e		AUTORIZAÇÃO PARA PUBLICAÇÃO AUTHORIZATION FOR PUBLICATION
AUTHORS D	PALAVRAS CHAVES/KEY WORDS LASMA EM ROTAÇÃO, SEPARAÇÃO DE ISÓ ESCARGA EM ARCO, CAMPO MAGNÉTICO,	TOPOS, VÁCUO AUTORIZADA POR/AUTHORIZED BY Ralf Gielow Pres. Cons. Pós-Graduaçã
J Ed:	AUTOR RESPONSAVEL DISTRIBUIÇÃO RESPONSIBLE AUTHOR INTERNA / INT Son Del Bosco RESTRITA / RE	/DISTRIBUTION REVISADA POR/REVISED BY ERNAL ITERNAL ISTRICTED Gerson Otto Ludwig
533.	.9	DATA/DATE Setembro 1989
/ттс		CAÇÃO Nº CATION NO 25-TDL/385 PG/LAP PROJETO PROJECT ECO
τίτυιο	CENTRIFUGA DE PLASMA COM DESCARO NO VÁCUO APLICADA A SEPAF DE ISÓTOPOS ESTÁVEIS	A EM ARCO LAÇÃO LAÇÃO Versão Versão Nº de Pages Last page A.12 Versão Nº de Mapas -
AUTORES/AUTHORSHIP	Edson Del Bosco	

Neste trabalho descrevem-se os resultados experimentais obtidos em uma centrífuga de plasma que utiliza uma descarga elétrica em arco no vácuo como fonte de plasma. A centrífuga de plasma é um dispositivo onde se produz uma coluna de plasma em rotação através da interação de uma corrente elétrica com um campo magnético, $\vec{J} \times \vec{B}$. Entre as diversas aplicações possíveis para um plasma em rotação, é dada enfase à sua utilização como dispositivo de separação de isótopos. Estudam-se as principais características do plasma produzido no experimento, com especial atenção à rotação da coluna de plasma e ao fator de separação de isótopos. A análise dos resultados é feita utilizando um modelo de fluido para um plasma completamente ionizado e em equilíbrio com rotação de corpo rígido. Os principais resultados são: a) freqüência de rotação da coluna de plasma no intervalo 2×10^4 a 3×10^5 rad/s; b) enriquecimento de 10 a 30% para os isótopos do magnésio, e de 290 a 490% para o isótopo de massa 13 do carbono; c) rotação de corpo rígido para a coluna de plasma somente para valores do raio menores que o raio característico da coluna de plasma, re; d) dependência linear da frequência de rotação com o campo magnético somente para r < r; e) existência de um valor de campo magnético no qual o enriquecimento é máximo, e f) dependência da frequência de rotação com o inverso da massa atômica do elemento utilizado.

OBSERVAÇÕES/REMARKS

Tese de Doutorado em Eletrônica e Telecomunicações, aprovada em 23 de junho de 1989.

Aprovada pela Banca Examinadora em cumprimento a requisito exigido para a obtenção do Título de Doutor em Eletrônica e Telecomunicações

Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão

Dr. Gerson Otto Ludwig

Dr. José Augusto Bittencourt

Dr. Ivan Cunha Nascimento

Dr. Ivo Jordan

Dr. Antonio Montes Filho

Candidato: Edson Del Bosco

São José dos Campos, 23 de junho de 1989

Membro da Banca -convidado-

-convidado-

da Banca

Ruandine Presidente Orientador

Orientador Membro da Banca

À minha esposa Viviane, às minhas filhas Lîvia e Lara, e aos meus pais Emir e Alice.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Gerson Otto Ludwig, Chefe do Laboratório Associado de Plasma do INPE, pela valiosa contribuição como orientador deste trabalho de tese.

Ao Dr. José Augusto Bittencourt, que, na qualidade de co-orientador, muito incentivou e colaborou na realização deste trabalho.

Ao Dr. Mahadevan Krishnan e ao Dr. Steve Simpson, pesquisadores visitantes, pelas valiosas sugestões e contribuições prestadas durante o período em que estiveram trabalhando no experimento.

Ao Dr. Antonio Montes Filho pelo permanente incentivo em relação ao experimento.

A todos os colegas do LAP, que, de uma forma ou de outra, colaboraram para o êxito deste experimento, e, em especial, ao colega Renato Sérgio Dallaqua pela inestimável ajuda, tanto na construção do experimento, como na aquisição e interpretação dos resultados.

Ao Diretor do INPE pela franquia de todas as instalações e facilidades disponíveis no INPE para a execução deste trabalho.

A toda minha família pelo incentivo e, em especial, a Viviane, que na qualidade de esposa, me apoiou e ao mesmo tempo soube amenizar todas as dificuldades pessoais provenientes das exigências do curso de doutoramento.

ABSTRACT

This work describes the results of a vacuum-arc plasma centrifuge experiment. A plasma centrifuge is an apparatus where a plasma column is produced due to the interaction of an electric current with an externally applied magnetic field, J x B. Among the applications of a rotating plasma, this work deals particularly with its utilization in an isotope enrichment device. The main characteristics of the plasma produced in this experiment are presented, with special attention to the plasma column rotation and the isotope enrichment. The analysis of the results is performed using a fluid model for a completely ionized rigid body rotating plasma column in steady state equilibrium. The main results are: a) rotation frequency of the plasma column in the range 2 x 10^4 to 3 x 10^5 rad/s; b) enrichment of 10 to 30% for the magnesium isotopes, and of 290 to 490% for the carbon 13 isotope; c) rigid body rotation of the plasma column only for radii smaller than the characteristic radius of the the plasma column, re; d) linear dependence of the rotation frequency upon the magnetic field strength only for $r\ <\ r_e;\ e)$ existence of an optimum value of the magnetic field for maximum enrichment; and f) dependence of the rotation frequency upon the inverse of the atomic mass.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS	xiii
LISTA DE TABELAS	xix
LISTA DOS PRINCIPAIS SÍMBOLOS E CONSTANTES	xxi
<u>CAPÍTULO 1</u> - <u>INTRODUÇÃO</u>	1
1.1 - Organização do trabalho	2
1.2 - Separação de isótopos	4
1.3 - Centrífuga de plasma	10
1.4 - Descrição física da centrífuga com descarga em arco no vácuo	15
1.5 - Revisão histórica	25
CAPÍTULO 2 - DESCRIÇÃO DO ARRANJO EXPERIMENTAL	33
2.1 - Introdução	33
2.2 - Sistema de geração do campo magnético	36
2.2.1 - Considerações gerais	36
2.2.2 - Bobinas magnéticas	38
2.2.3 - Banco de capacitores	43
2.2.4 - Desempenho do sistema	50
2.3 - Sistema de produção do plasma	56
2.3.1 - Considerações gerais	56
2.3.2 - Câmara de vácuo	58
2.3.3 - Eletrodos e laser	58
2.3.4 - Banco de capacitores	60
2.3.5 - Desempenho do sistema	63
2.4 - Acionador e sistema de proteção	67
2.5 - Conclusão	69
<u>CAPÍTULO 3</u> - <u>DIAGNÓSTICOS UTILIZADOS</u>	73
3.1 - Bobinas de Rogowski e sonda magnética	73
3.2 - Sondas eletrostáticas	79
3.3 - Espectrômetro de massa	81

3.4 - Aquisição e tratamento de dados	84
CAPÍTULO 4 - CARACTERIZAÇÃO DO PLASMA	85
4.1 - Introdução	85
4.2 - Corrente total da descarga em arco	85
4.3 - Potencial flutuante	96
4.4 - Densidade	102
4.5 - Temperatura de elétrons	108
4.6 - Estado de ionização	109
4.7 - Conclusão	109
CAPÍTULO 5 - ROTAÇÃO DA COLUNA DE PLASMA	113
5.1 - Introdução	113
5.2 - Verificação da rotação do plasma	113
5.3 - Método de medida com sondas eletrostáticas	116
5.4 - Perfil radial e dependência com o campo magnético	123
5.5 - Conclusão	129
<u>CAPÍTULO 6</u> - <u>ENRIQUECIMENTO DE ISÓTOPOS</u>	133
6.1 - Introdução	133
6.2 - Espectros de massa e fator de separação	133
6.3 - Dependência com o campo magnético	139
6.4 - Conclusão	141
<u>CAPÍTULO 7</u> - <u>INFLUÊNCIA DA MASSA ATÔMICA</u>	143
7.1 - Introdução	143
7.2 - Corrente de arco	143
7.3 - Potencial flutuante	146
7.4 - Perfil de densidade	148
7.5 - Temperatura de elétrons	151
7.6 - Rotação da coluna de plasma	152
7.7 - Conclusão	157

.

<u>CAPÍTULO 8</u> - <u>CONCLUSÕES E SUGESTÕES</u>	159
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	167
APÊNDICE A - MODELO TEÓRICO	

.

LISTA DE FIGURAS

1.1 - Esquema de uma centrífuga de plasma	11
1.2 - Representação esquemática das velocidades de deriva dos elétrons e ions na centrífuga de plasma, mostradas no	
plano polar (r,⊖) perpendicular à coluna de plasma	22
2.1 - Diagrama de blocos da PCEN	34
2.2 - Esquema do arranjo experimental da PCEN	37
2.3 - Esquema do circuito para geração do campo magnético pul- sado	38
2.4 - Definição dos parâmetros utilizados em uma espira: $\gamma = a_2/a_1 = \beta = b/a_1$	39
2.5 - Unidade básica de capacitores, C = 2,5 mF, R_p = 192 m $_{\Omega}$, R_e = 30 k $_{\Omega}$ e R_{ℓ} = 3,7 m $_{\Omega}$	47
2.6 - Esquema da fonte para carga do banco de capacitores do campo magnético	49
2.7 - Tensão no banco de capacitores do campo magnético (tra- ços superiores - 100 V/div) e corrente nas espiras (tra- ços inferiores - 0,2 V/div - 453 A/V), para tensões ini- ciais de 100V, 200V e 300V. (20 ms/div)	51
2.8 - Corrente nas bobinas magnéticas em função da tensão apli- cada no banco de capacitores	52
2.9 - Corrente nas espiras magnéticas, medida com uma bobina de Rogowski (K_b = 453 A/V), nos traços superiores (0,2 V/div) e campo magnético no centro do conjunto de bobinas, medido com uma sonda magnética (K_m = 0,849 T/V), nos tra- ços inferiores (1 V/div); a - 10 ms/div, e b - 50 ms/div.	53
2.10 - Campo magnético no centro das bobinas em função da cor- rente elétrica	54
2.11 - Perfil do componente axial do campo magnético, medido no eixo da câmara de vácuo	55
2.12 - Esquema do circuito para a produção da descarga elétrica em arco no vácuo	57
2.13 - Esquema do catodo e anodo dentro da câmara de vácuo	59
2.14 - Unidade básica do banco de capacitores do arco, C = 2,5 mF, Rp = 192 mΩ, R $_{\ell}$ = 2,5 mΩ e R $_{e}$ = 33 kΩ	61
2.15 - Esquema da fonte para alimentação do banco de capacito- res da descarga em arco	62

2.16 - Corrente total de arco (traço inferior - 0,5 V/div, medida com uma bobina de Rogowski (K _a = 1,763 kA/V), tensão no catodo (traço intermediário - 20 V/div) e nível zero da tensão (traço superior), para um plasma de carbono sem campo magnético. Base de tempo: 0,5 ms/ div.	64
2.17 - Corrente nas espiras (campo magnético) nos traços superiores (0,05 V/div - 453 A/V) e corrente de arco (0,2 V/div - 1,763 kA/V) nos traços inferiores. a - base de tempo de 10 ms/div; b - base de tempo de 0,5 ms/div	66
2.18 - Diagrama de blocos geral do circuito acionador da PCEN	68
2.19 - Vista geral do experimento da centrífuga de plasma, com destaque para as janelas de acesso dos dispositivos de diagnóstico	70
2.20 - Vista geral da PCEN, com destaques para o laser de CO2 e para a óptica de focalização da radiação no catodo	71
2.21 - Vista geral do painel de controle da PCEN	72
3.1 - Esquema da geometria de uma bobina de Rogowski	74
3.2 - Circuito do integrador diferencial, IB, utilizado jun- tamente com a bobina de Rogowski, RB, para a medida da corrente nas bobinas magnéticas	76
3.3 - Circuito do integrador diferencial, IA, utilizado jun- tamente com a bobina de Rogowski, RA, para a medida da corrente de arco	77
3.4 - Sondas eletrostáticas utilizadas na PCEN. a) sonda pla- na; b) sonda cilíndrica	80
3.5 - a) Circuito da sonda eletrostática; b) Curva caracte- rística da sonda eletrostática, mostrando a corrente de saturação de íons, I _{SI} , e os potenciais flutuante, V _f , e de plasma, V _p	80
3.6 - Esquema das conexões feitas nos componentes de ex- tração e focalização de íons do espectrômetro de mas- sa, onde V _e é a tensão de extração e V _f é a tensão de focalização	82
3.7 - Intensidade de ¹² C ⁺ coletado no quadrupolo em função da tensão de focalização	83
4.1 - Corrente de arco para um plasma de carbono, com tensão inicial fixa de 50V, obtida para seis valores diferen- tes de campo magnético (0 a 0,17T). Escalas: 0,1 V/div-	
1,763 kA/V e 1 ms/div	86

87	4.2 - Evolução temporal da tensão no catodo e da corrente de arco
88	4.3 - Corrente de arco em função da tensão inicial para um plasma de carbono, obtida para cinco valores diferentes de campo magnético
90	4.4 - Corrente de arco em função da tensão inicial para um plasma de magnésio, obtida com B = 0 e B = 0,08T
90	4.5 - Corrente de arco em função do campo magnético para V_i = 40V e V_i = 60V, obtidas em um plasma de magnésio
92	4.6 - Dependência da tensão remanescente com a tensão inicial (a) para B = 0 e B = 0,12T, e com o campo magnético (b) para V _i = 40V e V _i = 80V, em um plasma magnésio.
93	4.7 - Variação do tempo de subida em função da tensão inicial (a) para dois valores de campo magnético, $B = 0 e B = 0,12T$, e em função do campo magnético (b), para $V_i = 40V e V_i = 60V$, em um plasma de magnésio
95	4.8 - Dependência da duração da descarga com a tensão inicial (a), para B = 0 e B = 0,12T, e com o campo magnético (b), para V _i = 40V e V _i = 80V, em um plasma de magné-sio
96	4.9 - Variação da corrente de arco (a), da duração da des- carga (b), e da tensão remanescente (c), em função da distância entre o catodo e o anodo, obtidas em um plas- ma de carbono, na ausência de campo magnético
97	4.10 - Potencial flutuante (traço superior - 5 V/div) e corrente de arco (traço inferior - 0,2 V/div - 1,763 kA/V), medido em r = 1 cm,com B = 0,08T, para um plasma de magnésio. Base de tempo: 0,5 ms/div
98	4.11 - Perfil radial do potencial flutuante para um plasma de magnésio, medido com B = 0,04T e I _a = 0,9 kA
101	4.12 - Perfis radiais do potencial flutuante, com os respec- tivos ajustes de uma função parabólica, para um plas- ma de magnésio, com: (a) $B = 0.04T$ ($E_r = 2.0 \times 104 r$); (b) $B = 0.08T$ ($E_r = 3.4 \times 104 r$); (c) $B = 0.12T$ ($E_r = 7.8 \times 104 r$); e (d) $B = 0.16T$ ($E_r = 8.1 \times 104 r$)
101	 4.13 - Variação do coeficiente do termo em r² do potencial flutuante em função do campo magnético, para um plas-
102	ma de magnésio

4.14 - Sinal típico da superior - 10 mV resistor de 10 g 0,2 V/div - 1,76 0,16T e para um ms/div	corrente de saturação de íons (traço //div), medida pela queda de tensão num 2 e corrente de arco (traço inferior - 53 kA/V), medido em r = 1 cm, com B = plasma de magnésio. Base de tempo: 0,5	103
4.15 - Perfis radiais o os respectivos a um plasma de mag (b) B = 0,08T; (da corrente de saturação de íons, com ajustes de uma função gaussiana, para gnésio, e obtidos com: (a) B = 0,04T; (c) B = 0,12T; e (d) B = 0,16T	104
4.16 - Raio característ campo magnético, com I _a = 0,9 kA.	tico da coluna de plasma em função do , obtido para um plasma de magnésio	106
4.17 - Variação do valo função do campo (r = 0), para ur	or da corrente de saturação de íons em magnético, medida no centro da coluna m plasma de magnésio com I _a = 0,9 kA	1 107
4.18 - Curva caracterís fico monolog da tensão de polari da coluna (r = 0 0,08T e $I_a = 0,9$	stica da sonda eletrostática (a) e grá- corrente de elétrons, em função da ização da sonda (b), obtidas no centro 0), para um plasma de magnésio com B = 9 kA	1 2 1 110
4.19 - Resistência elét campo magnético	trica do plasma de carbono em função do) . 111
5.1 - Disposição das p de plasma	lacas de plástico em relação à coluna	1 . 114
5.2 - Aparência da depo plasma (placa núm placa atrás da	osição de carbono na placa frontal ac mero 1),e da deposição de carbono na fenda (placa número 2) (b)) 1 . 115
5.3 - Sinal típico do sonda eletrostát magnético (B = 0	potencial flutuante, medido por uma ica em r = 3 cm, na ausência de campo), para um plasma de magnésio. Escalas	1) : 117
5 V/dIV e 200 µs, 5.4 - Sinal caracterís uma sonda eletro campo magnético Escalas: 2 V/div	tico do potencial flutuante, medido por stática em r = 3 cm, na presença de ur (B = 0,1T), para um plasma de magnésio e 200 μs/div	. 117 n . 118
5.5 - Esquema das posi lhe das oscilaçõ plasma de magnés calas: 2 V/div e	ções das sondas no plasma (a) e deta- es do potencial flutuante (b), para un io, com B = 0,17T e $I_a = 1,5$ kA. Es- 20 μ s/div	- n - . 119

5.6 -	Padrões de correlação cruzada (a) e de auto correlação (b), para os sinais do potencial flutuante (c), medidos em r = 2 cm pelas sondas vertical e horizontal, obtidos para um plasma de magnésio, com B = 0,08T e $I_a = 0,9$ kA. Base de tempo: 100 μ s/div	122
5.7 -	Variação do ângulo efetivo em função do raio (a), para B = 0,08T, e em função do campo magnético (b), medidoem r = 2 cm, para um plasma de magnésio	125
5.8 -	Freqüência angular de rotação em função do raio da co- luna, para um plasma de magnésio com B = 0,08T e I _a = 0,9 kA	126
5.9 -	Variação da freqüência angular de rotação da coluna de plasma, medida em r = 2 cm, em função do campo mag- nético, para um plasma de magnésio com $I_a = 0.9$ kA	127
5.10 -	- Dependência funcional da freqüência de rotação com o campo magnético. Curva contínua (ω = 3,8 x 10 ⁶ B), ob- tida medindo o campo elétrico, e curva tracejada (ω = 1,3 x 10 ⁶ B + 1,1 x 10 ⁵), obtida diretamente da defasagem dos sinais das sondas eletrostáticas	130
6.1 -	Perfil temporal da corrente de arco (traço superior - 0,2 V/div - 1,763 kA/V) e perfil temporal da razão massa/carga detectada pelo espectrômetro de massa (tra- co inferior - 10 mV/div), medido em r = 4 cm, para o isótopo $2^{4}Mg^{+}$ com B = 0,1T. Base de tempo: 200 µs/div.	134
6.2 -	Espectros de massa do magnésio obtidos com: $a - B = 0$; e b - B = 0,1T, ambos medidos em r = 4 cm. A curva con- tínua representa o melhor ajuste de três funções Gaus- sianas.	135
6.3 -	Espectros de massa do carbono em escala logarítmica. A curva superior representa o ajuste de duas gaussianas aos pontos experimentais (círculos claros), obtidos com B = 0,12T, e a curva inferior representa o ajuste de duas gaussianas aos pontos experimentais (círculos es- curos), obtidos com $B = 0$, ambas medidas em $r = 6$ cm	138
6.4-	Espectros de massa do carbono, em escala logarítmica, para quatro valores de tempo diferentes, obtidos em r = 6 cm com B = 0,12T e I_a = 0,8 kA	139
6.5 -	Variação do enriquecimento para o isótopo $^{25}Mg^+$ (círculos claros) e para o isótopo $^{26}Mg^+$ (círculos escuros) em função do valor do campo magnético, obtida em r = 4 cm.	140

.9

7.1 -	Valores de pico da corrente de arco em função da ten- são inicial para plasmas de magnésio, zinco, cádmio e chumbo, obtidos com B = 0,12T	144
7.2 -	Corrente de arco em função da massa atômica, para três valores da tensão inicial, obtida com B = 0,12T	145
7.3 -	Dependência da tensão remanescente com o valor da mas- sa atômica, obtida com B = 0,12T e V $_i$ = 50V	146
7.4 -	Perfis radiais do potencial flutuante, juntamente com o melhor ajuste de uma função parabólica, obtidos para plasmas de: (a) magnésio; (b) zinco; (c) cádmio; e (d) chumbo, com B = 0,16T e $I_a = 0,9$ kA	147
7.5 -	Variação do coeficiente do termo em r^2 do potencial flu- tuante em função da massa atômica, obtida com B = 0,16T e Ia = 0.9 kA	148
7.6 -	Perfis radiais da corrente de saturação de íons (densidade do plasma), com os respectivos ajustes de uma função gaussiana, obtidos para plasmas de: (a) magnésio; (b) zinco; (c) cádmio; e (d) chumbo, com $B =$ 0,16T e $I_a = 0.9$ kA	150
7.7 -	Variação do raio característico da coluna de plasma em função da massa atômica, obtida com B = 0,16T e I _a = 0,9 kA	151
7.8 -	Temperatura de elétrons em função da massa atômica, medida no centro da coluna de plasma (r = 0), com B = 0,16T e I_a = 0,9 kA	152
7.9 -	Dependência da freqüência de rotação da coluna de plasma com o campo magnético, obtida com plasmas de magnésio, zinco, cádmio e chumbo, em $r = 2$ cm e com $I_a = 0.9$ kA	153
7.10	 Freqüência angular de rotação em função da massa atô- mica, medida em r = 2 cm com B = 0,16T e I_a = 0,9 kA. A curva contínua representa o ajuste de uma função 1/M aos pontos experimentais	154
7.11	 Freqüência angular de rotação, medida diretamente da defasagem (círculos escuros) e calculada através da medida do campo elétrico (círculos claros), em função da massa atômica, obtidas para B = 0,16T e I_a = 0,9 kA 	155
7.12	 Velocidade de rotação característica (círculos escu- ros) e velocidade crítica de Alfvén (círculos cla- ros) em função da massa atômica, obtidas para B = 	
	0,16T e I _a = 0,9 kA	157

LISTA DE TABELAS

2.1	Ŧ	Principais parâmetros da PCEN	35
2.2	-	Parâmetro das bobinas magnéticas	43
2.3	-	Principais características elétricas do tiristor e do diodo	48
2.4	-	Parâmetros do banco de capacitores de geração do campo magnético	50
2.5	-	Parâmetros do pulso de campo magnético	56
2.6	-	Parâmetros do banco de capacitores para produção do plasma	63
3.1	-	Parâmetros das bobinas de Rogowski	75
3.2	-	Constantes de calibração	78

LISTA DOS PRINCIPAIS SÍMBOLOS E CONSTANTES

a	- Coeficiente do termo em r ² do ajuste de uma parábola ao potencial flutuante
B, B _z	- Componente axial do campo magnético, T
d	- Fator de amortecimento no circuito RLC
E	- Enriquecimento, %
Er	- Componente radial do campo elétrico, V/m
Ia	- Valor de pico da corrente de descarga em arco, kA
I _{max}	- Valor de pico da corrente nas espiras, kA
^I si	- Corrente de saturação de íons, mA
К _а	- Constante de calibração da bobina de Rogowski da cor- rente de arco, 1,763 kA/V
к _b	- Constante de calibração da bobina de Rogowski da cor- rente nas espiras, 453 A/V
ĸ _m	- Constante de calibração da sonda magnética, 0,849 T/V
М	- Massa atômica, u.m.a.
ⁿ e,i	- Densidade de elétrons e íons
Ρ	- Pressão de base da câmara de vácuo, Pa
R	- Resistência do plasma, mΩ
r	- Raio da coluna de plasma, cm
r _e	- Raio característico da coluna de plasma, cm
Т	- Período de rotação da coluna de plasma, s
^T e,i	- Temperatura de elétrons e de íons, eV
t _d	- Duração da corrente de arco, ms

- xxi -

ts	- Tempo de subida da corrente de arco, ms			
v _c	- Velocidade crítica de Alfvén, m/s			
ν _E	- Velocidade de deriva eletromagnética, m/s			
v _D	- Velocidade de deriva diamagnética, m/s			
[∨] EC	- Velocidade de deriva devido à força centrífuga, m/s			
۷ _f	- Potencial flutuante, V			
v _i	- Tensão inicial de formação do arco, V			
V _p	- Potencial do plasma, V			
V _r	- Tensão remanescente, V			
۷ _s	- Tensão de polarização da sonda de Langmuir, V			
ν _Θ	- Velocidade tangencial de rotação, m/s			
z _i	- Carga dos íons			
α	- Fator de separação			
⊖ef	- Ângulo efetivo entre as sondas eletrostáticas, graus			
η	- Coeficiente de eficiência, %			
ω	- Freqüência angular de rotação da coluna de plasma, rad/s			
^Ω се	- Freqüência ciclotrônica de elétrons			
^Ω ci	- Freqüência ciclotrônica de íons			

<u>Constantes físicas</u>

k	- Constante de Boltzmann: 1,380 x 10 ⁻²³ J/K
e	- Carga do elétron: 1,602 x 10 ⁻¹⁹ C
^m e	- Massa do elétron em repouso: 9,109 x 10 ⁻³¹ Kg

^m p	- Massa do	próton em repouso:	1,673 x 10 ⁻²⁷ Kg
νo	- Constante	de permeabilidade,	$4\pi \times 10^{-7}$

.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Este trabalho tem como objetivos principais a caracterização de uma coluna de plasma em rotação, obtida através de uma descarga elétrica no vácuo, numa região de campo magnético intenso, e o estudo de sua aplicação para o enriquecimento de isótopos estáveis. O trabalho consiste basicamente no projeto e construção, no Laboratório Associado de Plasma do Instituto de Pesquisas Espaciais, do experimento denominado Centrífuga de Plasma - PCEN, e na interpretação dos dados obtidos com equipamentos de diagnóstico simples.

Embora a ênfase do trabalho esteja direcionada ao enriquecimento de isótopos, este tipo de experimento, com pequenas adaptações, pode fornecer resultados para o estudo de outras aplicações relacionadas com plasmas em rotação e também com descargas elétricas no vácuo. Como exemplos dessas aplicações, têm-se pesquisas básicas de estabilidade e determinação experimental de vários coeficientes de transporte em plasmas totalmente ionizados na presença de campo magnético (Lehnert, 1971); estudos sobre a remoção de impurezas, constituídas por elementos pesados, da coluna de plasma em experimentos de fusão termonuclear contratada (Lehnert, 1971); desenvolvimento de capacitores hidromagnéticos ajustáveis para uso em experimentos que utilizam descargas rápidas (Anderson et al., 1959); desenvolvimento de canhões de plasma para sistemas de propulsão e injeção de partículas (Jahn, 1968); fontes de íons de alta corrente de elementos metálicos para aplicações diversas (Brown et al., 1986); utilização de descargas em arco no vácuo para deposição rápida de filmes metálicos em diversos substratos (Bababeygy et al., 1987; Boxman e Goldsmith, 1988); desenvolvimento de interruptores de corrente a vácuo para uso, principalmente na proteção de redes de distribuição de energia elétrica de altas potências (Kimblin, 1983; Yanabu et al., 1988), e simulação em laboratório do vento solar (Srnka, 1974).

Este trabalho de tese, de características essencialmente experimentais, apresenta como contribuições o projeto, a construção e a centrífuga de plasma com descarga em arco no operação de uma vácuo, com parâmetros diferentes dos existentes em outros países, e a obtenção de dados que, em muitos casos, complementam resultados já existentes e, em outros casos, representam resultados novos. Com relação ao experimento destaca-se o comprimento relativamente pequeno da câmara de vácuo e a existência de um gradiente nos valores axiais do campo magnético aplicado externamente. Com relação aos sistemas de diagnóstico, ressalta-se a utilização de um espectrômetro de massa do tipo quadrupolo, insitu, para a obtenção dos espectros de massa dos elementos metálicos utilizados na centrífuga. Com relação aos dados, representam contribuições importantes os resultados de rotação, perfis de densidade e enriquecimento para vários materiais, perfazendo um amplo intervalo de massas atômicas. Finalmente, com relação ao tratamento de dados, enfatiza-se o emprego da técnica de correlação cruzada, aos sinais medidos por sondas de Langmuir, para calcular a velocidade de rotação.

A parte restante desta introdução é subdividida em algumas seções. Na Seção 1.1, apresenta-se a organização geral deste trabalho. Na Seção 1.2, descrevem-se algumas das utilizações de isótopos estáveis e alguns processos de separação e enriquecimento. Na Seção 1.3, descrevem-se alguns conceitos básicos sobre as centrífugas de plasma. Na Seção 1.4, apresenta-se uma descrição física dos experimentos com centrífugas de plasma que utilizam descargas em arco no vácuo como fonte do plasma. Na Seção 1.5 apresenta-se uma breve revisão histórica dos trabalhos experimentais sobre centrífugas de plasma, referentes principalmente, aos experimentos que utilizam descarga em arco no vácuo como fonte de plasma.

1.1 - ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

Cada capítulo da tese, normalmente subdividido em várias seções, é iniciado por uma pequena introdução, seguida do desenvolvimento do assunto proposto e finalizado por uma conclusão. No Capítulo 2 descreve-se o experimento da centrífuga com descarga em arco no vácuo, desenvolvida no INPE, com vários detalhes de projeto e construção, e são apresentados os resultados de desempenho elétrico do equipamento.

No Capítulo 3 descrevem-se os equipamentos de diagnóstico utilizados no experimento e o sistema de aquisição e tratamento de dados.

No Capítulo 4 apresentam-se as medidas de alguns dos principais parâmetros que caracterizam a coluna de plasma produzida no experimento, tais como: corrente de arco; temperatura de elétrons; densidade do plasma; campo elétrico dentro da coluna; e composição do plasma.

No Capítulo 5 descreve-se o método utilizado para medir a rotação da coluna de plasma e apresentam-se os resultados experimentais obtidos.

No Capítulo 6 apresentam-se as medidas de enriquecimento de isótopos de carbono e de magnésio, e mostra-se a influência do campo magnético no enriquecimento dos isótopos de magnésio.

No Capítulo 7 apresentam-se os resultados experimentais que mostram a variação de alguns parâmetros do plasma em função da massa atômica dos elementos utilizados.

No Capítulo 8 faz-se uma análise geral dos resultados obtidos e apresentam-se as conclusões e sugestões para a continuidade das pesquisas com a centrífuga de plasma.

No Apêndice A descreve-se o modelo teórico utilizado para a análise dos resultados experimentais. Este modelo baseia-se na teoria de fluidos para várias espécies, aplicada a uma coluna de plasma magnetizado, completamente ionizado e em rotação. Neste trabalho, adota-se como norma de unidades o Sistema Internacional de Unidades (SI). Entretanto, em alguns casos, por razões de facilidade de visualização física, ou pelo uso consagrado de alguma unidade em particular, utiliza-se outras unidades. Pela mesma razão, utiliza-se o termo "freqüência angular de rotação", em vez de "velocidade angular de rotação", para exprimir a rotação periódica da coluna de plasma.

1.2 - SEPARAÇÃO DE ISÓTOPOS

A existência de substâncias com propriedades químicas idênticas mas com massas atômicas diferentes foi definitivamente estabelecida no início do século XX, mais precisamente nos anos precedentes à primeira guerra mundial, com os experimentos de Frédéric Soddy, que propôs a denominação de isótopos (do grego "isos": mesmo e "topos": lugar) para tais espécies atômicas. Com a descoberta dos neutrons em 1932, completou-se a definição de isótopos. Os isótopos são espécies atômicas que possuem o mesmo número de elétrons e prótons (mesmo número atômico), mas que diferem pelo seu número de nêutrons (número de massa diferente). Portanto, representam um mesmo elemento químico. Em química os isótopos de um mesmo elemento são considerados um grupo inseparável, pois apresentam a mesma configuração dos elétrons de valência, possuindo idênticas propriedades químicas. Entretanto, a diferença do número de nêutrons nos isótopos de um mesmo elemento geralmente determina propriedades nucleares totalmente distintas. Sendo os isótopos de um mesmo elemento inseparáveis por métodos puramente químicos, as técnicas de separação ou enriquecimento de isótopos devem utilizar, direta ou indiretamente, fenômenos físicos que dependem da massa.

A necessidade de obtenção em grandes quantidades do isótopo de urânio de massa atômica 235 (²³⁵U), na década de 40, para fins militares, foi a grande responsável pelo impulso nas pesquisas de separação e enriquecimento de isótopos. A busca do chamado "Domínio Completo do Ciclo do Combustível Nuclear", no qual uma das etapas essenciais é o enriquecimento de isótopos, continua sendo uma atividade de pesquisa que absorve grande quantidade de recursos financeiros e humanos, na maioria dos países desenvolvidos e em fase de desenvolvimento. Estas pesquisas utilizam, preferencialmente, processos que produzem grandes quantidades de material enriquecido. Entretanto, a necessidade de isótopos puros ou enriquecidos não se restringe apenas aos isótopos físseis. Por apresentarem mesmas propriedades químicas e diferentes propriedades nucleares, os isótopos de um mesmo elemento são amplamente utilizados em pesquisas científicas básicas e aplicadas. Destacam-se como exemplos: pastilhas especiais para alvos em aceleradores de partículas, em física nuclear (Cribier et al., 1988); elementos de uma única espécie isotópica, para fontes de radiação eletromagnética no intervalo visível, com linhas espectrais bem definidas pela ausência do desvio isotópico (Evans, 1955); e elementos traçadores estáveis, para as áreas biológicas e médicas (Tracy e Terry, 1984).

Nestas áreas de aplicação, são necessárias pequenas quantidades de isótopos puros ou enriquecidos, normalmente da ordem de gramas ou quilogramas. Para atender a crescente demanda mundial, têmse pesquisado processos alternativos de enriquecimento de isótopos, que apresentem alto grau de enriquecimento, razoável produção de material processado, baixo consumo energético e facilidade de manutenção.

De uma maneira geral as técnicas de enriquecimento dividem-se em dois grupos :

- 1 método da energização seletiva de uma espécie isotópica;
- 2 método da energização diferencial de todas as espécies.

Como exemplos da utilização do primeiro método têm-se: os processos de separação eletromagnética (calutrons); separação por excitação a laser; e separação por ressonância ciclotrônica dos íons. Todos estes processos possuem a característica de possibilitar a obtenção de elementos com 100% de pureza de um determinado isótopo. Por esta razão, pode-se utilizar o termo "separação" de isótopos para estes processos. Como exemplos do segundo método têm-se: os processos de difusão gasosa; difusão térmica; centrífuga a gás (ultracentrifugação); jato centrífugo (caso particular dos métodos aerodinâmicos); e centrífuga de plasma. Estes processos se caracterizam pela separação parcial de isótopos, podendo ser denominados processos de "enriquecimento".

A separação eletromagnética baseia-se no princípio dos espectrômetros de massa do tipo Dempster, onde átomos ionizados são acelerados por campos elétricos e o feixe resultante de íons atravessa uma região de campo magnético uniforme, orientado perpendicularmente à trajetória do feixe. Íons de relações carga/massa diferentes descrevem trajetórias circulares de raios diferentes, propiciando a separação espacial de isótopos (Evans, 1955).

A separação isotópica por laser é o resultado da interação da radiação de um laser com vapores atômicos ou com moléculas no estado gasoso. Em ambos os casos irradia-se um elemento com um laser de freqüência ajustada para excitar um particular isótopo ou a molécula que contenha esse isótopo. A irradiação de vapores atômicos provoca a exitação e ionização dos isótopos, enquanto a irradiação de moléculas provoca a sua dissociação. A energização seletiva dos elétrons de um átomo ou dos movimentos de vibração e rotação das moléculas para um determinado isótopo só é possível devido a pequeníssimas diferenças estruturais da camada eletrônica (não detectáveisquimicamente) que os isótopos de um mesmo elemento apresentam (Gurs, 1975; Rulter, 1985).

O método da separação por ressonância ciclotrônica dos íons, também conhecido por processo de separação por plasma, baseiase na energização seletiva de um determinado íon quando este executa movimentos circulares em torno das linhas de campo magnético. A freqüência destes movimentos circulares (freqüência ciclotrônica) é função da massa do íon. Desta forma, é possível aplicar um campo elétrico externo oscilante, ajustado na freqüência ciclotrônica do isótopo ionizado que se deseja separar. Através da ressonância, os íons pretendidos são selecionados (Dawson et al., 1976).

O processo de enriquecimento por difusão gasosa baseiase no princípio da equipartição de energia da teoria cinética dos gases. Numa mistura gasosa, em equilíbrio térmico, todas as espécies de molélas possuem a mesma energia cinética média. Portanto, as moléculas mais leves possuem velocidades médias maiores que as moléculas mais pesadas. Para um sistema composto de uma única espécie de molécula, aquelas constituídas por isótopos mais leves apresentam maior velocidade térmica média. Para um sistema formado por dois recipientes com pressões diferentes, separados por uma barreira porosa (membrana), a fregüência de colisões com a barreira será maior para as moléculas mais leves e uma quantidade maior delas passará para o recipiente mais evacuado (Murray, 1963; Smyth, 1945; Villani, 1979).

No processo de enriquecimento por difusão térmica as moléculas de um gás, contidas num recipiente com um gradiente de temperatura difundem-se para as superfícies mais frias ou mais quentes, dependendo não só da massa molecular mas também das forças intermoleculares (Smyth, 1945).

O processo de enriquecimento na centrífuga mecânica baseia-se na força centrífuga que surge sobre os corpos em rotação. Uma mistura isotópica, na forma gasosa, é contida em um cilindro que gira rapidamente em torno de seu eixo. Forças viscosas transmitem o movimento de rotação ao gás no interior do cilindro. A força centrífuga, por sua vez, desloca preferencialmente o isótopo mais pesado, ou a molécula contendo o isótopo mais pesado, para a periferia do recipiente, produzindo o enriquecimento parcial dos isótopos na direção radial (Whitley, 1984; Geva, 1982; Villani, 1979).

O processo de jato centrífugo, para o enriquecimento de isótopos, também utiliza o fato da força centrífuga depender da massa. Neste processo, ao contrário da centrífuga a gás existe um recipiente que forma um caminho curvo e estreito. Uma mistura isotópica é forçada a passar por esse caminho curvo com altas velocidades. As partículas mais pesadas perfazem trajetórias maiores (maior raio de curvatura) ocorrendo a separação parcial de isótopos. (Becker, 1975; Villani, 1979).

Os métodos de separação de isótopos descritos, resumidamente, nos parágrafos anteriores representam os principais processos desenvolvidos ou em desenvolvimento. Os processos eletromagnético, difusão gasosa, difusão térmica e ultracentrifugação foram inicialmente desenvolvidos nos EUA, dentro do projeto Manhattan, para a obtenção de urânio enriquecido. Atualmente, em torno de 70% do urânio enriquecido é obtido pelo processo da difusão gasosa, apesar do elevado consumo energético. O processo eletromagnético é também utilizado para a obtenção de vários isótopos estáveis, em pequenas quantidades, com um custo quase que proibitivo. Os processos com laser e com plasma (ressonância ciclotrônica) são denominados processos avançados de separação de isótopos e são largamente pesquisados em caráter de pesquisa classificada. O processo de ultracentrifugação desenvolveu-se muito nos últimos anos e vem sendo o substituto natural do processo por difusão, para obtenção de urânio enriquecido do isótopo 235U.

No Brasil, as pesquisas em separação de isótopos, de conhecimento público, são: o processo de ultracentrifugação, desenvolvido pelo Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, no projeto denominado "Programa Nuclear Paralelo", e o processo do jato centrífugo, desenvolvido pela Nuclebrás, juntamente com empresas da Alemanha, através do Acordo Nuclear Brasil-Alemanha (Fantini e Costa, 1988).

No contexto das pesquisas em separação de isótopos, a centrífuga de plasma é um processo alternativo, que vem sendo desenvolvido há alguns anos. Os experimentos ainda em escala de laboratório, espalhamse por vários países como Estados Unidos, Japão, União Soviética, Austrália, Israel, Suécia, Brasil e Alemanha, entre outros. Existem vários esquemas diferentes propostos para a separação de isótopos utilizando o princípio das centrífugas de plasma. Os resultados até o momento alcançados são animadores e não descartam a possibilidade de utilizar o o método como um processo de enriquecimento em grande escala, economicamente viável. Vários critérios são empregados no sentido de avaliar o desempenho de um determinado processo de separação de isótopos. Como exemplos, têm-se: fator de separação; quantidade de material processado; eficiência energética; trabalho separativo; e custo. Neste trabalho, utiliza-se, principalmente, o fator de separação como parâmetro de avaliação da centrífuga de plasma com descarga em arco no vácuo. Como este parâmetro aparecerá inúmeras vezes no decorrer deste trabalho, mesmo na seqüência desta introdução, é conveniente defini-lo agora.

O fator de separação, α , também denominado fator de fracionamento, é definido pela razão entre a concentração relativa do isótopo desejado após o processo de enriquecimento e a sua concentração relativa antes de ser processado. Assim, sendo n₁ a densidade de partículas de massa m₁ e n₂ a densidade de partículas de massa m₂, antes de serem processadas e sendo n₁' e n₂' as respectivas densidades após o processo de enriquecimento, o fator de separação é dado por (Smyth, 1945)

$$\alpha = \frac{n_1'/n_2'}{n_1/n_2}$$
 (1.1)

Esta definição pode tanto ser aplicada a apenas um estágio do processo de enriquecimento, sendo denominado fator de enriquecimento unitário, α_0 , como ao sistema completo constituído de vários estágios. Da definição (Equação 1.1), verifica-se que $\alpha = 1$ implica que não há enriquecimento. Nos sistemas em que ocorre separação completa de um determinado isótopo, o fator de separação é infinito.

Define-se, a partir do fator de separação, outro parâmetro de interesse que é o fator de enriquecimento ou simplesmente enriquecimento, E, dado por

$$E = 100 (\alpha - 1) \% .$$
 (1.2)

Para ter uma idéia do significado do fator de separação e do fator de enriquecimento, considere-se a seguinte situação real. Para reatores de fissão nuclear de água leve necessita-se de combustível com concentração de, aproximadamente, 3,5% do isótopo físsil ²³⁵U. Entretanto, a concentração isotópica para o urânio natural é de apenas 0,71% de ²³⁵U, e 99,28% de ²³⁸U. Qualquer que seja o processo de enriquecimento utilizado para conseguir a concentração de 3,5% de ²³⁵U, o fator de separação total do sistema deve ser α = 5,07e, por conseqüência, "tor de enriquecimento deve ser E = 407%. Se o processo de enriquecumento escolhido fosse o da difusão gasosa, o qual apresenta um valor

teórico para o fator de separação unitário da ordem de $\alpha_0 = 1,0064$, seriam necessários mais de 250 estágios para atingir a concentração desejada de 235 U. Utilizando o processo de ultracentrifugação, onde o fator de separação unitário, para o urânio, é da ordem de $\alpha_0 = 1,16$, seriam necessários mais de 11 estágios de separação em série.

O fator de separação para as centrífugas de plasma será discutido no decorrer deste trabalho, com base teórica na Seção 1.4 desta Introdução e no Apêndice A,e com resultados experimentais no Capítulo 6.

1.3 - CENTRÍFUGA DE PLASMA

A centrífuga de plasma opera no mesmo princípio de uma centrífuga mecânica, diferindo apenas no método pelo qual é obtida a rotação. Na centrífuga mecânica o recipiente contendo uma mistura isotópica no estado gasoso é posto em rotação. Forças viscosas transmitem o movimento de rotação ao gás no interior do cilindro. Na centrífuga de plasma, o gás parcial ou totalmente ionizado, é posto em rotação eletromagneticamente, através da força de Lorentz J x B, a qual pode ser obtida por duas diferentes combinações de densidade de corrente e campo magnético, $J_r B_z$ ou $J_z B_r$. Nos experimentos até agora desenvolvidos, utiliza-se a geometria cilíndrica com o campo magnético na direção axial (B_z) , e a densidade de corrente elétrica com componente radial (J_r) . A Figura 1.1

mostra, esquematicamente, a geometria da descarga elétrica e do campo magnético, utilizada nos experimentos de centrífuga de plasma.



Fig. 1.1 - Esquema de uma centrífuga de plasma.

A grande vantagem das centrífugas de plasma é a elevada velocidade de rotação atingida pela mistura isotópica, devido a ação direta da força eletromagnética sobre as partículas carregadas. A velocidade não é limitada pela resistência mecânica dos materiais utilizados como recipiente nas centrífugas mecânicas convencionais.

Existem vários esquemas propostos e desenvolvidos para o estudo de separação de isótopos com centrífugas de plasma. Estes esquemas diferenciam-se, principalmente, na maneira pela qual o plasma é produzido. Até o momento, podem-se agrupar as pesquisas com centrífugas de plasma em duas amplas categorias:

- 1 Experimentos de baixa potência, com plasmas parcialmente ionizados e com densidade relativamente alta (descargas em gases), e
- 2 Experimentos pulsados de alta potência, com plasmas altamente ionizados e com baixa densidade (descargas em forma de arco no vácuo).

Os experimentos de Bonnevier (1971); James e Simpson (1974); Kaneko et al. (1978); Wijnaker et al. (1979), entre outros, são exemplos da primeira classe de centrífugas. Os experimentos de Krishnan et al. (1981); Prasad et al. (1986); Del Bosco et al., (1987) e Geva et al. (1987) são exemplos do segundo tipo.

Uma centrífuga de plasma, com descarga em gases, consiste basicamente numa câmara cilíndrica contendo gases com pressão em torno de 1,3 x 10^2 Pa, imersa numa região de campo magnético axial aplicado externamente. O gás é parcialmente ionizado por uma descarga elétrica de baixa corrente entre dois eletrodos cilíndricos. A densidade de força magnética resultante J x B, devida à corrente radial perpendicular ao campo magnético, induz a rotação do plasma na direção azimutal. A força centrífuga que surge nas partículas em rotação, atuando no sentido radial positivo, causa a separação parcial das diferentes espécies de íons.

Os experimentos desenvolvidos até o momento utilizaram misturas de gases nobres, principalmente hidrogênio, hélio, neônio e argônio para estudar a separação de um elemento em relação ao outro, ou para estudar o enriquecimento entre os isótopos de massa 20 e 22 do neônio. Entre as medidas realizadas destacam-se a rotação do plasma, com as técnicas de espectroscopia óptica; enriquecimento, com espectrômetros de massa; propriedades básicas do plasma, com sondas eletrostáticas; instabilidades, com sensores ópticos; e medidas de consumo de energia. Os dados relevantes das centrífugas de plasma com descargas em gases são apresentados na Seção 1.5 desta Introdução, onde se apresenta a evolução histórica das pesquisas com centrífugas de plasma.

O segundo tipo de centrífuga de plasma, com descarga elétrica no vácuo, consiste basicamente em uma câmara cilíndrica, relativamente longa, evacuada à pressões menores que 1,3 x 10^{-4} Pa. A fonte de plasma, neste caso, e uma descarga elétrica no vácuo, entre um catodo metálico central e uma tela metálica transparente colocada na frente do catodo. A descarga, normalmente pulsada, em uma das extremidades da câmara de vácuo, expande-se através da tela metálica transparente. A rotação do plasma, ao redor do eixo da câmara, é sustentada pela interação do campo elétrico radial auto-consistente, gerado dentro da coluna de plasma, com um campo magnético uniforme axial, previamente aplicado. O plasma produzido na centrífuga com arco é altamente ionizado e composto do material do catodo (Lafferty, 1980; Kimblin, 1974; David e Miller, 1969). Da mesma forma que nas centrífugas mecânicas, a força centrífuga, que surge nas partículas em rotação, é a responsável pela separação parcial, na direção radial, das diferentes espécies de íons existentes nas centrífugas de plasma.

Os experimentos até agora desenvolvidos e divulgados utilizaram catodos de elementos puros de cobre, carbono, magnésio ou zircônio para estudar o enriquecimento de isótopos desses elementos, ou utilizaram catodos compostos de dois elementos como cobre-zinco, níquelcobre e alumínio-titânio, para estudar a separação de elementos. Em ambos os casos destacam-se medidas dos parâmetros básicos do plasma, como temperatura, densidade e potencial, medidas da velocidade angular de rotação, medidas da taxa de erosão do catodo e medidas de enriquecimento.

Os dados relevantes das pesquisas com centrífugas de plasma , que utilizam descargas em arco no vácuo, são apresentados na Seção 1.5 desta Introdução. As centrífugas de plasma com descargas no vácuo podem ser consideradas uma evolução dos experimentos similares com descargas em gases, no sentido de tentar obter maiores velocidades de rotação do plasma, menos instabilidades, plasmas de elementos metálicos diretamente do estado sólido, e maior enriquecimento.

Nos experimentos realizados em centrífugas com descarga em gases, existem fortes evidências experimentais de que a velocidade angular de rotação da coluna de plasma, parcial ou totalmente ionizada, não ultrapassa um valor máximo. Este valor limite da velocidade está associado com o valor da velocidade crítica de Alfvén, que depende do material utilizado para formar o plasma e é dado por

$$v_{c} = |\vec{v}_{i} - \vec{v}_{n}| = \left(\frac{2eV_{i}}{M_{i}}\right)^{\frac{1}{2}}$$
, (1.3)

onde $\vec{v}_i \in \vec{v}_n$ são as velocidades médias dos íons e das partículas neutras, respectivamente, eV $_i$ é a menor energia de ionização das partículas neutras e M_i é a massa atômica (Alfvén, 1960; Alfvén e Wilcox, 1962). Num plasma parcialmente ionizado em rotação, a componente neutra, fora da coluna de plasma, se mantêm praticamente em repouso, enquanto as partículas neutras dentro da coluna de plasma adquirem uma velocidade de rotação menor que as partículas carregadas . Existe, portanto, um movimento relativo entre os componentes ionizados do gás e os não-ionizados. Fornecendo mais energia ao plasma, com o objetivo de aumentar a velocidade de rotação das partículas carregadas, o resultado é um aumento da taxa de ionização do gás, e não um aumento da velocidade relativa entre os componentes ionizados e neutros. A velocidade crítica de Alfvén parece não ser ultrapassada enquanto houver partículas neutras no sistema.

O fenômeno, ainda não completamente explicado, tem como mecanismo básico a absorção pelos elétrons da energia fornecida ao plasma, os quais produzem ionizações através de colisões com as partículas neutras. Essa velocidade crítica limite tem sido observada em plasmas parcialmente ionizados em rotação (Fahleson, 1961; Alfvén e Wilcox, 1962). A existência da velocidade crítica de Alfvén, juntamente com a ocorrência de instabilidades de ionização e de turbulências, tem resultado em valores relativamente baixos de enriquecimento de isótopos nas centrífugas de plasma com descargas em gases.

As centrífugas de plasma com descargas em arco no vácuo possuem uma coluna de plasma altamente ionizada envolvida por vácuo. Desta forma, é possível, em princípio, obter velocidades de rotação acima dos valores da velocidade crítica de Alfvén, sem as instabilidades de ionização e sem turbulência, decorrentes da coexistência de partículas carregadas e neutras. Assim, valores de enrique cimento relativamente altos podem ser atingidos (Krishnan, 1983; Geva et al., 1984).

A centrífuga de plasma desenvolvida no LAP/INPE, e descrita neste trabalho de tese, é do tipo que utiliza uma descarga elétrica em forma de arco no vácuo como fonte de plasma.

1.4 - DESCRIÇÃO FÍSICA DA CENTRÍFUGA COM DESCARGA EM ARCO NO VÁCUO

O modelo teórico utilizado para a análise dos resultados experimentais é descrito no Apêndice A. Nesta seção, são apresentadas as características principais dos fenômenos físicos que aparecem no plasma produzido na centrífuga, com o objetivo de obter uma visão física do experimento. Primeiramente, apresentam-se resultados gerais sobre descargas elétricas em arco no vácuo. Posteriormente, descreve-se a física da rotação da coluna de plasma e discutem-se alguns parâmetros como a velocidade de rotação, temperatura, densidade e fator de separação.

Descargas elétricas em arco no vácuo têm sido objeto de intensas pesquisas, principalmente devido às aplicações tecnológicas em chaves a vácuo e interruptores de circuito de alta potência. Kimblim
(1983) apresenta uma revisão recente dos avanços alcançados nesta área, destacando as aplicações e as propriedades físicas básicas. Alguns resultados mais recentes são apresentados por Yanabu et al. (1988). Com o desenvolvimento das pesquisas com descargas elétricas em arco no vácuo têm surgido novas aplicações, como, por exemplo: fontes intensas de íons metálicos (Brown et al., 1986); deposição de filmes metálicos (Boxman e Goldsmith, 1988); e centrífugas de plasma (Krishnan et al., 1981; Del Bosco et al., 1987; Geva et al., 1987).

Uma descarga em arco no vácuo, também denominada descarga de catodo frio, apresenta fenômenos relativamente complexos e de difícil diagnóstico experimental. Por esta razão, não existem, até o momento, modelos físicos satisfatórios que expliquem os diversos fenômenos observados neste tipo de descarga. Conforme escrito por Hoyaux (1968), "descarga em arco é, sem dúvida, a área de pesquisa onde existe o maior número de diferentes modelos teóricos para explicar o mesmo fenômeno físico". No livro editado por Lafferty (1980) encontra-se, provavelmente, a melhor revisão sobre descargas em arco no vácuo.

As descargas em arco no vácuo caracterizam-se, principalmente, pelo aparecimento de inúmeras minúsculas áreas altamente ativas. que se deslocam aleatoriamente sobre a superfície do catodo. Essas minúsculas regiões, denominadas "pontos quentes", são as responsáveis pelo suprimento de material na forma de elétrons, de vapores e de íons dos elementos do catodo, para sustentar a descarga elétrica no vácuo. Esse processo de emissão, conhecido por "jatos de vapores metálicos" (Lafferty, 1980) resulta em jatos de partículas com velocidades acima de 10³ m/s. Nesse processo, é removido, em média, um átomo para aproximadamente dez elétrons emitidos. A maioria dos átomos emitidos são ionizados por colisões com os elétrons, na região entre o catodo e o anodo. Os íons formados são altamente energéticos e são capazes de atingir o anodo, mesmo movendo-se contra a força do campo elétrico.

Além do processo de emissão de partículas pelos jatos de vapores metálicos, os efeitos termoiônico e de emissão por campo também

desempenham papéis importantes nas descargas em vácuo. Estes fenômenos ocorrem devido ao bombardeamento do catodo pelos íons, e devido às cargas espaciais, que produzem intenso aquecimento local e intenso campo elétrico nas regiões dos pontos quentes (Lafferty, 1980).

Cada ponto quente pode suportar um valor máximo de corrente, que é função do material do catodo, variando, tipicamente, de 10A para o cádmio até 300A para o tungstênio (Lafferty, 1980). Como as dimensões das regiões ativas são reduzidas, apresentando diâmetros da ordem de dezenas de microns (Kimblin, 1974), isto implica em elevados valores de densidades de corrente da ordem de $10^{10} \text{ A/m}^2 (10^4 \text{ A/mm}^2)$. O valor médio do número de pontos quentes se aproxima da unidade, para descargas de baixa corrente, e cresce proporcionalmente com o aumento da corrente.

Uma propriedade aproximadamente invariante das descargas com catodo frio no vácuo são as tensões relativamente baixas de manutenção da descarga, raramente atingindo valores próximos de 100V. (Lafferty, 1980). Valores característicos das tensões de arco são da ordem de poucas dezenas de volts, sendo 20V um valor típico. O baixo valor da tensão entre catodo e anodo é uma indicação da guase perfeita neutralização do plasma produzido entre os eletrodos. A maior parte da queda de potencial aparece na região próxima ao catodo, e a restante na região próxima ao anodo. O eficiente processo de neutralização está relacionado com as altas porcentagens de íons, com múltiplas ionizações, emitidos pelo catodo através dos pontos quentes. Ao contrário do que ocorre nas descargas em arco de alta pressão e baixa corrente, a voltagem aumenta com o aumento da corrente de descarga. Portanto, a resistência efetiva apresenta valores positivos. Este fato permite operar as descargas em arco no vácuo sem resistor externo para limitação da corrente, possibilitando utilizar praticamente 100% da energia disponível para a formação do plasma, aumentando assim a eficiência do sistema.

A corrente de arco é predominantemente devido ao movimento dos elétrons emitidos pelo catodo em direção ao anodo. Entretanto, o catodo também é responsável por uma corrente de íons que se desloca em direção ao anodo, mesmo contra a ação do campo elétrico. Resultados experimentais atestam que essa corrente de íons apresenta valores da ordem de 10% da corrente total da descarga, e praticamente não depende do material e geometria dos eletrodos. A corrente de íons emitida pelo catodo se expande, predominantemente, na direção perpendicular à superfície deste, segundo uma distribuição espacial do tipo coseno (Daalder et al., 1975; Heberlein et al., 1983; Kimblin, 1974).

Um parâmetro importante na utilização das descargas em arco no vácuo como fonte de plasma para as centrífugas e para a deposição de filmes metálicos é a taxa de erosão do catodo. Experimentalmente, verifica-se que a taxa de erosão, tanto em forma de íons como de partículas neutras, depende de vários fatores. Destacam-se, entre outros, o material do catodo, o valor da corrente de arco, a geometria dos eletrodos e o valor do campo magnético. A taxa de erosão é usualmente expressa em microgramas de massa liberada por unidade de carga elétrica da corrente total de arco. Para ter uma idéia dos valores da taxa de erosão, apresentam-se, a seguir, algumas medidas: para o cobre 100 µg/C (Kimblin, 1974) e 57 - 110 µg/C (Daalder, 1976); para o cádmio 347 -510 µg/C (Daalder, 1976); e para o magnésio 30 µg/C (Prasad et al., 1986).

O aspecto visual do catodo após sua utilização, ao contrário do que se poderia esperar, apresenta uma rugosidade uniforme. Esta característica é devido ao movimento contínuo dos vários pontos quentes na superfície do catodo. Este movimento, especialmente na presença de um campo magnético externo paralelo à superfície, constitui o denominado "movimento retrógrado". Ou seja, os pontos quentes apresentam movimentos com altas velocidades no sentido oposto do vetor J x B, onde B é o campo magnético aplicado e J é a corrente de arco. Mesmo na ausência de campo magnético externo, o mesmo movimento retrógrado aparece na tendência de separação entre os vários pontos quentes que carregam correntes paralelas de mesmo sentido (Lafferty, 1980).

Na descarga, o anodo é essencialmente uma sonda eletrostática com polaridade positiva, sendo bombardeado por elétrons provenientes do catodo. Para baixas correntes o anodo coleta corrente de elétrons do plasma de maneira uniforme através de toda a sua superfície. Para altas correntes aparecem, como no catodo, as regiões ativas, denominadas "pontos quentes do anodo", através das quais os elétrons são preferencialmente coletados. Ao contrário do que ocorre no catodo, as regiões ativas do anodo são relativamente grandes e imóveis. O feixe de elétrons altamente energético que bombardeia o anodo pode provocar a fusão da sua superfície. Este fenômeno se torna mais evidente na presença de um campo magnético, que concentra o feixe de elétrons em regiões menores do anodo e aumenta a densidade de potência.

Devido à ausência de gases, no espaço entre os eletrodos numa descarga em arco no vácuo, o número de processos utilizados para o chaveamento do arco é relativamente pequeno, e normalmente são métodos pouco práticos. Entre outros destacam-se: aproximação mecânica de um dos eletrodos; explosão de fios condutores de corrente; uso de um terceiro eletrodo; e irradiação por pulso de laser de alta potência. Como os experimentos com arcos em vácuo são na sua maioria pulsados. para evitar o superaquecimento dos eletrodos, o processo de ignição deve ser reprodutível e requerer pouca manutenção. O processo mais utilizado nos experimentos é o que utiliza um terceiro eletrodo muito próximo ao catodo. Uma descarga de alta tensão, da ordem de dezenas de kilovolts e de baixa energia, entre o terceiro eletrodo e o catodo, inicia a descarga principal de alta energia.

Na maioria dos experimentos com descargas em arco no vácuo, os estudos se restringem ao espaço delimitado entre o catodo e anodo. O plasma produzido pelo catodo se expande em direção a anodo, preenchendo o volume entre ambos, e eventualmente alcançando suportes e câmara de vácuo. Nas centrífugas de plasma com descarga em arco no vácuo o anodo é uma tela metálica com alta transparência, ao redor de 60%, que permite a expansão do plasma, através do anodo, numa região evacuada e com campo magnético aplicado externamente. A seguir descreve-se a física da coluna de plasma totalmente ionizada, em rotação e composta do material do catodo, na região magnetizada após o plasma ter transposto o anodo.

A freqüência de colisão entre os elétrons, v_{ee} , é muito menor que a freqüência ciclotrônica dos elétrons, Ω_{ce} , $v_{ee}/\Omega_{ce} << 1$, onde $\Omega_{ce} = eB/m_e$. Desta forma, os elétrons executam movimentos circulares ao redor das linhas de campo magnético, praticamente sem sofrer colisões, encontrando-se efetivamente aprisionados. Para os íons tem-se $v_{ii}/\Omega_{cii} =$ 0,1, onde v_{ii} é a freqüência de colisão entre os íons e Ω_{ci} é a freqüência ciclotrônica dos íons, dada por $\Omega_{ci} = Z_i eB/m_i$, o que implica numa alta taxa de colisões (Bittencourt e Ludwig, 1987).

A alta taxa de colisão entre os íons resulta em uma difusão ambipolar na direção radial, estabelecendo desta maneira um campo elétrico interno auto-consistente, com direção radial e com sentido para o interior da coluna de plasma. Este campo elétrico radial, \vec{E}_r , combinado com o campo magnético axial aplicado externamente, \vec{B}_z , produz o movimento de deriva eletromagnética na direção azimutal, cuja velocidade é dada por (Bittencourt, 1986; Chen, 1984)

$$\vec{v}_{\rm E} = \frac{\vec{E}_{\rm r} \times \vec{B}_{\rm Z}}{R^2} \quad . \tag{1.4}$$

A velocidade de deriva eletromagnética é independente da massa e da carga das partículas, e, portanto, possui mesmo módulo e direção, tanto para os elétrons como para os íons.

O perfil radial da densidade de partículas na coluna de plasma é aproximadamente gaussiano, existindo, portanto, um gradiente de pressão na direção radial com sentido para o interior da coluna. O gradiente de pressão, $\vec{\nabla}$ p, na direção radial, juntamente com o campo magnético axial, \vec{B}_z , produz o movimento de deriva diamagnética. Essa velocidade de deriva na direção azimutal é dada por

$$\vec{v}_{\rm D} = -\frac{\left(\vec{\nabla}p\right)_{\rm P} \times \vec{B}_{\rm Z}}{n_{\alpha} q_{\alpha} B^2} , \qquad (1.5)$$

onde q_{α} é a carga da partícula (q = -e para elétrons e q = $Z_i e$ para íons). A velocidade de deriva diamagnética depende do sinal da carga das partículas; portanto, apresenta sentidos opostos para elétrons e íons. Como o gradiente de pressão é no sentido radial negativo, as velocidades de deriva diamagnética e eletromagnética possuem o mesmo sentido para os elétrons e sentidos opostos para os íons.

A força centrífuga que surge nas partículas devido ao movimento de rotação faz surgir outra velocidade de deriva, também na direção azimutal. A velocidade de deriva devido a força centrífuga depende da carga e da massa das partículas e é dada por

$$\vec{v}_{FC} = \frac{(m_{\alpha} \omega_{\alpha}^2 \vec{r})_r \times \vec{B}_z}{q_{\alpha} B^2} , \qquad (1.6)$$

onde ω_{α} é a freqüência angular de rotação das partículas da espécie α . Da mesma forma que a deriva diamagnética, a deriva da força centrífuga possui o mesmo sentido que a deriva eletromagnética para os elétrons e sentido oposto para os íons.

A principal contribuição para o movimento azimutal é a deriva eletromagnética; entretanto, a existência das derivas diamagnética e da força centrífuga, com sentidos opostos ao da deriva eletromagnética para os íons, resulta numa velocidade de rotação ligeiramente maior para os elétrons. Esta diferença de velocidade cria uma corrente na direção azimutal no sentido oposto ao movimento dos íons e elétrons. A força de Lorentz, $\vec{J}_{\odot} \times \vec{B}$, que surge da interação da densidade de corrente azimutal com o campo magnético axial, atua no sentido radial para dentro da coluna, confinando o plasma. A Figura 1.2 mostra, esquemati-

camente, as direções e sentidos das três velocidades de deriva, do movimento de rotação resultante e dos campos elétrico e magnético, no plano polar (r, Θ) formado por um corte transversal da coluna de plasma. Na Figura 1.2, $v_{i\Theta} = v_{e\Theta}$ representam as velocidades de rotação resultantes dos íons e dos elétrons, respectivamente.



Fig. 1.2 - Representação esquemática das velocidades de deriva dos elétrons e íons na centrífuga de plasma, mostradas no plano polar (r, ⊖) perpendicular à coluna de plasma.

A densidade de corrente \vec{J}_{Θ} fornece a força necessária para o confinamento do plasma no modelo de "um fluido". Quando as espécies são tratadas separadamente no modelo de "vários fluidos", a força responsável pelo confinamento dos íons é proveniente do campo elétrico, n_i Z_i e E_r, que contrabalança a força centrífuga, n_i m_i ω_i^2 r, a força do gradiente de pressão, k T_i $\partial n_i / \partial r$, e a força de Lorentz, n_i Z_i e v_{i Θ} B_z. Já os elétrons são confinados pela força de Lorentz, n_e e v_{e Θ} B_z, que contrabalança a força eletrostática, n_e e E_r, e a força do gradiente de pressão, k T_e $\partial n_e / \partial r$ (Geva, 1982; Bittencourt e Ludwig, 1987). A força centrífuga que surge nas partículas em rotação, que age na direção radial com sentido para fora da coluna do plasma, é a responsável pela separação radial entre os íons de relação carga/massa diferentes.

Para um plasma com mais de uma espécie de íons, como por exemplo um plasma de um elemento com vários isótopos, a velocidade de deriva azimutal resultante é inicialmente diferente para cada espécie, devido a dependência da razão massa/carga na deriva devido à força centrífuga. As colisões entre as diferentes espécies de íons dão origem a forças de fricção na direção azimutal, que aceleram as partículas pesadas e desaceleram as leves. A força de fricção tem sentido igual ao movimento de rotação para os íons pesados e oposto para ions 05 leves. Esta força azimutal, juntamente com o campo magnético axial, produzem um movimento de deriva radial, com sentido para fora para as partículas pesadas e com sentido para dentro para as partículas leves. Este processo persiste até o sistema atingir o equilíbrio, no qual em cada raio todos os íons possuem a mesma velocidade azimutal, e a coluna gira como corpo rígido.

Numa primeira aproximação a velocidade de rotação dos íons na coluna de plasma é dada pela deriva eletromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$; portanto, a freqüência angular de rotação para os íons $\omega_i = v_{i\Theta}/r$ é expressa por

$$\omega_{i} \sim \frac{E_{r}}{r B} . \qquad (1.7)$$

Na verdade, a Equação 1.7 expressa um limite superior para a freqüência angular de rotação. Uma expressão mais completa para ω_i é discutida no Apêndice A. Para uma rotação de corpo rígido, ω_i não deve depender do raio, r. Portanto, da Equação 1.7 tem-se que o perfil radial do campo elétrico deve ser linear com o raio da coluna de plasma. Como o campo elétrico é dado pelo gradiente do potencial de plasma, E = - $\partial \phi/\partial r$, tem-se que o potencial de plasma deve ser proporcional a r^2 . Da mesma forma, a partir de uma análise da expressão geral para ω_i (Equação A.29 do Apêndice A), que considera o efeito do gradiente de pressão, verifica-se que o perfil da densidade de partículas deve ser gaussiano, para se ter ω_i constante.

Na Seção 1.2 desta Introdução definiu-se a expressão geral do fator de separação unitário, α_0 . Para o caso da centrífuga com plasma totalmente ionizado, o fator de separação unitário, aproximado, é dado por

$$\alpha_{0}(r) = \exp \frac{\frac{|m_{1} - m_{2}| \omega_{i}^{2} r^{2}}{2 k T_{i}}, \qquad (1.8)$$

onde m₁ e m₂ são as massas das duas espécies de íons (ou isótopos) que se deseja separar, ω_i é a freqüência angular de rotação dos íons (ω_i = $\omega_1 = \omega_2$), k é a constante de Boltzmann e T_i é a temperatura dos íons $(T_i = T_1 = T_2)$. Para esta expressão, considera-se que as cargas das duas espécies de íons sejam iguais ($Z_1 = Z_2$). Uma expressão mais geral, assim como a sua dedução, são apresentadas no Apêndice A. Verifica-se, da Equação 1.8, que o fator de separação unitário depende da diferença de massa entre as duas espécies de íons, ∆m, do quadrado da velocidade de rotação, $v_{i\Theta}^2$, e do inverso da temperatura dos íons. Com as aproximações introduzidas, a expressão para o fator de separação unitário das centrífugas de plasma (Equação 1.8) é idêntica à expressão para as centrífugas mecânicas (ultracentrífugas). Nas centrífugas de plasma as velocidades de rotação são maiores do que as velocidades de rotação obtidas nas centrífugas convencionais. Embora a temperatura do plasma, nestes experimentos, seja da ordem de alguns elétron-volts (1eV ~ 11.600 K), os fatores de separação unitários são maiores nas centrífugas de plasma do que nas centrífugas convencionais.

1.5 - REVISÃO HISTÓRICA

Plasmas em rotação e suas diversas aplicações, entre elas a separação de elementos e de isótopos, têm sido objeto de pesquisas teóricas e experimentais há vários anos. Foi Slepian (1955), provavelmente, o primeiro a estudar plasmas em rotação para fins de enriquecimento de isótopos. Nos dez anos seguintes publicaram-se muitos trabalhos referentes a plasmas em rotação de caráter geral (Bonnevier e Lehnert, 1959; Bergström et al., 1962; Bergström et al., 1963; Bergström et al., 1964; Lehnert, 1964 e Sockol, 1968), sendo dada especial atenção ao processo de ionização e à existência de uma velocidade crítica de rotação para um plasma parcialmente ionizado (Alfvén, 1960; Fahleson, 1961; Alfvén e Wilcöx, 1962; Lehnert et al., 1966).

As pesquisas sobre plasmas em rotação realizadas até 1970 são descritas no amplo trabalho de revisão publicado por Lehnert (1971). Esta revisão inclui uma extensa bibliografia de várias pesquisas, examina as considerações teóricas e os resultados experimentais de plasmas magnetizados, parcial ou totalmente ionizados, em rotação e destaca as possíveis aplicações nas pesquisas em fusão termonuclear, na astrofísica e na tecnologia em geral.

O trabalho teórico de Bonnevier (1966), onde é sugerido o uso de plasma totalmente ionizado em rotação para aumentar o efeito de separação de massa, e mais tarde o trabalho experimental de Bonnevier (1971), onde é apresentado resultados de enriquecimento em plasmas totalmente ionizados envoltos por plasma parcialmente ionizado e partículas neutras, podem ser considerados marcos no desenvolvimento das pesquisas com centrífugas de plasma. Bonnevier estudou experimentalmente plasmas de $H_2 - A$, $H_2 - D_2 e^{20}Ne - {}^{22}Ne$, medindo enriquecimentos da ordem de 5% para os isótopos de neônio.

Na década de 70 vários laboratórios começaram a divulgar os resultados de pesquisas realizadas em experimentos com diferentes esquemas, mas todas com o mesmo conceito básico das centrífugas de plasma com descarga em gases. Entre os diversos trabalhos destacam-se:

- James e Simpson (1974 e 1976) mediram enriquecimentos de 10% a 20% para isótopos de neônio, velocidade de rotação de 7 x 10^3 m/s, temperaturas de elétrons de 0,2 a 0,5 eV e densidade de 5 x 10^{20} a 5 x 10^{21} m⁻³;
- Srnka (1974) mediu velocidade de rotação de 2 x 10^4 m/s, densidade de plasma de 7 x 10^{20} m⁻³ e temperatura de elétrons de 5 eV, para um plasma de argônio;
- Cairns (1976), utilizando plasmas de neônio, mediu velocidade de rotação de 1,3 x 10^4 m/s para B = 0,2 T, temperatura de elétrons de 4 eV, densidade de plasma de 2 x 10^{20} m⁻³ e enriquecimento de 15% para o isótopo ²²Ne;
- Nathrath (1977), utilizando uma descarga de urânio em um meio preenchido com gás hélio, mediu velocidade de rotação de 3,5 \times 10³ m/s, enriquecimento de 10% para o isótopo ²³⁵U, e densidade de urânio de 10²⁰ m⁻³ para B = 0,7 T;
- Walsh et al. (1978 e 1979), introduzindo vapores de cobre-níquel por uma descarga auxiliar num plasma de argônio, mediram enriquecimento de 20% entre cobre e níquel;
- Kaneko et al. (1978) mediram velocidade de rotação de 10² m/s e enriquecimento até 55% entre os gases argônio e hélio para um plasma fracamente ionizado, numa descarga contínua do tipo luminosa (Engel, 1965);
- Belorusov et al. (1979) mediram enriquecimento acima de 20% entre os isótopos de ¹²⁹Xe e ¹³⁶Xe, num plasma de Xe He ou Xe Ne, com densidade de elétrons de 2 x 10²⁰ m⁻³ e grau de ionização de 10%;

- Wijnaker et al. (1979), utilizando uma descarga tipo catodo oco (Engel, 1965) para argônio, mediram velocidade de rotação de 1,8 x 10³ m/s para os íons e 7,5 x 10² m/s para as partículas neutras (grau de ionização de 12%);
- Boeschoten e Nathrath (1979) apresentam uma revisão de avaliação de vários esquemas utilizados no enriquecimento de isótopos com plasmas, enfatizando os esquemas que utilizam urânio como elemento formador do plasma.

Simultaneamente com os trabalhos experimentais, apareceram na década de 70 vários artigos teóricos sobre separação de isótopos em centrífugas de plasma com descarga em gases (Okada et al., 1973; Lessor, 1976; Hellsten, 1977; Wilhelm e Hong, 1977; James e Simpson, 1978; Kurko, 1979; Hellsten e Spies, 1979).

No decorrer da década de 80, continuaram as divulgações de pesquisas com as centrífugas de plasma com descarga em gases, com predominância de trabalhos experimentais desenvolvidos na União Soviética e de trabalhos teóricos desenvolvidos na Austrália (Simpson, mar. 1981: Simpson, out. 1981; O'Neil, 1981; Vorob'ev et al., 1981; Korobtsev et al., 1981; Potanin, 1983; Korobtsev et al., 1984; Boldyrev et al., 1985; Karchevskii e Potanin, 1986; Simpson et al., 1987; Simpson, 1987). Entretanto, o trabalho de Krishnan et al. (1981) introduz um novo esquema para as centrífugas de plasma, o qual utiliza descargas elétricas em forma de arco no vácuo como fonte de plasma, em vez das tradicionais descargas em gases. O objetivo principal desse novo esquema é obter uma coluna de plasma altamente ionizada envolta por vácuo, tentando, desta maneira, evitar o fenômeno da velocidade crítica de Alfvén e, portanto, conseguir valores de velocidade de rotação e fator de separação elevados.

Os trabalhos publicados das pesquisas com centrífugas de plasma com descarga em arco no vácuo se restringem praticamente a três

laboratórios: Universidade de Yale nos Estados Unidos, Instituto de Pesquisas Espaciais no Brasil e Universidade de Jerusalém em Israel. A seguir são apresentados os resultados principais dessas pesquisas:

- Krishnan et al. (1981) e Geva et al. (1981) descrevem o novo tipo de centrífuga de plasma com descarga em arco no vácuo desenvolvida em Yale. Apresentam medidas para plasmas de C, Cu, Al-Ti e Cu-Ni. O plasma produzido é altamente ionizado. No caso do cobre há predominância de íons Cu³⁺ e Cu⁴⁺. As principais medidas apresentadas são: densidade de íons no eixo ~ 10^{19} m⁻³; velocidade de rotação de 7,4 x 10^3 m/s; e enriquecimento de 100% para o isótopo 65 Cu;
- Krishnan (1983) apresenta resultados de enriquecimento para um plasma de zircônio, com valores extremamente elevados: 1700% para ${}^{96}Zr^{+2}$; 330% para ${}^{94}Zr^{+2}$; 280% para ${}^{92}Zr^{+2}$; e 50% ${}^{91}Zr^{+2}$, medido em r = 0,04 m para um campo magnético de 0,17 T e corrente de arco de 3,7 kA. Medidas de enriquecimento para um campo magnético mais intenso (B = 0,26 T) resultaram em valores menores em relação às medidas com B = 0,17 T;
- Geva et al. (1984) apresentam um estudo detalhado da centrífuga de plasma com descarga em arco no vácuo desenvolvida em Yale, mostrando os resultados de todas as medidas realizadas no expemento, como, por exemplo: perfis radiais da densidade de plasma; do potencial flutuante; e do fator de enriquecimento para plasmas de C, Al-Ti, Cu-Ni, Cu-Zn e Cd-Sn;
- Del Bosco e Ludwig (1982) e Del Bosco et al. (1985) descrevem os parâmetros principais da centrífuga de plasma com descarga em arco no vácuo, desenvolvida no INPE, e apresentam resultados de enriquecimento de 167% para ¹³C⁺, medidas com um espectrômetro de massa do tipo quadrupolo;

- Krishnan e Prasad (1985) apresentam uma análise paramétrica da dependência do fator de separação com o raio da coluna de plasma, com a freqüência de rotação e com o número de estágios sucessivos de separação, para três isótopos: ⁴⁸Ca, utilizado como fonte de nêutrons em física nuclear; ²⁰³Tl, utilizado como gerador do isótopo radiativo ²⁰¹Tl usado em diagnóstico radiológico; e ⁶⁸Zn;
- Prasad e Krishnan (1986) descrevem os parâmetros de uma nova centrífuga, também baseada numa descarga em arco no vácuo. A máquina possui campo magnético até 0,7 T, uniforme numa extensão de ~ 1m, e corrente de arco constante por ~ 10 ms. Apresentam resultados de erosão do catodo no intervalo de 19 a 34 μ g/C, temperatura de íons de 1,9 a 3,0 eV, e freqüência de rotação da ordem de 1,0 x 10⁵ rad/s para um plasma de carbono;
- Ludwig (1986) apresenta resultados teóricos para os perfis de densidade e campo elétrico, utilizando o método da termodinâmica irreversível para desenvolver as equações de fluido para um plasma em equilíbrio estacionário;
- Prasad et al. (1986) apresentam medidas da taxa de erosão para catodos de magnésio e carbono. A taxa de erosão do carbono varia de 19 a 40 µg/C para uma variação no campo magnético de 0 a 0,2 T. A variação da taxa de erosão parece ser proporcional a $B^{1/2}$. A taxa de erosão para o carbono decresce linearmente com o aumento da corrente de arco, enquanto para o magnésio não há variação com a corrente, apresentando o valor de 30 µg/C para B = 0,1 T e correntes no intervalo de 1 a 4 kA;
- Prasad e Krishnan (Jan. 1987 e Maio 1987) apresentam novos resultados com a centrífuga de plasma, utilizando catodo de carbono. Os principais resultados são: $\omega = 1,0 \times 10^5$ rad/s, constante no intervalo de 1 a 2,5 cm para B = 0,1 T e I = 2,1 kA;

 $T_i = 2,6 \text{ eV}$, também constante no intervalo de O a 2,2 cm para B = 0,1 T e I = 2,1 kA; diminuição da temperatura de íons com o aumento do campo magnético; crescimento linear da freqüência de rotação com o aumento do campo magnético; e diminuição da freqüência de rotação com o aumento da corrente de arco;

- Kim et al. (1987) estudam as características do equilíbrio de rotação de um plasma completamente ionizado, com colisões, composto de uma espécie de íons e elétrons;
- Bittencourt e Ludwig (1987) analisam numericamente o comportamento do estado estacionário de um plasma magnetizado em rotação, completamente ionizado e composto de elétrons e várias espécies de íons. É feita uma análise paramétrica das equações obtidas, utilizando vários resultados experimentais;
- Del Bosco et al. (1987) e Bittencourt et al. (1988) apresentam resultados de medidas de rotação no valor de $\omega = 1,0 \times 10^5$ rad/s para carbono com B = 0,1 T e I = 0,8 kA e enriquecimento acima de 390% para ${}^{13}C^+$ após 4 ms do início da descarga para B = 0,12 T e I = 0,8 kA;
- Geva et al. (1987) descrevem o experimento da centrífuga de plasma com descarga em arco no vácuo desenvolvida em Jerusalém. A câmara apresenta 4 m de comprimento e 0,3 m de diâmetro, com um sistema de bobinas que cria um campo magnético axial acima de 0,6 T, uniforme por 2,6 m. A corrente de arco atinge vários milhares de ampères e é constante por um período de 6 a 12 ms. Alguns resultados experimentais são: velocidade axial de 10⁴ m/s; freqüência de rotação de (0,7 a 1,2) x 10⁵ rad/s para Cu, Cu-Ni, Cu-Zn, Cu-Co e Cu-Fe; densidade de elétrons no eixo de ~ 10¹⁹ m⁻³; taxa de erosão de 170 a 190 µg/disparo para Cu-Zn; e enriquecimento acima de 300% para os elementos Cu-Zn;

- Prasad e Krishnan (Nov. 1987) descrevem um modelo de fluido para um plasma em equilíbrio dinâmico com rotação de corpo rígido. Apresentam uma solução parabólica para o perfil radial do potencial de plasma e um perfil radial gaussiano para a densidade;
- Del Bosco et al. (1988) apresentam medidas de rotação da coluna de plasma e do fator de enriquecimento em função do campo magnético aplicado externamente, para um plasma de magnésio. A freqüência de rotação, medida em r = 0,03 m, apresenta um crescimento linear com o campo magnético até 0,2 T. Acima desse valor começa a aparecer uma saturação no valor da rotação. A freqüência angular máxima medida é da ordem de 3,0 x 10⁵ rad/s. Os fatores de enriquecimento máximos medidos em r = 0,04 m foram de 15% para ²⁵Mg⁺ e 26% para ²⁶Mg⁺, com um campo magnético de 0,1 T;
- Hirshfield et al. (1988) apresentam uma análise técnica e econômica para a produção de 46-60 kg de cromo enriquecido do isótopo ⁵⁰Cr, utilizando centrífugas com descarga em arco no vácuo (0 ⁵⁰Cr é utilizado para produzir o isótopo radioativo ⁵¹Cr por captura de nêutrons num acelerador de partículas, e o ⁵¹Cr é utilizado como fonte de neutrinos de 746 keV necessários para a calibração de detectores de neutrinos solares).

CAPÍTULO 2

DESCRIÇÃO DO ARRANJO EXPERIMENTAL

2.1 - INTRODUÇÃO

A centrífuga de plasma desenvolvida no INPE, denominada PCEN (abreviação das palavras Plasma CENtrífuga) é do tipo que utiliza como fonte de plasma uma descarga elétrica no vácuo. O experimento consiste, basicamente, em um sistema de geração do campo magnético, e em um sistema de produção do plasma.

O sistema de geração do campo magnético é composto de um conjunto de bobinas, de um banco de capacitores e de uma fonte de tensão. O sistema de produção do plasma é formado por uma câmara de vácuo, por um par de eletrodos, por um laser de alta potência, por um banco de capacitores e por uma fonte de tensão. Além dos dois sistemas essenciais descritos, o experimento utiliza um circuito de proteção, um circuito de disparo para o acionamento dos vários sistemas COM os atrasos previamente estabelecidos, e vários equipamentos de diagnóstico e de aquisição de dados. A Figura 2.1 mostra o diagrama de blocos da PCEN.



Fig. 2.1 - Diagrama de blocos da PCEN.

A Tabela 2.1 fornece os principais parâmetros da PCEN.

TABELA 2.1

PRINCIPAIS PARÂMETROS DA PCEN

COMPRIMENTO DA CÂMARA	۶.	1,05 m
DIÂMETRO DA CÂMARA	d	0,22 m
CAMPO MAGNÉTICO NO EIXO	В	0-1,1 T
CORRENTE DE ARCO	Ia	0-5 kA
PRESSÃO DE BASE	Р	~ 1 x 10 ⁻⁴ Pa
DURAÇÃO DA CORRENTE	td	1-5 ms
DENSIDADE DO PLASMA	n	$\sim 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
TEMPERATURA DE ELÉTRONS	Т _е	1-7 eV
FREQÜÊNCIA ANGULAR DE ROTAÇÃO	ω	(2-30)x10 ⁴ rad/s
ENRIQUECIMENTO	E	10-30% (Mg) ~ 390% (C)

A Figura 2.2 mostra esquematicamente o arranjo experimental utilizado na PCEN. A câmara de vácuo de geometria cilíndrica, feita de aço inoxidável, é evacuada por um conjunto de bombas difusora e mecânica. O campo magnético axial é produzido pela descarga de um banco de capacitores eletrolíticos de 20 mF e 1,6 kV, num conjunto de oito bobinas que envolve a câmara de vácuo. O campo magnético máximo, obtido no centro do conjunto das bobinas, é da ordem de 1,1 T, com constante de decaimento, L/R, aproximadamente igual a 120 ms. A corrente de eletrolítiarco é produzida pela descarga de um banco de capacitores inoxidável cos de 50 mF e 640 V, entre um catodo e uma tela de aço usada como anodo. Ambos os eletrodos estão localizados em uma das extremidades da câmara de vácuo. O arco é chaveado por um pulso de laser de CO₂, focalizado sobre o catodo. A corrente de arco atinge valores de O a 5kA, dependendo das condições do disparo. A interação da corrente de arco com o campo magnético axial produz a rotação da coluna de plasma.

2.2 - SISTEMA DE GERAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO

2.2.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS

Para estudar o comportamento dos parâmetros do plasma, em um grande intervalo de valores de campo magnético, decidiu-se construir um sistema que produzisse uma indução de até ~ 1,0 T. Na impossibilidade de encontrar no mercado nacional condutores de cobre com seção retangular e orifício interno para refrigeração, por ocasião do projeto do experimento, optou-se por construir um sistema pulsado. Para tanto, a duração do pulso do campo magnético deve ser maior que a duração da corrente de arco.

A Figura 2.3 mostra o esquema geral do circuito utilizado para a geração do campo magnético. O banco de capacitores, C, é energizado pela fonte de tensão, V, através do resistor de carga, R_c . A descarga do banco de capacitores no conjunto de bobinas, representado pelo indutor, L, e pelo resistor, R, é iniciada pelo tiristor, T. O diodo, D, é utilizado como chave de curto, quando a corrente nas espiras atinge o valor máximo. A chave, C_a, é utilizada para o aterramento do banco de capacitores, através do resistor de aterramento, R_a.



Fig. 2.2 - Esquema do arranjo experimental da PCEN.

- 37 -



Fig. 2.3 - Esquema do circuito para geração do campo magnético pulsado.

2.2.2 - BOBINAS MAGNÉTICAS

O projeto de dimensionamento do conjunto de bobinas magnéticas não foi rigoroso, no sentido de utilizar relações entre as dimensões que otimizassem o valor e a uniformidade do campo magnético em função da quantidade de material utilizado e do aproveitamento máximo da energia armazenada no banco de capacitores.

Os dois principais requisitos que o sistema deve satisfazer são: produzir um campo magnético máximo da ordem de 1,0 T; e possuir valores de indutância e resistência tais que, juntamente com o valor da capacitância do banco de capacitores, formem um circuito RLC que forneça um pulso com duração relativamente grande. É desejável que durante a existência do arco de plasma o campo magnético não varie no tempo. A seguir são apresentadas as expressões utilizadas para o cálculo do campo magnético, da indutância e da resistência do conjunto de bobinas magnéticas. A Figura 2.4 apresenta a geometria e os principais parâmetros de um espira.



Fig. 2.4 - Definição dos parâmetros utilizados em uma espira: $\gamma = a_2/a_1$, e $\beta = b/a_1$.

O campo magnético (indução magnética) B_0 no ponto central da espira da Figura 2.4, para uma distribuição uniforme de densidade de corrente, é dado por (Montgomery, 1969)

$$B_{0} = 10^{-4} j\lambda a_{1} F(\gamma, \beta) , \qquad (2.1)$$

onde B₀ é o campo magnético em teslas, j é a densidade de corrente em ampères por centímetros quadrados, λ é o fator de empacotamento, a₁ é o raio interno da espira em centímetros e F(γ , β) é um fator adimensional que depende da geometria. O fator de geometria F(γ , β) é dado por

$$F(\gamma, \beta) = \frac{4\pi}{10} \beta \ln \frac{\gamma + (\gamma^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{1 + (1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}}, \qquad (2.2)$$

onde γ e β são os parâmetros definidos na Figura 2.4. O produto $j\lambda$, denominado densidade de corrente efetiva, é dado por

$$j\lambda = NI/[2b(a_2 - a_1)]$$
, (2.3)

onde N é o número total de voltas do condutor, I é a corrente elétrica em ampères e os parâmetros b, a_2 e a_1 são definidos na Figura 2.4.

A indutância para uma espira circular com distribuição uniforme de corrente é dada pela expressão (Kohlrausch, 1962).

L = 1,67
$$\mu_0 N^2 a_1 \left(\frac{1+\gamma}{2}\right) G^k$$
, (2.4)

onde L é a indutância em henrys, μ_0 é a permeabilidade do vácuo, a_1 é o raio interno da espira em metros, e G é um fator geométrico dado por:

$$G = \frac{(1 + \gamma)/2}{2\beta + \gamma - 1} , \qquad (2.5)$$

onde γ e β são os parâmetros definidos na Figura 2.4 . O expoente k é igual a 0,75 para 0 < G < 1 e igual a 0,5 para 1 < G < 3.

A resistência elétrica é calculada pela expressão

$$R = \rho_c \frac{\varrho}{S} , \qquad (2.6)$$

onde ρ_c é a resistividade do condutor em ohms-metros, l é o comprimento total do fio em metros e S é a área transversal do condutor em metros quadrados.

O condutor escolhido para a construção das espiras é o tipo Poliglas E2 marca Pirelli, que possui seção retangular maciça de cobre, com dupla isolação de fibra de vidro e poliéster. Apresenta isolação elétrica até 2 kV e temperatura máxima de trabalho de 155°C. Em função da área transversal máxima disponível de 60 mm², escolheu-se um condutor de seção retangular de lados 4 mm e 15 mm. As dimensões médias com as camadas de isolação são de 4,6 mm e 15,7 mm.

Cada espira é composta de dois enrolamentos contínuos. formando o que se costuma chamar de "panqueca". A espessura de cada espira é de 3,3 cm, já considerando cerca de 2 mm de resina usada para colar e encapsular os dois enrolamentos. O raio interno das espiras é de 12,5 cm, que é o valor mínimo possível para envolver a câmara de vácuo. Utilizaram-se 20 voltas de condutor para cada enrolamento. Isto implica que uma espira possui 40 voltas de condutor е apresenta um raio externo de 21,5 cm. Inicialmente, o conjunto foi formado por oito espiras igualmente espaçadas de 3,8 cm.

Utilizando os valores especificados para o número de voltas, N, para os raios interno e externo, respectivamente $a_1 e a_2$, para a espessura, 2b, e para o espaçamento entre as espiras, calculam-se os valores teóricos do campo magnético por unidade de corrente, da indutância e da resistência elétrica de cada espira e também do conjunto. Para uma espira tem-se das Equações 2.1 a 2.3 que $B_0/I = 1,5 \times 10^{-4}$ T/A, das Equações 2.4 e 2.5 que L = 0,68 mH e da Equação 2.6 que R = 12,7 m Ω . Para o conjunto de bobinas têm-se, da aplicação das mesmas equações: B_0/I I = 6,4 x 10^{-4} T/A; L = 13,8 mH; e R = 102 m Ω . Usando o valor teórico de B₀/I verifica-se que é necessário uma corrente da ordem de 1,6 kA para produzir o campo magnético de 1,0 T.

O enrolamento das espiras foi realizado utilizando a resina epoxi 208 Scotchast da 3M como colante. Para aumentar a rigidez mecânica, melhorar a proteção do condutor e conseguir um sistema de sustentação adequado, foi feito o encapsulamento individual das espiras, com a mesma resina epoxi. Para evitar a formação de bolhas no corpo da resina durante o encapsulamento, utilizou-se o próprio condutor da espira para conduzir uma corrente contínua da ordem de 100A. O calor gerado no cobre, por efeito Joule, é absorvido pela resina epoxi, que se torna altamente fluída e, assim, eliminando as bolhas de ar.

As dimensões médias de cada espira após a construção são: raio interno a₁ = 12,5 cm; raio externo a₂ = 22,0 cm; e espessura 2b = 3,4 cm. O valor experimental do campo magnético por unidade de corrente para uma espira é $B_0/I = (1,4 \pm 0,1) \times 10^{-4}$ T/A e para o conjunto é $B_0/I = (5,6 \pm 0,8) \times 10^{-4}$ T/A. A medida de B_0/I para uma espira foi feita utilizando uma fonte de tensão contínua (30V x 600A) e um gaussímetro. A medida de B_o/I para o conjunto foi feita utilizando o próprio banco de capacitores do experimento descrito na Seção 2.2.3, e um conjunto formado por bobina de Rogowski e sonda magnética (Dallaqua e Del Bosco, 1986). O valor experimental da indutância, medida com uma ponte LC universal, é L = 0,64 mH para uma espira e L = 12,5 mH para o conjunto. A resistência elétrica, medida pelo método da ponte de Wheatstone, \acute{e} R = 15,7 m Ω para uma espira e R = 126 m Ω para o conjunto. A Tabela 2.2 apresenta o resumo dos valores teóricos e experimentais das bobinas magnéticas.

TABELA 2.2

		a ₁	^a 2	2b	B _o ∕I	L	R
		ст	ст	ст	10 ⁻⁴ T/A	mH	mΩ
1	teoria	12,5	21,5	3,3	1,5	0,68	12,7
espira	medida	12,5	22,0	3,4	1,4	0,64	15,7
conjunto	teoria	12,5	21,5	53	6,4	13,8	102
	medida	12,5	22,0	62	5,6	12,5	126

PARÂMETROS DAS BOBINAS MAGNÉTICAS

2.2.3 - BANCO DE CAPACITORES

O circuito de geração do campo magnético, mostrado na Figura 2.3, é um circuito RLC série. O indutor, L, e o resistor, R, que representam o conjunto de bobinas magnéticas, foram descritos na seção anterior. Nesta seção, serão discutidos os componentes restantes do circuito da Figura 2.3.

A equação da corrente elétrica num circuito RLC admite três tipos de soluções, que dependem dos valores relativos dos três componentes. Define-se o fator de amortecimento, d, pela relação (Skilling, 1937; Orsini, 1975)

$$d = R^2 C/(4L)$$
 (2.7)

Dependendo do valor do fator de amortecimento, tem-se uma das três soluções:

d < 1 - circuíto subamortecido e oscilatório;

d = 1 - circuito criticamente amortecido; e

d > 1 - circuito sobre-amortecido.

Para uma determinada energia armazenada no capacitor, a corrente máxima no circuito é maior quanto menor for o fator de amortecimento. Portanto, os circuitos subamortecidos e oscilatórios apresentam o maior pico de corrente entre os três tipos de soluções, e é por esta razão que se deseja d < 1. Utilizando os valores experimentais da indutância L = 12,5 mH e da resistência R = 126 m Ω para o conjunto de bobinas, tem-se que para qualquer banco de capacitorees com C < 3 F o circuito será subamortecido e oscilatório.

A solução para a corrente no caso oscilatório é dada por

$$I(t) = \frac{V}{\omega L} \exp(-\alpha t) \operatorname{sen}(\omega t) , \qquad (2.8)$$

onde $\alpha = R/2L = \omega = [1/(LC) - \alpha^2]^{\frac{1}{2}}$; I é corrente no circuito em ampères; V é a tensão inicial de carga do capacitor em volts; e os parâmetros R, L e C são, respectivamente, a resistência das bobinas em ohms, a indutância das bobinas em henrys e a capacitância do banco de capacitores em farads.

O intervalo de tempo necessário para a corrente atingir o valor máximo é

$$t_{max} = \frac{1}{\omega} \arctan\left(\frac{\omega}{\alpha}\right)$$
, (2.9)

onde t_{max} é dado em segundos.

O valor de pico da corrente nas bobinas magnéticas é dado por

$$I_{max} = \frac{V}{\omega L} \exp \left(-\alpha t_{max}\right) \operatorname{sen} \left(\omega t_{max}\right) .$$
 (2.10)

Define-se o coeficiente de eficiência n como sendo a razão entre a energia adquirida pelo indutor (bobinas magnéticas) e a energia inicialmente armazenada no capacitor (banco de capacitores). Este coeficiente fornece a porcentagem da energia capacitiva que é transformada em energia magnética (Silva, 1980). A expressão para a corrente máxima (Equação 2.10) pode ser escrita na forma

$$\frac{1}{2} L I_{max}^{2} = \left(\frac{1}{1 - \gamma^{2}}\right) \exp \left[-\frac{\gamma \pi}{(1 - \gamma^{2})^{\frac{1}{2}}}\right] \frac{1}{2} CV^{2}, \qquad (2.11)$$

onde $\gamma = [R/(2L)]/[1/(LC)]^{\frac{1}{2}}$. O coeficiente de eficiência é obtido da Equação 2.11,

$$m = \left(\frac{1}{1 - \gamma^2}\right) \exp \left[-\frac{\gamma \pi}{(1 - \gamma^2)^{\frac{1}{2}}}\right] .$$
 (2.12)

Após atingir o valor máximo, é desejável que a corrente no circuito não oscile e que o seu decaimento seja o mais suave possível. Para tanto, é colocado no circuito um diodo em paralelo com as bobinas, representado na Figura 2.3 pelo componente D. No valor máximo de corrente a tensão é zero e o diodo passa a conduzir, evitando tensão reversa nos capacitores e transformando o sistema num circuito RL. A evolução temporal da corrente no circuito RL é dada por

$$I(t) = I_{max} \exp \left(-\frac{R}{L} t\right) , \qquad (2.13)$$

onde I_{max} é o valor máximo da corrente elétrica nas bobinas, gerada pelo circuito RLC e dada pela Equação 2.10, e L/R é a constante de decaimento, τ_d .

Fixando a capacitância do banco de capacitores em C = 20 mF, a tensão máxima de carga em V = 1,6 kV, e usando os valores teóricos da indutância L = 13,8 mH e da resistência R = 102 m Ω (Tabela 3.2) pode-se estimar os parâmetros básicos do pulso de corrente nas bobinas magnéticas.

0 valor do fator de amortecimento (Equação 2.7) é d = 0,004, sendo o circuito oscilatório e subamortecido. Da Equação 2.9 tem-se que o tempo de subida é t_{max} = 25,1 ms. Substituindo t_{max} na Equação 2.10 obtém-se I_{max} = 1,8 kA. O coeficiente de eficiência apresenta o valor de n = 83% e a constante de decaimento τ_d = 135 ms. O valor teórico máximo para o campo magnético no centro das espiras é B_0 = 1,1 T. Sendo I_{max} = 1,8 kA, a energia magnética máxima (U_L = $LI^2/2$) no indutor deve ser U_L = 22 kJ. Como a eficiência teórica é n = 83%, deve-se acrescentar o valor de U_L em ~ 17% para obter a energia mínima do banco de capacitores. Desta forma, a energia capacitiva (U_c = $CV^2/2$) deve ser U_c = 26 kJ.

A escolha dos capacitores foi baseada no trabalho realizado por Silva (1980). Optou-se pelos capacitores eletrolíticos da série Giga-Elco 87.000, fabricado pela Siemens-Icotron no Brasil. Este capacitor possui capacitância de 2,5 mF e tensão nominal máxima de 350V. Fixando a tensão máxima em cada capacitor em 320V para uma margem de segurança de 10%, a energia de cada capacitor é de 128 J. Portanto, são necessários aproximadamente 200 capacitores para perfazer a energia total de 26 kJ.

Para constituir a unidade básica de construção do banco, utilizaram-se 5 capacitores em série, formando uma coluna, e 5 destas colunas em paralelo. O banco de capacitores total possui 8 dessas unidades básicas ligadas em paralelo. A capacitância total é C = 20 mF, a tensão de carga máxima é V = 1,6 kV; portanto, a energia máxima armazenada é U_C = 25,6 kJ. A Figura 2.5 mostra o esquema de ligação dos capacitores numa unidade básica do banco com os resistores de proteção R_p , resistores de equalização, R_p , resistor limitador de corrente, R_p , resistores de divisão de tensão, R_d, e as lâmpadas de neón indicadoras de carga, L.



Fig. 2.5 - Unidade básica de capacitores, C = 2,5 mF, R = 192 m Ω , R = 30 k Ω e R = 3,7 m Ω .

A chave de disparo do banco de capacitores, representada pelo símbolo T na Figura 2.3, é um tiristor modelo 700 PKL 150 e a chave de curto, D, é um diodo modelo 1101 PDK 200, ambos da Internacional Rectifier. A escolha dos modelos é função das tensões, correntes e taxa de repetição envolvidas no experimento. A Tabela 2.3 apresenta as principais características das chaves.

TABELA 2.3

PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS DO TIRISTOR E DO DIODO

	TIRISTOR T	DIODO D
MODELO	700 PKL 150	1101 PDK 200
TENSÃO REVERSA MÁXIMA (V)	1.600	2.000
CORRENTE DE PICO (A)	11.600	8.000
CORRENTE MÉDIA (A)	700	800
$I^2t (A^2s)$	940.000	1.350.000
TENSĂO DE GATILHO (V)	20	-

A taxa de repetição, com carga máxima, prevista para o experimento é da ordem de um disparo por minuto. Portanto, a constante de tempo de carga ($\tau_c = R_c C$) do banco de capacitores deve ser menor que 60 s. O resistor de carga, R_c , mostrado na Figura 2.3 é dimensionado levando em consideração as características da fonte de alimentação (2 kV, 1A). Utilizaram-se 8 resistores de 15 k Ω x 200W em paralelo. Portanto, a resistência de carga é $R_c = 1785\Omega$, com 1600W de potência, e a constante de carga é $\tau_c = 36$ s.

O resistor de aterramento, R_a , mostrado na Figura 2.3 é dimensionado impondo uma constante de tempo de descarga ($\tau_a = R_aC$) da ordem de 5 s. Utilizaram-se 14 resistores de 3,3 k Ω x 200W em paralelo. Portanto, a resistência de aterramento é $R_a = 236\Omega$, com 2.800W de potência, e a constante de descarga é $\tau_a = 4,7$ s. Os conjuntos de resistores de carga e de aterramento recebem refrigeração por ar forçado através de um micro-ventilador.

O último componente do sistema de geração do campo magnético, a ser descrito, é a fonte de tensão, representada na Figura 2.3 pelo símbolo V. A fonte apresenta projeto bastante simples, pois não é necessário utilizar regulação na saída. A Figura 2.6 mostra o circuito da fonte, que possui tensão máxima de saída de -2 kV e potência de 2 kVA. Utilizou-se um transformador trifásico (220 x 2000)V e um variac (0-220)V. A retificação é do tipo onda completa, feita com diodos tipo avalanche (DSA-0.9-14A). O sistema de proteção da fonte utiliza um disjuntor de 10A em cada fase, um fusível de 2A nas fases que alimentam o circuito, um relé que impede que a fonte religue após uma interrupção de energia, uma micro-chave que obriga a zerar o variac ao ligar a fonte e uma saída para conexão de um cordão de isolamento.



Fig. 2.6 - Esquema da fonte para carga do banco de capacitores do campo magnético.

A Tabela 2.4 apresenta os valores dos principais componentes do banco de capacitores do campo magnético.

TABELA 2.4

PARÂMETROS DO BANCO DE CAPACITORES DE GERAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO

	SÍMBOLO	UNIDADE	VALOR
CAPACITÂNCIA	С	mF	20
TENSÃO	V	kV	1,6
ENERGIA	U _c	kJ	25,6
RESISTOR DE CARGA	R _c	Ω	1758 (1600W)
RESISTOR DE ATERRAMENTO	R _a	Ω	236 (2800W)
FONTE DE ALIMENTAÇÃO		kV	-2 (1A)

2.2.4 - DESEMPENHO DO SISTEMA

O comportamento transitório da descarga do banco de capacitores no conjunto de bobinas magnéticas é mostrado na Figura 2.7, para três valores diferentes de tensão inicial (100V, 200V, 300V). Os traços superiores representam as tensões no banco de capacitores, medidas com a ponta de prova de alta tensão modelo 6015 da Tecktronix e os traços inferiores representam os valores da corrente elétrica nas espiras magnéticas, medidas com uma bobina de Rogowski, com constante de calibração K_b = 453 A/V, descritas no Capítulo 3.



Fig. 2.7 - Tensão no banco de capacitores do campo magnético (traços superiores - 100V/div) e corrente nas espiras (traços inferiores - 0,2V/div - 453 A/V, para tensões iniciais de 100V, 200V e 300V. (20 ms/div).

Disparou-se o banco várias centenas de vezes, com tensões variando entre (0 - 1600)V. Para valores de tensão inicial menores que 20V não ocorre chaveamento, enquanto, τ_c , para valores acima de 20V praticamente não há falhas. Os valores da constante de carga, τ_c , e da constante de aterramento, τ_a , estão abaixo de 60 s e 5 s, respectivamente.

A Figura 2.8 mostra os valores de pico da corrente nas bobinas magnéticas em função da tensão inicial no banco de capacitores, de onde se obtém o valor experimental máximo de $I_{max} = 1,9$ kA para V = 1,6 kV.


Fig. 2.8 - Corrente nas bobinas magnéticas em função da tensão aplicada no banco de capacitores.

O valor experimental do campo magnético foi medido utilizando uma sonda magnética, com constante de calibração $K_m = 0,849$ T/V, descrita no Capítulo 3.

A Figura 2.9 mostra o perfil temporal do campo magnético no centro do conjunto de bobinas magnéticas (traços inferiores), e a corrente elétrica nas bobinas que geram o campo magnético (traços superiores), para uma tensão inicial de V = 300V. A Figura 2.9a, com escala de tempo de 10 ms/div, permite medir o intervalo de tempo para o campo magnético atingir o valor máximo, que é da ordem de t_{max} = 24 ms. A Figura 2.9b, com escala de tempo de 50 ms/div, permite observar o decaimento exponencial, de onde se infere o valor da constante de decaimento, τ_d = 110 ms.



(a)



(b)

Fig. 2.9 - Corrente nas espiras magnéticas, medida com uma bobina de Rogowski (K_b = 453 A/V), nos traços superiores (0,2 V/div), e campo magnético no centro do conjunto de bobinas, medido com uma sonda magnética (K_m = 0,849 T/V), nos traços inferiores (1 V/div).

a - 10 ms/div, e b - 50 ms/div.

A Figura 2.10 mostra o valor de pico do campo magnético, no ponto central do conjunto de bobinas magnéticas, em função da corrente elétrica que passa nas bobinas, de onde se obtém a relação B/I = $5,6 \times 10^{-4}$ T/A. Utilizando o valor máximo de corrente, I_{max} = 1,9 kA (Figura 2.8), obtém-se o valor experimental do campo magnético máximo, B_{max} = 1,07 T. Usando a relação I/V = 1,18 (Figura 2.8) na relação B/I = 5,6 x 10⁻⁴ (Figura 2.10), tem-se B/V = 6,64 x 10⁻⁴ T/V.



Fig. 2.10 - Campo magnético no centro das bobinas em função da corrente elétrica.

A Figura 2.11 mostra o perfil do componente axial do campo magnético em toda a extensão da câmara de vácuo, juntamente com a posição relativa do conjunto de bobinas. Como se verifica, o campo magnético axial não é uniforme, o que prejudica a interpretação dos resultados experimentais.



Fig. 2.11 - Perfil do componente axial do campo magnético, medido no eixo da câmara de vácuo.

A Tabela 2.5 apresenta um resumo dos valores dos principais parâmetros do sistema de geração do campo magnético.

TABELA 2.5

	SÍMBOLO	UNIDADE	VALOR TEÓRICO	.VALOR EXPERIMENTAL
CORRENTE MÁXIMA	I _{max}	kA	1,8	1,9
CAMPO MAGNÉ- TICO MÁXIMO	B _{max}	Т	1,1	1,07
TEMPO DE SUBIDA	t _{max}	ms	25,1	24
CONSTANTE DE DECAIMENTO	τd	ms	135	110
CONSTANTE DE CARGA	τc	S	36	-
CONSTANTE DE ATERRAMENTO	τ _a	S	4,7	-
CAMPO MAGNÉ- TICO/TENSÃO NO BANCO	B/V	10 ⁻⁴ T/V	-	6,64

PARÂMETROS DO PULSO DE CAMPO MAGNÉTICO

2.3 - SISTEMA DE PRODUÇÃO DO PLASMA

2.3.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS

Neste experimento, o plasma é produzido através de uma descarga elétrica em forma de arco no vácuo. A intensidade e duração da descarga são determinadas pelas características do banco de capacitores, da geometria dos eletrodos, do material utilizado no catodo e do campo magnético aplicado externamente. Normalmente, nos trabalhos experimentais de descarga em arco no vácuo, utilizam-se tensões elevadas para a produção da descarga, resistores em série para limitar a corrente de arco, e chaves mecânicas ou pulso secundário de alta tensão como iniciadores da descarga. Estes procedimentos invariavelmente introduzem um elevado nível de ruído no experimento, além de se perder grande parte da energia armazenada, no banco de capacitores ou fonte de tensão, nos resistores limitadores de corrente.

No presente experimento, utiliza-se um banco de capacitores com baixa tensão de alimentação, conectado diretamente aos eletrodos e sem resistores limitadores de corrente. O chaveamento da descarga é efetuado por um pulso de laser de alta potência que incide sobre o catodo. A Figura 2.12 mostra esquematicamente o sistema utilizado para a produção do plasma na PCEN. O banco de capacitores, C, alimentado pela fonte de tensão,V, através do resistor de carga, R_c , se descarrega entre os eletrodos, localizados numa câmara de vácuo, quando um pulso de laser atinge o catodo. O banco de capacitores pode ser aterrado através dos resistores de aterramento, R_a , quando acionada a chave C_a .



Fig. 2.12 - Esquema do circuito para a produção da descarga elétrica em arco no vácuo.

2.3.2 - CÂMARA DE VÁCUO

A câmara de vácuo, feita de aço inoxidável, tipo 316, possui geometria cilíndrica com 1,05 m de comprimento, 0,22 m de diâmetro externo e parede com espessura de 2,8 mm. As duas maiores janelas de acesso são as bases do cilindro, que são utilizadas para a passagem dos eletrodos, denominada janela traseira ou dos eletrodos, e para a conexão do espectrômetro de massa em diferentes raios, denominada janela frontal ou de diagnósticos. Outras dez janelas de acesso são utilizadas para diagnósticos do plasma, entrada do feixe de laser, medidores de vácuo e válvula de admissão de ar.

A conexão com a bomba de vácuo é feita através de um tubo de aço inoxidável com 0,17 m de diâmetro, localizado próximo à janela frontal da câmara. A unidade de bombeamento utilizada é um conjunto DIFFSTAK 160/700 da Edwards, composto por uma bomba difusora de 700 l/s, uma bomba mecânica de 14 m³/h, medidores de vácuo e válvulas. A pressão de base na câmara de vácuo é menor que 1,3 x 10⁻⁴ Pa (1,0 x 10⁻⁶ Torr).

2.3.3 - ELETRODOS E LASER

A Figura 2.13 mostra os detalhes da montagem dos eletrodos. O eletrodo negativo (catodo) localiza-se sobre o eixo da câmara de vácuo e o eletrodo positivo (anodo) é disposto perpendicularmente ao eixo da câmara, a alguns centímetros de distância do catodo.

O catodo é formado por um condutor de corrente de cobre e uma extremidade removível. O condutor de cobre é recoberto por um tubo de aço inox polido, soldado ao cobre na extremidade voltada ao vácuo, que permite o deslizamento e vedação de vácuo. O condutor é fixado à flange traseira através de um passador de corrente de nylon com anéis de viton. A extremidade removível, fixada ao condutor através de rosca, é o catodo propriamente dito. O plasma formado através da descarga em arco é constituído do material do catodo. Têm-se utilizado catodos de carbono, magnésio, cobre, zinco, cádmio e chumbo com formato cilíndrico, diâmetro médio de 1,5 cm e com extremidade esférica. Para garantir que o plasma seja formado somente do material do catodo, o restante do condutor é envolvido em vidro.



Fig. 2.13 - Esquema do catodo e anodo dentro da câmara de vácuo.

O anodo é formado por dois condutores de corrente em paralelo e uma tela de aço inoxidável. Os condutores são constituídos de tarugos de cobre e de alumínio. O condutor de cobre é recoberto por um tubo de aço inoxidável polido. A tela de aço inoxidável é fixada nas extremidades das barras condutoras de alumínio, através de um anel de latão, que mantém a tela tracionada e permite a sua troca quando necessário. O conjunto é fixado à flange traseira por passadores de nylon e anéis de viton. Para garantir que a descarga se feche com a tela metálica, os condutores de cobre e alumínio são envolvidos em vidros.

O laser utilizado para chavear o banco de capacitores do arco foi construído em conjunto com o Instituto de Estudos Avançados do Centro Tecnológico da Aeronáutica, de São José dos Campos. O laser é de CO_2 , com 4J de energia e largura de pulso da ordem de 100 ns. Possui, portanto, aproximadamente 40 MW de potência. Opera no modo multimodo, no comprimento de onda de 10,6 µm. O formato de saída da radiação é retangular, com dimensões aproximadas de 2 cm de altura por 3 cm de largura (Watanuki et al., 1987).

A óptica utilizada para focalizar a radiação no catodo é constituída de dois espelhos de vidro com filmes de alumínio, uma lente de germânio do tipo menisco com 25,4 cm de distância focal e uma janela de germânio. A focalização ocorre numa área aproximada do catodo de 1 mm², perfazedo uma densidade de potência ao redor de 4 GW/ cm², próximo do limite inferior para geração de plasma por laser.

2.3.4 - BANCO DE CAPACITORES

Em primeira aproximação, considera-se que o circuito de obtenção da descarga em arco seja um RC simples. Para tanto, desprezase a indutância e os efeitos não-lineares do plasma. A impedância do plasma em experimentos com descargas em arco no vácuo é da ordem de dezenas de milésimos de ohms. Geva et al., (1984) mediram impedâncias da ordem de 43 m Ω para um plasma de cobre. Utilizando este valor para a impedância, verifica-se que, com tensões da ordem de poucas centenas de volts, obtêm-se descargas com corrente de milhares de ampères.

A duração da corrente de arco deve ser muito menor que a duração do pulso de corrente no conjunto de bobinas magnéticas, para que o campo magnético seja praticamente constante durante a existência do arco. Impondo que a constante de decaimento da corrente de arco seja cem vezes menor que a constante de decaimento do campo magnético ($\tau_{d.a} = \tau_{d.m}/100$), pode-se estimar o valor da capacitância total do banco de capacitores do arco. Sendo $\tau_{d.a} = RC$ e usando $R = 43 \text{ m}\Omega \text{ e} \tau_{d.m} = 135 \text{ ms}$ (Tabela 2.5), tem-se que a capacitância do banco deve ser da ordem de 32 mF.

Os capacitores utilizados para a construção do banco de capacitores do arco são iguais aos usados no banco de capacitores do campo magnético, ou seja, capacitores eletrolíticos de 2,5 mF e 350V. Utilizaram-se como unidade básica de formação do banco dois capacitores em série, formando uma coluna, e dez dessas colunas paralelo. em O conjunto total é formado por quatro unidades básicas, ligadas em paralelo. A capacitância total do banco de capacitores é C = 50 mF, com tensão de carga máxima de V = 640 V, armazenando, portanto uma energia máxima de U_c = 10,2 kJ. A Figura 2.14 mostra o esquema de ligação dos capacitores numa unidade básica do banco, com os resistores de proteção R_{p} , resistores de equalização, R_{e} , resistor limitador de corrente, R_{l} , resistores de divisão de tensão, R_d, e as lâmpadas indicadoras de carga, L.



Fig. 2.14 - Unidade básica do banco de capacitores do arco, C = 2,5 mF, $R_{\rm D}$ = 192 m Ω , $R_{\rm L}$ = 2,5 m Ω e $R_{\rm e}$ = 33 k Ω .

O resistor de carga R_c, mostrado na Figura 2.12, é dimensionado levando em consideração a fonte de alimentação (700V x 2A) e o tempo de carga desejável. Utilizaram-se sete resistores de 2,2 k Ω x 200W em paralelo. Portanto, a resistência de carga é R = 315 Ω , com 1400W de potência e a constante de carga é τ_c = 16s.

O resistor de aterramento, R_a , mostrado na Figura 2.12, é dimensionado impondo uma constante de tempo bastante baixa. Utilizaram - se doze resistores de 680 Ω x 200W em paralelo. Portanto, o resistor de aterramento é $R_a = 57\Omega$ com 2400W de potência, e a constante de tempo de aterramento é $\tau_a = 3$ s. Os conjuntos de resistores de carga e de aterramento recebem refrigeração por ar forçado através de um micro-ventilador.

O circuito da fonte de alimentação do banco de capacitores do arco é mostrado na Figura 2.15. A fonte possui tensão máxima de saída de -700V com corrente de 2A. Utilizou-se um transformador monofásico (220 x 800)V de 2,8 kVA e um variac de (O - 220)V de 1,5 kVA. A retificação é do tipo onda completa, feita com diodos tipo avalanche (DSA-09-11A).



Fig. 2.15 - Esquema da fonte de alimentação do banco de capacitores da descarga em arco.

A Tabela 2.6 apresenta um resumo dos valores dos principais componentes do banco de capacitores do arco de plasma.

TABELA 2.6

PARÂMETROS DO BANCO DE CAPACITORES PARA PRODUÇÃO DO PLASMA

	SÍMBOLO	UNIDADE	VALOR
CAPACITÂNCIA	C	mF	50
TENSÃO	V	V	640
ENERGIA	Uc	kJ	10,2
RESISTOR DE CARGA	R _c	Ω	315 (1400W)
RESISTOR DE ATERRAMENTO	Ra	Ω	57 (2400W)

2.3.5 - DESEMPENHO DO SISTEMA

A Figura 2.16 mostra o comportamento característico da descarga do banco de capacitores do arco de plasma para um catodo de grafite (carbono), sem a aplicação de campo magnético. O traço inferior representa a corrente total de arco para uma tensão inicial V_i = 70V. O valor de pico da corrente é 1,9 kA, e apresenta duração total da ordem de 3 ms. O traço intermediário mostra o comportamento da tensão no catodo e o traço superior é o nível zero da tensão. Nota-se a polaridade negativa da tensão aplicada ao catodo, com valor da ordem de 70V, que tende a um valor diferente de zero quando a corrente se extingue. Essa tensão que permanece no catodo é chamada de tensão remanescente, V_r, e mostra que somente parte do banco de capacitores se descarrega. No caso específico da Figura 2.16, a tensão remanescente é V_r = -20V, o que representa uma utilização da energia armazenada inicialmente nos capacitores da ordem de 92%.



Fig. 2.16 - Corrente total de arco (traço inferior -0,5 V/div), medida com uma bobina de Rogowski (K = 1,763 kA/V), tensão no catodo (traço intermediário = 20 V/div) e nível zero da tensão (traço superior), para um plasma de carbono sem campo magnético.

Base de tempo: 0,5 ms/div.

O valor de pico da corrente mostrada na Figura 2.16 é $I_a = 1,9$ kA. Neste instante, o valor da diferença de potencial entre o catodo e o anodo é ~ 60V. Estes valores implicam numa resistência do plasma de 32 m Ω , que é da mesma ordem de grandeza do valor utilizado para calcular os parâmetros do banco de capacitores do arco.

É importante ressaltar que o plasma produzido pela incidência do pulso de laser no catodo, que possui duração da ordem de 100 ns, não tem influência sobre a descarga principal, que possui duração de vários milissegundos. O plasma produzido pelo laser só tem a função de chavear a descarga principal do banco de capacitores. As Figuras 2.17a e 2.17b mostram o comportamento transitório relativo das descargas do banco de capacitores do campo magnético e do banco de capacitores do arco de plasma. Nota-se, como era previsto, que a corrente nas bobinas magnéticas e, por conseqüência, o campo magnético, é praticamente constante durante a existência do arco de plasma. Na Figura 2.17a nota-se que a corrente de arco é acionada quando o campo magnético atinge o seu valor máximo. Na Figura 2.17a têm-se um pico de corrente de 1,9 kA e um campo magnético de 0,06 T, enquanto na Figura 2.17b os valores são I_a = 1,5 kA e B = 0,05 T, ambas para carbono.

Disparou-se o sistema de produção do campo magnético juntamente com o sistema de obtenção de plasma várias centenas de vezes, tendo o conjunto apresentado excelente reprodutibilidade. Na Seção 4.2 do capítulo de caracterização do plasma serão discutidos alguns resultados sobre a formação do arco de plasma, entretanto, é oportuno antecipar algumas observações:

- o laser de CO₂ utilizado não possui potência suficiente para chavear o arco de catodos de cobre, alumínio e níquel, na presença de campo magnético externo, embora o faça quando B = 0;
- para campos magnéticos intensos (B > 0,7 T) praticamente não se consegue disparar o arco;
- para correntes de arco intensas (I_a > 5 kA) e na presença de campo magnético elevado, a tela de aço inoxidável usada como anodo se deteriora em poucos disparos, apresentando um enorme buraco no seu centro.



(a)



(b)

- Fig. 2.17 Corrente nas espiras (campo magnético) nos traços superio-res (0,05 V/div 453 A/V) e corrente de arco (0,2 V/div -1,763 kA/V) nos traços inferiores.
 - a base de tempo de 10 ms/div; b base de tempo de 0,5 ms/div.

2.4 - ACIONADOR E SISTEMA DE PROTEÇÃO

O funcionamento do experimento depende do acionamento do sistema de produção do campo magnético e do sistema de obtenção do arco de plasma, na seqüência e com intervalo de tempo corretos. Além desses sistemas, têm-se os equipamentos de diagnóstico e aquisição de dados, que devem ser acionados em instantes ajustáveis, previamente selecionados, varrendo o período de existência do plasma. Para tanto, projetou-se um gerador de pulsos que satisfaça as necessidades do experimento, quanto aos intervalos de tempo ajustáveis necessários, ao valor de pico do pulso e ao número de canais disponíveis (Wetzel et al., 1987).

A Figura 2.18 mostra o diagrama de blocos geral do circuito acionador. O gerador de pulsos possui quatro canais de saída, com atrasos ajustáveis por intermédio de potenciômetros de precisão de dez voltas. Cada canal fornece pulsos com amplitude de 15V, largura à meia altura de 50 μ s e tempo de subida de 0,7 μ s. O intervalo de tempo máximo de atraso em cada canal é de 100 ms, e dois canais possuem um ajuste fino em série de 1 ms. O menor atraso possível sem que ocorram deslocamentos aleatórios é de 20 μ s. O circuito pode ser acionado manual ou automaticamente.

O sistema de proteção utilizado no experimento consiste em vários elementos distribuídos pelo sistema de vácuo, fontes de alimentação, bancos de capacitores, laser e painel de controle. Estes elementos são usados para a proteção dos equipamentos e para a proteção pessoal.

No sistema de vácuo são instalados relés que inibem o acionamento automático das bombas e medidores após uma interrupção de energia elétrica, e é usado um sensor de fluxo de água que desliga todo o sistema na ausência de água para refrigeração da bomba difusora.



Fig. 2 .18 - Diagrama de blocos geral do circuito acionador da PCEN.

As fontes de tensão para alimentação do banco de capacitores do arco, do campo magnético e do laser possuem micro-chaves mecânicas conectadas ao cursor do auto-transformador, que não permite ligá-las sem que o cursor esteja na posição inicial de tensão zero.

Os bancos de capacitores do arco e do campo magnético possuem chaves eletromagnéticas que aterram os capacitores, através dos resistores de aterramento, quando se desligam as fontes caso ocorra interrupção de energia elétrica ou quando um cordão de isolamento que separa a área de alta tensão é removido de sua posição original. O laser possui um circuito temporizador, que só permite ligar a fonte de 30 kV, para alimentação do capacitor de descarga do mesmo, após três minutos de aquecimento da válvula de disparo.

Todo o sistema de segurança é centralizado numa chave geral, localizada no painel de controle. Nenhum sistema de alta tensão (bancos de capacitores e fontes) pode ser ativado sem antes ligar a chave geral.

Todos os equipamentos utilizados no experimento (fontes de tensão, bancos de capacitores, bombas de vácuo, laser, instrumentos, etc.) são aterrados num ponto único de terra. As alimentações da rede (110V e 220V) são feitas sem o terceiro condutor de terra. O aterramento é feito externamente com malhas de cobre até o ponto único de terra. Todo o cuidado é tomado para evitar circuitos fechados de terra, que causam problemas sérios de ruído nas medidas (Wolf, 1973 e Mardiguian, 1983).

2.5 - CONCLUSÃO

O desempenho dos sistemas de produção do campo magnético e de obtenção da descarga elétrica, em forma de arco no vácuo, é bastante satisfatório. Na realidade, o sistema elétrico geral da PCEN apresentou um desempenho acima da expectativa inicial. O que apresentou maior dificuldade foi a atenuação, ou até mesmo, em alguns casos, a eliminação dos ruídos eletrostáticos e magnéticos que apareciam em praticamente todas as medidas realizadas.

Com relação à manutenção dos dispositivos do experimento, o laser de rubi, inicialmente utilizado para o chaveamento da descarga, foi o equipamento que mais apresentou problemas, sendo o responsável por um atraso de pelo menos três anos no cronograma inicial do experimento. Com o objetivo de visualizar todos os sistemas descritos nas seções anteriores, apresentam-se a seguir três fotografias representativas do laboratório da centrífuga de plasma. A Figura 2.19 mostra uma vista geral do experimento, onde no primeiro plano destacam-se o espectrômetro de massa e as sondas eletrostáticas, conectados à câmara de vácuo. No centro da fotografia observa-se o conjunto de bobinas magnéticas, envolvendo a câmara de vácuo, e ao fundo tem-se o banco de capacitores para produção do campo magnético.



Fig. 2.19 - Vista geral do experimento da centrífuga de plasma, com destaque para as janelas de acesso dos dispositivos de diagnóstico .

A Figura 2.20 mostra outra vista geral do experimento, destacando-se no lado esquerdo a janela de acesso da radiação do laser, juntamente com a óptica de focalização, e, no lado direito, a parte frontal do laser de CO₂, onde se localiza a saída da radiação.



Fig. 2.20 - Vista geral da PCEN, com destaques para o laser de CO₂ e para a óptica de focalização da radiação no catodo.

Finalmente, a Figura 2.21 mostra o painel de controle do experimento. Destacam-se, no lado direito da fotografia, as fontes de tensão dos bancos de capacitores e do laser. A parte central mostra os sistemas de proteção, o acionador, os controles do sistema de vácuo, os mostradores de tensão dos bancos, os integradores e o controle do espectrômetro de massa. O lado esquerdo mostra o osciloscópio digital para aquisição de dados e o controle do laser de CO₂.



Fig. 2.21 - Vista geral do painel de controle da PCEN.

CAPÍTULO 3

DIAGNÓSTICOS UTILIZADOS

O conjunto de equipamentos utilizado para monitoramento do experimento consiste basicamente nos seguintes dispositivos: bobinas de Rogowski, para medidas dos transitórios da corrente nas espiras magnéticas e da corrente de arco; sonda magnética, para medida do campo magnético; sondas eletrostáticas, para as medidas das propriedades do plasma; e espectrômetro de massa, para as medidas das abundâncias relativas dos isótopos existentes no plasma. A seguir apresenta-se uma breve descrição desses dispositivos.

3.1 - BOBINAS DE ROGOWSKI E SONDA MAGNÉTICA

A bobina de Rogowski é um instrumento de medida de correntes variáveis no tempo. Seu funcionamento baseia-se na detecção da variação do campo magnético produzido ao redor de um condutor por onde circula uma corrente elétrica variável no tempo (Leonard, 1965 e Vuolo, 1979). A grande facilidade de construção, a flexibilidade de dimensionamento de seus parâmetros, aliadas à propriedade de medida indireta da corrente, fizeram das bobinas de Rogowski um dispositivo amplamente utilizado nos laboratórios de física de plasmas.

Uma bobina de Rogowski é essencialmente um solenóide com várias espiras, deformado numa geometria toroidal que envolve a corrente a ser medida. As dimensões do toróide, o número de espiras e a bitola do fio utilizado determinam a indutância, a resistência elétrica, a sensibilidade e o tempo de resposta da bobina. O dimensionamento da bobina de Rogowski é feito em função das características do transitório de corrente a ser medido. A Figura 3.1 mostra o esquema da geometria de uma bobina de Rogowski.



Fig. 3.1 - Esquema da geometria de uma bobina de Rogowski.

Como descrito no Capítulo 2, a PCEN possui dois transitórios de correntes a serem medidos: a corrente no conjunto de bobinas magnéticas, com os parâmetros resumidos na Tabela 2.5; e a corrente de arco, descrita na Seção 2.3. Como esses dois transitórios apresentam características diferentes, projetaram-se dois conjuntos distintos de bobinas de Rogowski para monitorá-los. A Tabela 3.1 apresenta os parâmetros da bobina de Rogowski utilizada na medida da corrente no conjunto de bobinas magnéticas, denominada RB, e os parâmetros da bobina de Rogowski utilizada na medida da corrente total da descarga em arco no vácuo, denominada RA (Dallaqua e Del Bosco, 1986).

TABELA 3.1

PARÂMETROS DAS BOBINAS DE ROGOWSKI

PARÂMETRO	UNIDADE	RB	RA	
r _i : raio interno	: CM	3	1,6	
r _e : raio externo	CM	5,5	2,5	
r _o : raio médio	CM	4,25	2,03	
A: área da secção transversal	cm ²	6,25	1,37	
N: número de voltas		110	900	
$S = \frac{\mu_0 N A}{2 \pi r_0}$: sensibilidade	V.s A	3,22 × 10 ⁻⁷	1,09 × 10 ⁻⁵	
$L = \frac{\mu_0 N^2 A}{2 \pi r_0} : indutância$	Н	3,56 × 10 ⁻⁵	1,09 × 10 ⁻³	
$R = 4 \rho N A^{\frac{1}{2}}$: resistência	Ω	1,48	77	
$\tau = \frac{L}{R}$: tempo de resposta	μS	24	14	

A tensão induzida nos terminais da bobina de Rogowski é proporcional à derivada temporal da corrente medida. Portanto, para ter o sinal da corrente é necessário utilizar um circuito integrador acoplado à bobina. Como os sinais de saída são normalmente pequenos, incorpora-se ao circuito integrador um estágio de amplificação. A Figura 3.2 mostra o esquema do circuito integrador IB utilizado com a bobina de Rogowski RB. Esse integrador é apropriado para pulsos com duração da ordem de 1 s.



Fig, 3.2 - Circuito do integrador diferencial, IB, utilizado juntamente com a bobina de Rogowski, RB, para a medida da corrente nas bobinas magnéticas.

A Figura 3.3 mostra o esquema do circuito integrador IA utilizado com a bobina de Rogowski RA. Esse integrador é apropriado para pulsos com duração da ordem de dezenas de milissegundos.

A minimização do ruído eletrostático na bobina RB é conseguida utilizando dois enrolamentos superpostos com helicidades opostas. Cada enrolamento possui 110 voltas e fornece praticamente o mesmo sinal, com polaridades opostas. Esses sinais são injetados nas duas entradas do integrador diferencial IB. Na bobina RA o ruído eletrostático é eliminado utilizando um envólucro metálico com parede bastante fina, para que a constante de penetração do campo magnético seja a menor possível. Neste caso, utiliza-se apenas um enrolamento com 900 voltas, que é conectado a um dos terminais do integrador diferencial IA. O outro terminal é aterrado com um resistor de 10Ω.



Fig. 3.3 - Circuito do integrador diferencial, IA, utilizado juntamente com a bobina de Rogowski, RA, para a medida da corrente de arco.

A calibração do conjunto formado pela bobina de Rogowski com o respectivo integrador é feita utilizando um circuito gerador de pulsos e um resistor padrão, especialmente projetados para essa finalidade (Dallaqua e Del Bosco, 1986). A constante de calibração do conjunto utilizado para medir a corrente nas bobinas magnéticas (RB - IB) é K_b = 453 A/V. A constante de calibração do conjunto utilizado para medir a corrente de arco (RA - IA) é K_a = 1,763 kA/V com o integrador no ganho - X1 e K_a = 159 A/V com o integrador no ganho - X10.

A sonda magnética é um dispositivo de medida de campos magnéticos variáveis no tempo. Seu funcionamento baseia-se na força eletromotriz induzida num circuito fechado devido à variação temporal do fluxo magnético através do circuito (Lovberg, 1965; Bötticher, 1968). A sonda magnética, SM, construída para a PCEN, possui dois enrolamentos sobrepostos, cada um com 25 voltas, montados sobre um carretel de 1 mm de diâmetro e 2 mm de comprimento. A resistência elétrica da sonda é da ordem de $0,24\Omega$ e a indutância é da ordem de 0,64 μ H. Com esses valores a bobina apresenta uma constante de tempo de resposta de 2,7 μ s. Os dois terminais da sonda magnética são conectados a um circuito integrador-amplificador diferencial IM, idêntico ao da Figura 3.2.

A calibração do conjunto formado pela sonda magnética e pelo integrador (SM - IM) é feita utilizando o campo produzido por uma bobina de Helmhotz (Reitz e Milford, 1974). A constante de calibração é $K_m = 0,849$ T/V.

A Tabela 3.2 apresenta um resumo dos valores das constantes de calibração para as bobinas de Rogowski e sonda magnética, utilizadas no experimento.

TABELA 3.2

14 M			and the second
	CONJUNTO	CALIBRAÇÃO	" UNIDADE
1	RB - IB	к _b = 453	A/V
	RA - IA (X1)	K _a = 1763	A/V
Γ	RA - IA (X10)	K _a = 159	A/V
	SM - IM	$K_{m} = 0,849$	T/V

CONSTANTES DE CALIBRAÇÃO

3.2 - SONDAS ELETROSTÁTICAS

Sondas eletrostáticas, também denominadas sondas de Langmuir, têm sido um instrumento de diagnóstico fundamental para as medidas das propriedades básicas de plasmas desde 1924, quando, pela primeira vez, Langmuir as utilizou. Basicamente, uma sonda eletrostática consiste em um pequeno eletrodo metálico imerso no plasma. A sonda é conectada a uma fonte de tensão capaz de polarizá-la positiva ou negativamente em relação ao plasma, coletando uma corrente elétrica que é função da tensão aplicada. A relação resultante entre a corrente coletada pela sonda, I_s , e a tensão da sonda, V_s , é denominada curva característica, a qual fornece várias informações a respeito das condições locais do plasma (Chen, 1965; Schott, 1968; Chung et al., 1975).

Neste experimento utilizaram-se dois tipos de sondas eletrostáticas, mostradas esquematicamente na Figura 3.4. A sonda com eletrodo de molibdênio de 2 mm de comprimento e 0,5 mm de diâmetro, mostrada na Figura 3.4b, é usada juntamente com o circuito da Figura 3.5a, para obter a curva característica da sonda (Figura 3.5b).A partir da curva característica mediu-se a temperatura de elétrons, a densidade do plasma, o potencial flutuante e o potencial de plasma, para várias condições distintas de disparo. A sonda com eletrodo plano de molibdênio, mostrada na Figura 3.4a, é utilizada para medir a rotação da coluna de plasma, através das flutuações periódicas que aparecem no sinal do potencial flutuante. Neste caso, a sonda é conectada diretamente ao osciloscópio, sem o circuito de polarização.

O circuito de polarização da sonda eletrostática, utilizado para obter a curva característica, é mostrado na Figura 3.5a. Neste circuito, utiliza-se uma fonte de tensão regulada de corrente com variação contínua de -45 a +45V. Esta fonte é formada por três fontes de ±15V marca Tectrol, modelo TC15-01-B, ligadas em série. A corrente coletada pela sonda é medida pela queda de tensão no resistor de 10Ω , através de um osciloscópio.



Fig. 3.5 - a) Circuito da sonda eletrostática; b) Curva característica da sonda eletrostática, mostrando a corrente de saturação de íons, I_{si}, e os potenciais flutuante, V_f, e de plasma, V_D.

3.3 - ESPECTRÔMETRO DE MASSA

A abundância relativa dos isótopos e o estado de ionização dos íons na centrífuga de plasma são determinados com um espectrômetro de massa do tipo quadrupolo (White e Wood, 1986; Roboz, 1968). Utilizou-se um espectrômetro marca Balzers, modelo QMG 311, juntamente com um sistema debombeamento turbomolecular marca Balzers-Pfeiffer, modelo TSU-040. O espectrômetro opera no intervalo de massa de 1 a 300 u.m.a., e a bomba de vácuo turbomolecular possui velocidade de bombeamento nominal de 40 ℓ/s .

O espectrômetro de massa do tipo quadrupolo é constituído basicamente pelo sistema de produção ou extração de íons, pelo filtro de massa e pelo coletor de íons. O coletor de íons é um multiplicador secundário de elétrons, conectado diretamente ao osciloscópio. O filtro de massa é constituído de quatro barras cilíndricas dispostas simetricamente ao redor do eixo z, nas quais são aplicadas tensões contínuas e tensões oscilatórias de radiofreqüência. Para uma determinada razão das amplitudes das tensões contínua e de radiofreqüência, somente uma determinada espécie de íons consegue percorrer trajetórias estáveis e alcançar o detector.

O sistema original de produção de íons do instrumento foi modificado para poder extrair os íons já existentes no plasma (Del Bosco et al., 1985). Foram acrescentadas aos componentes da câmara de ionização e aceleração do aparelho duas grades metálicas com 300 fios/ cm. Todos os componentes foram religados, conforme mostrado na Figura conseguir uma lente eletrostática 3.6, de tal forma a do tipo Einzel (Harting e Read, 1976). Essa lente se caracteriza possuir por três elementos em forma cilíndrica, polarizados por apenas dois valores de tensão. Os dois cilindros externos são polarizados com uma tensão V_e, denominada tensão de extração.e o cilindro interno é polarizado com uma tensão V_f, denominada tensão de focalização. Nota-se na Figura 3.6 que os elementos externos da lente de Einzel formada no aparelho não são simétricos e são constituídos de vários componentes. tensões As

de focalização e de extração são obtidas externamente de duas fontes de tensão estabilizada marca Bertran, modelo 215.



Fig. 3.6 - Esquema das conexões feitas nos componentes de extração e focalização de íons do espectrômetro de massa, onde V é a tensão de extração e V f é a tensão de focalização.

O potencial do plasma produzido na PCEN, em relação à câmara de vácuo aterrada, é negativo e apresenta valores de algumas dezenas de volts. Então, para extrair íons positivos do plasma devese utilizar uma tensão de extração negativa de algumas dezenas de volts. Fixando V_e = - 20V, variou-se a tensão de focalização até obter a máxima amplitude no sinal do quadrupolo, com todas as outras possíveis variáveis fixas. A Figura 3.7 mostra a variação da amplitude do sinal detectado pelo quadrupolo, para um plasma de carbono, em função da tensão de focalização. Neste caso a tensão ótima de focalização é V_f = - 100V. Esses valores foram mantidos inalterados para todas as medidas realizadas com o espectrômetro de massa.



Fig. 3.7 - Intensidade de ¹²C⁺ coletado no quadrupolo em função da tensão de focalização.

O espectrômetro de massa é conectado à câmara principal de vácuo por um tubo de aço inoxidável de 10 cm de comprimento, que possui um orifício na entrada de 0,5 mm de diâmetro e um orifício na saída de 2 mm de diâmetro. Na extremidade do tubo voltada para a câmara existe um bloqueador móvel no orifício de entrada. O bloqueador mecânico permite obstruir a entrada de íons no quadrupolo. possibilitando eliminar todo o ruído elétrico do sistema de medidas.

O valor da razão massa/carga selecionada no potenciômetro do quadrupolo é monitorada por um voltímetro digital de 5 1/2 dígitos marca Hewlett-Packard, modelo 3438A, conectado a uma saída de tensão de 0-10V, proporcional à razão massa/carga. A resolução do espectrômetro é função da massa que está sendo medida. Ela pode ser aumentada em prejuízo da sensibilidade. Por outro lado, a sensibilidade pode ser aumentada com o aumento da tensão no multiplicador secundário de elétrons. A resolução e a sensibilidade são fixadas para cada elemento, para obter, na medida do possível, uma discriminação completa entre dois picos adjacentes no espectro.

3.4 - AQUISIÇÃO E TRATAMENTO DE DADOS

Os sinais medidos pelos instrumentos de diagnósticos são armazenados em dois osciloscópios digitais marca Tektronix modelos 7D20/ 7613 e 2430A, ambos com dois canais de aquisição. Normalmente, os sinais são analisados na própria tela do osciloscópio e apenas alguns são guardados por fotografia. Entretanto, existe a possibilidade de armazenar a forma de onda digitalizada em fitas magnéticas para análise posterior. Isto é feito utilizando um gravador marca Tektronix, modelo 4924. Os sinais guardados são posteriormente analisados em um micro-computador, tipo IBM-PC.

Além dos dois osciloscópios digitais utilizaram-se no experimento um osciloscópio de armazenamento convencional marca Tektronix modelo 7613, vários multímetros digitais e filtros de freqüência.

CAPÍTULO 4

CARACTERIZAÇÃO DO PLASMA

4.1 - INTRODUÇÃO

A caracterização do plasma consiste na determinação experimental dos principais parâmetros do plasma produzido na centrífuga com descarga em arco no vácuo. A caracterização é feita no intervalo de valores existentes de tensão inicial para formação do arco de plasma e no intervalo de valores possíveis para o campo magnético.

A maioria das medidas realizadas para este trabalho foram feitas com o elemento magnésio, embora se tenham resultados para os elementos carbono, cobre, zinco, cádmio e chumbo. A escolha do magnésio como elemento básico de medidas deve-se a vários fatores: existência de resultados publicados com este elemento em experimentos semelhantes; facilidade de chaveamento da descarga em arco com o laser disponível; e ocorrência de três isótopos com abundâncias semelhantes.

Neste capítulo apresentam-se os resultados das medidas do comportamento da corrente de arco em função da tensão inicial do catodo e do valor do campo magnético axial aplicado. Apresentam-se, também, medidas dos perfis radiais do potencial flutuante e da densidade do plasma em função do campo magnético axial, assim como resultados de medidas da temperatura de elétrons e do estado de ionização dos íons de magnésio.

4.2 - CORRENTE TOTAL DA DESCARGA EM ARCO

A corrente total da descarga em arco, I_a , é proveniente da descarga de um banco de capacitores (C = 50 mF e V_{max} = 640 V), entre dois eletrodos localizados na câmara de vácuo. O sistema de produção do plasma, através da descarga no vácuo, é descrito na Seção 2.3 do Capítulo 2. A corrente de arco é medida com a bobina de Rogowski, RA, loca-

lizada em torno do condutor que liga o anodo ao ponto de terra. As tensões do catodo em relação a terra são medidas com uma ponta de prova marca Tektronix, modelo P6105, ou diretamente no painel de controle, com um voltímetro digital de escala fixa.

O perfil temporal da descarga em arco está de acordo com o previsto em projeto. Entretanto, a aplicação do campo magnético axial altera o comportamento da descarga. A variação do perfil temporal da corrente de arco em função do campo magnético é mostrada na Figura 4.1.



Fig. 4.1 - Corrente de arco para um plasma de carbono, com tensão inicial fixa de 50V, obtida para seis valores diferentes de campo magnético (O a 0,17T). Escalas: 0,1V/div - 1,763 kA/V e 1 ms/div.

Verifica-se, a partir da Figura 4.1, que o aumento do valor do campo magnético provoca uma diminuição no valor de pico da corrente de arco e um aumento na duração da descarga.

Para estudar o efeito do campo magnético e da tensão inicial na corrente de arco, mediu-se a variação de alguns parâmetros da descarga em função da variação do campo magnético e da tensão inicial. Os parâmetros medidos foram: valor de pico da corrente de arco, I_a ; tensão remanescente no catodo, V_r ; tempo de subida, t_s ; e tempo de duração, t_d , da corrente de arco. A Figura 4.2 mostra a definição destes parâmetros.



Fig. 4.2 - Evolução temporal da tensão no catodo e da corrente de arco.

A variação do valor de pico da corrente de arco, em função da tensão inicial do banco de capacitores, é mostrada na Figura 4.3.


Fig. 4.3 - Corrente de arco em função da tensão inicial para um plasma de carbono, obtida para cinco valores diferentes de campo magnético.

Verifica-se, a partir da Figura 4.3, a dependência linear da corrente de arco com a tensão inicial. A inclinação da reta $I_a \times V_i$ fornece uma indicação do valor da resistência elétrica do plasma. Para B = 0 o ajuste dos pontos experimentais, representados por círculos cheios na figura 4.3, fornece V = 20 x 10⁻³ I + 31. Neste caso a resistência do plasma é da ordem de 20 mΩ. Este resultado não representa o valor exato da resistência elétrica do plasma, pois a tensão inicial utilizada é ligeiramente maior que a tensão do arco quando a corrente atinge o valor de pico. Outra característica importante para o caso de um plasma de carbono, é a diminuição da inclinação da reta no gráfico $I_a \times V_i$ com o aumento do campo magnético. Este resultado mostra um aumento da resistividade do plasma com o aumento do campo magnético. Esta característica é discutida na Seção 4.7 deste capítulo.

Nota-se, também na Figura 4.3, que as retas ajustadas aos dados experimentais não cruzam a origem dos eixos. As retas ajustados são do tipo $V_i = R I_a + V_o$. É importante reafirmar que o banco de capacitores está conectado diretamente aos eletrodos sem resistor de limitação de corrente. Neste caso a tensão V_{0} está, provavelmente, associada com a queda de tensão nas regiões próximas aos eletrodos, denominadas bainhas de plasma. A presença da tensão V_o indica que a descarga em arco no vácuo não deve ser considerada como uma carga puramente resistiva. Portanto, é conveniente considerar a descarga em arco como uma fonte de tensão em série com uma resistência.

A Figura 4.4 mostra a variação da corrente de arco em função da tensão inicial, para o elemento magnésio, medida com B = 0e B = 0,08T. A curva I_a x V_i, para o elemento magnésio, mostra o mesmo comportamento apresentado pelo elemento carbono (Figura 4.3). Neste caso as retas ajustadas aos pontos experimentais são:

V = 18×10^{-3} I + 17, para B = 0; e V = 20×10^{-3} I + 22, para B = 0,08T.

A Figura 4.5 mostra a variação do valor de pico da corrente de arco, em função do campo magnético aplicado, para dois valores de tensão inicial. Nota-se o decréscimo quase linear do valor de pico da corrente de arco com o aumento do campo magnético para um valor fixo da tensão inicial. A corrente de arco diminui de amplitude até um determinado valor de campo magnético, acima do qual não ocorre mais o chaveamento da descarga.



Fig. 4.4 - Corrente de arco em função da tensão inicial para um plasma de magnésio, obtida com B = 0 e B = 0,08 T.



Fig. 4.5 - Corrente de arco em função do campo magnético para V_i = 40V e V_i = 60V, obtidas em um plasma de magnésio.

O valor de corte do campo magnético é função da geometria e do material do catodo, da potência do laser utilizado para o chaveamento, do perfil do campo magnético na região do catodo e do valor da tensão inicial. Para tensões iniciais baixas (\leq 30V) o valor de corte do campo magnético é da ordem de 0,01T. Esse valor aumenta com o aumento da tensão inicial.

Como se pode verificar da Figura 4.2, a tensão no catodo, e, portanto, a tensão no banco de capacitores, não retorna ao nível zero. Enquanto a corrente de arco tende a zero, a tensão no catodo tende a um valor diferente de zero, denominado tensão remanescente, ٧... A Figura 4.6a mostra a dependência de V_r com a tensão inicial para B = 0 e B = 0,12T, e a Figura 4.6b mostra a dependência de V_r com o campo magnético para V $_i$ = 40V e V $_i$ = 80V, ambas para um plasma de magnésio. A tensão remanescente está associada com a queda de tensão nas bainhas de plasma, localizadas ao redor dos eletrodos, principalmente do catodo. Verifica-se a partir da Figura 4.6 a ocorrência de um aumento da tensão remanescente, tanto com o aumento da tensão inicial quanto do campo magnético. Como a tensão remanescente no catodo é a mesma que permanece no banco de capacitores, tem-se que nem toda a energia inicialmente armazenada nos capacitores é aproveitada pelo plasma. No intervalo de campo magnético de 0 a 0,2T a porcentagem não utilizada da energia do banco de capacitores variou de 18 a 39% para V_i = 40V.

O tempo de subida, t_s , é definido como o intervalo de tempo necessário para a corrente de arco atingir o valor de pico. A dependência do tempo de subida com a tensão inicial é mostrada na Figura 4.7a e, com o campo magnético, na Figura 4.7b. O conhecimento prévio do comportamento de t_s com o campo magnético e com a tensão inicial é importante, pois a maioria das medidas são realizadas no pico da corrente de arco. A dependência de t_s mostrada na Figura 4.7 está associada com as variações da impedância do plasma devido à aplicação do campo magnético.



Fig. 4.6 - Dependência da tensão remanescente com a tensão inicial (a) para B = 0 e B = 0,12T, e com o campo magnético (b) para $V_i = 40V e V_i = 80V$, em um plasma de magnésio.



Fig. 4.7 - Variação do tempo de subida em função da tensão inicial (a), para dois valores de campo magnético, B = 0 e B = 0,12T, e em função do campo magnético (b), para $V_i = 40V$ e $V_i = 60V$, em um plasma de magnésio.

O último parâmetro que caracteriza a corrente de arco é o tempo de duração, t_d . Em muitos casos, o instante de término da corrente de arco não fica bem definido, pois a corrente tende a zero com muita suavidade. Em outras situações parece ocorrer algum tipo de ruptura e a corrente tende a zero bruscamente. Para evitar essa indefinição do instante do término da corrente, define-se o tempo de duração como sendo o intervalo de tempo no qual a corrente decai a 10% do valor de pico. A Figura 4.8a mostra a dependência do tempo de duração em função da tensão inicial para B = 0 e B = 0,12T, e a Figura 4.8b mostra a variação de t_d em função do campo magnético para V_i = 40V e V_i = 80V. O acréscimo linear do tempo de duração com o aumento do campo magnético está coerente com o comportamento dos outros parâmetros.

Finalmente, verificou-se a influência da distância entre o catodo e o anodo no valor de pico da corrente de arco, na duração da descarga e na tensão remanescente. Estas dependências são mostradas na Figura 4.9 para um plasma de carbono com B = 0.

Nota-se, a partir da Fig. 4.9a, que o valor de pico da corrente de arco sofre uma pequena diminuição com o aumento da distância entre o catodo e o anodo, no intervalo de 6 a 12 cm. Este resultado, juntamente com a diminuição do tempo de duração (Figura 4.9b) e o aumento da tensão remanescente (Figura 4.9c), indica a tendência de extinção da corrente para distâncias maiores entre catodo e anodo.



Fig. 4.8 - Dependência da duração da descarga com a tensão inicial (a), para B = 0 e B = 0,12T, e com o campo magnético (b), para $V_i = 40V e V_i = 80V$, em um plasma de magnésio.



Fig. 4.9 - Variação da corrente de arco (a), da duração da descarga (b), e da tensão remanescente (c), em função da distância entre o catodo e o anodo, obtidas em um plasma de carbono, na ausência de campo magnético.

4.3 - POTENCIAL FLUTUANTE

O potencial flutuante, V_f , é o valor do potencial de uma sonda eletrostática, imersa num plasma, quando o fluxo de elétrons e o fluxo de íons que atingem a sonda são iguais. Neste caso, a corrente resultante coletada pela sonda é nula. Um eletrodo metálico isolado imerso num plasma adquire o potencial flutuante. O potencial flutuante é representado pelo símbolo V_f na curva característica da sonda eletrostática, mostrada na Figura 3.5 do Capítulo 3.

No caso específico da centrífuga de plasma, a importância da medição do potencial flutuante reside no fato que a partir do mesmo é possível estimar o valor do potencial de plasma. Conhecendose o valor do potencial de plasma é possível calcular o campo elétrico interno auto-consistente, e em decorrência estimar o valor da velocidade de rotação da coluna de plasma pela expressão da velocidade de deriva eletromagnética (Equação 1.4 do Capítulo 1).

A Figura 4.10 mostra um sinal típico do potencial flutuante (traço superior), juntamente com a corrente de arco (traço inferior), para um plasma de magnésio. Neste caso, o campo magnético é B = 0,08T e a sonda está na posição radial r = 1 cm.



Fig. 4.10 - Potencial flutuante (traço superior - 5V/div) e corrente de arco (traço inferior - 0,2 V/div - 1,763 kA/V), medido em r = 1 cm, com B = 0,08T, para um plasma de magnésio.

Base de tempo: 0,5 ms/div.

Todas as medidas do potencial flutuante foram realizadas pela janela de acesso à camara localizada próximo ao conjunto de bobinas magnéticas, representada pela janela A na Figura 2.2 do Capítulo 2. Utilizou-se um filtro de freqüência passa-baixa, com corte em 3 kHz, e uma ponta de prova compensada com atenuação (X10).

A Figura 4.11 mostra o resultado experimental para o perfil radial do potencial flutuante, medido com B = 0,04T e $I_a = 0,9$ kA, para o elemento magnésio. Cada ponto experimental é uma média de três medidas, que são feitas sempre no pico da corrente de arco.



Fig. 4.11 - Perfil radial do potencial flutuante para um plasma de magnésio, medido com B = 0,04T e $I_a = 0,9$ kA.

O potencial de plasma, V_p , é dado pelo potencial flutuante a menos de uma constante aditiva, que depende da temperatura de elétrons (Schott, 1968). Supondo que esta constante não dependa do raio, o perfil de V_p pode ser representado pelo perfil do potencial flutuante (Figura 4.11) a menos de uma constante aditiva. No Apêndice A mostrase que o potencial do plasma, para uma coluna em equilíbrio com rotação de corpo rígido, deve apresentar uma dependência radial parabólica (Equação A.26). Como o campo elétrico radial é dado por $E_r = -\partial V_p/\partial r$ e sendo $V_p(r) = V_f(r) + C(T_e)$, tem-se que $E_r = -\partial V_f/\partial r$. Ou seja, o campo elétrico no interior da coluna é dado pela derivada do potencial flutuante em relação ao raio, e deve apresentar uma dependência radial linear, pelo menos na região de rotação de corpo rígido.

Para se conseguir a expressão experimental do campo elétrico em função do raio, é feito o ajuste de uma parábola ao perfil radial do potencial flutuante da Figura 4.11. Nota-se, entretanto, que existe um deslocamento para a esquerda no perfil do potencial flutuante em relação à abcissa de valor zero. A abcissa de valor zero representa, aproximadamente, o eixo central da câmara de vácuo. O deslocamento observado está associado a um provável desalinhamento entre a câmara de vácuo e o conjunto de bobinas magnéticas, e, também, ao deslocamento da coluna de plasma devido à inserção da sonda eletrostática. Com o aumento do valor do campo magnético externo parece ocorrer uma diminuição deste deslocamento.

O ajuste, pelo método de mínimos quadrados, de uma parábola aos pontos do perfil do potencial flutuante é feito em duas etapas. Primeiro, ajusta-se uma parábola aos dados existentes, que para o caso da Figura 4.11 fornece $V_f = 0,54 \times 10^4 r^2 + 1,03 \times 10^2 r - 14,6 (V_f$ em volts e r em metros), e calcula-se o valor do deslocamento da coluna de plasma ($\partial V_f/\partial r = 0$), que neste caso é $r_d = -0.9$ cm. Posteriormente, subtrai-se o valor de r_d de todos os valores da abcissa e ajusta-se outra parábola aos novos pontos. Para os dados da Figura 4.11 tem-se como ajuste final a parábola $V_f = 1,03 \times 10^4 r^2 + 9,3r - 16,1$. Neste caso, despreza-se o termo em r e o campo elétrico é dado por $E_r = 2,0 \times 10^4 r$ (E em volts por metro e r em metros).

A Figura 4.12 mostra o ajuste final de uma parábola pontos da Figura 4.11, obtidos com B = 0,04T (Figura 4.12a), e, também, mostra os dados experimentais com os respectivos ajustes dos perfis radiais do potencial flutuante para outros três valores de campo magnético (0,08T, 0,12T e 0,16T), sempre para um plasma de magnésio. Todos os ajustes mostrados na Figura 4.12 foram feitos utilizando apenas os pontos experimentais ao redor do valor de mínimo do potencial flutuante. Por exemplo, no caso em que B = 0,04T, embora se tenham medidas do potencial flutuante de -4 a 4 cm (Figura 4.11), utilizaram-se para o ajus-

te da parábola os valores medidos de -3 a 1,5 cm. Possivelmente, para valores do raio maiores que determinadas distâncias do centro, portanto, fora do corpo principal da coluna, o plasma não se apresente mais em equilíbrio com rotação de corpo rígido. Nestas distâncias o potencial de plasma, e, também, o potencial flutuante, não apresenta necessariamente o perfil parabólico.

Os coeficientes dos termos em r² das parábolas da Figura 4.12 crescem com o aumento do campo magnético, para o mesmo valor da corrente de arco (I_a = 0,9 kA). A Figura 4.13 mostra a variação do coeficiente de r² com o campo magnético, para os ajustes mostrados na Figura 4.12. Aos pontos experimentais foi ajustada uma parábola que passa pela origem. A parábola resultante é da forma a = 1,9 x $10^6 B^2$. O aumento do campo magnético provoca uma alteração no perfil radial do potencial flutuante e, portanto, no valor do campo elétrico, ocasionando um aumento no valor da velocidade de rotação da coluna de plasma (Capítulo 5).

aos



Fig. 4.12 - Perfis radiais do potencial flutuante, com os respectivos ajustes de uma função parabólica, para uma plasma de magnésio, com: (a) B = 0,04T (E_r = 2,0 x 10⁴ r); (b) B = 0,08T (E_r = 3,4 x 10⁴ r); (c) B = 0,12T (E_r = 7,8 x 10⁴ r); e (d) B = 0,16T (E_r = 8,1 x 10⁴ r).



Fig. 4.13 - Variação do coeficiente do termo em r² do potencial flutuante em função do campo magnético, para um plasma de magnésio.

4.4 - DENSIDADE

A densidade do plasma é determinada da região de corrente de saturação de íons, na curva característica de uma sonda eletrostática. A corrente de saturação de íons é a corrente coletada por uma sonda eletrostática, polarizada negativamente, com intensidade suficiente para repelir todos os elétrons. A corrente de saturação de íons é representada por I_{si} na Figura 3.5b do Capítulo 3. A densidade do plasma é diretamente proporcional à corrente de saturação de íons. Portanto, para obter os perfis radiais da densidade do plasma, é suficiente medir a corrente de saturação de íons.

As medidas de I_{si}, apresentadas nesta seção, são feitas com uma sonda cilíndrica (Figura 3.4b do Capítulo 3) inserida no plasma pela janela de acesso A (Figura 2.2 do Capítulo 2). A Figura 4.14 mostra

- 102 -

um sinal típico da corrente de saturação de íons coletada pela sonda eletrostática (traço superior), juntamente com a corrente de arco (traço inferior), para um plasma de magnésio, com B = 0,16T. Utilizou-se um filtro de freqüência passa-baixa, com corte em 3 kHz.



Fig. 4.14 - Sinal típico da corrente de saturação de ions (traço superior - 10 mV/div), medida pela queda de tensão num resistor de 10Ω e corrente de arco (traço inferior - 0.2 V/div -1,763 kA/V), medido em r = 1 cm, com B = 0,16T e para um plasma de magnésio.

Base de tempo: 0,5 ms/div.

A Figura 4.15 mostra os perfis radiais da corrente de saturação e, portanto, os perfis de densidade do plasma, para quatro valores de campo magnético (0,04T, 0,08T, 0,12T e 0,16T). Estas medidas são feitas no instante em que a corrente de arco atinge o valor de pico. Cada ponto experimental é obtido da reta de saturação de íons, que é traçada a partir de pelo menos dez disparos da máquina, polarizando a sonda com tensões negativas no intervalo de -45 a - 10V.



Fig. 4.15 - Perfis radiais da corrente de saturação de íons, com os respectivos ajustes de uma função gaussiana, para um plasma de magnésio, e obtidos com: (a) B = 0,04T; (b) B = 0,08T; (c) B = 0,12T; e (d) B = 0,16T.

Na Figura 4.15, a curva contínua representa o ajuste de uma função gaussiana, pelo método de mínimos quadrados, aos pontos experimentais. O modelo teórico apresentado no Apêndice A prevê um perfil radial gaussiano para a densidade do plasma (Equações A.27 e A.30).

Nota-se, a partir da seqüência de gráficos da Figura 4.15, uma nítida diminuição da seção transversal da coluna de plasma com o au-

- 104 -

mento do campo magnético. A diminuição do diâmetro da coluna de plasma, com o aumento do campo magnético, está associada ao aumento da força de confinamento $J_{\Theta} \times B$, descrita na Introdução e no Apêndice A. Observa-se, também, o deslocamento da coluna de plasma, já observado no perfil do potencial flutuante, na direção e sentido de inserção da sonda eletrostática no plasma. O deslocamento é mais acentuado para campos magnéticos de menor valor, como na Figura 4.15a.

A importância das medidas dos perfis de densidade está em mostrar as dimensões úteis de trabalho neste tipo de experimento. Não adianta medir uma elevada velocidade de rotação em, por exemplo. r = 10 cm, já que nesta distância do eixo praticamente não existem mais partículas para serem separadas.

Define-se o raio característico da coluna de plasma, r_e , como sendo a distância ao centro da coluna, para a qual a densidade diminui de 1/e do valor de pico. A Figura 4.16 mostra a variação do raio característico da coluna de plasma em função do campo magnético. Os valores de r_e foram obtidos dos ajustes da Figura 4.15. Nota-se a partir da Figura 4.16 uma variação de r_e proporcional a B^{-1/2}, para B < 0,1T, e uma tendência de saturação em r_e^{-2} cm, para B > 0,1T. Esses valores são razoáveis em vista do valor do diâmetro do catodo de magnésio. que é igual a 1,5 cm.

O aumento do campo magnético provoca uma diminuição no diâmetro da coluna de plasma; consequentemente, a densidade de partículas no centro da coluna deve aumentar. A Figura 4.17 mostra a variação do valor da corrente de saturação de íons em função do campo magnético, medida no centro da coluna de plasma (r = 0).



Fig. 4.16 - Raio característico da coluna de plasma em função do campo magnético, obtido para um plasma de magnésio com $I_a = 0,9$ kA.



Fig. 4.17 - Variação do valor da corrente de saturação de íons em função do campo magnético, medida no centro da coluna (r = 0), para um plasma de magnésio com I_a = 0,9 kA.

A corrente de saturação de íons pode ser expressa por (Koopman, 1971)

$$I_{si} = A_n \left(\sum_{\alpha} Z_{\alpha} e_n \right) v_z , \qquad (4.1)$$

onde A_n é a área efetiva normal ao fluxo de íons, Z_{α} e é a carga da partícula, n_{α} é a densidade de partículas da espécie α , e v_z é a velocidade axial do plasma. Para o caso de uma sonda cilíndrica $A_n = 2 r c$, onde r é o raio e c é o comprimento da sonda. A somatória na Equação 4.1 abrange todas as espécies de íons existentes no plasma. Para o magnésio, o estado de ionização médio medido na PCEN é $\overline{Z}_i = 1,7$ (Secão 4.6 deste capítulo). A velocidade axial do plasma produzido nas centrífugas

- 107 -

de plasma com descarga em arco no vácuo varia de 6 x 10^3 a 1 x 10^4 m/s (Geva et al., 1984). Na PCEN, estimou-se a velocidade axial dos íons duplamente ionizados do magnésio medindo o intervalo de tempo entre o início da descarga e a detecção dos íons Mg⁺⁺ pelo espectrômetro de massa. Neste caso. a velocidade axial foi da ordem de v₇ $= 9 \times 10^3$ m/s.

Utilizando os parâmetros da sonda de Langmuir, e usando os valores medidos para \overline{Z}_i e v_z, a expressão para a corrente de saturação de íons é escrita na forma

$$n_{\chi} = 3,7 \times 10^{20} I_{si}, \qquad (4.2)$$

onde I_{si} é dado em ampères e n $_{\alpha}$ em partículas por metros cúbicos.

Substituindo os valores da corrente de saturação, medidos no centro da coluna de plasma (Figura 4.17) na Equação 4.2, tem-se que a densidade média dos íons varia de 1 x 10^{18} a 1 x 10^{19} m⁻³, para uma variação do campo magnético de 0,04 a 0,16T. Considerando a quase-neutra-lidade do plasma, a densidade de elétrons no centro da coluna varia de 1,7 x 10^{18} a 1,7 x 10^{19} m⁻³.

4.5 - TEMPERATURA DE ELÉTRONS

A temperatura de elétrons é obtida da curva característica da sonda de Langmuir, mais precisamente da região onde a sonda. mesmo estando polarizada negativamente em relação ao potencial de plasma, coleta uma corrente de elétrons, que é devida à energia térmica deles.

A Figura 4.18a mostra a curva característica obtida no centro da coluna de plasma, para o elemento magnésio, com B = 0,08T. A curva característica mostra a corrente total coletada, I_s , em função da tensão de polarização da sonda, V_s . A corrente de saturação de íons, neste caso, é $I_{si} = 13 \times 10^{-3}$ A. Subtraindo I_{si} da corrente total coletada pela sonda, tem-se a corrente de elétrons, I_p , em função da tensão V_s. O gráfico monolog da corrente de elétrons em função da tensão da sonda é mostrado na Figura 4.18b. A temperatura de elétrons é obtida da inclinação da reta ajustada aos pontos do gráfico monolog $I_e \times V_s$. $(T_e = tg\alpha/2,3)$, apresentando o valor aproximado de 7 eV.

4.6 - ESTADO DE IONIZAÇÃO

O plasma de magnésio produzido na centrífuga é constituído pelos seus três isótopos (${}^{24}Mg$, ${}^{25}Mg$ e ${}^{26}Mg$), que podem aparecer com ionização simples, dupla, tripla ou maior. Os potenciais de ionização simples (Mg^+), dupla (Mg^{+2}) e tripla (Mg^{+3}) são, respectivamente. 7,64V, 15,03V e 80,14V. Estes valores indicam uma grande possibilidade de se encontrar íons simplesmente e duplamente ionizados no plasma produzido na centrífuga com descarga em arco.

Realizou-se uma medida, não sistemática, para verificar a existência dos íons Mg⁺, Mg⁺², e Mg⁺³, utilizando o espectrômetro de massa, que mede a razão massa/carga. Para uma corrente de arco de 0,9 kA, com campo magnético de 0,16T, mediram-se as intensidades relativas das razões massa/carga 24 (Mg⁺), 12 (Mg⁺²), e 8 (Mg⁺³). Para uma média de cinco disparos obtiveram-se 33% de $^{24}Mg^+$, 67% de $^{24}Mg^{+2}$ e 0% de $^{24}Mg^{+3}$. Estes valores representam um estado de ionização médio de \overline{Z}_{1} = 1,7. A presença em grande quantidade do íon $^{24}Mg^{+2}$ é uma indicação do elevado grau de ionização do plasma.

4.7 - CONCLUSÃO

Os resultados apresentados neste capítulo proporcionam uma visão geral das características do plasma produzido na PCEN. Os perfis radiais parabólicos para o potencial flutuante e os perfis radiais gaussianos para a densidade do plasma concordam com o modelo teórico.



Fig. 4.18 - Curva característica da sonda eletrostática (a), e gráfico monolog da corrente de elétrons, em função da tensão de polarização da sonda (b), obtidas no centro da coluna (r = 0), para um plasma de magnésio com B = 0,08T e I_a = 0,9 kA.

A dependência do coeficiente de r² do potencial flutuante e do raio característico da coluna de plasma, com o campo magnético, fornecem subsídios importantes para futuros trabalhos de formulação de leis de escala, necessárias para projetos de novos experimentos com centrífugas de plasma.

Com referência à Seção 4.2, que trata das características da corrente de arco, obteve-se o resultado importante da diminuição do valor de pico da corrente de arco com o aumento do campo magnético (Figura 4.5). Este comportamento parece estar associado com o aumento da resistividade do plasma quando se aumenta o campo magnético. A resistividade do plasma é proporcional a $T_e^{-3/2}$ (Spitzer, 1962), e a temperatura de íons e, portanto, a temperatura de elétrons diminui com o aumento do campo magnético (Prasad et al., 1987). Uma indicação direta do aumento da resistividade do plasma é o aumento da inclinação da reta ajustada aos pontos da curva $I_a \times V_i$ (Figura 4.3). A inclinação desta curva fornece o valor aproximado da resistência do plasma. A Figura 4.19 mostra a variação da resistência do plasma em função do campo magnético.



Fig. 4.19 - Resistência elétrica do plasma de carbono em função do campo magnético.

CAPÍTULO 5

ROTAÇÃO DA COLUNA DE PLASMA

5.1 - INTRODUÇÃO

O conhecimento do valor da velocidade de rotação da coluna de plasma produzida na centrífuga, assim como o conhecimento da dependência da rotação com o campo magnético, aplicado externamente, são de importância fundamental para o desenvolvimento do experimento. O fator de separação, nos processos de enriquecimento de isótopos que utilizam partículas em rotação, depende do quadrado da velocidade angular de rotação. Por esta razão, é importante conhecer os fatores que influenciam a velocidade de rotação, de modo a poder otimizá-los em projetos futuros.

Neste capítulo apresentam-se os métodos utilizados para a confirmação da formação e da rotação da coluna de plasma e para a realização das medidas sistemáticas de rotação. Apresentam-se, também, os resultados das medidas da rotação da coluna de plasma em função da distância ao eixo e em função do campo magnético, e, finalmente, fazse uma análise dos resultados obtidos, utilizando o modelo teórico do Apêndice A.

5.2 - VERIFICAÇÃO DA ROTAÇÃO DO PLASMA

Após conseguir a descarga do banco de capacitores do arco de plasma, as principais preocupações foram verificar se o plasma formado entre os eletrodos estava se expandindo através do anodo, em direção à janela de diagnóstico, e verificar se a coluna de plasma possuía o movimento de rotação desejado. Para tanto, realizaram-se várias medidas utilizando duas placas de plástico, colocadas no plano azimutal (perpendicular ao eixo z) próximas à janela C, mostrada na Figura 2.2 do Capítulo 2. As duas placas circulares, com diâmetros iguais ao diâmetro interno da câmara de vácuo, e separadas uma da outra por uma distância da ordem de 3 cm, são dispostas paralelamente à tela metálica do anodo. A Figura 5.1 mostra a disposição das placas em relação a coluna de plasma. A placa número 1, frontal ao plasma, possui uma fenda que passa pelo seu centro, com aproximadamente 1 mm de largura e 10 cm de comprimento.



Fig. 5.1 - Disposição das placas de plástico em relação à coluna de plasma.

O objetivo do experimento, de caráter essencialmente qualitativo, é observar o aspecto das placas de plástico depois de produzir o plasma. Após várias dezenas de disparos da máquina, com valores fixos da corrente de arco e do campo magnético, observou-se a deposição na placa número 1 de uma camada fina de material proveniente do catodo. A deposição observada possui geometria circular, com maior quantidade de material na região próxima ao eixo. A Figura 5.2a mostra a aparência da placa número 1 após os disparos da máquina. O plasma que passa através da fenda da placa número 1 se deposita na placa número 2, formando uma imagem da fenda deslocada na direção azimutal. A inclinação, na direção ⊖, observada no material depositado na placa atrás da fenda, é uma prova definitiva da rotação da coluna de plasma. A Figura 5.2b mostra a aparência da placa número 2 após os disparos da máquina.





(b)

Fig. 5.2 - Aparência da deposição de carbono na placa frontal ao plasma (placa número 1) (a), e da deposição de carbono na placa atrás da fenda (placa número 2) (b).

Para verificar se a rotação observada é proveniente da velocidade de deriva eletromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$, o sentido do campo magnético axial foi invertido. Obs**erv**ou-se novamente a formação da imagem da fenda deslocada na direção Θ , mas com sentido contrário, confirmando que a rotação é devida à interação eletromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$. Utilizando o mesmo conjunto de placas para as medidas de deposição, com os dois sentidos do campo magnético axial, observa-se que a deposição na placa número 2 apresenta o formato da letra X.

Conhecendo a velocidade de expansão do plasma na direção axial, v_z, pode-se estimar a freqüência de rotação da coluna de plasma pela expressão

$$\omega = v_z \frac{\partial}{\partial z}, \qquad (5.1)$$

onde \exists é o ângulo entre a direção da fenda, na placa 1, e a direção da imagem da fenda, na placa 2, e z é a distância entre as duas placas. Supondo a velocidade axial no intervalo de 6 x 10^3 a 1 x 10^4 m/s (Geva et al., 1984), mediu-se uma freqüência angular de rotação no intervalo de 7 x 10^4 a 2 x 10^5 rad/s, para plasmas de carbono e cobre, com B = 0,09T.

O experimento com as placas confirma a expansão do plasma através do anodo, e mostra que a coluna de plasma produzida possui o movimento de rotação devido a velocidade de deriva eletromagnética (Equação 1.5 do Capítulo 1).

5.3 - MÉTODO DE MEDIDA COM SONDAS ELETROSTÁTICAS

A rotação da coluna de plasma é determinada utilizando--se sondas eletrostáticas. O potencial flutuante do plasma, medido pelas sondas, apresenta flutuações periódicas características, sobrepostas ao sinal principal. As flutuações periódicas apresentam amplitudes da ordem de 20% do valor do potencial flutuante. Essas flutuações desaparecem quando o plasma é formado na ausência de campo magnético. A Figura 5.3 mostra um sinal típico do potencial flutuante para um plasma de magnésio, obtido com B = O e medido em r = 3 cm. Nota-se a ausência total de qualquer flutuação sobreposta ao sinal principal, que acompanha, aproximadamente, o formato da corrente de arco.



Fig. 5.3 - Sinal típico do potencial flutuante, medido por uma sonda eletrostática em r = 3 cm, na ausência de campo magnético (B = 0), para um plasma de magnésio. Escalas: 5 V/div e 200 µs/div.

A Figura 5.4 mostra um sinal típico do potencial flutuante obtido na presença de um campo magnético (B = 0,1 T), para um plasma de magnésio, medido em r = 3 cm. Nota-se o aparecimento das flutuações periódicas sobrepostas ao sinal principal. Observou-se que essas flutuações perdem o padrão regular de oscilação, como mostrado na Figura 5.4, para alguns valores de campo magnético e corrente de arco.

As oscilações presentes no sinal do potencial flutuante parecem estar associados às não-homogeneidades na densidade do plasma, as quais produzem as variações no potencial medido pela sonda, quando a coluna de plasma está em rotação. A evidência experimental que sustenta a presença dessas não-homogeneidades é o fato que as mesmas oscilações periódicas estão presentes na corrente de saturação de íons coletada por uma sonda polarizada negativamente, no sinal de massa medido pelo espectrômetro de massa, e no sinal de luz emitido pelo plasma. Todas estas grandezas são proporcionais à densidade do plasma.



Fig. 5.4 - Sinal característico do potencial flutuante medido por uma sonda eletrostática em r = 3 cm, na presença de um campo magnético (B = 0,1T), para um plasma de magnésio. Escalas: 2 V/div e 200 µs/div.

Para medir a freqüência angular de rotação da coluna de plasma, usando as oscilações presentes no potencial flutuante, utiliza-se duas sondas eletrostáticas colocadas a 90° uma em relação à outra no mesmo plano azimutal. As duas sondas eletrostáticas planas (Figura 3.4a, do Capítulo 3), são inseridas no plasma pelas janelas A (Figura 2.2, do Capítulo 2), uma na posição vertical (sonda vertical) e a outra na posição horizontal (sonda horizontal). A Figura 5.5a mostra uma visão do plano transversal à câmara de vácuo, onde se localiza as duas sondas.



(a)



(Ь)

Fig. 5.5 - Esquema das posições das sondas no plasma (a) e detalhe das oscilações do potencial flutuante (b), para um plasma de magnésio, com B = 0,17T e I_a = 1,5 kA. Escalas: 2V/div e 20 µs/div.

Estando as duas sondas imersas no plasma, na mesma posição radial, os sinais do potencial flutuante medidos por ambas as sondas são praticamente idênticos. Entretanto, uma análise mais cuidadosa das oscilações periódicas revela a existência de uma defasagem nos sinais medidos pelas sondas. A Figura 5.5b mostra em detalhe as oscilações periódicas do potencial flutuante, para dois disparos da máquina nas mesmas condições (B = 0,17T e I_a = 1,5 kA), medido pelas sondas vertical e horizontal em r = 2 cm. Dos dois traços superiores ou dos dois traços inferiores da Figura 5.5b, nota-se uma defasagem no tempo, τ , da ordem de 8 us, entre os sinais medidos pelas sondas vertical e horizontal. Esta defasagem corresponde a um quarto do periódo de rotação, T, da coluna de plasma (τ = T/4). Sendo neste caso τ = 8 µs, tem-se que T = 24 us, de onde se infere uma freqüência angular de rotação (ω = 2 π /T) de ω = 2,6 x 10⁵ rad/s.

Nota-se, também da Figura 5.5b, que o período das oscilações sobrepostas ao potencial flutuante é da ordem é de 22 µs. Esse valor dentro dos erros de leitura concorda perfeitamente com o período de rotação medido pela defasagem.

Com o objetivo de eliminar a grande imprecisão na leitura da defasagem temporal dos sinais das duas sondas, empregou-se a técnica da correlação cruzada (Malmstadt et al., 1981). Os sinais do potencial flutuante medidos pelas duas sondas são digitalizados por um osciloscópio marca Tektronix, modelo 2430A, e armazenados em fitas magnéticas. Os sinais digitalizados são levados a um computador do tipo IBM-PC, onde é aplicada a técnica da correlação.

A técnica da correlação baseia-se na integração do produto de uma função por uma versão defasada de uma segunda função. Para o caso de duas funções discretizadas, dependentes do tempo, a função correlação, $R_{\chi\gamma}$, é expressa matematicamente por

$$R_{xy}(n\Delta t) = \sum_{t} x(t) y(t - n\Delta t) , \qquad (5.2)$$

onde x(t) é a primeira função, e y(t - $n\Delta t$) é a segunda função deslocada arbitrariamente no tempo pelo intervalo de tempo relativo $n\Delta t$. O intervalo de tempo Δt é o intervalo de amostragem, ou seja, é o intervalo de tempo entre dois pontos digitalizados consecutivos, e n é um número inteiro arbitrário. Calculando a função correlação para vários deslocamentos diferentes, obtém-se um padrão de correlação que fornece várias informações a respeito das relações entre as duas funções.

Dois casos gerais de correlação são possíveis. Se as duas funções são diferentes, o processo é denominado correlação cruzada, e se as duas funções representarem um mesmo sinal, o processo é denominado auto correlação. A Figura 5.6a mostra um padrão de correlação cruzada característico, obtido com os sinais do potencial flutuante medido pelas sondas vertical e horizontal. A Figura 5.6b mostra um padrão de auto correlação típico, obtido com o sinal do potencial flutuante medido pela sonda vertical. Ambos os padrões de correlação mostrados referem-se aos sinais apresentados na Figura 5.6c, obtidos para o magnésio com B = 0,08T e I_a = 0,9 kA, e medidos em r = 2 cm. As correlações são feitas por um período de 1 ms, a partir do pico da corrente de arco.

O padrão de correlação cruzada da Figura 5.6a mostra que os sinais medidos pelas duas sondas eletrostáticas são semelhantes, apresentando altos índices de correlação para vários deslocamentos. A correlação mais intensa (pico de maior amplitude) ocorre para um deslocamento entre os sinais de 6,7 µs, que corresponde ao intervalo de tempo gasto para uma determinada perturbação da coluna de plasma percorrer o setor circular de 90º entre as sondas verticais e horizontal. A segunda correlação em intensidade (segundo pico de maior amplitude), ocorre para um deslocamento de 19,4 µs, em sentido contrário à correlação mais intensa. Esta segunda correlação corresponde ao tempo gasto para uma determinada perturbação da coluna de plasma percorrer o setor circular de 270° entre as sondas vertical e horizontal.





(c)

Fig. 5.6 - Padrões de correlação cruzada (a) e de auto correlação (b), para os sinais do potencial flutuante (c) , medidos em r = 2 cm pelas sondas vertical e horizontal, obtidos para um plasma de magnésio, com B = 0,08T e I_a = 0,9 kA.

Base de tempo: 100 µs/div.

- 123 -

A defasagem da correlação mais intensa é denominada defasagem principal, τ_p , correspondente a um quarto do período de rotação ($\tau_p = T/4$). A defasagem da segunda correlação mais intensa é denominada defasagem secundária, τ_s , e corresponde a três quartos do período de rotação ($\tau_s = 3T/4$). A soma das defasagens principal e secundária corresponde ao período de rotação da coluna de plasma ($T_c = \tau_p + \tau_s = T = 26,1 \ \mu s$).

O padrão de auto correlação da Figura 5.66 apresenta. como é esperado, a correlação mais intensa e bem definida para o valor de defasagem zero. As duas correlações secundárias, tanto para a direita como para a esquerda, fornecem o período das oscilações, T_0 , que meste caso é $T_0 = 26,0$ us.

A freqüência angular de rotação, para o disparo mostrado na Figura 5.6c, calculado por qualquer um dos intervalo de tempo $(\tau_p, \tau_s, T_c \text{ ou } T_0)$ é $\omega = 2,4 \times 10^5$ rad/s.

5.4 - PERFIL RADIAL E DEPENDÊNCIA COM O CAMPO MAGNÉTICO

As medidas da freqüência angular de rotação em função do raio e em função do valor do campo magnético, são feitas utilizandose as sondas eletrostáticas vertícal e horizontal, e usando-se a técnica da correlação cruzada para determinar a defasagem nos sinais do potencial flutuante medidos pelas duas sondas.

A determinação da defasagem principal, τ_p , relacionada com o setor circular de 90° entre as sondas e da defasagem secundária. τ_s , relacionada com o setor circular de 270° entre as sondas, sugere o cálculo do ângulo efetivo, Θ_{ef} , dado por

$$\epsilon_{ef} = 360 \tau_{p} / (\tau_{p} + \tau_{s}).$$
 (5.3)
A determinação experimental da variação do ângulo efetivo, em função do raio da coluna e em função do campo magnético, é importante para se certificar que as medidas posteriores sobre a rotação da coluna de plasma que utilizam apenas a defasagem principal, τ_p , sejam corretas. Esta precaução é necessária, pois a inserção das sondas eletrostáticas na coluna de plasma ou o aumento do campo magnético podem deslocar a coluna de tal modo a alterar o valor efetivo do ângulo entre as duas sondas. o que acabaria com a validade da relação $\tau_p = T/4$.

A Figura 5.7a mostra a variação de Θ_{ef} em função da posição radial das sondas na coluna de plasma, para B = 0,08T, e a Figura 5.7b mostra a variação de Θ_{ef} em função do valor do campo magnético, com as sondas localizadas em r = 2 cm, e para um plasma de magnesio.

Verifica-se a partir da Figura 5.7 que os valores médios do ângulo efetivo são 94 ± 8 e 91 ± 7, em função do raio e do campo magnético, respectivamente. Nota-se também que não há uma variação apreciável nos valores de Θ_{ef} , justificando a utilização da relação $\tau_p = T/4$, para determinar a freqüência angular de rotação.

A Figura 5.8 mostra a variação da freqüência angular de rotação em função do raio da coluna de plasma, para o elemento magnésio com B = 0.08T. Verifica-se a partir da Figura 5.8 que a freqüência angular de rotação do plasma é praticamente constante, com valor $\omega = 2,5 \times 10^5$ rad/s, do centro da coluna até o raio r = 2 cm. Para r 2 cm a freqüência de rotação diminui linearmente, atingindo o valor $\omega =$ 1,4 x 10⁵ rad/s em r = 4 cm. A coluna de plasma formada nestas condições (magnésio, B = 0.08T, diâmetro do catodo igual a 1,5 cm) a presenta rotação de corpo rígido, ω constante, somente para r < 2 cm.



Fig. 5.7 - Variação do ângulo efetivo em função do raio (a), para B = 0,08T, e em função do campo magnético (b), medido em r = 2 cm, para um plasma de magnésio.



Fig. 5.8 - Freqüência angular de rotação em função do raio da coluna, para um plasma de magnésio com B = 0,08T e $I_a = 0,9$ kA.

Como foi apresentado na Seção 4.4 do Capítulo 4. o raio característico da coluna de plasma, r_e , diminui com o aumento do campo magnético (Figura 4.16). Para o magnésio com B = 0,08T, tem-se que $r_e = 2,5$ cm. Comparando o perfil radial da freqüência de rotação (Figura 5.8), que fornece ω constante para r < 2 cm, com o raio característico $r_e = 2,5$ cm, conclui-se que a coluna de plasma possui rotação de corpo rígido somente para raios menores que o raio característico da coluna. Portanto, a hipótese de rotação de corpo rígido, suposta no modelo teórico (Apêndice A), é válida para $r < r_e$.

A Figura 5.9 apresenta o comportamento da freqüência de rotação da coluna de plasma em função da variação do campo magnético. para o elemento magnésio, e medida em r = 2 cm. Nota-se um crescimento linear da freqüência de rotação com o aumento do campo magnético. para $B \ll 0,2T$, enquanto para B > 0,2T verifica-se que ω apresenta um decaimento brusco.



Fig. 5.9 - Variação da freqüência angular de rotação da coluna de plasma, medida em r = 2 cm, em função do campo magnético. para um plasma de magnésio com $I_a = 0.9$ kA.

A velocidade de rotação da coluna de plasma é dada, em primeira aproximação, pela velocidade de deriva eletromagnética (Equação 1.4 do Capítulo 1). Portanto, a freqüência angular de rotação é aproximadamente

$$\omega = \frac{E_r}{rB} , \qquad (5.4)$$

onde E_r é o campo elétrico, r o raio da coluna, e B o campo magnético. Esta equação também é obtida da expressão para $\omega_{\rm e}$ (Equação A.24) ou $\omega_{\rm i}$ (Equação A.29), com algumas aproximações.

O resultado experimental que indica ω constante para r < 2 cm (Figura 5.8) implica que o campo elétrico deve ser proporcional a r, para que a Equação 5.4 seja válida. A dependência linear do campo elétrico com o raio foi obtida no Capítulo 4 (Figura 4.12). Portanto, o resultado experimental que fornece ω constante e campo elétrico proporcional ao raio estão de acordo com a hipótese de rotação de corpo rígido feita no modelo teórico, com a ressalva de que a hipótese tem validade somente para r < r_o.

Com relação ao comportamento da freqüência de rotação. a Equação 5.4 possui uma dependência explícita com o inverso do campo magnético ($\omega \alpha 1/B$). Entretanto, o resultado experimental da Figura 5.9 mostra que a freqüência de rotação é diretamente proporcional ao campo magnético ($\omega \alpha B$) para B \leq 0,2T. Este resultado é explicado pela dependência do campo elétrico e também do potencial de plasma com o quadrado do campo magnético (Figura 4.13 do Capítulo 4).

A queda brusca na freqüência de rotação mostrada na Figura 5.9, para B > 0,2T, está associada à contração da coluna de plasma devido ao aumento do campo magnético. As medidas de 👦 x B foram realizadas com as sondas eletrostáticas fixas em r = 2 cm. Da Figura 4.16 do Capítulo 4, tem-se que o raio característico da coluna do plasma de magnésio é da ordem de r $_{o}$ = 2 cm, para B = 0,2T. Isto implica que a coluna de plasma, para B = 0,2T, possui rotação de corpo rígido, somente para r < 2 cm (r < r_e). Portanto, com o aumento do campo magnético para valores maiores que 0,2T, as sondas eletrostáticas que estão fixas em r = 2 cm começam a ficar fora da região de rotação de corpo rígido, onde a coluna de plasma apresenta rotação cada vez menor. Estes fatos explicam a queda no valor da freqüência de rotação observada na Figura 5.9.

5.5 - CONCLUSÃO

O experimento da deposição de material do plasma nas placas forneceu resultados conclusivos no que diz respeito à rotação da coluna de plasma.

A utilização do potencial flutuante, medido por duas sondas eletrostáticas, juntamente com a aplicação da técnica da correlação cruzada, para inferir a defasagem entre os sinais das sondas. constitui um processo prático e eficiente para medir a rotação da coluna de plasma.

A dependência da freqüência de rotação com o raio da coluna de plasma ($\omega \ge r$) mostrou, claramente, a região de rotação de corpo rígido, que parece possuir como limite o raio característico da coluna de plasma, $\omega(r) = \omega_0$, para $r < r_e$. Pelo menos isto é verificado para um plasma de magnésio, formado a partir de um catodo de diâmetro igual a 1,5 cm.

A dependência linear da freqüência de rotação com o campo magnético ($\omega \propto B$) sugere a aplicação de campos intensos para obter altas freqüências de rotação. Entretanto, a contração da coluna com o aumento do campo magnético, diminuindo o raio característico da coluna de plasma, impõe um limite superior para o valor da freqüência angular de rotação.

Como consideração final a respeito da freqüência angular de rotação da coluna de plasma é interessante comparar a dependência de ~ com o campo magnético, obtida diretamente das medidas de rotação (Figura 5.9), com a obtida medindo o perfil do campo elétrico em função de B e utilizando a Equação 5.4. A Figura 5.10 mostra as duas curvas obtidas dos ajustes aos pontos experimentais.





Curva contínua (ω = 3,8 x 10⁶ B), obtida medindo o campo elétrico, e curva tracejada (ω = 1,3 x 10⁶ B + 1,1 x 10⁵), obtida diretamente da defasagem dos sinais das sondas eletrostáticas.

A curva contínua é obtida da expressão

$$\omega = \frac{E_r}{r B} = \frac{-\partial V_p / \partial r}{r B} = \frac{2a}{B} , \qquad (5.5)$$

onde a é o coeficiente do potencial flutuante dado por a = 1,92 x 10^6 B² (Figura 4.13 do Capítulo 4), resultando em ω = 3,8 x 10^6 B. A curva tracejada representa o ajuste de uma reta, pelo método de mínimos quadrados, aos pontos experimentais da curva ω x B (Figura 5.9), resultar-do em ω = 1,3 x 10^6 B + 1,1 x 10^5 . Nota-se que o resultado obtido com a Equação 5.5, representa um limite superior para a freqüência de rotação do plasma, em concordância com o modelo teórico.

Utilizando a dependência da freqüência angular de rotação com o campo magnético, $\omega \alpha$ B para r < r_e (Figura 5.9) e sendo $\omega(r)$ constante para r < r_e (Figura 5.8), tem-se, em princípio. que a velocidade tangencial de rotação (v_e = ωr) é proporcional ao pampo magnético, v_e α B para r < r_e. A velocidade tangencial de rotação máxima, v_{max}, é obtida na posição radial mais afastada do centro onde ainda ω é constante (rotação de corpo rígido), ou seja, em r = r_e (v_{emax} = ωr_e). Sendo r_e $\alpha B^{-\frac{1}{2}}$ (Figura 4.16 do Capítulo 4) e sendo $\omega \alpha$ B (Figura 5.9) tem-se que v_{emax} $\alpha B^{\frac{1}{2}}$.

A maior freqüência de rotação obtida para o elemento magnésio é da ordem de $\omega = 4 \times 10^5$ rad/s (Figura 5.9), para um campo magnético de B = 0,2T, e medida em r = 2 cm. Para este mesmo campo magnético o raio característico é $r_e = 2$ cm (Figura 4.16). Portanto. a velocidade tangencial de rotação máxima ($v_{max} = \omega(B) r_e(B)$) é $v_{max} = 8 \times 10^3$ m/s. A velocidade crítica de Alfvén (Equação 1.3) para o magnésio é $v_c = 7,8 \times 10^3$ m/s. Verifica-se, portanto, que $v_{\Theta} \sim v_c$. A previsão inicial era de obter velocidades de rotação maiores que a velocidade crítica de Alfvén, já que o plasma produzido na centrífuga com descarga em arco no vácuo é altamente ionizado.

Entretanto, se o limite inferior do raio característico for o diâmetro do catodo, ϕ_c , conforme verificado para o caso do elemento magnésio (Seção 4.4 do Capítulo 4), e se ω continuar a crescer com o campo magnético para valores de r $\leq \phi_c$, pode ser possível obter valores de v_{Θ}, em r = ϕ_c , maiores que o valor de v_{Θ max} apresentado.

Embora os valores da velocidade de rotação observados na centrífuga de plasma sejam da ordem da velocidade crítica de Alfvén, estes valores ainda são, aproximadamente, dez vezes maiores que a velocidade de rotação periférica obtida nas centrífugas a gás convencionais ($v_{aás} = 9 \times 10^2$ m/s, (Simpson et al., 1987)). Finalmente, pode-se estimar o número de voltas completas que um elemento de volume do plasma executa na PCEN, desde o anodo até atingir as sondas eletrostáticas. Sendo a velocidade axial do plasma da ordem de $v_z = 10^4$ m/s (Geva et al., 1984), e utilizando o valor da velocidade de rotação $v_{\ominus} = 8 \times 10^3$ m/s, medida em r = 2 cm. tem-se que um elemento de volume executa em média três voltas completas, no percurso de 0,5 m entre o anodo e as sondas. Nota-se que o valor de apenas três voltas é pequeno, entretanto, suficiente para o plasma de magnésio apresentar valores elevados para a velocidade de rotação. É conveniente, em projetos futuros, utilizar câmaras de vácuo mais longas e regiões de campo magnético uniforme também mais extensas. com o objetivo de assegurar que o plasma atinja o estado de equilíbrio estacionário.

CAPÍTULO 6

ENRIQUECIMENTO DE ISÓTOPOS

6.1 - INTRODUÇÃO

O enriquecimento de isótopos é avaliado, neste trabalho, através da determinação do fator de separação, α , obtido dos espectros de massa dos elementos desejados. Os espectros devem apresentar resolução suficiente, de modo a mostrarem, com clareza, as intensidades relativas dos isótopos do elemento analisado.

As medidas de enriquecimento de isótopos são feitas com um espectrômetro de massa do tipo quadrupolo, o qual foi modificado para poder extrair e analisar os íons provenientes de um plasma com potencial negativo. O instrumento é descrito na Seção 3.3 do Capítulo 3. O espectrômetro de massa, localizado em frente à coluna de plasma (Figura 2.2 do Capítulo 2), realiza medidas com resolução temporal, em tempo real.

Neste Capítulo apresenta-se o método utilizado para determinar o fator de separação, mostra-se a influência do valor do campo magnético no enriquecimento de isótopos de magnésio e faz-se uma análise dos resultados obtidos utilizando o modelo teórico.

6.2 - ESPECTROS DE MASSA E FATOR DE SEPARAÇÃO

A Figura 6.1 mostra um sinal típico obtido com o espectrômetro de massa (traço inferior), juntamente com o sinal da corrente de arco (traço superior), para um plasma de magnésio com B = 0,1T, $I_a = 1,7$ kA, e medido em r = 4 cm. O sinal mostrado corresponde ao isótopo ²⁴Mg⁺. Conforme exposto na Seção 5.1 do Capítulo 5, observase a presença das oscilações periódicas sobrepostas ao sinal principal do espectrômetro de massa. O sinal do quadrupolo apresenta evolução temporal semelhante ao perfil da corrente de arco.



Fig. 6.1 - Perfil temporal da corrente de arco (traço superior - 0,2 V/ div - 1,763 kA/V) e perfil temporal da razão massa/carga detectada pelo espectrômetro de massa (traço inferior -10 mV/div), medido em r = 4 cm, para o isotopo ²⁴Mg⁺ com B = 0,1T.

Base de tempo: 200 µs/div.

Antes de obter o espectro de massa, realiza-se um condicionamento do sistema, disparando a máquina de 100 a 200 vezes. 0 condicionamento é necessário, pois no início das medidas com o quadrupolo ocorre uma sensível variação no ganho do instrumento. Esta variação deve-se às camadas de óxidos que se formam continuamente nos eletrodos do multiplicador de elétrons do aparelho.

A Figura 6.2 mostra dois espectros de massa do elemento magnésio, obtidos com o quadrupolo em r = 4 cm e com B = 0,1T.

Cada ponto experimental do espectro representa uma média de dez disparos da máquina. O espectro de massa completo, para um elemento como o magnésio que possui três isótopos, é obtido com aproximadamente 200 disparos. Nota-se na Figura 6.2 que os espectros apresentam picos para os três isótopos ²⁴Mg⁺, ²⁵Mg⁺ e ²⁶Mg⁺, totalmente resolvidos. Além dos pontos experimentais, a Figura 6.2 mostra o ajuste

- 134 -

de três Gaussianas pelo método de mínimos quadrados. O melhor ajuste é procurado até que o valor de X-quadrado não varie mais do que 1%.



Fig. 6.2 - Espectros de massa do magnésio obtidos com: (a) B = 0; e (b) B = 0,1T, ambos medidos em r = 4 cm.

A curva contínua representa o melhor ajuste de três funções gaussianas.

Na Figura 6.2a tem-se o espectro do elmento magnésio. normalizado pelo pico do isótopo ${}^{24}\text{Mg}^+$, obtido na ausência de campo magnético (B = 0). Comparando as amplitudes relativas dos picos obtidos com as abundâncias naturais dos isótopos do magnésio, têm-se que os fatores de separação são α_{25} = 1,01, para o isótopo ${}^{25}\text{Mg}^+$, e α_{26} = 1.00, para o isótopo ${}^{26}\text{Mg}^+$, ambos em relação ao isótopo ${}^{24}\text{Mg}^+$. Como era esperado, na ausência de campo magnético os fatores de separação obtidos indicam que não houve enriquecimento. Portanto, o espectro apresentado na Figura 6.2a mostra as amplitudes relativas das abundâncias naturais dos isótopos de magnésio (${}^{24}\text{Mg}$ - 78,79%, ${}^{25}\text{Mg}$ - 10,13% e ${}^{26}\text{Mg}$ - 11,17%).

Na Figura 6.2b tem-se o espectro do elemento magnésio, normalizado pelo pico do isótopo ${}^{24}\text{Mg}^+$, obtido com B = 0,1T e I_a = 1.7 kA em r = 4 cm. Neste caso, os fatores de separação obtidos são 1,15 e α_{26} = 1,26, indicando um enriquecimento de 15% e 26% para isótopos ${}^{25}\text{Mg}^+$ e ${}^{26}\text{Mg}^+$, respectivamente. Estes valores de enriquecimento representam uma mudança na composição relativa dos isótopos de magnésio para ${}^{24}\text{Mg}$ - 74,8%, ${}^{25}\text{Mg}$ - 11,1% e ${}^{26}\text{Mg}$ - 14,1%.

Os valores teóricos para os fatores de separação podem ser obtidos usando a Equação A.34 do Apêndice A, que requer o conhecimento da freqüência angular de rotação e da temperatura de íons. A freqüência de rotação para B = 0,1T é ω = 2,2 x 10⁵ rad/s (Figura 5.9 do Capítulo 5). A temperatura de íons não foi medida neste experimento. Entretanto, usando o valor de T_i = 2,5 eV, medido por Prasad e Krishnan (1987), para um plasma de carbono com B = 0,1T e I_a = 2,1 kA, têmse os seguintes valores para o fator de separação: α_{25} = 1,13; e α_{26} = 1,27. Estes valores concordam perfeitamente com os valores medidos para os fatores de separação.

Resultados preliminares obtidos na configuração antiga do experimento, quando a descarga em arco era chaveada por um laser de rubi, mostram valores do fator de enriquecimento bastante elevados para o isótopo ¹³C⁺. A Figura 6.3 mostra as abundâncias relativas dos

isótopos de carbono medidas com o espectrômetro de massa e o melhor ajuste de duas gaussianas, em escala logarítmica, aos pontos experimentais. Os pontos experimentais, representados por círculos escuros e ajustados pela curva inferior, mostram o espectro de massa do carbono obtido na ausência de campo magnético (B = 0). Os pontos experimentais, representados por círculos claros e ajustados pela curva superior, mostram o espectro obtido com B = 0,12T. Ambos os espectros foram obtidos em r = 6 cm. Os picos de ${}^{12}C^+$ foram normalizados para 0 mesmo valor. O ponto na Figura 6.3 marcado com uma seta representa a abundância natural do isótopo ¹³C em relação ao isótopo ¹²C. Utilizouse escala logarítmica.pois a abundância natural do ¹³C é muito pequena. da ordem de 1.11%. A razão entre o valor ajustado do pico ¹³C⁺. obtido com B = 0,12T, e o valor natural é o fator de separação definido anteriormente (Capítulo 1), que neste caso é α = 3,39 ± 0,53. Este valor significa um enriquecimento de ~ 239%, ou, em outras palavras, uma mudança na composição relativa dos isótopos do carbono para 96,34% de 12 C e 3,66% de 13 C, enquanto a composição natural é 98,89% de 12 C e 1,11% de ¹³C.

Os espectros mostrados na Figura 6.3 foram obtidos de pontos experimentais que representam a média dos valores de pico do sinal do quadrupolo para cinco disparos da máquina. Os valores de pico dos sinais obtidos com o espectrômetro de massa ocorrem em torno do valor de pico da corrente de arco (Figura 6.1). Foram obtidos espectros de carbono medindo a intensidade do sinal do quadrupolo em intervalos de tempo diferentes com relação ao início da descarga. A Figura 6.4 mostra o melhor ajuste de duas gaussianas, em escala logarítmica, para a evolução temporal dos espectros de massa do carbono. Os dados foram obtidos em 1, 2, 3 e 4 ms após o início da descarga em arco, para um campo magnético de 0,12T. Os picos de ¹²C⁺ são novamente normalizados e os picos de ¹³C⁺ mostram um aumento do enriguecimento com o tempo. Este resultado é uma evidência de que a rotação da coluna de plasma não atingiu a situação de equilíbrio, sugerindo que uma camara mais longa é necessária para alcançar o estado de equilíbrio estacionário.



Fig. 6.3 - Espectros de massa do carbono em escala logarítmica. A curva superior representa o ajuste de duas gaussianas aos pontos experimentais (círculos claros), obtidos com B = 0,12T, e a curva inferior representa o ajuste de duas gaussianas aos pontos experimentais (círculos escuros), obtidos com B = 0, ambas medidas em r = 6 cm.

Utilizando o valor $\omega \sim 5.0 \times 10^5$ rad/s, extrapolado das Figuras 7.9 e 7.10, como a freqüência de rotação do plasma de carbono para B = 0,12T, na expressão teórica para o fator de separação, juntamente com r = 6.0 x 10^{-2} m e T_i = 2.5 eV (Prasad e Krishnan, 1987), obtém-se $\alpha = 6.4$. Este valor teórico difere em aproximadamente 20% do valor do fator de separação máximo medido ($\alpha = 4.92$).

- 139 -



Fig. 6.4 - Espectros de massa do carbono, em escala logarítmica, para quatro valores de tempo diferentes, obtidos em r = 6 cm com B = 0,12T e I_a = 0,8 kA.

6.3 - DEPENDÊNCIA COM O CAMPO MAGNÉTICO

A variação dos valores de enriquecimento em função do valor do campo magnético aplicado, para os isótopos de magnésio, é mostrada na Figura 6.5. Os pontos representados por círculos claros representam as medidas de enriquecimento para o isótopo 25Mg⁺, enquanto os círculos escuros representam as medidas de enriquecimento para o isótopo ²⁶Mg⁺. Todas as medidas foram realizadas na posição radial r = 4 cm. Cada valor de enriquecimento, mostrado na Figura 6.3, para um determinado valor do campo magnético, é obtido construindo o espectro completo do magnésio e determinando os fatores de enriquecimento conforme o procedimento usado na Seção 6.2. Não houve a preocupação de utilizar o mesmo valor da corrente de arco para a obtenção de todos os espectros de massa. Obviamente, para cada espectro a corrente de arco é mantida fixa. Utilizaram-se correntes de arco no intervalo de 1,5 a 2,3 kA. Para B = 0, utilizou-se $I_a = 3,1$ kA, pois sem campo magnético para guiar a coluna de plasma a densidade de partículas na região do quadrupolo é muito pequena.



Fig. 6.5 - Variação do enriquecimento para o isótopo ²⁵Mg⁺ (círculos claros) e para o isótopo ²⁶Mg⁺ (círculos escuros) em função do valor do campo magnético, obtida em r = 4 cm.

A partir dos dados mostrados na Figura 6.5, verifica-se a existência de um valor máximo de enriquecimento para um campo magnético ao redor de 0,18T. Conforme mostrado na Figura 5.9 do Capítulo 5, inicialmente a freqüência de rotação cresce com o campo magnético, explicando o aumento do enriquecimento observado na Figura 6.5 para 0 < B < 0,18T. Para B > 0,18T o quadrupolo localizado em r = 4cm começa a ficar fora da região de rotação de corpo rígido, devido à contração da coluna de plasma. Nesta região, tem-se uma diminuição 6.4 - CONCLUSÃO

A inexistência de um intervalo de tempo no qual a corrente de arco é constante não permite a utilização do sistema de varredura de massa do quadrupolo para obter o espectro de massa completo em apenas um disparo da máquina. A necessidade de disparar a máquina cerca de 200 vezes para levantar um espectro de massa de um elemento com três isótopos, somados aos disparos de condicionamento do sistema, tornam o processo de medida do enriquecimento bastante trabalhoso.

Com relação aos valores do fator de separação obtidos para os isótopos de magnésio e de carbono, verifica-se uma razoável concordância com os valores teóricos, principalmente para os isótopos de magnésio. Entretanto, devem-se ressaltar as limitações na utilização da expressão teórica do fator de separação aos dados experimentais obtidos na PCEN. Principalmente, devido a não uniformidade do campo magnético é difícil estimar os valores da freqüência de rotação e do raio da coluna de plasma que devem ser utilizados na expressão teórica do fator de separação.

A verificação da existência de um valor ideal de campo magnético, que otimiza o enriquecimento, é importante para o projeto de futuros experimentos com centrífugas de plasma com descarga em arco no vácuo. O fator de separação depende exponencialmente de ω^2 e r^2 (Equação A.34). Com o aumento do campo magnético, a freqüência de rotação aumenta (Figura 5.9), enquanto a coluna se contrai (Figura 4.16). Entretanto, acima de um certo valor de arco, a coluna não apresenta mais rotação de corpo rígido e a freqüência de rotação diminui com o raio (Figura 5.8). Verifica-se, portanto, que o valor máximo de enriquecimento depende fundamentalmente do valor do campo magnético e do raio da coluna onde a densidade é ainda relativamente alta, o qual é função da geometria do catodo e do material.

CAPÍTULO 7

INFLUÊNCIA DA MASSA ATÔMICA

7.1 - INTRODUÇÃO

Nos três capítulos anteriores utilizou-se, quase que exclusivamente, o magnésio como elemento formador do plasma. Com este elemento estudou-se, principalmente, a influência do valor do campo magnético na rotação da coluna de plasma e no enriquecimento de isótopos. O objetivo do presente capítulo é verificar o comportamento dos principais parâmetros do plasma quando se utilizam outros elementos.

Os elementos selecionados foram magnésio, zinco. cádmio e chumbo, todos apresentando grau de pureza acima de 99,95%. A escolha desses elementos deve-se à facilidade de chaveamento da descarga e ao amplo intervalo de massa atômica que é abrangido (Mg: 24,3; Zn; 65,4; Cd: 112,4; e Pb: 207,2).

Neste capítulo são mostrados resultados da formação da corrente de arco, do potencial flutuante, dos perfis de densidade, da temperatura de elétrons e da rotação da coluna de plasma, para os quatro elementos selecionados.

7.2 - CORRENTE DE ARCO

Os principais parâmetros que caracterizam a corrente de arco foram definidos na Seção 4.2 do Capítulo 4, onde se apresentaram os resultados obtidos para o magnésio.

A Figura 7.1 mostra a variação do valor de pico da corrente de arco, I_a , em função da tensão inicial do banco de capacitores. V_i , para os elementos magnésio, zinco, cádmio e chumbo. As medidas foram feitas com B = 0,12T. Nota-se um comportamento semelhante dos quatro elementos. Todos apresentam uma dependência linear da corrente de arco em função da tensão inicial, e não cruzam a origem dos eixos. O valor de pico da corrente de arco, para todos os elementos usados, apresenta ótima reprodutibilidade havendo uma flutuação menor que 5%.



Fig. 7.1 - Valores de pico da corrente de arco em função da tensão inicial para plasmas de magnésio, zinco, cádmio e chumbo, obtidos com B = 0,12T.

Os ajustes de retas, pelo método de mínimos quadrados, aos pontos experimentais da curva $I_a \times V_i$ (Figura 7.1) mostram que a inclinação e ponto de cruzamento com o eixo das tensões são ligeiramente diferentes. A inclinação das retas fornece uma indicação do valor da resistência ôhmica do plasma, que neste caso variou de 17 a 19 m2. A Figura 7.2 mostra o comportamento do valor de pico da corrente de arco em função da massa atômica dos elementos utilizados, para três valores de tensão inicial, medido para um campo magnético fixo de 0,12T. Observa-se o aumento de I_a para elementos com maior massa atômica. Este aumento está relacionado com a diminuição da resistividade do plasma.



Fig. 7.2 - Corrente de arco em função da massa atômica, para três valores da tensão inicial, obtida com B = 0,12T.

A Figura 7.3 mostra a variação da tensão remanescente. V_r , em função da massa atômica, para 3 = 0,12T e V_1 = 50V. A tensão remanescente é o valor da tensão que permanece no catodo, e, portanto, no banco de capacitores, após a extinção da corrente de arco. Verifica-se a partir da Figura 7.3 uma acentuada diminuição no valor de V_r para os elementos de maior massa atômica, indicando um aumento na utilização da energia do banco de capacitores. Este aumento variou de 79% para o magnésio até 87% para chumbo.



Fig. 7.3 - Dependência da tensão remanescente com o valor da massa atômica, obtida com B = 0,12T e V $_i$ = 50V.

7.3 - POTENCIAL FLUTUANTE

O potencial flutuante, V_f, medido com uma sonda eletrostática, é utilizado para determinar o valor do campo elétrico dentro da coluna de plasma (Seção 4.3 do Capítulo 4). Mediu-se o perfil radial de V_r para os elementos magnésio, zinco, cádmio e chumbo, nas mesmas condições de campo magnético e de corrente de arco. A Figura 7.4 mostra os valores de V_r em função do raio, para os quatro elementos, obtidos com B = 0,16T e I_a = 0,9 kA. A Figura 7.4 mostra também o ajuste de uma parábola aos pontos experimentais. Cada ponto do perfil radial representa uma média de três valores. A dependência funcional do potencial flutuante com o raio, obtida para cada elemento, é Mg: $V_f = 4.1 \times 10^4 r^2 - 9.6$, Zn: $V_f = 0.92 \times 10^4 r^2 - 7.4$, Cd: $V_f = 0.30 \times 10^4 r^2 - 4.3 e Pb$: $V_f = 0.15 \times 10^4 r^2 - 4.5$, com V_f em volts e r em metros.



Fig, 7.4 - Perfis radiais do potencial flutuante, juntamente com o melhor ajuste de uma função parabólica, obtidos para plasmas de: (a) magnésio; (b) zinco; (c) cádmio; e (d) chumbo, com B = 0,16T e $I_a = 0.9$ kA.

O campo elétrico é obtido por $E_r = \frac{\partial V_f}{\partial r}$. Portanto, E_r é proporcional ao coeficiente do termo em r². A Figura 7.5 mostra a variação do coeficiente do termo em r² do potencial flutuante em função da massa atômica do material utilizado. Nota-se na Figura 7.5 que o coeficiente de r² do potencial flutuante possui uma dependência aproximada com o inverso da massa atômica. Como a velocidade de rotação da coluna de plasma é dada por E_r/B , prevê-se que a rotação do plasma diminua com o aumento da massa atômica.



Fig. 7.5 - Variação do coeficiente do termo em r^2 do potencial flutuante em função da massa atômica, obtida com B = 0,16T e I = 0,9 kA.

7.4 - PERFIL DE DENSIDADE

A densidade do plasma é proporcional à corrente de saturação de íons coletada por uma sonda eletrostática, quando polarizada negativamente em relação ao plasma (Equação 4.1 do Capítulo 4). Portanto, para determinar os perfis de densidade é suficiente construir os perfis da corrente de saturação de íons, I_{si}. A Figura 7.6 mostra os valores experimentais da corrente I_{si} em função do raio da coluna, para os elementos magnésio, zinco, cádmio e chumbo, obtidos com B = 0,16T e I_a = 0,9 kA. Os pontos mostrados representam a média de dez valores da corrente de saturação de íons. A Figura 7.6 mostra, também, o ajuste de uma função gaussiana, pelo método de mínimos quadrados, aos pontos experimentais. Nota-se um ajuste quase que perfeito da função gaussiana, para os quatro elementos. O perfil radial gaussiano, para a densidade do plasma, é previsto teoricamente para uma coluna em equilíbrio com rotação de corpo rígido (Equações A.27 e A.30, do Apêndice A). Nota-se, também, um pequeno deslocamento da coluna de plasma, na direção e sentido em que é inserida a sonda eletrostática. Esse deslocamento é menor que 0,5 cm.

Verifica-se a partir da Figura 7.6 que o diâmetro da coluna de plasma aumenta, progressivamente, para os elementos com maior massa atômica, para um campo magnético constante. A Figura 7.7 mostra a variação do raio característico da coluna de plasma, r_e , em função da massa atômica dos elementos considerados. Os valores de r_e , para cada elemento, foram obtidos dos ajustes das gaussianas mostrados na Figura 7.6, e representam o valor do raio para o qual a densidade diminui de 1/e do valor de pico.

Conforme verificado para o magnésio na Seção 5.4 do Capítulo 5, o raio característico representa o valor limite no qual a coluna ainda possui rotação de corpo rígido. Portanto, para elementos com massas atômicas maiores a coluna de plasma apresenta diâmetros maiores e regiões de rotação de corpo rígido maiores, para um valor fixo de campo magnético. Uma possível razão para o alargamento do perfil radial gaussiano da densidade de plasma, ou seja, o aumento do raio característico da coluna de plasma, é o fato da freqüência ciclotrônica de íons, Ω_{ci} , diminuir com o aumento da massa do íon ($\Omega_{ci} = Z_i eB/$ m_i). Com a diminuição de Ω_{ci} há um aumento no valor médio do número de colisões ion-ion, no intervalo de tempo igual ao período ciclotrônico de íons, ocorrendo uma maior difusão dos íons através das linhas de campo magnético.



Fig. 7.6 - Perfis radiais da corrente de saturação de íons (densidade do plasma), com os respectivos ajustes de uma função gaussiana, obtidos para plasmas de: (a) magnésio; (b) zinco; (c) cádmio; e (d) chumbo, com B = 0,16T e I_a = 0,9 kA.



Fig. 7.7 - Variação do raio característico da coluna de plasma em função da massa atômica, obtida com B = 0,16T e $I_a = 0,9$ kA.

7.5 - TEMPERATURA DE ELÉTRONS

A temperatura de elétrons, T_e , é determinada da curva característica de uma sonda eletrostática, conforme descrito na Seção 4.5 do Capítulo 4, onde se mediu T_e para um plasma de magnésio. As temperaturas de elétrons para os elementos magnésio, zinco, cádmio e chumbo, medidas em r = 0, com B = 0,16T e $I_a = 0,9$ kA, são apresentadas na Figura 7.8.

Verifica-se a partir da Figura 7.8 que a temperatura de elétrons apresenta uma dependência, aproximada, com o inverso da massa atômica, para o mesmo campo magnético e mesma corrente de arco. A temperatura de íons, T_i , não foi medida na PCEN; entretanto, acreditase que T_i apresente comportamento semelhante à T_e , com relação ao aumento da massa atômica. A provável diminuição da temperatura de íons, juntamente com o aumento do raio característico da coluna de plasma, podem contribuir para o aumento do fator de separação, que é proporcional a $r^2 T_i^{-1}$ (Equação A.34).



Fig. 7.8 - Temperatura de elétrons em função da massa atômica, medida no centro da coluna de plasma (r = 0), com B = 0,16T e $I_a = 0.9$ kA.

7.6 - ROTAÇÃO DA COLUNA DE PLASMA

A rotação da coluna de plasma é determinada utilizando duas sondas eletrostáticas, imersas no plasma através do mesmo plano azimutal, mas separadas de 90° uma em relação à outra. Aplicase a técnica da correlação cruzada aos sinais do potencial flutuante medidos pelas duas sondas. A defasagem principal obtida, τ_p , representa um quarto do período de rotação ($\tau_p = T/4$). Portanto, a freqüência de rotação da coluna de plasma é dada por $\omega = \pi/2 \tau_p$. (Capítulo 5).



Fig. 7.9 - Dependência da freqüência de rotação da coluna de plasma com o campo magnético, obtida com plasmas de magnésio, zinco, cádmio e chumbo, em r = 2 cm e com $I_a = 0.9$ kA.

A Figura 7.9 mostra a variação da freqüência de rotação em função do campo magnético, para os elementos magnésio, zinco, cádmio e chumbo, medida em r = 2 cm e com I = 0,9 kA.

Os resultados de ω em função de B para o magnésio, mostrados na Figura 7.9, são os mesmos resultados apresentados e analisados na Seção 5.4 do Capítulo 5. Observa-se na Figura 7.9 um comportamento semelhante para os quatro elementos, apresentando, entretanto, valores distintos para a freqüência angular de rotação. Nota-se uma diminuição no valor da freqüência de rotação para os elementos com maiores massas atômicas. Este resultado já era esperado, quando da medida do perfil radial do potencial flutuante (Seção 7.3).

A Figura 7.10 mostra a variação da freqüência angular de rotação em função da massa atômica, para um campo magnético fixo no valor de 0,16T. A linha contínua, na Figura 7.10, mostra o ajuste de uma função 1/M, onde M representa a massa atômica. O ajuste obtido é $\omega = 7,3 \times 10^6$ /M, para ω em radianos por segundo e M em unidades de massa atômica. Nota-se um ajuste perfeito da função 1/M aos pontos experimentais.





A curva contínua representa o ajuste de uma função 1/M aos pontos experimentais.

Utilizando as medidas do potencial flutuante (Figura 7.5) para determinar o campo elétrico e usando a expressão teórica $\omega = E_r/rB$ (Equação 5.5 do Capítulo 5), pode-se determinar o valor da freqüência de rotação para os elementos magnésio, zinco, cádmio e chumbo. As medidas dos perfis do potencial flutuante foram efetuadas com B = 0,16T e I_a = 0,9 kA. Portanto, podem-se comparar os resultados calculados para ω com os resultados das medidas mostrados na Figura 7.10.



Fig. 7.11 - Freqüência angular de rotação, medida diretamente da defasagem (círculos escuros) e calculada através da medida do campo elétrico (círculos claros), em função da massa atômica, obtidas para $B = 0,16T e I_a = 0,9 kA$.

A Figura 7.11 mostra os valores calculados (círculos claros) e os valores medidos (círculos escuros), da freqüência angular de rotação em função da massa atômica. Os valores da freqüência de rotação da coluna de plasma obtidos pela expressão da deriva eletromagnética apresentam dependência com a massa atômica semelhante aos valores de ω medidos diretamente com as duas sondas eletrostáticas. Teori-

camente, o valor de ω dado por E x B representa um limite superior para a freqüência de rotação da coluna de plasma. Esta hipótese se verifica tanto para o magnésio como para o zinco, e não se confirma para o cádmio e chumbo. Entretanto, os erros no ajuste das parábolas aos pontos experimentais do potencial flutuante, de onde se infere o valor do campo elétrico, justificam plenamente as discrepâncias observadas.

A velocidade tangencial de rotação, ou, simplesmente, velocidade de rotação, v_{Θ} , é calculada por $v_{\Theta} = \omega r$. Um valor característico para v_{Θ} é obtido quando $r = r_{e}$ (raio característico), e usando o valor de ω e r_{e} medidos para um mesmo campo magnético. Este valor de v_{Θ} representa, aproximadamente, a velocidade de rotação máxima atingida pelas partículas da coluna de plasma. A Figura 7.12 mostra a velocidade de rotação característica (círculos escuros) em função da massa atômica, para B = 0,16T. Os valores de ω utilizados são os apresentados na Figura 7.11, enquanto os valores de r_{e} utilizados são os mostrados na Figura 7.7.

A Figura 7.12 mostra também os valores da velocidade crítica de Alfvén, v_c (Equação 1.1 do Capítulo 1), para os elementos magnésio, zinco, cádmio e chumbo. Observa-se na Figura 7.12 a boa concordância entre os valores experimentais da velocidade de rotação característica e os valores da velocidade crítica de Alfvén. Mesmo que a velocidade de rotação característica não represente fielmente a velocidade de rotação máxima da coluna de plasma, fica claro que, pelo menos para os elementos utilizados, não se conseguiu medir velocidades de rotação maiores que a velocidade crítica de Alfvén.



Fig. 7.12 - Velocidade de rotação característica (círculos escuros) e velocidade crítica de Alfvén (círculos claros) em função da massa atômica, obtidas para B = 0,16T e I_a = 0,9 kA.

7.7 - CONCLUSÃO

Neste capítulo apresentaram-se resultados da dependência de vários parâmetros do plasma em função do material utilizado como catodo. Foram utilizados os elementos magnésio, zinco, cádmio e chumbo, todos com pureza acima de 99,95%, perfazendo um amplo espectro de massa.

Entre os vários resultados obtidos destacam-se as dependências aproximadas para o raio característico da coluna r_e $\alpha M^{\frac{1}{2}}$, para a freqüência de rotação da coluna de plasma $\omega \alpha 1/M$ e para a temperatura de elétrons T_e $\alpha 1/M$. Considerando a velocidade de rotação da

- 157 -

coluna de plasma ($v_{\Theta} = \omega r$) em r = r_e tem-se que $v_{\Theta}(r_e) \propto M^{-\frac{1}{2}}$. Outro resultado interessante é a não-existência de velocidades de rotação com valores acima da velocidade crítica de Alfvén.

Finalmente, pode-se fazer uma estimativa do valor esperado para o fator de separação entre os isótopos do 235U e 238U, que seria obtido na PCEN, com B = 0,16T. Os parâmetros necessários para se utilizar a Equação A.34 do Apêndice A, que define o fator de separação são: freqüência de rotação; raio característico; e temperatura de íons. Extrapolando da Figura 7.10 tem-se $\omega(U) = 3,1 \times 10^4$ rad/s e da 7.7 tem-se $r_e(U) = 5 \times 10^{-2}$ m. A temperatura de íons não foi Figura medida neste trabalho; entretanto, supondo que $T_i < T_e$ e extrapolando da Figura 7.9 tem-se $T_i(U) = 0,5 \text{ eV} (5,8 \times 10^3 \text{K})$. Substituindo $\omega(U)$, $r_e(U) = T_i(U)$, na Equação A.34 obtém-se $\alpha \sim 1,08$. Este valor é da mesma ordem de grandeza do valor do fator de separação obtido nas centrífugas mecânicas. Entretanto, a modificação da geometria do catodo pode propiciar um aumento considerável na fregüência de rotação e no raio característico da coluna de plasma, acarretando um aumento no valor do fator de separação.

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Neste trabalho de tese, de caráter fundamentalmente experimental, foram descritos vários resultados referentes ao projeto, construção e operação de uma centrífuga de plasma no Laboratório Associado de Plasma do Instituto de Pesquisas Espaciais, LAP/INPE. O experimento consistiu basicamente na produção de uma coluna de plasma altamente ionizado em rotação. O plasma foi produzido por uma descarga elétrica em arco no vácuo e a rotação da coluna de plasma foi conseguida pela interação eletromagnética do componente radial da corrente da descarga com o componente axial de um campo magnético aplicado externamente.

O sistema elétrico de produção do plasma, de obtenção do campo magnético e de disparo do experimento (Capítulo 2) apresentou um bom desempenho. Os pulsos de corrente de arco e de campo magnético apresentaram excelente reprodutibilidade. Dentro de uma ampla faixa de valores de corrente de arco e de campo magnético, praticamente não houve falha no disparo do experimento. A existência de um gradiente nos valores do campo magnético na região entre o catodo e o anodo, aliada à utilização de um laser com apenas 4J de energia, para iniciar a descarga principal, impossibilitou a obtenção da descarga em arco no vácuo com valores de campo magnético intensos (B > 0,5T). Para alguns elementos como o cobre, alumínio e níquel, não se conseguiu chavear a descarga, mesmo para valores pequenos de campo magnético.

O conjunto de equipamentos de diagnóstico formado por bobinas de Rogowski, sondas eletrostáticas e magnética, e espectrômetro de massa (Capítulo 3) apresentou vários problemas, sendo o principal deles a eliminação ou a atenuação dos níveis de ruído existentes em todas as medidas. Com relação à aquisição de dados, a inexistência de um sistema automatizado para o armazenamento dos sinais obtidos pelos equipamentos de diagnóstico, aliada à característica da evolução temporal da
corrente de arco que não apresenta região com valor de corrente constante, dificultou sobremaneira a obtenção e o tratamento dos dados.

De um modo geral os resultados apresentados sobre a caracterização do plasma, sobre a rotação da coluna de plasma e sobre o enriquecimento de isótopos são bastante coerentes entre si e estão de acordo com o modelo teórico apresentado no Apêndice A.

A diminuição do valor de pico da corrente de arco (Figura 4.5) e o aumento da duração da descarga (Figura 4.8b) devido ao aumento do campo magnético, para uma tensão inicial fixa, mostraram claramente um aumento na impedância total do plasma produzido na centrífuga. Uma propriedade característica das descargas em arco no vácuo, observada no experimento, foi a permanência de uma diferença de potencial entre os eletrodos quando a corrente de arco se extingue. Esta diferença de potencial, denominada tensão remanescente, que aumenta com o campo magnético (Figura 4.6b), é uma indicação da quantidade de energia, inicialmente armazenada no banco de capacitores, que não é utilizada na descarga.

O perfil radial do campo elétrico auto-consistente, gerado na coluna de plasma, foi obtido indiretamente através da medição do potencial flutuante. O perfil radial parabólico do potencial flutuante e o conseqüente perfil radial linear do campo elétrico (Figura 4.12) concordaram com as previsões teóricas. A partir dos perfis do campo elétrico, utilizados na expressão da velocidade de deriva eletromagnética, $\vec{E} \times \vec{B}$ (Equação 1.4), puderam-se estimar os valores da freqüência angular de rotação da coluna de plasma, que estão coerentes com os valores medidos pelo método da defasagem.

Os perfis radiais da densidade do plasma foram obtidos a partir da corrente de saturação de íons. Os dados experimentais apresentaram um perfeito ajuste para uma função gaussiana, conforme previsão do modelo teórico (Figura 4.15). Observou-se a diminuição do raio da coluna de plasma com o aumento do campo magnético, devido ao aumento da força de confinamento, $\mathbf{J}_{\Theta} \times \mathbf{B}$. Para um plasma de magnésio, produzido a partir de um catodo com diâmetro igual a 1,5 cm, verificou-se que o raio característico da coluna de plasma (valor do raio no qual a densidade diminui de 1/e do valor de pico) aproxima-se do valor do diâmetro do catodo, para campos magnéticos intensos.

A rotação da coluna de plasma foi medida por três métodos distintos. O método da deposição de material do plasma num anteparo localizado atrás de uma placa, que possui uma fenda, forneceu resultados conclusivos que confirmaram a rotação da coluna de plasma. O método correlação cruzadas sondas eletrostáticas, que utilizou a técnica da da para calcular a defasagem entre os sinais de potencial flutuante medido por duas sondas a 90° uma da outra, constituiu um processo prático e eficiente para medir sistematicamente a rotação da coluna de plasma. O método que utilizou os perfis radiais do campo elétrico foi importante para confirmar os outros resultados obtidos e para testar algumas hipóteses do modelo teórico.

Ainda com relação à rotação da coluna de plasma, a dependência da freqüência de rotação com o raio mostrou, claramente, a região de rotação de corpo rígido, que parece possuir como limite superior o raio característico da coluna de plasma (Figura 5.8). Outro resultado importante foi a verificação da dependência linear da freqüência de rotação com o campo magnético, somente até um determinado valor de campo magnético (Figura 5.9). Este valor de campo magnético depende da posição radial das sondas que estão medindo a rotação de plasma. Quanto maior a distância radial das sondas, menor é o intervalo de valores de campo magnético onde vale a dependência linear da freqüência de rotação. Este efeito está associado à diminuição do raio característico da coluna de plasma com o aumento do campo magnético. Supondo que o raio característico da coluna de plasma possui como limite inferior o valor de duas vezes o raio do catodo (Figura 4.16) para campos magnéticos intensos, é provável que a dependência linear de ω com B seja válida para um amplo intervalo de valores de campo magnético, para distâncias do centro da coluna menores que o dobro do raio do catodo. Desta forma, seria possível obter valores de freqüência de rotação maiores que os valores medidos neste trabalho.

Os resultados mais trabalhosos, tanto para serem obtidos como para serem tratados, foram os referentes ao enriquecimento de isótopos. Por esta razão só foram realizadas medidas do fator de separação para os elementos carbono e magnésio. Os resultados de enriquecimento dos isótopos ²⁵Mg, ²⁶Mg e ¹³C apresentaram uma razoável concordância com os valores teóricos. Com relação à dependência do enriquecimento dos isótopos de magnésio com o campo magnético, a verificação da existência de um valor ideal de campo magnético para o qual o enriquecimento é máximo constitui um resultado importante para o dimencionamento de futuros experimentos. A existência do valor ideal de campo magnético, mostrado na Figura 6.5, está associado à contração da coluna de plasma devido ao aumento do campo magnético.

Alguns parâmetros do plasma foram também medidos para outros elementos como zinco, cádmio e chumbo, com o objetivo de estudar o comportamento da descarga em função da massa atômica. Foram observados os seguintes resultados: $r_e \propto M^{\frac{1}{2}}$ (Figura 7.7); $T_e \propto 1/M$ (Figura 7.8); e $\omega \propto 1/M$ (Figura 7.10), onde r_e é o raio característico da coluna de plasma, T_e a temperatura de elétrons, ω a freqüência de rotação e M a massa atômica dos elementos. Utilizando as dependências aproximadas de r_e , ω , e T_i com a massa atômica, tem-se que o fator de separação depende somente da diferença de massa entre os isótopos a serem enriquecidos.

A taxa de erosão de um catodo de magnésio numa centrífuga de plasma com B = 0,1T e I_a = 1,0 kA é 30 μ g/C (Prasad et al., 1986). Supondo que este resultado seja também válido para a centrífuga de plasma descrita neste trabalho, PCEN, tem-se para as condições, onde se conseguiu o maior valor de enriquecimento dos isótopos de magnésio (B = 0,1T, I_a = 1,66 kA, V_i = 60V), que a taxa de erosão total do catodo de magnésio é ~ 50 μ g/disparo. A energia utilizada, somente para produzir o plasma nestas condições, é aproximadamente 90J, o que resulta no valor de ~ 450 eV por cada ion produzido na PCEN. Sendo a fração de transmissão do plasma através do anodo da ordem de 50% (Prasad e Krishnan, 1986), tem-se aproximadamente 25 µg de magnésio na coluna de plasma em rotação por disparo da máquina. As medidas de enriquecimento dos isótopos de magnésio foram feitas em r = 4 cm. Estimando, aproximadamente, que apenas 4% da quantidade de material da coluna de plasma seja coletado nas regiões em torno de r = 4 cm, como material enriquecido, tem-se uma produção de 1 μg de magnésio enriquecido por disparo. A freqüência de disparo da PCEN é 1 disparo/minuto; portanto, tem-se a produção de 60 µg/h de magnésio enriquecido, para um consumo total de aprroximadamente 3 mg/h de magnésio natural. Estimando a energia média total consumida pelo experimento em torno de 3 kWh, chega-se ao valor de 0,05 kWh/µg. Sendo 0 custo da energia U\$ 0,06/kWh, chega-se ao valor aproximado de U\$ 3.000,00 para a produção de 1 g de magnésio enriquecido. Este custo relativamente alto é devido a baixa freqüência de repetição do experimento (0,02 Hz), já que a energia média de 3 kWh é utilizada quase totalmente para o funcionamento do sistema de vácuo e outros equipamentos de aquisição de dados. Portanto, aumentando a freqüência de disparo, praticamente não se aumenta o consumo de energia. Entretanto, aumenta-se, significativamente, a quantidade de material processado, abaixando o custo final.

Em resumo, o experimento propiciou a obtenção de resultados interessantes a respeito do comportamento da coluna de plasma produzido na centrífuga, fornecendo contribuições importantes para o entendimento do processo de separação de isótopos com as centrífugas de plasma com descarga em arco no vácuo. A utilização deste processo de enriquecimento de isótopos pode ser promissor, principalmente na obtenção de elementos químicos enriquecidos para as áreas onde se necessita pequenas quantidades de material. Entretanto, deve-se continuar as pesquisas com os experimentos existentes, de modo a tornar o processo economicamente competivo.

Trabalhos futuros poderão ser desenvolvidos a partir das sugestões descritas a seguir.

Com relação ao experimento desenvolvido no LAP/INPE:

- Mudar o circuito de produção da descarga para obter corrente de arco constante por um determinado intervalo de tempo. Esta mudança é importante para aumentar a taxa de erosão por disparo e para facilitar a aquisição de dados;
- Aumentar a região de campo magnético uniforme, para aumentar o número de revoluções da coluna de plasma, com o objetivo de permitir que o plasma atinja o estado de equilíbrio estacionário e facilitar a análise dos resultados;
- Aumentar a potência do laser de CO₂ ou projetar um sistema alternativo de chaveamento da descarga em arco, para possibilitar a produção de plasma de qualquer elemento químico;
- Projetar um sistema de carga dos bancos de capacitores da corrente de arco e do campo magnético mais rápido e controlado automaticamente, para poder aumentar a freqüência de disparo;
- 5) Projetar um sistema de coletores para o material enriquecido.

Com relação a resultados de pesquisa:

- Medir a taxa de erosão do catodo para vários materiais e várias condições iniciais;
- Estudar a influência das dimensões do catodo, principalmente na rotação da coluna de plasma e nos perfis de densidade;

- 3) Medir a temperatura de íons;
- Verificar a influência da utilização de gás hidrogênio na descarga em arco;
- 5) Medir o fator de separação em função do raio da coluna de plasma, para vários elementos;
- 6) Obter, com detalhes, a freqüência de rotação da coluna de plasma em função do valor do campo magnético, para vários raios diferentes;
- 7) Utilizar com mais profundidade o modelo teórico existente, para analisar os resultados experimentais e aprimorá-lo, em função de novas necessidades.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALFVÉN, H. Collision between a nonionized gas and a magnetized plasma. <u>Review of Modern Physics</u>, <u>32</u>(4):710-713, Oct. 1960.
- ALFVÉN, H.; WILCOX, J.M. On the origin of satellites and planets. <u>The Astrophysical Journal</u>, <u>136</u>(3):1016-1022, Nov. 1962.
- ANDERSON, 0.; BAKER, W.R.; BRATENAHL, A.; FURTH, H.P.; KUNKEL, W.B. Hidromagnetic capacitor. <u>Journal of Applied Physics</u>, <u>30</u>(2): 188-196, Feb. 1959.
- BABABEYGY, S.; BOXMAN, R.L.; GOLDSMITH, S. Corrosion evaluation of very rapid high-current vacuum-arc coatings. <u>IEEE Transaction</u> <u>on Plasma Science</u>, <u>PS15</u>(5):599-602, Oct. 1987.
- BECKER, E.W. Physics and technology of separation nozzle process. In: <u>Nuclear Energy Maturity</u>; Proceedings of a Conference held at Paris, 21-25 Apr. 1975. Oxford, Pergamon, 1976. v. 12, p. 44-52.
- BELORUSOV, A.V.; KARCHEVSKII, A.I.; MUROMKIN, Y.A.; POTANIN, E.P.; USTINOV, A.L.; BABICHEV, A.P. Separation of gas mixtures and xenon isotopes in a pulsed plasma centrifuge. <u>Soviet Journal</u> of Plasma Physics, 5(6):693-699, Nov. 1979.
- BERGSTRON, J.; HOLMBERG, S.; LEHNERT, B. Aceleration of a rotating plasma. <u>Arkiv för Fysik</u>, <u>25</u>(5):49-65, Apr. 1963.

_____ Experiments on the starting process of a rotating plasma. <u>Arkiv för Fysik, 28</u>(15):191-204, Apr. 1964.

_____ Momentum balance of a rotating plasma. <u>Arkiv för Fysik</u>, <u>23(48):543-569</u>, June 1962.

- BITTENCOURT, J.A. <u>Fundamentals of plasma physics</u>. Oxford, Pergamon, 1986.
- BITTENCOURT, J.A.; DEL BOSCO, E.; DALLAQUA, R.S.; LUDWIG, G.O. Plasma centrifuge development at INPE. In: SAKANAKA, P.H., ed. <u>Fusion</u> <u>energy and plasma physics</u>. London, World Scientific, 1988.
- BITTENCOURT, J.A.; LUDWIG, G.O. Steady state behavior of rotating plasmas in a vacuum-arc centrifuge. <u>Plasma Physics and Controlled</u> Fusion, 29(5):601-620, May 1987.
- BOESCHOTEN, F.; NATHRATH, N. Plasma separating effects. In: VILLANI, S., ed. <u>Uranium enrichment</u>. Berlin, Springer-Verlag, 1979 (Topics in Applied Physics, 35).
- BOLDYREV, V.R.; POLUÉKTOV, N.P.; KARCHENKO, V.N. Measurements of dynamic process in a pulsed plasma centrifuge. <u>Soviet Journal of</u> <u>Plasma Physics</u>, <u>11</u>(4):245-248, Apr. 1985.
- BONNEVIER, B. Diffusion due to ion-ion collision in a multicomponent plasma. Arkiv för Fysik, 33(15):255-270, May 1966.
- _____ Experimental evidence of element and isotope separation in rotating plasma. <u>Plasma Physics</u>, <u>13</u>(9):763-774, Sept. 1971.
- BONNEVIER, B.; LEHNERT, B. The motion of charged particle in a rotating plasma. Arkiv för Fysik, 16(32):231-236, Sep. 1959.
- BOTTICHER, W. Measurements of magnetic fields in plasmas. In: LOCHTE-HOLTGREVEN, W. ed. <u>Plasma Diagnostics</u>. Amsterdam, North-Holland, 1968.

- BOXMAN, R.L.; GOLDSMITH, S. Principles and application of vacuum arc coatings. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON DISCHARGES AND ELECTRICAL INSULATION IN VACUUM, 13., Paris, France, June 27-30, 1988. Proceedings. Les Ulis, France, 1988, v. 2, p. 281-286.
- BROWN, I.G.; GALVIN, J.E.; GAVIN, B.F.; MACGILL, R.A. Metal vapor vacuum arc ion source. <u>Review of Scientific Instruments</u>, <u>57</u>(6): 1069-1084, June 1986.
- CAIRNS, J.B.S. Isotopic separation in a rotating neon plasma. In: <u>Uranium Isotope Separation;</u> Proceedings of a Conference held at London, 5-7 Mar., 1975. London, 1976, p. 61-66.
- CHEN, F.F. <u>Introduction to plasma physics and controlled fusion</u>. 2. ed. New York, Plenum, 1984.
- CHEN, F.F. Electric probes. In: HUDDLESTONE, R.H.; LEONARD, S.L., ed. <u>Plasma diagnostic techniques</u>. New York, Academic, 1965.
- CHUNG, M.P.; TALBOT, L.; TOURYAN, K.L. <u>Electric probes in stationary</u> <u>and flowing plasmas.- Theory and applications</u>. New York, Springer-Verlag, 1975.
- CRIBIER, M.; RICHARD, B.; RICH, J.; SPIRO, M.; VIGNAUD, D.; BESSON, A.;
 BEVILACQUA, A.; CAPERAN, F.; DUPONT, G.; SIRE, P.; GORRY, J.; HAMPEL,
 W.; KIRSTEN, T. Study of a high intensity 746 keV neutrino source
 for the calibration of solar neutrino detectors. <u>Nuclear Instruments</u>
 and Methods in Physics Research, A265(3):574-586, Mar. 1988.
- DAALDER, J.E. Components of cathode erosion in vacuum arcs. <u>Journal of</u> <u>Physics D: Applied Physics</u>, <u>9</u>(16):2379-2395, Nov. 1976.
- DAALDER, J.E.; WIELDERS, P.G.E. Angular distribution of charged and neutral species in vacuum arcs. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON PHENOMENA IN IONIZED GASES, 12., Eindhoven, 1975. <u>Proceedings</u>. Amsterdam, North-Holland, 1975, p. 232-240.

- DALLAQUA, R.S.; DEL BOSCO, E. <u>Medida de corrente elétrica variável no</u> <u>tempo com bobina de Rogowski</u>. São José dos Campos, INPE, abr. 1986. 18 p. (INPE-3875-RPE/506).
- DAVIES, W.D.; MILLER, H.C. Analysis of the electrode products emitted by dc arcs in a vacuum ambient. <u>Journal of Applied Physics</u>, <u>40</u> (5):2212-2221, Apr. 1969.
- DAWSON, J.M. ET AL. Isotope separation in plasmas by use of ion ciclotron resonance. <u>Physical Review Letters</u>, <u>37</u>(2):1547-1550, Dec. 1976.
- DEL BOSCO, E.; DALLAQUA, R.S.; BITTENCOURT, J.A.; LUDWIG, G.O. Vacuumarc plasma centrifuge experiment. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON DISCHARGES AND ELECTRICAL INSULATION IN VACUUM, 13., Paris, June 27-30, 1988. <u>Proceedings</u>. Les Ulis, France, 1988. v. 2, p. 297-299. Accepted for publication in the IEEE Transaction on Plasma Science, 1989.
- DEL BOSCO, E.; DALLAQUA, R.S.; LUDWIG, G.O. Utilização de um analisador quadrupolar de massa para monitoramento de plasmas de elementos metálicos. <u>Revista Brasileira de Aplicações de Vácuo</u>, <u>5</u>(1/2):161-167, out. 1985.
- DEL BOSCO, E.; DALLAQUA, R.S.; LUDWIG, G.O.; BITTENCOURT, J.A. Isotope enrichment in a plasma centrifuge. <u>Applied Physics Letters</u>, <u>50</u>(24):1716-1718, Jun. 1987.
- DEL BOSCO, E.; LUDWIG, G.O. Trabalhos experimentais em plasmas, desenvolvidos no INPE. <u>Revista Brasileira de Física</u>, <u>E-2</u>:492-503. fev. 1982.
- ENGEL, A.V. <u>Ionized gases</u>. 2. ed. Oxford, Oxford University Press, 1965.

EVANS, R.D. The atomic nucleus. New York, MacGraw-Hill, 1955.

- FAHLESON, U.V. Experiments with plasma moving through neutral gas. <u>The Physics of Fluids</u>, 4(1):123-127, Jan. 1961.
- FANTINI, F.; COSTA, R. A epopéia do urânio. <u>Revista Isto É</u>, (560):46-54, Abr. 1988.
- GEVA, M. <u>Isotope enrichment in a fully ionized rotating plasma metal</u> <u>column</u>. Doctoral Thesis in Plasma Physics. Yale University, New Haven, Dec. 1982.
- GEVA, M.; COHEN, C.; DANZIGER, O.; DOTHAN, F.; FRIEDLAND, L.; LEVIN, L.A.; MAHARSHAK, S.; HIRSHFIELD, J.L. Vacuum-arc plasma centrifuge for element and isotope separation. <u>IEEE Transaction on Plasma Science</u>, <u>PS15</u>(5):583-588, Oct. 1987.
- GEVA, M.; KRISHNAN, M.; HIRSHFIELD, J.L. Centrifugal mass separation in a laser-initiated vacuum-arcs. <u>Nuclear Instruments and Methods</u>, <u>186</u>(1/2):183-187, Jul. 1981.

_____ Element and isotope separation in a vacuum arc centrifuge. <u>Journal of Applied Physics, 56(5):1398-1413</u>, Sept. 1984.

- GÜRS, K. Isotope separation using lasers. In: <u>Nuclear Energy Maturity</u>; Proceedings of a Conference held at Paris, 21-25, Apr., 1975. Oxford, Pergamon, 1976. v. 12, p. 28-32.
- HARTING, E.; READ, F.H. <u>Electrostatic lenses</u>. Amsterdam. Elsevier Scientific, 1976.
- HEBERLEIN, J.V.R.; PORTO, D.R. The interaction of vacuum arc ion currents with axial magnetic field. <u>IEEE Transaction on Plasma</u> <u>Science</u>, <u>PS-11</u>(3):152-159, Sept. 1983.

- HELLSTEIN, T. On the balance and separation processes in rotating plasmas. <u>Nuclear Instruments and Methods</u>, <u>145</u>(3):425-451, Sept. 1977.
- HELLSTEIN, T.; SPIES, G.O. Continuous magnetohydrodynamic spectrum in axially symmetric rotating plasmas. <u>The Physics of Fluids</u>, <u>22</u>(4): 743-747, Apr. 1979.
- HIRSHFIELD, J.L.; LEVIN, L.A.; DANZIGER, O. Vacuum arcs for plasma centrifuge isotope enrichment. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON DISCHARGES AND ELECTRICAL INSULATION IN VACUUM, 13., Paris, Jun. 27-30, 1988. <u>Proceedings</u>. Les Ulis, France, 1988, v. 2, p. 287-292.
- HOYAUX, M.F. Arc physics. Berlin, Springer-Verlag, 1968.
- JAHN, R.G. <u>Physics of electric propulsion</u>. New York, MacGraw-Hill, 1968.
- JAMES, B.W.; SIMPSON, S.W. Isotope separation in a rotating plasma. Physics Letters, 46A(5):347-348, Jan. 1974.
- _____ Isotope separation in the plasma centrifuge. <u>Plasma Physics</u>, <u>18(4):289-300</u>, Apr. 1976.
- _____ The viscous dynamics of a rotating plasma. <u>Plasma Physics</u>, <u>20</u> (8):759-770, Aug. 1978.
- KANEKO, O.; SASAKI, S.; KAWASHIMA, N. Mass separation experiment with a partially ionized rotating plasma. <u>Plasma Physics</u>, <u>20</u>(11):1167-1178, Nov. 1978.
- KARCHEVISKII, A.I.; POTANIN, E.P. Energetic requirements for isotope separation by plasma methods. <u>Soviet Journal of Plasma Physics</u>, <u>12(4):284-286</u>, Apr. 1986.

:

- KIM, C.; JENSEN, R.V.; KRISHNAN, M. Equilibria of a rigidly rotating, fully ionized plasma column. <u>Journal of Applied Physics</u>, <u>61(9)</u>: 4689-4691, May 1987.
- KIMBLIN, C.W. Arcing and interruption phenomena in ac vacuum switchgear and dc switches subjected to magnetic fields. <u>IEEE</u> Transaction on Plasma Science, PS11(3):173-181, Sept. 1983.
- Cathode spot erosion and ionization phenomena in the transition from vacuum to atmospheric pressure arcs. <u>Journal</u> of Applied Physics, 45(12):5235-5244, Dec. 1974.

KOHLRAUSCH, R. Praktische Physik II. Germany, Teubner, 1962.

- KOOPMAN, D.W. Langmuir probe and microwave measurements of the properties of streaming plasmas generated by focused laser pulses. <u>The Physics of Fluids</u>, <u>14</u>(8):1707-1716, Aug. 1971.
- KOROBTSEV, S.V.; KOSINOVA, T.A.; RAKHIMBABAEV, Ya. R.; RUSANOV, V.D. Experimental study of element separation mechanisms in rotating plasma. <u>Soviet Physics - Technical Physics</u>, <u>29</u>(2):148-152, Feb. 1984.
 - _____ Rotating of gases in a plasma centrifuge at relatively high pressure. <u>Soviet Physics - Technical Physics</u>, <u>26</u>(3):390-391, Mar. 1981.
- KRISHNAN, M. Centrifugal isotope separation in zirconium plasmas. <u>The Physics of Fluids</u>, <u>26</u>(9):2676-2682, Sept. 1983.
- KRISHNAN, M.; GEVA, M.; HIRSHFIELD, J.L. Plasma centrifuge. <u>Physics</u> <u>Review Letters</u>, <u>46</u>(1):36-38, Jan. 1981.
- KRISHNAN, M.; PRASAD, R.R. Parametric analysis of isotope enrichment in a vacuum-arc centrifuge. <u>Journal of Applied Physics</u>, <u>57</u>(11): 4973-4980. Jun. 1985.

- KURKO, D.V. Mass separation in a rotating weakly ionized plasma. Soviet Journal of Plasma Physics, 5(4):509-513, Jul. 1979.
- LAFFERTY, J.M. <u>Vacuum arcs theory and application</u>. New York, John Wiley, 1980.
- LEHNERT, B. Rotating plasma. Nuclear Fusion, 11(5):485-533, Nov. 1971.
- _____ The starting process of a rotating plasma. <u>Arkiv för Fysik</u>, <u>28</u>(16):205-214, Apr. 1964.
- LEHNERT, B.; BERGSTRÖM, J.; HOLMBERG, S. Critical voltage of rotating plasma. Nuclear Fusion, 6(3):231-238, 1966.
- LEONARD, S.L. Basic macroscopic measurements. In: HUDDLESTONE, R.H.; LEONARD, S.L. ed. <u>Plasma diagnostic techniques</u>. New York, Academic, 1965.
- LESSOR, D.L. <u>Pressure and field strength considerations on the plasma</u> <u>centrifuge for isotope separation</u>. Battelle, Pacific Northwest Laboratories, 1976. 17 p. (IR-BNWL-2090).
- LOVBERG, R.H.; Magnetic probes. In: HUDDLESTONE, R.H.; LEONARD, S.L. ed. <u>Plasma diagnostic techniques</u>, New York, Academic, 1975.
- LUDWIG, G.O. A variational principle for the plasma centrifuge. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON RAREFIED GAS DYNAMICS, 15., Grado, Italy, Jun. 16-20, 1986. <u>Proceedings</u>. Stuttgart, Teubner, 1986. v. 2, p. 393-403.
- MALMSTADT, H.V.; ENKE, C.G.; CROUCH, S.R. <u>Electronics and</u> <u>instrumentation for scientists</u>. California, Benjaming Cummings, 1981.
- MARDIGUIAN, M. <u>How to control electrical noise</u>. Gainesville, Don White, 1983.

MONTGOMERY, D.B. Solenoid magnet design. New York, Wiley, 1969.

- MURRAY, R.L. <u>Engenharia nuclear</u>. Rio de Janeiro, Centro de Publicações Técnicas da Aliança, 1963.
- NATHRATH, N. The plasma centrifuge III measurements on rotating uranium plasmas. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON IONIZED GASES, 13., Berlin, Sept. 1977. <u>Proceedings</u>. Berlin, Physical Society of GDR, 1977, p. 697-698.
- O'NEIL, T.M. Centrifugal separation of a multispecies pure ion plasma. <u>The Physics of Fluids</u>, <u>24</u>(8):1447-1451, Aug. 1981.
- OKADA, O.; DODO, T.; KAWAI, T. Separation of uranium isotope by plasma centrifuge. <u>Journal of Nuclear Science and Technology</u>, <u>10(10).626-631</u>, Dec. 1973.
- ORSINI, L.Q. Circuitos elétricos. São Paulo, Edgar Blücher, 1975.
- POTANIN, E.P. Effect of end walls on separation in magnetized rotating plasma. <u>Soviet Journal of Plasma Physics</u>, <u>9</u>(6):763-764, Nov. 1983.
- PRASAD, R.R.; CONSIGLIO, R.; KRISHNAN, M. Power flow and cathode erosion in a vacuum-arc centrifuge. <u>IEEE Transaction on Plasma</u> <u>Science</u>, <u>PS-14</u>(4):498-502, Aug. 1986.
- PRASAD, R.R.; KRISHNAN, M. Isotope separation in a vacuum-arc centrifuge. Journal of Applied Physics, 61(9):4464-4470, May 1987.

_____ Matched impedance, low voltage vacuum-arc centrifuge. <u>Review</u> of <u>Scientific Instruments</u>, <u>57</u>(1):74-78, Jan. 1986.

Theoretical and experimental study of rotation in a vacuumarc centrifuge. <u>Journal of Applied Physics</u>, <u>61</u>(1):113-119, Jan. 1987.

- PRASAD, R.R.; KRISHNAN, M. Rigid rotor equilibria of multifluid neutral plasma columns in crossed electric and magnetic fields. <u>The Physics of Fluids</u>, <u>30</u>(11):3496-3501, Nov. 1987.
- REITZ, J.R.; MILFORD, F.J. <u>Foundations of electromagnetic theory</u>. Massachusets, Addison-Wesley, 1974.
- ROBOZ, J. <u>Mass spectrometry instrumentation and techniques</u>. New York, John Wiley, 1968.
- RULTER, W. La séparation isotopique par laser. <u>La Recherche</u>, <u>16</u>(162): 32-41, Jan. 1985.
- SCHOTT, L. Electrical probes. In: LOCHTE-HOLTGREVEN, W., ed. <u>Plasma Diagnostics</u>. Amsterdam, North-Holland, 1968.
- SILVA, R.P. <u>Sistema eletrônico do TRB</u>. Tese de Mestrado em Física dos Plasmas. Universidade de São Paulo, São Paulo, 1980.
- SIMPSON, S.W. A steady-state fluid model of a rotating plasma. <u>The Physics of Fluids</u>, <u>24</u>(3):418-429, Mar. 1981.
- _____ Ionization instability in a rotating plasma. <u>Journal of</u> <u>Physics D: Applied Physics, 20</u>(8):1008-1015, Aug. 1987.
- _____ Separative power of plasma centrifuges. <u>Physics Letters</u>, <u>85A</u>(6/7):342-344, Oct. 1981.
- SIMPSON, S.W.; SEEBACHER, P.J.; MESSERLE, H.K. Study of a continuous plasma centrifuge. <u>Journal of Physics D: Applied Physics</u>, <u>20</u>(5): 622-628, May 1987.
- SKILLING, H.H. <u>Transient eletric currents</u>. New York, MacGraw-Hill, 1937.

- SLEPIAN, J. Failure of the ionic centrifuge prior to the ionic expander. <u>Journal of Applied Physics</u>, <u>26</u>:1283, 1955.
- SMYTH, H.D. <u>Atomic energy for military purposes</u>. Princeton, Princeton University Press, 1945.
- SPITZER, L.J. <u>Physics of fully ionizeed gases</u>. New York, Intercience, 1962.
- SOCKOL, P. Analysis of a rotating plasma experiment. <u>The Physics of</u> <u>Fluids</u>, <u>11</u>(3):637-645, Mar. 1968.
- SRNKA, L.J. Vortex: A quasi-steady supermagnetosonic rotating plasma experiment. <u>Plasma Physics</u>, <u>16</u>(12):1129-1145, Dec. 1974.
- TRACY, J.G.; TERRY, J.W. Availability of enriched isotopic materials used for accelerator targets. Present and future. <u>Nuclear</u> <u>Instruments and Methods in Physics Research</u>, <u>B10/11</u>(5):972-975, May 1985.
- VILLANI, S. <u>Uranium enrichment</u>. Berlin, Springer-Verlag, 1979. (Topics in Applied Physics, 35).
- VOROB'EV, R.N.; ZVEREV, V.N.; POLUÉKTOV, N.P.; KHARCHENKO, U.N. Rotating plasma of a pulsed discharge. <u>Soviet Journal of Plasma Physics</u>, <u>7</u>(3):278-282, May 1981.
- VUOLO, J.H.; FERREIRA, J.L. <u>Bobina de Rogowski para medida de corren-</u> <u>te elétrica</u>. São Paulo, USP, 1979. 10 p. (IFUSP-LFP-6).
- WALSH, C.J.; BRAND, G.E.; JAMES, B.W. Separation of metals in rotating plasma. <u>Physics Letters</u>, <u>67A</u>(1):33-34, Jul. 1978.

_____ Separation of metals in rotating plasma II. <u>Physics Letters</u>, <u>73A(2):109-110</u>, Sept. 1979.

- WATANUKI, J.; DALLAQUA, R.S.; DEL BOSCO, E. <u>Manual de operação de um</u> <u>laser de CO₂ pulsado de 40MW</u>. São José dos Campos, INPE, set. 1987. 21 p. (INPE-4365-NTI/282).
- WETZEL, L.F.S.; ROSSI, J.O.; DEL BOSCO, E. <u>Gerador de pulsos de 4</u> <u>canais com atrasos ajustáveis</u>. São José dos Campos, INPE, fev. 1987. 25 p. (INPE-4124-NTE/268).
- WHITLEY, S. Review of the gas centrifuge until 1962. <u>Review of</u> Modern Physics, 56(1):41-97, Jan. 1984.
- WHITE, A.F.; WOOD, M.G. <u>Mass spectrometry</u>. Application in science and engineering. New York, John Wiley, 1986.
- WIJNAKKER, E.H.; GRANNEMAN, E.H.A.; KISTEMAKER, J. A study of a weakly ionized rotating plasma. <u>Z. Naturforch</u>, <u>34a</u>:672-690, 1979.
- WILHEIM, H.E.; HONG, S.H. Boundary-value problem for plasma centrifuge at arbitrary magnetic Reynolds numbers. <u>Physical Review A</u>, <u>15</u>(5): 2108-2116, May 1977.
- WOLF, S. <u>Guide to eletronic measurements and laboratory practice</u>. New York, Prentice-Hall, 1973.
- YANABU, Y.; TSUTSUMI, T.; YOKOKURA, K.; KANEKO, E. Recent technical developments of high-voltage and high-power vacuum circuit breakers. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON DISCHARGES AND ELECTRICAL INSULATION IN VACUUM, 13., Paris, June 27-30, 1988. <u>Proceedings</u>. Les Ulis, France, 1988, v. 2, p. 131-137.

APÊNDICE A

MODELO TEÓRICO

Neste Apêndice descreve-se o modelo de fluido para três espécies de partículas (elétrons, e dois tipos de íons), utilizado para analisar o comportamento da coluna de plasma completamente ionizada, magnetizada e em rotação, produzida na centrífuga de plasma com descarga elétrica em arco no vácuo. Este modelo foi principalmente desenvolvido por Bittencourt e Ludwig (1987), Geva et al. (1984) e Prasad e Krishnan (1987).

O conjunto básico de equações de fluido que descreve um plasma morno inclui a equação da continuidade (conservação de massa), a equação de movimento (conservação de momento) e a equação de energia (conservação de energia) (Bittencourt, 1986).

A equação da continuidade é expressa por

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{\alpha} + \vec{\nabla}$$
 . $(n_{\alpha} \vec{u}_{\alpha}) = 0$, (A.1)

onde $n_{\alpha}(\vec{r},t) \in \vec{u}_{\alpha}(r,t)$ representam a densidade do número de partículas e a velocidade macroscópica do fluido, para a espécie de partículas do tipo α , respectivamente. Os termos de produção e de perda da equação da continuidade foram desprezados.

Considerando os efeitos eletromagnéticos, de gradiente de pressão e de colisões, a equação de conservação de momento para a espécie α no referencial do laboratório é expressa por

$$m_{\alpha} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_{\alpha} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u}_{\alpha} = Z_{\alpha} e \left(\vec{E} + \vec{u}_{\alpha} \times \vec{B} \right) - \frac{1}{n_{\alpha}} \vec{\nabla} p_{\alpha} - m_{\alpha} \sum_{\beta} v_{\alpha\beta} (\vec{u}_{\alpha} - \vec{u}_{\beta}),$$
(A.2)

onde $p_{\alpha}(\vec{r},t)$ é a pressão cinética parcial (considerada isotrópica), m_{α} é a massa da partícula, Z_{α} e é a carga da partícula, \vec{E} é o campo elétrico interno auto-consistente, \vec{B} é a indução magnética (considerado como sendo o campo magnético aplicado externamente) e $v_{\alpha\beta}$ é a freqüência de colisão entre as espécies α e β .

Considerando a temperatura do plasma, T_{α} , constante e uniforme, a equação de conservação de energia, relacionando as variavéis $p_{\alpha}(\vec{r},t)$, $n_{\alpha}(\vec{r},t) \in \vec{u}(\vec{r},t)$, pode ser substituída pela equação de estado dos gases ideais,

$$p_{\alpha} = n_{\alpha} k T_{\alpha} , \qquad (A.3)$$

onde k é a constante de Boltzmann.

O campo elétrico, $\vec{E}(\vec{r},t)$, pode ser expresso em termos do potencial elétrico, ϕ , pela relação

$$\vec{E} = -\nabla \phi , \qquad (A.4)$$

onde $\phi(\vec{r},t)$ satisfaz a equação de Poisson dentro do plasma,

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{e}{\epsilon_0} \sum_{\alpha} Z_{\alpha} n_{\alpha} , \qquad (A.5)$$

onde p é a densidade de carga elétrica.

Estas equações são acopladas através do termo de colisão e através da equação de Poisson, e devem ser resolvidas simultaneamente, com condições iniciais e de contorno apropriadas. Substituindo $p(\vec{r},t)$, definido na Equação A.3, na Equação A.4, e considerando uma coluna de plasma cilíndrica em rotação imersa num campo magnético cons-

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{\alpha} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_{\alpha} u_{\alpha r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \Theta} (n_{\alpha} u_{\alpha \Theta}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_{\alpha} u_{\alpha Z}) = 0, \quad (A.6)$$

$$m_{\alpha}\left(\frac{D}{Dt}u_{\alpha r}-\frac{u_{\alpha \Theta}^{2}}{r}\right) = Z_{\alpha}e\left(E_{r}+u_{\alpha \Theta}-B\right) - k T_{\alpha}\frac{\partial}{\partial r}^{2}n(n_{\alpha}) -$$

$$- m_{\alpha} \sum_{\alpha} v_{\alpha\beta} (u_{\alpha r} - u_{3r}) , \qquad (A.7)$$

$$m_{\alpha}\left(\frac{D}{Dt} u_{\alpha\Theta} - \frac{u_{\alpha\Theta} u_{\alpha}r}{r}\right) = Z_{\alpha}e \left(E_{\Theta} - u_{\alpha}r B\right) - k T_{\alpha} \frac{2}{2\Theta} \ln(n_{\alpha}) -$$

$$- m_{\alpha} \sum_{\alpha} v_{\alpha\beta} \left(u_{\alpha\beta} - u_{\beta\beta} \right) , \qquad (A.8)$$

$$\mathbf{m}_{\alpha} \frac{\mathbf{D}}{\mathbf{Dt}} \mathbf{u}_{\alpha z} = \mathbf{Z}_{\alpha} \mathbf{e} \mathbf{E}_{z} - \mathbf{k} \mathbf{T}_{\alpha} \frac{\partial}{\partial z} \ln(\mathbf{n}_{\alpha}) - \mathbf{m}_{\alpha} \sum_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha \beta} (\mathbf{u}_{\alpha z} - \mathbf{u}_{\beta z}) , \quad (A.9)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\phi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial\Theta^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} \quad \frac{1}{\alpha} \quad Z_\alpha n_\alpha \quad , \qquad (A.10)$$

onde D/Dt representa a derivada total em relação ao tempo,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_{\alpha r} \frac{\partial}{\partial r} + u_{\alpha \Theta} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \Theta} + u_{\alpha z} \frac{\partial}{\partial z} . \qquad (A.11)$$

Para plasmas com relativamente alta densidade e/ou relativamente pequeno potencial eletrostático interno, é conveniente considerar a condição de quase-neutralidade do plasma

$$\sum_{n=1}^{\infty} Z_{n} n_{n} = 0$$
 (A.12)

e usá-la no lugar da equação de Poisson. Esta situação se verifica no corpo principal da coluna de plasma obtida na centrífuga, onde n $= 10^{19}$ m⁻³ e E $= 10^3$ V/m (Capítulo 7, Seção 7.4).

Com o objetivo de conseguir informações do conjunto de equações apresentado, é necessário utilizar várias aproximações. As principais simplificações são:

- 2/20 = 0, a coluna de plasma em rotação possui simetria azimutal.
 ou seja, as grandezas físicas são independentes da varriável -:
- E_☉ = 0, a inexistência do campo elétrico na direção azimutal é conseqüência da imposição ∂/∂Θ = 0 na equação de Maxwell
 \$\vec{v}\$ x \$\vec{E}\$ = ∂\$\vec{B}\$/∂t = 0;
- m_e = 0, despreza-se a massa dos elétrons e.como conseqüência da componente radial da equação de conservação de momento para elétrons (Equação A.8). tem-se que u_{er} = 0;
- $u_{\alpha Z}$ é constante, a velocidade axial das partículas é considerada constante, e neste caso tem-se D $u_{\alpha Z}$ /Dt = 0;

- considera-se um sistema de referência lagrangiano que se move com a velocidade axial constante dos íons u_{iz} . Para tanto, define-se a derivada total em relação ao tempo, d/dt = $\partial/\partial t + u_{iz}$ $\partial/\partial z$.

Com as aproximações descritas, a equação da continuidade para os íons (Equação A.6) torna-se

$$\frac{d}{dt}n_{i} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r n_{i} u_{ir}) = 0, \qquad (A.13)$$

e para os elétrons,

$$\frac{d}{dt} n_e - \frac{J_z}{en_e} \frac{\partial}{\partial z} n_e = 0, \qquad (A.14)$$

onde $J_z = Z Z_\alpha n_\alpha u_{\alpha z}$ representa a densidade de corrente longitudinal. Usando a ^{α}condição de quase-neutralidade (Equação A.12), J_z se reduz a $J_z = -en_e (u_{ez} - u_{iz})$.

O componente radial da equação de conservação de momento para os elétrons (Equação A.7) torna-se

$$- e (E_r + u_{e\Theta} B) - k T_e \frac{\partial}{\partial r} \ln(n_e) = 0 , \qquad (A.15)$$

e para os íons,

$$\frac{d}{dt} u_{ir} + u_{ir} \frac{\partial}{\partial r} u_{ir} - \frac{u_{i\Theta}^2}{r} = \frac{Z_i e}{m_i} (E_r + u_{i\Theta} B) - \frac{k T_i}{m_i} \frac{\partial}{\partial r} \ln(n_i) - \frac{d}{dr} \frac{\partial}{\partial r} \ln(n_i) - \frac{d}{dr} \ln(n_i) + \frac{d}{dr} \ln(n_i) +$$

 $- \sum_{j} v_{ij} (u_{ir} - u_{jr})$ (A.16)

O componente azimutal da equação de conservação de momento para os íons (Equação A.8) torna-se

$$\frac{d}{dt} u_{i\Theta}^{+} u_{ir} \frac{\partial}{\partial r} u_{i\Theta}^{-} + \frac{u_{ir}^{-} u_{i\Theta}^{-}}{r} = -\frac{Z_i^{e}}{m_i} u_{ir}^{-} B - \sum_j v_{ij}^{-} (u_{i\Theta}^{-} - u_{jE}^{-})$$
(A.17)

O componente axial da equação de conservação de momento para os elétrons (Equação A.9) torna-se

$$-eE_{z} - kT_{e}\frac{3}{\partial z} \ln(n_{e}) = 0, \qquad (A.13)$$

e para os íons,

$$\frac{Z_i e}{m_i} E_z - \frac{k T_i}{m_i} \frac{\partial}{\partial z} \ln(n_i) = 0.$$
 (A.19)

O conjunto original de equações diferenciais parciais, não-lineares e acopladas foi reduzido a um conjunto fechado envolvendo as variáveis n_{α} , u_{ir} , $u_{i\Theta} \in \phi$, onde α representa os elétrons e as duas espécies de íons (i = 1,2). Este conjunto de equações pode ser resolvido. numericamente, com as condições iniciais e de contorno apropriadas. para ter a evolução temporal das variáveis citadas dentro da coluna de plasma. Entretanto, são feitas outras aproximações, com a finalidade de obter expressões para a rotação das partículas, perfil de densidade e fator de separação, que possam ser utilizadas para a análise de resultados experimentais. As principais simplificações são:

 - d/dt = 0 (8/8t = 8/8z = 0), considera-se o plasma no estado de equilíbrio estacionário, sem dependência axial (coluna infinitamente longa) e sem condições de contorno;

- $u_{\alpha\Theta} = \omega_{\alpha} r$, considera-se que o plasma gira como corpo rígido, pelo menos na parte central da coluna, com freqüência angular de rotação, ω_{α} ;
- $u_{i\Theta} = u_{j\Theta}$, as diferentes espécies de íons atingem, no equilíbrio estacionário a mesma velocidade de rotação em cada posição radial, como resultado das colisões entre os íons.

Como resultado da condição de equilíbrio estacionário, d/dt = 0, a equação de continuidade para os íons (Equação A.13) implica $u_{ir} = 0$. Com a aplicação das simplificações descritas, o conjunto de equações de fluido (Equações A.13 a A.19) se reduz aos componentes radiais da equação de momento para elétrons,

$$-eE_{r} - e\omega_{e}rB - kT_{e}\frac{\partial}{\partial r}2n(n_{e}) = 0.$$
 (A.20)

e para íons,

$$Z_i e E_r + m_i \omega_i^2 r + Z_i e \omega_i r B - k T_i \frac{2}{\partial r} \ln(n_i) = 0.$$
 (A.21)

A Equação A.21 mostra o balanço de forças na direção radial experimentado pelos íons. A força eletrostática interna (primeiro termo) contrabalança a força centrífuga, a força diamagnética e a força do gradiente de pressão dadas, respectivamente, pelo segundo, terceiro e quarto termos; todas forças de expansão.

Das Equações A.20 e A.21 podem-se obter expressões para $n_e(r)$ e $n_i(r)$ em função das outras variáveis

$$n_{e}(r) = n_{e}(0) \exp \left(-\frac{e}{k} \frac{r}{T_{e}} \int_{0}^{r} E_{r} dr - \frac{e \omega_{e} Br^{2}}{2 k T_{e}}\right), \qquad (A.22)$$

$$n_{i}(r) = n_{i}(0) \exp \left[\frac{Z_{i}e}{kT_{i}}\int_{0}^{r}E_{r} dr + \frac{m_{i}\omega_{i}}{2kT_{i}}(\omega_{i} + \Omega_{ci})r^{2}\right].$$
 (A.23)

onde $c_{ci} = Z_i e B/m_i$ é a freqüência ciclotrônica dos íons.

Informações úteis podem ser obtidas das Equações A.20 e A.21 resolvendo-as explicitamente para a freqüência angular de rotação. Da Equação A.20 obtém-se para os elétrons,

$$\sim_{e} = \frac{1}{r} \left[-\frac{E_{r}}{B} - \frac{k}{e} \frac{T_{e}}{B} \frac{\partial}{\partial r} \ln(n_{e}) \right],$$
 (A.24)

mostrando que a freqüência angular de rotação é devida a velocidade da deriva eletromagnética (Equação 1.4, Capítulo 1), mais a velocidade de deriva diamagnética (Equação 1.5, Capítulo 1). Ambas as velocidades de deriva são na direção positiva do ângulo Θ , para um campo elétrico, E_r, e um gradiente de pressão apontados na direção radial negativa, ou seja, para o interior da coluna de plasma.

Para uma rotação de corpo rígido. a frecüência angular de rotação, $\omega_{\rm e}$, deve ser constante. Uma solução simples da Equação A.24 que implica em $\omega_{\rm e}$ constante é E_r proporcional ao raio, r, e $n(n_{\rm e})$ proporcional a r². Desta forma, o campo elétrico é dado por

$$\tilde{E}_{r}(r) = E_{r}\hat{r} = -ar\hat{r}(a > 0)$$
 (A.25)

Sendo $\vec{E} = -\vec{7} \phi$ o potencial elétrico, ϕ , dentro da coluna de plasma e na região de rotação de corpo rígido, deve ser dado por

$$\phi(r) = \frac{ar^2}{2} + \phi(0) , \qquad (A.26)$$

$$n_e(r) = n_e(0) \exp(-\beta_e r^2)$$
, (A.27)

onde $n_e(0)$ é a densidade de elétrons no centro da coluna de plasma e 3_p é uma constante positiva.

Utilizando a definição de E_r (Equação A.25) na Equação A.22 e comparando-a com a Equação A.27, tem-se

$$\beta_{e} = \frac{e}{2 k T_{e}} (\omega_{e} B - a) . \qquad (A.28)$$

Sendo a > 0.a condição ω_e > a/B deve ser satisfeita, para o caso de um plasma confinado ($\partial n_e / \partial r < 0$). Esta condição implica $u_{e\Theta} = \omega_e r > - E_r / B$. Então, a velocidade de rotação dos elétrons deve ser maior que a velocidade de deriva eletromagnética.

Da mesma forma que para os elétrons, pode-se explicitar a freqüência de rotação dos íons, ω_i , na Equação A.21, em termos das outras variáveis obtendo-se

$$\omega_{i} = \frac{1}{2} \quad \Omega_{ci} \left\{ -1 \pm \left[1 - \frac{4 E_{r}/B}{\Omega_{ci} r} + \frac{4 k T_{i}}{m_{i} \Omega_{ci}^{2} r} - \frac{\partial}{\partial r} \ln(n_{i}) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (A.29)$$

Este resultado mostra também que uma solução simples para a rotação de corpo rígido é E_r proporcional a r e $cn(n_i)$ proporcional a r^2 . Usando a expressão para o campo elétrico (Equação A.25), obtém-se o perfil Gaussiano para a densidade de íons na forma

$$n_i(r) = n_i(0) \exp(-3_i r^2)$$
, (A.30)

onde a constante S; é dada por

$$Z_{i} = \frac{Z_{i}e}{2 k T_{i}} \left[a - \omega_{i} \left[B + \frac{\omega_{i}}{\Omega_{ci}} \right] \right] , \qquad (A.31)$$

A condição $B_i > 0$ deve ser satisfeita para o caso do plasma confinado $(\Im n_i/\Im r < 0)$. Sendo a > 0.esta condição implica $u_{i\Theta} = \omega_{ir} < - (E_r/B)/(1 + \omega_i/\Omega_{ci})$. Portanto, a velocidade de rotação dos íons é menor que a velocidade de deriva eletromagnética. Nota-se, da Equação A.29, que o sentido da velocidade de deriva eletromagnética é oposto ao da deriva do gradiente de pressão, para um campo elétrico e gradiente de pressão apontados para o interior da coluna de plasma. Do ponto de vista da teoria de um fluido, que considera o plasma como um todo, a diferença de velocidade de rotação entre os elétrons e os íons fornece a densidade de corrente azimutal, J_e , responsável pelo confinamento radial do plasma, $J_e \times B$.

Observa-se da Equação A.29 que existem duas famílias de soluções para ω_i , uma com sinal positivo e outra com sinal negativo. A família com sinal negativo é descartada por razões físicas, já que se espera que ω_i seja sempre positivo (rotação no sentido de ε crescente), para um campo magnético axial no sentido positivo do vetor unitário \hat{z} . Durante a fase de formação do plasma, quando este é gerado no catodo e se expande na câmara de vácuo magnetizada, os elétrons tendem a permanecer aprisionados pelas linhas de campo magnético, enquanto os íons tendem a sofrer difusão através das linhas de campo. A separação de cargas gera um campo elétrico radial de polarização no sentido negativo do vetor unitário \hat{r} . Este campo elétrico, cruzado com o campo magnético axial, induz a rotação do plasma no sentido positivo do vetor unitário $\hat{\varphi}$.

O fator de separação, α , entre duas espécies de íons, definido na Equação 1.1 do Capítulo 1, pode ser escrito na forma

- A.11 -

$$\alpha(\mathbf{r}) = \frac{n_{i}(\mathbf{r})/n_{j}(\mathbf{r})}{n_{i}(0)/n_{j}(0)} , \qquad (A.32)$$

onde $n_i(r) e n_j(r)$ são as densidades do número de íons no raio r das espécies consideradas e $n_i(0) e n_j(0)$ são as densidades no eixo da coluna de plasma. Para um plasma em equilíbrio com rotação de corpo rígido, podem-se utilizar as expressões para a densidade do número de íons (Equação A.30 e A.31) na equação de definição do fator de separação (Equação A.32) obtendo

$$\alpha = \exp \left\{ \frac{r^2}{2 \text{ k T}} \left[e(Z_i - Z_j) (\omega B - a) + \omega^2 (m_i - m_j) \right] \right\} , \quad (A.33)$$

onde $\omega = \omega_i = \omega_j e T = T_i = T_j$.

Para o caso em que $Z_i = Z_j$, o fator de separação se reduz a

$$\alpha(\mathbf{r}) = \exp\left(\frac{|\mathbf{m}_{i} - \mathbf{m}_{j}| \omega^{2} \mathbf{r}^{2}}{2 \mathbf{k} \mathbf{T}}\right) , \qquad (A.34)$$

que é a idêntica à expressão do fator de separação de uma centrífuga mecânica.

Para o caso em que Z_i \neq Z_j, define-se o fator de separação modificado, α_m , na forma

$$\alpha_{m}(r) = \frac{\left[n_{i}(r)\right]^{1/2} i / \left[n_{j}(r)\right]^{1/2} j}{\left[n_{i}(0)\right]^{1/2} i / \left[n_{j}(0)\right]^{1/2} j} \qquad (A.35)$$