

ELVER JUAN DE DIOS MITMA PILLACA

ESTUDO DO CONFINAMENTO MAGNÉTICO DE PLASMA
DURANTE O PROCESSO DE IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR
IMERSÃO EM PLASMA

Dissertação apresentada à Faculdade de
Engenharia do Campus de Guaratinguetá,
Universidade Estadual Paulista, para a
obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Konstantin Georgiev Kostov

Guaratinguetá

2007

DADOS CURRICULARES

ELVER JUAN DE DIOS MITMA PILLACA

NASCIMENTO : 05.07.1974 – AYACUCHO / PERU

FILIAÇÃO : Juan de Dios Mitma Gonzáles
Marcelina Pillaca Ayala

1996/2002 : Curso de Graduação
Escola de Física - Universidade Nacional Del Callao

2005/2007 : Curso de Pós-Graduação em Física, nível de Mestrado, na
Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá da
Universidade Estadual Paulista.

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, *Prof. Dr. Konstantin Georgiev Kostov* pela dedicada orientação na realização deste trabalho.

A toda minha família pelo apoio proporcionado.

Às secretárias da pós-graduação pela dedicação e alegria no atendimento.

Às funcionárias da biblioteca do Campus de Guaratinguetá pela dedicação prestada.

À CAPES pelo suporte financeiro.

À UNESP-FEG pela infra-estrutura e logística proporcionada.

Este trabalho contou com apoio da instituição de Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES.

PILLACA, E. J. D. D. M. Estudo do confinamento magnético de plasma durante o processo de implantação iônica por imersão em plasma. Dissertação (Mestre em Física) - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, UNESP, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2007.

RESUMO

O estudo do efeito do campo magnético sobre o processo de implantação iônica por imersão em plasma (3IP) é de grande interesse para o tratamento de materiais. Sendo 3IP uma técnica relativamente nova e de grande relevância para diversas aplicações tecnológicas é importante que ela seja pesquisada e analisada detalhadamente. A aplicação de um campo magnético estático, transversal em relação ao campo elétrico formado durante este processo produz um sistema de campos cruzados **ExB**. Este sistema de campos cruzados gera um aumento significativo da densidade de plasma na vizinhança do alvo, resultando num maior corrente de implantação, e conseqüentemente um tratamento mais rápido e uma dose retida mais alta em relação ao processo 3IP convencional. Neste trabalho, analisamos mediante simulação numérica, o efeito da distribuição do campo magnético axial no processo 3IP. O campo magnético é produzido por um par de bobinas instaladas fora da câmara de vácuo cujos raios e distância de separação são variadas. Encontramos que a densidade de corrente de implantação depende essencialmente da configuração do campo magnético. Assim, com uma adequada configuração das bobinas (10,0 cm de raio e 42,0 cm de separação) obtivemos uma densidade de corrente quase uniforme de aproximadamente $1,5 \text{ mA/cm}^2$ que é 1.5 vezes maior em relação ao caso do sistema 3IP sem campo magnético. O efeito da tensão aplicada assim como da pressão do gás sobre o plasma no processo 3IP é também investigado. O sistema 3IP com campos **ExB** cruzados é estudado utilizando a técnica de simulação numérica em duas dimensões. Esta simulação é realizada com o código computacional KARAT que

emprega o algoritmo “*particle-in-cell*” (PIC) para simular o movimento de partículas carregadas no campo eletromagnético.

PALAVRAS-CHAVE: 3IP, Campo Magnético, Simulação.

PILLACA, E. J. D. D. M. Study of Plasma Magnetic Confinement During the Process of Plasma Immersion Ion Implantation. Dissertation (Master in physics) - Faculty of Engineering Campus in Guaratinguetá, UNESP, State University of São Paulo, Guaratinguetá, 2007.

ABSTRACT

Detailed investigation of the effect of magnetic field on the process of plasma immersion ion implantation (PIII) is of great interest for the material treatment. Being a relatively novel and of great relevance for technological applications technique, the PIII demands further research and careful analysis. The application of static magnetic field, transversal in respect to the electric field established during this process, produces a system of crossed fields **ExB**. This system of crossed fields promotes an increase of the plasma density, resulting in higher implantation current, and consequently in a shorter treatment time and a higher retained dose in comparison to the conventional PIII process. In this work we have analyzed by means of numerical simulation the effect of magnetic field distribution on the PIII processing. The magnetic field is produced by a pair of external coils, whose radii and separation distance were varied. We found that the density of the implantation current essentially depends on the magnetic field configuration. Thus, with an appropriate configuration of the coils (10,0 cm radius and separation of 42,0 cm) we have obtained an almost uniform current density of approximately $1,5 \text{ mA/cm}^2$ that is 1,5 times bigger in relation to the case PIII without magnetic field. The effect of the target bias as well as the gas pressure on the ion current incident on the target is also investigated. The PIII system with crossed ExB fields has been studied using two-dimensional numerical simulation. The simulation is accomplished by the computer code KARAT which employs the particle-in-cell (PIC) algorithm for simulating the movement of charged particles in the electromagnetic field.

KEYWORDS: PIII, Magnetic Field, Simulation.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.2.1	– Esquema para o tratamento de materiais usando feixe iônico	3
FIGURA 1.3.1	– Esquema para o tratamento de materiais por imersão em plasma.....	4
FIGURA 2.6.1	– Formação da bainha de plasma na vizinhança da parede do material.....	8
FIGURA 2.6.2	– Potencial na região de bainha.....	9
FIGURA 2.6.3	– A densidade numérica de elétrons em função da distancia.....	9
FIGURA 2.7.1a	– Delimitação das regiões para o modelo de Bohm.....	12
FIGURA 2.7.1b	– Queda de potencial nas três regiões.....	12
FIGURA 2.7.1c	– Variação da densidade numérica das partículas para as três regiões.....	13
FIGURA 2.8.1	– Região de população de íons formada quando o tempo depois de aplicação do pulso negativo é aproximadamente igual ao inverso da frequência dos elétrons ω_{pe}^{-1}	14
FIGURA 2.8.2	– Quando o tempo do pulso aplicado é da ordem de dezenas de ω_{pi}^{-1} , a extensão da bainha atinge um estado estacionário, chamado “ child law sheath”.....	16
FIGURA 2.8.3	– Gráfico da densidade de corrente de implantação normalizada $J = j/(en_0 v_0)$ em função do tempo normalizado $T = \omega_{pi} t$, correspondentes às três fases analisadas	18
FIGURA 2.14.1a	– Configuração do espelho magnético.....	23
FIGURA 2.14.1b	– Intensidade do campo magnético em função da distância.....	23
FIGURA 2.14.2a	– Diagrama esquemático do arranjo de bobinas magnéticas junto com as linhas de campo magnético.....	25
FIGURA 2.14.2b	– Distribuição do campo magnético em uma garrafa magnética.....	25

FIGURA 2.14.2c	– Confinamento do plasma na região de $B_{\min}$	26
FIGURA 3.1	– Região de simulação do plasma dividida em varias células.....	27
FIGURA 3.1.2	– Etapas de cálculo para uma simulação numérica.....	30
FIGURA 4.1.1	– A geometria da simulação. 1-Câmara de vácuo, 2- alvo, bobina1 e bobina2 são as bobinas magnéticas instaladas fora da câmara do vácuo.....	33
FIGURA 4.1.2	– Linhas de campo elétrico e magnético produzidos pelo alvo e as bobinas magnéticas respectivamente.....	35
FIGURA 4.2.1	– Momento azimuthal dos elétrons em função da distancia axial com raio das bobinas $R=10,0$ cm e distância de separação entre elas $L=42,0$ cm.....	37
FIGURA 4.2.2	– Momento azimuthal dos elétrons em função da distancia axial com raio das bobinas $R=14,0$ cm e distância de separação entre elas $L=42,0$ cm.....	37
FIGURA 4.2.3	– Desenho esquemático das posições das bobinas em relação ao origem	38
FIGURA 4.2.4	– Distribuição do campo magnético ao longo do eixo z para a configuração1.....	49
FIGURA 4.2.5	– Distribuição do campo magnético ao longo do eixo z para a configuração2.....	39
FIGURA 4.2.6	– Distribuição do campo magnético ao longo do eixo z para a configuração3.....	39
FIGURA 4.2.7	– Distribuição do campo magnético ao longo do eixo z para a configuração4.....	39
FIGURA 4.2.8	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração1 com raio das bobinas $R=3,0$ cm	40
FIGURA 4.2.9	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração2 com raio das bobinas $R=7.0$ cm.....	40
FIGURA 4.2.10	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração3 com raio das bobinas $R=10,0$ cm.....	40

FIGURA 4.2.11 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração4 com raio das bobinas $R=14,0$ cm.....	40
FIGURA 4.2.12 – Gráfico em 3D da distribuição da densidade de elétrons para $V=10,0$ kV e $B=25,0$ G, produzidos por bobinas.....	42
FIGURA 4.2.13 – Gráfico em 3D da distribuição da densidade de elétrons do plasma para $V=-10,0$ kV e $B=25,0$ G	42
FIGURA 4.2.14 – Distribuição da densidade de Corrente ao longo do alvo para diferentes raios das bobinas.....	43
FIGURA 4.2.15 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração2 com separação entre as bobinas $L=42,0$ cm.....	46
FIGURA 4.2.16 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração5 com separação entre as bobinas $L=48,0$ cm.....	46
FIGURA 4.2.17 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração3 com separação entre as bobinas $L=42,0$ cm.....	46
FIGURA 4.2.18 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração6 com separação entre as bobinas $L=48,0$ cm.....	46
]FIGURA 4.2.19 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração7 com separação entre as bobinas $L=56,0$ cm.....	47
FIGURA 4.2.20 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração4 com separação entre as bobinas $L=42,0$ cm.....	47
FIGURA 4.2.21 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração8 com separação entre as bobinas $L=52,0$ cm.....	47

FIGURA 4.2.22 – Distribuição do campo magnético ao longo do eixo Z para a configuração3 com distância de separação $L=42,0$ cm.....	48
FIGURA 4.2.23 – Distribuição do campo magnético ao longo do eixo Z para a configuração6 com distância de separação $L= 48,0$ cm.....	48
FIGURA 4.2.24 – Distribuição do campo magnético ao longo do eixo Z para a configuração7 com distância de separação $L=56,0$ cm.....	48
FIGURA 4.2.25a – Densidade de elétrons em função da espessura de bainha.....	49
FIGURA 4.2.25b – Distribuição da densidade de corrente incidente no alvo para o grupo II.....	49
FIGURA 4.2.26 – Densidade de corrente iônica para sistemas 3IP com diferentes configurações de campo magnético.....	50
FIGURA 4.2.27 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração9.....	52
FIGURA 4.2.28 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração10.....	52
FIGURA 4.2.29 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração3.....	52
FIGURA 4.2.30 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração11.....	52
FIGURA 4.2.31 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração12.....	53
FIGURA 4.2.32 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração13.....	53

FIGURA 4.2.33 – Distribuição da componente axial do campo magnético ao longo do alvo	53
FIGURA 4.2.34 – Densidade de elétrons do plasma em função do ângulo de perda do espelho magnético.....	55
FIGURA 4.2.35 – Distribuição da densidade de corrente incidente no alvo para as seis configurações simuladas.....	55
FIGURA 4.2.36 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de 5,0 G no centro do alvo.....	56
FIGURA 4.2.37 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de 10,0 G no centro do alvo.....	56
FIGURA 4.2.38 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de 15,0 G no centro do alvo	57
FIGURA 4.2.39 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de 20,0 G no centro do alvo.....	57
FIGURA 4.2.40 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de 25,0 G no centro do alvo.....	57
FIGURA 4.2.41 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de 30,0 G no centro do alvo.....	57
FIGURA 4.2.42 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de 35,0 G no centro do alvo.....	57
FIGURA 4.2.43 – Momento azimuthal dos elétrons em função do raio.....	58
FIGURA 4.2.44 – Momento azimuthal dos elétrons em função da coordenada axial.....	58
FIGURA 4.2.45 – Densidade máxima de elétrons do plasma em função da intensidade do campo magnético.....	59
FIGURA 4.2.46 – Densidade de corrente incidente no alvo para diferentes campos magnéticos em função da distância (Z).....	60
FIGURA 4.3.1 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo e uma tensão de 5,0 kV.....	61
FIGURA 4.3.2 – Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo e uma tensão de 10,0 kV.....	61

FIGURA 4.3.3	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo e uma tensão de 15,0 kV.....	61
FIGURA 4.3.4	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo e uma tensão de 20,0 kV.....	62
FIGURA 4.3.5	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo e uma tensão de 25,0 kV.....	62
FIGURA 4.3.6	– Densidade de elétrons em função da tensão para $B=25,0$ G no centro do alvo.....	62
FIGURA 4.3.7	– Espessura da bainha medida no centro do alvo ($Z=19,0$ cm) em função da tensão aplicada.....	63
FIGURA 4.3.8	– Densidade de corrente incidente no alvo para diferentes tensões e $B=25,0$ G.....	64
FIGURA 4.4.1	– Momento azimutal dos elétrons vs a distância axial em pressão de 0,02 Pa, $V=-10,0$ kV e $B=25,0$ G.....	65
FIGURA 4.4.2	– Momento azimutal dos elétrons vs a distância axial em pressão de 2,07 Pa, $V=-10,0$ kV e $B=25,0$ G.....	65
FIGURA 4.4.3	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão de 0,02 Pa, $V=-10,0$ kV e $B=25,0$ G.....	66
FIGURA 4.4.4	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão 0,04 Pa, $V=-10,0$ kV e $B=25,0$ G.....	66
FIGURA 4.4.5	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão 0,20 Pa, $V=-10$ kV e $B=25$ G.....	67
FIGURA 4.4.6	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão 0,41 Pa, $V=-10,0$ kV e $B=25,0$ G.....	67
FIGURA 4.4.7	– Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão 2,07 Pa, $V=-10,0$ kV e $B=25,0$ G.....	67
FIGURA 4.4.8	– Distribuição da densidade de elétrons em função da pressão para campo magnético e potencial do alvo fixos.....	68
FIGURA 4.4.9	– Espessura da bainha no centro do alvo ($Z=19,0$ cm) em função da pressão do gás	69

FIGURA 4.4.10 – Densidade de corrente incidente no alvo para diferentes pressões
em função da distância (Z) e demais parâmetros fixos.....69

LISTA DE TABELAS

TABELA 4.2.1 – Variação do raio das bobinas.....	38
TABELA 4.2.2 – Grupo I. variação da posição das bobinas na direção axial.....	44
TABELA 4.2.3 – Grupo II. Variação da posição das bobinas na direção axial.....	44
TABELA 4.2.4 – Grupo III. Variação da posição das bobinas na direção axial.....	44
TABELA 4.2.5 – Campo E_r e B_z para o grupo II.....	45
TABELA 4.2.6 – Campo magnético fixo com configuração variável.....	51

LISTA DE SÍMBOLOS

A	Área	$[m^2]$
B	Indução magnética	$[T]$
e	Carga eléctrica	$(1.602 \times 10^{-19} \text{ C})$
E	Intensidade do campo eléctrico	$[V/m]$
I	Corrente eléctrica	$[A]$
J	Densidade de corrente eléctrica	$[A/m]$
J_C	Densidade de corrente de Child	$[A/m]$
k	Constante de Boltzmann	$(1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K})$
M_α	Massa da partícula de espécie α	$[kg]$
M_e	Massa do elétron	$[kg]$
M_i	Massa do íon	$[kg]$
n_0	Densidade do plasma não perturbado	$[m^{-3}]$
n_e	Densidade numérica dos elétrons	$[m^{-3}]$
n_i	Densidade numérica dos íons	$[m^{-3}]$
p_θ	Momento azimutal	$[kg \cdot m/s]$
P	Pressão	$[Pa]$
S	Espessura da bainha	$[m]$
S_C	Espessura da bainha de Child	$[m]$
T	Temperatura	$[K]$
T_e	Temperatura do elétron	$[K]$
T_i	Temperatura do íon	$[K]$
t	Tempo	$[s]$
v	Velocidade	
$[m/s]$		
$v_\perp$	Velocidade na direção perpendicular	$[m/s]$
$v_{ }$	Velocidade na direção paralela	$[m/s]$

v_B	Velocidade de Bohm	[m/s]
v_r	Velocidade radial	[m/s]
v_z	Velocidade transversal	[m/s]
v_θ	Velocidade azimutal	[m/s]
ω_{pe}	Frequência eletrônica do plasma	[rad/s]
ω_{pi}	Frequência iônica do plasma	[rad/s]

LISTA DE SÍMBOLOS GREGOS

α	Ângulo de perda	[grau]
Γ_α	Fluxo de partículas de espécie α	[partículas/m ² -s]
Γ_e	Fluxo de partículas de elétrons	[partículas/m ² -s]
Γ_i	Fluxo de partículas de íons	[partículas/m ² -s]
γ	Coefficiente de emissão de elétrons secundários	[adimensional]
ε	Energia cinética da partícula	[J]
ε_0	Permissividade do vácuo	(8.854x10 ⁻¹² F/m)
λ_D	Comprimento de Debye	[m]
μ_B	Momento magnético	[J/T]

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO.....	1
1.1 IMPLANTAÇÃO IÔNICA	2
1.2 IMPLANTAÇÃO IÔNICA CONVENCIONAL (COM FEIXE IÔNICO).....	3
1.3 IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA.....	4
2 REVISÃO BIBLIOGRAFICA E MODELO TEÓRICO DA	
IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA.....	5
2.1 DEFINIÇÃO DO PLASMA.....	5
2.2 NEUTRALIDADE MACROSCÓPICA.....	5
2.3 BLINDAGEM DE DEBYE.....	6
2.4 FREQUÊNCIA DO PLASMA.....	7
2.5 PESQUISA BIBLIOGRÁFICA DA TEORIA DE 3IP.....	7
2.6 MODELO DA BAINHA DO PLASMA.....	8
2.7 MODELO DA BAINHA DO BOHM.....	11
2.8 MODELO BAINHA DE “MATRIZ” TRANSITÓRIA.....	13
2.9 DINÂMICA DA BAINHA.....	18
2.10 DESVANTAGENS DO PROCESSO DE IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR	
IMERSÃO EM PLASMA	19
2.11 MÉTODOS PARA O CONTROLE DA BAINHA E DA EMISSÃO DE	
ELÉTRON SECUNDÁRIO.....	20
2.12 IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA COM CAMPO	
MAGNÉTICO.....	21
2.13 IMPORTANCIA DA CONFIGURAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO.....	22
2.14 ESPELHO MAGNÉTICO.....	22
3 SIMULAÇÃO NÚMERICA DO PLASMA.....	27
3.1 PROCESSO DE SIMULAÇÃO NÚMERICA DE PLASMA.....	29
3.2 CÓDIGO COMPUTACIONAL KARAT.....	31
4 RESULTADOS E DISCUÇÕES.....	33
4.1 DADOS E PARAMETROS DA SIMULAÇÃO.....	33

4.2	EFEITOS DA CONFIGURAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO.....	35
4.3	EFEITO DA TENSÃO APLICADO DO ALVO.....	60
4.4	EFEITO DA PRESÃO DO GÁS.....	64
5	CONCLUSÕES.....	70
6	TRABALHOS FUTUROS.....	73
	REFERÊNCIAS	74
	APÊNDICE A	79

CAPITULO I

INTRODUÇÃO

A busca de novos materiais durante muitos anos de avanços tecnológicos induziu o desenvolvimento de séries de técnicas de modificação superficial. Atualmente, o processo que está captando grande interesse e possui diversas aplicações é a modificação superficial de materiais utilizando plasma. Isso é devido ao fato que a tecnologia de tratamento superficial usando plasma tem a vantagem de ser rápida e limpa, pois, não produz resíduos tóxicos.

Os processos de modificação de materiais que utilizam plasma podem ser classificadas tomando como referência o tipo de plasma a ser utilizado e a finalidade do processo. Assim, por exemplo, temos os plasmas térmicos produzidos por tochas de plasma a pressão atmosférica, que tem baixo grau de ionização e uma temperatura alta (aproximadamente 10.000-15.000 K). Sua alta energia térmica faz as tochas de plasma particularmente aptas para processos de corte e soldagem de materiais. Pelo contrario, os plasmas de baixa pressão ($1-10^{-3}$ Torr) tem uma baixa energia térmica, mas seus elétrons livres possuem uma alta energia cinética (maior que 1 eV), portanto podendo ser empregadas para tratamentos de materiais.

Podemos considerar duas propriedades (fundamentais) do plasma de baixa densidade para o processamento de materiais. Em primeiro lugar, por causa de sua baixa energia térmica o plasma não esquentar significativamente o material processado e em alguns casos é possível até processamento a temperatura ambiente. Em segundo lugar, a alta energia cinética dos elétrons livres lhe permitem ativar diversas espécies químicas em fase gasosa através de colisões inelásticas. Esta reatividade química resultante pode produzir distintos efeitos, como por exemplo: uma formação de compostos químicos sobre a superfície do material imerso em plasma (recobrimento); a formação de espécies que reagem com o material e eliminam seletivamente determinadas espécies da superfície (limpeza superficial); formação de espécies que

podem difundir-se no material e reagir quimicamente dentro do mesmo formando novas fases que modificam suas propriedades mecânicas e químicas superficiais (nitretação por plasma).

Outro efeito importante associado aos plasmas de baixa densidade é a possibilidade de se produzir a partir deles um bombardeio de íons positivos sobre o material processado. Este efeito é fundamental tanto para a limpeza de materiais assim como para obter camadas com excelentes propriedades mecânicas, elétricas, ópticas, químicas e magnéticas. Devido à sua importância, no presente trabalho de mestrado é estudada a técnica de implantação iônica por imersão em plasma (3IP).

1.1 IMPLANTAÇÃO IÔNICA

Implantação iônica é o processo físico através do qual implantam-se íons em materiais sólidos. Esta técnica foi inicialmente desenvolvida para produção de materiais de uso eletrônico, e por volta dos anos 70 então se iniciou a sua utilização como método para a melhoria das propriedades superficiais do aço. Com o tempo, foram descobertos um grande número de processos de implantação iônica capazes de aumentar notavelmente a resistência ao desgaste, corrosão, fadiga, etc., de diferentes ligas metálicas, materiais cerâmicos e polímeros.

Por tratar-se basicamente de um processo fora do equilíbrio termodinâmico, a implantação iônica é um método poderoso para preparar sistemas em condições não disponíveis por outras formas de tratamentos de superfícies de materiais, proporcionando assim, um amplo campo de pesquisa sobre os mecanismos físicos fundamentais que ocorrem nestas situações e conseqüentemente sobre as modificações nas propriedades elétricas, ópticas, químicas, mecânicas e magnéticas dos materiais.

Nesta dissertação, abordaremos um dos processos importantes utilizados para tratamento superficial dos materiais, a implantação iônica por imersão em plasma.

1.2 IMPLANTAÇÃO IÔNICA CONVENCIONAL (COM FEIXE IÔNICO)

A pesquisa na área de implantação iônica por feixe de íons iniciou-se por volta dos anos 60, basicamente conduzida por pesquisadores com origem na física nuclear, tanto teórica como experimental. A partir de então, com o crescente envolvimento de físicos do estado sólido e da ciência dos materiais, além da física básica, a área desenvolveu-se em assuntos com ênfases em física aplicada e tecnologia. Então, a implantação iônica por feixe passou a ser usada industrialmente e hoje está presente em alguns processos tecnológicos de produção de semicondutores, metais, cerâmicas, polímeros, etc. (HOCHMAN, 1980). Um esquema deste processo é mostrado na figura 1.2.1. Esta técnica é realizada num ambiente de alto vácuo, onde mediante potenciais desde dezenas até centenas de kV, um feixe de íons é extraído, focalizado e acelerado, e finalmente atinge a superfície do material. Porém, somente uma pequena gama de componentes industriais é tratada por esta técnica, devido ao seu alto custo e à sua sofisticação. Além disso, as aplicações da implantação convencional com feixe de íons são limitadas devido à sua incapacidade de implantação uniforme sobre alvos com forma complexa assim como no tratamento de mais de um componente por vez (processo com linha-de-visão).

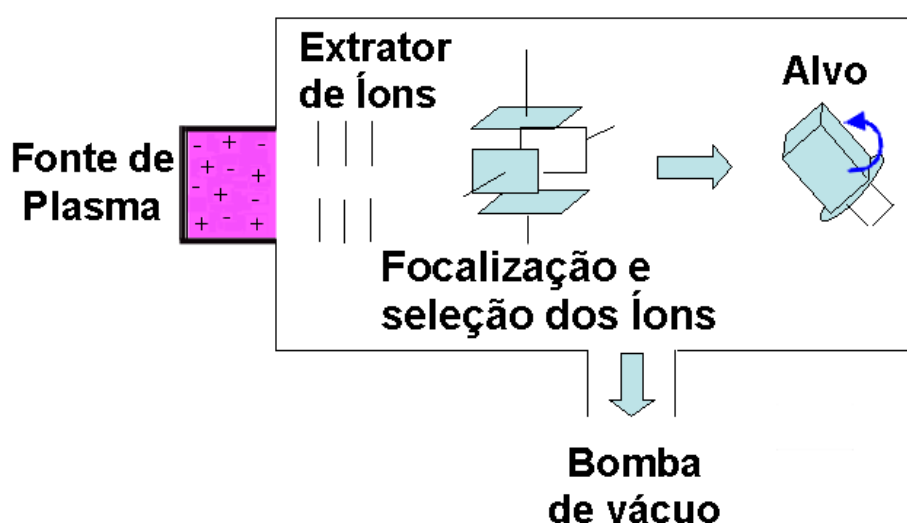


Figura 1.2.1 Esquema utilizado para o tratamento de materiais usando feixe de íons.

1.3 IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA

Para superar as limitações da implantação com feixe de íons, no final da década de 80 foi introduzido um novo processo tecnológico chamado implantação iônica por imersão em plasma (3IP) (CONRAD et al., 1987). Neste processo, a amostra a ser tratada é colocada dentro de uma câmara de vácuo e imersa em plasma, como é mostrado na figura 1.3.1. Posteriormente pulsos de alta tensão negativa são aplicados ao alvo. Os íons positivos extraídos do plasma são acelerados em direção perpendicular à superfície do substrato e colidem simultaneamente com todas as partes do alvo, em incidência normal (*conformal implantation*), fazendo com que esta técnica seja adequada para o tratamento de peças tridimensionais. Além disso, este processo garante uma implantação uniforme com o tempo de tratamento independente do tamanho das peças. O processo é relativamente simples, sendo possível no mesmo processo a implantação de diversas amostras, com formas e materiais diferentes (ANDERS, 2000; REJ, 1996). Como vantagem adicional, através da técnica 3IP, grandes áreas poderão ser implantadas com uma dose maior do que com feixe de íons.

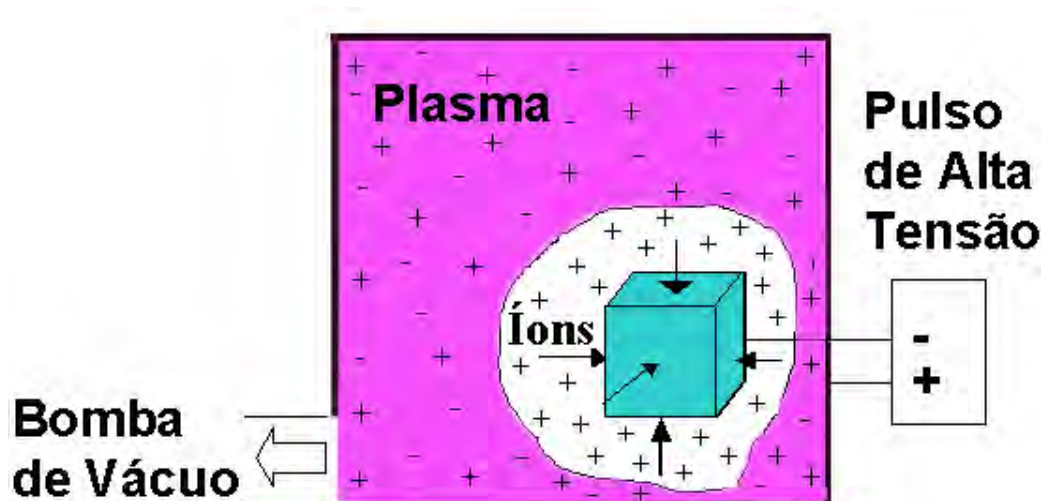


Figura 1.3.1. Esquema típico utilizado para implantação iônica por imersão em plasma.

CAPITULO 2

REVISÃO BIBLIOGRAFICA E MODELO TEÓRICO DA IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA

2.1 DEFINIÇÃO DO PLASMA

O plasma pode ser definido como um gás ionizado que contém uma mistura de elétrons livres, íons e átomos neutros em proporções variadas que exibem um comportamento coletivo provocado pelas forças de Coulomb de grande alcance. Nem todas as substâncias que contêm partículas carregadas podem ser classificadas como plasma. Para que uma certa coleção de partículas carregadas e neutras interagindo entre si apresente o comportamento coletivo de plasma é necessário que ela satisfaça certos critérios como neutralidade macroscópica e a blindagem de Debye.

2.2 NEUTRALIDADE MACROSCÓPICA

Na ausência de perturbações externas, o plasma geralmente é macroscopicamente neutro. Isso quer dizer que em condições de equilíbrio (sem forças externas presentes), num volume de plasma suficientemente grande para conter um número elevado de partículas, mas suficientemente pequeno comparado com o comprimento característico de variação dos parâmetros macroscópicos, tais como a densidade e a temperatura, a carga elétrica total é igual a zero. No interior do plasma, os campos das cargas positivas e negativas microscópicas cancelam-se entre si e a carga espacial líquida é zero para qualquer região macroscópica. Se esta neutralidade macroscópica não fosse

mantida, a energia potencial associada com a força de Coulomb resultante pode ser enorme comparado à energia cinética térmica das partículas.

2.3 BLINDAGEM DE DEBYE

O comprimento de Debye é um importante parâmetro físico para a descrição do plasma. Ele proporciona a medida da distância na qual a influência do campo elétrico de uma partícula individual (ou de uma superfície com potencial não nulo) é sentida pela outra partícula carregada dentro do plasma. Ou seja, quando uma carga positiva (ou negativa) é inserida no plasma, ela mudará a distribuição de carga local atraindo (repelindo) elétrons. O resultado é uma densidade adicional de carga espacial negativa (positiva) que cancela o efeito da carga inicial a distâncias maiores em relação ao comprimento característico de Debye dado por:

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k T}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (2.3.1)$$

podemos observar que λ_D é proporcional à raiz quadrada da temperatura (T) e inversamente proporcional à raiz quadrada da densidade dos elétrons (n_e), onde e , ε_0 e k são a carga do elétron, a permissividade do vácuo e a constante de Boltzmann, respectivamente. Por exemplo, podemos estimar o valor do comprimento de Debye para uma descarga do gás, com uma temperatura de 10^4 K e uma densidade de elétrons de $n_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$, resultando um comprimento de Debye de 10^{-4} m. No caso da ionosfera da terra, os valores típicos da temperatura e da densidade de elétrons são consideradas como 10^3 K e 10^{12} m^{-3} , respectivamente, resultando num comprimento de Debye de 10^{-3} m.

Para que um conjunto de partículas carregadas possa ser considerado como plasma, qualquer tamanho característico do sistema deve ser muito maior do que λ_D .

2.4 FREQUÊNCIA DO PLASMA

Outra propriedade importante do plasma é a estabilidade de sua neutralidade macroscópica. Quando um plasma é instantaneamente perturbado do seu estado de equilíbrio, o campo elétrico resultante das cargas espaciais internos provoca um movimento coletivo das partículas carregadas que tende a restaurar a neutralidade inicial do plasma. Esse movimento coletivo é caracterizado por uma frequência natural de oscilação conhecida como a frequência do plasma. O período desta oscilação natural constitui um tempo de escala significativo com o qual pode ser comparado o mecanismo dissipativo tendendo a destruir o movimento coletivo dos elétrons. A frequência de oscilação eletrônica do plasma é dada pela expressão:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 M_e} \right)^{1/2} \quad (2.4.1)$$

onde M_e é a massa do elétron.

2.5 PESQUISA BIBLIOGRÁFICA DA TEORIA 3IP

Uma característica inevitável que surge da interação do plasma com as paredes do câmara do vácuo é a bainha de plasma. Este termo foi inicialmente introduzido nos primeiros trabalhos de Irving Langmuir por volta dos anos 20 (SHERIDAN; GORRE, 1989). Conforme Langmuir, a bainha é a região não-neutra formada entre a superfície das paredes e o plasma. Esta região é caracterizada por sua espessura que é da ordem do comprimento de Debye. A formulação explícita e a interpretação clara da formação da bainha foi desenvolvida por Bohm (1949). Devido à importância da bainha em diversos processos físicos, seu comportamento foi muito estudado e vários modelos

teóricos foram propostos (SHERIDAN; GORRE, 1989; CONRAD, 1987). Por causa da complexidade do problema, todos os modelos existentes (em geometrias planas, cilíndricas ou esféricas) são unidimensionais e baseados no trabalho pioneiro de Lieberman (1989), que é apresentado a seguir.

2.6 MODELO DA BAINHA DE PLASMA

Quando um corpo qualquer é imerso em plasma, ele fica negativamente carregado, aparecendo com um potencial negativo em relação ao potencial do plasma. Na região próxima ao corpo é formada uma região não neutra conhecida como bainha de plasma, na qual as densidades numéricas dos elétrons e dos íons são diferentes. No interior da bainha de plasma, o potencial varia monotonicamente desde o potencial na parede a um valor correspondente ao plasma não perturbado. Por outro lado, a espessura da bainha de plasma é da ordem do comprimento de Debye. A figura 2.6.1 mostra um diagrama clássico de formação da bainha do plasma na vizinhança da parede do material.

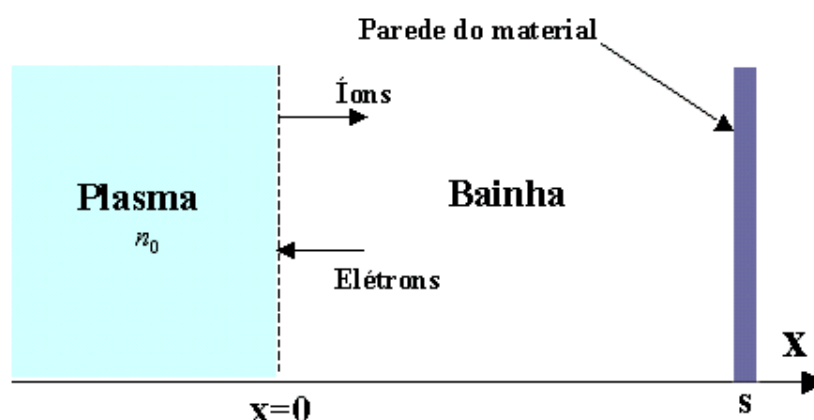


Figura 2.6.1. formação da bainha de plasma na vizinhança da parede do material

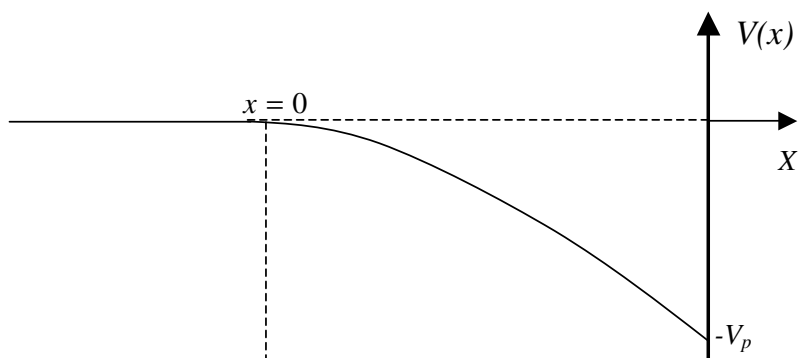


Figura 2.6.2. A imersão de qualquer objeto em plasma faz que este fique carregado negativamente aparecendo um potencial na região da bainha.

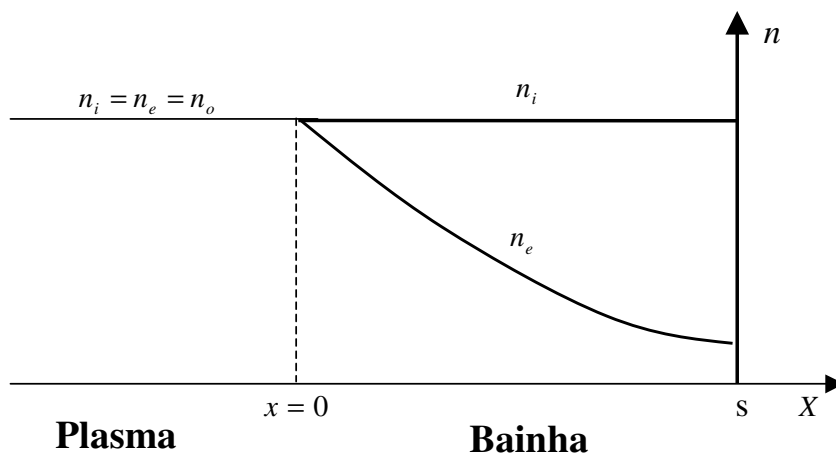


Figura 2.6.3. A densidade de elétrons decresce exponencialmente de acordo com a equação de Boltzmann, enquanto a densidade numérica de íons fica aproximadamente constante na região da bainha.

A descrição do mecanismo físico responsável para formação da bainha de plasma é dada em seguida. As partículas carregadas no plasma que incidem na parede do material devido a seu movimento aleatório térmico são em maior parte perdidas pelo plasma. Os íons geralmente recombina-se na parede e retornam ao plasma como partículas neutras, enquanto os elétrons podem também ser recombinados na parede ou entrar na banda de condução se a superfície for um metal. O fluxo devido ao

movimento aleatório das partículas presentes no plasma que bombardeiam a superfície do material por unidade de área e unidade do tempo é dado por (ROTH, J. R., 1995):

$$\Gamma_{\alpha} = n_{\alpha} \left(\frac{T_{\alpha}}{2\pi M_{\alpha}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6.1)$$

α representa o tipo de partícula (e para elétrons, i para íons). T , n , M são a temperatura, densidade das partículas e a massa, respectivamente. É evidente da equação (2.6.1), que se inicialmente as densidades numéricas de íons e elétrons são iguais, então o fluxo de elétrons (Γ_e) é bem maior do que o fluxo dos íons (Γ_i). Conseqüentemente, a parede em contacto com o plasma rapidamente acumula uma carga negativa devido ao fato que inicialmente mais elétrons atingem a parede do que íons positivos. Num dado momento (em potencial negativo da parede), a bainha atua como barreira elétrica para os elétrons e só alguns elétrons com bastante energia chegam a atingir a parede do material (os demais são refletidos) e os íons começam a ser acelerados. Esse é o regime de saturação dos íons, na qual o fluxo é dado por (ROTH, J. R., 1995):

$$\Gamma_i = \frac{n_0}{4} \sqrt{\frac{8eT}{\pi M_e}} \quad (2.6.2)$$

Como é mostrada na figura 2.6.3, a densidade numérica de elétrons em $x = s$ decresce em resposta à equação de Boltzmann dada pela formula:

$$n_e(x = s) = n_o e^{\frac{-eV_p}{kT}} \quad (2.6.3)$$

Na figura 2.6.2, a parede é permitida a flutuar no potencial V_p . Com essa condição, é determinado o fluxo de elétrons na parede:

$$\Gamma_i = \frac{n_0}{4} \sqrt{\frac{8eT}{\pi M_e}} e^{-\frac{eV_p}{kT}} \quad (2.6.4)$$

Na condição de equilíbrio, quando fluxos iguais de elétrons e íons colidem com a parede do material, o plasma e a parede atingem um equilíbrio dinâmico tal que a corrente total na parede seja zero:

$$I = eA(\Gamma_i - \Gamma_e) = 0 \quad (2.6.5)$$

onde A é a superfície da parede. O potencial da parede V_p em equilíbrio é geralmente chamado de potencial flutuante e é dado pela seguinte expressão:

$$V_f = -\frac{T}{2} \ln \left(\frac{M_i T_e}{M_e T_i} \right) \quad (2.5.6)$$

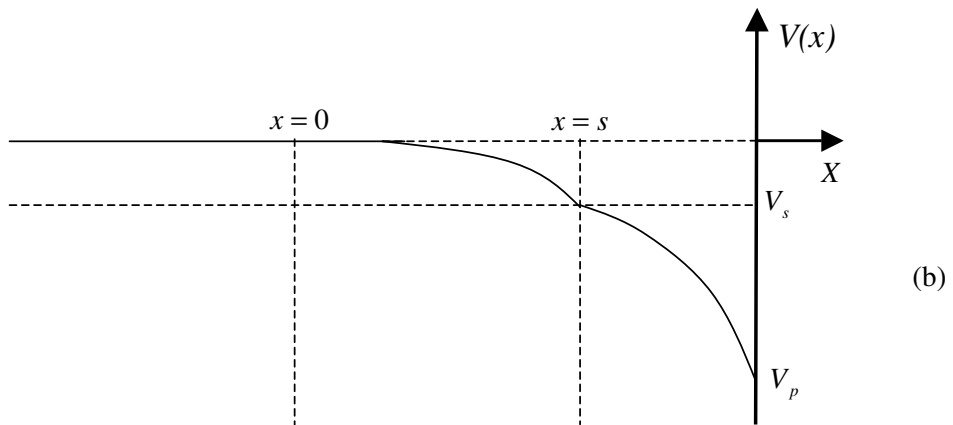
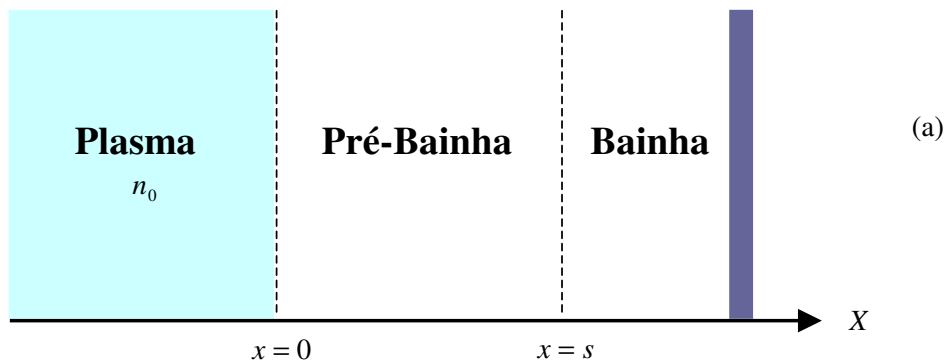
2.7 MODELO DA BAINHA DE BOHM

O modelo analisado anteriormente é muito aproximado, devido ao fato que não considera a aceleração dos íons na região da bainha. O modelo de Bohm considera que a região da bainha não é como foi apresentado na seção 2.6 e considera a existência de uma região adicional chamada região de pré-bainha como é mostrado na figura (2.7.1).

O modelo da bainha de Bohm é baseado no modelo do potencial do plasma e a variação da densidade numérica de partículas. Como é observado na figura 2.7.1b o potencial no plasma é considerado zero. Na região da pré-bainha uma queda no potencial desde zero até V_s é formada, enquanto, outra queda de potencial é iniciada na região da bainha desde V_s até o valor V_p na parede do material. Segundo o apêndice A, a queda de potencial $V_s \leq -\frac{kT}{2e}$ é requerida para que os íons em repouso no plasma possam atingir a região da bainha. Assim, o critério de Bohm é obtido

quando $V_s = -\frac{kT}{2e}$. A partir deste potencial obtemos a velocidade $v_B = \sqrt{\frac{kT}{m_i}}$ com qual os íons atingem a região da bainha. Esta velocidade é chamada de velocidade de Bohm.

O modelo acima estima que a espessura da pré-bainha é de aproximadamente 100 vezes o comprimento de Debye. Entretanto, a região da bainha é de poucos comprimentos de Debye. Na região de pré-bainha, as densidades do número de elétrons e íons são quase iguais sendo considerada como uma região quase neutra. Na própria bainha, a densidade do número de íons é maior que a densidade numérica de elétrons.



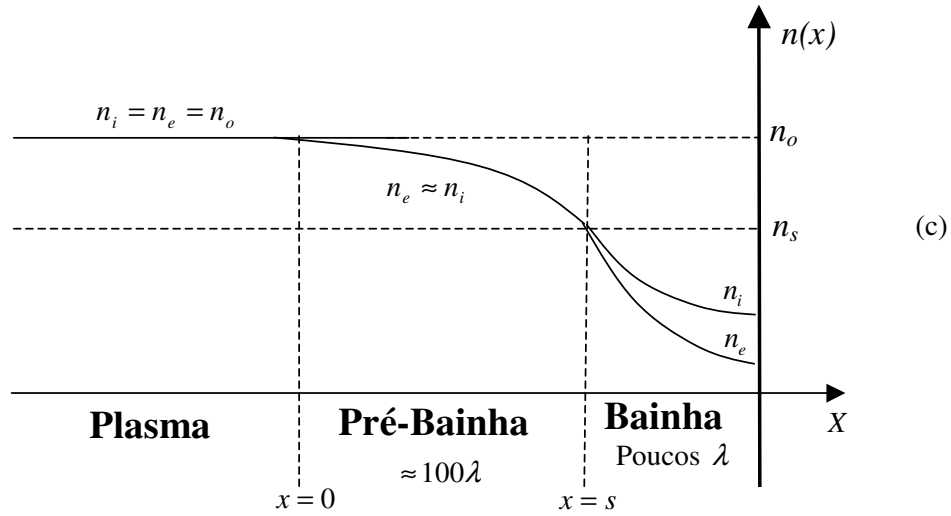


Figura 2.7.1. Modelo da bainha de Bohm. (a) delimitação das regiões para o modelo de Bohm. (b e c) queda do potencial e da densidade de partículas nas três regiões consideradas. Os íons deixam a pré-bainha com a velocidade de Bohm v_B .

2.8 MODELO DA BAINHA DE “MATRIZ” TRANSITÓRIA

Uma situação que surge em muitas aplicações de plasma (como no caso da implantação iônica) é a formação da matriz de íons transitória. Como já foi mencionado na seção anterior (2.6), a bainha é a região não neutra formada entre a superfície do material e o plasma. Neste caso, a superfície do material é representada por um conjunto de placas paralelas chamadas eletrodos que são separadas infinitamente e o espaço entre as placas é preenchido com plasma de densidade n_0 .

A formação da matriz de íons é observada quando nas placas paralelas é aplicada uma seqüência de pulsos negativos de alta tensão (alguns kV). Desta forma, quando uma seqüência de pulsos de amplitude V_o é aplicada, três fases de expansão da bainha conforme à escala de tempo (REJ; FAEHL; MATOSSIAN, 1997) podem ser distinguidos.

1º fase: Em um tempo aproximadamente igual ao inverso da frequência eletrônica do plasma $\omega_{pe}^{-1} = \left(\frac{\epsilon_0 M_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}$ em torno de alguns ns, os elétrons do plasma próximos ao alvo (catodo) são repelidos, enquanto os íons muito mais massivos que os elétrons permanecerão na mesma posição formando deste modo uma região de íons positivos chamados “*ion matrix sheath*”, como é mostrado na figura 2.7.1.

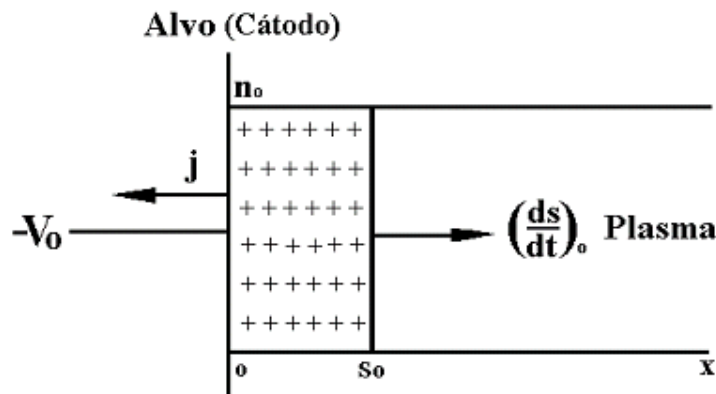


Figura 2.8.1. Região de população de íons chamada “ion matrix sheath”, formada quando o tempo depois de aplicação do pulso negativo é aproximadamente igual ao inverso da frequência dos elétrons ω_{pe}^{-1} .

A população de íons que existe nesta região (figura 2.8.1) é caracterizada pela espessura da bainha S . Para encontrar o valor desta espessura iniciamos com a determinação da população de íons positivos existentes nesta região. Utilizando a equação de Poisson em uma dimensão podemos escrever:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{en_o}{\epsilon_o} \quad (2.8.1)$$

onde E, n_o, e , e ϵ_o são o campo elétrico, a densidade de íons, a carga elementar e a permissividade do vácuo, respectivamente. Integrando duas vezes a equação (2.8.1) e

utilizando as condições de contorno: $E = 0$ em $x = s_0$ na primeira integração, e $V = 0$ em $x = s_0$ na segunda integração. Obtemos:

$$V(x) = -\frac{en_o}{2\epsilon_o} (x^2 - 2s_0x + s_0^2) \quad (2.8.2)$$

onde s_0 é a espessura da bainha.

Desta equação (equação 2.8.2) observamos que o potencial eletrostático obedece a uma equação parabólica na região da matriz da bainha. Então, para calcular a espessura inicial da bainha utilizamos a seguinte condição: $x = 0$ quando $V = -V_o$, ficando:

$$s_o = \sqrt{\frac{2\epsilon_o V_o}{en_o}} \quad (2.8.3)$$

Na equação 2.8.3 podemos observar que, a espessura da bainha é proporcional à raiz quadrada do voltagem V_o aplicada entre os eletrodos, e inversamente proporcional à raiz quadrada da densidade de íons n_o .

2º fase: Quando o tempo após da aplicação dos pulsos é aproximadamente igual ao inverso da frequência do plasma dos íons $\omega_{pi}^{-1} = \left(\frac{\epsilon_o M_i}{n_i e^2} \right)^{1/2}$, o campo elétrico resultante na bainha acelera gradualmente os íons em direção ao alvo. A distribuição da energia dos íons depende de sua posição inicial dentro da matriz de íons formada na 1º fase, então, quando os íons da matriz da bainha são acelerados a partir de posições iniciais diferentes dentro da bainha, eles atingem o alvo com energias diferentes. Na medida que os íons da matriz da bainha são implantados, a densidade de corrente iônica aumenta até alcançar um valor máximo (veja figura 2.8.2). Logo depois que os íons da matriz são esgotados novos íons são extraídos do plasma e acelerados na direção do alvo. Devido à conservação de carga, a bainha se desloca para dentro do plasma, desta maneira descobrindo novos íons para serem implantados.

3º fase: Para um pulso de tensão com longa duração, tipicamente dezenas de ω_{pi}^{-1} , a expansão da bainha, assim como a densidade da corrente atingem um estado estacionário, descrito pela lei de Child. Na figura 2.8.2 pode se observar a variação do numero de íons na região entre $x=0$ e $x=S_C$, onde S_C é a espessura da bainha quando a densidade de corrente atinge o estado estacionário. Num estado estacionário, o mesmo numero de íons que atravessam a bainha por unidade de tempo é implantado no alvo.

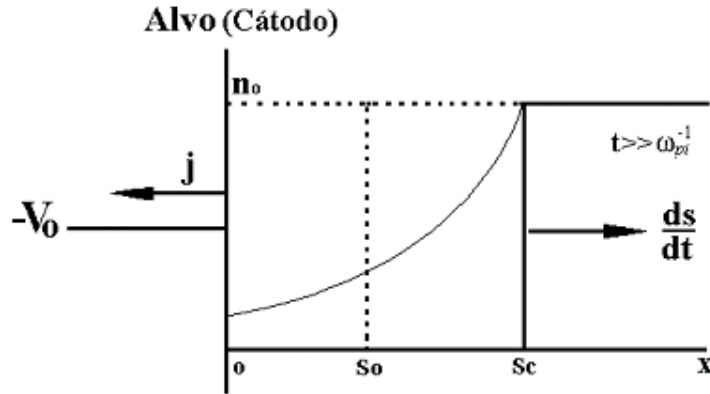


Figura 2.8.2. Quando o tempo do pulso aplicado é em ordem de dezenas de ω_{pi}^{-1} , a extensão da bainha atinge um estado estacionário, chamado “child law sheath”.

Nesta fase, a espessura da bainha pode ser estimada do mesmo modo que foi realizado na primeira fase. Para isto, tomamos novamente em consideração a equação de Poisson e, a equação da continuidade para o fluxo de íons (sem colisão) na região da bainha. Dessa forma obtemos a lei de Child para a densidade de corrente (SHERIDAN; GORRE, 1989; LIEBERMAN, 1989):

$$j_c = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M_i} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{s_c^2} \quad (2.8.4)$$

A equação (2.8.4) fornece a densidade de corrente iônica fluindo na direção do alvo. Nesta região, como já foi mencionado na segunda fase, o campo elétrico resultante na bainha acelera gradualmente os íons enquanto os elétrons muito menos massivos foram repelidos. Porém, nesta região encontram-se somente íons, e não elétrons. Como podemos observar na figura 2.8.2 a densidade dos íons estende-se para a direita, desde $x=0$ atingindo um estado estacionário em $x=s_c$, portanto, a fronteira do plasma permanecerá estática com uma espessura da bainha s_c . Por outro lado, a densidade de corrente de íons que entram na região da bainha pode ser escrita usando o modelo da bainha de Bohm (SHERIDAN; GORRE, 1989), como:

$$j_C = en_o v_B \quad (2.8.5)$$

Onde:

$$v_B = \left(\frac{kT}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8.6)$$

é a velocidade de Bohm com a qual os íons entram na região da bainha. Então, podemos utilizar a equação da continuidade da corrente para igualar (2.8.4) com (2.8.5), encontrando a espessura da região da bainha:

$$s_c^2 = \frac{4\epsilon_0}{9en_0} \left(\frac{2e}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} V_o^{3/2} \quad (2.8.7)$$

Figura 2.8.3 mostra o gráfico típico da densidade de corrente de implantação em função do tempo (LIEBERMAN, 1989) para as três fases analisadas.

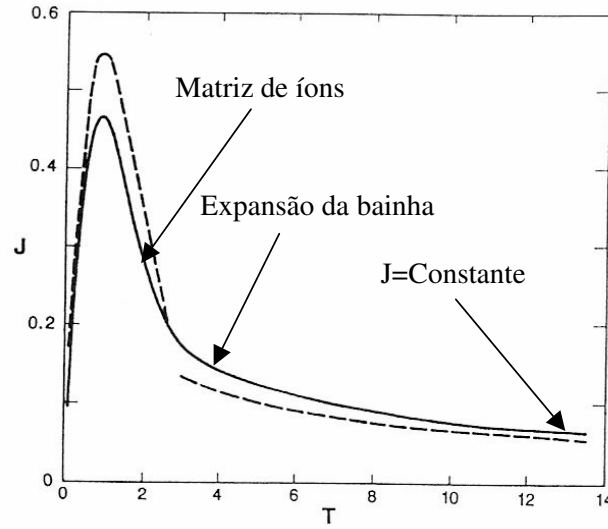


Figura 2.8.3. Gráfica da densidade de Corrente de implantação normalizada $J = j/(en_0v_0)$ em função do tempo normalizado $T = \omega_{pi}t$, correspondentes para as três fases analisadas. A linha continua corresponde a soluções numéricas, enquanto a linha tracejada corresponde a soluções analíticas (LIEBERMAN, 1989).

2.9 DINÂMICA DA BAINHA

Para analisar a evolução da espessura da bainha consideramos s_c como uma função do tempo. Então, a lei de Child (equação 2.8.4) torna-se:

$$j_c = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{(s_c[t])^2} \quad (2.9.1)$$

aplicando a lei de conservação da carga para qualquer instante de tempo temos que a densidade de corrente implantada j_c tem que ser igual à densidade de corrente de íons que cruzam a região da bainha em expansão. Esta densidade dependerá da velocidade da bainha mais a velocidade característica com que os íons do plasma atingem a bainha.

$$en_0 \left(\frac{ds}{dt} + u_d \right) = j_c \quad (2.9.2)$$

A maioria dos modelos teóricos (LIEBERMAN, 1989; EN; LIEBERMAN; CHEUNG, 1995; HERSCHKOSWITZ, 2005) usam u_d igual à velocidade de Bohm. Existem alguns casos para quais esta suposição não é correta, geralmente, em casos do plasma gerado por descarga de arco (MASAMUNE; YUKIMURA, 2006).

Igualando as equações (2.9.1) e (2.9.2) e integrando, poderemos obter uma equação para a espessura da bainha em função do tempo:

$$s[t] = s_0 \left(\frac{2}{3} \omega_{pi} t + 1 \right)^{1/3} \quad (2.9.3)$$

Substituindo a equação (2.9.3) em (2.9.1) obtemos a densidade de corrente de implantação em função do tempo.

$$j_c(t) = \frac{4}{9} \varepsilon_o \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{s^2_o \left(\frac{2}{3} \omega_{pi} t + 1 \right)^{2/3}} \quad (2.9.4)$$

2.10 DESVANTAGENS DO PROCESSO DE IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA

A expansão descontrolada da bainha do plasma durante o pulso de alta tensão negativa é prejudicial para o controle da dose implantada no alvo. Segundo Masamune e Yukimura (2006), se a extensão da bainha torna-se muito maior do que o tamanho

característico do alvo a uniformidade de implantação iônica é perdida. Então, para obter boa uniformidade na dose de implantação num processo 3IP, a escolha dos parâmetros devem ser tal que a expansão da bainha seja controlada.

Segundo Coeur et al. (2000), uma das grandes desvantagens que surge neste processo é a inexistência de separação de elementos de massas diferentes. Conseqüentemente, todos os íons de impurezas presentes no plasma são implantados.

Outro problema relevante neste processo é a emissão de elétrons secundários que são liberados da superfície da amostra quando os íons energéticos bombardeiam o alvo. Dependendo do material e da energia, um grande número de elétrons secundários (entre 1 até 20 para alguns materiais) são ejetados para cada íon implantado (SHAMIM et al., 1991; KOSTOV; BARROSO; UEDA, 2003). Portanto, esta emissão de elétrons secundários pode significativamente diminuir a eficiência elétrica do processo 3IP e também, aumentar a corrente total que provocará um aumento significativo da temperatura da amostra.

2.11 MÉTODOS PARA O CONTROLE DA BAINHA E DA EMISSÃO DE ELÉTRON SECUNDÁRIO

Para garantir a retenção da bainha é necessário que a escolha dos parâmetros do processo 3IP seja apropriada, de tal modo que a densidade de íons não seja esgotada durante cada pulso, isto permitirá que a dose sobre o alvo seja mantida uniforme (CONRAD et al., 1989; MALIK et al., 1993). Portanto, a escolha de tensões mais baixas (alguns kV) e de pulsos de tensão mais curtos ajudará reduzir de forma significativa a expansão da bainha (KWOK et al., 2003; RAUSCHENBACH; MANDAL, 2003). Mas estes parâmetros do 3IP resultarão em aumento significativo do tempo de tratamento.

Como foi discutida na seção anterior, a emissão de elétrons secundários é prejudicial em um processo 3IP. Uma possibilidade de suprimir os elétrons secundários ou pelo menos diminuir seu número é mediante o uso de um campo

magnético externo transversal ao campo elétrico (REJ et al., 1994; KOSTOV et al., 2003; TAN et al., 2005). Segundo Rej et al. (1994), os elétrons secundários seriam confinados pelo campo magnético em uma camada de elétrons perto da superfície do alvo que age como um cátodo virtual reduzindo o campo elétrico local de forma que os elétrons emitidos posteriormente podem ser reabsorvidos pela superfície.

2.12 IMPLANTAÇÃO IONICA POR IMERSÃO EM PLASMA COM CAMPO MAGNETICO

As primeiras aplicações de campo magnético nas investigações em sistemas 3IP foram orientadas à supressão dos elétrons secundários emitidos pelo alvo (REJ et al., 1994). Trabalhos posteriores em sistemas por imersão em plasma provaram que a incorporação de um campo magnético fornece apreciáveis vantagens em comparação com métodos convencionais mostrando que a aplicação de um campo magnético transversal influi significativamente na dinâmica da bainha (KEIDAR et al., 2002). Segundo Levchenco Romanov e Keidar (2003), empregando bobinas magnéticas em baixa tensão (800-1000V) mostraram que a aplicação de um campo magnético com intensidades entre 0,03 e 0,04T gera uma alta corrente de íons na superfície do alvo aumentando em duas ordens de magnitude a corrente iônica em comparação ao caso sem campo magnético. Esses resultados podem ser explicados em termos de ionização do gás residual pelos elétrons magnetizados. Além disso, Levchenco et al., (2004), mostraram experimentalmente que o comportamento do plasma num sistema com campos **E** e **B** cruzados depende fortemente da intensidade do campo magnético. Segundo eles, quando o campo magnético na superfície do alvo (para tensões menores de -400V) atinge um valor crítico de 0,1T, a corrente decresce de vários amperes a vários décimos de mili-amperes. Enquanto para tensões maiores de -400V, a corrente de implantação no alvo incrementa com a intensidade do campo magnético. Estes resultados experimentais sugerem que o campo magnético transversal pode ser utilizado para o melhoramento do processo 3IP.

2.13 IMPORTÂNCIA DA CONFIGURAÇÃO DO CAMPO MAGNETICO

A importância da configuração espacial de um campo magnético deve-se ao fato que o plasma pode ser confinado por campos magnéticos. O confinamento é produzido porque as partículas que constituem o plasma (íons e elétrons) são partículas carregadas e, são sujeitas a interações eletromagnéticas. O plasma tenta ocupar todo o espaço geométrico disponível na qual esteja contido. Embora, se o recipiente que contém o plasma está imerso em um campo magnético externo, as partículas carregadas executarão um movimento circular tendo uma trajetória de hélices que espiralam em torno das linhas do campo magnético. Desta forma, como as partículas movimentam-se ao longo das linhas magnéticas elas podem ser perdidas nas paredes do recipiente, porém, uma configuração adequada das linhas do campo magnético perto das paredes evitará que estas partículas sejam perdidas. Este tipo de configuração é conhecido como espelho magnético.

2.14 ESPELHO MAGNETICO

Uma consequência importante da invariância adiabática do momento magnético é o funcionamento do espelho magnético, formado pela convergência das linhas magnéticas, como é mostrado na figura 2.14.1 (em coordenadas cilíndricas, com o eixo Z apontando ao longo do eixo do campo magnético B). Como as linhas de campo magnético convergem, a intensidade do campo magnético aumenta. Este incremento do campo magnético atua refletindo algumas das partículas carregadas que estão nesta região. Daí, isso é chamado espelho magnético.

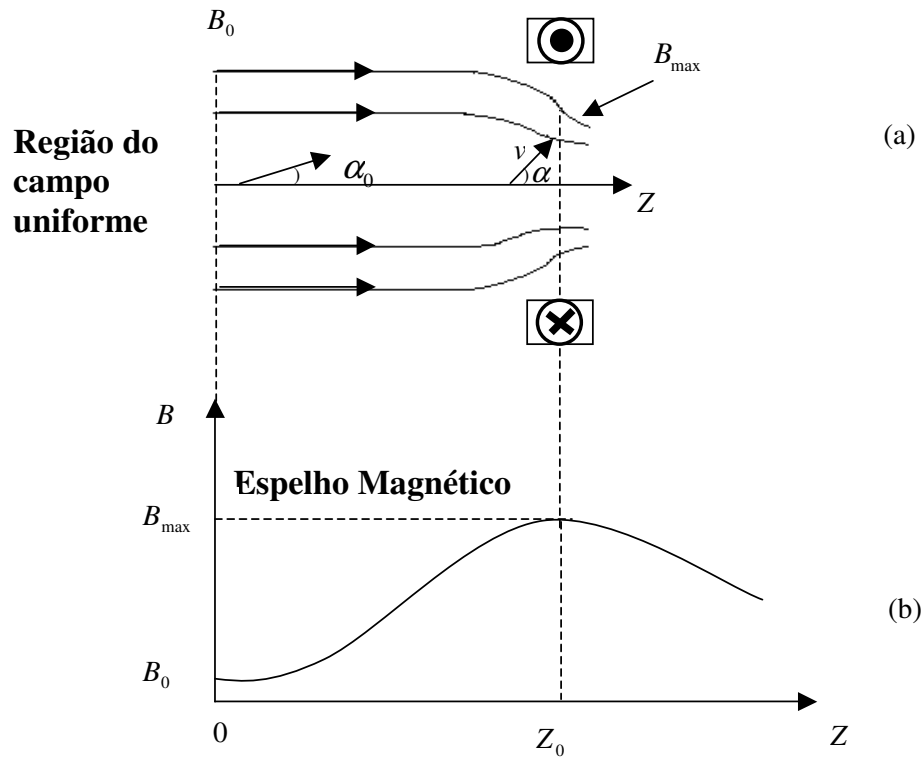


Figura 2.14.1 (a) linhas do campo magnético produzido por uma bobina magnética. A intensidade do campo magnético no extremo direito (linha de convergência) é maior do que na região do lado esquerdo. (b) configuração do espelho magnético.

Vejamos como o mecanismo da reflexão é relacionado com a invariância do momento magnético.

Consideremos uma partícula de massa m movimentando-se com velocidade v formando um ângulo α em relação à direção do campo magnético B (ver figura 2.14.1 (a)). Encontramos a relação entre as velocidades perpendicular ($v_{\perp}$) e paralela ($v_{\parallel}$) com o ângulo α :

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} = \tan(\alpha) \quad (2.14.1)$$

O momento magnético é dado como:

$$\mu_B = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad \text{ou} \quad \mu_B = \frac{\varepsilon}{B} \sin^2 \alpha \quad (2.14.2)$$

sendo $\varepsilon = \frac{1}{2}mv^2$ a energia cinética da partícula.

Notamos que a energia cinética ε da partícula se conserva num campo magnético. A equação (2.14.2) determina a relação entre B e α para uma partícula. Quando os valores iniciais B_0 e α_0 do campo magnético e do ângulo são conhecidos, a equação (2.14.2) também pode ser escrito como:

$$\sin^2(\alpha) = \left(\frac{B}{B_0} \right) \sin^2(\alpha_0) \quad (2.14.3)$$

Se a configuração do campo é tal que a intensidade do campo magnético incrementa gradualmente desde B_0 até um valor $B_{\max}$, então o ângulo α deve também aumentar de acordo com (2.14.3). quando a partícula se movimenta ao longo do eixo Z a energia paralela $\varepsilon_{\parallel}$ é convertida em energia cinética perpendicular $\varepsilon_{\perp}$. Como

$$\left(\frac{B_{\max}}{B_0} \right) \sin^2(\alpha_0) = \sin^2(\alpha) \leq 1 \quad (2.14.4)$$

a partícula só pode chegar até o ponto onde o campo magnético satisfaz a relação

$$\left(\frac{B}{B_0} \right) \sin^2(\alpha_0) = 1 \text{ e } \alpha = \frac{\pi}{2} \quad (2.14.5)$$

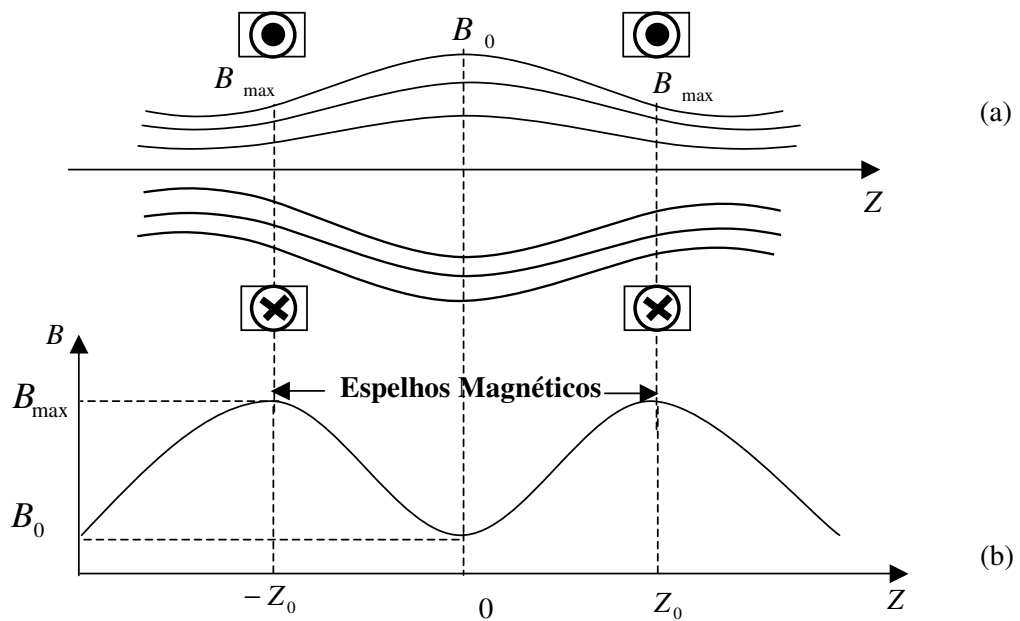
se $\alpha = \frac{\pi}{2}$ de (2.14.1) temos que $v_{\parallel} = 0$; a partícula é refletida neste momento e começa a se mover para longe do espelho magnético.

Se, por outro lado, a razão $\frac{B_{\max}}{B_0}$ não é grande o suficiente ou o ângulo inicial α_0 é pequeno, assim que a equação (2.14.5) não é satisfeita, a partícula não é mais refletida por tal configuração de campo e escapa para longe do sistema. Para uma determinada razão do espelho magnético $\frac{B_{\max}}{B_0}$, o ângulo máximo α_0 para qual uma fuga de partículas pode acontecer é determinado por:

$$\alpha = \text{sen}^{-1} \left(\frac{B_0}{B_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.14.6)$$

Este ângulo determina o chamado cone de perda do sistema como é mostrado esquematicamente na figura 2.14.2 (b).

Quando dois espelhos magnéticos iguais são colocados a uma determinada distância é produzida uma configuração de campo magnético como é mostrado na figura 2.14.2(a). Então, todas as partículas carregadas com ângulo α suficientemente grande são refletidas para a região entre os espelhos. Tal esquema de confinamento de plasma é nomeado garrafa magnética.



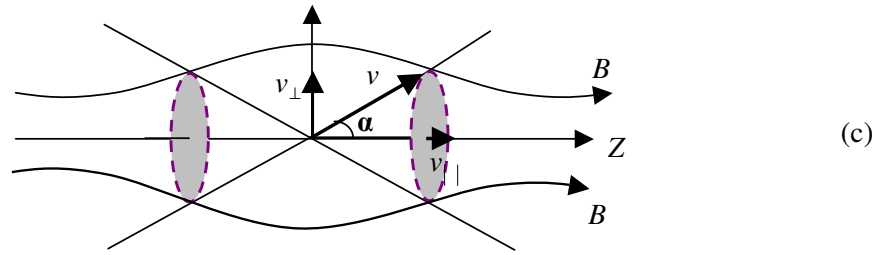


Figura 2.14.2 (a) Diagrama esquemático que mostra o arranjo de bobinas magnéticas produzindo campo magnético. Elas são colocadas ao lado da outra para produzir dois espelhos magnéticos coaxiais.(b) Distribuição axial do campo magnético. (c) O plasma é confinado nas regiões de $B_{\min}$. Este confinamento é medido mediante o ângulo de perda.

CAPÍTULO 3

SIMULAÇÃO NÚMERICA DO PLASMA

A presença de computadores cada vez mais poderosos permitiu o avanço das simulações numéricas na área de problemas físicos contemporâneos. Atualmente, processos físicos não produzíveis no laboratório são simulados usando diversos códigos computacionais que empregam o algoritmo “particle-in-cell” (PIC). O algoritmo PIC refere-se a um processo de cálculos numéricos na qual a região de simulação é dividida em várias células e a interseção destas células define um conjunto de pontos de malha tal como é mostrado na figura 3.1. Cada ponto da malha especifica uma localização para onde são calculados o campo eletromagnético e densidade de carga depois de resolver as equações de Maxwell e a equação de movimento discretizadas.

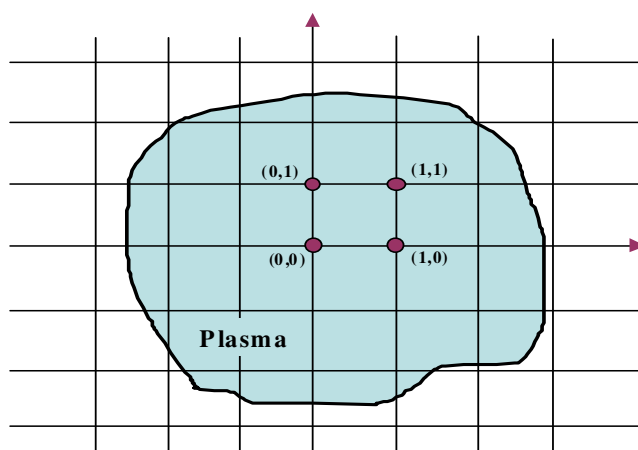


Figura 3.1. Região de simulação do plasma dividida em varias células.

Simulações computacionais empregando o algoritmo PIC tornaram-se um instrumento muito poderoso para o estudo de fenômenos em física de plasma. Desde anos 90, as simulações eram aplicadas com sucesso no estudo de implantação iônica por imersão em plasma (REJ et al., 1994; FAEHL; VOLDER; WOOD, 1994). As primeiras simulações PIC de 3IP foram bastante simples, com uma só dimensão e usavam poucas super partículas. Mas com o tempo novos algoritmos numéricos foram desenvolvidos, e com a chegada de novas gerações de computadores bem mais poderosos, foram realizadas simulações em duas e três dimensões.

Simulações numéricas são freqüentemente realizadas usando modelos diferentes, como pode ser consultado nos trabalhos de Sheridan (1996); Faehl; De Volder e Wood (1993). Segundo Huang et al. (2007), geralmente, plasmas uniformes são considerados na simulação PIC, mas na prática o plasma é freqüentemente não uniforme devido as limitações da fonte e a difusão do plasma.

Existem alguns assuntos de grande importância para os estudos da eficiência do tratamento 3IP que podem ser abordados através de técnicas de simulações numéricas. A distribuição de dose de implantação em alvos com geometrias complexas é importante para a eficiência do processo 3IP, e este assunto foi abordado e pesquisado extensamente. Pesquisas realizadas usando algoritmo PIC em alvos com geometria cilíndrica (MIYAGAWA Y. et al., 2004), em forma de cone (CORNET. et al., 2004), e em alvos com trincheiras (KELLER et al., (1999,2000); HUBER et al., 2000; TIAN et al., 2004) encontraram que o grau de não-uniformidade de implantação é uma função complicada da forma do alvo. Assim, a distribuição da corrente iônica ao longo das paredes internas da trincheira é menor em relação a seus cumes superior e inferior. A evolução temporal do potencial e o campo elétrico circundante ao alvo foi pesquisado por Paulus et al., (1999) para um alvo com geometria tipo “L”. Eles mostraram mediante simulação PIC que a trajetória dos íons convergem perto do canto convexo do alvo e divergem perto do canto côncavo. Segundo eles, isso é devido ao fato que as linhas equipotenciais do campo elétrico são mais convergentes em cantos convexos do que em cantos côncavos. Portanto, o campo elétrico é maior em cantos convexos e menor em cantos côncavos. Eles mostraram também que o angulo de incidência sobre o alvo é fortemente reduzido na vizinhança do canto convexo. Assim, doses não

uniformes com maior ângulo de incidência foram localizadas nas regiões do alvo com cantos convexos.

Outro assunto de grande relevância abordado mediante simulações PIC é o estudo da evolução da bainha durante o processo 3IP. Briehl e Urbassek, (2002a, 2002b) estudaram a resposta da bainha e pré-bainha considerando um eletrodo planar carregado negativamente e imerso em plasma com duas condições iniciais (i. Plasmas homogêneos ii. Estrutura da bainha inicial em equilíbrio considerando potencial flutuante). Nesse trabalho e na maioria dos casos já pesquisados, uma representação do plasma antes da implantação de íons foi considerada, isto é, a densidade de plasma é constante em todo o volume simulado. Eles concluíram que a simulação com plasma homogêneo dá uma satisfatória aproximação dos fenômenos ocorridos durante a fase da matriz da bainha, só se a densidade do plasma é assumida ser da mesma magnitude da densidade média do íon. No entanto, a simulação não pode prever toda a característica e em particular a posterior dinâmica da bainha. Pesquisas sobre a expansão da bainha ao redor de trincheiras foram também realizadas. Rauschenbach e Mändl (2003); Briehl e Urbassek (2003), mostraram que uma implantação conforme nas trincheiras é possível de se obter quando a bainha do plasma permanece dentro da trincheira durante o período total do pulso, e assim sendo, pulsos curtos ou tensões de baixas intensidades têm que ser aplicados.

Todos esses resultados obtidos mediante simulações numéricas estão em bom acordo com os dados obtidos experimentalmente. Portanto as simulações numéricas empregando algoritmo PIC, que se tornam cada vez mais sofisticadas e realistas, podem ser empregadas com sucesso na otimização do tratamento 3IP.

3.1 PROCESSO DE SIMULAÇÃO NÚMERICA DE PLASMA

Qualquer simulação computacional seja, com uma, duas ou três dimensões, empregando o algoritmo PIC, começa no momento de tempo zero com a escolha de

alguma distribuição inicial das partículas (as coordenadas no espaço e as velocidades iniciais). Uma representação do ciclo de algoritmo PIC é mostrada na figura 7.1.1. Este processo inicia com o cálculo da densidade de plasma e as densidades de corrente iônica e eletrônica. Logo em seguida, os campos eletromagnéticos são computados através das equações de Maxwell, que são resolvidas numericamente em uma grade espacial. Em seguida, as forças que agem sobre as partículas carregadas são calculadas usando-se os campos elétrico e magnético obtidos junto com a equação do movimento de Newton-Lorentz. Depois, as forças obtidas são utilizadas para computar as novas posições e velocidades das partículas. A partir deste momento, este procedimento é repetido várias vezes com passos de tempo finitos sendo que o passo temporal deve ser bastante fino para seguir a evolução do plasma com a precisão desejada.

Neste processo os campos eletromagnéticos geralmente são calculados numa grade que precisa ser bastante fina para obter distribuições espaciais dos campos que são mais realistas. Por outro lado, a escolha de um passo temporal muito pequeno e uma grade espacial muito fina tornarão os cálculos numéricos extremamente lentos e a simulação tornar-se-á inviável do ponto de vista prático.

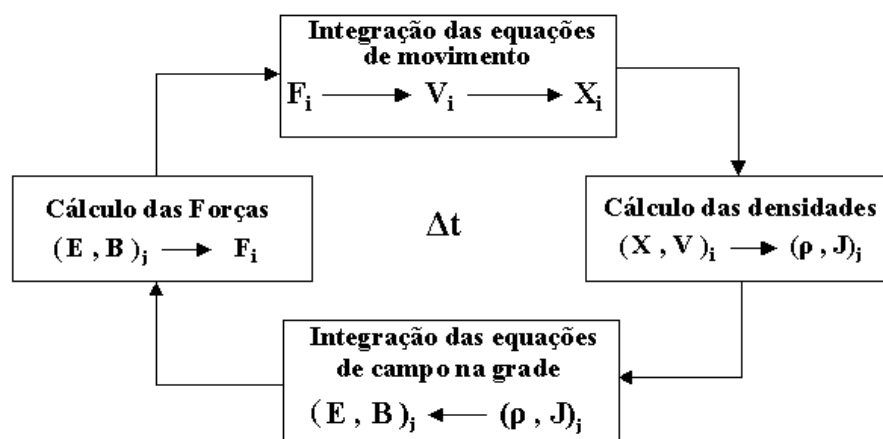


Figura 3.1.2. Etapas do cálculo típico de uma simulação numérica.

3.2 CÓDIGO COMPUTACIONAL KARAT

Karat é um código computacional utilizado em física de plasma que foi desenvolvido pelo pesquisador russo Vladimir Tarakanov (1994). Este código eletromagnético é baseado no método “particle-in-cell” (PIC) que utiliza um esquema de diferença finita sobre uma grade retangular para resolver as equações de Maxwell com condições de fronteiras complexas.

O código está orientado principalmente à solução de problemas não estacionários, ou seja, problemas dinâmicos. Assim como, para cálculos em geometrias complexas que envolvem a dinâmica dos elétrons relativísticos e íons não-relativísticos. Em particular, Karat é útil para a modelagem de fenômenos físicos em plasmas espaciais e de laboratório.

O código oferece vantagens na modelagem de fenômenos físicos associados com feixes de partículas carregadas. Se for necessário, também podem ser incluídos processos não elásticos tais como: absorção de partículas, emissão de elétrons secundários, ionização de gás e recombinação de partículas carregadas.

Atualmente existem duas versões deste código: Karat-2 e Karat-3. Elas são orientadas especialmente a análise de problemas em duas e três dimensões espaciais, respectivamente. Dependendo da geometria do problema a ser simulado, nós podemos utilizar a versão 2D ou 3D do código KARAT. No presente trabalho, faremos uso da versão eletrostática em duas dimensões do KARAT. Isto significa que assumimos a simetria azimutal na qual só duas variáveis espaciais são consideradas (r e z em geometria cilíndrica), entretanto três componentes de velocidade v_z , v_r e v_θ são retidos. Esta combinação de parâmetros é chamada versão 2.5D.

O código KARAT foi comparado com soluções analíticas e aplicado com sucesso em problemas físicos tais como: diodo isolado magneticamente, limitação de corrente por carga espacial e propagação de ondas transitórias dentro de guias de ondas não homogêneas. Os resultados tem tido uma razoável concordância com experimentos de laboratório. Alguns dos resultados foram publicados no *Soviet Journal of Plasma Physics*, no *Soviet Journal of Technical Physics*, IEEE Trans. on

Plasma Science e foram apresentados nos congresso BEAMS 88, 89, 90, ICPIG-91, 93 e no Encontro Anual da Divisão de Física de Plasma da Sociedade Americana de Física.

CAPITULO 4

RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 DADOS E PARÂMETROS DA SIMULAÇÃO

Neste trabalho, apresentamos a simulação computacional de um sistema 3IP, conduzida em geometria cilíndrica em duas dimensões r-z. Este sistema 3IP será complementado com um campo magnético estático produzido por bobinas magnéticas.

Uma disposição da geometria do sistema 3IP simulada com KARAT é mostrada na figura 4.1.1. As dimensões da simulação (raio 13,0 cm e comprimento de 38,0 cm) são escolhidas próximos aos tamanhos físicos da câmara de vácuo do sistema 3IP experimental que se encontra no LAP/INPE. As paredes da câmara de vácuo são aterradas, com uma amostra isolada de 3,0 cm de diâmetro e 18,0 cm de comprimento localizado no eixo z.

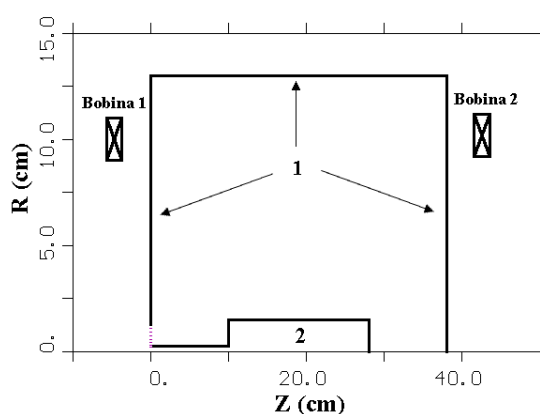


Figura 4.1.1. Configuração do sistema 3IP com campo magnético. 1-câmara do vácuo, 2- alvo, bobina1 e Bobina2 são as bobinas magnéticas instaladas fora da câmara do vácuo.

Para produzir um campo magnético ao redor do alvo, nós utilizamos um par de bobinas magnéticas instaladas fora da câmara, que são percorridas por uma corrente de 5,0 A. As dimensões delas são de 4,0 cm de espessura e 2,0 cm de comprimento. As linhas de campo elétrico terminando sobre o alvo negativamente polarizado e as linhas do campo magnético produzido pelas bobinas são mostradas na figura 4.1.2.

A simulação inicia com o volume do sistema totalmente preenchido com plasma de nitrogênio com densidade uniforme $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, temperatura eletrônica $T_e = 2 \text{ eV}$, e com pulso de alta tensão que está inicialmente desligado. As partículas que colidem com a parede metálica são absorvidas. Um gás de nitrogênio é admitido dentro da câmara de vácuo, e o algoritmo probabilístico Monte Carlo é utilizado para a simulação do processo de ionização. O pacote de colisões do método Monte Carlo usado na simulação do plasma de nitrogênio com colisões elásticas, excitação e ionização é análogo ao utilizado por Vahedi et al. (1993).

O gás neutro está composto de nitrogênio molecular a temperatura ambiente uniformemente distribuído dentro da câmara de vácuo. Somente ionização e excitação a partir do estado fundamental devido ao impacto eletrônico são consideradas como colisões inelásticas elétron-molécula. Todos os diversos processos de excitação para N_2 foram reunidos dentro de um processo de excitação composto, com energia limiar de 1,4 eV e só para um tipo de espécies iônicas (N_2^+). A seção eficaz de ionização usada nesta simulação é similar à utilizada por Surendra; Graves e Jellum (1993) com uma energia limiar de 20,0 eV. Um pulso de tensão negativa com rampa linear de subida de 0,2 μs e uma amplitude variável desde 5,0 kV até 25,0 kV é aplicado ao alvo imerso no plasma inicialmente uniforme.

A emissão de elétrons secundários do alvo devido ao bombardeio de íons é incluída na simulação. O coeficiente de emissão de elétrons secundários da superfície do metal depende da velocidade dos íons. Em algumas simulações do presente trabalho, a tensão do alvo foi variada, e portanto o número de elétrons secundários liberados por íon implantado (chamado coeficiente de emissão secundário γ) não é constante. Para determinar o coeficiente γ para uma certa tensão, usamos a relação empírica $\gamma = \gamma_0 \sqrt{V(\text{kV})/20}$, onde γ_0 é o número de elétrons produzidos a 20,0 kV, tabelado por Shamim et al., (1991) para diferentes íons incidentes sobre aço inoxidável

que foi o material do alvo escolhido. Em nosso cálculo numérico, a dimensão da grade retangular é de 1,0 mm na direção radial e de 2,0 mm na direção axial com um tempo de passo de $2,0 \times 10^{-12}$ s. O número de super-partículas representando o plasma depende dos parâmetros da simulação e é da ordem de 2×10^5 - 2.5×10^5 .

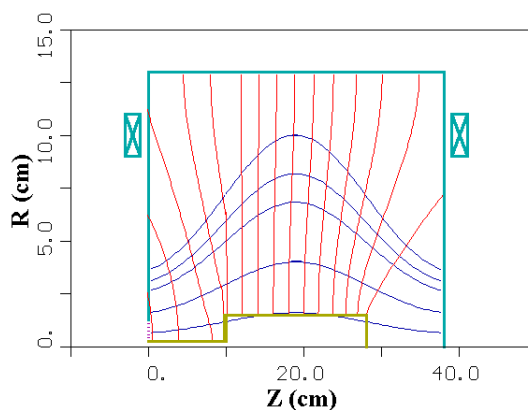


Figura 4.1.2. Linhas de campo elétrico e magnético produzidos pelo alvo e as bobinas magnéticas, respectivamente.

4.2 EFEITOS DA CONFIGURAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO

No início da simulação, o pulso de alta tensão está desligado e o alvo cilíndrico está imerso em plasma de nitrogênio molecular com densidade uniforme de 10^{14} cm^{-3} . A câmara de vácuo (figura 4.1.1a) é preenchida com gás nitrogênio à pressão constante de 0,41 Pa. As linhas do campo elétrico e do campo magnético não-uniforme são mostradas na figura 4.1.1b. Esta distribuição do campo B é produzida por duas pequenas bobinas instaladas fora da câmara de vácuo.

Neste trabalho adotamos a intensidade do campo magnético no centro da superfície cilíndrica do alvo com coordenadas $R=1,6 \text{ cm}$ e $Z=19,0 \text{ cm}$ como valores de referência. Este valor é usado quando se refere à intensidade do campo magnético que é produzido pelas bobinas cujas posições serão variadas.

Com a aplicação de uma alta tensão negativa de 10,0 kV no alvo um sistema de campos elétrico radial e campo magnético longitudinal cruzados é criado, gerando um movimento de deriva $\vec{v}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$. Nesta simulação, a configuração do campo elétrico e

campo magnético é mostrada na figura 4.1.2. Com exceção das bordas do alvo o campo elétrico é radial. Supondo que o campo elétrico acima da região central do alvo é uniforme, então a velocidade de deriva da partícula numa posição radial fixa é

$$v_\theta = \frac{E}{B_z(z)}, \text{ onde } B_z \text{ tem uma distribuição axial semelhante à distribuição em uma}$$

garrafa magnética. Assim a velocidade azimutal do elétron é uma função da coordenada axial z , atingindo um máximo justo na metade do alvo ($Z=19,0$ cm; $R=1,6$ cm) onde a componente do campo magnético tem seu valor mínimo.

O comportamento da velocidade de deriva dos elétrons pode ser observado na figura 4.2.1 e 4.2.2 para duas distribuições diferentes do campo magnético. As partículas com velocidade de deriva v_θ diferente de zero orbitam ao redor da região central do alvo ($Z=19,0$ cm). Este esquema de campos $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ cruzados fornece um eficiente confinamento magnético dos elétrons na região onde o campo elétrico e magnético são quase perpendiculares. O limite da região espacial onde acontece o confinamento dos elétrons pode ser deduzido das figuras 4.2.1 e 4.2.2. A população dos elétrons que executam movimento de deriva é centrada na metade do alvo ($Z=19,0$ cm) com uma extensão de aproximadamente 8,0 cm (figura 4.2.1) e 7,0 cm (figura 4.2.2) sobre ambos lados. Podemos observar que a velocidade de deriva dos elétrons na figura 4.2.2 é maior em comparação com a figura 4.2.1. Uma formação de pequenas ilhas de elétrons confinados no lado esquerdo do alvo são observadas em $Z=7,5$ cm (figuras 4.2.1) e $Z=6,0$ cm (figura 4.2.2). A formação destas ilhas pode ser relacionada com a figura 4.1.2. Como podemos observar da figura 4.1.2, as linhas do campo elétrico no canto esquerdo do alvo são convergentes e perpendiculares as linhas do campo magnético. Desta forma o sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ criado nessa região confina os elétrons magnetizados que por sua vez colidem com as moléculas do gás produzindo uma ionização eficiente.

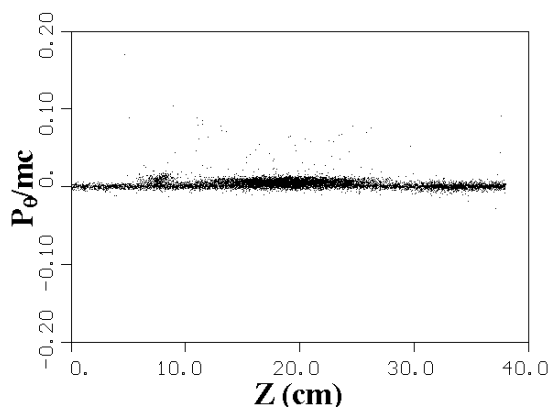


Figura 4.2.1. Momento azimutal dos elétrons em função da distancia axial para as bobinas com raio $R=10,0$ cm e distância de separação entre elas $L=42,0$ cm.

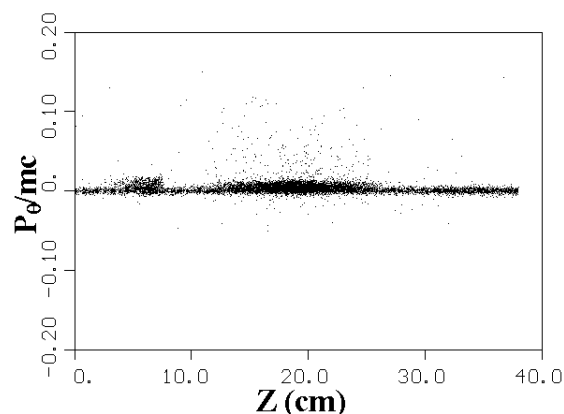


Figura 4.2.2. Momento azimutal dos elétrons em função da distancia axial para as bobinas com raio $R=14,0$ cm e distância de separação entre elas $L=42,0$ cm.

A ionização eficiente do gás pelos elétrons magnetizados cria um gradiente de densidade de plasma que afeta a expansão da bainha. Visto que a espessura da bainha é sensível à densidade do plasma, na presença de gradientes de densidade, a expansão da bainha de plasma não é mais uniforme, e conseqüentemente a configuração da bainha de plasma não é a mesma como no caso sem campo magnético. Agora, a evolução espacial e temporal da bainha é determinada pela densidade do plasma local, que por sua vez depende do confinamento dos elétrons em campos $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ cruzados.

Nesta série de simulações com campo magnético, o comportamento da densidade do plasma assim como a densidade de corrente de implantação são analisados para três casos diferentes.

1º caso: Posições das Bobinas diferentes

Neste caso, analisamos a variação da configuração do campo magnético devido à mudança do raio das bobinas assim como da posição axial das mesmas. Na figura 4.2.3 mostramos o desenho da posição das bobinas com respeito ao ponto (0,0), onde

definimos: **R**, como o raio das bobinas; e **L**, como a distância axial de separação entre os centros das bobinas.

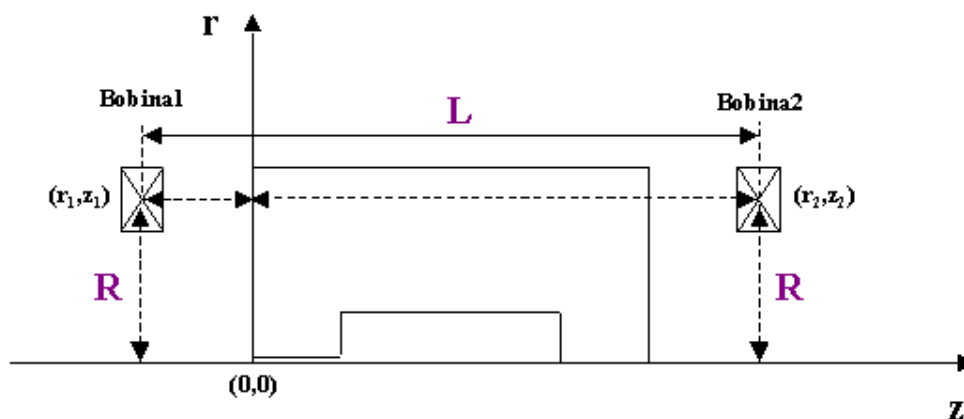


Figura 4.2.3. Desenho das posições das bobinas.

a) Variação do raio

Para este caso, variamos o raio das bobinas mantendo fixa a distância axial entre elas (ver figura 4.2.3). A tabela 4.2.1 mostra as diferentes configurações utilizadas para esta simulação, onde são especificadas para cada configuração as coordenadas (r,z) , o raio e a corrente para cada bobina .

Tabela 4.2.1. Variação do raio das bobinas.

Configuração	Bobina1 (r_1, z_1) cm	Bobina2 (r_2, z_2) cm	R cm	Corrente A
Configuração1.	(3,-2)	(3,40)	3,0	5,0
Configuração2.	(7,-2)	(7,40)	7,0	5,0
Configuração3.	(10,-2)	(10,40)	10,0	5,0
Configuração4.	(14,-2)	(14,40)	14,0	5,0

As distribuições axiais do campo magnético produzido pelas configurações na tabela 4.2.1 são mostradas nas figuras 4.2.4 - 4.2.7.

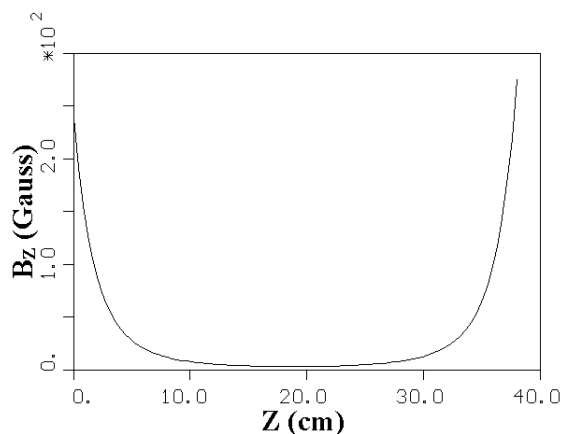


Figura 4.2.4. Distribuição do campo magnético ao longo do eixo Z para a configuração1.

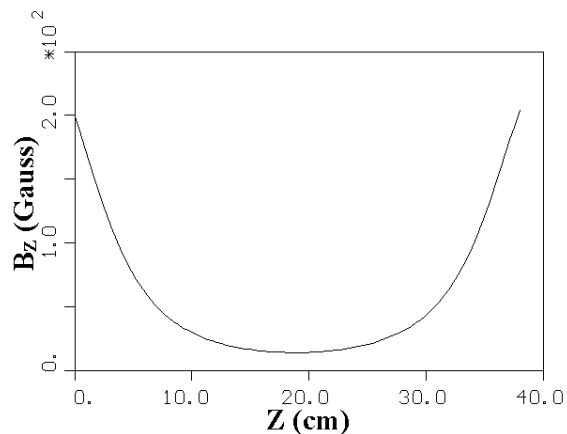


Figura 4.2.5. Distribuição do campo magnético ao longo do eixo Z para a configuração2.

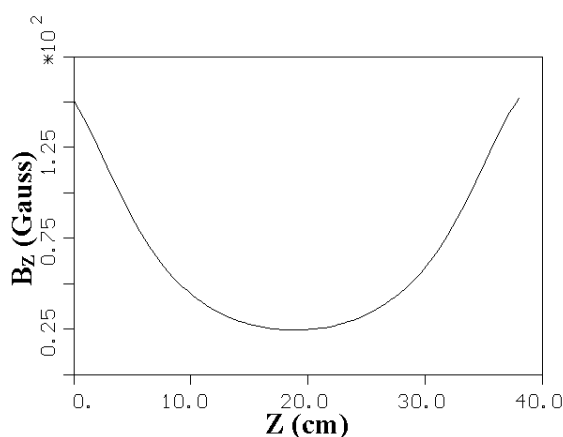


Figura 4.2.6. Distribuição do campo magnético ao longo do eixo Z para a configuração3.

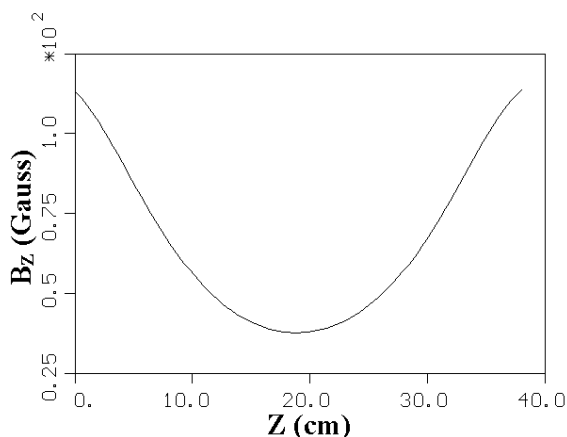


Figura 4.2.7. Distribuição do campo magnético ao longo do eixo Z para a configuração4.

Nas figuras 4.2.8-11 é mostrada a distribuição espacial dos elétrons do plasma no instante de tempo da simulação de $0,8 \mu s$ para as configurações espaciais das bobinas mostrados na tabela 4.2.1 com uma corrente de 5,0 A. Quando um campo magnético

junto com o campo elétrico como da configuração mostrada na figura 4.1.2 é aplicado, regiões de plasma com alta densidade são formadas ao redor do alvo.

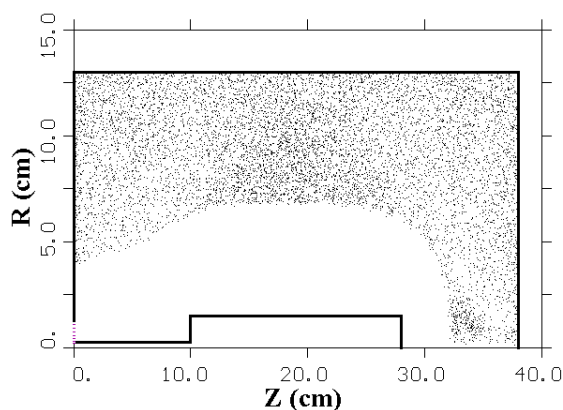


Figura 4.2.8. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração1 com raio das bobinas $R=3,0$ cm.

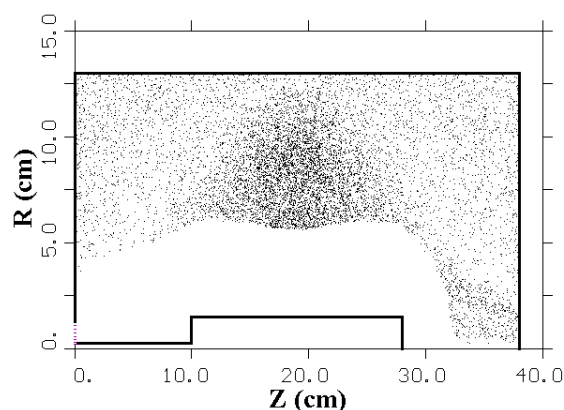


Figura 4.2.9. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração2 com raio das bobinas $R=7,0$ cm.

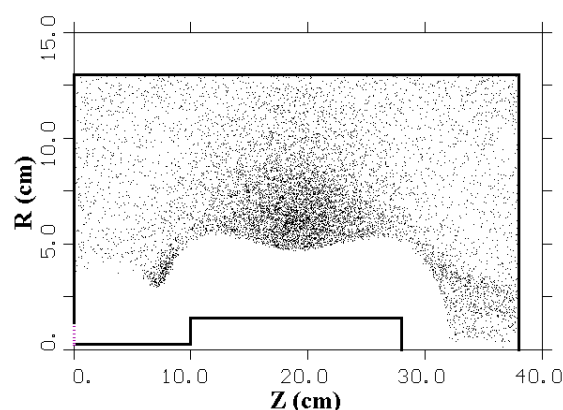


Figura 4.2.10. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração3 com raio das bobinas $R=10,0$ cm.

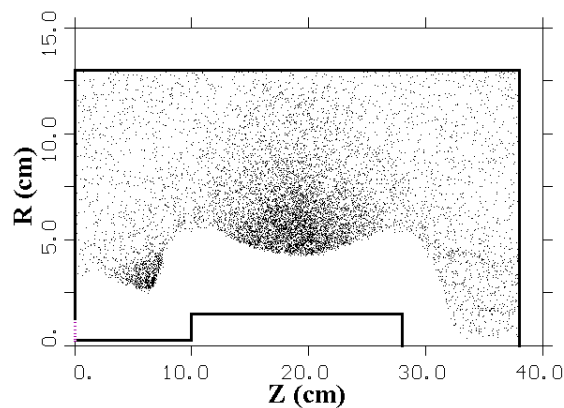


Figura 4.2.11. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração4 com raio das bobinas $R=14,0$ cm.

Na figura 4.2.8, observamos que a configuração1 não tem efeito significativo sobre a densidade do plasma mantendo uma distribuição espacial quase uniforme na região inteira. Isto acontece porque a distribuição do campo magnético ao longo da superfície do alvo ($R=1,6$ cm) é praticamente uniforme como é mostrado na figura 4.2.4. Devido à variação abrupta do campo magnético nos ambos lados o conceito de

adiabático magnético e correspondente da garrafa magnético não é válido. Portanto as partículas escapam na direção axial deixando a densidade do plasma praticamente inalterada.

Por outro lado, nas figuras 4.2.9-11 observamos regiões bem definidas de plasma com alta densidade sendo a maior delas concentrada na metade do alvo ($Z=19,0\text{cm}$). Estas altas densidades do plasma são devidas à ionização eficiente produzida pelas colisões entre os elétrons magnetizados e o gás residual em regiões onde os campos elétrico e magnético são quase perpendiculares. Podemos observar que densidade do plasma cada vez maior é obtida quando incrementamos o raio das bobinas desde $R=7,0\text{ cm}$ a $R=14,0\text{ cm}$. A variação do raio altera a distribuição axial do campo magnético como pode ser visto nas figuras 4.2.4-7 correspondentes às configurações 1-4. Estas figuras mostram que a distribuição axial do campo magnético para bobinas com raio $R=3\text{ cm}$ é quase uniforme na região do alvo (veja figura 4.2.3). Na medida que variamos o raio das bobinas desde $R>3,0\text{ cm}$ a $R=14,0\text{ cm}$ a distribuição do campo magnético na vizinhança do alvo se torna essencialmente não uniforme (figuras 4.2.5-7). A distribuição axial do campo magnético não uniforme produzida pelas bobinas magnéticas, com as configurações dadas na tabela 4.2.1 forma espelhos magnéticos que confinam os elétrons nas regiões onde os campos elétrico e magnético são quase perpendiculares, produzindo uma eficiente ionização no gás e conseqüentemente aumento na densidade do plasma, tal como pode ser observado nas figuras 4.2.9-11.

Nas figuras 4.2.8-11 observamos que a expansão da bainha é modificada quando variamos o raio das bobinas. Por exemplo, a simulação mostra que para bobinas com raio $R=3,0\text{ cm}$ a densidade do plasma praticamente não é modificada devido ao fato que a distribuição do campo magnético é quase uniforme ao longo do alvo (veja figura 4.2.4). Quando o raio das bobinas é variado desde $R=3,0\text{ cm}$ a $R=7,0\text{ cm}$, a densidade do plasma aumenta, e o contorno da bainha é modificado em relação à figura 4.2.8 adotando uma forma característica que é mostrada na figura 4.2.9. Para um aumento do raio maior que $7,0\text{ cm}$ a densidade do plasma aumenta mais ainda e o contorno da bainha apresenta a forma de uma letra M.

As figuras 4.2.12 e 4.2.13 mostram a densidade de elétrons em 3D (três dimensões) para $0,8\text{ }\mu\text{s}$ de tempo da simulação. As distribuições de densidade de

elétrons em 3D foram calculados para um sistema 3IP com campo magnético uniforme (figura 4.2.13) e não uniforme (figura 4.2.12). Quando um campo magnético uniforme com linhas do campo paralelas à superfície do alvo é aplicado durante o processo 3IP a densidade de plasma quase não é alterada (KOSTOV et al., 2005). Isso é devido ao fato que os elétrons orbitam em torno das linhas de campo, mas logo são perdidos na direção axial sem conseguir ionizar o gás, deixando a densidade do plasma praticamente inalterada.

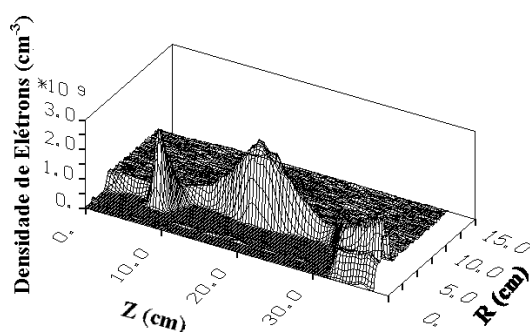


Figura 4.2.12. Gráfico em 3D da distribuição da densidade de elétrons para V=10,0 kV e B=25,0 Gauss não uniforme.

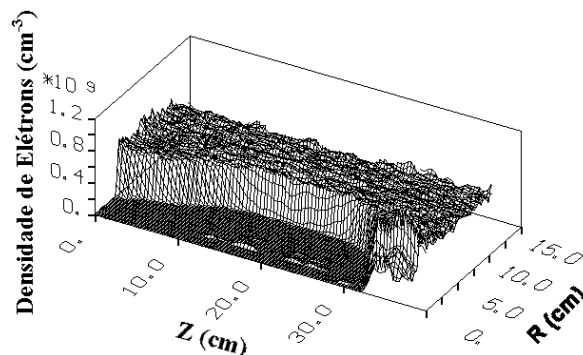


Figura 4.2.13. Gráfico em 3D da distribuição da densidade de elétrons para V=10,0 kV e B=25,0 Gauss uniforme.

Podemos observar que, quando um campo magnético não uniforme está presente, a distribuição da densidade de plasma também não é uniforme. Isto é devido ao fato que os elétrons magnetizados produzem uma eficiente ionização no gás quando são confinados pelos espelhos magnéticos. O valor máximo da densidade de elétrons é $2,5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, que é aproximadamente três vezes maior do que a densidade de elétrons para um processo 3IP com campo magnético uniforme.

O comportamento complicado da bainha de plasma na presença de campo magnético afeta diretamente a distribuição da densidade de corrente iônica incidente no alvo como é mostrada na figura 4.2.14. Com o incremento do raio das bobinas desde R=3,0 cm a R=7,0 cm a corrente de implantação aumenta significativamente na parte central do alvo. Para R=10,0 cm a densidade de corrente apresenta uma

distribuição quase uniforme ao longo do alvo como é observado na figura 4.2.13 que corresponde à configuração3.

Por outro lado, quando o raio é variado desde $R=10,0$ cm a $R=14,0$ cm é observado que a distribuição de corrente apresenta maior valor no centro do alvo ($Z=19,0$ cm) apresentando uma distribuição de corrente menos uniforme. A maior incidência de íons no centro do alvo em $Z=19,0$ cm (para $R=10,0$ cm) é devido ao fato que plasma com alta densidade é formado na região central acima do alvo onde existe uma eficiente ionização do gás residual como pode ser visto na figura 4.2.11.

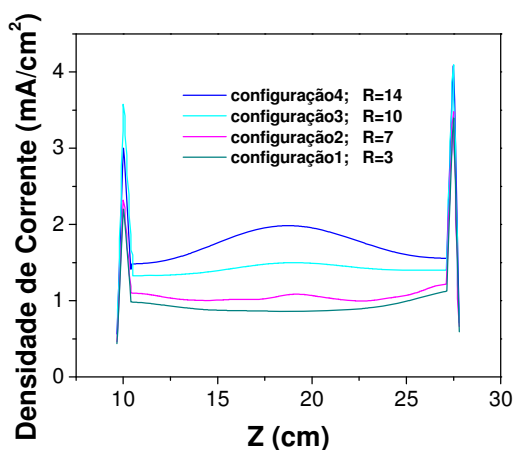


Figura 4.2.14. Distribuição da densidade de corrente ao longo do alvo para diferentes raios das bobinas.

b) Variação na distância axial entre as bobinas

Para esta série de simulações mudamos as distâncias axiais das bobinas mantendo fixo os raios (veja figura 4.2.3). Nas tabelas 4.2.2-4 são mostrados os três grupos de configurações diferentes que foram analisadas, onde para cada configuração são especificadas as coordenadas (r,z) , a distância de separação, e a corrente de cada bobina.

Tabela 4.2.2. Grupo I. Variação da posição das bobinas na direção axial.

Configuração	Bobina1 (r_1, z_1) cm	Bobina2 (r_2, z_2) cm	L cm	Corrente A
Configuração2.	(7,-2)	(7,40)	42,0	5,0
Configuração5.	(7,-5)	(7,43)	48,0	5,0

Tabela 4.2.3. Grupo II. Variação da posição das bobinas na direção axial.

Configuração	Bobina1 (r_1, z_1) cm	Bobina2 (r_2, z_2) cm	L cm	Corrente A
Configuração3.	(10,-2)	(10,40)	42,0	5,0
Configuração6.	(10,-5)	(10,43)	48,0	5,0
Configuração7.	(10,-9)	(10,47)	56,0	5,0

Tabela 4.2.4. Grupo III. Variação da posição das bobinas na direção axial.

Configuração	Bobina1 (r_1, z_1) cm	Bobina2 (r_2, z_2) cm	L cm	Corrente A
Configuração4.	(14,-2)	(14,40)	42,0	5,0
Configuração8.	(14,-7)	(14,45)	52,0	5,0

As figuras 4.2.15-21 apresentam a distribuição espacial do plasma para os três grupos dados nas tabelas 4.2.2-4 no instante de tempo de simulação de $0,8 \mu s$.

Podemos observar nas figuras 4.2.15 e 4.2.16, 4.2.17-19, 4.2.20 e 4.2.21 correspondentes aos grupos I, II e III, respectivamente, que regiões de alta densidade de plasma são criados em torno do alvo nos lugares onde o campo elétrico e magnético são perpendiculares. A simulação mostra que a distribuição espacial de plasma é

modificada, aumentando a espessura da bainha (distância compreendida entre o alvo e a borda da bainha) quando as bobinas são afastadas. Por exemplo, nas figuras 4.2.17-19 (grupo II) observamos que, quando as bobinas são afastadas desde $L=42,0$ cm a $L=56,0$ cm, a densidade de plasma e correspondentemente a espessura da bainha acima do alvo diminuem. Por outro lado, o contorno da bainha é quase preservado. Isto é devido ao fato que a distribuição axial do campo magnético dada nas figuras 4.2.22-24 praticamente mantêm sua forma, mas a amplitude do campo magnético é reduzida enquanto as bobinas são afastadas.

Tabela 4.2.5. Campo E_r e B_z para o grupo II.

Configuração	S (cm)	L (cm)	E_r (kV/cm)	B_z (G)	F_c (N)
Configuração3.	4,68	42,0	-1,00	22,96	$3,68 \times 10^{-14}$
Configuração6.	5,13	48,0	-0,90	16,66	$5,18 \times 10^{-14}$
Configuração7.	6,04	56,0	-0,75	10,92	$7,11 \times 10^{-14}$

A força centrípeta $F_c = \frac{M_e}{S} \left(\frac{E_r}{B_z} \right)^2$ que atua sobre os elétrons do plasma na borda

da bainha foi estimada para o grupo II, e os resultados são mostradas na tabela 4.2.5. A estimativa do valor desta força corresponde à metade do alvo ($Z=19,0$ cm), onde para cada valor de S (raio da partícula com respeito ao eixo Z) foi medido o valor do campo elétrico radial e campo magnético axial. Como podemos observar na tabela 4.2.5, a força centrípeta aumenta com a variação da distância entre as bobinas. No caso da configuração3 (figura 4.2.17), estimamos o valor desta força centrípeta na região onde os elétrons são confinados ($S=6,25$ cm) e na região onde não existe confinamento ($S=10,0$ cm). Encontramos que a força centrípeta em $S=6,25$ cm foi de $1,83 \times 10^{-14}$ N sendo menor do achado na borda da bainha. Enquanto para $S=10,0$ cm a força centrípeta diminui ainda mais com respeito aos pontos do confinamento, sendo o valor estimado de $0,61 \times 10^{-14}$ N.

Grupo I

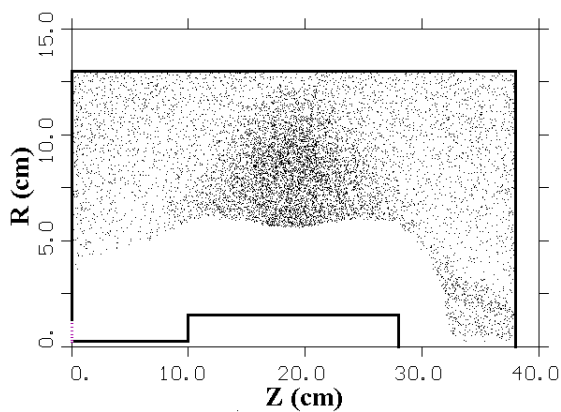


Figura 4.2.15. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração2 com separação entre os centros das bobinas ($L=42,0$ cm).

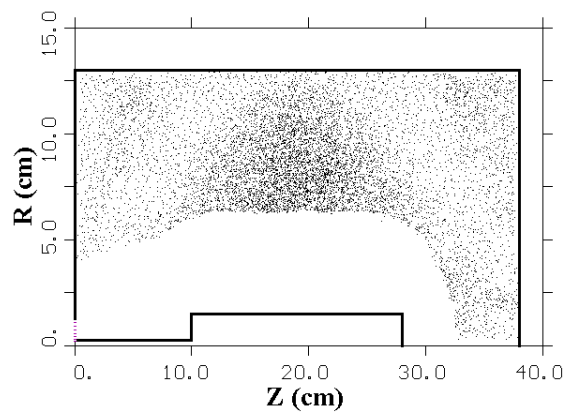


Figura 4.2.16. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração5 com separação entre os centros das bobinas ($L=48,0$ cm).

Grupo II

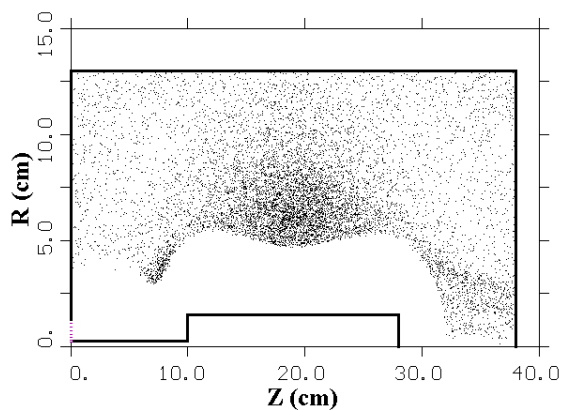


Figura 4.2.17. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração3 com separação entre os centros das bobinas ($L=42,0$ cm).

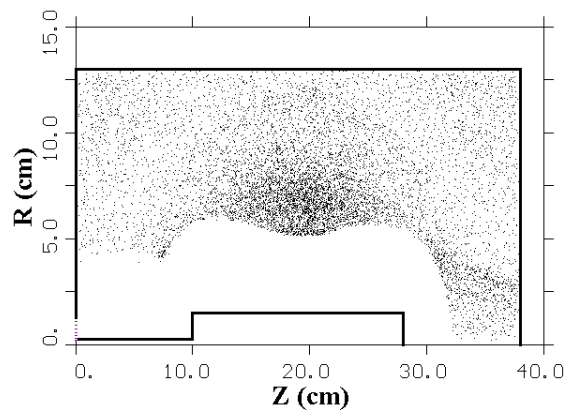


Figura 4.2.18. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração6 com separação entre os centros das bobinas ($L=48,0$ cm).

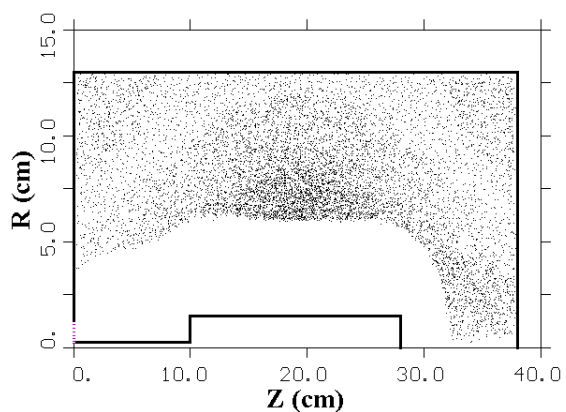


Figura 4.2.19. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração7 com separação entre os centros das bobinas ($L=56,0$ cm).

Grupo III

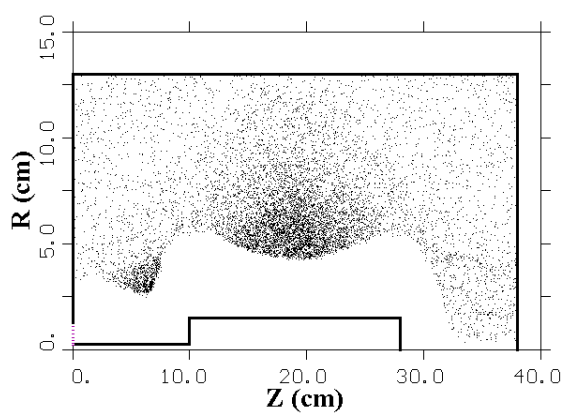


Figura 4.2.20. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração4 com separação entre os centros das bobinas ($L=42,0$ cm).

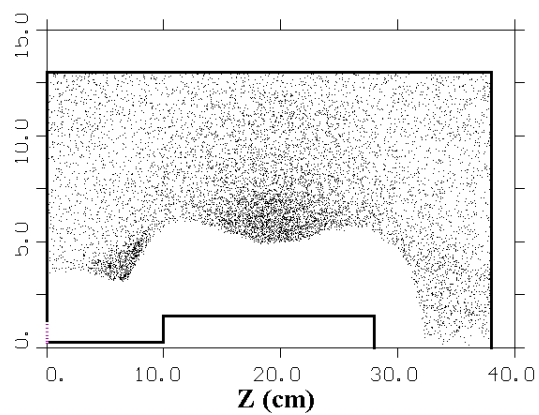


Figura 4.2.21. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração8 com separação entre os centros das bobinas ($L=52,0$ cm).

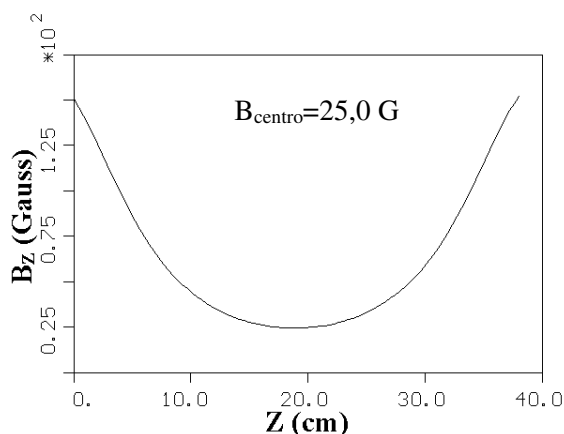


Figura 4.2.22. Distribuição do campo magnético ao longo do eixo Z para a configuração 3 com separação entre os centros das bobinas ($L=42,0$

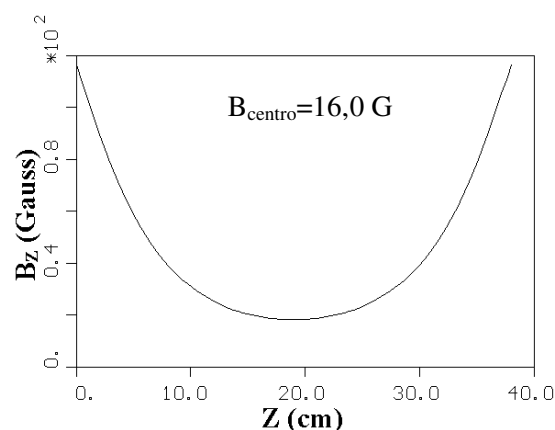


Figura 4.2.23. Distribuição do campo magnético ao longo do eixo z para a configuração 6 com separação entre os centros das bobinas ($L=48,0$

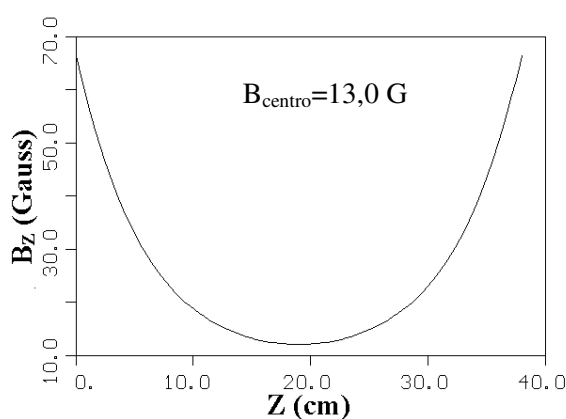


Figura 4.2.24. Distribuição do campo magnético ao longo do eixo Z para a configuração 7 com separação entre os centros das bobinas ($L=56,0$ cm).

O comportamento da bainha do plasma é alterado na mesma maneira quando a distância entre as bobinas é variada para o grupo II e III. Por exemplo, nas figuras 4.2.17-19 (grupo II) observamos que a espessura da bainha cresce com a separação das bobinas, desde $L=42,0$ cm a $L=56,0$ cm. Na figura 4.2.25a é mostrada as curvas da densidade de elétrons em função da espessura de bainha. Estas curvas foram obtidas mediante simulação numérica para o caso com campo magnético (variação da

distância entre as bobinas), e analiticamente, para o caso sem campo magnético usando o modelo teórico em 1D (equação 2.8.3). Observamos que a densidade de elétrons é maior no caso com campo magnético, diminuindo na medida que a espessura de bainha aumenta. Isso é devido ao fato que a distância entre as bobinas foi variada. Este comportamento afeta diretamente a distribuição da densidade de corrente incidente no alvo como é mostrado na figura 4.2.25b. Esta simulação mostra que a densidade de corrente depende da distância de separação entre as bobinas (L), diminuindo com o aumento do valor de L .

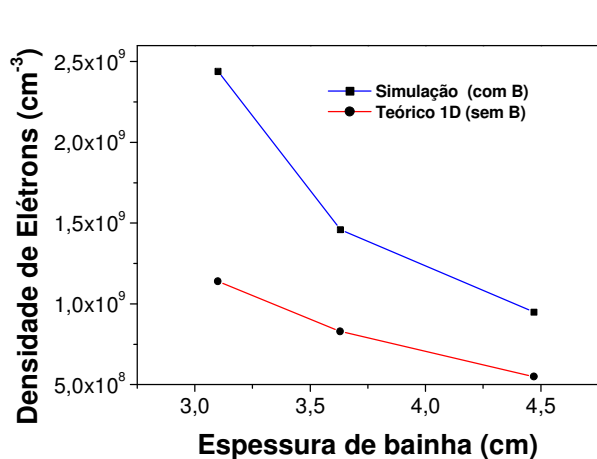


Figura 4.2.25a. Densidade de elétrons em função da espessura de bainha medido em $Z=19,0$ cm.

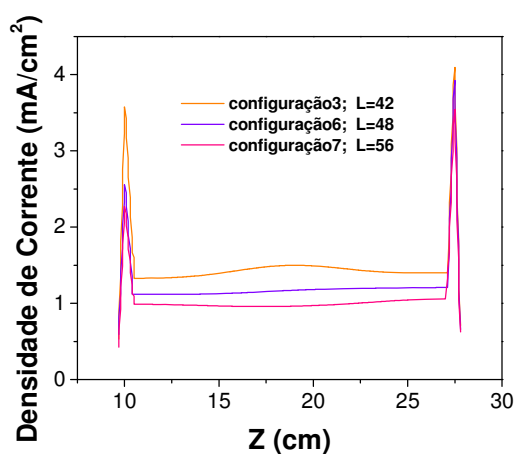


Figura 4.2.25b. Distribuição da densidade de corrente incidente no alvo para o grupo II.

A figura 4.2.26 mostra a distribuição de corrente para sistemas 3IP com diferentes arranjos do campo magnético. Como podemos observar, a densidade de corrente é aproximadamente a mesma para sistemas 3IP com campo magnético nulo e uniforme. Isto é devido ao fato que um campo magnético uniforme praticamente não altera a densidade do plasma.

Enquanto para sistemas 3IP com ímãs permanentes (KOSTOV e BARROSO, 2006) e par de bobinas externas, a densidade de corrente de implantação é maior, sendo a corrente mais uniforme para o caso de campo magnético produzido pelo par de bobinas externas. A implantação de alta corrente iônica nos cantos do alvo é observada. Isso é devido à formação de ilhas de plasma de altas densidades nos cantos

do alvo similar à observada na figura 4.2.20. Portanto, podemos dizer que a distribuição da densidade de corrente depende da configuração do campo magnético.

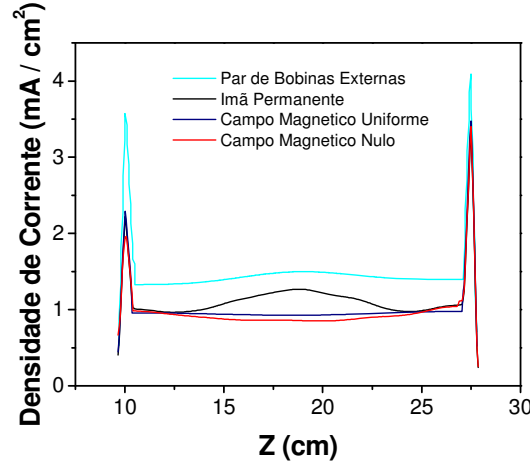


Figura 4.2.26. Densidade de Corrente iônica para sistemas 3IP com diferentes configurações do campo magnético.

2º Caso: Campo magnético fixo na mediatriz da câmara e com configuração espacial variável

Nesta simulação, escolhemos a melhor configuração obtida no primeiro caso (configuração3) que apresenta uma distribuição quase uniforme da densidade de corrente ao longo do alvo. Com a escolha da configuração3, variamos a distribuição do campo magnético ajustando a corrente nas bobinas desde 2,62A a 9,00A para obter um campo magnético fixo de 25,0 G no centro da superfície do alvo ($Z=19,0$ cm; $R=1,6$ cm). O valor da corrente nas bobinas foi estimado a partir da expressão para o campo magnético assimétrico produzido por uma bobina de N espiras (KNOEPFEL, 2000):

$$B_z(z, r) = \frac{\mu_0 IN}{2\pi} \left[(a+r)^2 + z^2 \right]^{-1/2} \left[K + \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E \right] \quad (4.2.1)$$

onde, a é o raio das bobinas, K e E são definidas como as integrais elípticas completas de primeiro e segunda classe, tabelado por Abramowitz and Stegun (1965).

Nesta simulação mudamos os raios das bobinas da configuração3 mantendo fixa a distância (veja figura 4.2.3) entre elas assim como o campo magnético de 25,0 G na superfície da amostra ($Z=19,0$ cm; $R=1,6$ cm). Os parâmetros da simulação são mostrados na tabela 4.2.6.

Tabela 4.2.6. Campo magnético fixo na superfície do alvo com configuração variável.

Configuração	Bobina1 (r_1, z_1) cm	Bobina2 (r_2, z_2) cm	R cm	Corrente A
Configuração9.	(7,-2)	(7,40)	7,0	3.07
Configuração10.	(8,-2)	(8,40)	8,0	7.10
Configuração3.	(10,2)	(10,40)	10,0	5.00
Configuração11.	(15,-2)	(15,40)	15,0	9.00
Configuração12.	(18,-2)	(18,40)	18,0	2.62
Configuração13	(42,-2)	(42,40)	42,0	2.34

Nas figuras 4.2.27-32 são mostradas as distribuições espaciais dos elétrons para um instante de tempo de simulação de $0,8 \mu s$. Como pode ser visto nas figuras 4.2.27-32, regiões de alta densidade do plasma são formadas ao redor do alvo. A espessura da bainha do plasma varia, mas a forma da borda da bainha do plasma é praticamente preservada para todas as configurações menos na figura 4.2.32.

As densidades de plasma elevadas nas figuras 4.2.27-32 são localizadas no centro do sistema na posição onde o campo magnético tem um valor mínimo. A presença de um campo magnético não uniforme cria espelhos magnéticos em ambos lados do alvo confinando os elétrons que de outra maneira seriam perdidos ao longo do eixo. Embora o movimento das partículas carregadas numa armadilha com campos elétrico e magnético cruzados $E \times B$ é complicado devido aos movimentos de deriva produzidos por gradiente do campo B e a curvatura das linhas do campo magnético, a invariância do momento magnético $\mu_B = mv_{\perp}^2 / 2B$ é válida, e o conceito do espelho magnético pode ser aplicado (GOLDSTON e RUTHERFORD,1997). O valor do campo

magnético B_z no centro do sistema é mantido fixo em 25,0 G (B_{min}), assim, a condição de confinamento magnético dependerá do valor do campo magnético B_{max} que por sua vez dependerá da distribuição do campo magnético axial

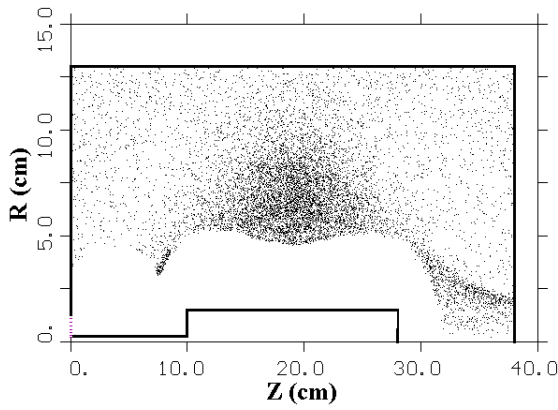


Figura 4.2.27. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração9 com raio $R=7,0$ cm.

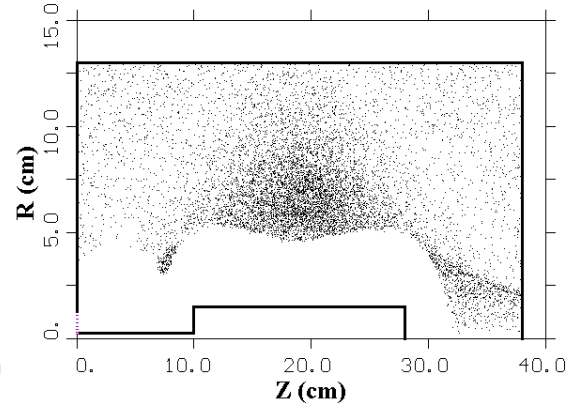


Figura 4.2.28. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração10 com raio $R=8,0$ cm.

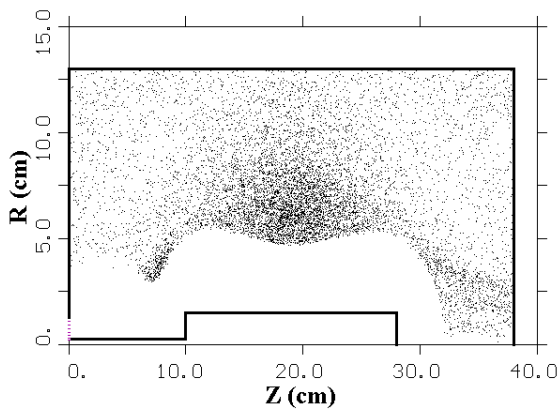


Figura 4.2.29. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração3 com raio $R=10,0$ cm.

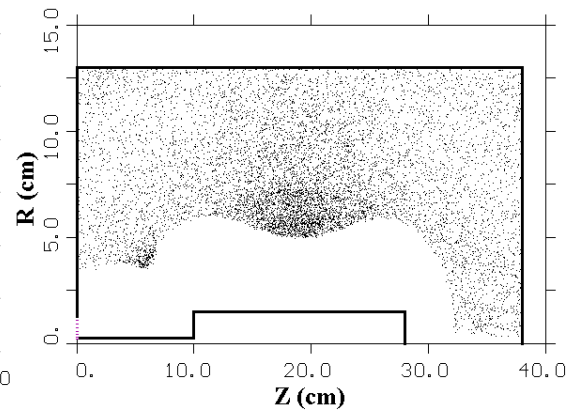


Figura 4.2.30. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração11 com raio $R=15,0$ cm.

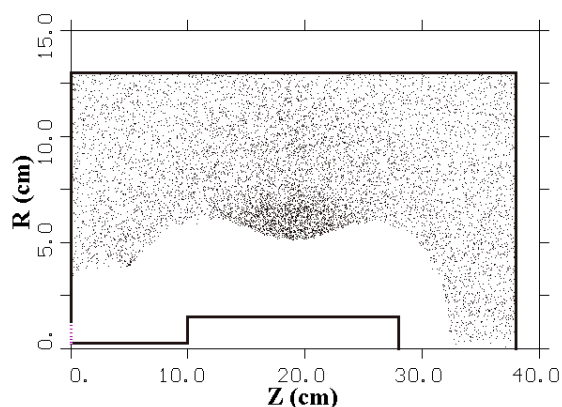


Figura 4.2.31. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração 12 com raio $R=18,0$ cm.

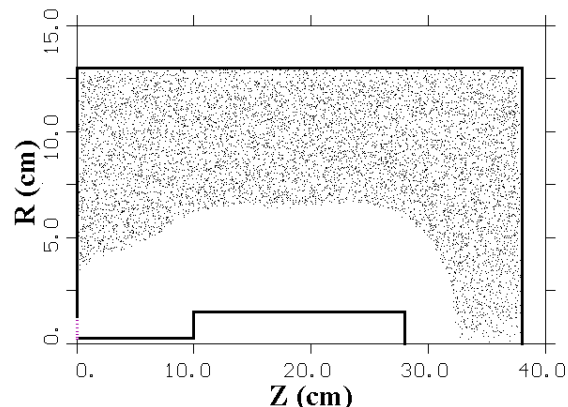


Figura 4.2.32. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para a configuração 13 com raio $R=42,0$ cm.

A distribuição axial do campo magnético ao longo do eixo Z é mostrada na figura 4.2.33. Estas distribuições são obtidas quando os raios das bobinas são variados, mas mantemos fixa a posição axial. Além disso, a corrente nas bobinas é ajustando em todas as configurações para manter um campo magnético fixo de $25,0$ G na superfície do alvo ($R=1,6$ cm; $Z=19$ cm). Vemos que a distribuição do campo magnético muda com o aumento do raio das bobinas. Por exemplo, aumentando o raio das bobinas desde $R=7,0$ cm a $R=18,0$ cm observamos que a distribuição do campo magnético é modificada de maneira similar que no 1º caso (variação na posição radial) mas o valor $B_{\min}$ no centro é constante.

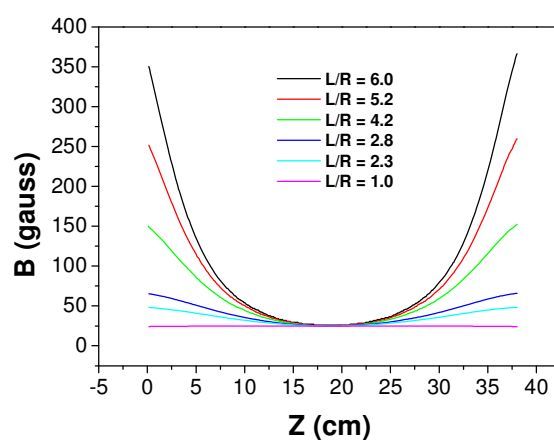


Figura 4.2.33. Distribuição da intensidade do campo magnético ao longo do alvo em função do Z .

O comportamento da distribuição axial do campo magnético pode ser interpretado como o caso de uma bobina de Helmholtz cujo campo magnético depende da razão $\frac{L}{R}$, onde L é a separação entre as bobinas e R o radio das bobinas. Nesta simulação, quando a relação $\frac{L}{R} \rightarrow 1$ a forma da distribuição axial do campo magnético tende ser uniforme, tal como é observado na figura 4.2.33 e previsto pela a teoria.

A densidade do plasma no centro da garrafa magnética é analisada em função de ângulo de perdas (definido na seção 2.14). Na figura 4.2.34 é mostrado o valor máximo da densidade dos elétrons na região central do alvo ($Z=19,0$ cm) em função do ângulo de perdas do espelho magnético. O confinamento melhor para os elétrons no caso de ângulo de perdas menor resulta em densidades do plasma mais altas. O valor do ângulo de perda foi estimado empregando $\alpha = \sin^{-1}\left(\frac{B_{\min}}{B_{\max}}\right)^{1/2}$ (equação 2.14.6), onde $B_{\min}$ e $B_{\max}$ são os valores do campo magnético mínimo e máximo, respectivamente. Por exemplo, nesta simulação encontramos a maior densidade do plasma de $3,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ no centro do alvo correspondente à configuração9 com ângulo de perdas de 12,0 graus. Enquanto para o ângulo de perdas de 90,0 graus encontramos a menor densidade do plasma correspondente a $0,5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Este valor corresponde ao campo magnético uniforme ($\frac{L}{R} = 1$), onde não houve confinamento magnético do plasma e a densidade do plasma permanece inalterada.

Na figura 4.2.35 é mostrada a distribuição da densidade de corrente incidente no alvo para as seis configurações utilizadas. Nessas figuras podemos observar que a presença do campo magnético não uniforme como da figura 4.2.33 afeta a distribuição da corrente de implantação incidente no alvo. Da tabela 4.2.5 observamos que as configurações diferem só no raio da bobina. Quando o raio da bobina é incrementado (mantendo $B_{\min}$ em 25,0 G sobre a superfície do alvo) desde $R=7,0$ cm a $R=42,0$ cm, a distribuição de corrente iônica diminui monotonicamente. Esta dependência da corrente pode ser explicada pela distribuição de plasma não uniforme ao redor do alvo. Na figura 4.2.34 é mostrada a curva da densidade de elétrons normalizada em função

do ângulo de perda. A curva obtida foi ajustada para o conjunto de dados da simulação, mostrando um comportamento:

$$\frac{n_e}{n_0} = 6,501 - 0,063\alpha \quad (4.2.2)$$

Como podemos observar da equação 4.2.2, a densidade do plasma no centro do alvo depende linearmente do ângulo de perda, que por sua vez depende da distribuição axial do campo magnético. Nesta simulação observamos que a distribuição axial do campo magnético (figura 4.2.33) torna-se mais uniforme na medida que a relação $\frac{L}{R} \rightarrow 1$, que é dada quando o raio das bobinas se tornam igual à separação entre elas (L). Por exemplo, para a configuração 13 que corresponde a $R=42,0$ cm e $L=42,0$ cm, a distribuição do campo magnético mostra ser uniforme, com uma distribuição de corrente no alvo similar à encontrada nas figuras 4.2.14, 4.2.25 e 4.2.26 que é justamente a distribuição de corrente em presença de campo magnético uniforme.

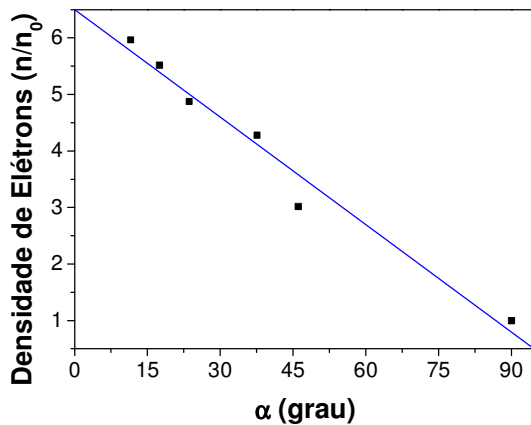


Figura 4.2.34. Densidade de elétrons em função do ângulo de perda.

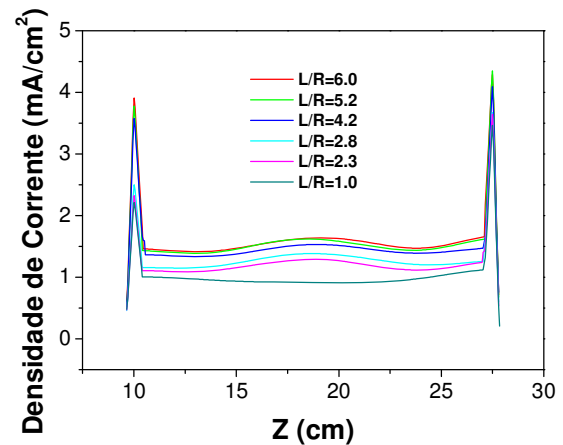


Figura 4.2.35. Distribuição da densidade de corrente incidente no alvo para as seis configurações.

3º caso: Campo magnético com amplitude variável e configuração fixa

Nesta simulação, a configuração 3 do primeiro caso foi usada como referência. A intensidade do campo magnético é variada desde 5,0 G até 35,0 G com um incremento de 5,0 G. A tensão do alvo e a densidade de partículas são mantidas fixas em 10,0 kV e $1,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, respectivamente.

Nas figuras 4.2.36-42 mostramos a distribuição espacial dos elétrons do plasma para um tempo de simulação de $0,8 \mu\text{s}$ para campos magnéticos de 5,0 G; 10,0 G; 15,0 G; 20,0 G; 25,0 G; 30,0 G; e 35,0 G. A aplicação de um campo elétrico junto com o campo magnético gera um sistema de campos $E \times B$ cruzados. As bobinas magnéticas formam espelhos magnéticos que confinam os elétrons em regiões onde os campos elétrico e magnético são quase perpendiculares. Ionização eficiente é produzida devido às colisões entre os elétrons magnetizados e as moléculas do gás criando gradientes da densidade do plasma.

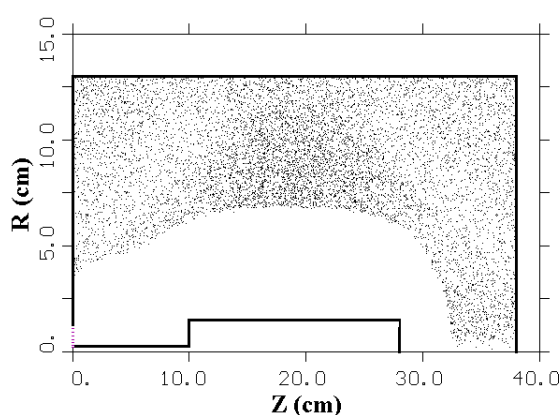


Figura 4.2.36. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de intensidade de 5,0 G.

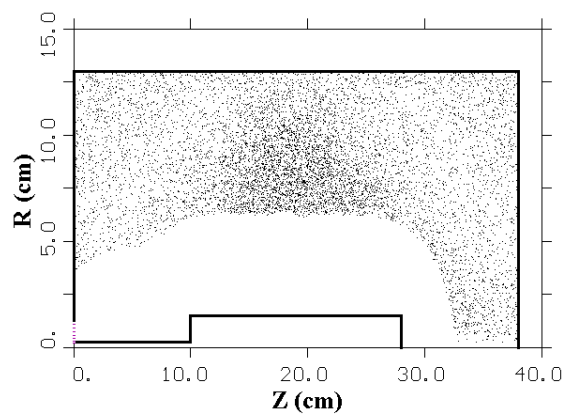


Figura 4.2.37. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de intensidade de 10,0 G.

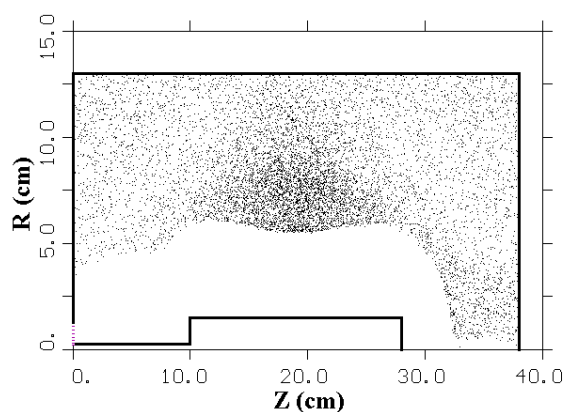


Figura 4.2.38. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de intensidade de 15,0 G.

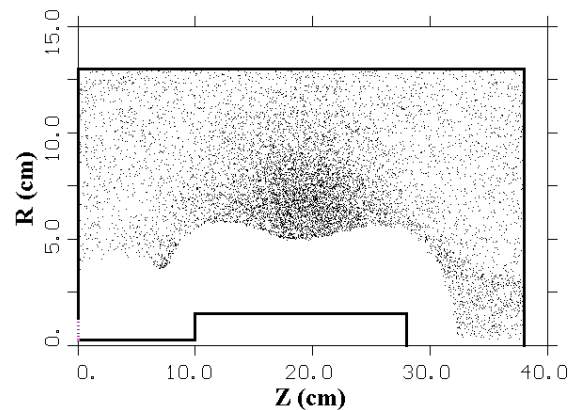


Figura 4.2.39. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de intensidade de 20,0 G.

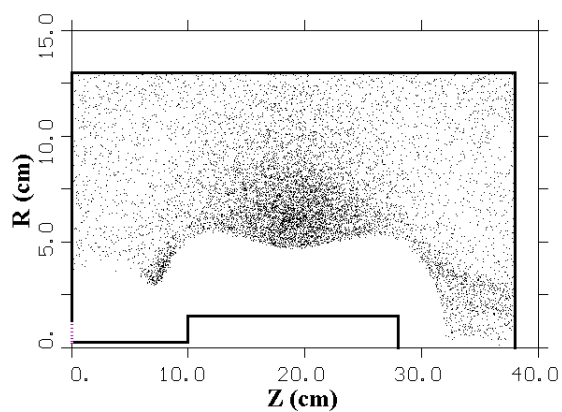


Figura 4.2.40. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de intensidade de 25,0 G.

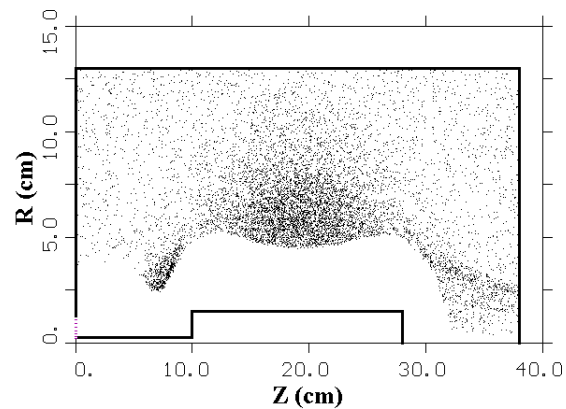


Figura 4.2.41. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de intensidade de 30,0 G.

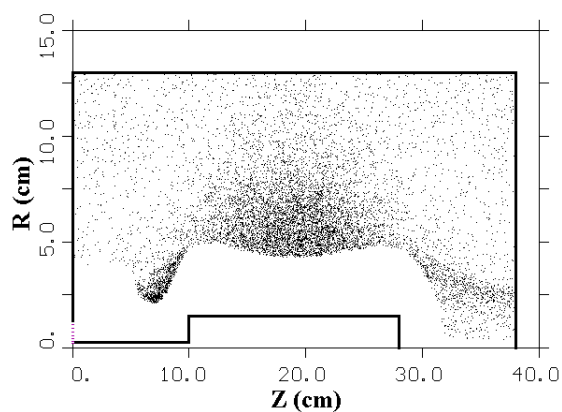


Figura 4.2.42. Distribuição espacial dos elétrons do plasma para um campo magnético de intensidade de 35,0 G.

Como podemos observar nas figuras 4.2.36-42, espessas regiões de alta densidade de plasma são formadas próximo ao alvo para intensidade de campos magnéticos maiores. Por exemplo, nesta simulação, para incremento na intensidade do campo magnético entre 5,0 G e 10,0 G regiões de alta densidade do plasma quase não são observadas (ver figuras 4.2.36 e 4.2.37). Para intensidades do campo magnético entre 15,0 G e 35,0 G, regiões de plasma com maior densidade (aproximadamente $3,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$) são formadas (veja figuras 4.2.38-42).

As colisões dos elétrons magnetizados com o gás residual devido ao incremento na intensidade do campo magnético produzem uma ionização eficiente do gás residual, gerando plasmas de densidade alta. Nas figuras 4.2.43 e 4.2.44 são mostradas as distribuições do momento azimuthal dos elétrons em função da distância radial e axial. Como podemos notar, as partículas com maior velocidade de deriva orbitam perto do centro do alvo ($Z=19,0 \text{ cm}$) onde o campo magnético tem seu valor mínimo. As regiões do espaço onde acontece o confinamento dos elétrons podem ser deduzidas da figura 4.2.43 e 4.2.44. Os elétrons que executam movimento de deriva estão concentrados no centro do alvo em $Z=19,0 \text{ cm}$ e se estendem aproximadamente 7,0 cm em ambos os lados. Enquanto isso, a população de elétrons magnetizados na direção radial (figura 4.2.43) são localizados entre raios $R=5,0 \text{ cm}$ e $R=8,0 \text{ cm}$.

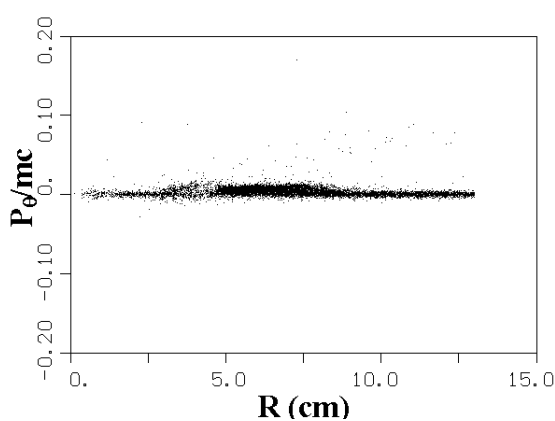


Figura 4.2.43. Momento azimuthal dos elétrons em função do raio.

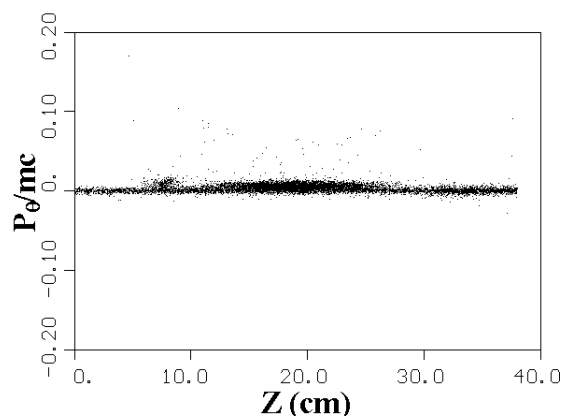


Figura 4.2.44. Momento azimuthal dos elétrons em função do eixo Z.

A dinâmica da borda da bacia é modificada pela presença de gradientes da densidade do plasma. Por exemplo, observamos que a borda da bacia nas figuras 4.2.36 e 4.2.37 é quase preservada quando a intensidade do campo magnético varia desde 5,0 G a 10,0 G. Valores maiores do que 15,0 G para a intensidade do campo magnético levam a modificação da forma da bacia, tal como é mostrado nas figuras 4.2.38-42.

Nesta simulação, obtivemos o valor da densidade do plasma quando o campo magnético foi variado desde 5,0 G até 35,0 G. Na figura 4.2.45 é mostrada a distribuição de densidade máxima de elétrons, obtidas no centro do alvo ($Z=19,0$ cm) em função da intensidade do campo magnético. A curva mostrada foi ajustada para os dados obtidos na simulação, mostrando um comportamento da seguinte forma:

$$n_e(B) = 0,5 \times 10^9 + 0,00373B^2 \quad (4.2.3)$$

como podemos observar da equação 4.2.3, a densidade de elétrons cresce segundo o quadrado da intensidade do campo magnético.

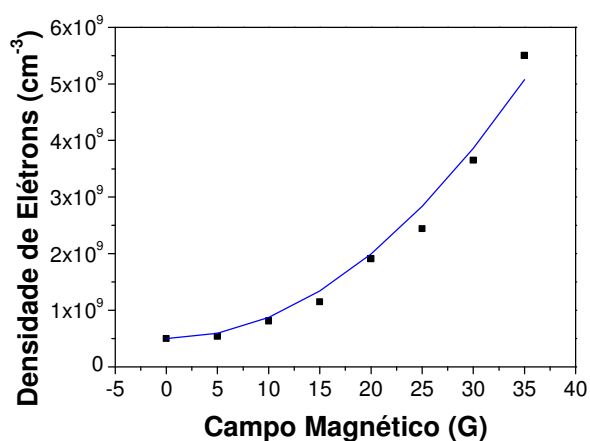


Figura 4.2.45. Distribuição da densidade de elétrons em função da intensidade do campo magnético.

Na figura 4.2.46 é mostrada a distribuição da densidade de corrente de implantação ao longo do alvo. Podemos observar que o aumento da densidade do

plasma (figuras 4.2.36-42) gerado pelo incremento da intensidade do campo magnético tem influencia sobre a distribuição da corrente iônica. Incrementando a intensidade do campo magnético desde 5,0 G até 15,0 G, a corrente de implantação é aproximadamente de $1,0 \text{ mA/cm}^2$ mantendo-se quase a mesma para os três valores (5,0;10,0;15,0 G). Para um incremento de 20,0 G até 25,0 G, a densidade de corrente aumenta em aproximadamente $0,5 \text{ mA/cm}^2$. Para um incremento maior de 25,0 G a densidade de corrente é duplicada em relação de seu valor inicial.

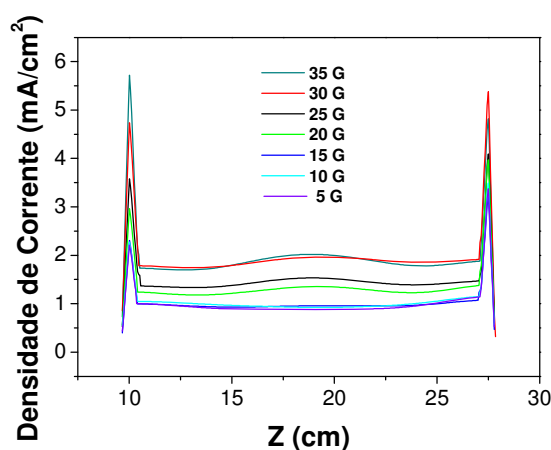


Figura 4.2.46. Densidade de corrente incidente no alvo para diferentes intensidades do campo magnético em função da distância (Z).

4.3 EFEITO DA TENSÃO

Nesta série de simulações, o campo magnético é produzido pelas bobinas magnéticas empregando a configuração 3. Um campo magnético no centro da superfície do alvo com intensidade de 25,0 G é mantido fixo, enquanto a tensão do alvo foi variada desde $-5,0 \text{ kV}$ até $-25,0 \text{ kV}$. Com o alvo polarizado, um sistema de campos elétrico radial e campo magnético longitudinal cruzados é criado na região

central da câmara. Este esquema fornece um confinamento magnético efetivo dos elétrons na região onde os campos elétricos e magnéticos são perpendiculares porque os elétrons são forçados a girar na direção azimutal. Desta forma a densidade do plasma local cresce devido à ionização do gás, porque os elétrons que executam movimento de deriva em campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ionizam as moléculas de gás.

Uma região com plasma de alta densidade é formada acima do centro do alvo. A configuração espacial do plasma num tempo de $0,8 \mu\text{s}$ é mostrada nas figuras (4.3.1 a 4.3.5) para tensões de $-5,0 \text{ kV}$; $-10,0 \text{ kV}$; $-15,0 \text{ kV}$; $-20,0 \text{ kV}$; $-25,0 \text{ kV}$. Podemos observar que regiões bem definidas de plasma de alta densidade são formadas ao redor do alvo com densidade máxima na metade do alvo, onde os campos elétrico e magnético são perpendiculares.

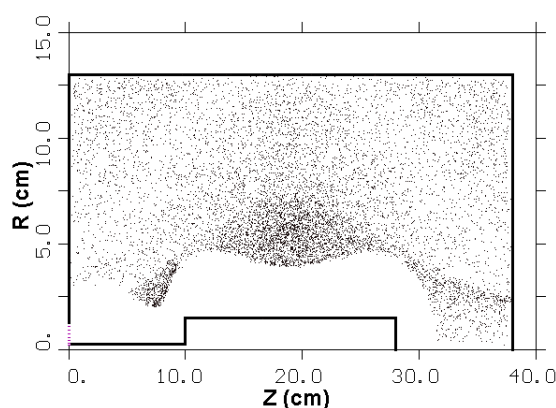


Figura 4.3.1. Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo de 25,0 G e tensão de 5,0 kV.

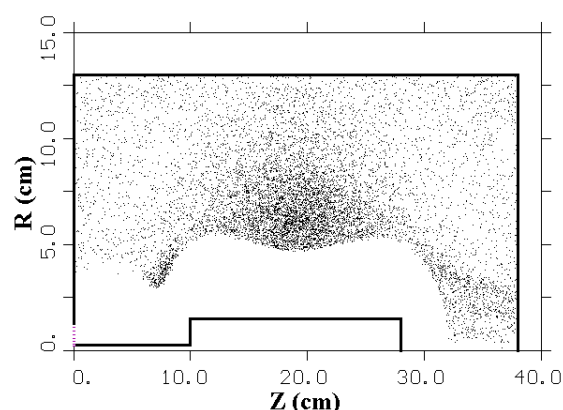


Figura 4.3.2. Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo de 25,0 G e tensão de 10,0 kV.

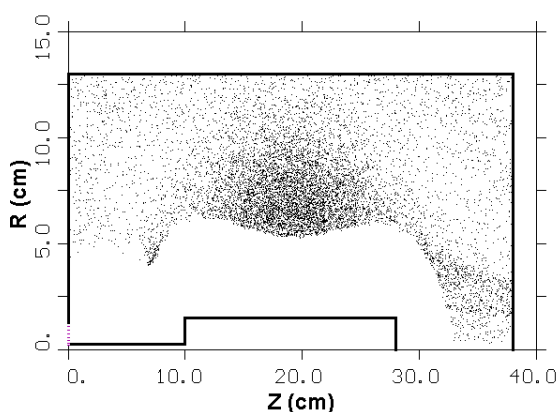


Figura 4.3.3. Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo de 25,0 G e tensão de 15,0 kV.

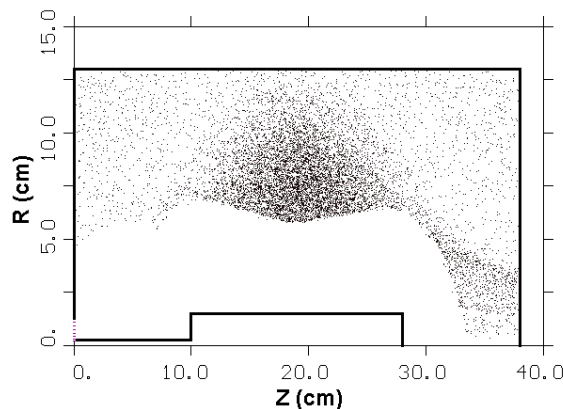


Figura 4.3.4. Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo de 25,0 G e tensão de 20,0 kV.

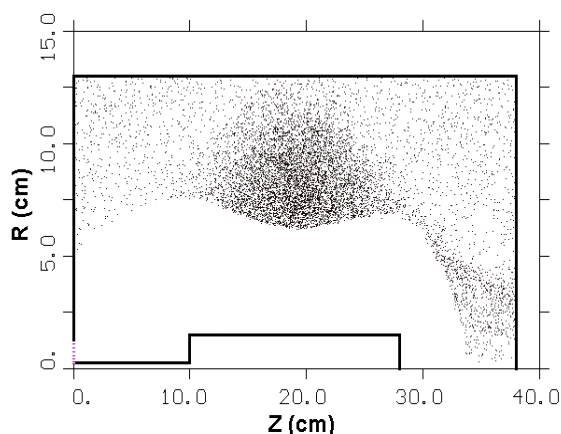


Figura 4.3.5. Distribuição espacial dos elétrons do plasma com campo magnético fixo de 25,0 G e tensão de 25,0 kV.

As figuras 4.3.1-4.3.5 mostram que o crescimento da tensão desloca a bainha do plasma fora do alvo, mas a distribuição espacial da densidade dos elétrons permanece praticamente inalterada. Por outro lado, as figuras 4.3.1 a 4.3.5 revelam que a espessura da bainha aumenta com o aumento da tensão no alvo.

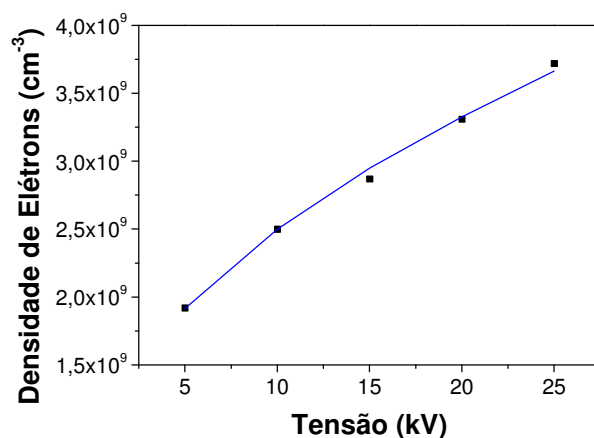


Figura 4.3.6. Densidade de elétrons em função da tensão para $B=25\text{G}$, para tempo da simulação de $0,8\ \mu\text{s}$.

Para estudar o processo de expansão da bainha com campo magnético investigamos o efeito de tensão aplicada sobre a densidade do plasma e sua distribuição espacial. A figura 4.3.6 mostra a curva da distribuição da densidade máxima do plasma no centro do alvo ($Z=19,0$ cm) em função da tensão. Ajustando a curva aos dados obtidos nesta simulação, encontramos que a densidade de elétrons é proporcional a $V^{0,51}$. Como podemos observar da figura 4.3.6, um aumento de tensão no alvo em cinco vezes resulta em um aumento da densidade do plasma de aproximadamente duas vezes.

Quando a tensão foi variada desde 5,0 kV a 25,0 kV quase não modifica a forma do contorno da bainha (veja as figuras 4.3.1-5). A espessura da bainha, medido na metade da câmara de vácuo ($Z=19,0$ cm) para tempo de simulação de $0,8 \mu s$ é mostrado na figura 4.3.7 para cinco valores de voltagem.

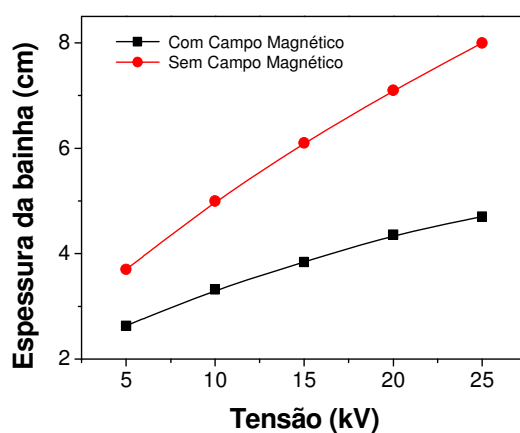


Figura 4.3.7. Espessura da bainha medida no centro do alvo ($Z=19,0$ cm) em função da tensão aplicada.

Na figura 4.3.7 comparamos o tamanho da bainha com e sem campo magnético. Como podemos observar, a espessura de bainha é maior na ausência do campo magnético, diminuindo quando o campo magnético é incorporado. A espessura de bainha para o caso com $B=0$ pode ser estimada analiticamente de acordo à lei de Child (equação 2.8.7):

$$s_c^2 = \frac{4\epsilon_0}{9en} \left(\frac{2e}{kT} \right)^{1/2} V^{3/2} \quad (4.2.4)$$

desta equação, observamos que a espessura de bainha é proporcional a $V^{3/4}$. Enquanto, para o caso com campo magnético encontramos que a espessura de bainha aumenta proporcionalmente a $V^{0,51}$.

A corrente de implantação tem um crescimento significativo quando incrementamos a tensão do alvo, tendo o valor máximo no centro do alvo devido à alta densidade de plasma produzida pelos campos ExB cruzados. Como é mostrado na figura 4.3.8 cada incremento de tensão aplicada com 5,0 kV resulta em aumento da densidade de corrente de aproximadamente de 0,5 mA/cm².

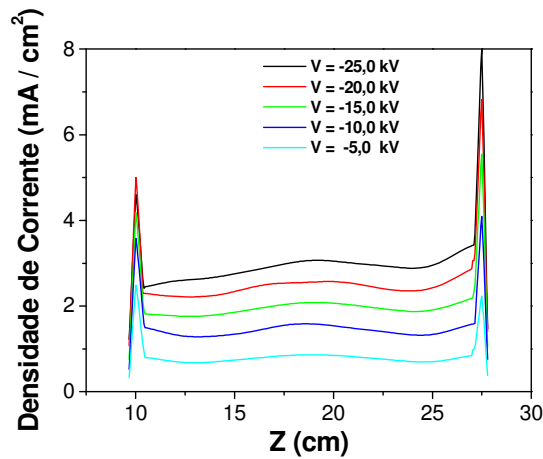


Figura 4.3.8. Densidade de corrente incidente no alvo para diferentes tensões.

4.4 EFEITO DA PRESSÃO DO GÁS

Para investigar a influência da pressão do gás de trabalho sobre o processo 3IP com campo magnético, a voltagem no alvo e a intensidade de campo magnético foram mantidas fixas em -10,0 kV e 25,0 G, respectivamente. A pressão de nitrogênio foi

variada desde 0,02 Pa até 2,07 Pa. O campo elétrico radial devido à tensão aplicada no alvo junto ao campo magnético axial produzido pelo conjunto de bobinas produz um sistema de campos elétrico e magnético cruzados. Este esquema de campos ExB cruzados fornece um confinamento magnético efetivo dos elétrons na região central da câmara de vácuo, onde os campos elétricos e magnéticos são perpendiculares, induzindo os elétrons a girar em direção azimutal. As Figuras 4.4.1 e 4.4.2 mostram os momentos azimutais dos elétrons do plasma em função das suas coordenadas axiais para pressões do gás de 0,02 Pa e 2,07 Pa. Como pode ser visto na figura 4.4.1 a população dos elétrons magnetizados, que giram em torno do alvo devido ao movimento de deriva em campos ExB cruzados, está localizada no centro do alvo. As colisões inelásticas intensas, que ocorrem entre os elétrons magnetizados e as moléculas do gás de trabalho, provocam uma diminuição do momento azimutal dos elétrons. Isso acontece porque uma parte dessa energia é transformada em energia interna que provoca a ionização do gás de trabalho. As colisões inelásticas são mais freqüentes em pressões altas e como mostra a Figura 4.4.2, a redução do momento azimutal dos elétrons em pressão 2,07 Pa é mais significativa. A ionização do gás de trabalho devido ao impacto eletrônico resulta em aumento da densidade do plasma nos lugares onde as colisões inelásticas são mais intensas.

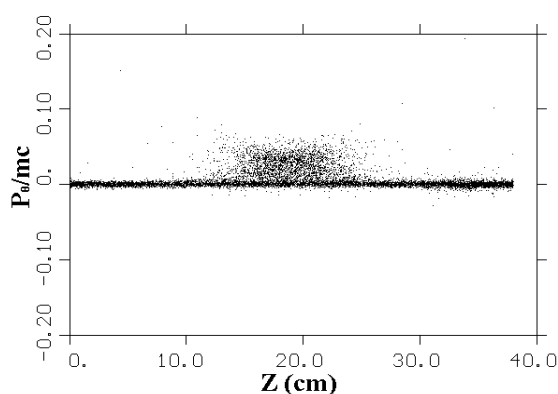


Figura 4.4.1. Momento azimutal dos elétrons vs a distância axial em pressão de 0,02 Pa.

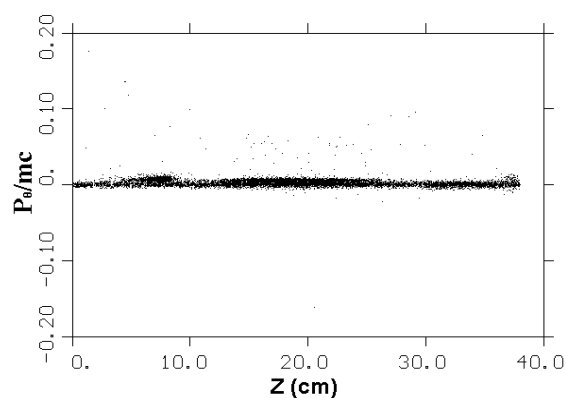


Figura 4.4.2. Momento azimutal dos elétrons vs a distância axial em pressão de 2,07 Pa.

O processo de ionização depende essencialmente da pressão do gás. Nesta simulação comparamos a configuração espacial do plasma para diferentes pressões de 0,02 Pa; 0,04 Pa; 0,20 Pa; 0,41 Pa e 2,07 Pa, como é mostrado nas Figuras 4.4.3-7 para um instante de 0,8 μ s depois do início da simulação. As regiões de alta densidade do plasma que são criadas em torno do alvo, encontram-se nos lugares onde os campos elétrico e magnético são perpendiculares. Por outro lado, com o aumento da pressão, a densidade de plasma tende a aumentar nos lugares onde o confinamento magnético dos elétrons é melhor, observando-se que a maior densidade do plasma é obtida no centro da câmara ($Z=19,0$ cm) devido ao impacto dos elétrons magnetizados com as moléculas do gás de trabalho.

Podemos observar nas figuras 4.4.3-7 que a borda da bainha do plasma muda sua estrutura com o incremento da pressão. Para pressão entre 0,02Pa e 0,04Pa a borda da bainha não é claramente definida. Para pressões desde 0,04Pa a 0,20Pa a borda da bainha começa a adquirir uma forma mais definida. Quando pressões maiores que 0,20Pa são aplicadas, a borda da bainha apresenta um contorno bem definido em forma da letra M.

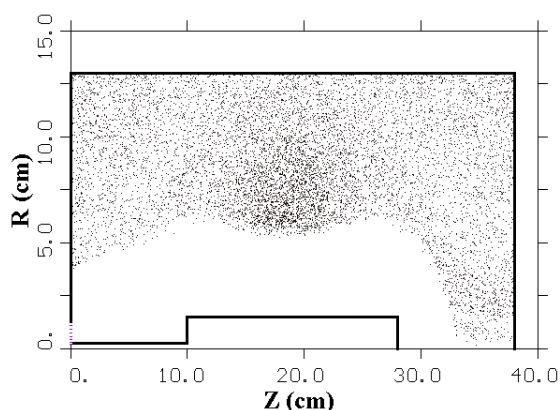


Figura 4.4.3. Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão de 0,02 Pa.

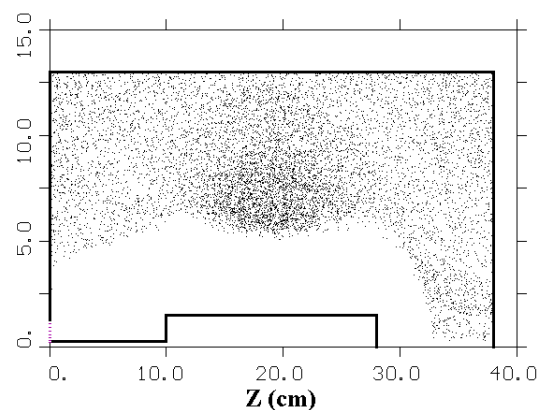


Figura 4.4.4. Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão 0,04 Pa.

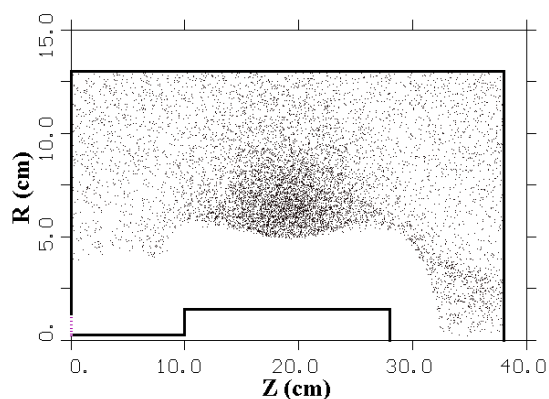


Figura 4.4.5. Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão 0,20 Pa.

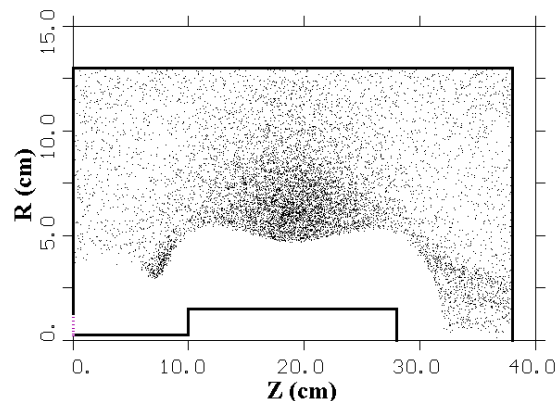


Figura 4.4.6. Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão 0,41 Pa.

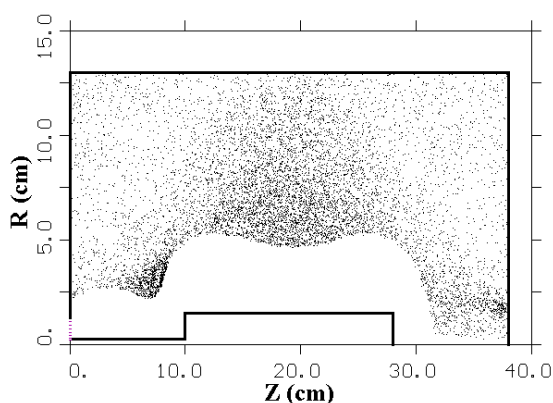


Figura 4.4.7 Distribuição espacial dos elétrons do plasma em pressão 2,07 Pa.

A figura 4.4.8 mostra a densidade máxima dos elétrons na mediatriz do alvo ($Z=19,0$ cm) em função da pressão. Podemos observar que a variação da pressão altera drasticamente a densidade de elétrons. Nesta simulação, encontramos que para uma pressão de 0,02 Pa a densidade dos elétrons no centro do alvo aumenta rapidamente com a pressão do gás até alcançar em pressão de 0,41 Pa um valor máximo de $2,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ que é aproximadamente 3,6 vezes maior do que a densidade inicial do plasma. Para pressão do gás maior que 0,41 Pa, a densidade máxima dos elétrons do plasma tende a saturar em valor de $2,4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

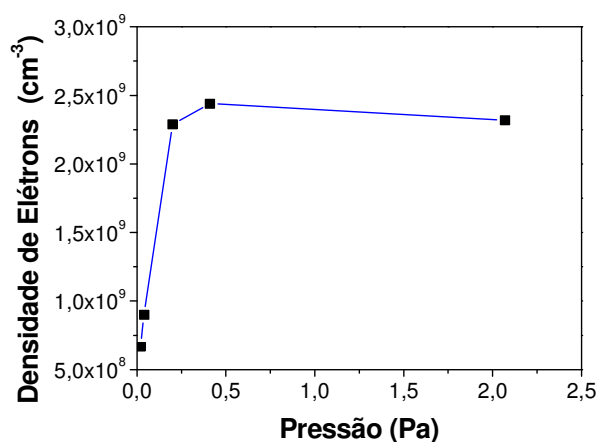


Figura 4.4.8. Distribuição da densidade de elétrons em função da pressão.

Uma possibilidade de analisar o efeito da pressão do gás sobre o processo 3IP é através da espessura da bainha. A espessura da bainha que foi definida como a distância entre o centro do alvo ($Z=19,0$ cm) e a borda da região do plasma é afetada de forma significativa como pode ser visto nas figuras 4.4.3 a 4.4.7. A figura 4.4.9 mostra um gráfico da espessura da bainha em função da pressão do gás para tensão de 10,0 kV e intensidade do campo magnético de 25,0 G na superfície do alvo. Como podemos observar no gráfico, a espessura da bainha diminui bastante para pressões altas. Analisando os dados da simulação encontramos que com o aumento de pressão do gás a espessura da bainha decresce em 22% do seu valor inicial.

O aumento da densidade do plasma devido à variação da pressão do gás resulta em maior densidade de corrente iônica incidente no alvo. A Figura 4.4.10 mostra a densidade da corrente incidente no alvo para diferentes pressões em função da distância axial. Para pressões baixas entre 0,02Pa e 0,04 Pa não foi registrada nenhuma diferença significativa na corrente de implantação. Por outro lado, em pressões mais altas ($>0,04$ Pa) a ionização é cada vez mais intensa devido ao impacto dos elétrons magnetizados com as moléculas do gás de trabalho. A eficiente ionização do gás gera plasma com alta densidade que influencia na corrente de implantação. Por exemplo, para pressões baixas (0,02Pa e 0,04Pa) a densidade de corrente observada é praticamente a mesma ($1,0 \text{ mA/cm}^2$). Enquanto para pressões maiores de que 0,20 Pa a

densidade de corrente aumenta. Nesta simulação encontramos que a corrente é duplicada para a pressão de 2,07 Pa.

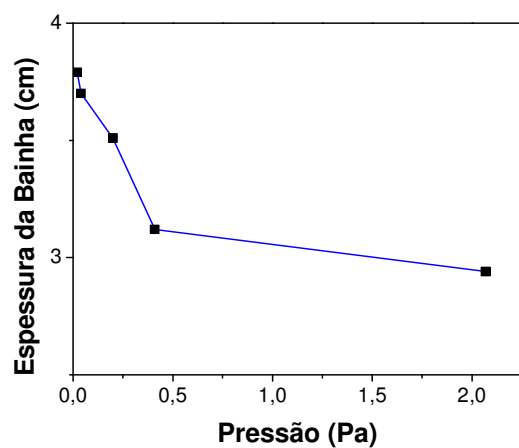


Figura 4.4.9. Espessura de bainha no centro do alvo ($Z=19,0$ cm) em função da pressão.

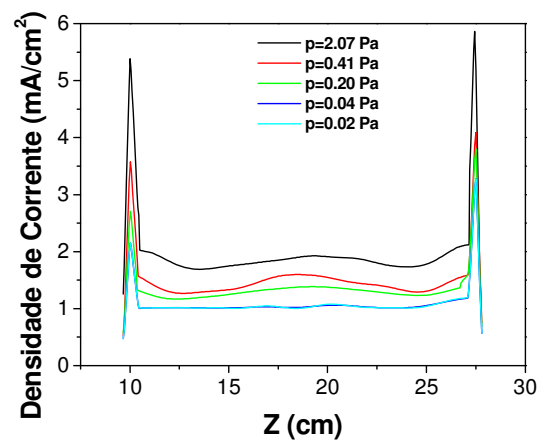


Figura 4.4.10. Densidade de corrente incidente no alvo para diferentes pressões em função da distância (Z) e demais parâmetros fixos.

CAPITULO 5

CONCLUSÕES

Neste trabalho pesquisamos o efeito da configuração de um campo magnético transversal no processo 3IP. Na primeira fase, o estudo do comportamento da densidade do plasma assim como a densidade de corrente iônica foi analisada para três casos específicos:

1º caso: Variação do raio das bobinas e da distância entre elas.

2º caso: Campo magnético na superfície do alvo fixo com uma configuração espacial variável.

3º caso: Campo magnético com amplitude variável e configuração fixa.

No primeiro caso encontramos que variando o raio da bobina a densidade de corrente de implantação aumenta com uma maior incidência na parte central do alvo ($Z=19,0$ cm). Variando-se a distancia axial de separação entre as bobinas, a corrente de implantação diminui. O contorno da bainha e a densidade de corrente de implantação dependem essencialmente da configuração do campo magnético. Para este caso analisado, uma distribuição quase uniforme de corrente foi observada na configuração3 que corresponde a $R=10,0$ cm e $L=42,0$ cm.

No segundo caso, empregando a configuração3 estudamos a eficiência dos espelhos magnéticos para o confinamento do plasma. Nesta simulação encontramos que o angulo de perda depende da configuração do campo magnético. Por exemplo, analisamos o comportamento da distribuição axial do campo magnético mediante a relação $\frac{L}{R}$. Observamos que dita distribuição do campo magnético tende a ser uniforme na medida que $\frac{L}{R} \rightarrow 1$. Para o caso $\frac{L}{R} = 1$ não foi registrado confinamento de plasma. Desta forma, encontramos como foi esperado, que para um ângulo de perda menor, mais plasma é confinado. Além disso, o valor da corrente de implantação diminui para ângulos de perda maiores.

No terceiro caso, novamente empregamos a configuração³ para variar a intensidade do campo magnético. Variamos a intensidade do campo magnético desde 5,0 G até 35,0 G com incrementos de 5,0 G encontrando que a densidade de plasma aumenta em aproximadamente dez vezes do seu valor inicial. Por outro lado, mediante a técnica do ajuste de curva encontramos que a densidade de elétrons aumenta exponencialmente. O comportamento da corrente de implantação iônica foi analisado para incrementos da intensidade do campo magnético. Encontramos para uma variação entre 5,0 G e 15,0 G uma corrente de implantação de aproximadamente $1,0 \text{ mA/cm}^2$. Para incrementos desde 20,0 G até 25,0 G registramos um aumento de $0,5 \text{ mA/cm}^2$. Enquanto isso, para incrementos maiores de 25,0 G a densidade de corrente é duplicada em relação do seu valor inicial.

Numa outra etapa da simulação analisamos o efeito da tensão. A dinâmica da expansão da bainha do plasma é alterada pela aplicação do campo magnético, resultando numa bainha de forma complexa cujo contorno depende do valor e da configuração do campo magnético. Quando variamos a tensão do alvo desde 5,0 kV a 25,0 kV observamos que isso não afeta de forma significativa o valor da densidade do plasma ao redor do alvo. Por exemplo, encontramos que o aumento da tensão em cinco vezes resulta num aumento da densidade do plasma em aproximadamente duas vezes. Encontramos também que a forma da bainha não é modificada de forma substancial quando a tensão é variada. Por outro lado, a expansão da bainha diminui significativamente na presença do campo magnético em comparação com um sistema com campo magnético nulo. Encontramos que esta espessura de bainha no caso com campo é proporcional $V^{0.5}$. O valor da densidade de corrente iônica tem um crescimento significativo quando a tensão é variada. Por exemplo, encontramos que cada incremento da tensão em 5,0 kV resulta em aumento da densidade de corrente de aproximadamente $0,5 \text{ mA/cm}^2$.

Finalmente, analisamos o efeito da pressão do gás. Com o aumento da pressão do gás de trabalho, a densidade do plasma cresce, devido ao maior número de colisões inelásticas que ocorrem à pressão elevada. A simulação mostra que a configuração espacial do plasma em torno do alvo permanece praticamente a mesma, mas variando a pressão entre 0,02 Pa e 2,07 Pa, uma diminuição da espessura da bainha em torno de

22% é observada. Por outro lado, encontramos que a eficiência da ionização do gás gera plasma com alta densidade que influencia a corrente de implantação. Por exemplo, para pressões baixas (0,02Pa e 0,04Pa), a densidade de corrente observada é praticamente a mesma ($1,0 \text{ mA/cm}^2$). Enquanto isso, para pressões maiores que 0,20 Pa a densidade iônica aumenta, duplicando seu valor quando a pressão é de 2,07 Pa.

CAPITULO 6

TRABALHOS FUTUROS

A emissão de elétrons secundários a partir do alvo foi incluída na simulação, mas o efeito dela sobre o processo 3IP não foi analisado em detalhes no presente trabalho de dissertação. Em um trabalho posterior será investigado, mediante simulação numérica, o efeito da emissão dos elétrons secundários em sistemas 3IP com campo magnético. Do mesmo modo, abordaremos um estudo da implantação iônica em alvos com geometria tridimensional usando o código KARAT em geometria 3D.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANDERS, A. **Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation & Deposition**. John Wiley & Sons. New York, 2000.

ABRAMOWITZ, M. and STEGUN, I. A. **Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables**. Dover, New York, 1965.

BOHM, D. **The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields**. McGraw-Hill, New York, 1949.

BRIEHL, B.; URBASSEK, H. M. **Simulation of Sheath and Presheath Dynamics in PIII**. *Surface and Coatings Technology*. No. 156, P. 131-135, 2002a.

BRIEHL, B.; URBASSEK, H. M. **Sheath Structure and Ion Current Onto a Patterned Surface Immersed in a Plasma at Floating Potential**. *Surface and Coatings Technology*. No. 160, P. 259-268, 2002b.

BRIEHL, B. and URBASSEK, H. M. **Simulation of Sheath Dynamics and Current Nonuniformity in Plasma-Immersion Ion Implantation of a Patterned Surface**. *J. Appl. Phys.* Vol. 93, No. 8, P. 4420-4430, 2003.

CORNET, C. et al. **Numerical Simulation of Metal Plasma-Immersion Ion Implantation and Deposition on a Cone**. *J. Appl. Phys.* Vol. 96, No. 11, P. 6045, 2004.

CONRAD, J. R. et al. **Plasma Source Ion-Implantation Technique for Surface Modification of Materials**. *J. Appl. Phys.*, Vol. 62, No. 11, p. 4591-4596, 1987.

CONRAD, J. R. **Sheath Thickness and Potential Profiles of Ion-Matrix Sheath for Cylindrical and Spherical Electrodes.** J. Appl. Phys. Vol. 62, No. 3, p. 777-779, 1987.

CONRAD, J. R. et al. **Plasma Source Ion Implantation Dose Uniformity of a 2x2 Array of Spherical Targets.** J. Appl. Phys. Vol. 65, No. 4, p. 1707-1712, 1989.

EN, W. G.; LIEBERMAN, M. A.; CHEUNG, N. W. **Comparison of Experimental Target Currents with Analytical Model Results for Plasma Immersion Ion Implantation.** IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 23, No. 415, 1995.

FAEHL, R.; De VOLDER and BLOKE WOOD. **Application of Particle-in-Cell Simulation to Plasma Source Ion Implantation.** J. Vac. Sci. Technol. B, Vol. 12, No. 2, P. 884, 1994.

GOLDSTON, R. J. and RUTHERFORD, P. H. **Introduction to Plasma Physics.** London, U. K.: IOP, ch. 3, 1997.

HERSCHKOSWITZ, N. **Sheaths: More Complicated than you Think.** Phys. Plasmas. Vol. 12, No. 055502, 2005.

HOCHMAN, R. F. **Ion Implantation.** Metals Handbook, 9th edition 5, 422, 1980.

HUANG, Y. X. et al. **Particle-in cell Numerical Simulation of Non-Uniform Plasma Immersion Ion Implantation.** Surface Technology. Vol. 201, P. 5458-5462, 2007.

HUBER, P. et al. **Trench Homogeneity in Plasma Immersion Ion Implantation.** Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. Vol. 161-163, P. 1085-1089, 2000.

KELLER, G. et al. **Modeling on Plasma Immersion Implantation of Trenches**. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, Vol. 148, P. 64-68, 1999.

KELLER, G. et al. **Simulation of Trench Homogeneity in Plasma Immersion Ion Implantation**. J. Appl. Phys. Vol. 88, No. 2, P. 1111-1117, 2000.

KEIDAR, M. et al. **Magnetic Field Effect on the Sheath Thickness in Plasma Immersion Ion Implantation**. Appl. Phys. Lett. Vol. 81, No. 7, P. 1183-1185, 2002.

KNOEPFEL, H. E. **Magnetic Fields**. John Wiley & Sons, 2000.

KOSTOV, K. G.; BARROSO, J. J.; UEDA, M. **Computer Simulation of Plasma Immersion Ion Implantation with Secondary Electrons and External Magnetic Field**. X Latin American Workshop on Plasma Physics, São Pedro, SP, Brasil, 2003.

KOSTOV, K. G. et al. **Magnetic Field Configurations for Application in Plasma Immersion Ion Implantation**. 8th Brazilian Meeting on Plasma Physics. Niteroi, RJ, Brasil, 2005.

KWOK, D. T. K. et al. **The Importance of Bias Pulse Rise Time for Determining Shallow Implanted Dose in Plasma Immersion Ion Implantation**. Appl. Phys. Lett., Vol. 82, No. 12, P.1827, 2003.

LIEBERMAN, M. A. **Model of Plasma Immersion Ion Implantation**. J. Appl. Phys. Vol. 66, No. 7, 1989.

LE COEUR, F. et al. **Ion Implantation by Plasma Immersion: Interest, Limitations and Perspectives**. Surface and Coating Technology. Vol. 125, No. 1, P. 71-78, 2000.

LEVCHENCO, I.; ROMANOV, M.; KEIDAR, M. **Investigation of a Steady-State Cylindrical Magnetron Discharge for Plasma Immersion Treatment.** J. Appl. Phys. Vol. 94, No. 3, P. 1408-1413, 2003.

LEVCHENCO, I. et al. **Stable Plasma Configurations in a Cylindrical Magnetron Discharge.** Appl. Phys. Lett. Vol. 85, No. 12, P. 2202-2204, 2004.

MALIK, S. M. et al. **Sheath Dynamics and Dose Analysis for Planar Targets in Plasma Source Ion Implantation.** Plasma Sources Sci. Technol. Vol. 2, No. 2, P. 81-85, 1993.

MASAMUNE, S.; YUKIMURA, K. **Transient Ion Sheath in Pulsed Plasmas.** IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 34, No 4, 1925, 2006.

MIYAGAWA, Y. et al. **Particle-in-cell/Monte Carlo Simulation for PBII Processing of a Trench Shaped Target and a cylindrical Target.** Surface and Coatings Technology. Vol. 186, P. 2-9, 2004.

PAULUS, M. et al. **Two-Dimensional Simulation of Plasma-Based Ion Implantation.** J. Appl. Phys., Vol. 85, No. 2, P. 761-766, 1999.

RAUSCHENBACH, B.; MANDL, S. **Plasma-Sheath Expansion Around Trenches in Plasma Immersion Ion Implantation.** Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. B, Vol. 206, P. 803-807, 2003.

REJ, D. J. **Handbook of Thin Film Process Technology.** IOP Publishing, Bristol, 1996.

REJ, D. J. et al. **Magnetic Insulation of Secondary Electrons in Plasma Source Ion Implantation.** J. Vac. Sci. Technol. B, Vol. 12, No. 2, P. 861, 1994.

REJ, D. J.; FAEHL, R. J.; MATOSSIAN, J. N. **Key Issues in Plasma-Source Ion Implantation.** Surf. Coat. Technol. Vol. 96, No. 1, P. 45-51, 1997.

ROTH, J. R. **Industrial Plasma Engineering**. Institute of Physics Publishing. London, 1995.

SHAMIM, M. M. et al. **Measurement of Electron Emission due to Energetic Ion Bombardment in Plasma Source Ion Implantation**. J. Appl. Phys. Vol. 70, No. 2, P. 4756-4759, 1991.

SHERIDAN Jr., T. E.; GORRE, J. A. **Analytic Expression for The Electric Potential in The Plasma Sheath**. Industrial Plasma Engineering, IEEE Transactions on Plasma science, Vol. 17, No 6, 1989.

SHERIDAN T. E. **Ion Focusing by Expanding-two Dimensional Plasma Sheath**. Appl. Phys. Lett. Vol. 68, P. 1918-1920, 1996.

SURENDRA, M.; GRAVES, D. B. and JELLUM, J. M. **Self-Consistent model of Direct-Current Glow Discharge: Treatment of Fast electrons**. Phys. Rev. A. Vol. 41, No. 4, P. 261-272, 1993.

TAN, H.; UEDA, M.; DALLAQUA R. S. **Magnetic Suppression of Secondary Electrons in Plasma Immersion Ion Implantation**. Appl. Phys. Lett. Vol. 86, P. 023509, 2005.

TARAKANOV, V. P. **User's Manual for Code Karat**, Berkeley Research Associates, Springfield-VA, 1994.

TIAN, X. B. et al. **Two-Dimensional numerical Simulation of Non-Uniform Plasma Immersion Ion Implantation**. Surface and Coatings Technology. Vol. 186, P. 47-52, 2004.

VAHEDI, V. et al. **Capacitive RF Discharges Modeled by Particle-in-Cell Monte Carlo Simulation. I: Analysis of Numerical Techniques**. Plasma Source Sci. Technol., Vol. 2, No. 4, P. 261-272, 1993.

APÊNDICE A – Modelo da bainha de Bohm

Mediante um tratamento matemático determinamos a velocidade dos íons que ingressam na região da bainha (veja Figura 2.7.1). Por simplicidade consideramos um plasma de densidade uniforme n_0 entre duas placas paralelas (eletrodos) infinitas.

A equação da conservação da energia dos íons para regiões da pré-bainha e bainha é dada pela seguinte igualdade:

$$\frac{1}{2}m_i v_{i0} + eV_0 = \frac{1}{2}m_i v(x) + eV(x) \quad (\text{A.1})$$

sendo $v(x)$ e $V(x)$ a velocidade dos íons e o potencial, respectivamente.

Considerando que na região da pré-bainha a velocidade dos íons (v_{i0}) e o potencial (V_0) são muito pequenas, assumimos: $v_{i0}, V_0 \approx 0$. Então, de (A.1) encontramos a velocidade do íon

$$v_i(x) = \sqrt{\frac{-2eV(x)}{m_i}} \quad (\text{A.2})$$

Este modelo considera que não existe ionização na região da bainha de modo que podemos empregar a equação da continuidade para os íons nos pontos $x = s$ e $x > s$

$$n_i(x)v_i(x) = n_s v_s \quad (\text{A.3})$$

Substituindo (A.2) em (A.3) determinamos a densidades do número de íons que existe nessa região

$$n_i(x) = n_s \sqrt{\frac{V_s}{V(x)}} \quad (\text{A.4})$$

Também podemos usar a equação de Boltzmann para determinar a densidade do número de elétrons em $x > s$

$$n_e(x) = n_s e^{\frac{e(V(x)-V_s)}{kT}} \quad (\text{A.5})$$

e empregando a equação de Poisson unidimensional

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (\text{A.6})$$

Agora podemos resolver a equação de Poisson, mas previamente substituindo as densidades de íons e elétrons em (A.6) e considerando $E = -dV/dx$

$$E^2(x) = \frac{2en_s}{\epsilon_0} \left\{ \frac{kT}{e} \left[e^{\frac{e(V(x)-V_s)}{kT}} - 1 \right] - 2V_s \left[\sqrt{\frac{V(x)}{V_s}} - 1 \right] \right\} \quad (\text{A.7})$$

A equação (A.7) pode ser expandida em série ao redor de $x \approx s$, sendo:

$$E^2(x) = \frac{2en_s}{\epsilon_0} \left\{ \frac{kT}{e} \left[\frac{e\Delta V}{kT} + \frac{1}{2} \left(\frac{e\Delta V}{kT} \right)^2 \right] - 2V_s \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta V}{V_s} - \frac{1}{8} \left(\frac{\Delta V}{V_s} \right)^2 \right] \right\} \quad (\text{A.8})$$

e fazendo as seguintes considerações em (A.8)

$$[V(x) - V_s] = \Delta V$$

$$\frac{\Delta V}{V_s} \ll 1 \quad \text{e} \quad \frac{e\Delta V}{kT} \ll 1$$

a equação (A.8) torna-se:

$$E^2(x) = \frac{en_s}{\varepsilon_0} \left(\frac{e}{kT} + \frac{1}{2V_s} \right) (\Delta V)^2 \geq 0 \quad (\text{A.9})$$

Para que (A.9) seja satisfeita, esta tem que cumprir:

$$\frac{en_s}{\varepsilon_0} \left(\frac{e}{kT} + \frac{1}{2V_s} \right) \geq 0$$

ou seja o potencial em $x = s$ tem que ser :

$$V_s \leq -\frac{kT}{2e} \quad (\text{A.10})$$

O critério de Bohm é adotado quando é considerada a igualdade na equação (A.10). Desta forma, quando (A.10) é substituída na equação (A.2) obtemos a velocidade de Bohm, que é a velocidade dos íons que atingem à região da bainha.

$$v_s = \sqrt{\frac{kT}{m_i}}$$

Estima-se que em alguns casos a velocidade do íon que ingressa à região da bainha é aproximadamente igual a velocidade do som. Este critério de Bohm também permite estimar a fração da densidade do plasma na bainha em $x = s$ com relação à densidade do plasma não perturbado n_0 . Empregando a equação de Boltzmann para a região de pré-bainha:

$$n_s = n_0 e^{\frac{eV_s}{T}} = n_0 e^{-\frac{1}{2}} = 0.61n_0$$

Então, o modelo de Bohm prevê uma diminuição da densidade do plasma entre a região da bainha e pre-bainha em 61% com respeito da densidade do plasma em $x = 0$.