COMSOL AB, Stockholm, Sweden. December 11, 2013. (<<https://br.comsol.com/blogs/microwave-plasmas/>>).

STAMBULCHIK, E.; MARON, Y. **Plasma formulary interactive**. Journal of Instrumentation, v. 6, n. 10, p. P10009, 2011.

STIX, T. H. **The theory of plasma waves**. New York: McGraw-Hill, 1962.

THONEMANN, P. C.; MOFFATT, J.; ROAF, D.; SANDERS, J. H. **The performance of a new radio-frequency ion source**. Proceedings of the Physical Society, v. 61, n. 5, p. 483, 1948.

VERBEKE, J. M.; LEUNG, K. N.; VUJIC, J. **Development of a sealed-accelerator-tube neutron generator**. Applied Radiation and Isotopes, v. 53, n. 4, p. 801-809, 2000.

WOLFRAM RESEARCH, Inc. **Wolfram CDF Player**, Champaign, IL, 2018. Disponível em: <<http://www.wolfram.com/cdf-player>>; acessado em: 15/06/2017.

YORK, Thomas M.; TANG, Haibin. **Introduction to plasmas and plasma dynamics: with reviews of applications in space propulsion, magnetic fusion and space physics**. Academic Press, 2015.

ZELENSKY, V. F. Nuclear processes in deuterium/natural hydrogen-metal systems. National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology". Ukraine, 2013.

ZIESSMAN, Harvey A.; O'MALLEY, Janis P.; THRALL, James H; FAHEY, Frederic H.; **Medicina nuclear**. 4ª Edição Traduzida. Elsevier Brasil, 2014.