

**NOVAS CONCEPÇÕES EM TRANSMUTADORES
ISOTÓPICOS**

WAGNER LEITE ARAUJO

NOVAS CONCEPÇÕES EM TRANSMUTADORES
ISOTÓPICOS

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Ciências e Técnicas Nucleares.

ORIENTADOR: TARCISIO PASSOS RIBEIRO DE CAMPOS

Belo Horizonte
Fevereiro de 2014

© 2014, Wagner Leite Araujo.
Todos os direitos reservados.

Araujo, Wagner Leite

A663n Novas Concepções em Transmutadores Isotópicos /
Wagner Leite Araujo. — Belo Horizonte, 2014
xxix, 123 f. : il. ; 29cm

Tese (doutorado) — Universidade Federal de Minas
Gerais

Orientador: Tarcisio Passos Ribeiro de Campos

1. Engenharia Nuclear — Teses. 2. Geradores de
radioisótopos — Teses. 3. Fusão nuclear — Teses. 4.
Aceleradores de partículas — Teses. I. Campos,
Tarcisio Ribeiro Passos de. II. Universidade Federal de
Minas Gerais, Escola de Engenharia. III. Título.

CDU 621.039(043)

[Folha de Aprovação]

Quando a secretaria do Curso fornecer esta folha, ela deve ser digitalizada e armazenada no disco em formato gráfico.

Se você estiver usando o `pdflatex`, armazene o arquivo preferencialmente em formato PNG (o formato JPEG é pior neste caso).

Se você estiver usando o `latex` (não o `pdflatex`), terá que converter o arquivo gráfico para o formato EPS.

Em seguida, acrescente a opção `approval={nome do arquivo}` ao comando `\ppgccufmg`.

Se a imagem da folha de aprovação precisar ser ajustada, use:
`approval=[ajuste] [escala] {nome do arquivo}`
onde *ajuste* é uma distância para deslocar a imagem para baixo e *escala* é um fator de escala para a imagem. Por exemplo:
`approval=[-2cm] [0.9] {nome do arquivo}`
desloca a imagem 2cm para cima e a escala em 90%.

Aos meus pais, João e Liliane, e à Neide, minha irmã.

Agradecimentos

Agradeço irrestritamente a todos que contribuíram para que minha trajetória concebesse a presente tese. Destaco a seguir algumas pessoas a quem sou especialmente grato.

Ao meu orientador e professor, Dr. Tarcisio Campos, por compartilhar suas experiências, conhecimento, idéias, pela disponibilidade e direcionamento nesta tese.

À minha família, por me auxiliar na construção da minha identidade e sempre proporcionar um porto seguro.

Ao professor Luciano Adley pelos passos iniciais na física e pela motivação em investir na área.

Aos meus colegas do Diferencial, Bruno Maia, Daniel Oliveira, Fabio Juste e Diego Coelho, pela amizade e compreensão nos momentos de ausência.

Aos professores e amigos do Departamento de Física e de Engenharia Nuclear.

*“Até que o sol não brilhe,
acendamos uma vela na escuridão.”*

(Confúcio)

Lista de Abreviações

AC: Aceleradores de partículas

at.: Átomos

b: barn = (10^{-24} cm^2)

BNCT: Boron neutron capture therapy (Terapia de captura de nêutrons pelo boro)

CST: Computer Simulation Technology (Tecnologia de simulação computacional)

CRT: Cathode ray tube (Tubo de raios catódicos)

CFTIs: Células Fusoras Transmutadoras Isotópicas

dc: Direct current (Corrente contínua)

d-d: Dêuteron-dêuteron (relativo a fusão entre dêuterons)

d-t: Dêuteron-trítion (relativo a fusão entre dêuteron e trítion)

ECR: Electron cyclotron resonance (Ressonância cíclotron do elétron)

EF: Eletrodo focalizador

ES: Eletrodo supressor

EP: Eletrodo do plasma

EUA: Estados Unidos da América

FT: Fóton transmutação

gi: Grau de ionização de um plasma

GND: Ground (Eletrodo aterrado)

GR: Geradores de radioisótopo

i_d : corrente drenada

LCD: Liquid crystal display (Monitor de cristal líquido)

MCNP: Monte Carlo N-Particle (Monte Carlo a N partículas)

MMC: Método de Monte Carlo

n: Nêutrons

p: Partícula emitida da fonte (nêutron)

PIC: Particle-in-cell (Partículas em células)

PDF: Probability density function (funções de densidade de probabilidade)

PWR: Pressurized water reactor (Reator de água pressurizada)

RBE: Relative biological effectiveness (Eficácia biológica relativa)

rf: Radiofrequência

RT: Reatores de fissão

t-t: Trítion-trítion (relativo a fusão entre trítions)

ua: Unidades arbitrárias

V_{max} calculada: Tensão máxima calculada na saída do circuito

V_{max} simulada: Tensão máxima simulada na saída do circuito

$\delta V_{calculada}$: Queda de tensão calculada (*ripple*)

$\delta V_{simulada}$: Queda de tensão simulada (*ripple*)

Resumo

A presente tese apresenta o conceito das Células Fusoras Transmutadoras Isotópicas, que consistem de sistemas unitários capazes de gerenciar os principais processos eletromagnéticos e nucleares para executar a transmutação isotópica de núclídeos. A tecnologia consiste em induzir reações de fusão entre isótopos de hidrogênio, por meio de aceleradores compactos, gerando nêutrons como produto, que são moderados e confinados no sítio de transmutação. O trabalho se inicia na abordagem da tecnologia de geradores de nêutrons, seguida de conceitos em plasmas e avaliações de campos eletromagnéticos no plasma. Posteriormente, um circuito multiplicador de tensão é investigado, como resultado, foi esquematizado e simulado um circuito capaz de gerar diferenças de potenciais acima de 200 kV para alimentar os aceleradores reportados neste trabalho. Em seguida, o projeto de um acelerador de dêuterons, baseado em múltiplos feixes, é modelado com base em dados semiempíricos, empregados para otimizar a corrente de dêuterons. Esse acelerador foi simulado em arquitetura tridimensional, o que permitiu avaliar o comportamento do campo elétrico no cabeçote do acelerador, bem como a trajetória dos feixes em perfis energéticos, proporcionando uma corrente de cerca de 200 mA no alvo. Em continuidade, os parâmetros obtidos em simulações eletromagnéticas conduziram a cálculos e simulações nucleares que modelaram um gerador neutrônico unidirecional dotado de um sistema de blindagem, capaz de proporcionar um rendimento na ordem de 10^{12} nêutrons por segundo. Por fim, são apresentados quatro modelos das Células Transmutadoras, destacando seus principais componentes e funcionalidades. As Células foram simuladas em código eletromagnético e nuclear. Os resultados mostraram surgências que atingiram a ordem de 10^{13} nêutrons por segundo. Tais índices no interior das Células viabilizam suas aplicações, tendo como base transmutações de diversos radionúclídeos estudados e relatados nesta tese.

Palavras-chave: geradores de nêutrons, geradores de radioisótopos, fusão d-d, acelerador de dêuterons, transmutação nuclear.

Abstract

The present thesis addresses the concept of Isotope-Transmuter Fuser Cells, which consist of unitary systems capable of managing the main electromagnetic and nuclear processes for the isotope transmutation. The technology consist of inducing fusion reactions between hydrogen isotopes by means of compact accelerators that generate neutrons, which are moderated and confined at the transmutation site. The report begins in the neutron generator technology approach, followed by plasma concepts and assessment of electromagnetic fields in the plasma. Thereafter, a voltage multiplier is investigated, as a result a circuit was designed and simulated for feeding the accelerators reported in this thesis. Then, the design of an accelerator based on multiple beams is modeled by applying semi-empirical data used to optimize the deuteron current. This accelerator was simulated in a three-dimensional architecture, which showed the behavior of the electric field in the accelerator head, as well as the trajectory of the beams in energy profiles, providing a deuteron current of about 200 mA on target. Hence, the parameters obtained from electromagnetic simulations led to nuclear calculations and simulations that modeled a unidirectional neutron generator with a shielding system, describing a yield in the order of 10^{12} neutrons per second. Finally, four models of Transmutation Cells are presented, showing its main components and features. Cells were simulated in electromagnetic and nuclear codes. The results showed yields in the order of 10^{13} neutrons per second. These levels inside the Cells enable its applications, based on various radionuclide transmutations studied and reported in this work.

Keywords: neutron generators, radioisotope generators, d-d fusion, deuteron accelerators, nuclear transmutation.

Lista de Figuras

3.1	Seção de choque de produção neutrônica para alvos de ^2H e ^3H bombardeados com dêuterons.	6
3.2	Projeto esquemático de um gerador de nêutrons de tubo selado com uma fonte de íons Penning.	7
3.3	Fonte de íons com (a) antena interna e (b) externa.	8
3.4	Arranjo de um sistema de blindagem de um gerador neutrônico. (a) gerador envolvido e (b) abertura para o feixe de irradiação.	9
3.5	Análise de um projétil de 122 mm preenchido com explosivos. Um espectro de raios gama tomado durante um pulso de nêutrons (verde) revela características do carbono, nitrogênio e picos de oxigênio, enquanto o espectro de raios gama tomado entre pulsos (laranja) revela picos de hidrogênio e ferro	13
3.6	Uma mala (a) contendo um jornal, nitrato de amônia, placas de aço e ureia (b). Essa mala é examinada com um gerador de nêutrons pulsado para geração de imagem por partículas neutras, que produz um esboço bidimensional de densidade mássica (c) e um espectro amarelo característico do nitrato de amônia (d).	13
3.7	Imagiamento por (a) raios X e (b) nêutrons.	14
3.8	Primeiro potencial de ionização dos dez primeiros elementos da Tabela Periódica.	17
3.9	Grau de ionização de um gás de hidrogênio puro em função da temperatura.	20
3.10	Distribuição de potencial para uma partícula carregada no vácuo (linha pontilhada) e em um plasma (linha sólida) em unidades arbitrárias	22
3.11	Trajetória de partículas carregadas em um campo magnético transversal. .	26
3.12	Difusão de partículas carregadas sujeitas a um campo magnético \vec{B}	27
3.13	(a) Garrafa magnética e (b) campo magnético de multicuspe.	29
3.14	Densidade de corrente de elétrons emitidos por um filamento em função da temperatura.	31

3.15	Desenho esquemático da rede de casamento (a) indutiva e (b) capacitiva.	32
3.16	Sistema de extração do tipo diodo e a formação do feixe. EP representa o eletrodo do plasma; GND o eletrodo aterrado; d a distância de lacuna; d^* a distância real de lacuna e r o raio de abertura.	36
3.17	Simulação no AXCEL-INP para um sistema de diodos com três densidades diferentes de plasma e a mesma queda de potencial. Da direita para esquerda: $\eta_1 < \eta_2 < \eta_3$	37
3.18	Sistema de extração com três eletrodos e linhas de equipotencial de -6 kV a 55 kV. (a) Linhas equipotenciais sem o feixe de íons. (b) Distribuição de equipotenciais com o feixe iônico. São mostrados o eletrodo do plasma (EP), eletrodo supressor (ES) e o eletrodo aterrado (GND).	37
3.19	Diagrama básico de um gerador de ^{99m}Tc	40
3.20	Esboço do comportamento da atividade, em unidades arbitrárias (ua), do “pai” ^{99}Mo e do filho ^{99m}Tc produzido e eluído em função do tempo, em horas (h).	43
3.21	Esboço do comportamento da atividade (equação 3.55) em função do tempo de irradiação T considerando $N_0 = 0$	44
4.1	Espira representando um segmento da antena de rf, de raio R , e uma circunferência pontilhada de raio h	52
4.2	Amplitude do campo magnético em função da distância do centro da espira.	53
4.3	Curva ajustada da amplitude do campo magnético em função da distância do centro da espira.	54
4.4	Curva da amplitude do campo elétrico em função da distância do centro da espira.	54
4.5	Velocidade do elétron submetido a rf em função do tempo.	55
4.6	Energia cinética do elétron submetido a rf em função do tempo.	56
4.7	Circuito em cascata de Cockroft e Walton de 4 estágios.	57
4.8	A Figura de cima mostra a reprodução da forma da tensão de saída $V_0(t)$, considerando o circuito sob carga, definindo a queda de tensão δV_0 , o <i>ripple</i> pico a pico $2\delta V$, $2nV_{max}$ representa a tensão que seria atingida ao final de n estágios, desconsiderando que o circuito está sob carga e V_0_{max} representa a tensão máxima atingida pelo circuito sob carga. Na Figura de baixo, nota-se a forma da tensão de entrada, com amplitude máxima V_{max} , definida na crista em um tempo t_1 , o tempo t_2 se associa a um vale, $V(t)$ representa a curva da tensão do circuito a vazio, T o período da onda e f a frequência.	58
4.9	Diagrama de um segmento do circuito simulado de 20 estágios.	59

4.10	Tensão em função do tempo para o circuito padrão a vazio com os seguintes dados de frequência: $V50 = 50$ Hz, $VP = 5$ kHz, $V500k = 500$ kHz e $V1000k = 1$ MHz.	60
4.11	Tensão em função do tempo para o circuito padrão a vazio com frequência de 50 Hz ($V50$), 5 kHz (VP), 500 kHz ($V500k$) e 1 MHz ($V1000k$), destacando o carregamento dos capacitores alimentados com fontes de frequências mais altas.	60
4.12	Resultado da simulação do circuito padrão com capacitância de 2 nF ($V2n$), 2 μ F (VP), 200 μ F ($V200u$) e 20 mF ($V20m$).	61
4.13	Resultado da simulação do circuito padrão com 2 ($V2$), 4 (VP), 8 ($V8$) e 10 ($V10$) estágios.	61
4.14	Tensão em função do tempo para diferentes níveis de carga drenada no circuito padrão sob carga. Sendo: $V1u = 1$ μ A, $V200u = 200$ μ A, $V500m = 500$ mA e $VP = 1$ mA.	62
4.15	Tensão em função do tempo para diferentes níveis de carga drenada no circuito padrão sob carga, apresentando os <i>ripples</i> . Onde: $V1u = 1$ μ A, $V200u = 200$ μ A e $VP = 1$ mA.	62
4.16	Tensão em função do tempo para 500 mA de carga drenada no circuito padrão, apresentando os <i>ripples</i>	63
4.17	Tensão em função do tempo no Cockcroft-Walton apresentado na Figura 4.9 considerando três níveis de corrente drenada; 0, 150 mA e 300 mA.	64
4.18	Tensão em função do tempo: <i>ripples</i> no circuito sob carga (100 mA).	65
4.19	Tensão em função do tempo: <i>ripples</i> no circuito sob carga (150 mA).	65
4.20	Tensão em função do tempo: <i>ripples</i> no circuito sob carga (200 mA).	66
4.21	Tensão em função do tempo: <i>ripples</i> no circuito sob carga (250 mA).	66
4.22	Tensão em função do tempo: <i>ripples</i> no circuito sob carga (300 mA).	67
4.23	Geometria e considerações de cálculo. O eletrodo do plasma está a um potencial positivo V e a distância entre os eletrodos é y . Em $y = 0$, $V = 0$	68
4.24	Corrente máxima em função do parâmetro S para um feixe de dêuterons.	72
4.25	Trajectoria iônica seguindo a geometria baseada em dados de Kilpatrick 1957 e Coupland et al. 1973. Da esquerda para a direita: eletrodo do plasma, eletrodo supressor, eletrodo aterrado e alvo.	73
4.26	Diagrama mostrando a distribuição das aberturas das aberturas para a configuração com múltiplos feixes.	74
4.27	Configuração dos eletrodos, da esquerda para a direita: eletrodo do plasma, eletrodo supressor, eletrodo aterrado, eletrodo focalizador e o alvo. (a) Eletrodo focalizador delineado em branco e (b) distribuição das aberturas.	74

4.28	Eletrodos e linhas equipotenciais.	75
4.29	Eletrodos, trajetória dos feixes e perfil energético.	75
4.30	Gerador neutrônico e estrutura da blindagem no MCNP5 (a) Blindagem envolvendo o (b) gerador.	77
4.31	Eletrodos: a) Plasma e supressor (1), b) Focalizador (4) e (c) eletrodos agrupados: plasma (1), supressor (2), aterrado (3), focalizador (4) e alvo (5). 79	
4.32	Principais estrutura da CLFTI: sítio da câmara de plasma (6), eletrodo do plasma (1), eletrodo aterrado (2), eletrodo supressor (3), eletrodo focalizador (4), eletrodo alvo (5), moderador (7) e sítio do receptáculo de amostras. 80	
4.33	Estruturas da CLFTI: a) estrutura exterior apresentando o cabeçote do acelerador e moderador com as respectivas carcaças removidas, apresentando o sítio da câmara de plasma (6), o conjunto de eletrodos (9), a localização do moderador (7) e o receptáculo de amostras (8), b) estrutura exterior com a carcaça, c) estrutura refletora da CLFTI, lateral (10) e superior (12), e abertura para inserção de amostras (11) e (d) blindagem (13) e acesso ao receptáculo de amostras (11).	80
4.34	Esquema tridimensional semitransparente da CLFTI, destacando o refletor (10, 12) e o receptáculo de amostras (8).	81
4.35	Elementos fundamentais da CTFTI: câmara de plasma (14), eletrodo do plasma (15), alvo (16), moderador (17), sítio de introdução de amostras (18), receptáculo de amostras (19) e refletor de nêutrons (20). (a) CTFTI com a câmara de plasma (14), (b) sem a câmara de plasma e (c) com a estrutura refletora (20).	82
4.36	Sistema de reflexão e blindagem de nêutrons, onde são apresentadas a blindagem lateral (21) e superior (22), os refletores (20) e o moderador (17). .	83
4.37	CTFTI em modelo tridimensional semitransparente destacando o receptáculo de amostra (18).	83
4.38	Contêineres cilíndricos (24) no meio moderador (17), onde também são apresentados o eletrodo alvo (16) e o isolador elétrico (23).	84
4.39	Componentes basais da CCFTI. a) Alvo (25) e isolador elétrico (26), b) eletrodo do plasma (27) e isolador elétrico (26), c) eletrodo do plasma (27) e câmara de plasma (28) e (d) componentes agrupados: câmara de plasma (28), eletrodo do plasma (27), eletrodo alvo (25), moderador (29), contêiner do moderador (32), receptáculo de amostras (30) e refletor de nêutrons (31). 85	
4.40	Câmara de plasma (28), eletrodo do plasma (27), eletrodo alvo (25), moderador (29), contêiner do moderador (32), refletor (31), blindagem (33) e cilindros contentores de amostras.	86

4.41	Blindagem (33) e refletor (31) da CCFTI.	86
4.42	Esquema semitransparente da CCFTI, destacando a blindagem (33), o moderador (29) e o isolador elétrico (26).	87
4.43	CHFTI: a) Câmara de plasma (36), receptáculo do moderador (37) e receptáculo de amostras (35), b) câmara de plasma (36), eletrodo alvo (38), moderador (39) e eletrodo do plasma (40) e (c) eletrodo do plasma (40) e eletrodo alvo (38).	88
4.44	Esquema semitransparente da CHFTI destacando o eletrodo alvo (38), o eletrodo do plasma (40), a região de moderação (39) e o receptáculo de amostras (35).	89
4.45	Estruturas de blindagem (41) e reflexão (42) da CHFTI.	89
4.46	Linhas equipotenciais no ambiente de aceleração da CHFTI, definido entre o eletrodo do plasma (40) e o alvo (38).	91
4.47	Trajetória e perfil energético do feixe de dêuterons no ambiente de aceleração da CHFTI, definido entre o eletrodo do plasma (40) e o alvo (38).	92
4.48	Modelo preliminar da Célula Transmutadora: a) São apresentados o volume de moderação (39), onde as amostra se localizam, o refletor de nêutrons (42), a região de blindagem (41), o ar seco (43), b) a câmara de plasma (36), o eletrodo do plasma (40), o eletrodo focalizador (44), o alvo (38) e as esferas para determinação de fluxo de nêutrons e taxa de reação (45).	93
4.49	Modelo preliminar da Célula Transmutadora, apresentado na Figura 4.48, com a geometria do refletor (42) modificada. Também seguem apontados o eletrodo do plasma (40), o eletrodo focalizador (44) e o moderador (39).	93
4.50	Variações dos modelos Hemisféricos: a) Sistema misto de reflexão em formato elipsoidal, com dois materiais refletores (42, 46), blindagem (41), moderador (39) e ar seco (43); b) Transmutador com o refletor interno (42) em formato de paralelepípedo, também são especificados o moderador (39), o eletrodo do plasma (40), alvo (38), câmara de plasma (36) e (c) Refletor externo em formato esférico (42), onde se especifica a blindagem (41), a câmara de plasma (36) e o refletor interno (46).	94
4.51	CHFTI: modelo aprimorado. a) Visão geral, com refletor interno (46), refletor externo (42), blindagem (41) e ar seco (43), e (b) detalhes internos do gerador: isolador elétrico (47), revestimento (48), refletor interno (46), moderador (39), eletrodo do plasma (40), alvo (38), ambiente de aceleração (49), câmara de plasma (36), moderador interno ao alvo (50) e esferas para determinação de fluxo de nêutrons e taxa de reação (45).	94
4.52	Distribuição do fluxo neutrônico no moderador na direção axial da CHFTI.	95

4.53	Espectro axial do fluxo neutrônico do centro (posição 0) a 3,75 cm do gerador.	96
4.54	Taxa de produção volumétrica R_v da ativação do radioisótopo ^{166}Ho na semente cerâmica de $\langle\text{Si:Ho:Ca}\rangle$ dada em núcleos de radioisótopos produzidos nr por nêutrons n por segundo s e por cm^3 , em função da posição ao longo do eixo do gerador. A posição 0 representa o centro do receptáculo.	97
4.55	Taxa de produção volumétrica por nêutron R_v da ativação do radioisótopo ^{153}Sm na semente cerâmica de $\langle\text{Si:Sm:Ca}\rangle$, dada em $\text{at. cm}^{-3} \text{ p}^{-1}$ em função da posição ao longo do eixo do gerador, onde 0 representa o centro do receptáculo.	98
4.56	Atividade, em mCi, de sementes de ^{166}Ho em função do tempo no intervalo de 0 a 150 h.	99
4.57	Atividade, em mCi, de sementes de ^{153}Sm em função do tempo no intervalo de 0 a 200 h.	99
4.58	Taxa de produção volumétrica por nêutron R_v da ativação do radioisótopo ^{98}Mo dada em $\text{at. cm}^{-3} \text{ p}^{-1}$ em função da posição ao longo do eixo do gerador, onde 0 representa o centro do receptáculo.	100
4.59	Atividade, em mCi, do ^{99}Mo e ^{99m}Tc em função do tempo.	101
4.60	Espectro energético do fluxo neutrônico, normalizado em função dos nêutrons incidentes, para a CLFTI.	102
4.61	Linhas equipotenciais no interior da CTFTI, onde são apresentados o eletrodo do plasma (15), o alvo (16), a região de moderação (17), o receptáculo de amostras (19), a câmara de plasma (14) e o refletor (20).	104
4.62	Trajetória e perfil energético do feixe de dêuterons no ambiente de aceleração da CTFTI, definido entre o eletrodo do plasma (15) e o alvo (16), também é apontado o receptáculo de amostras(18) e o moderador (17).	105
4.63	Espectro energético do fluxo neutrônico, normalizado em função dos nêutrons incidentes, para a CTFTI.	105
4.64	Linhas equipotenciais no interior da CCFTI, onde são apresentados o eletrodo do plasma (27) e o alvo (25).	107
4.65	Trajetória e perfil energético do feixe de dêuterons no ambiente de aceleração da CCFTI, definido entre o eletrodo do plasma (27) e o alvo (25).	108
4.66	Espectro energético do fluxo neutrônico, normalizado em função dos nêutrons incidentes, para a CCFTI.	108

Lista de Tabelas

3.1	Algumas aplicações de geradores compactos de nêutrons	10
3.2	Fabricantes de tubos de nêutrons com aceleradores compactos	11
3.3	Explosivos detectados por técnicas neutrônicas	12
3.4	Plasma e ordens de grandezas	33
3.5	Séries radioativas	38
4.1	Queda de tensão (ΔV_0)	63
4.2	<i>Ripples</i> (δV)	63
4.3	Tensão máxima (V_0 máx)	64
4.4	Comparação dos dados obtidos via método analítico e simulações	67
4.5	Potenciais aplicados	73
4.6	Descrição do materiais empregados no projeto do gerador	95

Sumário

Agradecimentos	ix
Lista de Abreviações	xiii
Resumo	xv
Abstract	xvii
Lista de Figuras	xix
Lista de Tabelas	xxv
1 Introdução	1
2 Objetivos e Motivações	3
2.1 Objetivos	3
2.2 Motivação	3
3 Estado da Arte	5
3.1 Conceitos e Aplicações de Geradores Neutrônicos	5
3.1.1 Aspectos gerais	5
3.1.2 Aplicações	9
3.2 Considerações em Plasma	16
3.2.1 Definição	16
3.2.2 Produção de Íons no Plasma	16
3.2.3 Propriedades Térmicas	18
3.2.4 Propriedades Elétricas	21
3.2.5 Propriedades Magnéticas de Plasma	25
3.2.6 Formação de plasma	30
3.2.7 Plasmas e ordem das grandezas	33

3.3	Conceitos sobre a extração de íons	34
3.3.1	Definições	34
3.3.2	Extração iônica	35
3.3.3	Fundamentos da formação de íons no sistema de extração	35
3.4	Considerações em geração de radioisótopos	38
3.4.1	Introdução	38
3.4.2	Geradores de radioisótopos oriundos de um “pai” radioativo	39
3.4.3	Geração de radioisótopos na presença de uma fluência de nêutrons	42
3.4.4	Rotas e considerações tecnológicas da transmutação nuclear	44
3.5	Considerações sobre Simulações	48
3.5.1	Simulações eletromagnéticas	48
3.5.2	Simulações nucleares	49
4	Métodos e Resultados	51
4.1	Aspectos do Projeto de Geradores de Nêutrons	51
4.2	Campos Eletromagnéticos no Plasma	51
4.2.1	Métodos e modelagem	51
4.2.2	Considerações finais	56
4.3	Suprimento de Alta Tensão via Gerador em Cascata	57
4.3.1	Introdução	57
4.3.2	Considerações de projeto e simulação	57
4.3.3	Estudo da variação dos parâmetros do circuito	59
4.3.4	Cockroft-Walton de 20 estágios	64
4.3.5	Análises e conclusão do circuito multiplicador de 20 estágios	65
4.4	Eletrodos Extratores	68
4.4.1	Considerações finais	72
4.5	Gerador de Neutrôns Unidirecional	73
4.5.1	Simulações de feixe único	73
4.5.2	Proposta de configuração baseada em múltiplos feixes unidirecionais	74
4.5.3	Rendimento neutrônico e blindagem	75
4.5.4	Considerações finais	77
4.6	Células Fusoras Transmutadoras Isotópicas	78
4.6.1	Célula Linear Transmutadora Isotópica	79
4.6.2	Célula Toroidal Transmutadora Isotópica	82
4.6.3	Célula Cilíndrica Transmutadora Isotópica	85
4.6.4	Célula Hemisférica Fusora Transmutadora Isotópica	88

4.6.5	Avaliações e resultados das CFTIs	90
5	Conclusões	111
	Referências Bibliográficas	113

Capítulo 1

Introdução

Nêutrons possuem carga elétrica desprezível [Carlsmith, 2012] e, assim, não experimentam, potencialmente, campos eletromagnéticos. Com isso, quando penetram na matéria, eles colidem diretamente com o núcleo, produzindo interações singulares. Nesse processo, o núcleo pode espalhar ou absorver nêutrons e, conseqüentemente, produzir um núcleo composto que posteriormente decai, podendo emitir nêutrons, partículas carregadas, fótons gama, neutrinos ou anti-neutrinos ou mesmo outros núcleos [Turner, 2007; Lamarsh & Baratta, 2007]. Essas interações conduzem a resultados valiosos que são a chave para aplicações em áreas como meio ambiente, saúde e indústria [Anderson et al., 2009].

O processo de produção neutrônica por meio de aceleradores compactos de partículas é tema de grande interesse. Dispositivos baseados em aceleradores fornecem vantagens em relação às outras fontes geradoras de nêutrons; como exemplo: a portabilidade do sistema, um projeto compacto e a possibilidade de interrompimento da emissão radioativa no momento de interesse.

O projeto base de um gerador de nêutrons portátil compreende um acelerador, um reservatório para controle e contenção de gás, uma fonte iônica e de plasma, para produzir íons e conseqüentemente definir um feixe, e um eletrodo alvo carregado com deutério (^2H) ou trítio (^3H). Geralmente, a fonte iônica define um feixe de íons extraído de um plasma através de um sistema de eletrodos. Posteriormente os íons de deutério ou trítio, chamados de dêuteron (d) e trítion (t), respectivamente, são acelerados em direção a um alvo de metal, carregado com deutério e/ou trítio, onde ocorrem as reações provedoras de nêutrons.

Feixes de nêutrons são introduzidos em aplicações diversas. Como exemplo, arqueólogos e geólogos empregam feixes de nêutrons rápidos na irradiação de amostras de rochas para datação geocronológica [Nordlund et al., 2001; Kasatkin et al., 1971; Garrison, 1989]. Em química analítica, técnicas de análises por ativação neutrônica são utilizadas para determinar a concentração dos elementos químicos, utilizando espectrometria por gama instantâneo [Révay et al., 2011; Molnar, 2004; Hancock, 1976]. Na indústria aeroespacial, a radiografia por nêutrons consiste na avaliação não destrutiva, incluindo a análise de corrosão, fendas, danos de impacto, objetos estranhos e defeitos de fabricação [Dance, 1976]. Em aeroportos e nas fronteiras, técnicas não invasivas de inspeção por feixes de nêutrons rápidos são aplicadas para dificultar o contrabando de drogas, explosivos, materiais nucleares entre outros tráficos [Chichester et al., 2007; Eberhardt et al., 2005; Nunes et al., 2002]. Em hospitais, nêutrons são utilizados em radioterapia, geração de imagem e de forma paliativa na radioterapia para redução de dor [Kehayias et al., 1999; Koivunoro et al., 2004; Kimura et al., 2009]. Nêutrons rápidos também são usados como radiação primária para teleterapia [Gallion et al., 1987], enquanto nêutrons epitérmicos são direcionados ao tratamento de glioblastoma multiforme [Kawabata et al., 2003]. Em pesquisas focadas em ciências básicas [Akkurt et al., 2005; Przybylowicz et al., 1969], físicos, químicos, cientistas de materiais e biólogos usam técnicas de difração por nêutrons para encontrar solução para uma variedade de desafios [Wilson, 2000]. Em indústrias de carvão, análises neutrônicas permitem a avaliação do conteúdo energético do enxofre no carvão e, também, a determinação da fração de carvão que não é hidrocarboneto e permanecerá como cinza após a combustão [Araujo, 2010].

Uma aplicação de feixes de nêutrons de extremo interesse se pauta na transformação do núcleo atômico, que atualmente é concebida em reatores nucleares e aceleradores de grande porte. Neste contexto, esta tese apresenta temas na física e tecnologia de geradores de nêutrons, reportando aprimoramentos, fundamentados em modelos semi-empíricos, cálculos, simulações eletromagnética e nucleares, e um novo conceito de transmutador nuclear.

Capítulo 2

Objetivos e Motivações

2.1 Objetivos

O objetivo desta tese é apresentar desenvolvimentos de projetos geradores de nêutrons, suportados por modelamentos matemáticos e por simulações eletromagnéticas e neutrônicas, e apresentar inovações que configurem dispositivos transmutadores de núclídeos, baseando-se nessa tecnologia.

De forma específica, os objetivos são: avaliar o comportamento do campo elétrico e magnético no interior de uma câmara de plasma alimentada por radiofrequência; apresentar um sistema multiplicador de tensão, com entrada de 10 kV e capaz de suprir geradores que apliquem diferenças de potenciais de até 200 kV; otimizar o sistema de extração iônica de um gerador unidirecional, propor o projeto de um acelerador de dêuterons baseado em múltiplos feixes, concebido por meio de aprimoramentos geométricos avaliados por simulações eletromagnéticas, estimar o rendimento neutrônico desse gerador, realizar simulações nucleares de transporte no sistema unidirecional; propor configurações de transmutadores isotópicos fundamentados em fontes de nêutrons via aceleradores de dêuterons, apresentando cálculos e simulações eletromagnéticas e nucleares para verificar a viabilidade dos projetos.

2.2 Motivação

Geradores de nêutrons representam uma tecnologia capaz de fornecer feixes de nêutrons pulsados para a maioria das aplicações que envolvem nêutrons de fluência moderada e energias de até 14,1 MeV.

A pesquisa e desenvolvimento em geradores neutrônicos não têm sido realizados

no Brasil, apesar de seu potencial de aplicação. Desta forma, no país, há carência em relação às informações referentes ao projeto destes dispositivos.

A transmutação para fins de produção de radioisótopos envolve tecnologias complexas e de alto custo. É notável a forte demanda na área médica por radioisótopos que atualmente são produzidos por ativação neutrônica em reatores nucleares. Existe a perspectiva de que novos projetos de dispositivos compactos transmutadores isotópicos, baseados em geradores de nêutrons e direcionados à produção de radioisótopos, possam suprir essa necessidade.

Capítulo 3

Estado da Arte

3.1 Conceitos e Aplicações de Geradores Neutrônicos

3.1.1 Aspectos gerais

Para aplicações neutrônicas, três fontes primárias estão disponíveis: reatores nucleares, fontes seladas de radioisótopos e aceleradores de partículas com alvos emissores de nêutrons. Reatores nucleares são, certamente, as mais prolíficas fontes de nêutrons [Lewis, 2008]. Entretanto, suas necessidades de elevada infraestrutura civil, complexidade tecnológica e custo têm limitado suas aplicações para outros propósitos além de geração de energia e pesquisa. Fontes de nêutrons provenientes de radioisótopos têm apresentado diversas aplicações e, embora elas sejam ideais para instalações fixas que operem em fluxo contínuo, não são recomendadas para instalações que aplicam nêutrons pulsados, intermitentes ou de forma esporádica [Browne & Firestone, 1986]. Em adição, as fontes de radioisótopos envolvem gerência em segurança e problemas de logística de transporte e armazenamento. Novas preocupações surgiram recentemente em função da necessidade de aumento da segurança física de fontes de radioisótopos, devido a possibilidade de envolvimento em bombas sujas.

O terceiro grupo de fontes de nêutrons é obtido por meio de aceleradores de partículas [Csikai, 1987]. Esses sistemas variam em tamanho e diversidade, incluindo grandes instalações e também pequenas fontes de fotonêutrons. Os aceleradores iônicos, que normalmente são dispositivos herméticos e constituídos por tubos selados, utilizam reações d-d ou d-t, tendo encontrado o mais generalizado uso na indústria e na medicina. As reações de fusão mais aplicadas à produção de nêutrons estão descritas

no sistema de equações 3.1 [Tester et al., 2005]. A seção de choque σ em função da energia, para ambas as reações, é apresentada na Figura 3.1. Os nêutrons são emitidos com energia de 2,45 MeV no caso de fusão d-d e 14,1 MeV em reações d-t [Mills, 1971]. Assim, esses aceleradores, geram nêutrons de 2,5 (d-d) e 14,1 MeV (d-t) [Koivunoro et al., 2004], núcleos de ^3He e de ^4He emitidos com energias de 0,8 e 3,5 MeV, respectivamente [Chichester et al., 2005]. Os nêutrons produzidos a partir de reações d-t são emitidos isotropicamente do alvo, enquanto nêutrons procedentes de reações d-d são levemente gerados na direção do eixo do feixe de íons [Thermo, 2012]. Em ambos os casos, o núcleo de hélio é emitido precisamente no sentido oposto ao nêutron.

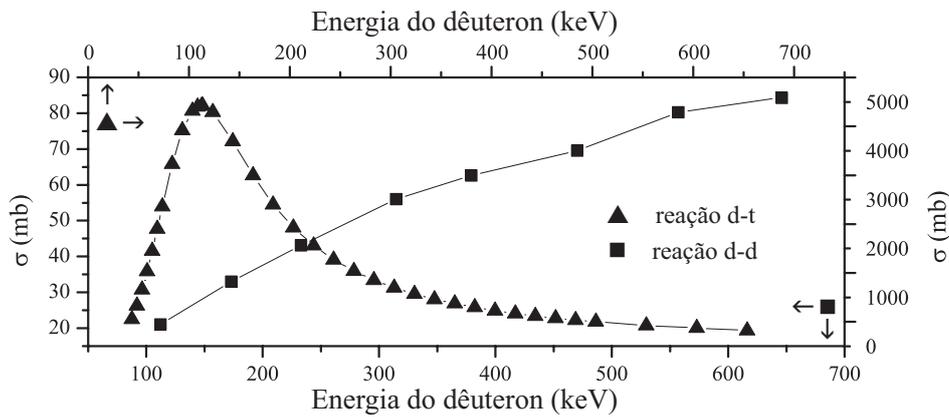


Figura 3.1. Seção de choque de produção neutrônica para alvos de ${}^2\text{H}$ (construída por meio de dados experimentais de Leonard et al. 2006) e ${}^3\text{H}$ (construída por meio de dados experimentais de Stewart & Hale 1975) bombardeados com dêuterons.

Vários desses geradores têm sido construídos nas últimas cinco décadas, sendo que o número e variedade de suas aplicações estão em constante crescimento. O projeto basal de um gerador de nêutrons é apresentado na Figura 3.2. Este representa um acelerador compacto sendo não muito diferente de outros aceleradores de partículas. O gerador é constituído de uma fonte para produzir íons carregados positivamente, de uma ou mais estruturas para acelerar os íons, de um alvo constituído de hidreto metálico carregado com deutério, trítio ou uma mistura de ambos e de um reservatório de controle de gás, também feito de um material constituído de hidreto metálico. Uma das fontes de íons empregadas em geradores de nêutron é baseada em um catodo frio, ou fonte de íons Penning, que é derivada da armadilha de Penning usada em calibre de

íons Penning [Das & Shyam, 2008]. Essa fonte consiste de um anodo oco cilíndrico com placas de catodo em forma de cilindro. Um ímã permanente externo é arranjado para gerar um campo coaxial de algumas centenas de Gauss. A fonte iônica e o acelerador são selados dentro da região onde é criado vácuo. O isolamento de alta-tensão entre os elementos ópticos do tubo é fornecido por cerâmicas e/ou vidros.

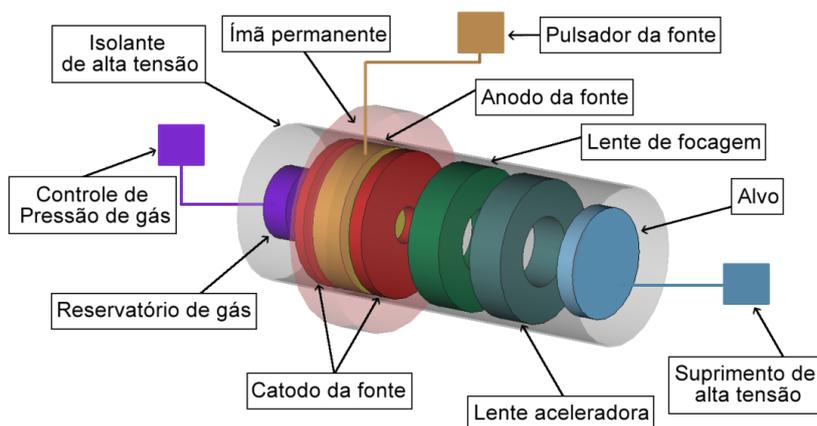


Figura 3.2. Projeto esquemático de um gerador de nêutrons de tubo selado com uma fonte de íons Penning. Modificada de [Araujo & Campos, 2010].

Quando o gás de deutério ou trítio é introduzido dentro do anodo a uma baixa pressão na ordem de mTorr, o campo elétrico entre o anodo e o catodo ioniza o gás. O confinamento elétrico é estabelecido nesse plasma devido à orientação dos campos elétrico e magnético que forçam o elétron a oscilar para trás e para frente entre as placas do catodo em trajetórias helicoidais. Alguns elétrons de baixa energia são perdidos e colidem com o anodo, o que cria mais elétrons secundários, consequentemente mais elétrons permanecem presos e ionizam um maior número de moléculas de gás para sustentar o plasma. Os cátions não são similarmente presos e quando eles colidem com o catodo, também liberam elétrons secundários que adentram o plasma e ajudam a sustentá-lo. Tais íons, entretanto, podem escapar da câmara dentro da seção de aceleração do tubo através de uma abertura no centro de um dos catodos, chamado catodo de saída. Outros tipos de fontes iônicas também estão disponíveis, incluindo fontes de catodo quente, magnétons e principalmente fontes de íons de rf, que são aplicadas à maioria dos geradores de nêutrons contemporâneos. O uso de tensão de rf para gerar plasma data de antes de 1940 [Thonemann et al., 1948]. Fontes de íons alimentadas por rf oferecem uma vantagem de poder operar com qualquer tipo de alimentação a gás. Por essa razão, tais fontes têm encontrado aplicações importantes em plasma, em feixes de íons reativos e em feixes de íons dopantes. Fontes iônicas baseadas em rf também são úteis quando há demanda de operação de longa vida ou produção de

plasma líquido. Dessa forma, são de interesse em indústrias de semicondutores [David C. Ingram & Kayani, 2001], além das aplicações em aceleradores de partículas. Nesse tipo de fonte, uma descarga é formada em uma câmara preenchida com gás a pressão na faixa de 10^{-3} a 10^{-2} Torr. A potência de rf de centenas a milhares de watts é tipicamente necessária para estabelecer uma descarga estável. A frequência da rf utilizada, normalmente, varia de poucos a dezenas de mega-hertz. Existem duas formas em que uma descarga de gás a baixa pressão pode ser excitada pela rf: (a) uma descarga entre duas placas paralelas ou eletrodos transversais em que é aplicada uma diferença de potencial alternada (descarga capacitiva acoplada) e (b) uma descarga gerada pela indução de uma bobina (descarga indutivamente acoplada), que é a modalidade mais frequentemente aplicada a geradores neutrônicos. As fontes baseadas em rf podem ser operadas com um segundo tipo de descarga. Nesse caso, um campo elétrico azimutal é gerado pelo campo magnético alternado na região de descarga. Os elétrons presentes no volume de gás são excitados dentro do volume de plasma pela oscilação do campo elétrico de rf. A Figura 3.3 apresenta uma câmara de plasma constituinte de uma fonte iônica alimentada por rf.

Métodos construtivos usados na composição de tubos de nêutrons selados incluem técnicas de adesão tais como soldadura, brasagem de metal, brasagem de cerâmica para metal e selos de vidro para metal. Materiais usados em sistemas aceleradores incluem vidro, cerâmicas, cobre, ferro, diferentes ligas de aço inoxidável e Kovar (Ni-Co-Fe) [Chichester & Simpson, 2012]. Considerando que há emissão de partículas ionizantes, é necessário um sistema de blindagem envolvendo o gerador. Uma configuração típica de blindagem é apresentada na Figura 3.4.

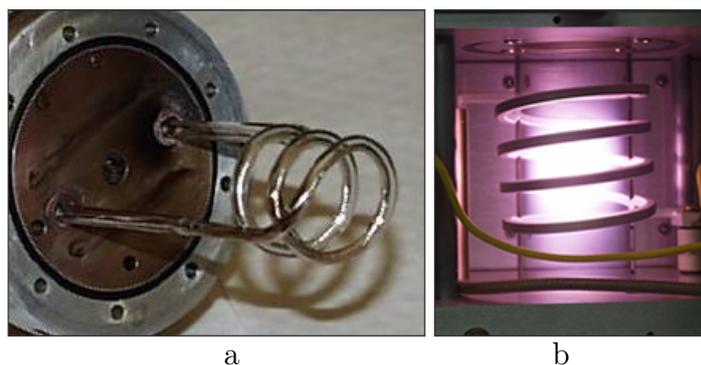


Figura 3.3. Fonte de íons com (a) antena interna [Steve, 2013] e (b) externa [Manitou, 2013].



Figura 3.4. Arranjo de um sistema de blindagem de um gerador neutrônico. (a) gerador envolvido e (b) abertura para o feixe de irradiação. Modificada de [Adelphi, 2012].

3.1.2 Aplicações

◇ Industriais

Os geradores de nêutrons baseados em aceleradores lineares são usados para muitos propósitos industriais (Tabela 3.1) e comercializados por diversas empresas (Tabela 3.2).

Desde o desenvolvimento desses primeiros sistemas, aplicações têm sido centradas na detecção e quantificação da composição elementar em uma variedade de materiais com o objetivo de melhorar o processo de eficiência e controle. Normalmente, sistemas baseados em geradores neutrônicos podem fornecer essa informação mais rapidamente do que técnicas tradicionais. Pelo fato dos nêutrons rápidos terem uma larga faixa efetiva de penetração na maioria dos materiais, correspondendo a várias dezenas de centímetros, técnicas analíticas que utilizam nêutrons para estudos de materiais têm vantagens significativas sobre outras técnicas de pesquisa. Isso é notável onde a coleta e preparação de amostras é um problema, bem como quando as amostras são dificilmente obtidas ou não são representativas. O uso de geradores de nêutrons apresenta uma vantagem adicional em ensaios de rejeitos nucleares ou na detecção de explosivos, onde o não contato, a não destruição e a capacidade de medidas remotas exigem técnicas de análises por meios neutrônicos.

As aplicações industriais mais avançadas de geradores de nêutrons com aceleradores compactos estão na indústria do petróleo, que tem experiência de cerca de 50 anos com esses dispositivos. Estas sondas, ou dispositivos de análise por

Tabela 3.1. Algumas aplicações de geradores compactos de nêutrons

<i>Área geral</i>	<i>Aplicações específicas</i>
Medidas geofísicas	Mapeamento de minerais de mina e análise Exploração de petróleo Mapeamento de minerais de pedreira e análise Exploração de urânio
Controle de processos industriais	Controle do processamento de cimento Análises de qualidade de carvão Análises de espessura de parede de forma não invasiva
Médicas	Ativação de sementes em braquiterapia Avaliação da composição química do corpo humano Estudos de nutrição e dieta Terapia de captura de nêutrons pelo boro Sinovectomia
Segurança	Detecção e identificação de materiais nucleares Detecção de mina terrestre Inspeção de explosivos Inspeção de armamento sem detonação
Pesquisa	Fontes de nêutrons rápidos para instrumentação Fontes de calibração para instrumentação Susceptibilidade de componentes eletrônicos Análise de fluxo hidráulico e termohidráulico Análises em reatores nucleares Radiografia de nêutrons
Meio ambiente	Análise de rejeitos nucleares Quantificação de carbono no solo Conservação e recuperação de fontes radioativas

nêutrons, atingem, em formações rochosas, profundidades mais extensas do que a maioria das outras técnicas e, conseqüentemente, permitem que os analistas investiguem regiões mais profundas do que com uma sonda de perfuração. Essa capacidade é especialmente útil quando os poços revestidos podem ser analisados com técnicas baseadas em nêutrons, permitindo medir as propriedades da rocha por trás de um invólucro de aço [IAEA, 2012].

As sondas baseadas em feixes de nêutrons, inicialmente, empregaram detectores de nêutrons térmicos preenchidos com gás para medir a intensidade de nêutrons térmicos que decaem ao longo do tempo. Considerando a alta seção de choque para absorção de nêutrons térmicos do cloro de 33 b versus 0,33 b do hidrogênio [Smith et al., 1988] e subseqüentes melhoramentos na eficiência de detecção, os analistas começaram a usar medidas de decaimento de nêutrons térmicos para

Tabela 3.2. Fabricantes de tubos de nêutrons com aceleradores compactos

<i>País</i>	<i>Fabricante</i>	<i>Foco Primário</i>
Estados Unidos	Baker Hughes, Inc.	Campo petrolífero
	Halliburton Co.	Campo petrolífero
	Schlumberger Ltd.	Campo petrolífero
	Thermo Electron Corp.	Todas as aplicações comerciais
Russia	All-Russia Research	Todas as aplicações militares e comerciais
França	Eads Sodern	Todas as aplicações militares e comerciais

distinguir hidrocarbonetos de água salina em formações subterrâneas. Ferramentas para essas medidas operam tipicamente a 1000 pulsos por segundo, com cada pulso de 100 μs seguido por uma pausa de 900 μs para o próximo pulso [Thermo, 2012]. Esse atraso permite tempo suficiente para que os nêutrons rápidos de cada pulso se tornem completamente termalizados e absorvidos. Nesta absorção, há emissão de fótons gama. Os detectores de fótons são mais usados nessas ferramentas, pois medem a intensidade do feixe versus tempo, que é proporcional à intensidade e ao número de nêutrons térmicos absorvidos e remanescentes [Torkzadeh & Manouchehri, 2006].

◇ Análises de materiais

Um mercado importante e em crescimento para geradores de nêutrons é a análise não destrutiva de materiais *in locus*. Com a vantagem de aprimoramentos recentes no desempenho de geradores de nêutrons, onde o tempo de duração operacional típico foi estendido de centenas para milhares de horas, empresas têm construído sistemas comerciais para análise em tempo real de materiais tais como cimento e carvão [Womble et al., 2005] que se deslocam sobre correias transportadoras. Esses sistemas mais recentes operam, tipicamente, com análises de ativação de ambos os nêutrons, rápidos e térmicos, para medida do conteúdo elementar dos principais constituintes da amostra e o relacionamento estequiométrico para converter a informação elementar em ensaios químicos.

Em indústrias de cimento, essa informação permite obter uma melhor mistura de materiais brutos antes do processamento e da verificação da uniformidade química do produto final. Em indústrias de carvão, medidas em tempo real auxiliam na avaliação do conteúdo energético disponível do enxofre no carvão para determinar a fração de carvão que não é hidrocarboneto e permanecerá como cinza depois da combustão. Embora os sistemas geradores de nêutrons não necessariamente forneçam vantagens analíticas sobre sistemas baseados em radioisótopos, eles

encontraram um uso especial entre clientes que são sensíveis à segurança em termos de proteção radiológica e questões de segurança relacionadas ao uso de fontes radioativas.

◇ Segurança

Programas de pesquisa e desenvolvimento em vários laboratórios, universidades e empresas privadas avaliam sistemas baseados em geradores de nêutrons para detecção de explosivos, armas químicas e materiais nucleares. Os objetivos desses projetos incluem o desenvolvimento de sistemas de sensores para segurança nas fronteiras, inspeção de carga em linhas aéreas e a primeira resposta na investigação de pacotes desconhecidos.

Pesquisas em geradores de nêutrons têm despertado bastante interesse na detecção de explosivos em aeroportos, principalmente os descritos pela Tabela 3.3, após os atentados de 11 de setembro de 2001 em Nova Iorque, EUA. Equipamentos convencionais de raios X detectam somente a forma e densidade dos objetos. Quando explosivos são envolvidos por materiais leves ou em forma líquida, aparelhos de raios X podem falhar na detecção dos mesmos, devido à atenuação de fótons ser uma função crescente em relação ao número atômico.

Tabela 3.3. Explosivos detectados por técnicas neutrônicas

<i>Explosivo</i>	<i>Composição elementar</i>
ANFO	45% H, 8% C, 19% N, 28% O
Pólvora	75% KNO ₃ , 15% C, 10% S
C4	33% H, 21% C, 23% N, 23% O
Dinamite	41% H, 10% C, 18% N, 31% O
PETN	28% H, 17% C, 14% N, 41% O
RDX	28.57% H, 14.29% C, 28.57% N, 28.57% O
Semtex H	36% H, 23% C, 18% N, 23% O
Pólvora sem fumaça	26% H, 22% C, 11% N, 41% O

Características singulares da interação de nêutrons permitem distinguir elementos distintos com diferentes taxas de reação. Nêutrons também podem induzir radiações secundárias características, que podem ser usadas na determinação de elementos e compostos, como mostrado na Figura 3.5. Uma aplicação é apresentada na Figura 3.6. Nesta, um ensaio de imageamento neutrônico revela nitrato de amônia, jornal, ureia e placas de aço no interior de uma mala.

A título de comparação de imageamento por nêutrons e raios X, apresenta-se a Figura 3.7. Notam-se elementos escuros apresentados na Figura 3.7 a, obtida

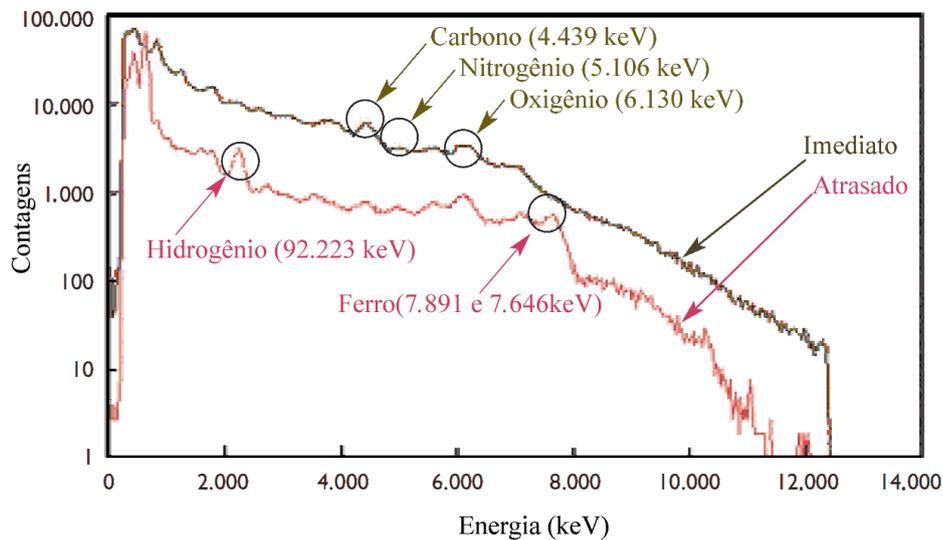


Figura 3.5. Análise de um projétil de 122 mm preenchido com explosivos. Um espectro de raios gama tomado durante um pulso de nêutrons (verde) revela características do carbono, nitrogênio e picos de oxigênio, enquanto o espectro de raios gama tomado entre pulsos (laranja) revela picos de hidrogênio e ferro. Modificada de [Vourvopoulos & Womble, 2001].

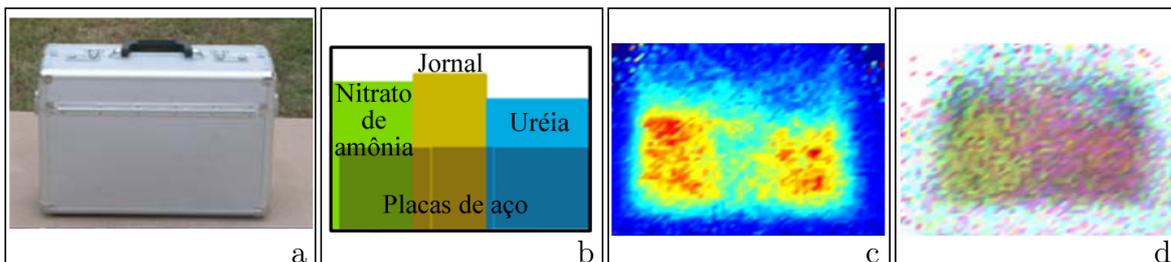


Figura 3.6. Uma mala (a) contendo um jornal, nitrato de amônia, placas de aço e ureia (b). Essa mala é examinada com um gerador de nêutrons pulsado para geração de imagem por partículas neutras, que produz um esboço bidimensional de densidade mássica (c) e um espectro amarelo característico do nitrato de amônia (d). Modificada de [Thermo, 2012].

por raios X, que são causados por componentes metálicos, estes, são quase transparentes aos nêutrons. Os componentes escuros na Figura 3.7 b, obtida por nêutrons, são devido às estruturas constituídas de plástico, que por sua vez são quase transparentes aos raios X.

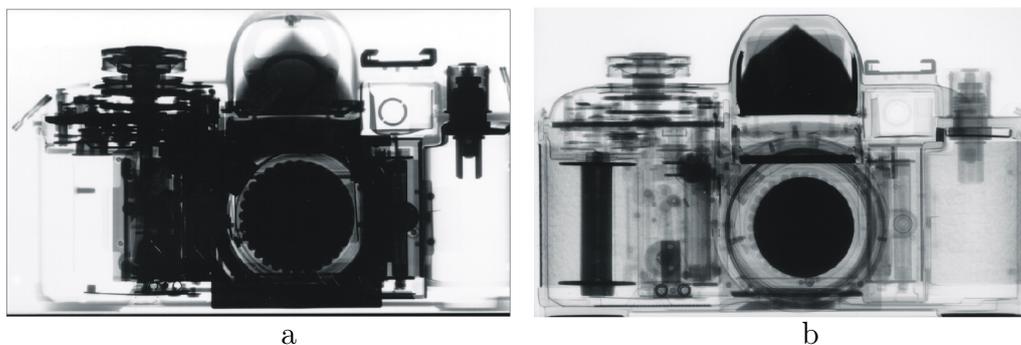


Figura 3.7. Imagiamento por (a) raios X e (b) nêutrons. Modificada de [UC-DAVIS, 2014].

◇ Artes e Arqueologia

Objetos artísticos e artefatos arqueológicos são materiais altamente valiosos que, por conseguinte, tornam as análises por meio de técnicas destrutivas inviáveis [Kardjilova et al., 2006]. Avaliações por ativação neutrônica de gama “pronto” e a aplicação de técnicas por espalhamento inelástico se tornam interessantes para estes objetos preciosos, devido a elas não serem destrutivas e apresentarem grande poder de penetração. Em função da fraca atenuação de nêutrons de alta energia e a radiação gama, estes métodos não são sensíveis a forma da amostra ou qualquer embalagem, mesmo coberta pelo solo ou ferrugem. As amostras não precisam de preparação antes das medidas, fator de alta importância no caso destes objetos.

Medicina

Uma aplicação de geradores de nêutrons está na avaliação da composição do corpo humano. Técnicas analíticas envolvendo feixes neutrônicos permitem medidas de quantidades de carbono, oxigênio, cálcio, potássio, cloro, sódio, fósforo e hidrogênio no corpo através de colisões inelásticas. Esses dados são usados para avaliar a quantidade total de gordura no corpo [Ryde et al., 1998]. Essas informações são adequadas para examinar a saúde dos indivíduos em relação à obesidade, envelhecimento, doenças cardiovasculares e a quantidade de energia armazenada na gordura, bem como o estudo da eficácia nutricional de diferentes dietas ou monitoramento de doenças no sistema esquelético.

Devido à alta seção de choque do boro para interação de nêutrons térmicos, análises abaixo de microgramas podem ser estudadas. A reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ é usada para a terapia de captura de nêutrons pelo boro (BNCT) sendo que a emissão das partículas alfa determinam um fator decisivo para tratar células tumorais de forma seletiva. Resultados satisfatórios em tratamentos que empregam a BNCT para tumores cerebrais em diversos centros radioterápicos foram reportados [Yonezawa et al., 1996; Kawabata et al., 2009; Wagner et al., 2012].

3.2 Considerações em Plasma

3.2.1 Definição

À medida que a temperatura de um material aumenta, podem ocorrer transformações de estado; como exemplo de sólido para líquido e em seguida para gasoso. Neste, quando se eleva ainda mais a temperatura, um número significativo de átomos gasosos é ionizado e, assim, um estado gasoso de alta temperatura é alcançado, no qual o número de íons e elétrons é praticamente o mesmo e a neutralidade de carga é satisfeita em escala macroscópica. Quando íons e elétrons se movem, eles interagem por forças Coulombianas, que são de longo alcance e decaem com o inverso do quadrado da distância entre as partículas carregadas. Neste contexto, o fluxo de corrente resultante devido ao movimento dessas partículas e as interações de Lorentz se tornam relevantes; então, muitas partículas interagem umas com as outras e vários movimentos coletivos ocorrem no estado gasoso. De fato, as partículas carregadas estão acopladas pelos seus campos elétricos e magnéticos auto-gerados e auto-consistentes. O conceito “plasma” é usado para designar este estado. Assim, define-se plasma como o quarto estado da matéria, consistindo de partículas positivas e negativas; compondo, praticamente, um arranjo com neutralidade elétrica. A palavra “plasma” foi introduzida por Langmuir 1928 e tem origem Grega, $\pi\lambda\sigma\mu\alpha$, significando “algo formado” [Goldston & Rutherford, 1995].

A maioria da matéria visível em nosso universo está no estado de plasma. Exemplos de plasmas na natureza são estrelas como o sol, que tem uma temperatura de cerca de 15 milhões de graus. Sua superfície, a fotosfera, irradia a uma temperatura de 6000 K e a coroa solar, a mais de um milhão de graus [Clayton, 1984; Kippenhahn & Weigert, 1994; Green & Jones, 2004; Zirin, 1988]. A parte externa da atmosfera da Terra é constituída de plasma, como, por exemplo, a ionosfera e o cinturão de Van Allen na magnetosfera.

Plasmas são essenciais em fontes iônicas, proporcionando uma maneira simples de criar e controlar feixes de íons. Nesta tese, os modelos propostos de dispositivos geradores neutrônicos propoem empregar fontes induzidas por radiofrequência. Esta seção introduz conceitos e considerações em física de plasma.

3.2.2 Produção de Íons no Plasma

A maioria dos íons positivos de plasmas produzidos em laboratório são criados por meio do bombardeamento de gases neutros por elétrons energéticos. A condição basal para ionização é que a energia cinética (E_e) da partícula ionizante seja maior que a

energia de ligação do elétron atômico que irá interagir com ele. A equação 3.2 expressa essa relação.

$$E_e > q_e \phi_i, \quad (3.2)$$

onde ϕ_i é o primeiro potencial de ionização da ligação do átomo neutro e q_e é a carga do elétron.

A Figura 3.8 apresenta o valor de ϕ_i para os dez primeiros elementos da Tabela Periódica. Este varia entre 5 e 25 eV. A probabilidade da ionização por impacto eletrônico varia em função da energia do elétron incidente. A seção de choque de ionização começa de zero, quando a energia de ionização do elétron é igual ao potencial de ionização, e tem um máximo quando a energia é cerca de 2 a 4 vezes a primeira energia de ionização [Kim & Rudd, 1994; Torres et al., 2001].

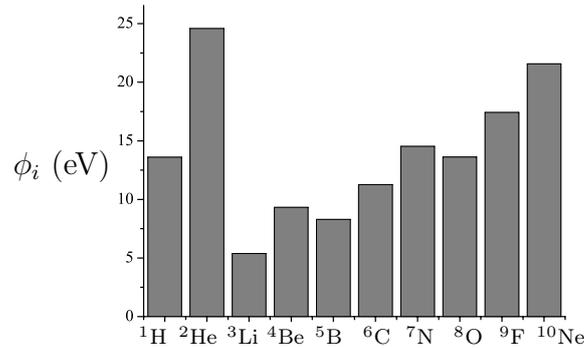


Figura 3.8. Primeiro potencial de ionização [Science & Technology, 2012] dos dez primeiros elementos da Tabela Periódica.

Nesse contexto, define-se como percurso livre médio (ou livre caminho médio) λ à distância média ou espaço médio percorrido entre duas colisões sucessivas de um elétron, como apresenta a equação 3.3 [Loeb, 2004].

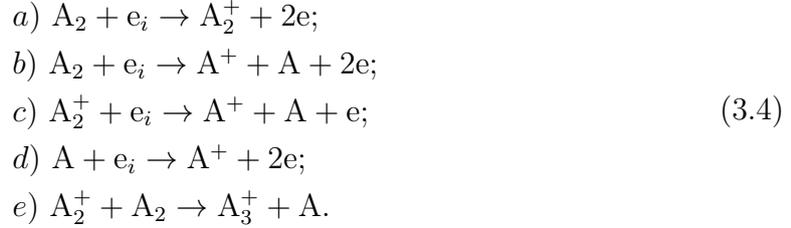
$$\lambda = \frac{1}{\eta\sigma} = \frac{\kappa_B T}{p\sigma} \quad (3.3)$$

sendo η a densidade do gás neutro, σ a seção de choque para ionização, T a temperatura do plasma, p a pressão do gás neutro e κ_B a constante de Boltzmann.

Considerando um gás de hidrogênio, cujo elétron possui uma energia média de 60 eV, que se associa a uma seção de choque para ionização de 10^{-16} cm^2 [Kim & Rudd, 1994], e com uma pressão de 10 mTorr, encontra-se o livre caminho médio de 30 cm para o elétron. Esta é uma grande dimensão para a maioria das fontes de íons e indica que é necessário um bom confinamento de elétrons para produzir e manter um plasma de hidrogênio a uma baixa pressão de descarga. A pressões mais altas, o livre caminho

médio de um elétron ionizante diminui e o estado de plasma se torna mais fácil de ser alcançado e mantido.

No caso de um gás molecular, diatômico, as rotas possíveis para ionização são descritas pelo sistema 3.4



onde e_i representa o elétron responsável pela iônização e A_2 a molécula gasosa.

Se a pressão do gás é elevada, as reações (a) e (e) favorecem a produção de íons A_3^+ . Com maior fornecimento de potência ao gás, os íons A_3^+ são facilmente quebrados em A^+ e A_2^+ . A produção de íons mais leves são favorecidas a baixas pressões [Lebedev & Polak, 1999].

3.2.3 Propriedades Térmicas

◇ Temperatura

A energia cinética de partículas de um plasma em equilíbrio térmico segue a distribuição de Maxwell [Laurendeau, 2005], como apresentado na equação 3.5.

$$f(v_x, v_y, v_z) = \sqrt{\left(\frac{m}{2\pi\kappa_B T}\right)^3} e^{-\frac{1}{2}m\frac{v_x^2+v_y^2+v_z^2}{\kappa_B T}}, \tag{3.5}$$

sendo m a massa da partícula e v_x , v_y e v_z as componentes da velocidade. A energia média de partículas de plasma pode ser calculada pela equação 3.6,

$$\bar{E} = \frac{3}{2}\kappa_B T, \tag{3.6}$$

que é dividida em três graus de liberdade, x , y e z , como apresenta a equação 3.7.

$$\bar{E}_x = \bar{E}_y = \bar{E}_z = \frac{1}{2}\kappa_B T. \tag{3.7}$$

Se um gás está à temperatura T (K), a velocidade quadrática média v_{RMS} de uma partícula em movimento térmico é determinada pela equação 3.8.

$$\frac{mv_{RMS}^2}{2} = \frac{3\kappa_B T}{2}, \tag{3.8}$$

onde κ_B é a constante de Boltzmann, sendo que $\kappa_B T$ representa a energia térmica, dada em joule (J), considerando que as unidades MKSA¹ tenha sido utilizadas. Elétron-Volt (eV) é uma unidade conveniente em física de plasma, onde a temperatura correspondente a energia térmica de 1 eV é $1,16 \times 10^4$ K ($= q_e/\kappa_B$). A título de ilustração, mesmo que a energia necessária para ionizar o átomo de hidrogênio seja 13,6 eV e a energia térmica (energia média) do gás hidrogênio sendo 1 eV, que se associa a $T \approx 10^4$ K, existe um pequeno número de elétrons com energia maior do que 13,6 eV que ioniza o gás, convertendo-o em um plasma de hidrogênio.

A temperatura de um plasma é um conceito interessante, pois íons e os elétrons têm a sua distribuição Maxwelliana própria e, portanto, de temperatura. A frequência de colisão entre elétrons é maior que entre elétrons e íons e, portanto, a distribuição térmica de íons e elétrons nunca chega a um equilíbrio de distribuição. Na presença de campo magnético, mesmo espécies constituídas de um mesmo tipo de partícula podem ter duas componentes diferentes de temperatura, correspondentes as componentes paralelas e transversais do campo magnético.

◇ Grau de Ionização

O grau de ionização de um plasma (g_i) é definido pela razão da densidade de íons e partículas neutras. Uma estimativa do grau de ionização para um plasma, que está em equilíbrio térmico, pode ser obtido pela equação de ionização de Saha [Kingdon & Langmuir, 1923]:

$$g_i = \frac{\eta_i}{\eta_n} \approx 2,4 \times 10^{15} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{\eta_i} e^{\frac{-\phi_i}{\kappa_B T}}, \quad (3.9)$$

em que η_i e η_n representam as densidades [cm^{-3}] de íons e partículas neutras, respectivamente, T a temperatura [K] e ϕ_i é a energia de ionização do íon [eV]. A Figura 3.9 apresenta o grau de ionização de um gás de hidrogênio puro em função da temperatura.

¹metro, kilograma, segundo e ampère.

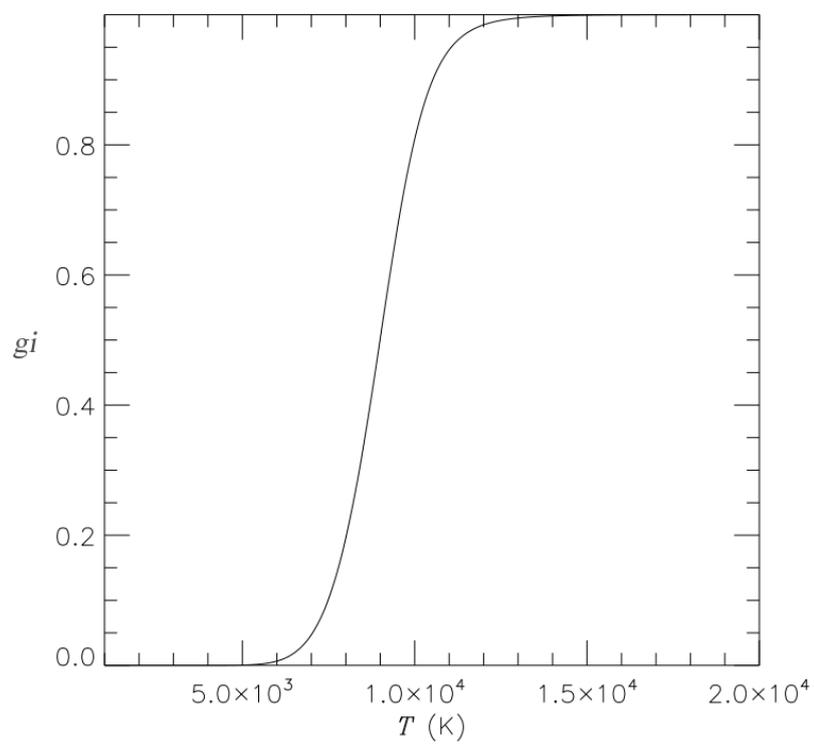


Figura 3.9. Grau de ionização de um gás de hidrogênio puro em função da temperatura [Astro, 2014].

3.2.4 Propriedades Elétricas

◇ Blindagem Debye

Uma das propriedades mais importantes de um plasma é a blindagem de todas as cargas por uma nuvem de partículas carregadas, a blindagem Debye. Sua típica escala espacial, o comprimento Debye λ_D , é unidimensionalmente estimada, em x , por uma equação da energia potencial associada a separação de cargas, $U_p = e\phi(\lambda_D)$, onde ϕ representa a função potencial, sobre uma distância λ_D com energia cinética igual a $1/2 \kappa_B T$. Nessa aproximação, o campo elétrico $E(x)$ em um plasma de hidrogênio, por exemplo, com $\eta_e = \eta_i = \eta$, onde η_e correspondem ao número de elétrons por unidade de volume, é obtido por: $\nabla E = \eta/\epsilon = \eta q_e/\epsilon \approx \frac{E(x)}{x}$; onde ϵ é a permissividade elétrica. Assim, a energia potencial resulta em:

$$U_p = q_e \phi(\lambda_D) = q_e \int_0^{\lambda_D} E(x) dx = q_e \int_0^{\lambda_D} \frac{\eta q_e x}{\epsilon} dx = \frac{\eta q_e^2 \lambda_D^2}{2\epsilon}. \quad (3.10)$$

Isolando λ_D , obtém-se:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon \kappa_B T}{\eta q_e^2} \right). \quad (3.11)$$

A solução da equação de Poisson:

$$\Delta \phi = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) = \lambda_D^{-2} \phi, \quad (3.12)$$

fornece o comprimento de onda Debye $\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$, que consiste dos comprimentos Debye de elétrons (índice e) e íons (índice i), tal que:

$$\lambda_{De,i} = \sqrt{\frac{\epsilon \kappa_B T_{e,i}}{\eta_{e,i} e^2}}, \quad (3.13)$$

e a distribuição de potencial se apresenta como segue:

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}}. \quad (3.14)$$

A curva sólida apresentada na Figura 3.10, oriunda da equação 3.14, fornece uma noção do comportamento geral de ϕ em relação a r . Nota-se, nesta, que em escala macroscópica a dimensão L do plasma, com $L \gg \lambda_D$, apresenta a característica de neutralidade.

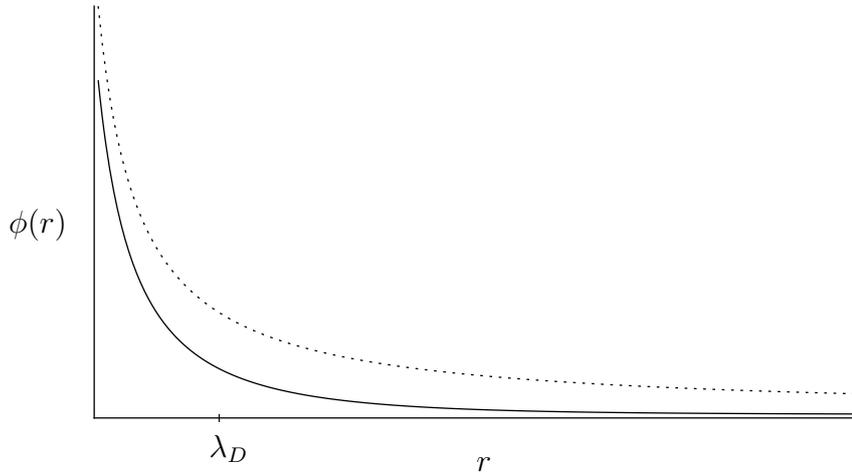


Figura 3.10. Distribuição de potencial para uma partícula carregada no vácuo (linha pontilhada) e em um plasma (linha sólida) em unidades arbitrária.

◇ Parâmetro do Plasma

O parâmetro do plasma N_D descreve o número de partículas em uma esfera Debye. Para um plasma composto simplesmente por íons, como um plasma de hidrogênio ($\eta_e = \eta_i = \eta$), N_D é dado por

$$N_D = \eta \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3. \quad (3.15)$$

Com a distância média entre partículas (raio de Wigner-Seitz) $a = (4\pi\eta/3)^{-1/3}$, o parâmetro do plasma se expressa da seguinte forma:

$$N_D = \left(\frac{\lambda_D}{a}\right)^3. \quad (3.16)$$

Potencial do Plasma

Quando o plasma está contido em um recipiente, as partículas colidem com a superfície do contêiner. O fluxo de elétrons interceptado por essa superfície é maior que o fluxo iônico devido a maior mobilidade de elétrons, pois a velocidade de um elétron é maior que a velocidade iônica pela razão da raiz quadrada de suas massas. A equação 3.17 relaciona a densidade de corrente J que colide com a superfície em função da densidade de partículas η , da carga elétrica q_e e da velocidade v .

$$J = \eta q_e v, \quad (3.17)$$

A corrente de elétrons que colide com as paredes do recipiente é muito maior que a corrente iônica no plasma, assumindo um potencial positivo em relação à parede do recipiente. Ele geralmente é da ordem de 5 - 15 V [Miyazawa et al., 1996] e o recipiente é induzido com algum potencial, sendo que o potencial do plasma flutua próximo a este valor.

◇ Comprimento Landau

O comprimento Landau λ_L é uma escala típica para colisões Coulombianas representando a distância crítica de duas partículas carregadas, para a qual a energia potencial $U_p = Zq_e^2/4\pi\epsilon\lambda_L$ se iguala a energia cinética $E_i = \kappa_B T$ e equivale ao critério de retrodifusão do espalhamento Rutherford (espalhamento de força central), resultando em

$$\lambda_L = \frac{Zq_e^2}{4\pi\epsilon\kappa_B T}. \quad (3.18)$$

Para um íon de hidrogênio, o parâmetro do plasma se relaciona com o comprimento Landau por meio da relação apresentada na equação 3.19.

$$N_D = \frac{\lambda_D}{3\lambda_L}. \quad (3.19)$$

◇ Frequência do Plasma

Quando a neutralidade do plasma é perturbada, as partículas reagem exercendo forças restauradoras para tentar manter o estado de equilíbrio. Estas forças resultam em oscilações de elétrons e íons no plasma. Geralmente o termo frequência do plasma é aplicado à frequência característica com a qual os elétrons estão oscilando, já que as oscilações iônicas são menos importantes devido a sua maior massa e, portanto, menor mobilidade. A equação de movimento de uma camada plana de plasma em uma aproximação linear associa o campo elétrico E a separação x de elétrons de massa m_e ; no caso de oscilações não amortecidas, segue apresentada na equação 3.20.

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = -q_e E = -\frac{\eta_e q_e^2 x}{\epsilon}. \quad (3.20)$$

A frequência total dos elétrons do plasma é calculada pela relação apresentada na equação 3.21.

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{\eta_e q_e}{\epsilon m_e}}, \quad (3.21)$$

sendo a frequência total obtida por meio da equação 3.22.

$$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2. \quad (3.22)$$

A frequência dos íons é apresentada pela equação 3.23.

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{Z^2 q_e^2 \eta_i}{\epsilon m_i}}, \quad (3.23)$$

que pode ser aproximada da frequência de elétrons do plasma devido à grande razão da massa de íons em relação a elétrons.

Com os conceitos apresentados, algumas propriedades básicas de plasma podem ser declaradas como segue:

- Um plasma é quase neutro: $\eta = \eta_e = \eta_i$ (para a carga do íon $Z = 1$);
comumente: $\eta_e = \sum_j Z_j \eta_j$;
- O produto do comprimento de onda Debye λ_{D_e} (λ_{D_i}) e ω_{pe} (ω_{pi}) aproximadamente se iguala a velocidade termal do elétron $v_{t,e} \approx \sqrt{3} \lambda_D \omega_{pe}$ ou a velocidade termal do íon $v_{t,i} \approx \sqrt{3} \lambda_D \omega_{pi}$;
- Plasmas ideais são caracterizados pelas seguintes relações:

$$\begin{aligned} \lambda_D &\ll L; \\ N_D &\gg 1 \text{ ou } \lambda_L \ll \lambda_D; \\ \omega_p \tau &> 1, \end{aligned} \quad (3.24)$$

onde L representa a dimensão do plasma e τ o tempo de colisão entre partículas neutras e íons.

A primeira condição declara que o plasma deve ter dimensão muito maior que o comprimento Debye. A segunda determina o plasma como um agrupamento de muitas partículas carregadas, estas blindadas externamente pela esfera Debye. A última condição expressa a interação Coulombiana como mecanismo dominante em um plasma, quando comparado a partículas neutras, ou seja, o grau de ionização deve ser suficientemente alto, caso contrário, o comportamento do plasma seria governado por colisões entre íons e partículas neutras.

3.2.5 Propriedades Magnéticas de Plasma

Campos magnéticos tem importância fundamental em física de plasma e tecnologias baseadas em suas aplicações. O plasma apresenta excelente condutividade elétrica devido à alta mobilidade de suas partículas. Isso produz uma tendência do plasma em “congelar” as linhas de campo magnético. Se um plasma é criado em um volume com um campo magnético existente e posteriormente o campo é variado, surgirá uma corrente induzida no plasma que tende a manter as linhas de campo em seu perfil anterior. Por outro lado, um campo magnético não pode penetrar no plasma já que as correntes induzidas na superfície do plasma irão cancelar o campo. A tecnologia de fontes iônicas toma privilégio dessa propriedade física, fazendo com que o plasma tenda a se deslocar para volumes contendo o mínimo de campo magnético. Isso determina uma maneira fácil de controlar e criar plasmas.

◇ Frequência de Cíclotron

A equação de movimento para uma partícula carregada em um campo eletromagnético pode ser escrita através da equação de Lorentz, como segue:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (3.25)$$

onde \vec{v} , m e q correspondem a velocidade, massa e carga da partícula, \vec{E} e \vec{B} o campo elétrico e magnético. A equação de Lorentz indica que a força magnética exercida em uma partícula carregada depende da componente transversal da velocidade em relação ao campo. A direção da força é perpendicular ao campo magnético e a velocidade da partícula e atua, dessa forma, como força centrípeta para um movimento circular. A componente paralela ao campo magnético não é afetada pelo campo e a partícula pode mover livremente ao longo da linha do campo magnético em movimento espiral. A relação entre a força centrípeta e a magnética é dada pela equação

$$m \frac{v_{\perp}^2}{r} = qv_{\perp} B, \quad (3.26)$$

onde v_{\perp} é a componente transversal da velocidade da partícula em relação ao campo magnético e r é o raio da trajetória da partícula em torno das linhas do campo magnético. A frequência com a qual as partículas carregadas giram em torno das linhas de campo magnético é chamada frequência de cíclotron. Esta é dada pela equação 3.27.

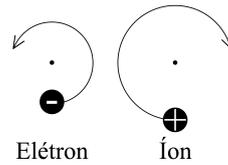


Figura 3.11. Trajetória de partículas carregadas em um campo magnético transversal.

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m}, \quad (3.27)$$

e pode ser escrita de forma mais conveniente como segue:

$$f_i = 15,2 \frac{qB}{A} \text{ MHz}, \quad (3.28)$$

no caso de elétrons:

$$f_e = 28 B \text{ MHz}. \quad (3.29)$$

Nas equações acima, A é o número de massa do íon e B é o campo magnético em Tesla.

O raio de Lamour r_L , do movimento circular de partículas em torno das linhas de campo é dado por:

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (3.30)$$

O sentido de rotação de partículas carregadas em um campo magnético é tal que o momento magnético das partículas está apontando para o sentido oposto ao vetor campo magnético e o plasma, portanto, está enfraquecendo o campo magnético e agindo como um material diamagnético. A Figura 3.11 mostra as trajetórias de íons e elétrons em um campo magnético transversal.

◇ Difusão de Partículas Carregadas em um Campo Magnético

Partículas em um plasma interagem constantemente umas com as outras. As partículas carregadas interagem primeiramente por forças de Coulomb enquanto partículas neutras experimentam colisões elásticas e inelásticas umas com as outras e com íons e elétrons. Dessa forma, o movimento das partículas é descrito por equações de difusão, que fornecem uma relação da variação entre o tempo e

espaço da densidade local de partículas, como apresenta a equação 3.31 [Ursell, 2011].

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (D \vec{\nabla} n), \quad (3.31)$$

onde n é a densidade local de partículas no plasma e D é o coeficiente de difusão.

Geralmente há um campo magnético presente no plasma. Neste caso, deve-se considerar a constante D nas direções paralela e transversal em relação ao campo magnético. A taxa de difusão de partículas ao longo das linhas de campo magnético dependem da velocidade térmica da partícula e da taxa de colisão com outras partículas. O coeficiente de difusão paralelo pode ser escrito da seguinte forma [McDaniel, 1964]:

$$D_{\parallel} \approx \frac{v_T}{f}, \quad (3.32)$$

onde v_T representa a velocidade térmica e f a frequência de colisão.

Na direção transversal do campo magnético, a difusão de partículas carregadas surge a partir de colisões com as partículas neutras. Como as partículas carregadas são rotacionadas em torno das linhas de campo magnético, as colisões com partículas neutras mudarão a fase de rotação. Isto levará a uma mudança gradual do centro de rotação e a partícula será difundida transversalmente através do campo magnético. A Figura 3.12 apresenta uma ilustração da difusão de partículas através do campo magnético.

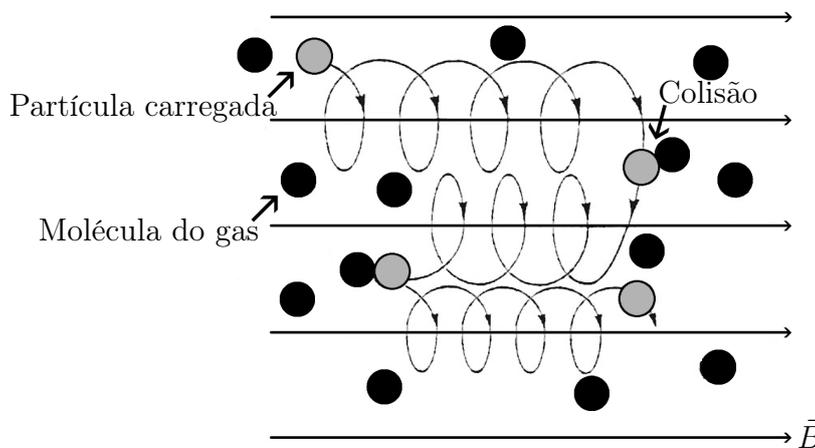


Figura 3.12. Difusão de partículas carregadas sujeitas a um campo magnético \vec{B} .

Em uma típica fonte iônica, cuja densidade do plasma está entre $10^{10} - 10^{12}$ cm^{-3} , na presença de campos magnéticos a frequência de ciclotron das partículas carregadas é muito maior que a frequência de colisão com outras partículas. Neste caso, o coeficiente de difusão transversal é dado por:

$$D_{\perp} = v_T^2 \frac{f}{f^2 + \omega_c^2} \approx f \frac{v_T^2}{\omega_c^2} = f r_L^2 \sim f m^2, \quad (3.33)$$

onde r_L é o raio de Larmor e m é a massa da partícula. Essa equação indica que, na direção transversal do campo magnético, o coeficiente de difusão de íons é muito maior que o valor correspondente para elétrons.

◇ Confinamento de plasma em campos magnéticos

O confinamento de plasmas em campos magnéticos é uma parte importante em pesquisa e aplicações de plasma. Ele fornece uma maneira de controlar a forma e as dimensões de um volume de plasma e diminuir a taxa de perda de partículas. Normalmente a maneira mais simples de realizar essa tarefa é utilizar campos magnéticos.

O momento magnético μ de uma partícula é dado pela seguinte equação:

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{m v_{\perp}^2}{B}. \quad (3.34)$$

Este é uma constante, bem como a energia cinética total E_K , que resulta da componente da velocidade paralela ao campo, sendo dada por:

$$\frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 = E_K - \mu B. \quad (3.35)$$

A partir da equação 3.35, nota-se que quando a partícula com componente de velocidade transversal v_{\perp} diferente de zero move em direção a uma região de campo magnético intenso, a componente paralela da velocidade v_{\parallel} irá diminuir. Se o campo magnético é forte o suficiente, a partícula será refletida de volta.

A geometria mais comum de campo magnético aplicado a confinamento de plasma é a garrafa magnética, que é amplamente utilizada em fontes de íon ECR (ressonância ciclotron do elétron) e os chamados campo magnéticos multicusp, que é normalmente utilizado em fontes de íon tipo “balde”. Em ambas as geometrias, o plasma ocupa um volume mínimo de campo magnético e é cercado por regiões de campo mais intenso. A Figura 3.13 [Norton, 2012] apresenta o esquema de

uma garrafa magnética e um campo de multicuspe. Nesta, o plasma, indicado pela letra P, está no centro das geometrias apresentadas.

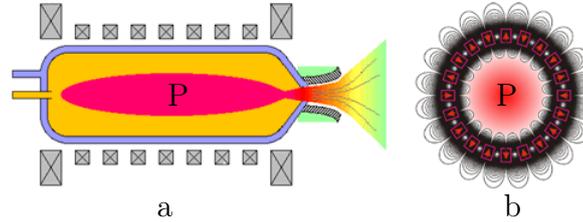


Figura 3.13. (a) Garrafa magnética e (b) campo magnético de multicuspe. Modificada de [Young et al., 1999].

Uma garrafa magnética é eficiente em conter plasma com mínimas perdas. As perdas acontecem principalmente através de uma pequena área na extremidade da garrafa, através da qual a extração iônica é realizada. Essa área apresenta campo magnético máximo que diminui a qualidade do feixe. O plasma é confinado em uma região de campo mínimo no centro. A equação do “espelho” fornece a condição de aprisionamento de partículas em plasma [Bickford, 2011]. Esta é apresentada a seguir:

$$\frac{B_0}{B_m} = \sin^2(\theta), \quad (3.36)$$

onde B_0 e B_m representam os valores máximos e mínimos de campo magnético, θ é o ângulo mínimo entre a velocidade da partícula e o campo magnético para as partículas aprisionadas na garrafa. Em uma configuração de campo magnético do tipo multicuspe, ímãs permanentes são arranjados em torno da câmara de plasma com faces de polos alternados. O plasma é contido numa região livre de campo no centro. Este produz uma extensa e uniforme distribuição de plasma. Íons são extraídos do centro do plasma com perturbações mínimas de campo magnético.

O plasma normalmente é uniforme na região onde o campo magnético é menor que 25 Gauss [Ehlers & Leung, 1979]. Perdas em campos de multicuspe ocorrerão através das linhas de cuspe, antena de radiofrequência ou superfície filamento e qualquer área do contenedor que não seja coberta pelo campo magnético. A densidade de partícula perdida por unidade de tempo pode ser determinada por meio da seguinte equação [Morishita et al., 1998]:

$$\frac{dn}{dt} = nv \frac{S_{\text{cuspe}} + S_{\text{superfície}}}{V}, \quad (3.37)$$

onde n é a densidade do plasma, V o volume do plasma, v a velocidade média do íon ou elétron, S_{cuspe} e $S_{\text{superfície}}$ as áreas de perda através das linhas de cuspe e outras superfícies, respectivamente. A superfície de perda S_{cuspe} é dada pela equação:

$$S_{\text{cuspe}} = wL_{\text{cuspe}}, \quad (3.38)$$

onde L_{cuspe} é o comprimento das linhas de cuspe e w é chamado de comprimento da perda de cuspe, que é aproximadamente [Fukano et al., 2007]:

$$w \approx \frac{\sqrt{m^{1/2}p}}{B}, \quad (3.39)$$

sendo p a pressão do plasma e B a intensidade média do campo magnético.

3.2.6 Formação de plasma

A maioria dos plasmas produzidos em condições laboratoriais são gerados a partir de colisões entre elétrons e átomos. Essa é a maneira mais simples de ionizar um gás neutro, uma vez que a mobilidade eletrônica é alta e a seção de choque de impacto elétron-elétron entre elétrons atômicos e ionizantes é bastante alta. Os elétrons que colidem com os orbitais atômicos se tornam, por si só, partículas ionizantes, se excitadas por algum meio; isso minimiza a necessidade de suprimento constante de elétrons ionizantes. Os processos mais comuns de formação de plasma são descarga DC e radiofrequência (rf).

◇ Formação de plasma via descarga de arco

Descargas em arco têm se apresentado como a maneira mais comum de ionizar um gás e produzir plasma. Em princípio uma fonte de íons baseada em descarga iônica de arco consiste de um cátodo emissor e um ânodo, entre os quais o material a ser ionizado é injetado em estado gasoso. Geralmente o cátodo é um filamento que é aquecido por uma corrente elétrica dirigida sobre ele. O ânodo é induzido positivamente em relação ao cátodo. A diferença de potencial determina um campo elétrico que acelera os elétrons que são ejetados do filamento quente e ionizam os átomos neutros e moléculas de gás.

A densidade de corrente de elétrons emitidos de um filamento é dado pela equação [Dushman, 1930]:

$$J = 120 T^2 e^{-\frac{\phi}{k_B T}} \text{ [A/cm}^2\text{]}, \quad (3.40)$$

sendo ϕ a função trabalho do material do filamento em Joules e T a temperatura do filamento em Kelvins. Como exemplo, um filamento de tungstênio, cuja função trabalho é 4,52 eV ($7,24 \times 10^{-19}$ J) [Lima et al., 2001], aquecido a uma temperatura T apresenta a densidade de corrente mostrada na Figura 3.14.

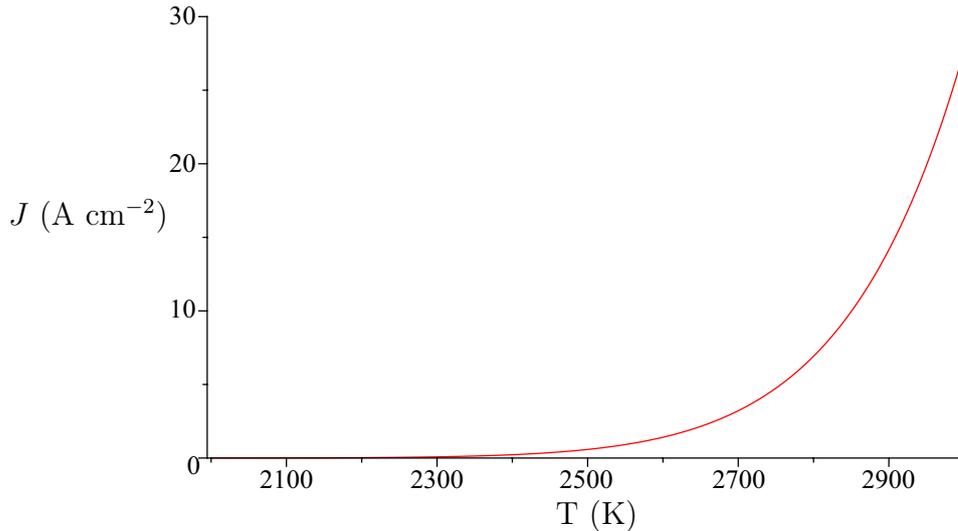


Figura 3.14. Densidade de corrente de elétrons emitidos por um filamento em função da temperatura.

Quando um elétron é emitido de um filamento, ele é acelerado pelo campo produzido pela tensão elétrica entre o catodo e o anodo. O campo elétrico acelerador afeta o elétron em poucos comprimentos Debye de largura que se forma ao redor do filamento. Os elétrons não ganham energia depois que saem da superfície, o que significa que depois de perder bastante energia cinética em colisões no plasma, eles não são capazes de ionizar partículas neutras. Os elétrons secundários emitidos do alvo geralmente não tem energia suficiente para ionizar o gás; dessa forma, tem que haver um fornecimento constante de elétrons do filamento quente. Isso limita a durabilidade do filamento e a eficiência da descarga [Shi, 2011].

Formação de plasma via radiofrequência

Uma maneira viável de produzir plasma é através de campo eletromagnético de rf. Neste caso, a energia do campo é transferida aos elétrons, produzindo oscilações dissociativas. Isso é feito ministrando uma corrente de rf em uma bobina de antena, que é imersa em um volume de plasma ou enrolado em um contêi-

ner de plasma. A variação da corrente na antena produz um campo magnético variável no tempo, que induz um campo elétrico que o circula. Esse campo elétrico acelera os íons livres no gás neutro fazendo com que eles adquiram energias suficientemente altas para iniciar a descarga e produzir o plasma.

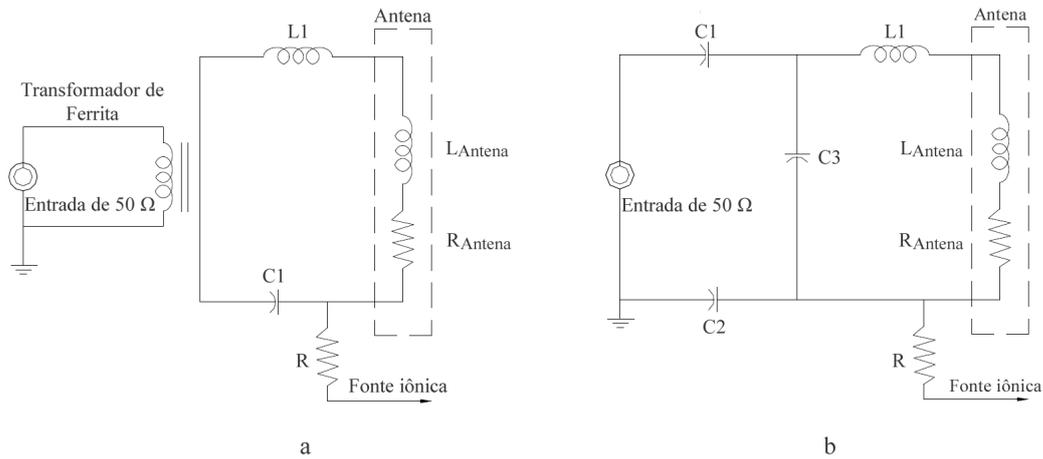


Figura 3.15. Desenho esquemático da rede de casamento (a) indutiva e (b) capacitiva. Modificado de [Bowick et al., 2001].

Na presença do plasma, os campos elétricos e magnéticos induzidos pela rf são parcialmente blindados pelas partículas do plasma. A ignição do plasma pode ser iniciada a 2 MHz através de elétrons injetados por filamento aquecido ou outros meios. Altas frequências, tipicamente 13,56 e 27,12 MHz, podem acionar o plasma por conta própria [Miyamoto, 2004]. Tais frequências tem tempo suficiente para acelerar elétrons livres entre colisões a energias suficientemente altas para iniciar a descarga. Com o objetivo de produzir plasma com campos de rf, a corrente de rf deve ser combinada com uma rede de casamento para maximizar a perda de potência para o plasma. Na Figura 3.15 dois tipos diferentes de redes de casamento são apresentados de forma esquemática. Na Figura 3.15 a, observa-se uma rede acoplada indutivamente que utiliza um transformador de ferrita para operar um circuito ressonante em série que inclui uma antena. A impedância de saída de 50 Ω é combinada com antena por meio do ajuste da razão de espiras do transformador e da capacitância. Esse tipo de rede de casamento apresenta baixa eficiência devido a perdas no transformador, especialmente a altos níveis de potências de rf. A Figura 3.15 b, apresenta um desenvolvimento mais recente em projetos de rede de casamento [Vainionpaa et al., 2007]. Ela combina a potência de rf à antena utilizando um divisor capacitivo de tensão. A rede combina a

potência de rf da antena através de um divisor de tensão. A rede capacitiva tem apresentado mais alta eficiência do que a indutiva a baixas frequências (2 MHz). A frequências mais altas as duas redes são comparáveis.

3.2.7 Plasmas e ordem das grandezas

A Tabela 3.4 [Chen & Yang, 2012] apresenta a ordem de grandeza dos principais conceitos apresentados nesta seção para plasmas oriundos de descargas, que correspondem ao tipo de plasma empregado na tecnologia de geração de nêutrons, discutido nesta tese, e no âmbito de comparação, a ordem dessas grandezas também são apresentadas para diversos tipos de plasma.

Tabela 3.4. Plasma e ordens de grandezas

<i>Plasma</i>	$T (K)$	$B (T)$	$\eta (m^{-3})$	$\lambda_D (m)$	N_D	$\omega_p (s^{-1})$	$\omega_c (s^{-1})$	r_L
Descargas em gases	10^4	10^{-2}	10^{16}	10^{-4}	10^4	10^{10}	10^9	10^{-3}
Tokamak	10^8	10	10^{20}	10^{-4}	10^8	10^{12}	10^{12}	10^{-5}
Ionosfera	10^3	10^{-5}	10^{12}	10^{-3}	10^5	10^8	10^6	10^{-1}
Magnetosfera	10^7	10^{-8}	10^7	10^2	10^{10}	10^5	10^{-8}	10^4

3.3 Conceitos sobre a extração de íons

3.3.1 Definições

É relevante diferenciar conceitualmente dois dispositivos que constituem o sistema que fornece partículas ao acelerador, a fonte de plasma e a fonte iônica. Desde que um plasma seja, de forma conceitual, um conjunto de íons e elétrons, pode parecer razoável que um dispositivo que o gere possa ser igualmente chamado de gerador ou fonte de íons. Apesar de isso parecer logicamente correto, não reflete a forma com a qual a terminologia está sendo aplicada. A maioria das fontes de íons é baseada em plasma, no sentido que elas o contêm como constituinte essencial. A fonte de plasma constitui uma parte importante da fonte iônica e é usada para produzir íons que determinam um feixe mais ou menos energético. Com mínima perda de generalidade, pode-se dizer que os íons formados pela fonte de plasma frequentemente possuem pouca energia associada ao direcionamento do feixe, ou seja, a energia de deriva dos íons é zero ou pelo menos pequena comparada à energia média térmica do íon. Por outro lado, os íons formados por uma fonte iônica estão na forma de feixe e tem uma energia de deriva que é grande comparada a energia térmica média. Frequentemente, a fonte de íons contém uma fonte de plasma como componente fundamental. Por um ou outro meio, o plasma é formado dentro da fonte de íons e as partes físicas e eletrônicas necessárias para formá-lo normalmente são as partes essenciais para a estrutura geral da fonte iônica. As propriedades e características do plasma determinam em ampla extensão o tipo de feixe de íons que é produzido [Brown, 2004].

O feixe iônico é formado a partir do plasma por um sistema de eletrodos, especialmente constituído por eletrodos metálicos onde se aplicam potenciais eletrostáticos. O plasma se estabelece em um lado da estrutura dos eletrodos e o feixe de íons é formado e transportado entre eletrodos, conseqüentemente preparando o feixe para o sistema de transporte. Um nome impróprio dado a esse sistema de eletrodos formador de feixe é extrator. Por sua vez, as grades são normalmente chamadas de eletrodos de extração, implicando que os íons são extraídos do plasma pelos eletrodos. Na verdade, os íons não são arrancados do plasma como um todo, particularmente, eles fluem do plasma para o sistema de eletrodos independentemente da diferença de potencial e são subsequentemente acelerados pelo extrator. Nesse contexto, o termo acelerador também é frequentemente usado para se referir ao sistema de eletrodos formador do feixe.

3.3.2 Extração iônica

Em geral uma fonte de íons é constituída de duas partes. A primeira é o gerador de plasma que fornece a produção iônica e serve então como um reservatório de íons. A segunda é o sistema de extração que utiliza os íons do reservatório para formar o feixe de partículas. Ambas as partes da fonte podem ser tratadas independentemente. O gerador de plasma fornece íons a uma densidade de corrente requerida e cobre a área inteira do sistema de extração. Esse sistema determina as propriedades do feixe tais como a corrente iônica e a qualidade. Dessa forma, o sistema de extração realiza a tarefa de adaptar o gerador de plasma ao sistema de transporte de feixe.

A análise quanto ao sistema de extração ilustrará o caso de extração de íons carregados positivamente e sem campo magnético nas vizinhanças do extrator, que constitui a modelagem dos aceleradores propostos nesta tese.

Os parâmetros e considerações mais relevantes usados na descrição da óptica do feixe, que é determinada pelo sistema de extração e transporte, são fatores críticos para análise do desempenho de dispositivos aceleradores de partículas e seguem descritos [Humphries, 1990]:

- ◇ A *qualidade do feixe* é um parâmetro utilizado para determinar os atributos do feixe. Um feixe que tem uma qualidade melhor tem pouca dilatação de posição e momento.
- ◇ A *luminosidade* é uma grandeza usada como critério de desempenho de um sistema de transporte de feixe. Esse conceito é usado para estimar o número de partículas por unidade de tempo que interagem ou colidem com o alvo.
- ◇ A *emitância* do feixe de um acelerador de partículas é a extensão delineada pelas partículas do feixe no espaço e momento, isto é, em seis dimensões. Uma emitância baixa se refere a um feixe onde as partículas são confinadas em um volume pequeno e tem aproximadamente o mesmo momento. Um sistema de transporte permitirá somente partículas cujo momento esteja próximo ao projetado. Emisividade baixa significa que a probabilidade de interação das partículas com o alvo será maior, resultando em uma luminosidade mais alta.

3.3.3 Fundamentos da formação de íons no sistema de extração

Como foi abordado, a extração iônica do reservatório de partículas e a formação do feixe de íons são feitas pelo sistema de extração. O tipo mais simples é um sistema de

dois eletrodos (diodo) que está mostrado na Figura 3.16.

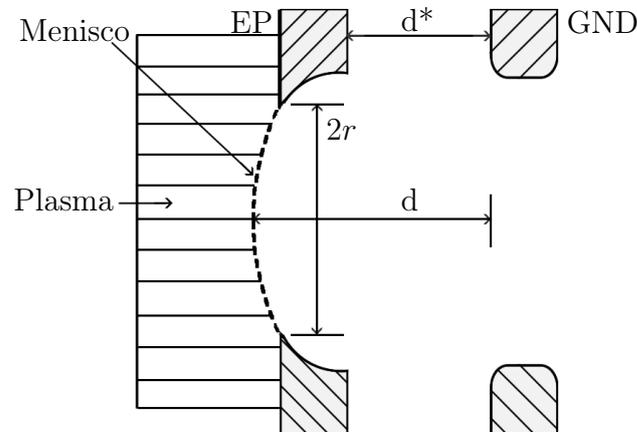


Figura 3.16. Sistema de extração do tipo diodo e a formação do feixe. EP representa o eletrodo do plasma; GND o eletrodo aterrado; d a distância de lacuna; d^* a distância real de lacuna e r o raio de abertura.

O extrator consiste de um eletrodo de plasma a um potencial positivo e um eletrodo aterrado a um potencial terrestre. A intensidade do campo elétrico é dada pela diferença de potencial V e distância d entre o eletrodo do plasma e o eletrodo aterrado. A superfície de emissão dos íons na fronteira do plasma é chamada de menisco do plasma [Self, 1963]. Elétrons vindos do plasma são refletidos nessa fronteira se suas energias são menores que a dobra de potencial entre os dois eletrodos.

A densidade de corrente extraída depende da densidade do plasma η no menisco do plasma. Todos os íons com componente de energia pequena na direção \hat{z} são aptos a deixarem o plasma. A Figura 3.17 mostra o resultado de uma simulação AET [2012] para um sistema de diodo com três densidades de plasma diferentes η_1 , η_2 e η_3 . Se a densidade de plasma é muito pequena, a distância d aumenta e a área de emissão tem a forma côncava. Se a densidade de plasma é muito alta (η_3), a distância d diminui e a área de emissão é planar ou até mesmo convexa. Para os três casos a tensão aplicada é a mesma. O segundo caso é o mais importante para a maioria das aplicações, pois as trajetórias dos feixes iônicos têm ângulos de divergência pequenos na saída do sistema de extração.

Para o caso do sistema de diodos, os elétrons que são gerados dentro do canal de feixe são acelerados em direção ao plasma e podem mudar a distribuição do estado de carga na região de emissão. Para evitar irregularidades eletrônicas no sistema de transporte, pode-se utilizar um terceiro eletrodo que é chamado eletrodo supressor ou eletrodo filtro. Ele é colocado entre o eletrodo do plasma e o eletrodo aterrado e ajuda

no potencial negativo, de tal modo, tem-se um sistema de três eletrodos de extração ou triodo.

Os elétrons gerados no feixe de íons têm energias que variam de alguns eV a poucas dezenas de eV, então uma dobra de potencial de -100 V no eixo é suficiente, na maioria dos casos, para bloquear a passagem dos elétrons. A Figura 3.18 mostra uma simulação no AXCEL-INP das linhas de potencial formadas em um sistema com e sem o feixe de íons. A diferença de potencial aplicada é 55 kV para o eletrodo do plasma e -6 kV para o eletrodo filtro, o raio de abertura do eletrodo supressor é 5 mm e a espessura do mesmo é 4 mm. A tensão elétrica mínima no eixo é 1708 V sem o feixe de íons e -487 V com o feixe de íons (Figura 3.18).

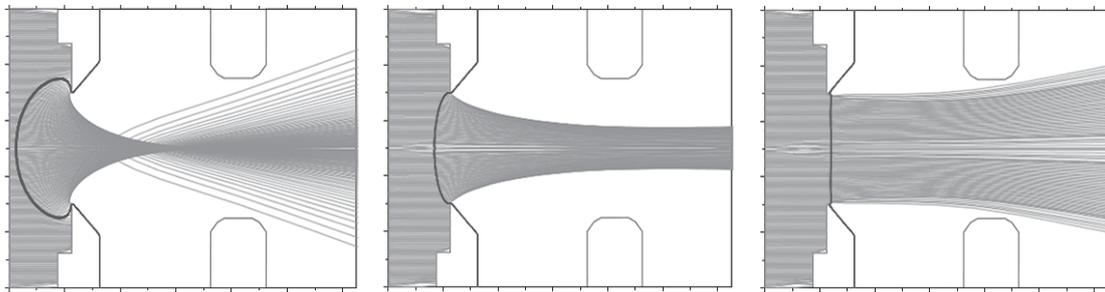


Figura 3.17. Simulação no AXCEL-INP para um sistema de diodos com três densidades diferentes de plasma e a mesma queda de potencial. Da direita para esquerda: $\eta_1 < \eta_2 < \eta_3$. Modificada de [Brown, 2004].

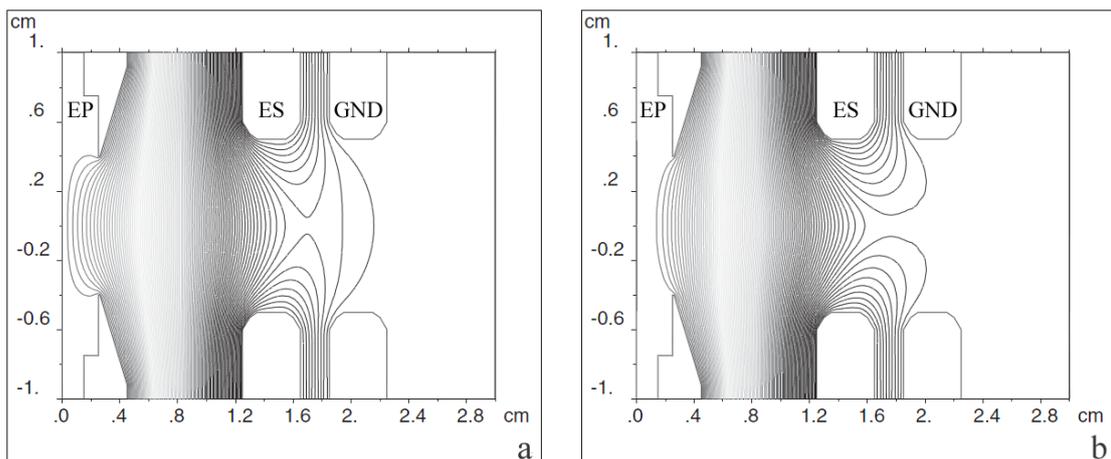


Figura 3.18. Sistema de extração com três eletrodos e linhas de equipotencial de -6 kV a 55 kV. (a) Linhas equipotenciais sem o feixe de íons. (b) Distribuição de equipotenciais com o feixe iônico. São mostrados o eletrodo do plasma (EP), eletrodo supressor (ES) e o eletrodo aterrado (GND). Modificada de [Brown, 2004].

3.4 Considerações em geração de radioisótopos

3.4.1 Introdução

Na natureza existem cerca de 300 núcleos estáveis, consistindo de diferentes elementos e isótopos. Núcleos instáveis comumente decaem por emissão de partículas α , β , radiação γ ou por fissão. A maioria dos núclídeos encontrados na natureza são membros de quatro séries radioativas (Tabela 3.5), com cada série consistindo de uma sucessão de produtos filhos, todos derivados de um simples núclídeo “pai”. Os núclídeos em cada cadeia decaem até que um núclídeo estável final seja alcançado.

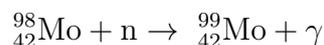
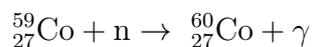
Tabela 3.5. Séries radioativas

<i>Números de massa</i>	<i>Séries</i>	<i>Pais</i>	<i>Produto final</i>
$4n$	Tório	${}_{82}^{232}\text{Th}$	${}_{82}^{208}\text{Pb}$
$4n + 1$	Neptúnio	${}_{93}^{237}\text{Np}$	${}_{83}^{209}\text{Bi}$
$4n + 2$	Urânio	${}_{92}^{238}\text{U}$	${}_{82}^{206}\text{Pb}$
$4n + 3$	Actínio	${}_{92}^{235}\text{U}$	${}_{82}^{207}\text{Pb}$

Enquanto a radioatividade natural é comum em elementos pesados, ela é consideravelmente rara em elementos leves. Contudo, a radioatividade pode ser induzida em elementos leves através do suprimento energético. Este, convencionalmente é alcançado por meio da exposição destes elementos a feixes de partículas em um reator nuclear ou acelerador. Mais de 1600 radioisótopos identificados têm sido produzidos nesses dispositivos [Explorer, 2012] através do bombardeamento de materiais alvos apropriados a feixes de nêutrons. Os fatores decisivos no tipo de reação principal e taxa de produção são: a energia dos nêutrons e seu fluxo, as características e quantidade de material no alvo e a seção de choque de ativação para a reação desejada. Algumas das principais reações provedoras de radioisótopos através de feixes de nêutrons seguem descritas [NNDC, 2012]:

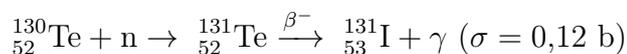
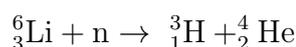
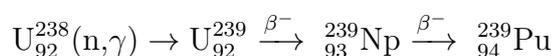
(a) Reação (n, γ) , captura radioativa:

Ela é inicialmente uma reação com maior probabilidade de ocorrer com nêutrons térmicos. Como exemplos:



(b) Reação (n,γ), seguida por decaimento β⁻:

Algumas reações (n,γ) conduzem a um produto com meia vida que decai por emissão β⁻ no isótopo de interesse.

(c) Reação (n,p), seguida por decaimento β⁻:(d) Reações (n,γ) com múltiplos estágios:(e) Reações de fissão:

A fissão do átomo de urânio ²³⁵U por nêutrons térmicos conduz à formação de radioisótopos. Cada fissão fornece dois fragmentos, um leve com massa em torno de 95 e um pesado com massa em torno de 140, com liberação de cerca de 2,4 nêutrons por fissão.

3.4.2 Geradores de radioisótopos oriundos de um “pai” radioativo

Um gerador de radioisótopos bastante popular na área médica é o de ⁹⁹Mo/^{99m}Tc, que é um dispositivo usado para extrair o isótopo ^{99m}Tc a partir do ⁹⁹Mo. Ele consiste em uma coluna de vidro, contendo alumina como suporte, sobre o qual é absorvido o ⁹⁹Mo. Como a afinidade do ^{99m}Tc com a alumina é muito pequena em relação ao nuclídeo “pai”, o mesmo pode ser eluído facilmente diante de uma solução fisiológica. Esta solução vem acondicionada em frascos, onde a coluna é fechada em ambas as extremidades e duas agulhas de aço permitem a entrada e saída do líquido. O gerador é convenientemente blindado e acondicionado. O ⁹⁹Mo tem uma meia vida de 66 horas e pode ser facilmente transportado a longas distâncias para os hospitais, onde o seu produto de decaimento, com uma meia vida de apenas 6 horas, inconveniente para o transporte, é extraído e usado para uma variedade de procedimentos de diagnóstico em medicina nuclear, onde a sua meia vida curta é muito útil.

Como apresenta a Figura 3.19, o gerador é composto por uma coluna de ⁹⁹Mo revestida por espessa camada de chumbo. Por dentro do gerador passa um tubo, cujas extremidades estão na parte superior. A obtenção do ^{99m}Tc é feita por meio da eluição

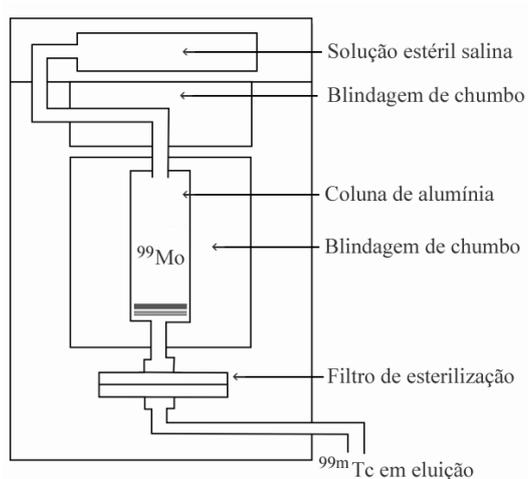


Figura 3.19. Diagrama básico de um gerador de ^{99m}Tc . Modificada de [Medicinas, 2012]

da coluna com soro fisiológico. Em uma das aberturas do tubo é colocado um frasco com soro e na outra é colocado um frasco com vácuo. O soro passa através da coluna de ^{99}Mo e leva as partículas de ^{99m}Tc que se formaram.

O ^{99}Mo pode ser obtido através da ativação de neutrônica (n, γ) do ^{98}Mo em um reator de alto fluxo de nêutrons térmicos. No entanto, o método mais utilizado requer um alvo de urânio altamente enriquecido com ^{235}U (em até 90%) para irradiá-lo com nêutrons e formar ^{99}Mo como um produto de fissão. O ^{99}Mo é então separado a partir de outros produtos de fissão em uma célula quente [Agency, 2012]. A meia vida curta do ^{99m}Tc torna o armazenamento inviável e o transporte muito caro. Ao contrário, o ^{99}Mo que é fornecido para hospitais após a sua extração a partir de alvos de urânio irradiados com nêutrons e sua purificação em instalações de processamento dedicados. Esse fornecimento é realizado por empresas especializadas em radiofármacos na forma de geradores de ^{99m}Tc ou distribuído diretamente para o mercado local. Tais geradores são concebidos para proporcionar blindagem da radiação para o transporte e para minimizar o trabalho de extração realizado no centro médico. Uma taxa de dose típica a 1 metro do gerador de ^{99m}Tc está entre 20 e 50 $\mu\text{Sv h}^{-1}$ durante o transporte. Uma vez que a meia vida do ^{99}Mo é muito mais longa do que o do ^{99m}Tc , 50% da atividade de equilíbrio é alcançada dentro da meia vida do ^{99m}Tc e 75% dentro de duas meias-vidas do mesmo. Assim, a remoção do nuclídeo filho (processo de eluição) a partir do gerador é feito, normalmente, a cada 24 horas.

A maioria dos geradores comerciais de $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ utilizam extração em fase sólida, em que ^{99}Mo sob a forma de molibdato, MoO_4^{2-} é adsorvido em óxido de alumina (Al_2O_3). Quando o ^{99}Mo decai produz pertecnetato TcO_4^- , que devido a sua única

carga é menos fortemente ligado à alumina. Sugando a solução salina normal através da coluna de ^{99}Mo imobilizada, elui-se o ^{99m}Tc solúvel, resultando numa solução salina contendo o ^{99m}Tc como o pertecnetato, com o cátion de sódio contrabalançando.

A solução de pertecnetato de sódio pode então ser adicionada em uma concentração apropriada para o fármaco específico a determinado órgão, ou ser utilizada diretamente sem marcação farmacêutica para procedimentos específicos que requerem apenas a $^{99m}\text{TcO}_4^-$ como radiofármaco primário. Uma grande percentagem do ^{99m}Tc obtido em um gerador de $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ é produzida nas três primeiras meias-vidas do progenitor, aproximadamente uma semana. Assim, clínicos da medicina nuclear compram pelo menos um gerador por semana ou vários a fim de utilizarem de forma escalonada.

O ^{99}Mo decai no ^{99m}Tc , que, por sua vez decai para ^{99}Tc . A meia vida de ^{99}Tc é muito mais longa do que o seu isómero metaestável ($2,11 \times 10^5$ anos), de modo que a razão de ^{99}Tc para ^{99m}Tc aumenta ao longo do tempo. Ambos os isómeros são retirados pelo processo de eluição e reagem igualmente bem com o ligante, mas o ^{99}Tc é uma impureza inútil para geração de imagens. O gerador é lavado de ^{99}Tc e ^{99m}Tc no final do processo de fabricação do gerador, mas a proporção de ^{99}Tc para ^{99m}Tc cresce novamente durante o transporte ou a qualquer outro período quando o gerador não é utilizado. As primeiras eluições irão ter reduzido pouco a eficácia do gerador devido a esta alta razão.

Pode-se, a partir da equação 3.41, determinar a função do número de núcleos de radioisótopos transmutados por unidade de tempo.

$$N_{Mo} = N_{Mo,0} e^{-\lambda_{Mo}t}, \quad (3.41)$$

onde N_{Mo} representa a quantidade de núcleos de ^{99}Mo em função do tempo, $N_{Mo,0}$ o número de núcleos de ^{99}Mo no instante inicial, $\lambda_{Mo,0}$ a meia vida física do ^{99}Mo e t o tempo. A taxa de decaimento do ^{99m}Tc , $dN_{Tc}(t)/dt$, pode ser calculada por meio da equação 3.42.

$$\frac{dN_{Tc}(t)}{dt} = \lambda_{Mo}N_{Mo}(t) - \lambda_{Tc}N_{Tc}. \quad (3.42)$$

sendo que $N_{Tc}(t)$ corresponde a quantidade de núcleos de ^{99m}Tc em função do tempo e λ_{Tc} a constante de decaimento do ^{99m}Tc .

A equação 3.42 pode ser integrada, mas antes é interessante multiplicá-la por $e^{-\lambda_{Tc}t}$ (método do fator integrante [Boyce & DiPrima, 2008]), como segue na equação 3.43.

$$\frac{dN_{Tc}(t)}{dt}e^{\lambda_{Tc}t} + \lambda_{Tc}N_{Tc}e^{\lambda_{Tc}t} = \lambda_{Mo}N_{Mo}(t)e^{-\lambda_{Tc}t} = \lambda_{Mo}N_{Mo,0}e^{(\lambda_{Tc}-\lambda_{Mo})t}. \quad (3.43)$$

Nota-se que:

$$\frac{d[N_{Tc}(t)e^{\lambda_{Tc}t}]}{dt} = e^{\lambda_{Tc}t}\frac{d[N_{Tc}(t)]}{dt} + e^{\lambda_{Tc}t}\lambda_{Tc}N_{Tc}(t) \quad (3.44)$$

Inserindo a observação apresentada na equação 3.44 na equação 3.43, obtém-se a equação 3.45.

$$\frac{d[N_{Tc}(t)e^{\lambda_{Tc}t}]}{dt} = \lambda_{Mo}N_{Mo,0}e^{(\lambda_{Tc}-\lambda_{Mo})t} \quad (3.45)$$

integrando de ambos os lados, chega-se a equação 3.48.

$$e^{\lambda_{Tc}t}N_{Tc}(t) = \frac{\lambda_{Mo}}{\lambda_{Tc} - \lambda_{Mo}}N_{Mo,0}e^{(\lambda_{Tc}-\lambda_{Mo})t} + C \quad (3.46)$$

onde C é uma constante de integração.

Em $t = 0$:

$$N_{Tc}(0) = N_{Tc,0} = \frac{N_{Mo,0}\lambda_{Mo}}{\lambda_{Tc} - \lambda_{Mo}} + C \Rightarrow C = N_{Tc,0} - \frac{\lambda_{Mo}}{\lambda_{Tc} - \lambda_{Mo}}N_{Mo,0} \quad (3.47)$$

Assim:

$$N_{Tc}(t) = \frac{\lambda_{Mo}}{\lambda_{Tc} - \lambda_{Mo}}N_{Mo,0}(e^{-\lambda_{Mo}t} - e^{-\lambda_{Tc}t}) + N_{Tc,0} - \frac{\lambda_{Mo}}{\lambda_{Tc} - \lambda_{Mo}}N_{Mo,0} \quad (3.48)$$

A Figura 3.20 apresenta o comportamento da atividade do “pai” ^{99}Mo e do filho ^{99m}Tc produzido e eluído em função do tempo com atividade normalizada e considerando que a cada eluição, com período de 24 h, seja removido 80% de ^{99m}Tc disponível.

3.4.3 Geração de radioisótopos na presença de uma fluência de nêutrons

Quando um alvo é submetido a irradiação, as reações nucleares ocorrem conduzindo a produção de radioisótopos. A ativação por segundo ou taxa de produção R pode ser escrita como segue:

$$R = \phi\sigma_{at}N_T, \quad (3.49)$$

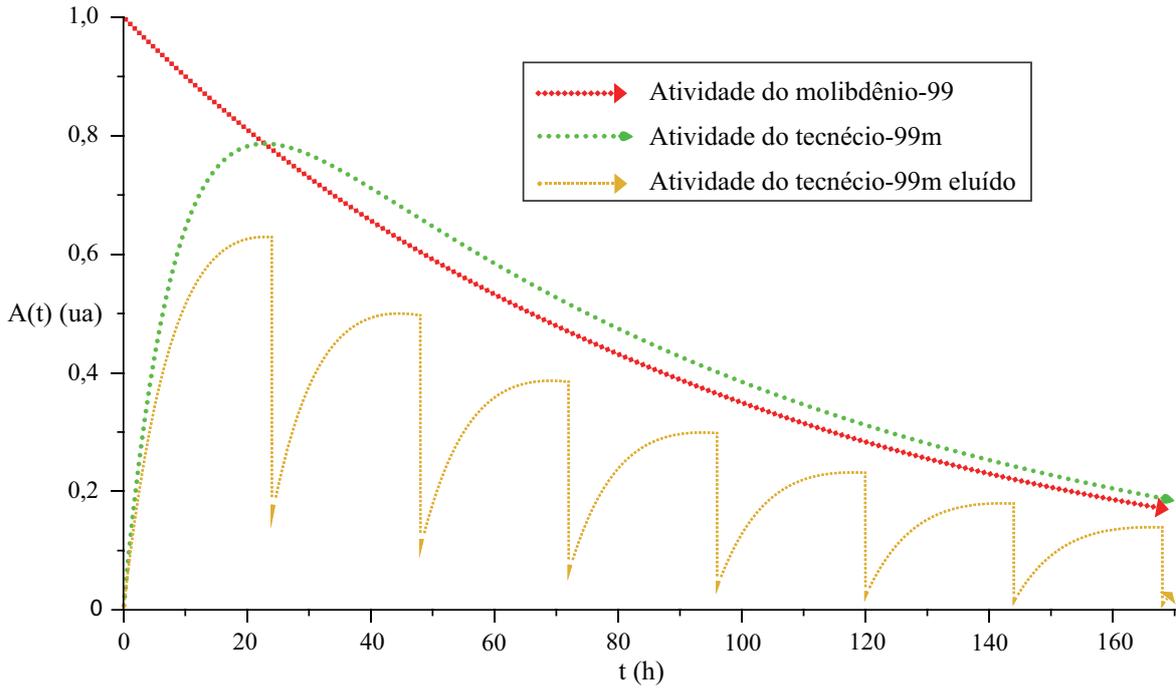


Figura 3.20. Esboço do comportamento da atividade, em unidades arbitrárias (ua), do “pai” ^{99}Mo e do filho ^{99m}Tc produzido e eluído em função do tempo, em horas (h).

onde N_T representa o número total de átomos presentes no alvo, ϕ o fluxo de nêutrons em $\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, σ_{at} a seção de choque de ativação.

Uma vez que o radioisótopo é produzido, começa a decair com sua meia vida característica. A taxa líquida de decaimento $dN(t)/dt$ do núcleo radioativo, apresentada na equação 3.50, representa a diferença entre a taxa de produção R e a de decaimento $\lambda N(t)$, proporcional a constante de decaimento λ e $N(t)$ o número de átomos ativados em um instante de tempo t .

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \lambda N(t). \quad (3.50)$$

A equação 3.50, pode ser re-escrita como apresentado na equação 3.51.

$$\left[\frac{dN(t)}{dt} + \lambda N(t) \right] e^{\lambda t} = R e^{\lambda t}, \quad (3.51)$$

Substituindo $[\frac{dN(t)}{dt} + \lambda N(t)] e^{\lambda t}$ por $d/dt [N(t) e^{\lambda t}]$ e integrando no intervalo $[0, T]$:

$$\int_0^T d[N(t) e^{\lambda t}] = \int_0^T R e^{\lambda t} dt, \quad (3.52)$$

cujos desenvolvimentos prosseguem na equação 3.53.

$$N(t)e^{\lambda t} \Big|_0^T = R e^{\lambda t} \Big|_0^T, \quad (3.53)$$

onde T representa o tempo de irradiação. O resultado é apresentado na equação 3.54.

$$N(T) = N_0 e^{-\lambda T} + \frac{R(1 - e^{-\lambda T})}{\lambda} \quad (3.54)$$

A atividade A da amostra pode ser calculada pela equação 3.55.

$$A(T) = \lambda N(T) = \lambda N_0 e^{-\lambda T} + \phi \sigma_{at} N_T (1 - e^{-\lambda T}), \quad (3.55)$$

A equação 3.55 mostra que o crescimento da atividade no alvo atinge um valor de saturação. A curva característica da atividade em função do tempo, considerando que a produção de radioisótopos se inicie com $N_0 = 0$, é apresentada na Figura 3.21.

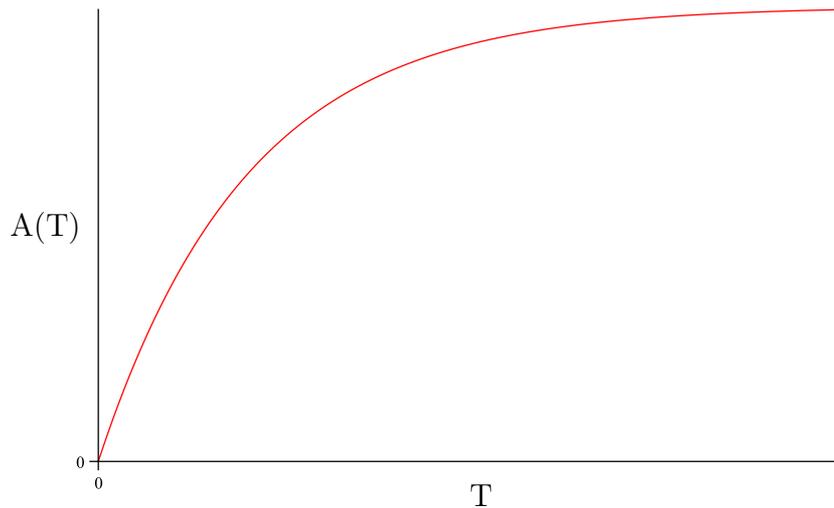


Figura 3.21. Esboço do comportamento da atividade (equação 3.55) em função do tempo de irradiação T considerando $N_0 = 0$.

3.4.4 Rotas e considerações tecnológicas da transmutação nuclear

Atualmente as tecnologias de produção de radioisótopos por transmutação isotópica ocorrem, essencialmente, baseadas em quatro processos: irradiação de nêutrons em reatores de fissão (RT) [Tsang, 2011], produzindo radioisótopos ricos em nêutrons; irradiação de partículas com carga aceleradas em Aceleradores (AC) [Jongen & Comor,

2011] , como prótons e alfa, gerando núclídeos ricos em prótons; irradiação por fótons, dita Fóton Transmutação (FT) [O'Hara et al., 2009], emitidos de fontes seladas ou de interações de elétrons com alvos pesados, tipo reações de frenagem; e, por Geradores de Radioisótopos (GR) [O'Hara et al., 2009], através do decaimento de um núclídeo precursor “pai” em um “filho” sendo que o “pai” foi previamente produzido pelos processos RT ou AC. Os processos RT, AC e GR requerem aparatos específicos para produzir a transmutação.

Nos Geradores de Radioisótopos, o decaimento de um núclídeo “pai”, em um “filho”, constitui uma transmutação natural, dita decaimento radioativo; embora, o núclídeo “pai” deva ser produzido por meios artificiais pelos métodos RT ou AC. Esse tipo de gerador é viável somente quando o “pai” tem meia vida muito superior a do “filho”. Um exemplo típico desta tecnologia é o gerador comercial de $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$, descrito na seção 3.4.2.

Na transmutação em núclídeos ricos em nêutrons, há a necessidade de uma fonte geradora de nêutrons. A produção de nêutrons pode se dar por reatores de fissão, RT. Em verdade, radionúclídeos ricos em nêutrons de meia vida longa têm sido produzidos por RT no país: como ^{137}Cs (30 anos), ^{60}Co (5 anos), ^{131}I (8 dias). Outros, ricos em prótons, gerados por AC, como ^{18}F (2 h), ^{201}Ta (62,5 h), ^{67}Ga (78,3 h) são encontrados em ciclotrons comerciais.

O processo de Geradores de Radioisótopos é de fácil utilização e baixo custo. Há vários centros de medicina no Brasil que utilizam geradores de $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$, distribuídos pela Comissão Nacional de Energia Nuclear. Entretanto, o país mantém dependência da importação de ^{99}Mo irradiado em substrato de molibdênio ligado à alumina. A ativação do substrato é obtida em reatores de alto fluxo neutrônico no Canadá, Holanda, Argentina, Rússia, Israel ou Estados Unidos, especificamente na ordem de 10^{13} a 10^{14} $\text{n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Uma recente crise mundial no fornecimento deste insumo, ocorrida entre 2009 e 2011, devido à paralisação de reatores de alto fluxo para manutenção prejudicou ou mesmo paralisou temporariamente os diagnósticos feitos com radiofármacos marcados com ^{99m}Tc em medicina nuclear. No caso brasileiro, a solução governamental consistiu em investir em um reator de alto fluxo para a geração de ^{99}Mo ; entretanto, demorará, no mínimo, uma década para ser construído e operado.

No processo de Fóton Transmutação, isótopos instáveis emissores de fótons gama ou produzidos por radiação de frenagem de elétrons acelerados são fontes emissoras de alto fluxo de radiação gama. A transmutação ocorre através do bombardeamento dos núcleos alvos com fótons gama. Aceleradores lineares de elétrons ou mesmo um elevado número de fontes seladas de alta atividade, são necessários para suprir as radiações gama para fóton transmutação. Em FT, as fontes seladas são constituídas de

isótopos instáveis que emitem, continuamente, radiação; dessa forma, estão associados problemas logísticos devido à proteção radiológica associada a milhares de Ci (Curie) de atividade. Este fato impede a difusão desta tecnologia e conseqüentemente, não é utilizada na produção comercial de radioisótopos.

No processo por reatores nucleares são necessárias instalações industriais e energéticas de grande porte, alta complexidade e custo, na ordem de bilhões de dólares, além disso, geram preocupações em termos de proteção radiológica e gerência dos rejeitos radioativos, podendo ainda ser possível a ocorrência de acidentes nucleares severos, que trazem danos às populações e ao meio ambiente.

No processo de produção por Aceleradores, a maioria dos aceleradores empregados na produção de radioisótopos apresenta custo na ordem de dezenas de milhões de dólares. Os radioisótopos produzidos por este processo são ricos em prótons, decaem emitindo β^+ ou pelo método de captura eletrônica e têm meia vida curta. Há também a necessidade de gerência de transporte da instalação produtora ao centro consumidor. Por exemplo, cíclotrons são instalações que produzem radioisótopos emissores β^+ , como ^{18}F , ^{11}C e ^{15}N . Tais instalações são limitadas a núclídeos ricos em prótons, sendo impossível produzir radionuclídeos emissores β^- , ricos em nêutrons. A classe de radionuclídeos emissores β^- é produzida unicamente com RT ou FT.

A produção de radioisótopos por fontes seladas ou geradores de nêutrons não tem sido empregada como método de produção de radioisótopos emissores (β^-). A razão é que a surgência de nêutrons produzidos por um gerador d-d ou d-t, de forma isotrópica, está na ordem de 10^6 a 10^{14} n s $^{-1}$ e é inversamente proporcional ao quadrado da distância do alvo d . Conseqüentemente, a fluência reduziria por um valor em torno da fração de $4\pi d^2$, por exemplo, em relação à distância de 1 cm do alvo, a fluência reduziria por um fator da ordem de 10^3 a 10 cm do mesmo. Por sua vez, a energia dos nêutrons emitidos das reações d-d ou d-t em geradores de nêutrons não é adequada para produção de radioisótopos, pois as seções de choque são muito baixas, na ordem de poucos milibarns ($\text{mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$) para grande maioria de núclídeos de interesse. Assim, devido ao inadequado espectro energético dos nêutrons emitidos, baixa surgência e redução da intensidade com a distância ao quadrado, o uso de tal tecnologia para transmutação neutrônica de núclídeos, para fins médicos, tem-se tornado infrutífero. Desta forma, arranjos utilizando dispositivos comerciais para produção de radioisótopos são inexistentes e impraticáveis.

Fontes seladas de ^{252}Cf podem atingir surgências na ordem de 10^{12} n s $^{-1}$; entretanto, emitem radiação gama simultaneamente com nêutrons, o espectro energético dos nêutrons é de fissão com máximas energias de 14,1 MeV, decaem com o tempo com meia vida de 2,7 anos, a emissão de nêutrons não pode ser interrompida, além de ser

necessário a substituição das mesmas de forma periódica.

No caso de inserção de rejeitos radioativos em reatores, a possibilidade de acidentes nucleares, associados a explosões químicas, tornam tais processos tecnológicos inaceitáveis para nossa sociedade. No Brasil, o tratamento de rejeitos das usinas de Angra I, II e futuramente III é problema ainda insolúvel. A transmutação por reações de “spallation” envolve aceleradores de prótons de altas energias (aproximadamente GeV) acoplados a reatores nucleares. Tais instalações são de elevado custo (bilhões de dólares) e ainda são experimentais.

No caso da transmutação de tório em urânio, os reatores de água leve, tipo pressurizado - PWR (Pressurized Water Reactor) não podem transmutar elementos fissionáveis em fisséis em grande escala, devido à baixa economia de nêutrons. Para cada nêutron absorvido no ^{235}U (combustível), emitem-se 2,3 nêutrons. A continuidade da reação em cadeia necessita de 1 nêutron e o restante escapa do reator ou é absorvido. Isso ocorre porque a água leve (H_2O) é mais absorvedora de nêutrons do que a água pesada (D_2O). Desta forma, há um déficit de nêutrons para transmutar elementos de interesse dentro do reator. Apesar de o Brasil ter uma das maiores reservas mundiais de ^{232}Th , a sua utilização ainda não ocorreu, sendo ainda inútil até o presente momento. A transmutação deste elemento em elemento físsil, no caso ^{233}U , é de interesse para a nação, devido à possibilidade de aumentar a capacidade de produção elétrica por reatores nucleares.

Basicamente, a complexidade, elevado custo, dimensões e proteção radiológica envolvida na geração de radioisótopos pelas técnicas FT, RT e AC, limitam as aplicações de radioisótopos. Radionuclídeos ricos em nêutrons, especialmente os de meia vida curta, inferiores às 48 h, por exemplo, de forma não limitante, não são produzidos. Obviamente, a distância dos centros de produção por qualquer uma das técnicas FT, RT e AC impedem a utilização de radionuclídeos de meia vida curta.

Em adição, a eliminação de rejeitos radioativos *in loco* ainda não foi resolvida. Tais limitações podem ser contornadas pela aplicação do método de transmutação *in loco*, por meio da ativação neutrônica, operada por geradores compactos, suportados por reações de fusão.

Perspectivas de contornar as limitações das tecnologias mencionadas são apresentadas pelas Células Fusoras Transmutadoras Isotópicas (CFTIs), que são apresentadas na seção 4.6

3.5 Considerações sobre Simulações

3.5.1 Simulações eletromagnéticas

Um sistema de extração projetado de forma incorreta determina feixes extraídos com alta emitância ou extrações iônicas abaixo da requerida para as aplicações solicitadas. Portanto, o aprimoramento da emissividade do feixe de íons é um fator crucial na realização de um projeto bem sucedido. Tal aprimoramento pode ser alcançado por meio de simulações do feixe de partículas submetido aos campos gerados no sistema de extração.

A simulação do transporte de partículas carregadas tem uma longa tradição. O primeiro código foi bidimensional, desenvolvido para emissão de elétrons [Herrmannsfeldt, 1979], códigos posteriores para extração em fontes iônicas foram desenvolvidos [Whealton & Whitson, 1980]. Com o aumento do desempenho dos computadores disponíveis, os códigos tridimensionais se tornaram possíveis [Spadtke & Muhle, 2000]. Além de códigos de trajetórias de partículas, códigos PIC (Partículas em Células) também têm sido aplicados para simular o problema de transporte iônico [Birdsall & Langdon, 1991].

Quaisquer condições de contorno para casos realísticos devem ser definidas na simulação para a resolução correta da equação de Poisson objetivando o alcance de uma solução adequada, por exemplo, a distribuição resultante de partículas ou emissividade do feixe de íons depois da extração da fonte. No caso da extração de feixes de íons do plasma, a fronteira do plasma separa a região livre de campos dentro do plasma da região com campos eletrostáticos no interior do feixe. As considerações típicas para a simulação são: mobilidade total de íons, plasma livre de colisões e que todos os íons estejam disponíveis para a extração do feixe gerada na dobra do potencial do plasma. Em códigos de trajetórias, os íons podem ser produzidos a partir de um potencial com uma energia cinética inicial. Ao longo da trajetória, esses íons são distribuídos no ambiente do dispositivo de acordo com a corrente e a velocidade. Devido à dependência da trajetória em relação aos potenciais, um método iterativo deve ser usado para encontrar uma solução auto-consistente. Os princípios de modelagens baseadas em códigos PIC e a trajetória computacional relacionada a métodos iterativos em busca de soluções auto-consistentes são descritos por Araujo & Campos 2010.

Os principais problemas gerados nas simulações eletromagnéticas incluem feixe com alta emitância, colisões de partículas com os eletrodos do sistema de extração e transporte e baixa energia do feixe de dêuterons no alvo. Para se obter bons resultados, na maioria das vezes, é necessário realizar centenas de simulações ajustando pouco a

pouco as geometrias definidas nos componentes, quando estas não podem ser obtidas por modelagens analíticas.

Os projetos de aceleradores foram investigados, nesta tese, por meio do programa CST (*Computer Simulation Technology*) [CST, 2014]. Este é utilizado tanto no desenho técnico do projeto, juntamente com o programa *AutoCAD Mechanical* [AUTODESK, 2014], quanto nas simulações computacionais eletromagnéticas. Essa ferramenta computa o caminho das partículas através de um campo eletromagnético pré-calculado. Os campos elétricos e magnéticos são avaliados em uma grade computacional, em que o código interpola os campos às posições das partículas seguindo um esquema linear. As equações das trajetórias das partículas são baseadas na atualização do tempo (equação 3.56) e posição (equação 3.57).

$$m^{n+1}\vec{v}^{n+1} = m^n\vec{v}^n + q\Delta t(\vec{E}^{n+\frac{1}{2}} + \vec{v}^{n+\frac{1}{2}} \times \vec{B}^{n+\frac{1}{2}}) \quad (3.56)$$

e

$$\vec{r}^{n+\frac{3}{2}} = \vec{r}^{n+\frac{1}{2}} + \vec{v}^{n+1}\Delta t, \quad (3.57)$$

onde \vec{B} é o campo magnético, q é a carga da partícula, \vec{r} representa a posição da partícula e Δt o intervalo de tempo.

3.5.2 Simulações nucleares

As análises nucleares foram realizadas utilizando o código MCNP (Monte Carlo N-Particle), versão 5. Ele foi desenvolvido pelo laboratório nacional de Los Alamos e é distribuído nos Estados Unidos pelo Centro de Informação de Segurança de Radiação Computacional em Oak Ridge, Tennessee e, internacionalmente, pela Agência de Energia Nuclear, em Paris, França. É utilizado principalmente para a simulação de processos nucleares, como a fissão, mas tem a capacidade de simular as interações de partículas que envolvem nêutrons, fótons e elétrons. As áreas específicas de aplicação incluem, mas não estão limitados a, proteção radiológica e dosimetria, proteção contra radiações, radiologia, física médica, de segurança/criticalidade nuclear, projetos de detectores e análise, sondas para análises de petróleo, acelerador focados em fissão ou fusão, descontaminação e desmantelamento [MCNP5, 2014].

O Método de Monte Carlo (MMC) pode ser descrito como um método estatístico, no qual se utiliza uma sequência de números aleatórios para a realização de uma simulação. Em termos de transporte de radiação, o processo estocástico pode ser visto como uma família de partículas cujas coordenadas individuais mudam aleatoriamente em cada colisão. O comportamento médio dessas partículas é descrito em termos de

grandezas macroscópicas, como fluxo ou densidade de partículas. O valor esperado dessas grandezas corresponde à solução determinística da equação de Boltzmann (que rege o fenômeno de transporte de radiação). Grandezas específicas como energia depositada ou dose são derivadas destas grandezas. Simulações estatísticas contrastam com métodos convencionais de discretização, que são tipicamente aplicados em sistemas de equações diferenciais parciais ou ordinárias que descrevem o processo físico. Em muitas aplicações práticas do MMC, o processo físico é simulado diretamente, sem necessidade de se descreverem as equações matemáticas que representam o comportamento do sistema, sendo que o único requisito necessário é que o processo físico possa ser descrito por funções de densidade de probabilidade (PDF), que delineiam o processo físico do fenômeno observado. Desta forma, a essência do MMC aplicado a transporte de radiação consiste em estimar determinadas quantidades, observando-se o comportamento de um grande número de eventos individuais. O conjunto de eventos que ocorre com uma determinada partícula, desde o seu “nascimento”, ou seja, o momento em que ela é emitida pela fonte, até o momento em que ela “morre”, ou seja, é absorvida ou escapa do sistema, é denominado de história da partícula. Essas histórias são geradas por meio de amostragens das PDF. Em outras palavras, solucionar um problema com o MMC consiste em realizar uma simulação matemática (ou experimento matemático) do fenômeno físico de interesse ao invés de solucionar a equação ou conjunto de equações que o regem. Assim, qualquer cálculo envolvendo o MMC é iniciado com a criação de um modelo que representa o sistema real de interesse (por exemplo: detector e corpo humano). A partir de então, simulam-se as interações da radiação com este modelo por meio de amostragens aleatórias das PDF que caracterizam esse processo físico. À medida que o número de histórias das partículas simuladas aumenta, melhora-se a qualidade do comportamento médio do sistema, caracterizado pela diminuição das incertezas estatísticas das grandezas de interesse. Entretanto, este método é qualificado pela impraticabilidade em se obter a solução exata do problema, mas o que se espera é uma boa estimativa do valor exato à medida que um número suficientemente grande de amostragens é processado [Yoriyaz, 2008].

Capítulo 4

Métodos e Resultados

4.1 Aspectos do Projeto de Geradores de Nêutrons

As investigações apresentadas nesta tese propõem reportar projetos otimizados de aceleradores de dêuterons de pequeno porte para produção de nêutrons com múltiplas finalidades, destacando-se inovações em produção de radioisótopos. Nesta concepção, os requerimentos empregados estabelecem a produção de plasma por meio de rf a 13,56 MHz e diferenças de potenciais inferiores a 200 kV. O presente capítulo, mostra a trajetória para os desenvolvimentos centrais da tese, as Células Fusoras, apresentando os principais resultados obtidos.

4.2 Campos Eletromagnéticos no Plasma

4.2.1 Métodos e modelagem

Esta seção apresenta uma análise dos campos eletromagnéticos oriundos de uma antena de rf na câmara de plasma e o comportamento energético de elétrons submetidos a tais campos. A Figura 4.1 apresenta a geometria empregada para apreciação dos mesmos.

A corrente i é dada pela equação 4.1.

$$i(t) = i_0 \text{sen}(\omega t), \quad (4.1)$$

onde i_0 é a amplitude da corrente e ω a frequência angular do campo de rf. O campo magnético a uma distância h do centro do laço é dado pela lei de Biot-Savart [Qihou, 1987]:

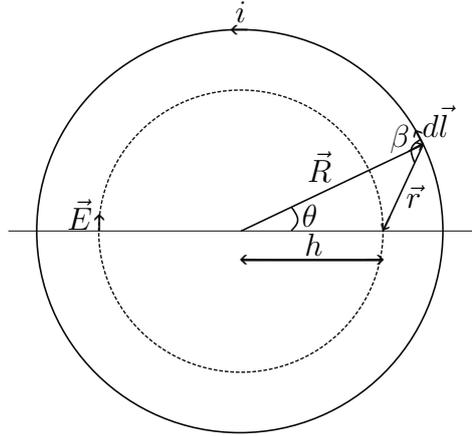


Figura 4.1. Espira representando um segmento da antena de rf, de raio R , e uma circunferência pontilhada de raio h .

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \hat{R}}{r^2}, \quad (4.2)$$

No caso ilustrado na Figura 4.1, pode-se escrever:

$$dB = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{dl \operatorname{sen}(\beta)}{r^2} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{dl \operatorname{sen}(\beta) R d\theta}{r^2}, \quad (4.3)$$

sendo β o ângulo entre os vetores $d\vec{l}$ e \vec{r} , R é o raio do laço e r é a distância do ponto de interesse ao elemento infinitesimal de corrente contido no elemento infinitesimal de comprimento do fio dl .

Declarando β e r em função de θ na equação 4.3, obtém-se:

$$dB = \frac{\mu_0 i \operatorname{sen}\left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{arccosen}\left(\frac{h \operatorname{sen}(\theta)}{\sqrt{(R \cos(\theta) - h)^2 + (R \operatorname{sen}(\theta))^2}}\right)\right] R d\theta}{4\pi [(R \cos(\theta) - h)^2 + (R \operatorname{sen}(\theta))^2]}. \quad (4.4)$$

Integrando a equação 4.4 de $\theta = 0$ até $\theta = 2\pi$, o campo magnético em qualquer plano do laço pode ser obtido. Os campos elétricos e magnéticos envolvidos estão relacionados através da equação de Faraday:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (4.5)$$

Resolvendo a equação 4.5 em coordenadas cilíndricas, obtém-se:

$$\frac{\partial E_\theta}{\partial r} = -\frac{\partial B(r)}{\partial t} = -B_0(r)\omega \cos(\omega t). \quad (4.6)$$

onde B_0 é a amplitude do campo magnético e ω é a frequência angular. Como exemplo,

pode-se determinar as intensidades dos campos elétrico e magnético de um laço de antena circular com 4 cm de raio e frequência de 13,56 MHz, com amplitude de corrente de 50 A correspondente a cerca de 2500 W de potência da onda. Na Figura 4.2 é apresentado valores de campos magnéticos no lugar geométrico do laço pontilhado (Figura 4.1). A equação 4.4 foi resolvida com auxílio do código Maple 2012.

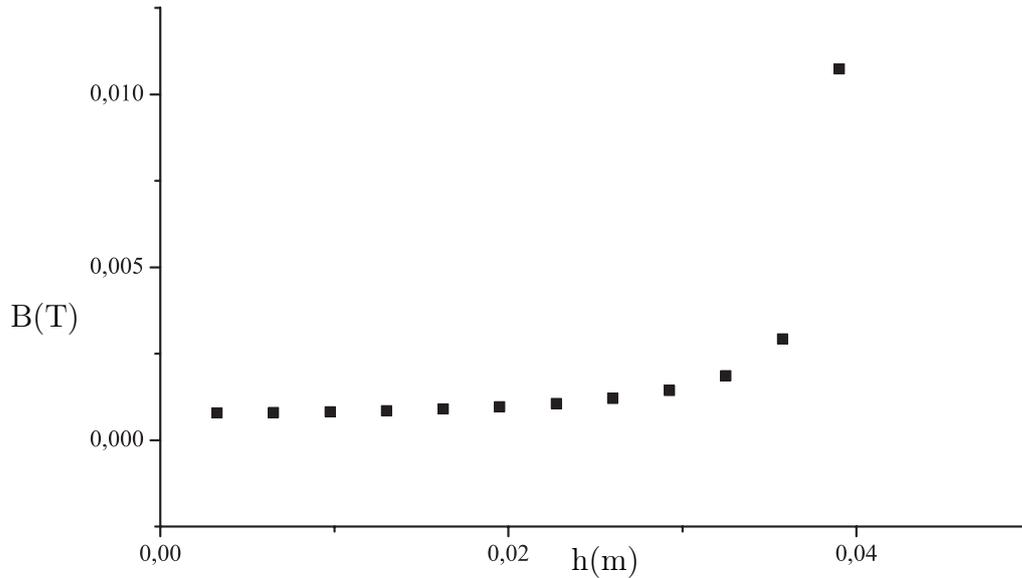


Figura 4.2. Amplitude do campo magnético em função da distância do centro da espira.

Pode se considerar, para efeitos práticos de cálculo, que o campo elétrico é uma função quadrática inversa que pode ser ajustada a partir das coordenadas apresentadas na Figura 4.2. Dessa forma, pode-se reescrever a equação 4.6 da seguinte forma:

$$\frac{\partial E_{\theta}}{\partial h} = -\frac{1}{ah^2 + bh + c}\omega\cos(\omega t), \quad (4.7)$$

Realizando o ajuste proposto na equação 4.7 com relação às coordenadas da curva apresentada na Figura 4.2 e utilizando código Origin 2012, obtém-se $a = -312,03565 \pm 0,00079$, $b = 99959,2829 \pm 4216,6468$ e $c = 3998,87058 \pm 168,68678$. A curva analítica é apresentada na Figura 4.3. Por meio do código Maple 2012, a equação diferencial 4.7 foi resolvida, resultando na equação 4.8.

$$E = -2,0003 \times 10^{-5}\omega\cos(\omega t)\arctgh(6,2417 \times 10^{-3}h + 9,9975 \times 10^{-1}), \quad (4.8)$$

cujas curvas são apresentadas na Figura 4.4.

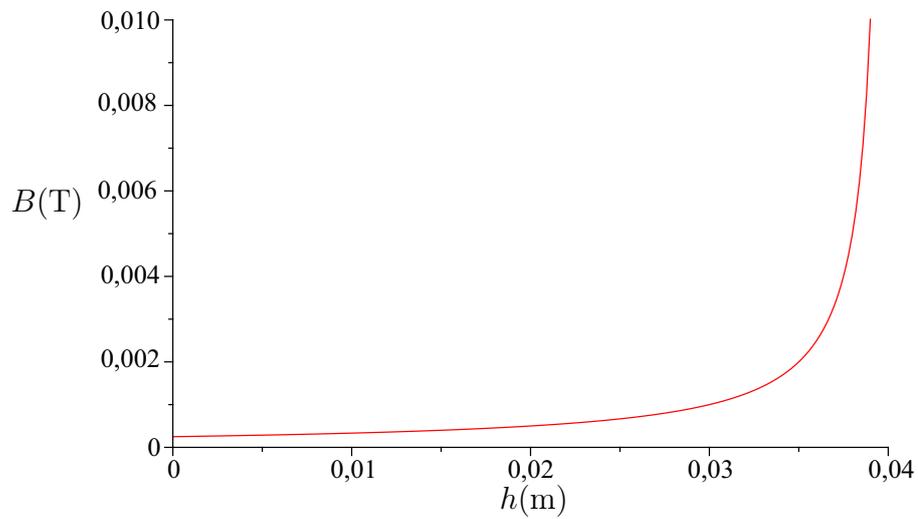


Figura 4.3. Curva ajustada da amplitude do campo magnético em função da distância do centro da espira.

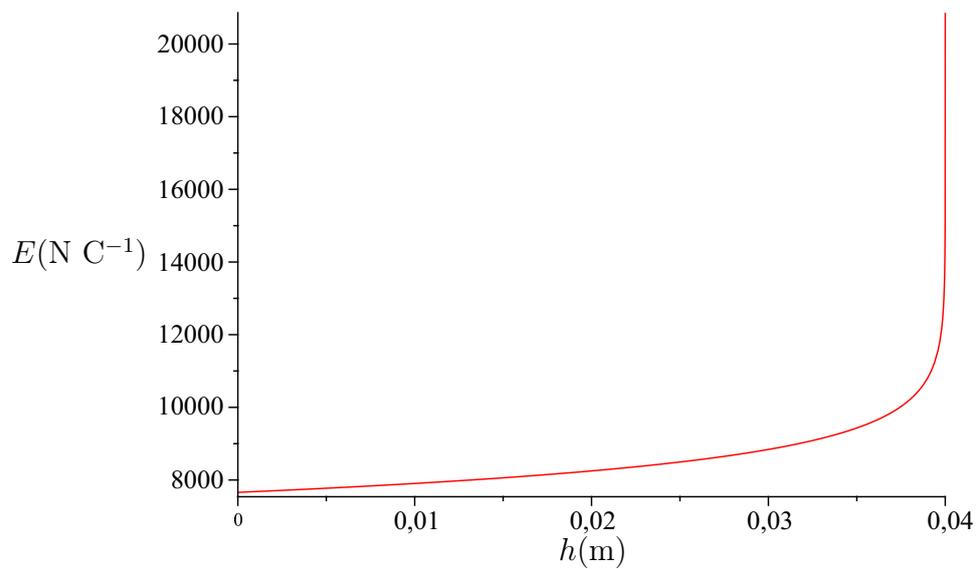


Figura 4.4. Curva da amplitude do campo elétrico em função da distância do centro da espira.

O campo magnético e elétrico mostrados nas Figuras 4.3 e 4.4 apresentam um comportamento praticamente linear de 0 a cerca de 3 cm do centro da espira, em seguida, aumenta significativamente. Esse comportamento mostra que o campo eletromagnético cria elétrons mais energéticos próximos a antena, produzindo densidades de ionização mais altas nesse local.

O comportamento de um elétron em um campo elétrico de rf, com as características mencionadas, pode ser obtida a partir da equação que segue:

$$m \frac{dv}{dt} = qE_0 \sin(\omega t), \quad (4.9)$$

cuja solução é:

$$v(t) = v_0 - \frac{qE_0}{m\omega} \cos(\omega t), \quad (4.10)$$

sendo E_0 a amplitude do campo elétrico. Definindo a amplitude do campo elétrico E_0 igual a 8860 N C^{-1} que se dá a cerca de 3 cm do centro da espira e considerando que o elétron está com energia cinética inicial de 2 eV, determina-se a curva característica da equação 4.10, que segue apresentada na Figura 4.5, seguida da curva da energia cinética do elétron em função do tempo na Figura 4.6.

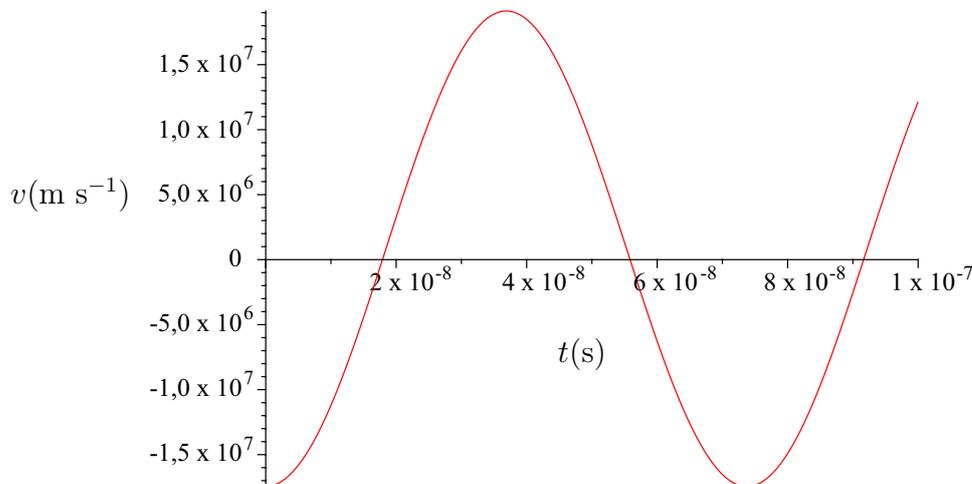


Figura 4.5. Velocidade do elétron submetido a rf em função do tempo.

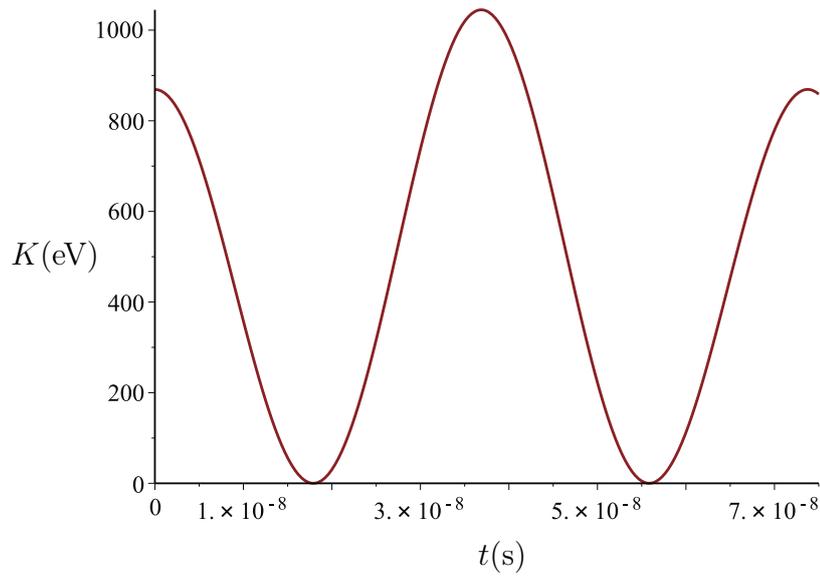


Figura 4.6. Energia cinética do elétron submetido a rf em função do tempo.

4.2.2 Considerações finais

Nessa seção foi abordado um método para avaliação dos campos elétrico e magnético em função da distância do centro de uma espira circular e o perfil energético de um elétron, em uma posição específica no interior da espira, em função do tempo por meio de equações elementares da teoria eletromagnética. Os resultados mostram que a densidade iônica do plasma aumenta drasticamente nas proximidades da antena. Caso o interesse seja produzir volumes mais extensos de plasma, pode-se aumentar a potência da rf ou aplicar outras geometrias de antena.

4.3 Suprimento de Alta Tensão via Gerador em Cascata

4.3.1 Introdução

O multiplicador de tensão Cockcroft-Walton foi idealizado por Greinacher 1920, sendo aprimorado por Cockcroft & Walton 1932, com o objetivo de produzir feixes de íons positivos de alta energia. Este gerador é baseado em um circuito elétrico que consiste de uma rede de diodos e capacitores para produzir altas tensões a partir de baixa tensão alternada ou tensão contínua pulsada. Ele foi nomeado após John Douglas Cockcroft e Ernest Thomas Sinton Walton usarem para energizar um acelerador de partículas, executando a primeira desintegração nuclear artificial da história. Circuitos de Cockcroft-Walton são usados em aceleradores de partículas, mas também em muitos equipamentos eletrônicos que requerem altas tensões, tais como lasers, CRT, LCD com retroiluminação, suprimentos de potência, sistemas de raios X, cavidades ressonantes, maquinas copiadoras e osciloscópio. Nesta seção é apresentada uma simulação de multiplicador de tensão capaz de estabelecer tensões de aceleração da ordem de 200 kV, utilizando uma tensão de entrada de 10 kV, com o objetivo de definir os potenciais no eletrodos do acelerador de dêuterons.

4.3.2 Considerações de projeto e simulação

O processo operacional do multiplicador é simples, este consiste de um circuito base como apresentado na Figura 4.7. Quando a corrente alternada alcança o polo negativo do diodo a direita, ele permite que a corrente flua das ligações aterradas para o primeiro capacitor, carregando o mesmo.

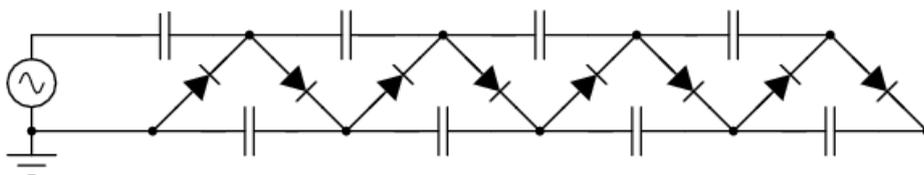


Figura 4.7. Circuito em cascata de Cockroft e Walton de 4 estágios.

No momento em que a tensão alternada reverte a polaridade, a corrente flui através do segundo diodo carregando o segundo capacitor com o fim do polo positivo da fonte de corrente alternada e o primeiro capacitor. Então, o segundo capacitor

atinge o dobro da carga adquirida pelo primeiro. A cada mudança na polaridade da fonte, os capacitores adicionam carga e aumentam a tensão dos capacitores subsequentes. O aumento de tensão no circuito, assumindo nenhuma dissipação de carga, equivale a duas vezes a tensão de entrada (V_0) multiplicada pelo número de estágios (n).

Em aplicações práticas, o multiplicador drena carga. Conseqüentemente, a diferença de potencial nunca alcança o valor de $2nV_0$. Com isso, define-se o *ripple* (δV) na tensão e, dessa forma, duas quantidades devem ser consideradas: a queda de tensão δV_0 e o *ripple* pico-a-pico $2\delta V$, que são mostrados na Figura 4.8. O *ripple* e a tensão máxima (V_{Max}) podem ser obtidos por meio da equação 4.11 e, assumindo o número de estágios maior que quatro, por meio da equação 4.12 [Kuffel et al., 2000].

$$\delta V = \frac{i}{\nu C} \frac{n(n+1)}{4}, \quad (4.11)$$

$$V_{Max} \approx 2nV_0 - \frac{i}{\nu C} \frac{2n^3}{3}. \quad (4.12)$$

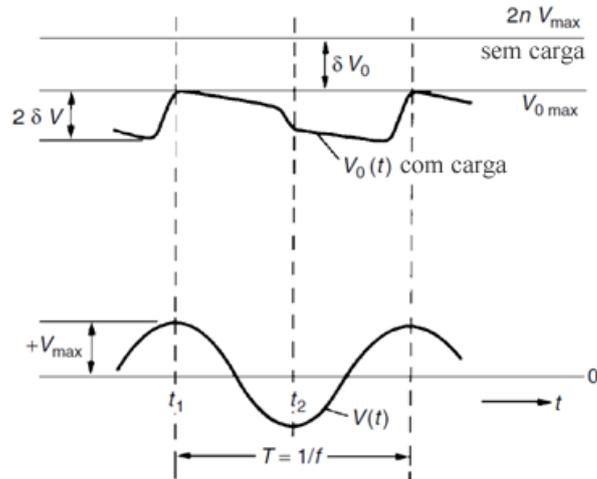


Figura 4.8. A Figura de cima mostra a reprodução da forma da tensão de saída $V_0(t)$, considerando o circuito sob carga, definindo a queda de tensão δV_0 , o *ripple* pico a pico $2\delta V$, $2nV_{\text{max}}$ representa a tensão que seria atingida ao final de n estágios, desconsiderando que o circuito está sob carga e $V_0 \text{ max}$ representa a tensão máxima atingida pelo circuito sob carga. Na Figura de baixo, nota-se a forma da tensão de entrada, com amplitude máxima V_{max} , definida na crista em um tempo t_1 , o tempo t_2 se associa a um vale, $V(t)$ representa a curva da tensão do circuito a vazio, T o período da onda e f a frequência. Modificada de Kuffel et al. 2000.

As simulações apresentadas nesta seção foram realizadas por meio do código PowerSim 2012 versão 9. A Figura 4.9 apresenta uma parte do Cockcroft-Walton

esquematizado no código, consistindo de 20 estágios arranjados com capacitores de 2 μF e tensão de entrada de 10 kV com 5 kHz de frequência. Observa-se, nesse diagrama, que foi definida uma corrente drenada no circuito, em paralelo ao voltímetro. O nível de corrente drenada foi avaliado para seis valores: 0, 100, 150, 200, 250 e 300 mA. Os resultados são apresentados na subseção 4.3.4.

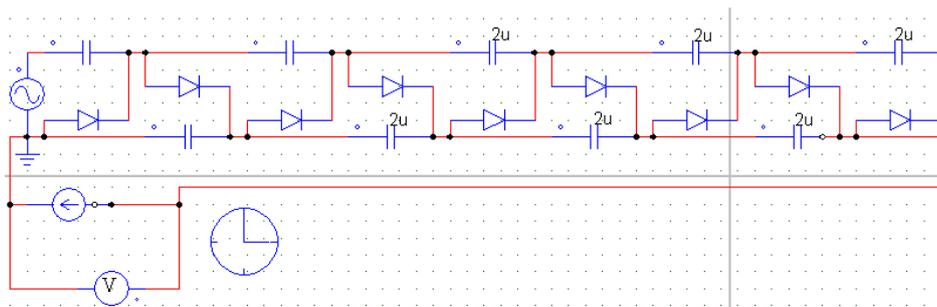


Figura 4.9. Diagrama de um segmento do circuito simulado de 20 estágios.

Os parâmetros do circuito apresentado na Figura 4.9 foram determinados com base em análises das variações das grandezas. Assim, inicialmente, será apresentada a avaliação da influência dos valores dos parâmetros do circuito, com base na distinção do número de estágios (2, 4, 8 e 10), do valor da frequência (50 Hz, 500 kHz e 1 MHz) e da capacitância (2 nF, μF e 20 mF). Nesta investigação, o circuito padrão é definido com 4 estágios, frequência de 5 kHz, capacitância de 2 μF e corrente drenada de 1 mA, a tensão de pico foi definida como 100 V e a discretização temporal de 0,2 ns. Na subseção 4.3.3 são apresentadas as curvas com o circuito a vazio (sem carga drenada) e sob carga.

4.3.3 Estudo da variação dos parâmetros do circuito

◇ Circuito a vazio:

A Figura 4.10 mostra o resultado da simulação do circuito padrão com diferentes frequências da fonte. Uma ampliação da Figura 4.10, destacando as curvas para as frequências de 50 Hz, 500 kHz e 1 MHz é apresentada na Figura 4.11. Curvas que descrevem o comportamento da tensão em relação a circuitos com valores diversificados para a capacitância são mostradas na Figura 4.12. A variação do número de estágios define o aspecto das curvas abordadas na Figura 4.13.

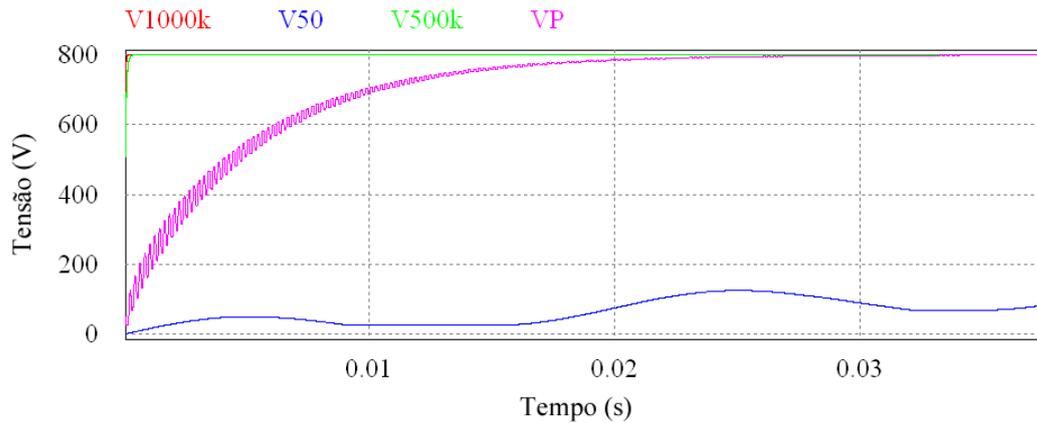


Figura 4.10. Tensão em função do tempo para o circuito padrão com os seguintes dados de frequência: $V50 = 50$ Hz, $VP = 5$ kHz, $V500k = 500$ kHz e $V1000k = 1$ MHz.

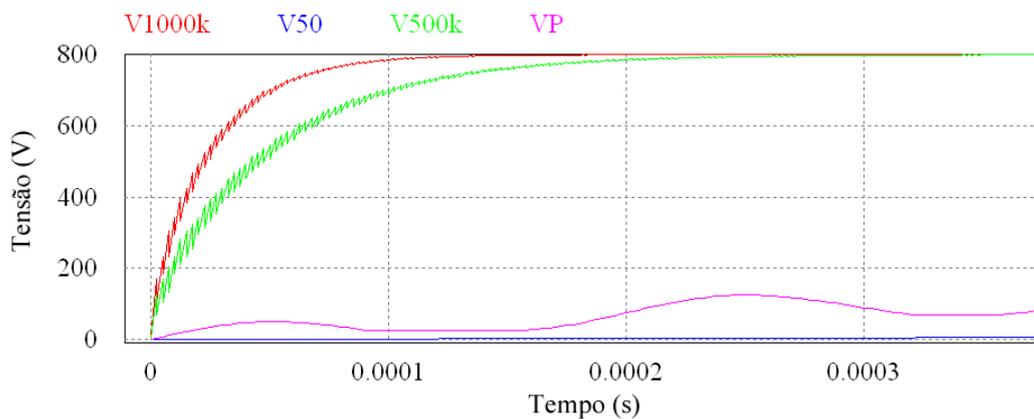


Figura 4.11. Tensão em função do tempo para o circuito padrão a vazio com frequência de 50 Hz ($V50$), 5 kHz (VP), 500 kHz ($V500k$) e 1 MHz ($V1000k$), destacando o carregamento dos capacitores alimentados com fontes de frequências mais altas.

Nos circuitos a vazio as curvas apresentaram resultados próximos aos esperados. Aumentando-se a frequência da fonte, pode-se observar menor tempo de carregamento e estabilização do circuito. A variação da capacitância revelou *ripples* provavelmente oriundos da drenagem de corrente na polaridade inversa dos diodos, produzindo uma diminuição na tensão de saída, que aumenta numa relação inversa com a capacitância. Os resultados da variação do número de estágios se mostraram como esperado, a tensão final é dada por $2nV_{in}$, sendo V_{in} a tensão de entrada.

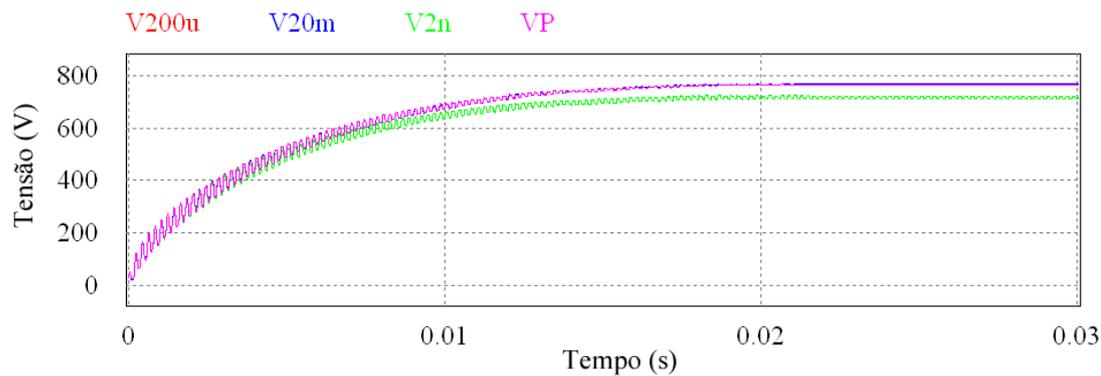


Figura 4.12. Resultado da simulação do circuito padrão com capacitância de 2 nF (V2n), 2 μ F (VP), 200 μ F (V200u) e 20 mF (V20m).

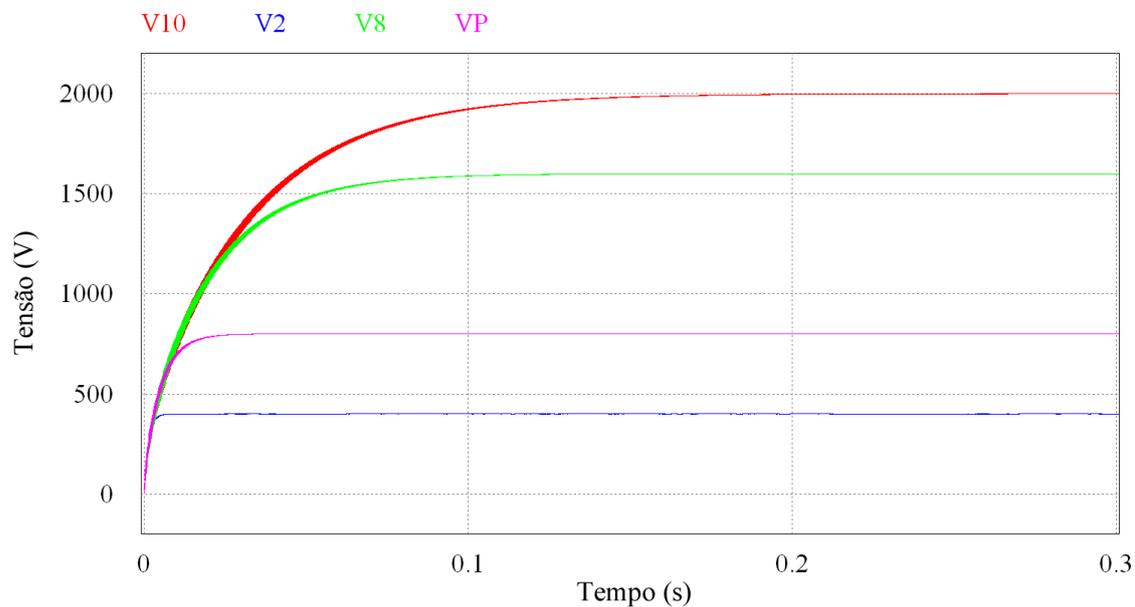


Figura 4.13. Resultado da simulação do circuito padrão com 2 (V2), 4 (VP), 8 (V8) e 10 (V10) estágios.

◇ Circuito sob carga:

A Figura 4.14 mostra o resultado da simulação para o circuito padrão com diferentes níveis de carga drenada. É apresentada na Figura 4.15 uma ampliação na Figura 4.14, revelando os *ripples*. A Figura 4.16 delinea a curva oriunda da corrente drenada de 500 mA.

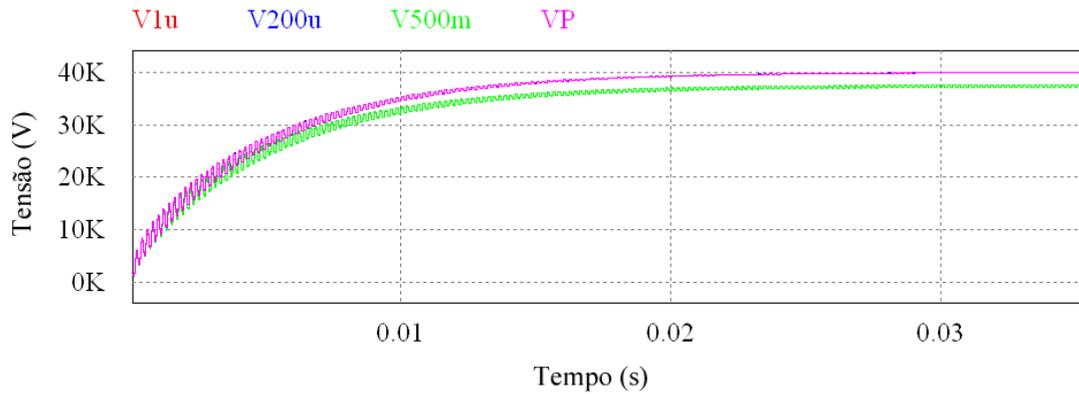


Figura 4.14. Tensão em função do tempo para diferentes níveis de carga drenada no circuito padrão sob carga. Sendo: $V1u = 1 \mu A$, $V200u = 200 \mu A$, $V500m = 500 \text{ mA}$ e $VP = 1 \text{ mA}$.

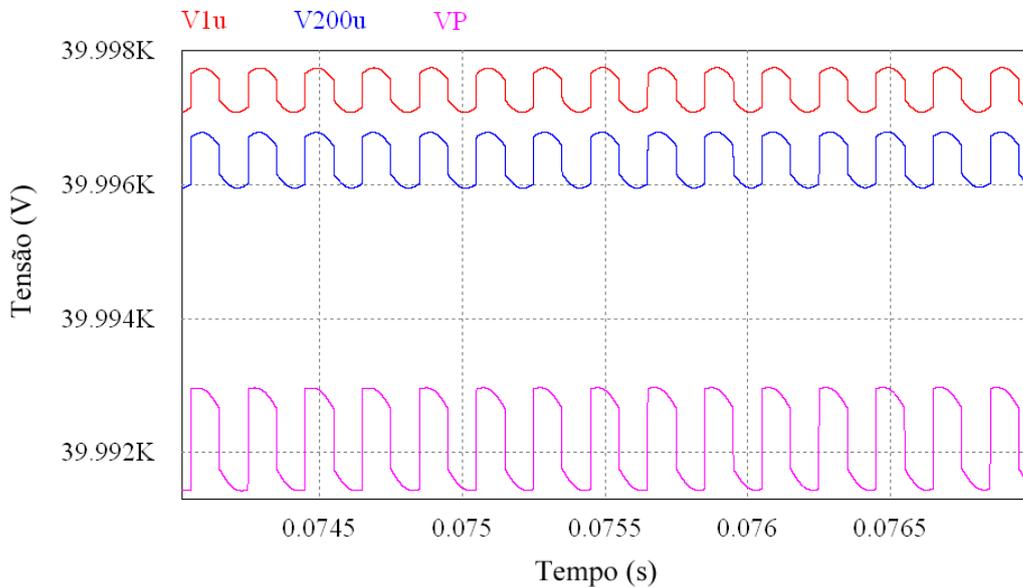


Figura 4.15. Tensão em função do tempo para diferentes níveis de carga drenada no circuito padrão sob carga, apresentando os *ripples*, onde: $V1u = 1 \mu A$, $V200u = 200 \mu A$ e $VP = 1 \text{ mA}$.

A Tabela 4.1, Tabela 4.2 e Tabela 4.3 apresentam os valores obtidos via simulação e calculados, por meio das equações 4.11 e 4.12, para as quedas de tensão, *ripples*

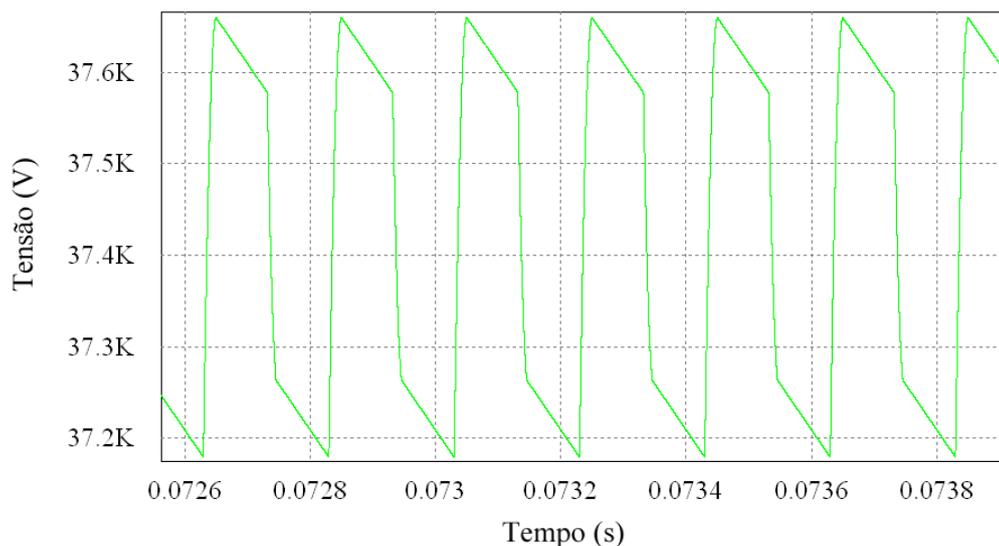


Figura 4.16. Tensão em função do tempo para 500 mA de carga drenada no circuito padrão, apresentando os *ripples*.

e tensões máximas.

Tabela 4.1. Queda de tensão (ΔV_0)

i	ΔV_0 Calculada (V)	ΔV_0 Simulada (V)
1 μ A	0,0042	2,3
200 μ A	0,840	3,2
1 mA	4,2	7 V
500 mA	2100	2341

Tabela 4.2. Ripples (δV)

i	δV Calculada (V)	δV Simulada (V)
1 μ A	0,5	0,7
200 μ A	0,1	0,4
1 mA	0,5 V	0,8
500 mA	250 V	235

Para correntes pequenas (1 μ A e 200 μ A) houve discrepâncias menores que 3 V entre os resultados simulados e calculados para a queda de tensão. Quando se considera uma corrente drenada de 1 mA, o desvio em relação ao valor simulado é de 40%; no caso de 500 mA, observa-se um desvio de 10%. Essa variação deve estar associada a provável queda de tensão no diodos na polaridade inversa. Observa-se uma variação significativa entre os valores simulados e calculados dos

Tabela 4.3. Tensão máxima ($V_{0 \text{ máx}}$)

i	$V_{0 \text{ máx}}$ Calculada (V)	$V_{0 \text{ máx}}$ Simulada (V)
1 μA	40000,0	39997,7
200 μA	39999,2	39996,8
1 mA	39995,8	39993,0
500 mA	37900,0	37659,0

ripples. Há uma diferença de 2 V para a corrente de 1 μA , 3 Volts para a de 200 μA , 3 Volts para 1 mA e uma variação de 6% para uma corrente drenada de 500 mA. Os valores de tensão máxima simulada se apresentaram compatíveis com os calculados; para a corrente de 1 μA a variação chegou a 0,005%, para a corrente de 200 μA se observa uma variação de 0,006%; com uma corrente de 1 mA, o desvio foi de 0,6% e para uma corrente drenada de 500 mA, nota-se uma variação em relação ao valor calculado de 0,007%.

4.3.4 Cockroft-Walton de 20 estágios

A simulação do circuito apresentado na Figura 4.9 foi realizada com duração de 1 s e intervalo de discretização temporal de 10^{-7} s. Os resultados da tensão em função do tempo são apresentados na Figura 4.17. As Figuras 4.18, 4.19, 4.20, 4.21 e 4.22 mostram os *ripples* gerados nos circuitos sob carga.

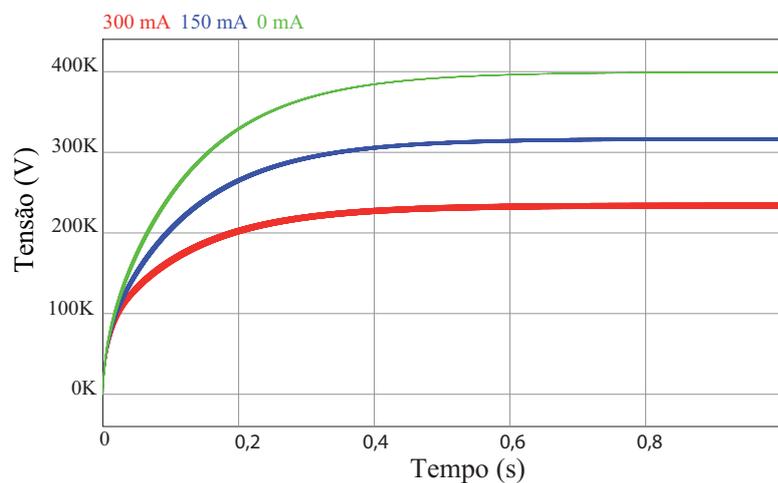


Figura 4.17. Tensão em função do tempo no Cockroft-Walton apresentado na Figura 4.8 considerando três níveis de corrente drenada; 0, 150 mA e 300 mA.

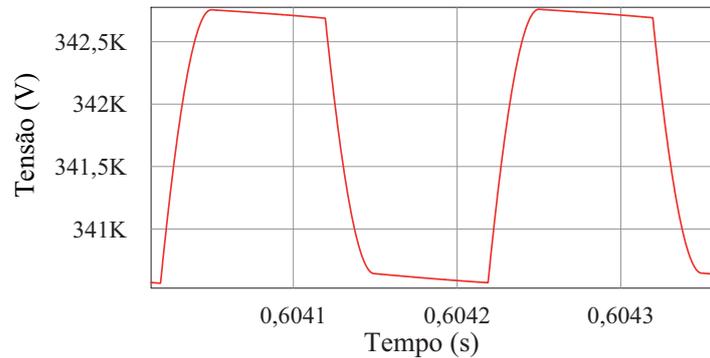


Figura 4.18. Tensão em função do tempo: *ripples* no circuito sob carga (100 mA).

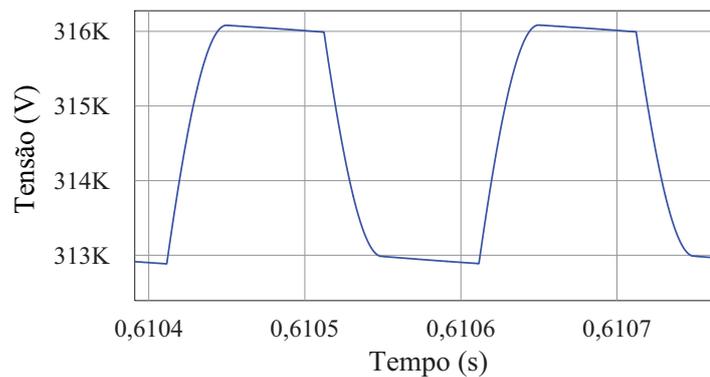


Figura 4.19. Tensão em função do tempo: *ripples* no circuito sob carga (150 mA).

4.3.5 Análises e conclusão do circuito multiplicador de 20 estágios

A Tabela 4.4 apresenta os dados obtidos por meio das simulações e oriundos de cálculos que empregam as equações 4.11 e 4.12.

A maior discrepância entre os valores simulados e calculados ocorre com os *ripples* provenientes da corrente drenada de 250 mA, que corresponde a menos de 3%. Diferenças significativamente pequenas entre os resultados da simulação e os valores calculados também foram obtidas para a tensão de saída. A maior se apresenta na simulação da corrente drenada de 300 mA, apresentando variação entre resultados menor que 2%. Métodos tem sido investigados para minimizar a amplitude dos *ripples* [Zhang

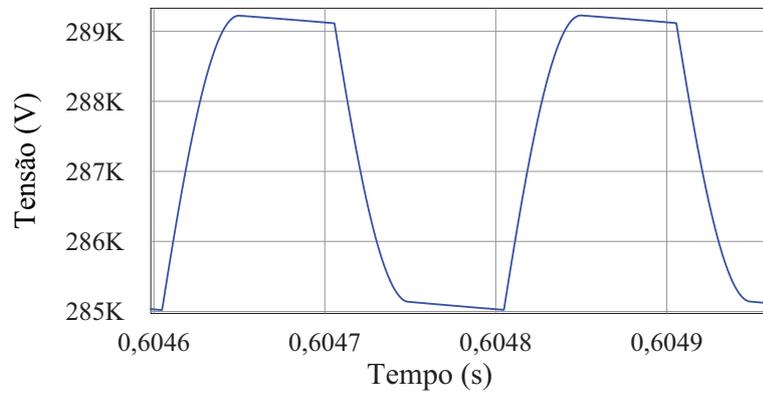


Figura 4.20. Tensão em função do tempo: *ripples* no circuito sob carga (200 mA).

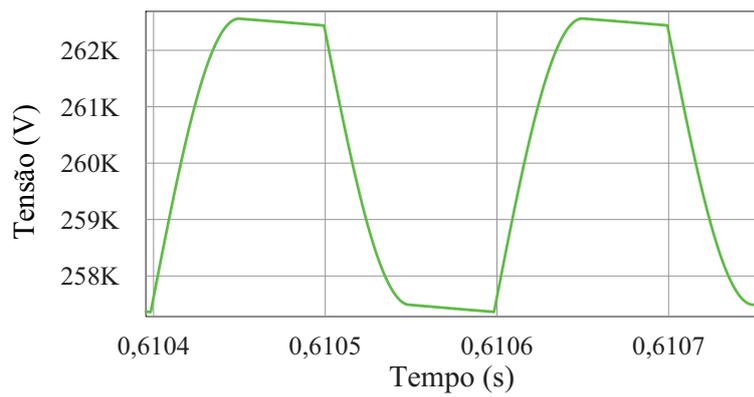


Figura 4.21. Tensão em função do tempo: *ripples* no circuito sob carga (250 mA).

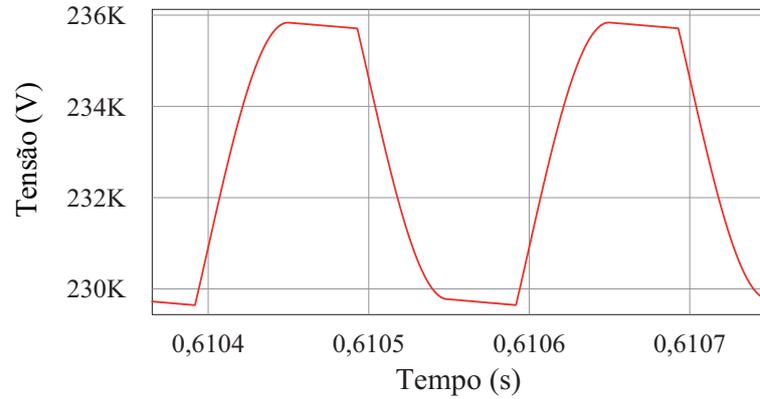


Figura 4.22. Tensão em função do tempo: *ripples* no circuito sob carga (300 mA).

Tabela 4.4. Comparação dos dados obtidos via método analítico e simulações

i_d (mA)	$\delta V_{simulada}$ (V)	$V_{max\ simulada}$ (V)	$\delta V_{calculada}$ (V)	$V_{max\ calculada}$ (V)
0	0	400000	0	400000
100	1049	345030	1050	346667
150	1558	318063	1575	320000
200	2060	291029	2100	293333
250	2564	263922	2625	266667
300	3211	236992	3150	240000

& Takaoka, 1994; Yamakawa et al., 2008]. Entretanto, mesmo com as quedas de tensão apresentadas no circuito sob carga abordado, é possível obter tensões na ordem de 200 kV. Um gerador com as características apresentadas é capaz de suprir tensões, inclusive, superiores às aplicadas nos projetos de aceleradores reportados nesta tese.

4.4 Eletrodos Extratores

A determinação de uma expressão semi-empírica para a corrente de íons extraída da câmara de plasma é o objeto de estudo desta seção. Essencialmente será proposto um modelo fenomenológico onde serão desenvolvidas duas vertentes baseadas em dados experimentais. O resultado final acopla ambos os modelos, teórico e experimental, para tratar o problema de posicionamento de eletrodos. A Figura 4.23 ilustra a geometria utilizada nos cálculos. A lei de Gauss é o ponto de partida e segue apresentada na equação 4.13.

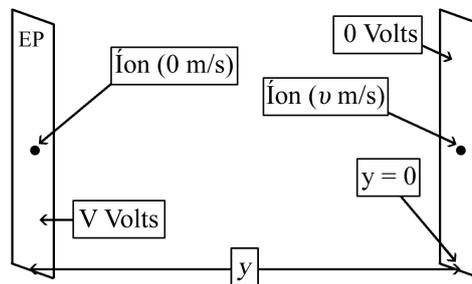


Figura 4.23. Geometria e considerações de cálculo. O eletrodo do plasma está a um potencial positivo V e a distância entre os eletrodos é y . Em $y = 0$, $V = 0$. Modificada de [Araujo & Campos, 2012].

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (4.13)$$

onde \vec{E} é o campo elétrico, ρ é a densidade de carga e ϵ_0 é a permissividade elétrica no vácuo. A equação 4.14 relaciona a diferença de potencial V e o campo elétrico entre os eletrodos; onde, claramente, o problema se encontra no domínio eletrostático.

$$V = - \int_{\phi}^y \vec{E} \cdot d\vec{y}, \quad (4.14)$$

sendo ϕ o ponto de referência e $d\vec{y}$ o vetor elemento diferencial de comprimento. Dessa forma, a equação 4.14 pode ser escrita como:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V, \quad (4.15)$$

Substituindo o campo elétrico da equação 4.13 na equação 4.15, obtém-se:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (4.16)$$

Em módulo e para um sistema unidimensional, a equação 4.16 pode ser reescrita como segue:

$$\frac{d^2V}{dy^2} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (4.17)$$

Colocando a densidade de cargas ρ em função da densidade de corrente iônica J , encontra-se:

$$J = \frac{dq}{Adt} \frac{dy}{dy} = \frac{dq}{d\tau} v = \rho v, \quad (4.18)$$

onde $d\tau$ é o elemento diferencial de volume (Adx) e v a velocidade do íon. Como apresentado na Figura 4.23, a velocidade inicial da partícula é próxima de zero e a energia cinética final K , no dispositivo tratado nesta tese, terá energia da ordem e centenas de keV, caracterizando o domínio da mecânica clássica. A energia adquirida pela partícula é devido a diferença de potencial V entre os eletrodos. Por sua vez, a velocidade pode ser determinada como segue:

$$K = \frac{1}{2}mv^2 = \zeta q_e V \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2\zeta q_e V}{m}}, \quad (4.19)$$

q_e representa o módulo da carga do elétron, v a velocidade do íon, m a massa iônica e ζ representa o estado de carga do íon (número de elétrons em déficit em relação ao estado fundamental). Substituindo v da equação 4.19 na equação 4.18, obtém-se:

$$\rho = J \sqrt{\frac{m}{2\zeta q_e V}}. \quad (4.20)$$

Substituindo ρ da equação 4.20 na equação 4.17, chega-se a:

$$\frac{d^2V}{dy^2} = \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2\zeta q_e}} V^{\frac{1}{2}}. \quad (4.21)$$

Uma solução analítica para se obter a densidade de corrente em um problema bidimensional é extremamente complexa [Kirstein et al., 1967]. Ela requer a solução simultânea do balanço de forças, da equação de continuidade e da equação de Poisson em duas dimensões [Lau, 2001]; no entanto, os resultados não são claros ou prontamente aplicáveis [Umstattd & Luginsland, 2001]. O modelo empregado neste estudo é unidimensional, porém ele será aprimorado por meio da incorporação de parâmetros experimentais focando uma equação semi-empírica. Um método para se resolver a equação 4.21 consiste em multiplicar ambos os lados da mesma por dV/dy , isto é:

$$\frac{dV}{dy} \frac{d^2V}{dy^2} = \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2\zeta q_e}} V^{\frac{1}{2}} \frac{dV}{dy}. \quad (4.22)$$

Desenvolvendo a equação 4.22, obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dy} \frac{d}{dy} \frac{dV}{dy} &= \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2\zeta q_e}} V^{\frac{1}{2}} \frac{dV}{dy} \Rightarrow \\ \frac{dV}{dy} d \frac{dV}{dy} &= \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2\zeta q_e}} V^{\frac{1}{2}} dV, \\ \int \left(\frac{dV}{dy} \right) d \left(\frac{dV}{dy} \right) &= \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2\zeta q_e}} \int V^{\frac{1}{2}} dV. \end{aligned} \quad (4.23)$$

Como resultado, encontra-se uma equação diferencial da tensão elétrica em relação à posição linear, como apresentado na equação 4.24.

$$\left(\frac{dV}{dy} \right)^2 = \frac{4}{3} \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2\zeta q_e}} V^{\frac{1}{2}} + C. \quad (4.24)$$

Calculando:

$$\frac{dV}{dx} = \kappa V^{\frac{1}{4}}, \quad (4.25)$$

Obtém-se:

$$\frac{1}{V^4} dV = \kappa dy + c. \quad (4.26)$$

Integrando a equação 4.26, chega-se a:

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \kappa y + c'. \quad (4.27)$$

A condição de contorno proposta estabelece que em $x = 0$, $V = 0$, o que implica que $c' = 0$. Isolando κ e elevando ao quadrado, tem-se:

$$\kappa^2 = \frac{16}{9y^2} V^{\frac{3}{2}}. \quad (4.28)$$

Elevando a equação 4.27 ao quadrado e substituindo κ na equação 4.28, chega-se a equação 4.29.

$$\left(\frac{dV}{dy} \right)^2 = \frac{16}{9} V^{\frac{3}{2}} V^{\frac{1}{2}}. \quad (4.29)$$

Comparando a equação 4.29 com a equação 4.24, pode-se obter a densidade de corrente, J como segue:

$$J = \frac{4}{9}\epsilon_0 \sqrt{\frac{2\zeta q_e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{y^2}. \quad (4.30)$$

O desenvolvimento prossegue com a introdução do aspecto da razão S na equação 4.30, sendo que este é um parâmetro definido como r/y , onde r é o raio de abertura do eletrodo e y é a distância entre eletrodos. Tais grandezas estão ilustradas na Figura 4.23. O intuito é determinar o valor de S que maximize a corrente de íons extraída. Esse parâmetro é importante para determinar o posicionamento dos eletrodos no sistema de extração. Com isso, obtém-se:

$$J = \frac{4}{9}\epsilon_0 \sqrt{\frac{2\zeta q_e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{y^2} = \frac{4}{9}\epsilon_0 \sqrt{\frac{2\zeta q_e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{r^2} S^2. \quad (4.31)$$

A situação a qual a densidade de corrente, equação 4.31, foi obtida é particular. Contudo, pode-se adequar o modelo analítico proposto a trabalhos experimentais para aprimorar o resultado teórico, permitindo uma equação mais realística. Tais parâmetros são referentes a ajustes de curvas oriundas de experimentos. Kelley et al. 1961 foram os primeiros, na literatura, a reportarem um fator multiplicativo que pode ser aplicado a esta modelagem. Eles relataram que a corrente de feixe é proporcional a $(S/S+1)^2$, no entanto, não apresentam dados que comprovem seus resultados. Coupland et al. 1973 apresentam dados e resultados onde os mesmos concluem que a relação $I \propto S^2/(1+S^2)$ é melhor ajustada ao modelo. O parâmetro S depende do ângulo de abertura do feixe, sendo 3,0, 3,3 e 2,0 com um ângulo de abertura de $\pm 1.25^\circ$, $\pm 2.75^\circ$ e $\pm 10^\circ$, respectivamente. Nesse caso, α provavelmente não sofre variações apreciáveis, já que os valores críticos de S são proporcionais a $\alpha^{-\frac{1}{2}}$. Introduzindo a relação fornecida por Coupland et al. 1973 na equação 4.31, considerando $\alpha = 3$ e o fator multiplicativo descrito por [Brown, 2004], obtém-se:

$$I = \frac{4}{9}\pi\epsilon_0 \frac{0.279}{1+3S^2} \sqrt{\frac{2\zeta q_e}{m}} V^{\frac{3}{2}} S^2. \quad (4.32)$$

Coupland et al. 1973 obtiveram uma equação para determinar a tensão máxima entre eletrodos. Tal equação foi obtida através de ajustes em seus próprios dados experimentais, no qual o domínio dos parâmetros foi bem definido. Este resultado é apresentado na equação 4.33.

$$V_{C, max} = B\sqrt{y}, \quad (4.33)$$

em que B é igual a $6 \times 10^4 \text{ V cm}^{-1}$. Uma equação semi-empírica que permite determinar a tensão máxima entre eletrodos foi previamente descrita por Kilpatrick 1957, baseada

em vários experimentos e modelos analíticos, considerando a probabilidade de elétrons emitidos pelo campo e a dependência linear de elétrons secundários oriundos de colisões iônicas. Este resultado segue apresentado na equação 4.34.

$$V_{K, max} \approx 1.7 \times 10^6 y^{\frac{2}{3}}. \quad (4.34)$$

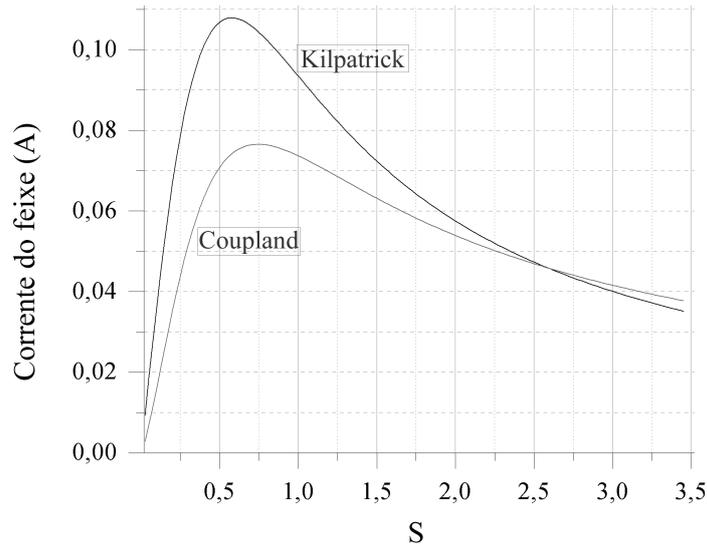


Figura 4.24. Corrente máxima em função do parâmetro S para um feixe de dêuterons.

A corrente é proporcional a tensão. Dessa forma, a corrente máxima pode ser obtida aplicando a tensão $V_{C, max}$ (equação 4.33) e $V_{K, max}$ (equação 4.34) na equação 4.32. A Figura 4.24 descreve o comportamento da corrente do feixe de dêuterons em função da razão do aspecto para um raio de abertura de 5 mm. A corrente iônica determina um ponto máximo em $S = 0,58$ e $0,75$ de acordo com os dados de Kilpatrick 1957 e Coupland et al. 1973.

4.4.1 Considerações finais

Por meio de um modelo analítico, poderado por dados experimentais, foi possível obter equações semi-empíricas para otimização da corrente extraída da câmara de plasma. Esses resultados são utilizados para dar suporte ao projeto de um sistema de extração de abertura simples, estendido a um sistema de múltiplas aberturas e suas simulações.

4.5 Gerador de Neutrôns Unidirecional

4.5.1 Simulações de feixe único

No presente estágio de desenvolvimento, dois sistemas lineares aceleradores de dêuterons foram projetados. Os potenciais aplicados a esse projeto são apresentados na Tabela 4.5. O único parâmetro bem resolvido é o posicionamento do eletrodo aterrado em relação ao eletrodo do plasma que utiliza resultados previamente descritos na seção 4.4. Os demais parâmetros geométricos e de posicionamento foram obtidos por ajustes exaustivos nas simulações, seguindo alterações geométricas e otimizações. A Figura 4.25 mostra a trajetória de um acelerador de abertura simples, aplicando dados das correntes obtidas pelo modelo que introduz dados de Kilpatrick 1957 I_K e Coupland et al. 1973 I_C na equação 4.32.

Tabela 4.5. Potenciais aplicados

Eletrodo	Potencial (kV)
Plasma	30
Supressor	-0.9
Aterrado	0
Alvo	-150

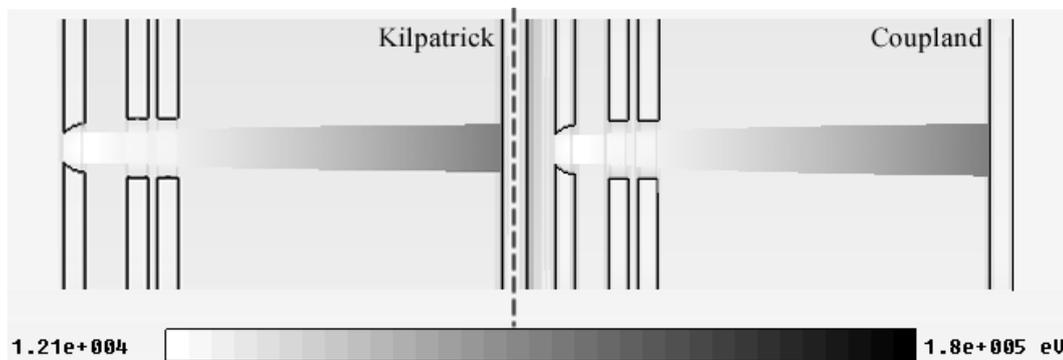


Figura 4.25. Trajetória iônica seguindo a geometria baseada em dados de Kilpatrick 1957 e Coupland et al. 1973. Da esquerda para a direita: eletrodo do plasma, eletrodo supressor, eletrodo aterrado e alvo.

Os perfis de feixe apresentados na Figura 4.25 foram praticamente similares. Entretanto, a corrente do feixe oriunda dos dados de Coupland et al. 1973 atingiu 28,45 mA, enquanto a corrente devido a dados de Kilpatrick 1957 chegou a 21,14 mA no alvo. A equação proposta por Coupland et al. 1973 apresentou melhor ajuste ao modelo baseado no domínio dos parâmetros representado pelo projeto.

4.5.2 Proposta de configuração baseada em múltiplos feixes unidirecionais

Utilizando os parâmetros de posicionamento obtidos pelos dados de Coupland et al. 1973 foi desenvolvido um acelerador baseado em múltiplos feixes. Nessa configuração foram definidas seis outras aberturas, simetricamente distribuídas, como apresenta a Figura 4.26.

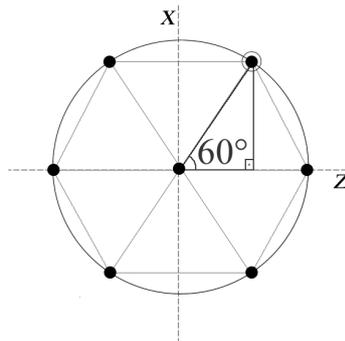


Figura 4.26. Diagrama mostrando a distribuição das aberturas das aberturas para a configuração com múltiplos feixes.

Um eletrodo focalizador (EF), a um potencial de 30 kV, foi projetado entre o sistema de extração e o alvo com o objetivo de colimar os feixes. Essa configuração é mostrada na Figura 4.27.

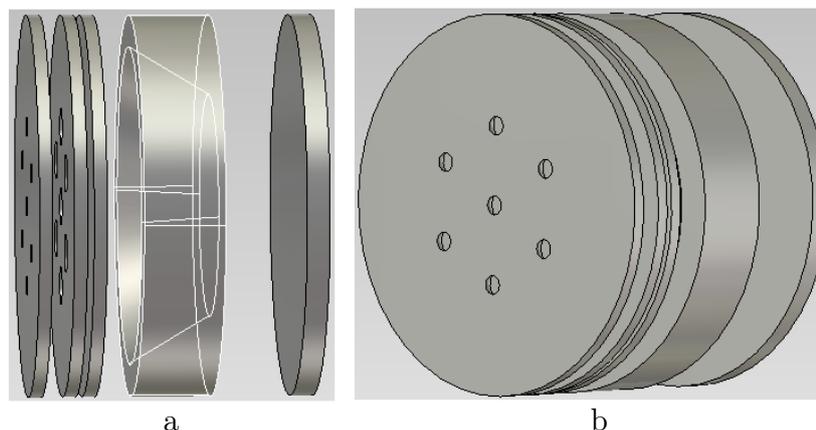


Figura 4.27. Configuração dos eletrodos, da esquerda para a direita: eletrodo do plasma, eletrodo supressor, eletrodo aterrado, eletrodo focalizador e o alvo. (a) Eletrodo focalizador delineado em branco e (b) distribuição das aberturas.

O comportamento do campo elétrico é apresentado por meio das linhas equipotenciais mostradas na Figura 4.28. Nota-se que ele é divergente na saída do sistema de extração e altamente convergente após o eletrodo focalizador. À medida que se

aproxima do alvo, o campo tende a ser paralelo.

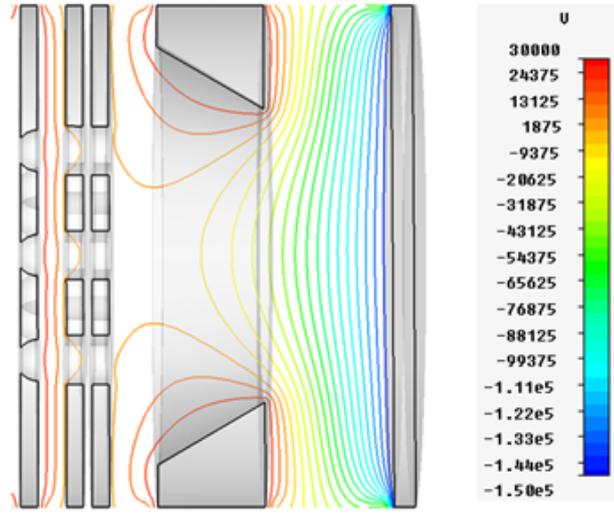


Figura 4.28. Eletrodos e linhas equipotenciais.

A trajetória dos feixes é mostrada na Figura 4.29. Na simulação não foram identificadas colisões com os elementos do acelerador. A corrente de dêuterons simulada alcançou 198,5 mA.

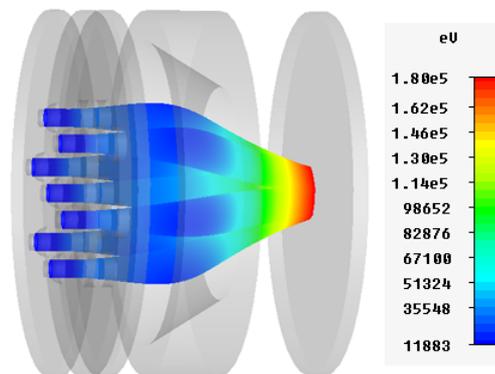


Figura 4.29. Eletrodos, trajetória dos feixes e perfil energético.

4.5.3 Rendimento neutrônico e blindagem

O rendimento γ de um gerador com as características do acelerador apresentado na seção anterior, considerando um feixe de dêuterons monoatômico composto de espécies moleculares colidindo com um alvo de titânio carregado com deutério, pode ser avaliado por meio da equação 4.35 [Verbeke et al., 2000].

$$\gamma = \frac{\eta_d i}{e} \sum_{k=1}^2 k f_k \int_0^E \frac{\sigma_{dd}(E)}{dE/dx} dE, \quad (4.35)$$

onde η_d é o número de dêuterons por cm^3 no alvo, i é a corrente do feixe, $\sigma_{dd}(E)$ é a seção de choque para produção de nêutrons da reação de fusão d-d em função da energia do feixe de dêuterons. As espécies iônicas foram ponderadas pela sua fração f_k e pelo número de núcleos k por íons. $\frac{dE}{dx}(E)$ representa o poder de frenagem do alvo carregado com deutério. Foi empregada a lei de Bragg [Heaton et al., 1989], equação 4.27, para determinar o poder de frenagem no alvo.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dx}_M + \eta_d \frac{dE}{dx}_d, \quad (4.36)$$

onde o índice M e d representam o metal e deutério no alvo. Os valores do poder de frenagem foram obtidos por meio do código SRIM [Ziegler, 2012]. A equação 4.35 foi resolvida numericamente, discretizando a energia em intervalos de 30 keV considerando a densidade de dêuterons no alvo ρ_d igual a 3.76 g cm^{-3} [Benveniste & Zenger, 1954]. A literatura não fornece dados suficientes de seção de choque da fusão d-d em energia menores do que 100 keV de forma a ser possível reduzir significativamente o valor adotado. A redução no intervalo iria requerer uma interpolação nos dados experimentais. Entretanto, é esperado uma leve variação da seção de choque d-d a baixas energias (dados mais críticos e desconhecidos). Dessa forma, uma interpolação não traria uma alteração abrupta na integral e conseqüentemente no rendimento de nêutrons. η_d é dado por $\rho_d^{N_A/A_{T_{i-d}}}$, onde N_A é o número de Avogadro e $A_{T_{i-d}}$ é a massa atômica do hidreto. O resultado fornece um rendimento da ordem de 10^{12} n s^{-1} .

Esse rendimento estimado permite o modelamento do sistema de blindagem, que foi projetado e simulado no código MCNP-5. A estrutura da blindagem tem forma de paralelepípedo composta por 5% de polietileno borado com densidade de $1,01 \text{ g cm}^{-3}$.

A Figura 4.30 ilustra o gerador, o sistema de blindagem e detectores esféricos usados para avaliar a dose nas proximidades do gerador. Nesta simulação, a fonte de nêutrons foi considerada como um disco com 6,2 cm de raio na superfície do alvo emitindo isotropicamente 2,45 MeV de nêutrons. Dois detectores com raio de 2,3 cm estão posicionados a 4,0 cm da estrutura de blindagem em lados opostos em relação ao eixo do gerador e outro está localizado no eixo do gerador à mesma distância da blindagem. As dimensões foram determinadas após cálculos de dose, simulações e ajustes geométricos. Como resultado, a taxa de dose avaliada no detector 1 registrou $14,5 \text{ mGy h}^{-1}$ para nêutrons e $7,73 \text{ mGy h}^{-1}$ para fótons, enquanto o detector 2 registrou $40,17$ para nêutrons e $51,61 \text{ mGy h}^{-1}$ para fótons.

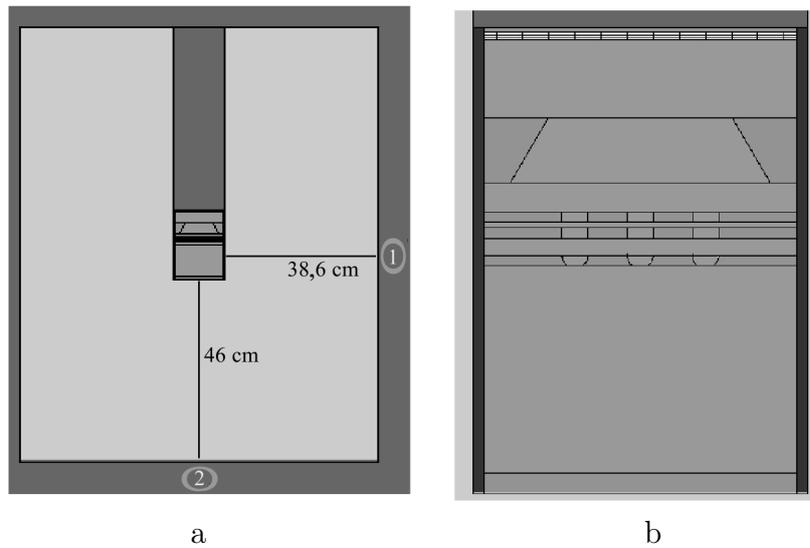


Figura 4.30. Gerador neutrônico e estrutura da blindagem no MCNP5 (a) Blindagem envolvendo o (b) gerador.

4.5.4 Considerações finais

O rendimento de nêutrons, corrente de dêuterons e configuração dos eletrodos foram fornecidos pelo modelamento apresentado na seção 4.4. Configurações de múltiplos feixes podem ser avaliadas seguindo o modelo apresentado, de acordo com qualquer requerimento particular de aplicação. Um acelerador com a geometria e potenciais apresentados alcança uma corrente de dêuterons de 198 mA com energia de 180 keV no alvo através de simulações no CST. O rendimento de nêutrons de 10^{12} n s^{-1} motiva o desenvolvimento experimental do dispositivo para avaliações da óptica do feixe e interações com o alvo.

4.6 Células Fusoras Transmutadoras Isotópicas

Nesta seção são apresentadas as Células Fusoras para Transmutação Isotópica, que consistem em invenções denominadas Células Fusoras Transmutadoras Isotópicas (CFTIs), sendo caracterizadas por dispositivos compactos de fusão, via aceleração de partículas, cujo núcleo é um gerador de nêutrons. As CFTIs têm a finalidade de ativar núclídeos por meio de transmutações e seu conceito emerge da busca por tecnologias capazes de contornar as limitações tecnológicas abordadas na seção 3.4.4 e, dessa forma, atém-se aos problemas associados a:

- i - oferta de radioisótopos ricos em nêutrons de meia vida curta;
- ii - independência da tecnologia de reatores de alto fluxo na ativação de ^{99}Mo , disponível em poucos países industrializados;
- iii - produção de radioisótopos de meias vidas curtas nos hospitais ou clínicas;
- iv - possibilidade de transmutação de elementos fissionáveis em físseis, permitindo o uso das reservas minerais de ^{232}Th do país;
- v - redução do custo de transmutação de radioisótopos;
- vi - substituição de tecnologias complexas, no âmbito de ativação nuclear, como reatores nucleares de fissão e aceleradores de partículas, por tecnologias mais simples e compactas;
- vii - manutenção da filosofia de geradores de radioisótopos compactos, mas sem dependência da pré-existência de um núclídeo “pai” radioativo produzido em reatores de fissão ou aceleradores de partículas;
- viii - segurança radiológica das instalações e permitir o desligamento total da instalação e conseqüentemente interrupção da radiação produzida no dispositivo, semelhante ao equipamento de raios X.

A proposta das CFTIs consiste em empregar tecnologias de geração de nêutrons por fusão do tipo d-d, d-t ou t-t e sistemas internos de moderação, reflexão e blindagem de nêutrons, compondo um sistema de transmutação nuclear. Nesse contexto, as CFTIs se distinguem por constituírem sistemas unitários, capazes de ministrar os principais processos eletromagnéticos e nucleares envolvidos na transmutação de núclídeos. Os componentes essenciais das CFTIs são: um gerador de plasma e fonte iônica; um acelerador de isótopos de hidrogênio, que acelera e bombardeia íons de deutério (d) ou

tritio (t) contra alvos constituídos de hidretos metálicos, produzindo reações de fusão d-d (deuteron-deuteron), d-t (deuteron-tritônio) ou t-t (tritônio-tritônio) gerando nêutrons; um sistema de moderação neutrônica ajustável para adequar o nível energético do feixe neutrônico a transmutação de interesse, maximizando a transformação nuclear; um receptáculo para introdução de amostras a serem transmutadas; um sistema de reflexão de nêutrons para minimizar a fuga ou absorção neutrônica, de forma a confinar os nêutrons no interior do dispositivo; e, um sistema de blindagem para limitar a exposição radioativa nas proximidades do dispositivo, durante o período operacional.

Quatro modelos de CFTIs foram concebidos, como apresentam as quatro subseções seguintes. Avaliações eletromagnéticas e nucleares dos dispositivos são reportadas na subseção 4.6.5.

4.6.1 Célula Linear Transmutadora Isotópica

A Célula Linear Fusora Transmutadora Isotópica (CLFTI), descrita em detalhes pela patente de Campos & Araujo 2013c, consiste, essencialmente, de um arranjo de componentes ao longo de um segmento linear onde estão dispostos cinco tipos distintos de eletrodos: um eletrodo do plasma (1), um eletrodo supressor (2), um eletrodo aterrado (3), um eletrodo focalizador (4) e um eletrodo alvo (5), geometricamente otimizados para estabelecimento de altas correntes de extração, cujo modelamento foi previamente apresentado na subseção 4.5.2. Tais eletrodos são apresentados na Figura 4.31.

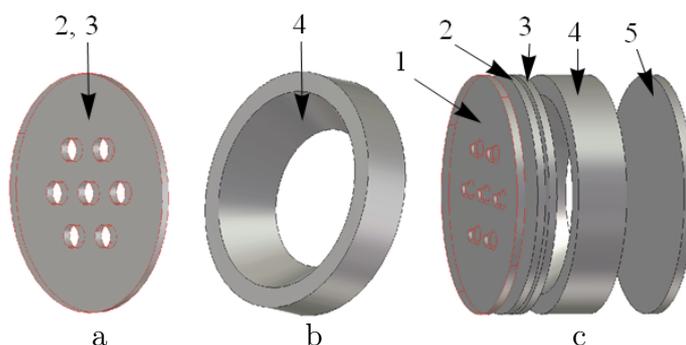


Figura 4.31. Eletrodos: a) Plasma e supressor (1), b) Focalizador (4) e (c) eletrodos agrupados: plasma (1), supressor (2), aterrado (3), focalizador (4) e alvo (5).

Observa-se na Figura 4.32 uma câmara de plasma (6), um ambiente de aceleração, onde se encontram os eletrodos, um receptáculo para moderação (7) de nêutrons um contêiner de amostras (8).

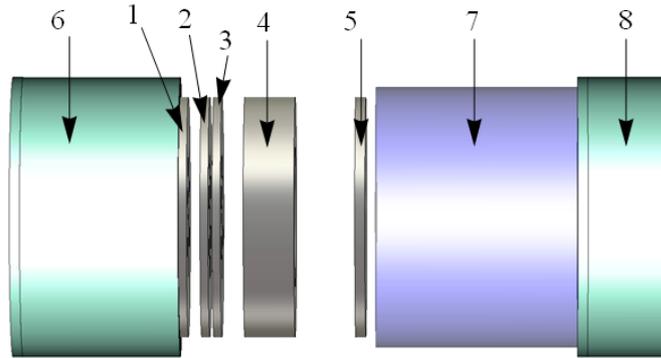


Figura 4.32. Principais estrutura da CLFTI: sítio da câmara de plasma (6), eletrodo do plasma (1), eletrodo aterrado (2), eletrodo supressor (3), eletrodo focalizador (4), eletrodo alvo (5), moderador (7) e sítio do receptáculo de amostras.

A estrutura mostrada na Figura 4.32 é revestida por um refletor de nêutrons (10, 12) e blindagem (13), como apresenta a Figura 4.33. Nesta, nota-se a uma tampa (12), composta de estrutura refletora (12) e de blindagem (13), que permite acesso ao receptáculo de amostras (8). O invólucro do moderador (7) e o receptáculo de amostras (8) podem ser reestruturados em um único elemento, de modo que os núclídeos alvo possam ser inseridos e combinados no moderador, compondo uma unidade moderadora transmutadora de radioisótopos.

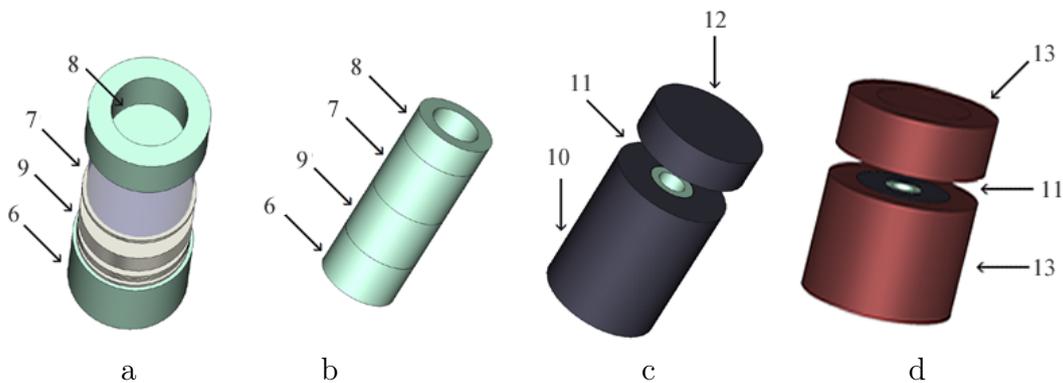


Figura 4.33. Estruturas da CLFTI: a) estrutura exterior apresentando o cabeçote do acelerador e moderador com as respectivas carcaças removidas, apresentando o sítio da câmara de plasma (6), o conjunto de eletrodos (9), a localização do moderador (7) e o receptáculo de amostras (8), b) estrutura exterior com a carcaça, c) estrutura refletora da CLFTI, lateral (10) e superior (12), e abertura para inserção de amostras (11) e (d) blindagem (13) e acesso ao receptáculo de amostras (11).

Na Figura 4.34, apresenta-se a idealização tridimensional semitransparente da

CLFTI, ilustrando a blindagem (10) e (12), refletor (13) e entrada de amostras (11).

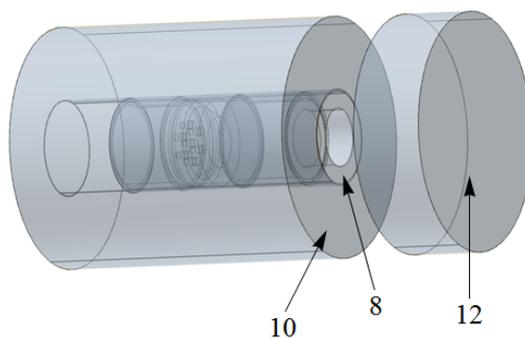


Figura 4.34. Esquema tridimensional semitransparente da CLFTI, destacando o refletor (10, 12) e o receptáculo de amostras (8).

4.6.2 Célula Toroidal Transmutadora Isotópica

A Célula Toroidal Fusora Transmutadora Isotópica (CTFTI), descrita em detalhes pela patente de Campos & Araujo 2013d, é apresentada, de forma basal, pela Figura 4.35. São componentes da CTFTI uma câmara de plasma (14) de geometria toroidal, que produz e disponibiliza íons de deutério; um conjunto de eletrodos, especificamente, os eletrodos do plasma (15) e alvo (16); um invólucro cilíndrico contendo um moderador de nêutrons (17); um receptáculo para amostras (18) e, na forma de contenção externa, um invólucro refletor (20) de nêutrons e uma estrutura para blindagem radioativa (21) (Figura 4.36).

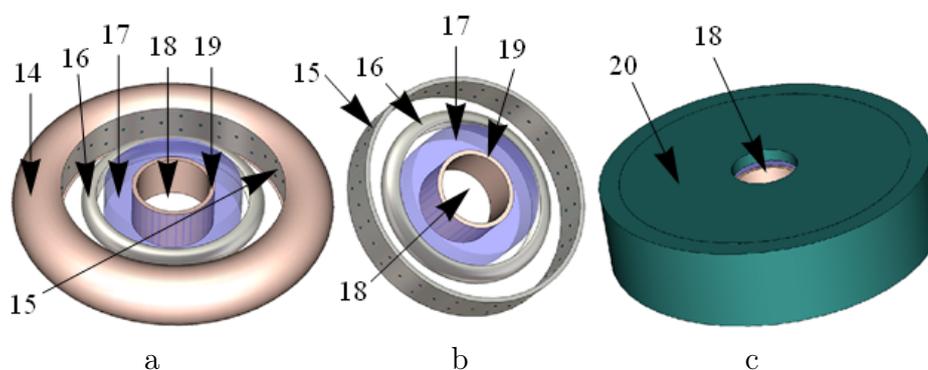


Figura 4.35. Elementos fundamentais da CTFTI: câmara de plasma (14), eletrodo do plasma (15), alvo (16), moderador (17), sítio de introdução de amostras (18), receptáculo de amostras (19) e refletor de nêutrons (20). (a) CTFTI com a câmara de plasma (14), (b) sem a câmara de plasma e (c) com a estrutura refletora (20).

A Figura 4.37 representa um modelo semitransparente da CTFTI destacando o receptáculo de amostras (18).

A Figura 4.38 mostra uma variação do receptáculo de amostras da CTFTI, neste caso, eles podem tomar a forma de contêineres cilíndricos (24) inseridos no meio moderador.

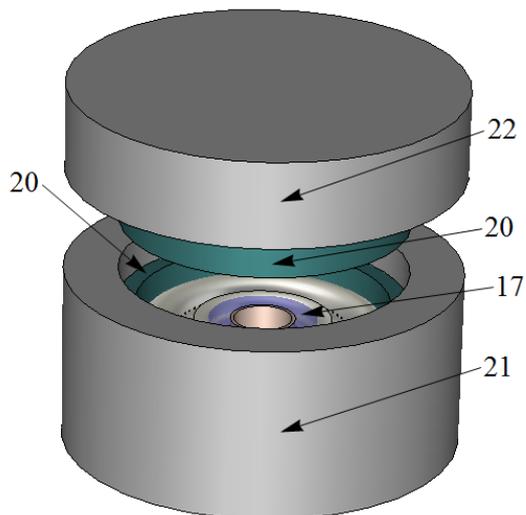


Figura 4.36. Sistema de reflexão e blindagem de nêutrons, onde são apresentadas a blindagem lateral (21) e superior (22), os refletores (20) e o moderador (17).

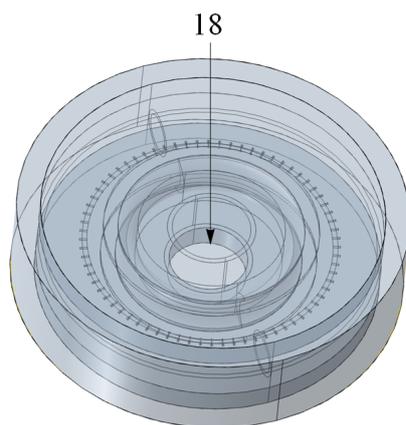


Figura 4.37. CTFTI em modelo tridimensional semitransparente destacando o receptáculo de amostra (18).

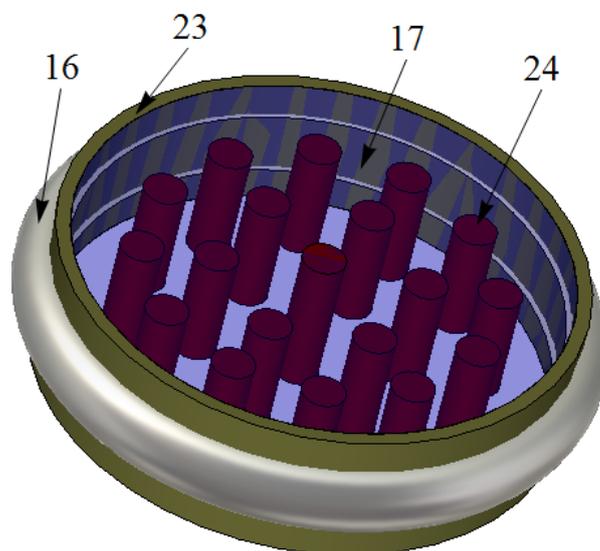


Figura 4.38. Contêineres cilíndricos (24) no meio moderador (17), onde também são apresentados o eletrodo alvo (16) e o isolador elétrico (23).

4.6.3 Célula Cilíndrica Transmutadora Isotópica

A Célula Cilíndrica Fusora Transmutadora Isotópica (CCFTI) (Figura 4.39), descrita em detalhe na patente de Campos & Araujo 2013a, fundamentalmente, é constituída dos seguintes componentes: uma câmara de plasma de geometria cilíndrica (28), situada no centro da Célula, que produz e disponibiliza íons de deutério ou trítio; um conjunto de eletrodos, especificamente, os eletrodos do plasma (27) e alvo (25); um invólucro cilíndrico anular (32) contendo um moderador de nêutrons (29); um receptáculo para amostras (30); uma contenção externa composta de um cilindro anular refletor de nêutrons (31) e uma blindagem radioativa (33) (Figura 4.40).

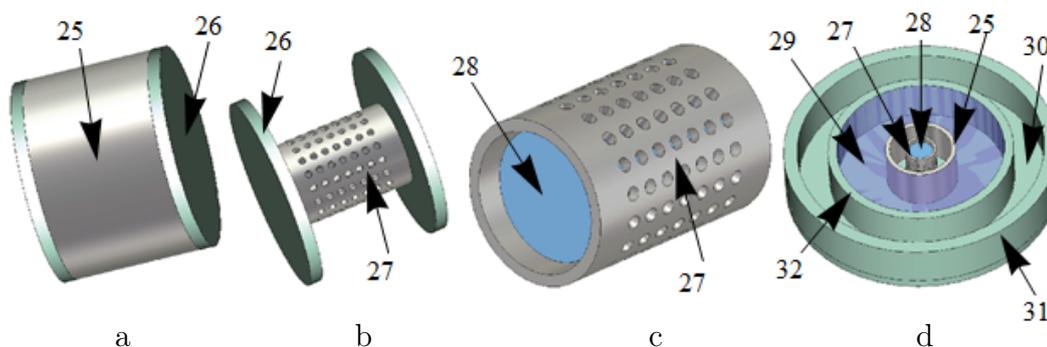


Figura 4.39. Componentes basais da CCFTI. a) Alvo (25) e isolador elétrico (26), b) eletrodo do plasma (27) e isolador elétrico (26), c) eletrodo do plasma (27) e câmara de plasma (28) e (d) componentes agrupados: câmara de plasma (28), eletrodo do plasma (27), eletrodo alvo (25), moderador (29), contêiner do moderador (32), receptáculo de amostras (30) e refletor de nêutrons (31).

A Figura 4.40 mostra uma variação na geometria do receptáculo de amostras. A Figura 4.42 apresenta uma idealização semitransparente da CCFTI.

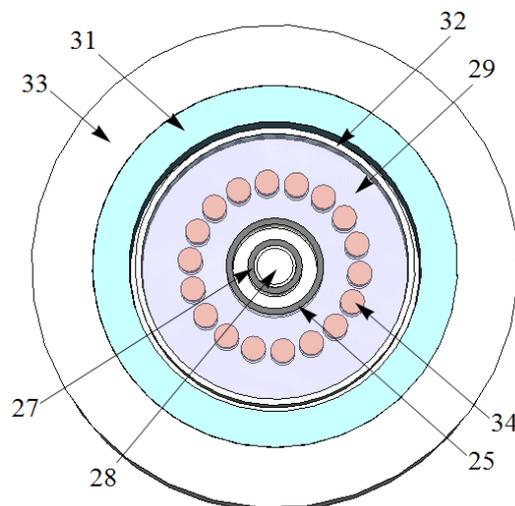


Figura 4.40. Câmara de plasma (28), eletrodo do plasma (27), eletrodo branco (25), moderador (29), contêiner do moderador (32), refletor (31), blindagem (33) e cilindros contentores de amostras.

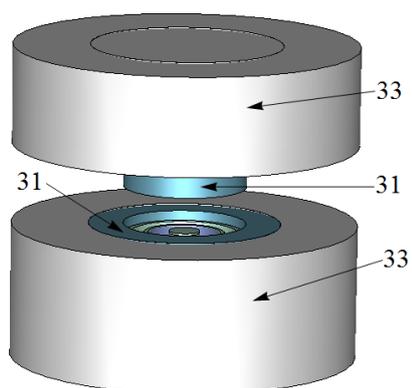


Figura 4.41. Blindagem (33) e refletor (31) da CCFTI.

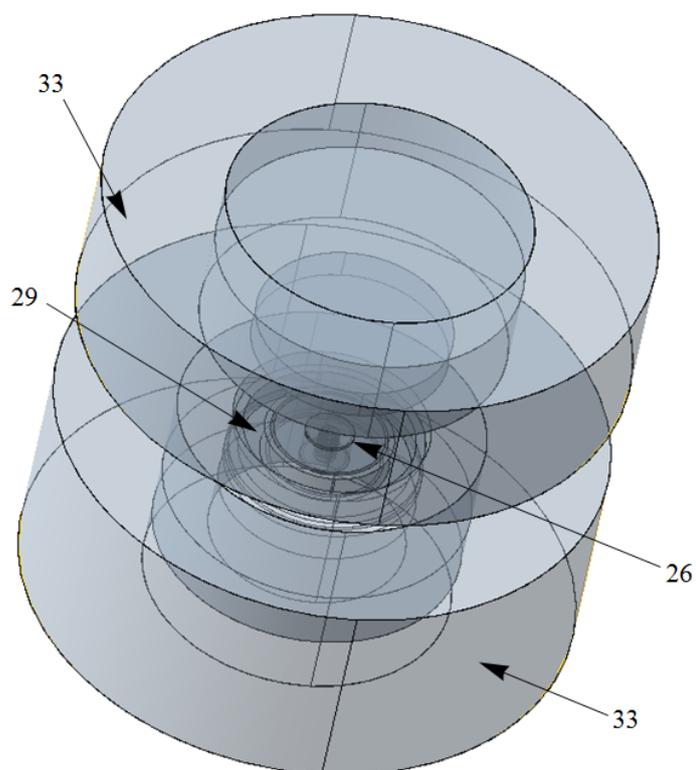


Figura 4.42. Esquema semitransparente da CCFTI, destacando a blindagem (33), o moderador (29) e o isolador elétrico (26).

4.6.4 Célula Hemisférica Fusora Transmutadora Isotópica

A Célula Hemisférica Fusora Transmutadora Isotópica (CHFTI), descrita em detalhes pela patente de Campos & Araujo 2013b, é apresentada nas Figuras 4.43, 4.44 e 4.45, consistindo de estruturas de geometria hemisférica, contendo de forma dual dois ambientes de aceleração, de forma simétrica ao receptáculo do moderador, definida, de forma fundamental, por: duas câmaras de plasma (36) em geometria hemisférica; dois eletrodos de plasma hemisférico (40); dois eletrodos alvos na forma hemisfera (38); sendo que entre os alvos, encontram-se um receptáculo de moderação (37), definido em geometria cilíndrica; uma estrutura para posicionamento de amostras (35), distribuída no moderador, de geometria cilíndrica. A CHFTI é envolvida lateral, superior e inferiormente por uma camada de reflexão neutrônica (42) e blindagem (41).

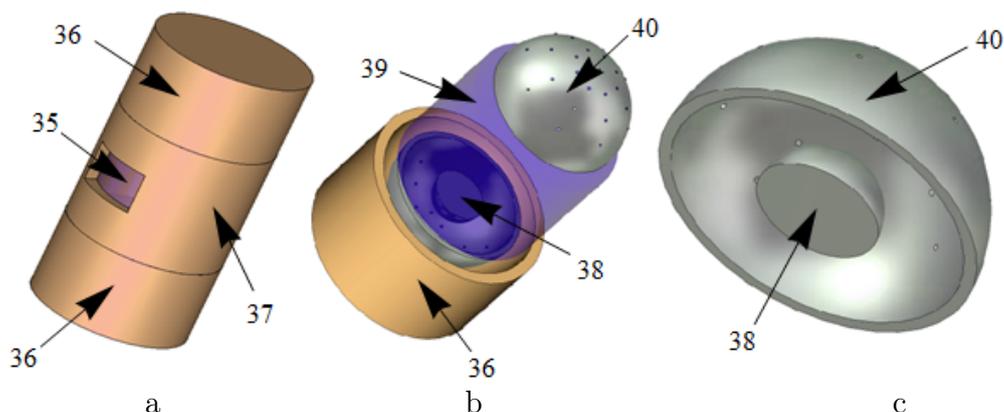


Figura 4.43. CHFTI: a) Câmara de plasma (36), receptáculo do moderador (37) e receptáculo de amostras (35), b) câmara de plasma (36), eletrodo alvo (38), moderador (39) e eletrodo do plasma (40) e (c) eletrodo do plasma (40) e eletrodo alvo (38).

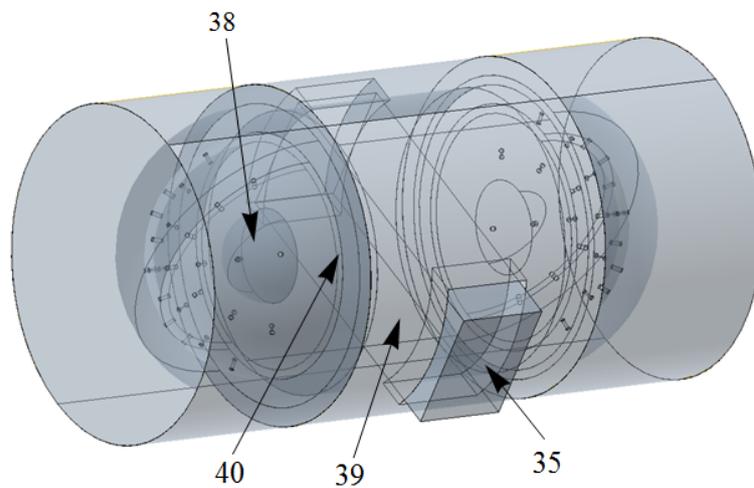


Figura 4.44. Esquema semitransparente da CHFTI destacando o eletrodo alvo (38), o eletrodo do plasma (40), a região de moderação (39) e o receptáculo de amostras (35).

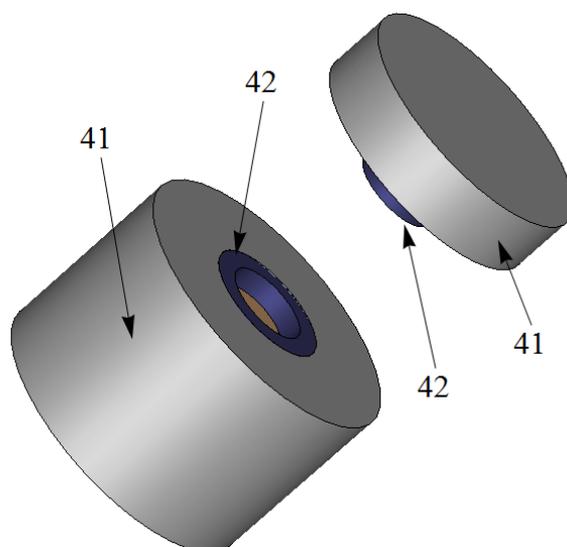


Figura 4.45. Estruturas de blindagem (41) e reflexão (42) da CHFTI.

4.6.5 Avaliações e resultados das CFTIs

A composição da CLFTI, bem como potenciais elétricos, foi estruturada com base nas investigações apresentadas na seção 4.5. O restante das células foi modelado por meio de investigações eletromagnéticas e nucleares, que foram conduzidas por meio dos códigos CST [CST, 2014] e MCNP5 [MCNP5, 2014], respectivamente. Em todos os casos, o objetivo consistiu em avaliar os dispositivos com base em reações d-d. Embora as CFTIs não se limitem a dimensões específicas, serão apresentados dados geométricos dos eletrodos que refletem o presente nível de especialização das CFTIs. Neste contexto, as mais altas taxas de transmutação foram obtidas pela CHFTI, por essa razão há uma ênfase nas investigações e resultados apresentados por essa conformação. Na CCFTI, CHFTI e CTFTI foram aplicados potenciais de 30 kV no eletrodo do plasma e -150 kV no alvo, mantendo a filosofia de definir tensões elétricas a módulos inferiores a 200 kV, e os materiais empregados nos elementos dessas Células seguem a mesma especificação apresentada na CHFTI. As investigações apresentadas nessa seção, contemplam diversos casos de transmutação.

O método para determinar o rendimento neutrônico foi apresentado na subseção 4.5.3. Após a obtenção do rendimento de nêutrons, equação 4.35, referente à fonte de emissão de nêutrons distribuída no alvo, calcula-se a distribuição espacial de nêutrons e seu espectro no volume do moderador, na tentativa de avaliar a degradação do espectro rápido, por exemplo, 2,45 MeV emitidos por fusão d-d, no espectro térmico. O fluxo de nêutrons foi avaliado em simulações no código MCNP5, que executou o transporte de nêutrons nas CFTIs, desde a sua emissão no alvo, surgindo com energia rápida (2,45 MeV) e sua termalização no volume moderador até os volumes de posicionamento de amostras.

As seções de choque macroscópicas do material a ser irradiado são calculadas nas regiões onde estão posicionadas as amostras, multiplicando a seção de choque microscópica de transmutação, neste caso provida pela biblioteca ENDF-B.8, em geral, de captura radioativa, (n,γ) , dependente da energia, pelo fluxo neutrônico, normalizado pela quantidade de nêutrons emitida da fonte, e, por fim, pela densidade volumétrica de átomos a serem transmutados, em unidades de átomos cm^{-3} . Então, calcula-se a taxa volumétrica de transmutação de radioisótopos por nêutron, definida como R_v . Esta é multiplicada pelo rendimento γ e pelo volume V da CFTI e inserida na equação 4.38, a fim de definir a atividade da amostra em função do tempo de irradiação.

$$R_v = \rho \omega \frac{N_A \langle \sigma_Z(E) \phi(E, r) \rangle}{A p} \quad (4.37)$$

onde ρ representa a densidade do material representativo da amostra (Z), N_A é o número de Avogadro, A a massa atômica do composto contendo isótopo Z a ser transmutado, ω é a fração química multiplicada pela fração isotópica do isótopo Z no composto, e $\sigma_Z(E)$ a seção de choque de absorção neutrônica do isótopo em questão e $\phi(E, r)$ o fluxo de nêutrons na posição r do moderador, ambos dependentes da energia. O termo $\sigma_Z(E)\phi(E, r)$ por partícula p é avaliado pelo código MCNP, em uma determinada posição r do moderador e integrado no domínio do espectro energético, entre a energia térmica a 2,5 MeV. Os resultados destes cálculos para algumas amostras são apresentados a seguir.

$$A(t) = \gamma R_v V (1 - e^{-\lambda t}) \quad (4.38)$$

sendo λ a constante de decaimento do radionuclídeo, produto da transmutação. A taxa de transmutação volumétrica pode, dessa forma, ser calculada pela equação 4.37.

◇ Avaliações da Célula Hemisférica Fusora Transmutadora Isotópica

Na CHFTI, cada eletrodo alvo consiste em um hemisfério de raio igual a 5 cm com um eletrodo do plasma associado, que possui raio interno de 12,5 cm e externo de 13 cm e é dotado de 25 aberturas cilíndricas de 2,5 mm. A Figura 4.46 apresenta as linhas equipotenciais na CHFTI. A trajetória das partículas é mostrada em perfil energético na Figura 4.47.

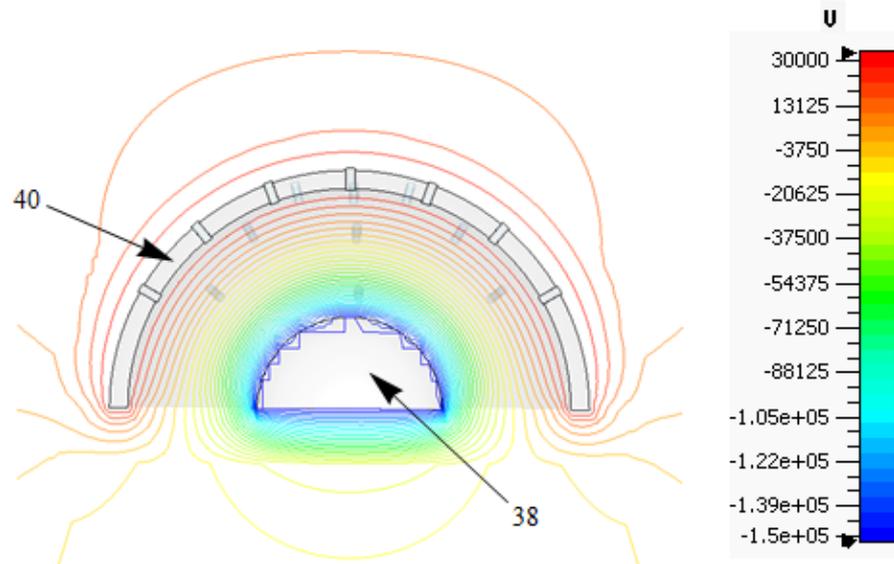


Figura 4.46. Linhas equipotenciais no ambiente de aceleração da CHFTI, definido entre o eletrodo do plasma (40) e o alvo (38).

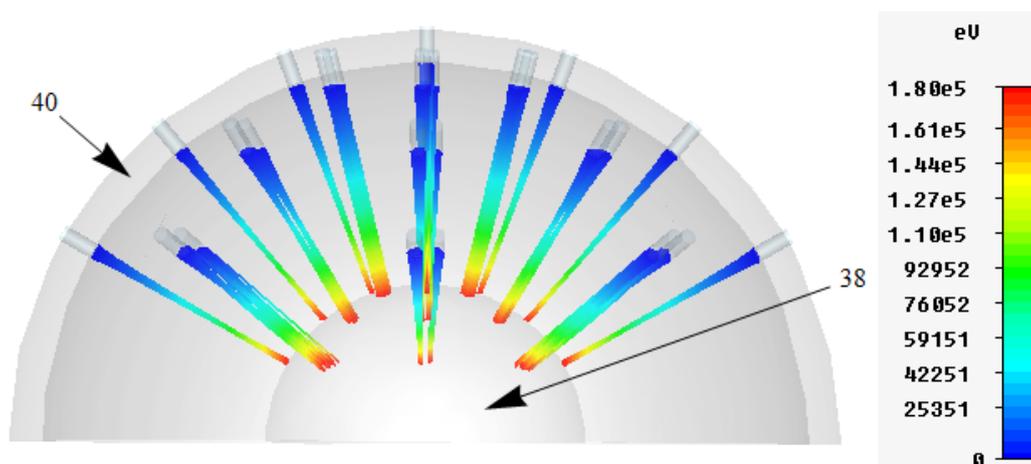


Figura 4.47. Perfil energético do feixe no ambiente de aceleração da CHFTI, definido entre o eletrodo do plasma (40) e o alvo (38).

Essa configuração permite alcançar corrente total de dêuterons de 1 A no alvos, com base nas simulações do CST. Esse resultado permite uma surgência da ordem de 10^{13} n s⁻¹.

Diversos arranjos das CHFTI, baseados em variações geométricas e de materiais foram projetados no código MCNP-5. O objetivo das investigações consiste em alcançar altas taxa transmutação isotópica. Para tal, além do estudo das variações na geometria, foram avaliadas implicações da alteração na composição dos materiais que definem os refletores e os moderadores com o objetivo de aprimorar a produção de radioisótopos. A Figura 4.48 apresenta o primeiro caso simulado. Este consiste de uma simplificação na geometria do gerador hemisférico, apresentando os eletrodos em formato linear. Os elementos do irradiador estão apontados na Figura 4.48 b. A primeira modificação é apresentada na Figura 4.49, onde a geometria do refletor foi alterada.

A Figura 4.50 apresenta a geometria da Célula Hemisférica com algumas variações na geometria do dispositivo. Na Figura 4.50 a, observa-se um receptáculo elipsoidal. Na Figura 4.50 b, nota-se um receptáculo em forma de paralelepípedo e na Figura 4.50 c uma variação na geometria do refletor externo, moldado em formato esférico.

A conformação que apresentou maior taxa de reação com as amostras investigadas foi baseada na geometria configurada com hemisferas e composta por sistema misto de reflexão neutrônica. O esquema do projeto é apresentado na Figura 4.51, cujos componentes são descritos na Tabela 4.6.

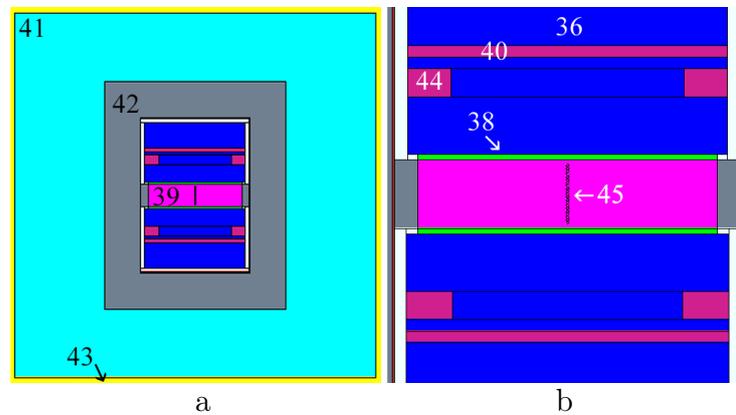


Figura 4.48. Modelo preliminar da Célula Transmutadora: a) São apresentados o volume de moderação (39), onde as amostra se localizam, o refletor de nêutrons (42), a região de blindagem (41), o ar seco (43), b) a câmara de plasma (36), o eletrodo do plasma (40), o eletrodo focalizador (44), o alvo (38) e as esferas para determinação de fluxo de nêutrons e taxa de reação (45).

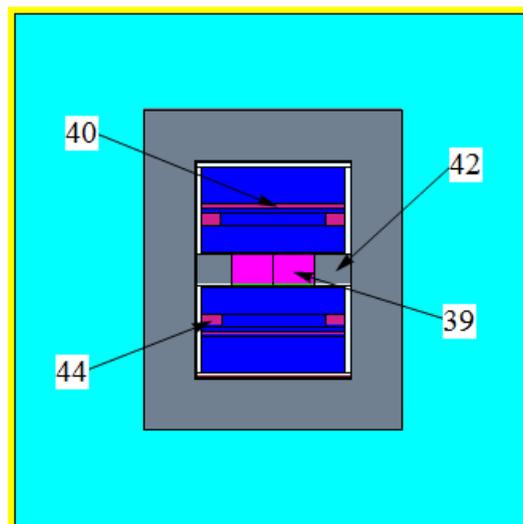


Figura 4.49. Modelo preliminar da Célula Transmutadora, apresentado na Figura 4.48, com a geometria do refletor (42) modificada. Também seguem apontados o eletrodo do plasma (40), o eletrodo focalizador (44) e o moderador (39).

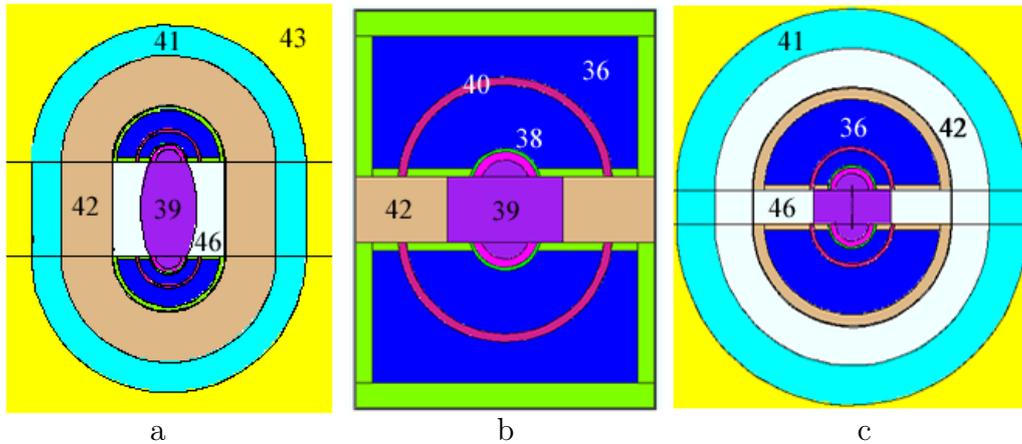


Figura 4.50. Variações dos modelos Hemisféricos: a) Sistema misto de reflexão em formato elipsoidal, com dois materiais refletoras (42, 46), blindagem (41), moderador (39) e ar seco (43); b) Transmutador com o refletor interno (42) em formato de paralelepípedo, também são especificados o moderador (39), o eletrodo do plasma (40), alvo (38), câmara de plasma (36) e (c) Refletor externo em formato esférico (42), onde se especifica a blindagem (41), a câmara de plasma (36) e o refletor interno (46).

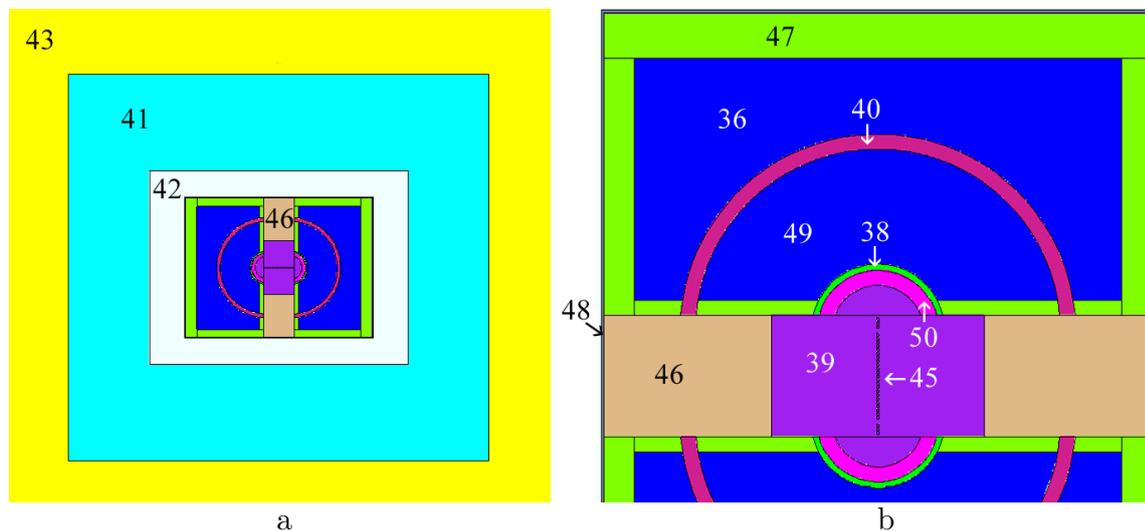
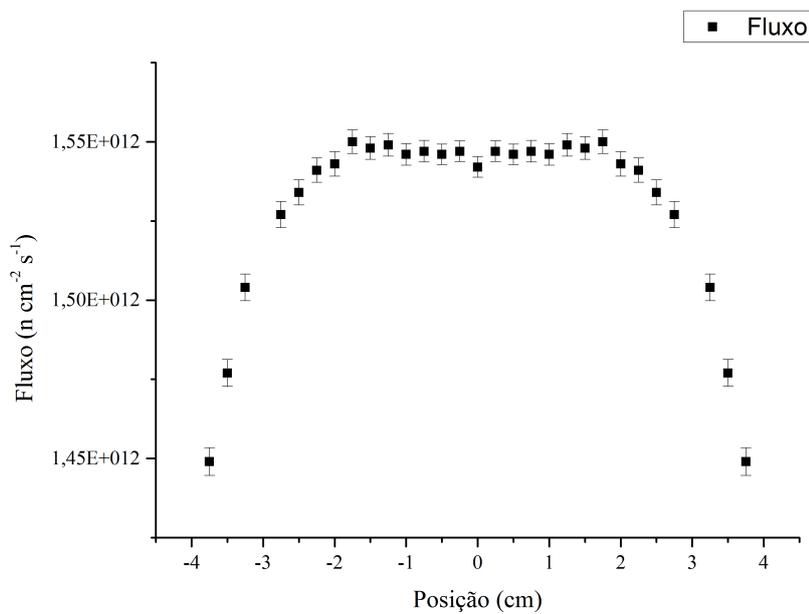


Figura 4.51. CHFTI: modelo aprimorado. a) Visão geral, com refletor interno (46), refletor externo (42), blindagem (41) e ar seco (43), e (b) detalhes internos do gerador: isolador elétrico (47), revestimento (48), refletor interno (46), moderador (39), eletrodo do plasma (40), alvo (38), ambiente de aceleração (49), câmara de plasma (36), moderador interno ao alvo (50) e esferas para determinação de fluxo de nêutrons e taxa de reação (45).

Tabela 4.6. Descrição do materiais empregados no projeto do gerador

<i>Volume</i>	<i>Descrição</i>	<i>Material</i>	<i>Densidade (g cm⁻³)</i>
43	ambiente externo	ar seco	0,001204
41	blindagem	polietileno borado	1,12
42	refletor	liga de bismuto/chumbo	10,27
48	revestimento	aço inox	8,00
47	isolador	Caulinita	2,50
36	plasma	deutério	0,01
40	eletrodo do plasma	cobre	8,50
49	região de aceleração	deutério	0,001
38	alvo com deutério	cobre/titânio/deutério	8,50
46	refletor	liga de bismuto/chumbo	10,27
50	moderador	grafite	1,70
39	moderador	água leve	1,00
45	detectores	água leve	1,00

A fonte de nêutrons foi distribuída em um dos hemisférios representados pelo eletrodo do alvo. O fluxo de nêutrons na região do moderador foi obtido na simulação. O espectro energético dos nêutrons foi investigado no volume moderador. A Figura 4.52 apresenta a distribuição de fluxo de nêutrons na direção axial ao moderador, revelando fluxos na ordem de 10^{12} n cm² s⁻¹.

**Figura 4.52.** Distribuição do fluxo neutrônico no moderador na direção axial da CHFTI.

A Figura 4.53 apresenta o espectro do fluxo neutrônico no centro do gerador e a 3,75 cm do mesmo, próximo à borda do receptáculo do moderador. Observa-se que no centro do moderador, a quantidade de nêutrons rápidos de 2,5 MeV reduz e a quantidade de nêutrons termalizados, menor que 0,1 eV, aumenta. Esta alteração no espectro de nêutrons auxilia no aumento da taxa de transmutação dos isótopos de interesse, na região central do moderador.

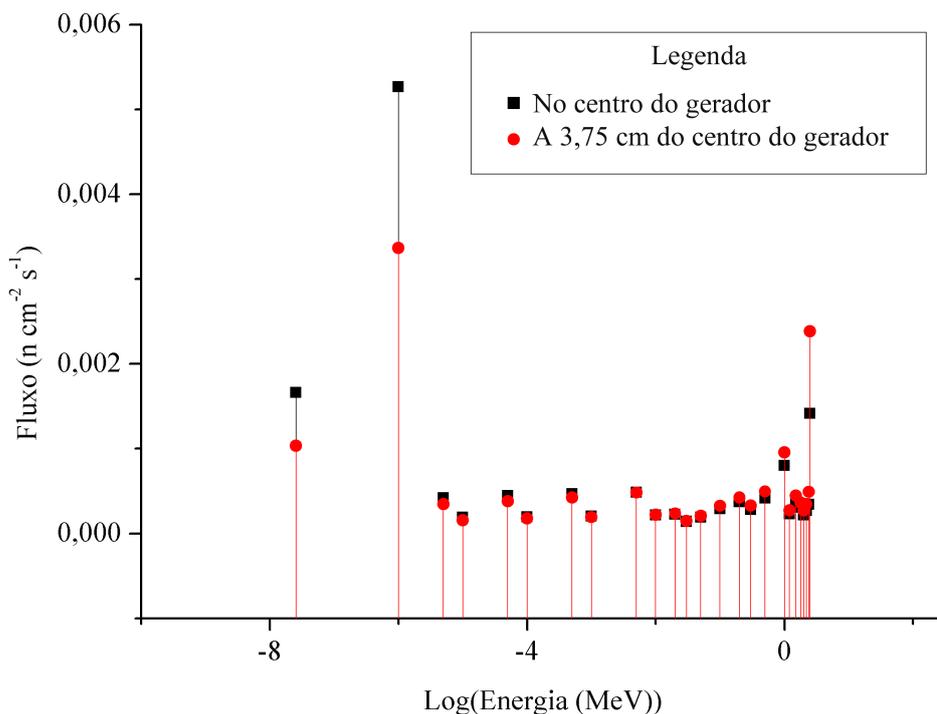


Figura 4.53. Espectro axial do fluxo neutrônico do centro (posição 0) a 3,75 cm do gerador.

A seguir são apresentados exemplos de aplicações da CHFTEI.

– Ativação de sementes para braquiterapia

Sementes empregadas em braquiterapia, com geometrias cilíndricas, cujo diâmetro é de 0,08 cm e 0,45 cm de comprimento, foram avaliadas em termos de ativação neutrônica e atividade, por meio de simulações computacionais via código MCNP e cálculos numéricos. A fluência neutrônica nos volumes de detecção foi calculada por meio do código MCNP5. Assim, os valores de fluência e fluxo avaliados no exemplo anterior podem ser utilizados para avaliar a taxa de transmutação de diferentes materiais e nuclídeos.

A fluência de nêutrons foi multiplicada pela densidade atômica das amostras de interesse e pela seção de choque de captura radioativa, (n, γ) , resultante da transmutação isotópica, dos átomos de interesse na semente; determinando, então, a taxa volumétrica de transmutação de radioisótopos por nêutron, R_v . O termo $\rho \omega \frac{N_A}{A}$, da equação 4.37, corresponde a $8,4 \cdot 10^{-3}$ e $1,2 \cdot 10^{-2}$ at. $\text{cm}^{-1} \text{b}^{-1}$ para amostras de ^{165}Ho e ^{152}Sm na semente, respectivamente. Esta foi multiplicada pelo rendimento γ da CHFTI e inserida na equação 4.38, a fim de definir a atividade da amostra em função do tempo de irradiação na posição central do receptáculo de amostras.

Os resultados da taxa de produção volumétrica por nêutron R_v para as sementes de $\langle \text{Si:Ho:Ca} \rangle$ e $\langle \text{Si:Sm:Ca} \rangle$, em função da posição axial no moderador e dentro do receptáculo do moderador, são apresentados nas Figuras 4.54 e 4.55, respectivamente. Esta foi avaliada através de um modelo computacional da célula, executado no código MCNP5. A taxa de transmutação temporal e volumétrica no moderador foi obtida em função da surgência da fonte de nêutrons, geometricamente distribuída sobre o alvo.

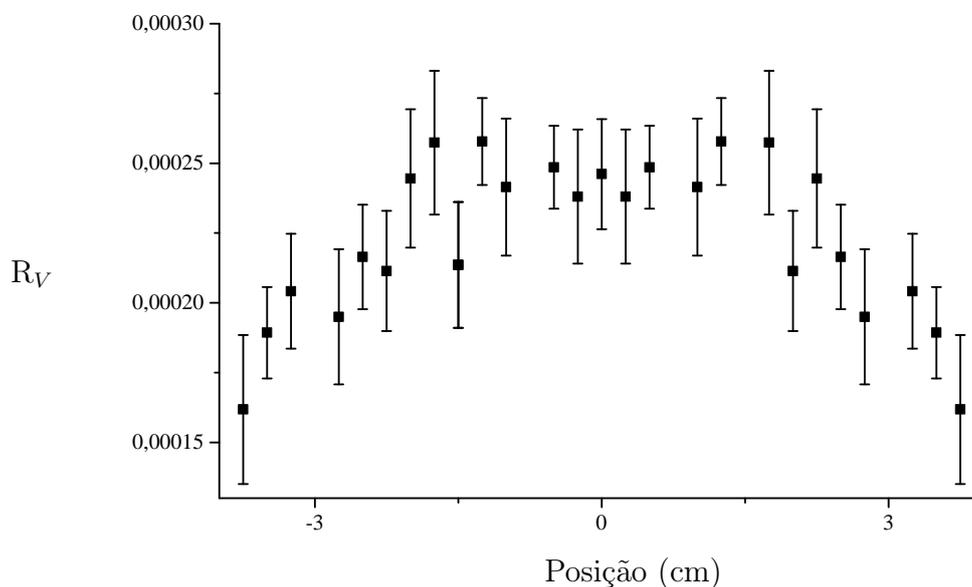


Figura 4.54. Taxa de produção volumétrica por nêutron R_v da ativação do radioisótopo ^{166}Ho na semente cerâmica de $\langle \text{Si:Ho:Ca} \rangle$, dada em at. $\text{cm}^{-3} \text{p}^{-1}$ em função da posição ao longo do eixo do gerador, onde 0 representa o centro do receptáculo.

A Figura 4.56 apresenta a atividade do ^{166}Ho , em mCi, em função do tempo

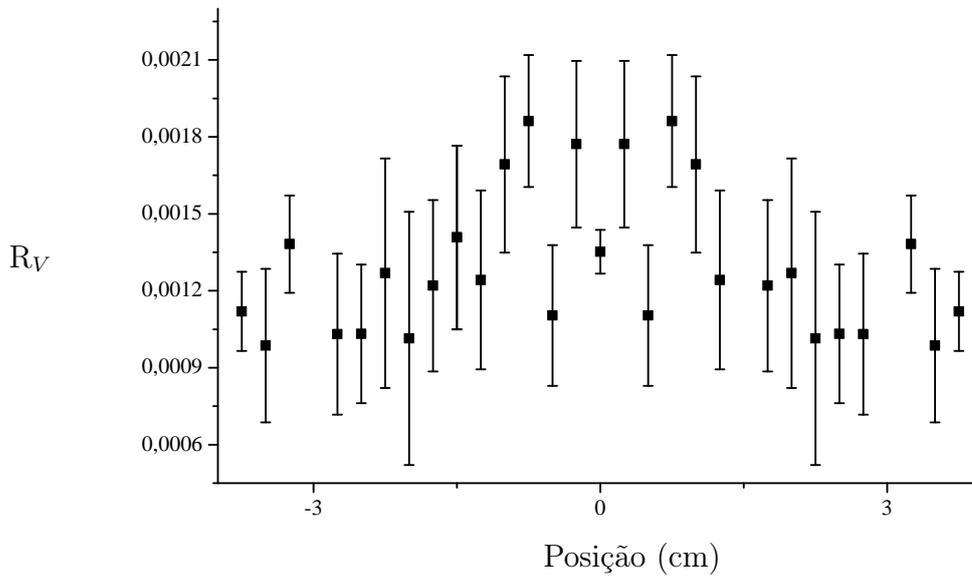


Figura 4.55. Taxa de produção volumétrica por nêutron R_v da ativação do radioisótopo ^{153}Sm na semente cerâmica de $\langle\text{Si:Sm:Ca}\rangle$, dada em $\text{at. cm}^{-3} \text{p}^{-1}$ em função da posição ao longo do eixo do gerador, onde 0 representa o centro do receptáculo.

de irradiação na CHFTI, baseando-se em surgência de $5,0 \times 10^{13} \text{ n s}^{-1}$. Observa-se que 58 h de funcionamento seria capaz de produzir sementes radioativas de ^{166}Ho de atividade de 2,5 mCi, em condições de serem aplicadas em humanos para controle tumoral. O receptáculo de amostra pode receber centenas destas sementes neste período.

A Figura 4.57 mostra a atividade do ^{153}Sm , em mCi, em função do tempo de irradiação na CHFTI, baseando-se em surgência de $5,0 \times 10^{13} \text{ n s}^{-1}$. Após 64 h de exposição seria possível produzir sementes de 3 mCi de ^{153}Sm , em condições de serem aplicadas em humanos para controle tumoral.

Devido à reduzida dimensão das sementes, centenas de sementes podem ser produzidas em um único período de radiação. Desta forma, exemplifica-se o uso da CHFTI na produção e ativação de sementes radioativas de meia vida curta para braquiterapia, no combate ao câncer, no local de uso dos radioisótopos.

– Ativação do molibdênio

Com dados de fluência neutrônica obtidos via simulação com o código MCNP e dados de seção de choque, obtém-se a taxa de produção volumétrica de

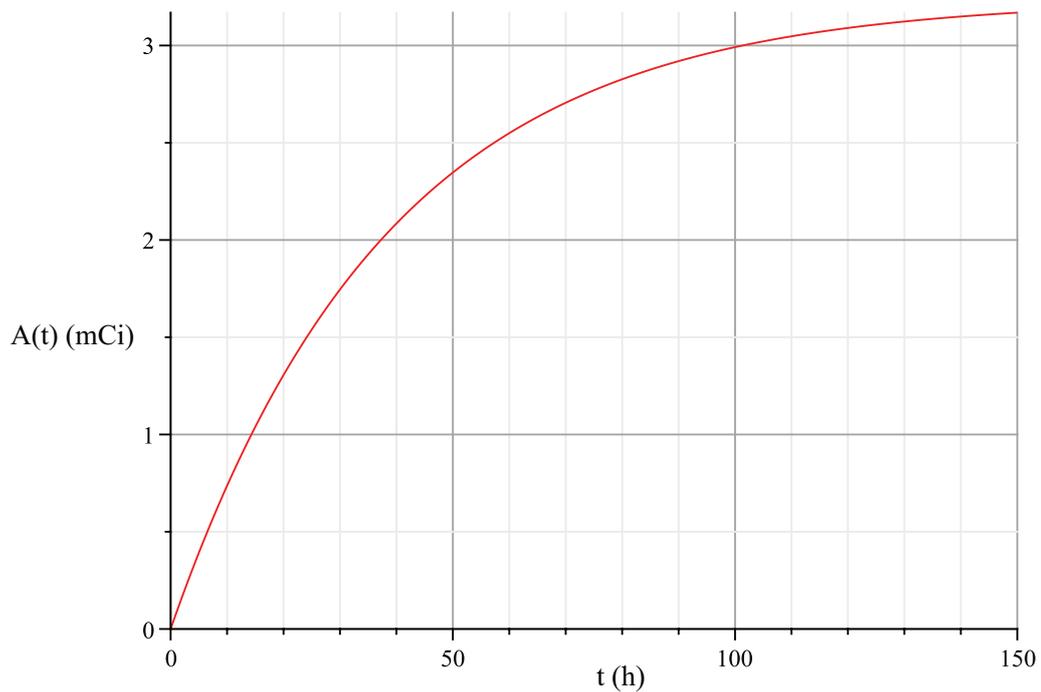


Figura 4.56. Atividade, em mCi, de sementes de ^{166}Ho em função do tempo no intervalo de 0 a 150 h.

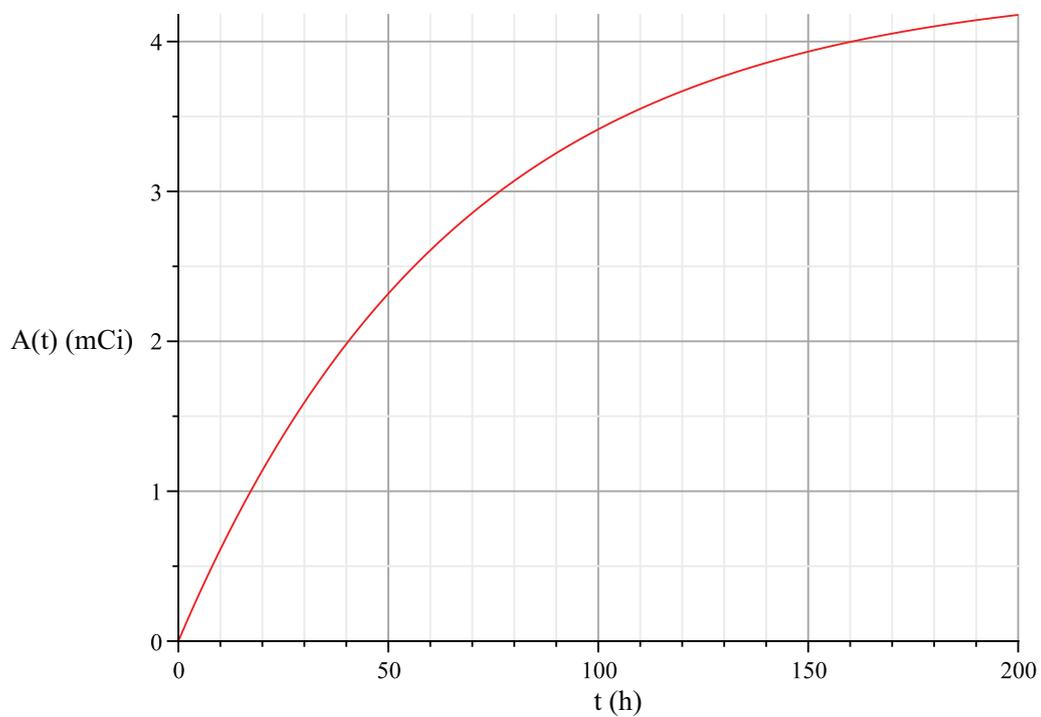


Figura 4.57. Atividade, em mCi, de sementes de ^{153}Sm em função do tempo no intervalo de 0 a 200 h.

^{99}Mo via transmutação do isótopo estável ^{98}Mo , sendo a mesma apresentada na Figura 4.58. Nesta, observa-se, em posições internas no moderador, a taxa de transmutação volumétrica por nêutron R_v do radioisótopo ^{99}Mo , em função da posição ao longo do eixo do gerador. A posição 0 representa o centro do receptáculo. A equação 3.48 permite definir a atividade do ^{99}Mo em função do tempo. Esta pode ser inserida na equação 4.38 para determinar a atividade do ^{99m}Tc em função do tempo a partir da atividade de molibdênio. Nesta investigação o termo $\rho \omega \frac{N_A}{A}$, da equação 4.37, corresponde a $4,3 \cdot 10^{-3} \text{ at. cm}^{-3} \text{ p}^{-1}$ e o volume avaliado é de 200 ml.

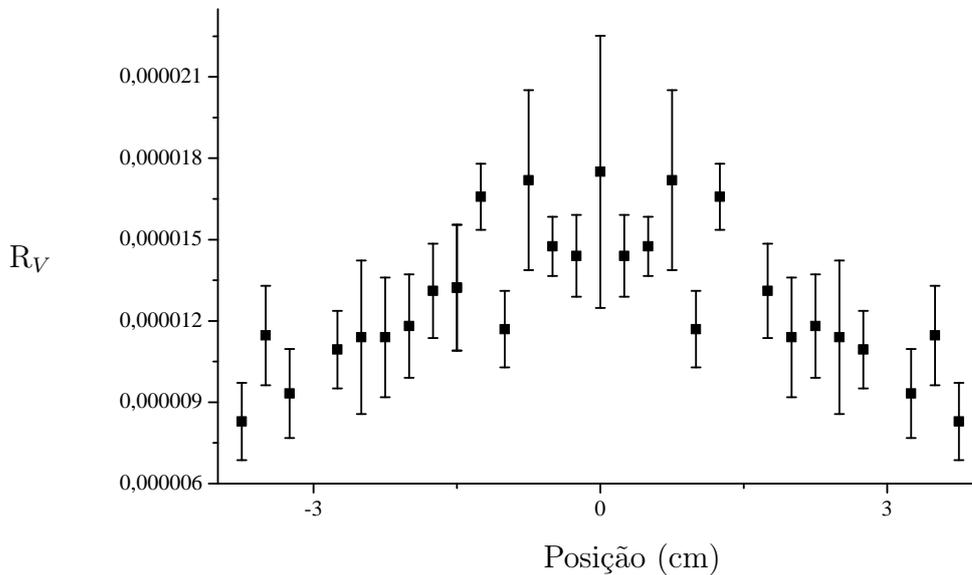


Figura 4.58. Taxa de produção volumétrica por nêutron R_v da ativação do radioisótopo ^{98}Mo dada em $\text{at. cm}^{-3} \text{ p}^{-1}$ em função da posição ao longo do eixo do gerador, onde 0 representa o centro do receptáculo.

A Figura 4.59 mostra a atividade do ^{99m}Tc , em Ci, em função do tempo de irradiação na CHFTI. Observa-se que o gerador é capaz de eluir, após 150 h de operação, o ^{99m}Tc em atividades superiores a 2,0 Ci, o que equivalente a um gerador de tecnécio comercial utilizando a tecnologia de transmutação por gerador de radioisótopos – GR, tipo $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$. Entretanto, a produção de ^{99m}Tc utilizando a tecnologia CHFTI é constante ao longo do tempo, produzindo o ^{99}Mo continuamente, no local de uso; enquanto, convencionalmente, os geradores de radioisótopos $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ são utilizados por cinco dias e substituídos por outros, semanalmente.

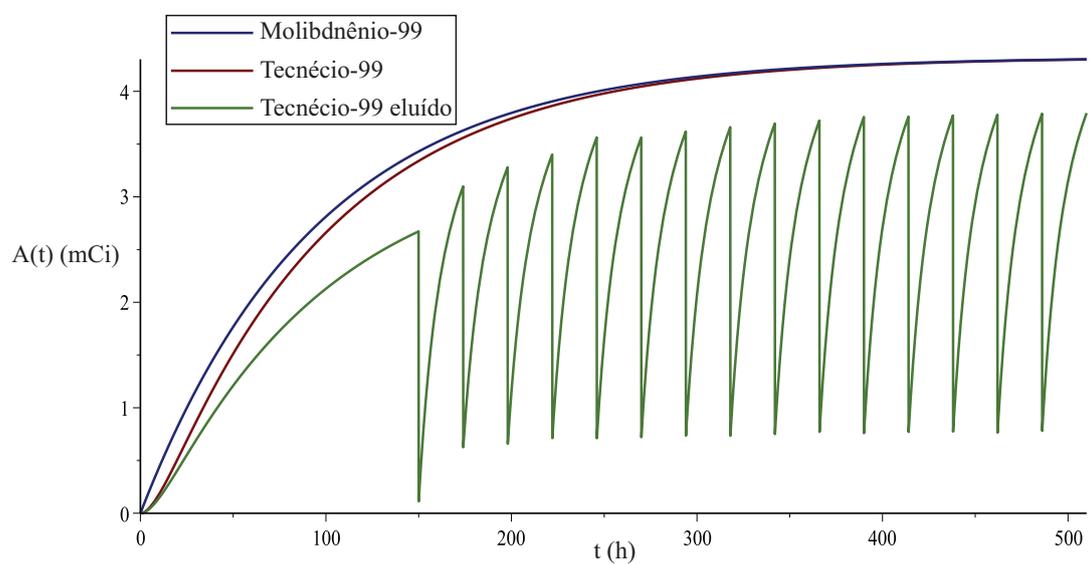


Figura 4.59. Atividade, em mCi, do ^{99}Mo e ^{99m}Tc em função do tempo.

◇ Avaliações da Célula Linear Fusora Transmutadora Isotópica

A geometria e avaliações eletromagnéticas do sistema de transporte de dêuterons foram reportadas na subseção 4.5.2, onde as linhas equipotenciais foram apresentadas na Figura 4.28 e o perfil energético com a trajetória do feixe na Figura 4.29. Com essa conformação, a CLFTI atingiu uma surgência na ordem de 10^{12} n s⁻¹.

A Figura 4.60 apresenta o espectro do fluxo neutrônico, normalizado em função dos nêutrons incidentes do alvo, no centro do moderador. Observa-se que nessa região, a quantidade de nêutrons rápidos, de 2,5 MeV, reduzem significativamente e a quantidade de nêutrons termalizados, < 0,1 eV, aumentam.

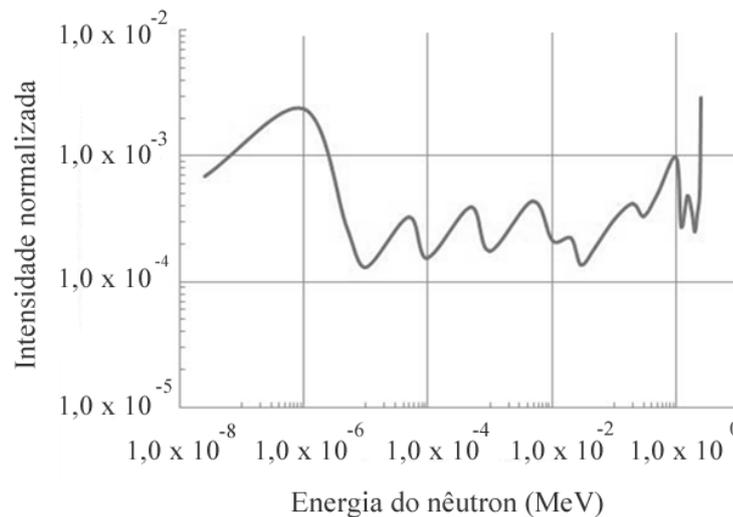


Figura 4.60. Espectro energético do fluxo neutrônico, normalizado em função dos nêutrons incidentes, para a CLFTI.

O ^{192}Ir possui meia vida de 74,2 dias, decai por emissão beta e gama para um isótopo estável, ^{192}Pt . Os raios betas emitidos apresentam energia na faixa de 530 keV a 670 keV, a média de seus raios gama emitida é equivalente a 370 keV. O ^{191}Ir possui alta seção de choque térmica de absorção para nêutrons (910 barns).

Ligas de irídio na forma de fios para implantes em braquiterapia podem ser produzidos. Como exemplo, consideremos o nuclídeo ^{191}Ir , com abundância isotópica de 37,3%, em liga platina-irídio (40% Ir:60% Pt), com densidade mássica de 22,00 g cm³, na forma de fios de 0,2 cm de diâmetro e 1 cm de comprimento. A densidade atômica do nuclídeo Z a ser transmutado será $1,1590 \times 10^{21}$ at. cm⁻³. O volume do fio tem 0,031415 cm³. Assim, têm-se $3,6411 \times 10^{19}$ átomos de ^{191}Ir .

Os resultados da taxa de transmutação volumétrica por nêutron R_v para as amostras de ^{191}Ir , transmutadas em ^{192}Ir , por reações de captura radioativa (n,γ) , podem ser calculadas pelas equações 4.38 e 4.37.

No caso, o termo $\sigma_z(E)\phi(E,r)/p$ avaliado no código MCNP, baseando-se em um modelo geométrico de CLFTI, atingiu o valor de $3,013291 \text{ cm}^{-2} \text{ b}$ por nêutron emitido do gerador, na posição de maior taxa de reação, no eixo axial, e dentro do receptáculo do moderador.

Neste caso, R_v (equação 4.38) é de $0,0034925$ núclídeos de ^{192}Ir por cm^3 , por nêutron; ou $1,09717 \times 10^{-4}$ núclídeos de ^{192}Ir produzidos por segundo no fio ativado por nêutron da fonte. Considerando uma surgência na ordem de 10^{12} n s^{-1} , têm-se 110 MBq ou 3,0 mCi por fio. Esta atividade é atingida após 100 dias de operação. Centenas de fios de irídio podem ser produzidos neste período, atendendo toda uma demanda hospitalar de pacientes com câncer.

◇ Avaliações da Célula Toroidal Fusora Transmutadora Isotópica

A CTFTI consiste de um eletrodo cilíndrico do plasma com raio interno de 25 cm e externo de 26 cm, dotado de 54 aberturas cônicas de comprimento 3 cm, iniciando na posição de 24 cm tendo raio menor de 2,5 mm e maior de 4 mm, e um eletrodo alvo toroidal, com raio interno de 15 cm e externo de 20 cm, com corte em volume toroidal de raio interno igual a 14 cm e raio externo de 18,8 cm. A Figura 4.61 apresenta as linhas equipotenciais no interior da CTFTI.

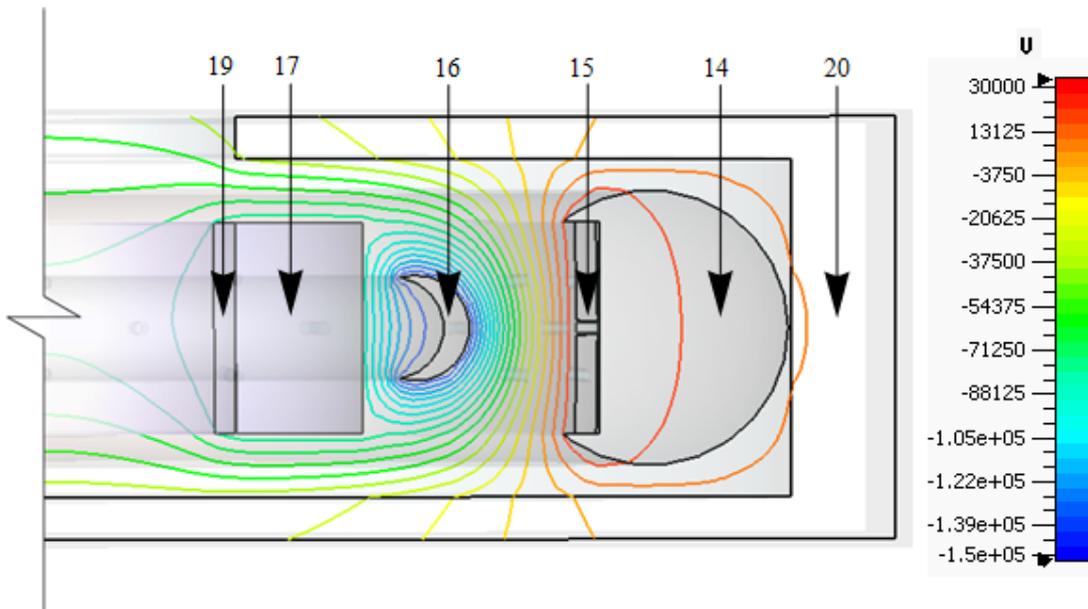


Figura 4.61. Linhas equipotenciais no interior da CTFTI, onde são apresentados o eletrodo do plasma (15), o alvo (16), a região de moderação (17), o receptáculo de amostras (19), a câmara de plasma (14) e o refletor (20).

A Trajetória e perfil energético do feixe de dêuterons no ambiente de aceleração da CTFTI são mostrados na Figura 4.62.

A CTFTI, nessa conformação, é capaz de produzir uma corrente total de dêuterons no alvo de 1,621 A e surgência de 10^{13} n s⁻¹.

A Figura 4.63 apresenta o espectro do fluxo neutrônico no centro do CTFTI e na borda do moderador. Como esperado, observa-se que no centro do moderador, a quantidade de nêutrons rápidos, de 2,5 MeV, reduz e a quantidade de nêutrons termalizados, inferior a 0,1 eV, aumentam.

Consideraremos o ⁹⁸Mo a ser transmutado em uma amostra na forma de Mo-Zr. O compósito de matriz metal-cerâmica é constituído na forma de pó de zircônio-molibdênio para ser irradiado em colunas na célula transmutadora. 30 colunas de

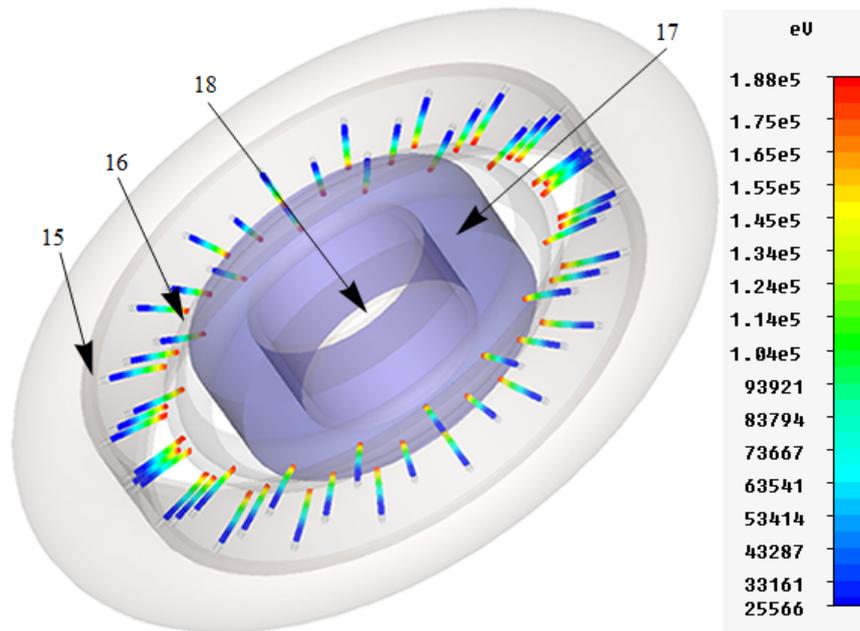


Figura 4.62. Trajetória e perfil energético do feixe de dêuterons no ambiente de aceleração da CTFTI, definido entre o eletrodo do plasma (15) e o alvo (16), também é apontado o receptáculo de amostras(18) e o moderador (17).

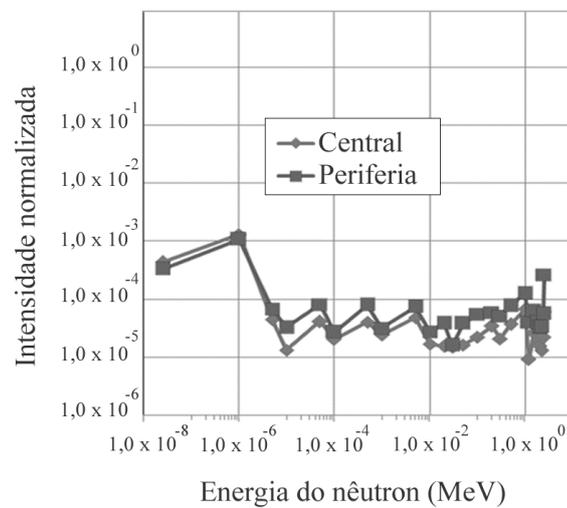


Figura 4.63. Espectro energético do fluxo neutrônico, normalizado em função dos nêutrons incidentes, para a CTFTI.

3 cm de diâmetro e 10 cm de altura terão um volume de 2 dm^3 , com massa de ^{98}Mo correspondente a 200 g, referente a uma densidade de núclídeos de $0,000614592 \text{ at. cm}^{-3}$. O termo $\sigma_z(E)\phi(E,r)/p$, representado pelo fluxo de nêutrons multiplicado pela seção de choque microscópica de ^{98}Mo , em região central, gerada em uma esfera posicionada no moderador, foi de $0,00051925$. Multiplicando este valor pela surgência de nêutrons da fonte e pela densidade de núclídeos no receptáculo de amostras se obtêm $1,23 \times 10^8 \text{ reações s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$, o que representa $7,06 \text{ Ci s}^{-1}$, para trinta colunas dispostas internamente no moderador. Cada coluna seria capaz de produzir, de forma contínua, em equilíbrio secular, 230 mCi s^{-1} de ^{99}Mo radioativo, que em condições de eluição normais produz 80% desta atividade em tecnécio radioativo, ^{99m}Tc .

◇ Avaliações da Célula Cilíndrica Fusora Transmutadora Isotópica

Na conformação investigada nesta seção, o eletrodo cilíndrico do plasma possui raio interno de 3 cm e externo de 3,5 cm com 66 aberturas cilíndricas com raio de 5 mm. O eletrodo alvo possui raio interno de 7 cm e externo de 8 cm. A Figura 4.64 apresenta as linhas equipotenciais no interior da CCFTI.

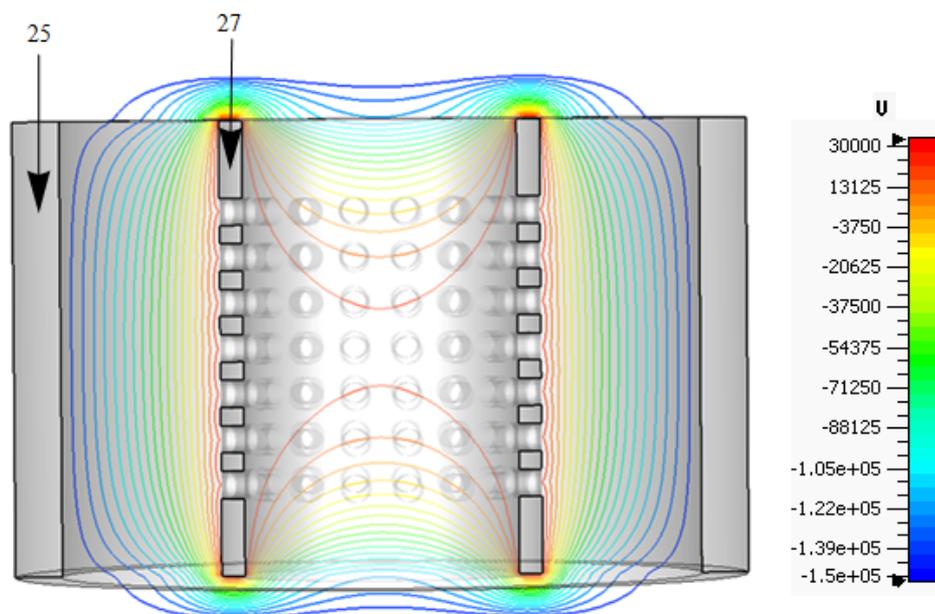


Figura 4.64. Linhas equipotenciais no interior da CCFTI, onde são apresentados o eletrodo do plasma (27) e o alvo (25).

A Trajetória e perfil energético do feixe de dêuterons no ambiente de aceleração da CCFTI são mostrados na Figura 4.65. Nessa conformação foi atingida uma corrente de 800 mA no alvo e uma surgência neutrônica de 10^{13} n s⁻¹.

A Figura 4.66 apresenta o espectro do fluxo neutrônico na face externa ao alvo, próximo à borda do receptáculo do moderador, e na posição do receptáculo de amostras. Novamente, como se esperava, se observa que a quantidade de nêutrons rápidos, de 2,5 MeV, reduz e a quantidade de nêutrons termalizados aumentam.

Considerando o oxido de ^{176}Lu como amostra, com abundância natural de 2,59%, a transmutação leva a formação de ^{177}Lu , com meia vida de 6,7 dias. O resultado da taxa volumétrica de transmutação por nêutron, R_v , para as amostras de ^{176}Lu transmutando em ^{177}Lu em reações de captura radioativa (n,γ), dentro do receptáculo do moderador, é 2,46365 em unidades de at. cm⁻³ por nêutron. Este valor corresponde a razão entre o termo $\sigma_z(E)\phi(E,r)/p$, que foi avaliado no código MCNP, baseando-se em um modelo geométrico de CCFTI, e $\rho\omega N_A/A$.

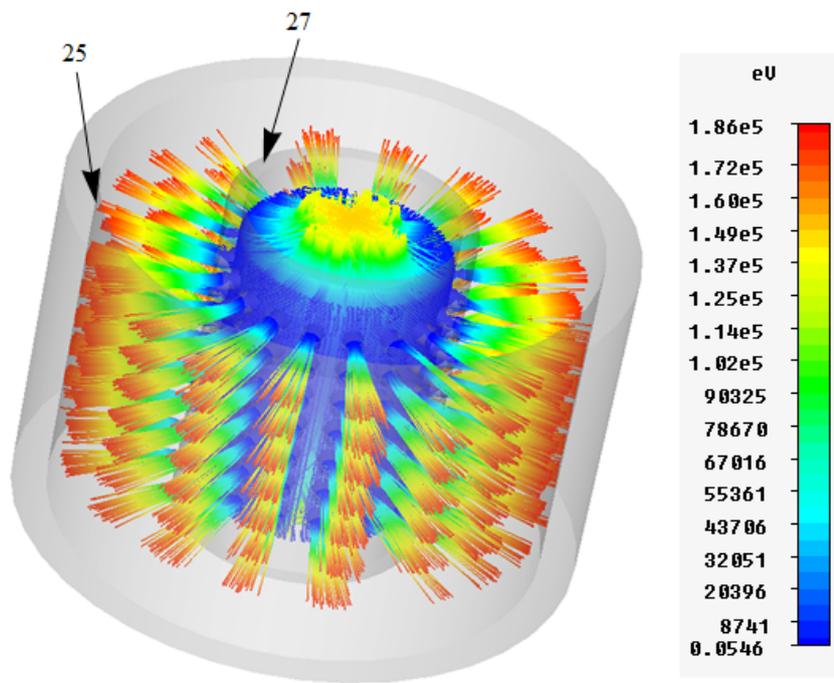


Figura 4.65. Trajetória e perfil energético do feixe de dêuterons no ambiente de aceleração da CCFTI, definido entre o eletrodo do plasma (27) e o alvo (25).

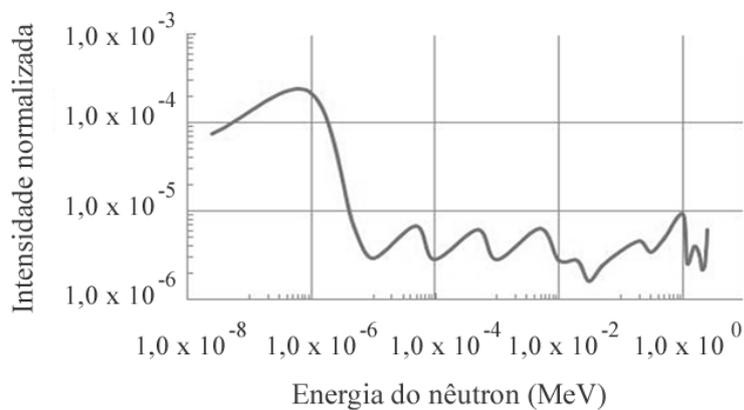


Figura 4.66. Espectro energético do fluxo neutrônico, normalizado em função dos nêutrons incidentes, para a CCFTI.

Considerando uma surgência de 10^{13} n s⁻¹, têm-se 48 Ci cm⁻³. Esta atividade é atingida após 30 dias de operação. Desta forma, o traçador radioativo ¹⁷⁷Lu pode ser produzido em quantidades suficientes para atender ao diagnóstico por imagem por cintilografia em clínicas e hospitais, de forma diária.

Capítulo 5

Conclusões

Foi destacada a importância tecnológica de geradores neutrônicos, descrevendo aplicações relevantes em várias áreas onde há demanda por feixes de nêutrons de fluência moderada. Conceitos basais de plasma, avaliados por meio de equações fundamentais da teoria eletromagnética, foram reportados com o intuito de estimar o comportamento dos campos eletromagnéticos e o perfil energético de partículas em uma plasma ativado por radiofrequência. Para prover tensões elétricas para os dispositivos aceleradores concebidos e relatados por esta tese, considerou-se uma fonte de tensão de 10 kV; encontrada, por exemplo, em experimentos didáticos de física, como o de difração de elétrons, acoplada a um circuito amplificador de tensão que opera à frequência de 5 kHz, para produzir potenciais elétricos acima de 200 kV; previamente, foi avaliada a consequência da variação dos parâmetros do circuito para definir o módulo das grandezas propostas. Inovações no sistema de extração iônica, baseadas em dados experimentais e modelamentos matemáticos, permitiram projetar configurações aprimoradas de aceleradores de único e múltiplos feixes de dêuterons para produção neutrônica, conduzindo a altos níveis de surgência neutrônica. Uma nova concepção de transmutadores de núclídeos, cujo núcleo se baseia na tecnologia de geradores de nêutrons, foi apresentada por meio das Células Fusoras Transmutadoras Isotópicas. Quatro geometrias de aceleradores foram desenvolvidas para tal fim.

A tecnologia das CFTIs é compacta, mais simples, quando comparada a um reator nuclear ou a um acelerador de partículas, e capaz de produzir radioisótopos, ou transmutar diversos isótopos ou radioisótopos de interesse, no local de utilização dos mesmos, por exemplo, em hospitais, clínicas, centros de pesquisa, locais de produção de rejeitos radioativos, a um baixo custo. Outro aspecto relevante em produção de radioisótopos, proporcionado por esta tecnologia, é a capacidade de ativar ou desativar o dispositivo, alimentado por potenciais elétricos, na ordem de 200 kV. Assim, ao

desligar, o dispositivo cessa a radiação, de forma equivalente a um aparelho de raios X convencional; em contra posição aos reatores nucleares, que não interrompem a produção radioativa, ou as tecnologias que utilizam a produção de nêutrons por fontes de ^{252}Cf e as reações de fotodesintegração como (γ, n) . As investigações revelaram a capacidade das Células de produzir ^{99m}Tc , a partir de ativação de ^{98}Mo , em atividades suficientes para uso clínico. Foi também verificada a possibilidade de produzir sementes radioativas de Sm, Ho e fios de irídio para braquiterapia e ativar o ^{176}Lu para aplicações em cintilografia.

Além disso, a tecnologia concebida nesta tese também compete com a produção de radioisótopos por geradores. Em GRs há a necessidade de um precursor, dito “pai” radioativo, produzido antecipadamente em reatores nucleares. A distribuição dos geradores, como $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ é feita semanalmente, e apresentam uma atividade eluída, decaindo no tempo da meia vida do “pai”, por exemplo, de 67 h do ^{99}Mo . O equilíbrio de atividades entre ^{99}Mo e ^{99m}Tc é dita transiente. Na tecnologia apresentada, a CFTIs podem gerar continuamente o “pai”, cuja atividade interna no dispositivo se torna constante, e conseqüentemente o equilíbrio entre o “pai” e “filho” se torna secular. A produção do “pai”, portanto, é cessada assim que a CFTI é desligada. Além disso, é possível disponibilizar o radioisótopo “filho” de forma ilimitada, sem a necessidade de trocas periódicas dos GRs, como ocorre atualmente.

Características associadas à proteção radiológica conduziram a investigações com base em fusão d-d. O gráfico apresentado na Figura 3.1 mostra que a seção de choque da interação d-t, a energias de aceleração do dêuteron de 100 keV, é cerca de 250 vezes maior que a d-d. Isso reflete em um rendimento nêutronico com duas ordens de grandeza acima das obtidas nas versões das CFTIs apresentadas nesta tese. Sob condições rigorosas de proteção radiológica, CFTIs baseadas em fusão d-t poderiam ser implementadas em instalações próximas a hospitais, reduzindo o tempo de operação para ativação na mesma proporção do acréscimo da seção de choque.

As avaliações eletromagnéticas e nucleares, juntamente com os cálculos apresentados destacam a viabilidade de operação das CFTIs (Campos & Araujo 2013a, Campos & Araujo 2013b, Campos & Araujo 2013c e Campos & Araujo 2013d). Há perspectiva que, em futuro próximo, as investigações tomem patamar experimental.

Referências Bibliográficas

Adelphi (2012). *AD 10⁹ Neutron Generator*. <http://xraylens.com/DD109Flyer.pdf>. Acessado em 12 de julho.

AET (2012). *AET Associates INP*. <http://www.aetassociates.com/inp.htm>. Acessado em 12 de julho.

Agency, N. E. (2012). *The supply of medical radioisotopes*. <http://www.oecd-neo.org/med-radio/reports/Med-Radio-99Mo-Prod-Tech.pdf>. Acessado em 18 de setembro.

Akkurt, H.; Groves, J.; Trombka, J.; Starr, R.; Evans, L.; Floyd, S.; Hoover, R.; Lim, L.; McClanahan, T.; James, R.; McCoy, T. & Schweitzer, J. (2005). Pulsed neutron generator system for astrobiological and geochemical exploration of planetary bodies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 241(1-4):232 – 237. ISSN 0168-583X. The Application of Accelerators in Research and Industry - Proceedings of the Eighteenth International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry (CAARI 2004).

Anderson, I.; McGreevy, R.; McGreevy & Bilheux, H. Z. (2009). *Neutron Imaging and Applications: A Reference for the Imaging Community (Neutron Scattering Applications and Techniques)*. Springer, 1 edição.

Araujo, W. L. (2010). *Investigações em Geradores Compactos de Nêutrons*. Dissertação de mestrado, Universidade Federal de Minas Gerais.

Araujo, W. L. & Campos, T. P. (2012). The modeling of a linear multi-beam deuteron compact accelerator for neutron generation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 679(0):97 – 102. ISSN 0168-9002.

- Araujo, W. L. & Campos, T. P. R. d. (2010). Issues on beam-plasma instability: early simulations focusing on the development of a compact neutron generator. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 32:1 – 6. ISSN 1806-1117.
- Astro (2014). *Ionization of Hydrogen*. <http://www.astro.wisc.edu/townsend/resource/teaching/astro-310-F09/hydrogen-ionization.pdf>. Acessado em 12 de janeiro.
- AUTODESK (2014). *Mechanical design software built for manufacturing*. <http://www.autodesk.com/>. Acessado em 18 de janeiro.
- Benveniste, J. & Zenger, J. (1954). *Information on the neutrons produced in the $H^3(d,n)He^4$ reaction*. Technical Information Service.
- Bickford, J. (2011). *Extraction of Antiparticles Concentrated in Planetary Magnetic Fields*. Disponível em: <http://www.niac.usra.edu/files/studies/>. Acessado em 19 de setembro.
- Birdsall, C. K. & Langdon, A. B. (1991). *Plasma Physics via Computer Simulation*. McGraw-Hill.
- Bowick, C.; Ajluni, C. & Blyler, J. (2001). *Introduction to Nuclear Engineering*. Prentice Hall, 3 edição.
- Boyce, W. E. & DiPrima, R. C. (2008). *Elementary Differential Equations*. Wiley, 9 edição.
- Brown, I. G. (2004). *The Physics and Technology of Ion Sources*. Wiley-VCH, 2 edição.
- Browne, E. & Firestone, R. B. (1986). *Table of Radioactive Isotopes*. Wiley-VCH.
- Campos, T. P. R. & Araujo, W. L. (2013a). *Célula Cilíndrica Fusora Transmutadora Isotópica*. BR 102013033620-3. 27 de dezembro.
- Campos, T. P. R. & Araujo, W. L. (2013b). *Célula Hemisférica Fusora Transmutadora Isotópica*. BR 102013033619-0. 27 de dezembro.
- Campos, T. P. R. & Araujo, W. L. (2013c). *Célula Linear Fusora Transmutadora Isotópica*. BR 102013033622-0. 27 de dezembro.
- Campos, T. P. R. & Araujo, W. L. (2013d). *Célula Toroidal Fusora Transmutadora Isotópica*. BR 102013033623-8. 27 de dezembro.
- Carlsmith, D. (2012). *Particle Physics*. Addison-Wesley.

- Chen, Y. & Yang, H. (2012). *Plasma physics*. <http://www.pma.caltech.edu/Courses/ph136/yr2012/1220.1.K.pdf>. Acessado em 15 de julho.
- Chichester, D.; Lemchak, M. & Simpson, J. (2005). The api 120: A portable neutron generator for the associated particle technique. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 241(1-4):753 – 758. ISSN 0168-583X. The Application of Accelerators in Research and Industry, Proceedings of the Eighteenth International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry (CAARI 2004), Eighteenth International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry.
- Chichester, D.; Simpson, J. & Lemchak, M. (2007). Advanced compact accelerator neutron generator technology for active neutron interrogation field work. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 3(2):629--637.
- Chichester, D. L. & Simpson, J. D. (2012). *Compact Accelerator Neutron Generators*. <http://physicsnow.org/tip/INPHFA/vol-9/iss-6/p22.pdf>. Acessado em 9 de junho.
- Clayton, D. D. (1984). *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. University Of Chicago Press.
- Cockcroft, J. D. & Walton, E. T. S. (1932). Experiments with high velocity ions. *Proc. Roy. Soc. London*, 136:619.
- Coupland, J. R.; Green, T. S.; Hammond, D. P. & Riviere, A. C. (1973). A study of the ion beam intensity and divergence obtained from a single aperture three electrode extraction system. *Review of Scientific Instruments*, 44(9):1258 –1270. ISSN 0034-6748.
- Csikai, G. J. (1987). *Handbook of Fast Neutron Generators*. CRC Press.
- CST (2014). *Complete Technology for 3D EM Simulation*. <http://www.cst.com/>. Acessado em 12 de janeiro.
- Dance, W. E. (1976). Neutron radiographic nondestructive evaluation of aerospace structures. *American Society for Testing and Materials*, (586):137–151.
- Das, B. K. & Shyam, A. (2008). Development of compact size penning ion source for compact neutron generator. *Review of Scientific Instruments*, 79(12):123305.

- David C. Ingram, William C. Lanter, C. A. D. & Kayani, A. (2001). Growth of carbon-nitrogen films with a broad beam rf ion source. *MRS Proceedings*, p. 693.
- Dushman, S. (1930). Thermionic emission. *Rev. Mod. Phys.*, 2:381--476.
- Eberhardt, J.; Rainey, S.; Stevens, R.; Sowerby, B. & Tickner, J. (2005). Fast neutron radiography scanner for the detection of contraband in air cargo containers. *Applied Radiation and Isotopes*, 63(2):179 – 188. ISSN 0969-8043.
- Ehlers, K. W. & Leung, K. N. (1979). Characteristics of the berkeley multicusp ion source. *Review of Scientific Instruments*, 50(11):1353 –1361. ISSN 0034-6748.
- Explorer, I. (2012). *Isotope Explorer: Nuclear data a mouse-click away*. Disponível em: <http://ie.lbl.gov/isoexpl/isoexpl.htm>. Acessado em 12 de julho.
- Fukano, A.; Hatayama, A. & Ogasawara, M. (2007). Estimation of width of electron energy loss region in cusp magnetic field in negative ion sources. *Japanese Journal of Applied Physics*,, 46(4a):1668.
- Gallion, H. H.; Maruyama, Y.; van Nagell, J. R.; Donaldson, E. S.; Rowley, K. C.; Yoneda, J.; Beach, J. L.; Powell, D. E. & Kryscio, R. J. i. (1987). Treatment of stage iiib cervical cancer with californium-252 fast-neutron brachytherapy and external photon therapy. *Cancer*, 59:1709 – 1712.
- Garrison, E. (1989). Characterization of an esr geochronological dating center in flints. *Physics and Chemistry of Minerals*, 16:767–773. ISSN 0342-1791. 10.1007/BF00209700.
- Goldston, R. J. & Rutherford, P. H. (1995). *Introduction to Plasma Physics*. Taylor & Francis.
- Green, S. F. & Jones, M. H. (2004). *Heat transport of a temperature filament in a magnetized plasma*. Cambridge University Press.
- Greinacher, H. (1920). Greinacher. erzeugung einer gleichspannung vom vielfachen betrag einer wechselfspannung ohne transformator. *Bulletin des Schweizer Elektrotechnischer Vereins*, 11:59.
- Hancock, R. G. V. (1976). Low flux multielement instrumental neutron activation analysis in archaeometry. *Analytical Chemistry*, 48(11):1443–1445.

- Heaton, R.; Lee, H.; Skensved, P. & Robertson, B. (1989). Neutron production from thick-target (α, n) reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 276(3):529 – 538. ISSN 0168-9002.
- Herrmannsfeldt, W. B. (1979). Electron trajectory program. *Stanford University*.
- Humphries, S. (1990). *Charged Particle Beams*. Wiley-Interscience.
- IAEA (2012). *Neutron Generators for analytical purposes*. <http://xraylens.com/DD109Flyer.pdf>. Acessado em 20 de dezembro.
- Jongen, Y. & Comor, J. (2011). *Device and method for producing radioisotopes*. USPTO 7940881.
- Kardjilova, N.; Fiorib, F.; Giuntac, G.; Hilgerd, A.; Rustichellib, F.; Strobl, M.; Banhart, J. & Trioloe, R. (2006). Neutron tomography for archaeological investigations. *Journal of Neutron Research*, 14(29-36).
- Kasatkin, V. A.; Leipunskaya, D. I.; Savosin, S. I. & Chulanov, Y. G. (1971). Proximate analysis of field work geological samples with portable neutron generators. *Atomic Energy*, 30:511–513. ISSN 1063-4258.
- Kawabata, S.; Miyatake, S.-I.; Kajimoto, Y.; Kuroda, Y.; Kuroiwa, T.; Imahori, Y.; Kirihata, M.; Sakurai, Y.; Kobayashi, T. & Ono, K. (2003). The early successful treatment of glioblastoma patients with modified boron neutron capture therapy. *Journal of Neuro-Oncology*, 65:159–165. ISSN 0167-594X. 10.1023/B:NEON.0000003751.67562.8e.
- Kawabata, S.; Miyatake, S.-I.; Kuroiwa, T.; Yokoyama, K.; Doi, A.; Iida, K.; Miyata, S.; Nonoguchi, N.; Michiue, H.; Takahashi, M.; Inomata, T.; Imahori, Y.; Kirihata, M.; Sakurai, Y.; Maruhashi, A.; Kumada, H. & Ono, K. (2009). Boron neutron capture therapy for newly diagnosed glioblastoma. *Journal of Radiation Research*, 50(1):51–60.
- Kehayias, J. J.; Banuk-Waitekus, A.; Valtuena, S. & Sheahan, C. A. (1999). Medical applications of neutron inelastic scattering. volume 3769, pp. 224–231. SPIE.
- Kelley, G.; Lazar, N. & Morgan, O. (1961). A source for the production of large dc ion currents. *Nuclear Instruments and Methods*, 10(0):263 – 271. ISSN 0029-554X.

- Kilpatrick, W. D. (1957). Criterion for vacuum sparking designed to include both rf and dc. *Review of Scientific Instruments*, 28(10):824–826.
- Kim, Y.-K. & Rudd, M. E. (1994). Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization. *Phys. Rev. A*, 50:3954–3967.
- Kimura, Y.; Ariyoshi, Y.; Shimahara, M.; Miyatake, S.; Kawabata, S.; Ono, K.; Suzuki, M. & Maruhashi, A. (2009). Boron neutron capture therapy for recurrent oral cancer and metastasis of cervical lymph node. *Applied Radiation and Isotopes*, 67(7-8, Supplement 1):S47 – S49. ISSN 0969-8043. 13th International Congress on Neutron Capture Therapy BNCT: a new option against cancer.
- Kingdon, K. H. & Langmuir, I. (1923). The removal of thorium from the surface of a thoriated tungsten filament by positive ion bombardment. *Phys. Rev.*, 22:148--160.
- Kippenhahn, R. & Weigert, A. (1994). *Stellar Structure and Evolution*. Springer.
- Kirstein, P. T. G.; Kino, S. & Waters, W. E. (1967). *Space Charge Flow*. McGraw-Hill.
- Koivunoro, H.; Bleuel, D. L.; Nastasi, U.; Lou, T. P.; Reijonen, J. & Leung, K.-N. (2004). Bnct dose distribution in liver with epithermal d-d and d-t fusion-based neutron beams. *Applied Radiation and Isotopes*, 61(5):853 – 859. ISSN 0969-8043. Topics in Neutron Capture Therapy: Proceedings of the Eleventh World Congress on Neutron Capture Therapy (ISNCT-11).
- Kuffel, E.; Zaengl, W. S. & Kuffel, J. (2000). *High Voltage Engineering: Fundamentals*. Newnes, 2 edição.
- Lamarsh, J. & Baratta, A. (2007). *RF Circuit Design*. Newnes, 2 edição.
- Langmuir, I. (1928). Oscillations in ionized gases. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 14(8):627--637.
- Lau, Y. Y. (2001). Simple theory for the two-dimensional child-langmuir law. *Phys. Rev. Lett.*, 87:278301.
- Laurendeau, N. M. (2005). *Statistical Thermodynamics: Fundamentals and Applications*. Cambridge University Press.
- Lebedev, Y. A. & Polak, L. S. (1999). *Plasma Chemistry*. Cambridge International Science Publishi.

- Leonard, D. S.; Karwowski, H. J.; Brune, C. R.; Fisher, B. M. & Ludwig, E. J. (2006). Precision measurements of ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ and ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ total cross sections at big bang nucleosynthesis energies. *Physical Review C*, 73(4):045801.
- Lewis, E. B. (2008). *Fundamentals of Nuclear Reactor Physics*. Academic Press.
- Lima, E.; Foschini, M. & Magini, M. (2001). O efeito termoiônico: uma nova proposta experimental. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 23:391 – 394. ISSN 1806-1117.
- Loeb, L. B. (2004). *The Kinetic Theory of Gases*. Dover Publications, 3 edição.
- Manitou (2013). *DELTA GLOW RF PLASMA SOURCES*. <http://www.manitousys.com/pages/rfsour.html>. Acessado em 16 de julho.
- Maple (2012). *Technical Computing Software for Engineers, Mathematicians, Scientists, Instructors and Students - Maplesoft*. <http://www.maplesoft.com/products/maple/>. Acessado em 17 de abril.
- McDaniel, E. W. (1964). *Collision Phenomena in Ionized Gases*. Wiley & Sons.
- MCNP5 (2014). *Los Alamos National Laboratory: About MCNP*. <http://mcnp-green.lanl.gov/>. Acessado em 12 de janeiro.
- Medicines, C. (2012). *Medicines Complete*. Disponível em: <http://www.medicinescomplete.com>. Acessado em 29 de setembro.
- Mills, R. G. (1971). The promise of controlled fusion. *Spectrum, IEEE*, 8(11):24 –36. ISSN 0018-9235.
- Miyamoto, K. (2004). *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*. Springer.
- Miyazawa, W.; Tada, S.; Ito, K.; Saito, H.; Den, S.; Hayashi, Y.; Okamoto, Y. & Sakamoto, Y. (1996). A large-area ecr processing plasma. *Plasma Sources Science and Technology*, 5(2):265.
- Molnar, G. (2004). *Handbook of Prompt Gamma Activation Analysis: with Neutron Beams*. Springer.
- Morishita, T.; Ogasawara, M. & Hatayama, A. (1998). Estimate of cusp loss width in multicusp negative ion source. *Review of Scientific Instruments*, 69(2):968–970.
- NNDC (2012). *National Nuclear Data Center*. Disponível em: <http://www.nndc.bnl.gov/>. Acessado em 12 de julho.

- Nordlund, A.; Lindén, P.; Pór, G.; Solymar, M. & Dahl, B. (2001). Measurements of water content in geological samples using transmission of fast neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 462(3):457 – 462. ISSN 0168-9002.
- Norton, A. (2012). *Atomic Rockets*. Disponível em: <http://www.projectrho.com/>. Acessado em 5 de setembro.
- Nunes, W. V.; da Silva, A. X.; Crispim, V. R. & Schirru, R. (2002). Explosives detection using prompt-gamma neutron activation and neural networks. *Applied Radiation and Isotopes*, 56(6):937 – 943. ISSN 0969-8043.
- O'Hara, M. J.; Rapko, B. M.; Edwards, M. K. & Wester, D. W. (2009). *Medical isotope generator systems*. USPTO 7554098.
- Origin (2012). *OriginLab - Origin and OriginPro - Data Analysis and Graphing Software*. <http://www.originlab.com/>. Acessado em 17 de abril.
- PowerSim (2012). *Simulation software specifically designed for power electronics, motor control, and dynamic system simulation*. Disponível em: <http://www.powersimtech.com/>. Acessado em 17 de agosto.
- Przybylowicz, E. P.; Smith, G. W.; Suddueth, J. E. & Nargolwalla, S. S. (1969). Activation analysis of halogens in photographic emulsions using a neutron generator. *Analytical Chemistry*, 41(6):819–823.
- Qihou, Z. (1987). Proof of biot-savart's law for a discontinuous current-or another example of displacement current. *European Journal of Physics*, 8:128–130.
- Révay, Z.; Lindstrom, R.; Mackey, E. & Belgya, T. (2011). Neutron-induced prompt gamma activation analysis (pgaa). Em Vértes, A.; Nagy, S.; Klencsár, Z.; Lovas, R. & Rösch, F., editores, *Handbook of Nuclear Chemistry*, pp. 1619–1672. Springer US.
- Ryde, S.; Eston, R.; Laskey, M.; Evans, C. & Hancock, D. (1998). Changes in body fat: measurements by neutron activation, densitometry and dual energy x-ray absorptiometry. *Applied Radiation and Isotopes*, 49(5–6):507 – 509. ISSN 0969-8043. International Symposium on In Vivo Body Comparison Studies.
- Science, I. & Technology (2012). *List of Periodic Table Elements Sorted by Ionization energy*. <http://www.science.co.il/PTablements.asp?s=ionization>. Acessado em 12 de julho.

- Self, S. A. (1963). Exact solution of the collisionless plasma-sheath equation. *Physics of Fluids*, 6(12):1762–1768.
- Shi, M. . (2011). *An Introduction to the Sun and Stars*. ProQuest, UMI Dissertation Publishing.
- Smith, R.; Bush, C. & Reichardt, J. (1988). Small accelerators as neutron generators for the borehole environment. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 35(1):859 – 862. ISSN 0018-9499.
- Spadtke, P. & Muhle, C. (2000). Simulation of ion extraction and beam transport (invited). *Review of Scientific Instruments*, 71(2):820–825.
- Steve, R. B. (2013). *RF power supply and impedance matching*. <http://www.edaboard.com/thread158948.html>. Acessado em 16 de julho.
- Stewart, L. & Hale, G. (1975). The $t(d,n)^4\text{he}$ and $t(t,2n)^4\text{he}$ cross sections at low energies. Relatório técnico LA-5828-MS, Los Alamos National Laboratory, NM, East Lansing, Michigan.
- Tester, W.; Drake, E.; Driscoll, M.; Golay, M. & Peters, W. (2005). *Sustainable Energy: Choosing Among Options*. The MIT Press, 1 edição.
- Thermo (2012). *Industrial application of compact accelerator neutron generator*. <http://www.thermo.com>. Acessado em 12 de julho.
- Thonemann, P. C.; Moffatt, J.; Roaf, D. & Sanders, J. H. (1948). The performance of a new radio-frequency ion source. *Proceedings of the Physical Society*, 61(5):483.
- Torkzadeh, F. & Manouchehri, F. (2006). Thermal neutron fluence measurement in a research reactor using thermoluminescence dosimeter tld-600. *Journal of Radiological Protection*, 26(1):97.
- Torres, I.; Martinez, R.; Rayo, M. N. S. & Castano, F. (2001). Evaluation of the computational methods for electron-impact total ionization cross sections: Fluoromethanes as benchmarks. *The Journal of Chemical Physics*, 115(9):4041–4050.
- Tsang, F. Y. (2011). *Techniques for On-Demand Production of Medical Isotopes Such as Mo-99/Tc-99m and Radioactive Iodine Isotopes Including I-131*. USPTO 20110280356.
- Turner, J. E. (2007). *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 3 edição.

- UCDAVIS (2014). *Neutron Radiography*. <http://mnrc.ucdavis.edu/radiography.html>. Acessado em 10 de janeiro.
- Umstattd, R. J. & Luginsland, J. W. (2001). Two-dimensional space-charge-limited emission: Beam-edge characteristics and applications. *Phys. Rev. Lett.*, 87:145002.
- Ursell, T. S. (2011). *The Diffusion Equation: A Multi-dimensional Tutorial*. Disponível em: <http://www.rpgroup.caltech.edu/natsirt/aph162/diffusion.pdf>. Acessado em 12 de setembro.
- Vainionpaa, J. H.; Kalvas, T.; Hahto, S. K. & Reijonen, J. (2007). Experiments with planar inductive ion source meant for creation of h^+ beams. *Review of Scientific Instruments*, 78(6):063503.
- Verbeke, J.; Leung, K. & Vujic, J. (2000). Development of a sealed-accelerator-tube neutron generator. *Applied Radiation and Isotopes*, 53(4–5):801 – 809. ISSN 0969-8043.
- Vourvopoulos, G. & Womble, P. (2001). Pulsed fast/thermal neutron analysis: a technique for explosives detection. *Talanta*, 54(3):459 – 468. ISSN 0039-9140.
- Wagner, F. M.; Loeper-Kabasakal, B. & Breitzkreutz, H. (2012). Neutron medical treatment of tumours — a survey of facilities. *Journal of Instrumentation*, 7(03):C03041.
- Whealton, J. H. & Whitson, J. C. (1980). Space charge ion optics including extraction from a plasma. *Particle Accelerators*, 10:235.
- Wilson, C. C. (2000). *Single Crystal Neutron Diffraction from Molecular Materials*, volume 2. World Scientific Publishing Company.
- Womble, P. C.; Paschal, J. & Moore, R. (2005). Cement analysis using $d + d$ neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 241(1–4):765 – 769. ISSN 0168-583X. The Application of Accelerators in Research and Industry, Proceedings of the Eighteenth International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry (CAARI 2004), Eighteenth International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry.
- Yamakawa, T.; Inoue, T. & Tsuneda, A. (2008). Design and experiments of a novel low-ripple cockcroft-walton ac-to-dc converter for a coil-coupled passive rfid tag. *IEICE Trans. Fundam. Electron. Commun. Comput. Sci.*, E91-A(2):513–520. ISSN 0916-8508.

- Yonezawa, C.; Matsue, H.; Sawahata, H.; Kurosawa, T.; Hoshi, M. & Ito, Y. (1996). Application of neutron-induced prompt gamma-ray analysis for determination of b-10 in bnct. pp. 221–225.
- Yoriyaz, H. (2008). Issues on beam-plasma instability: early simulations focusing on the development of a compact neutron generator. *Revista Brasileira de Física Médica*, 3:141 – 149.
- Young, H. D.; Freedman, R. A.; Sandin, T. R. & Ford, A. L. (1999). *University Physics*, volume 3. Addison-Wesley, 10 edição.
- Zhang, H. & Takaoka, A. (1994). Efficient compensation method for reducing ripple of cockcroft–walton generator in an ultrahigh-voltage electron microscope. *Review of Scientific Instruments*, 65(10):3194–3198.
- Ziegler, J. (2012). *SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter*. Disponível em: <http://www.srim.org>. Acessado em 12 de julho.
- Zirin, H. (1988). *Astrophysics of the Sun*. Cambridge University Press.