Edson Del Bosco

SBI-IFUSP

305M810T0533

FORMAÇÃO DO PLASMA NO TBR

*Dissertação de mestrado apresentada no
Instituto de Física da Universidade de
São Paulo.*

Orientador: Prof.Dr. Ivan Cunha Nascimento

São Paulo - 1981

*À Viviane
Aos meus pais
À minha irmã*

R E S U M O

Neste trabalho são apresentados e discutidos resultados referentes à formação e ao equilíbrio da corrente de plasma no TBR, Tokamak projetado e construído no Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

As curvas de ruptura, determinadas para hidrogênio, argônio e hélio são comparadas com um modelo simples, apresentando um acordo razoável. É verificada a influência de campos magnéticos espúrios na formação do plasma e são encontradas condições que auxiliam no processo de ruptura.

São mostrados perfis temporais característicos da corrente de plasma e voltagem de loop para disparos onde se obtém equilíbrio. É feita uma comparação dos resultados experimentais com um modelo para descarga em tokamaks aquecidos ohmicamente. Tendo a carga efetiva como parâmetro, os resultados apresentam um razoável acordo com o modelo.

A B S T R A C T

In this work are presented and discussed results of the formation and equilibrium of the plasma current in TBR, a small tokamak, designed and constructed at the Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

The measured breakdown curves for H_2 , A and He are compared with the predictions of a simple model with reasonable agreement. The influence of stray magnetic fields in the plasma formation is investigated and conditions are chosen to facilitate the breakdown.

The time profile of loop voltage and plasma current for shots with plasma equilibrium are shown. A comparison is made between experimental results and analytical-numerical model for tokamak discharges with ohmic heating. Reasonable agreement is obtained when Z , effective atomic number, is assumed as a parameter.

Í N D I C E

	Pág
I - INTRODUÇÃO	1
II - DESCRIÇÃO	3
1 - Máquina Tokamak	3
2 - Tokamak Brasileiro - TBR	5
III - SISTEMA DE VÁCUO	10
1 - Projeto	10
2 - Resultados	20
IV - CAMPOS MAGNÉTICOS VERTICAIS E RADIAIS	29
1 - Campos magnéticos espúrios	29
2 - Espiras do campo magnético toroidal	32
3 - Enrolamento do transformador de aquecimento ohmico (TAO)	53
4 - Espiras do campo magnético vertical externo.	56
V - FORMAÇÃO DO PLASMA	58
1 - Processo de formação do plasma	58
2 - Modelo proposto por Papoular	58
3 - Curvas de ruptura experimental	76
4 - Limites teóricos da curva de ruptura para o hidrogênio no TBR	86
5 - Análise dos resultados experimentais e teóricos	94
VI - INFLUÊNCIA DO CAMPO MAGNÉTICO VERTICAL NA FORMA ÇÃO DO PLASMA	97
1 - Necessidade do campo magnético vertical	97
2 - Resultados experimentais	101
3 - Campo magnético radial	107
VII - REGIME TOKAMAK	108
1 - Sistema de bancos de capacitores	108
2 - Temperatura do plasma !	112
3 - Simulação teórica da descarga	116

	Pág.
4 - Resultados experimentais	119
5 - Análise - Comparação do modelo teórico com os resultados experimentais	124
6 - Determinação das condições de equilíbrio para TBR	132
VIII - CONCLUSÃO	136
APÊNDICE	138
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	148

I - INTRODUÇÃO

O estudo experimental de plasmas em tokamak no Brasil teve início em 1977 com o projeto da máquina TBR, no IFUSP (Na-1).

O presente trabalho, realizado no TBR, apresenta alguns experimentos básicos, que são efetuados em tokamaks, na fase de construção e posteriormente na fase inicial de operação. O objetivo principal é obter e analisar os primeiros resultados referentes às condições de formação e equilíbrio da corrente de plasma.

A descrição básica de tokamaks e algumas características do TBR são relatadas no capítulo II. Outros detalhes sobre a máquina são dados no decorrer dos capítulos e nas referências citadas.

O sistema de vácuo, projetado e construído no IFUSP, se caracteriza pela bomba difusora. O capítulo III descreve detalhadamente os seus componentes, o material utilizado, o sistema elétrico de proteção e alguns resultados experimentais.

A obtenção do plasma em tokamak é resultado da aplicação de um campo elétrico num meio gasoso a uma determinada pressão. Os fatores que influenciam na formação são discutidos no capítulo V, onde são apresentados as curvas de ruptura para o TBR e comparadas com um modelo teórico. O campo magnético espúrio, proveniente do conjunto das espiras toroidais é um dos principais fatores que determinam as condições de ruptura. No capítulo IV é apresentado um modelo para simular e compensar esses campos espúrios, assim como mostra os valores médios dos

campos magnéticos, vertical e radial, dos três conjuntos de espiras a saber: toroidal, aquecimento ohmico e vertical. O apêndice traz uma listagem do programa de correção de campo espúrio, e também explicações para a sua utilização.

A influência do campo magnético vertical e radial no instante de formação do plasma é tratada no capítulo VI, onde, para certas condições da máquina, é obtido o valor ideal de campo magnético vertical externo.

Finalmente no capítulo VII são apresentados alguns resultados experimentais do equilíbrio da corrente de plasma. Faz-se uma comparação com um modelo teórico (Dr) feito para as descargas do TBR. Com a utilização dos critérios para estabilidade faz-se uma previsão dos valores dos campos necessários para o equilíbrio.

II - DESCRIÇÃO

1. Máquina Tokamak

O estudo de plasma em laboratório é realizado com máquinas dos mais diferentes tipos. As características de cada máquina são escolhidas em função das finalidades de pesquisas do plasma obtido. O plasma por si só justifica os grandes empreendimentos realizados para seu estudo, visto que a gama de fenômenos físicos de interesse científico por ele apresentado é enorme.

Além do vasto campo de pesquisa oferecido pelo plasma, o que o destaca sobremaneira é a condição que oferece para a realização da fusão nuclear. Desta forma, ao longo dos anos a pesquisa em máquinas que possibilitam a criação do plasma em condições favoráveis à fusão sofreu um grande avanço. Dentre as máquinas que se prestam a esse fim parecem se destacar os sistemas fechados. Os sistemas toroidais vem se desenvolvendo desde os anos 50, sendo que na década de 60 foi criada a máquina denominada Tokamak, que nos dias de hoje parece em condições de demonstrar a viabilidade científica para um reator a fusão

A figura 2-1 apresenta esquematicamente um tokamak.

A corrente de plasma I_p é formada por intermédio da aplicação de um campo elétrico na direção toroidal no interior do vaso. O campo elétrico E é obtido da variação temporal de um fluxo magnético ϕ_M . Esse fluxo é conseguido com uma corrente elétrica I_{TAO} que circula em espiras colocadas na parte central do toroide, denominada, transformador de aquecimento oh

CORRENTES E CAMPOS NO TOKAMAK

FIGURA 2-1

mico. O anel de plasma atua como secundário desse transformador.

O campo magnético toroidal B_T é criado pela corrente I_T que percorre bobinas colocadas ao redor do vaso. O campo magnético poloidal B_p , criado pela própria corrente de plasma, somando-se ao campo magnético toroidal, formam as chamadas linhas de força magnética helicoidais. Essa helicidade é responsável pelo confinamento das partículas e pela estabilidade da

corrente de plasma contra o efeito de perdas por deriva (Ch) .

Devido a efeitos de geometria, que concentram as linhas do campo magnético poloidal na região interna do toroide, a coluna de plasma tende a se deslocar lateralmente no sentido de expansão, chocando-se contra as paredes do vaso. Esse efeito pode ser compensado criando-se um campo magnético vertical B_V que interagindo com as partículas cria uma força $J \times B_V$ com sentido radial para dentro (Ar). O campo magnético vertical é criado pela corrente I_V que circula em espiras colocadas concentricamente ao vaso, acima e abaixo do plano principal do toroide.

2. Tokamak Brasileiro - TBR

O TBR é um tokamak de pequeno porte, projetado e construído inteiramente no Brasil. Os principais parâmetros da máquina estão na tabela 2-1

TABELA 2-1 - Parâmetros do TBR (Si)

Raio maior	R	0,30 m
Raio menor	a	0,11 m
Raio plasma	a_p	6 ou 8 cm
Campo toroidal	B_T	5 kG
Campo poloidal	B_p	500 G
Campo vertical	B_V	230 G
Corrente de plasma	I_p	20 kA
Duração da corrente	τ_I	4 ms
Densidade elétrons	n_e	$2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
Temperatura elétrons	T_e	240 eV

O vaso é construído em aço inoxidável 316-L, com 18 portas de acesso para: vácuo, gás, medidores e diagnósticos. O sistema de vácuo (capítulo III) é formado por uma bomba difusora com armadilha de nitrogênio líquido, uma bomba mecânica de pré-vácuo e sistema de proteção automático. A figura 2-2 mostra o sistema de vácuo ligado ao vaso em fase de testes.

As espiras toroidais são feitas de cobre em forma aproximadamente retangular, separadas por cunhas de fenolite e sustentadas em blocos com suportes reguláveis (capítulo IV). Em série com essas bobinas são colocadas quatro espiras de compensação do campo espúrio vertical e radial. A capacitância do banco toroidal é de 4,4 mF energizado com 2,8 kV. A figura 2-3 mostra a forma de cada espira toroidal e a figura 2-4 o conjunto de espiras completo, montado fora do vaso.

O transformador de aquecimento ôhmico possui o formato de carretel, colocado na parte central do toroide, com núcleo de ar. São colocadas espiras em série com o enrolamento, concêntricas ao vaso para melhorar o acoplamento. A capacitância do banco rápido é variável de 5 μ F a 60 μ F com até 10 kV. O banco lento é de 16,7 mF e 900 V. A figura 2-5 mostra o enrolamento do transformador.

As espiras do campo vertical são colocadas concêntricas ao vaso em três enrolamentos. A figura 2-6 mostra o TBR montado, tendo em primeiro plano dois enrolamentos das espiras do campo vertical. O banco vertical rápido é formado por uma capacitância de 65 μ F com até 3,7 kV e o banco lento com 200 mF e 190 V.

Até o momento os instrumentos para diagnósticos usados na máquina são: espiras de loops, sondas magnéticas, son

das eletrostáticas e bobina de Rogowski, todos construídos no IFUSP.

Descrições mais extensas sobre tokamaks e sobre o TBR são encontradas nas referências (Na, Dr, Fe, Sl).

SISTEMA DE VÁCUO
FIGURA 2-2

FORMATO DAS ESPIRAS TOROIDAIS
FIGURA 2-3

CONJUNTO DAS ESPIRAS TOROIDAIS
FIGURA 2-4

TRANSFORMADOR DE AQUECIMENTO OHMICO (TAO)
FIGURA 2-5

ESPIRAS VERTICAIS - TBR
FIGURA 2-6

III - SISTEMA DE VÁCUO

1 - Projeto

Plasma é um meio ionizado que obedece certas condições, que o definem. Ele pode ser criado com uma descarga elétrica em um gás a uma determinada pressão.

Devido a problemas de instabilidades, a pureza do gás, onde se quer criar o plasma é um fator importante. Por exemplo, se utilizarmos hidrogênio, o número atômico efetivo da mistura deve ser o mais próximo possível da unidade. Desta forma é importante obter o melhor vácuo possível dentro do vaso, antes de se introduzir o gás para produzir plasma.

Para tanto, decidiu-se fazer vácuo com uma bomba difusora, com armadilha para nitrogênio líquido e um sistema elétrico automático de prevenção contra falta de energia elétrica, água e problemas de vazamentos inesperados.

1a. Descrição geral do sistema

A figura 3-1, apresenta um esquema geral do sistema de vácuo, indicando os principais componentes.

Uma bomba mecânica (1) é utilizada tanto para fazer o pré-vácuo no vaso como para remover do sistema o gás bombeado pela bomba difusora (2). Desta forma deve partir da entrada da bomba mecânica dois ramos de tubos; um ligado ao terminal da bomba difusora, outro ligado ao vaso (5).

Perto da entrada da bomba mecânica é colocada uma válvula de admissão de ar (VS1) tipo solenoidal, com diafragma de borracha, que trabalha normalmente aberta, ou seja, quando é

desenergizada ela se abre automaticamente, permitindo a entrada de ar na bomba mecânica, até a pressão interna se igualar à atmosférica, evitando que o óleo da bomba mecânica migre para a tubulação de vácuo em direção ao vaso e a bomba difusora.

Junto à válvula (VS1) é colocado um medidor de vácuo tipo termopar (MT1) para monitoramento do pré-vácuo necessário para ligar a bomba difusora.

No condutor que liga a bomba mecânica à bomba difusora instala-se uma válvula (VS2) e um tubo tipo fole (TB). A válvula é do tipo solenoidal, com diafragma de borracha, normalmente fechada. Quando é energizada ela se abre, permitindo que a bomba mecânica atue sobre a saída da bomba difusora, quando é desenergizada ela se fecha impedindo que o ar admitido pela válvula, VS1, chegue à bomba difusora. Essa válvula também permite que se faça o "bypass", ou seja, o bombeamento do vaso com a bomba mecânica, permanecendo a difusora em pleno regime de trabalho. O tubo fole nesse ponto é utilizado para amortecer as vibrações provenientes da bomba mecânica.

Nos tubos que ligam a bomba mecânica ao vaso é colocada uma válvula (VG) e outro tubo fole. A válvula é do tipo gaveta com operação pneumática. Essa válvula permanece normalmente fechada, só é acionada quando se quer bombear o vaso com a bomba mecânica, estando as válvulas VS2 e VB fechadas e a bomba difusora funcionando. O tubo tipo fole nesse ponto tem também a finalidade de amortecer as vibrações da bomba mecânica.

Entre a bomba difusora e o vaso é colocada uma válvula (VB) de condutância grande, que permite isolar a bomba difusora do vaso. Essa válvula é do tipo borboleta de acionamento

pneumático e além de efetuar o isolamento total entre a difusora e o vaso, para se processar o "bypass", é também utilizada para evitar que o óleo da difusora migre para o vaso, quando o sistema é desligado por algum motivo. Ela só deve ser aberta quando a armadilha de nitrogênio líquido (4) estiver cheia e portanto a pressão na entrada da bomba difusora for da ordem de 10^{-5} Torr. Outra finalidade importante dessa válvula é permitir a regulagem da pressão dentro do vaso. Isso é feito, colocando espaçadores no eixo externo do pistão que aciona a válvula, sem espaçadores a válvula fecha-se completamente. Colocando-se espaçadores pode-se regular a abertura da válvula, variando portanto a condutância do gás no seu interior. Dessa forma altera-se a velocidade efetiva de bombeamento, permitindo um ajuste da pressão.

Entre a bomba difusora e a válvula (VB) é colocado um medidor de alto vácuo (MIG1) do tipo Bayard-Alpert, (ion-Gauge), para monitorar a pressão na bomba difusora.

Próximo à válvula (VB) e na parte voltada para o vaso, coloca-se um medidor de pré-vácuo (MT2) do tipo termo-par para monitoramento da pressão no interior do vaso antes de abrir a válvula (VB) da bomba difusora.

A conexão entre o vaso e o sistema de vácuo é feita com um tubo sanfonado de diâmetro compatível com a janela do vaso. A função do fole é facilitar a conexão, dando uma pequena flexibilidade para o sistema de vácuo e para o vaso. Essa flexibilidade é bastante importante, pois no momento em que os bancos de capacitores são disparados e o plasma é criado, caso o vaso sofra um pequeno deslocamento esse não é transmitido para o sistema de vácuo.

Entre a "boca" da bomba difusora e a armadilha é instalado um anteparo refrigerado a água (3). O medidor de alto vácuo no vaso é do tipo Bayard-Alpert, colocado em uma janela pequena, na parte inferior do vaso (MIG2).

O sistema foi projetado levando-se em conta que o espaço ocupado pelo mesmo, deve ser o menor possível, visto que a máquina é de pequeno porte e deve-se deixar espaços para os aparelhos de diagnósticos que são colocados nas janelas de acesso ao redor do vaso.

Outro fator importante no projeto do sistema de vácuo, que é norma em todo o projeto TBR, é a aquisição do maior número possível de componentes no mercado nacional ou até mesmo na construção dos mesmos nas oficinas do IFUSP.

A seguir estão listados os principais componentes do sistema com os respectivos fabricantes.

- Bomba mecânica (1)
Leybold-Heraeus, modelo S-16A
- Bomba difusora (2)
Veeco, modelo 4"
- Anteparo (3) e Armadilha (4)
IFUSP
- Vaso (5)
Jolanca Dibinox e IFUSP
- Medidor de baixo-vácuo (6)
Leybold-Heraeus, modelo Thermovac TM-201S
- Caixa de controle elétrico (7)
IFUSP
- Medidor de alto-vácuo (8)
Leybold-Heraeus, modelo IONIVAC IM 25
- Medidor de alto-vácuo (9)
Leybold-Heraeus, modelo IONIVAC IM 21

- Cabeça termopar (MT1, MT2)
Leybold-Heraeus, modelo TR201
- Cabeça ion-Gauge (MIG1, MIG2),
Leybold-Heraeus, modelo IE-20
- Válvula diafragma (VS1)
Ascoval, modelo solenoidal
- Válvula diafragma (VS2)
Edwards High Vacuum, modelo SV-25
- Válvula gaveta (VG)
Veeco, modelo pneumática - 2"
- Válvula borboleta (VB)
Eletro Luz, modelo pneumática - 4"

ESQUEMA GERAL DO SISTEMA DE VÁCUO

FIGURA 3-1

1.b. Material utilizado

Na escolha do material, para um sistema de vácuo, deve-se levar em conta vários fatores, como: rigidez mecânica, região de pressão que se deseja trabalhar, grau de pureza, aquecimento, finalidade do vácuo, etc...

No TBR a câmara onde se cria o plasma apresenta dimensões relativamente grandes. Ao seu redor são colocados várias barras e fios de cobre para criação de campos elétrico e magnéticos, assim como são fixadas nas suas janelas, sondas, limitador, medidores, etc. Desta forma o vaso deve apresentar grande rigidez mecânica.

Em pesquisas com tokamaks trabalha-se com pressões da ordem de 10^{-4} Torr, região esta onde se dispara a máquina.

O plasma é criado em um determinado tipo de gás, normalmente hidrogênio, que deve apresentar alto grau de pureza, caso contrário não se consegue os valores de corrente e os tempos de duração desejados. Portanto antes de se introduzir o gás, o vaso deve ser evacuado a uma pressão da ordem de 10^{-7} Torr.

Para obtenção de pressões de 10^{-7} Torr em tempos não muito grandes é necessário realizar um aquecimento das paredes do vaso, para acelerar a taxa de desprendimento de gases das paredes (outgassing) (Du).

Por último deve-se levar em consideração que o plasma é criado e confinado por intermédio de campos elétricos e magnéticos intensos, que possuem determinadas configurações, portanto deve ser evitada a presença de materiais ferromagnéticos nas proximidades do plasma.

Das condições descritas, verifica-se que os materiais utilizados devem possuir algumas características como: rigidez mecânica, rigidez térmica, não ferromagnético, baixa pressão de vapor e baixa taxa de desprendimento de gases.

O vaso toroidal é fabricado de aço inoxidável tipo 316-L. A tubulação restante é construída de aço inoxidável tipo 304.

Os anéis de vedação das flanges são de VITON , que apresentam baixa taxa de degasificação e suportam até 250°C (Wh, Va)

1.c. Sistema elétrico

Devido à necessidade de se deixar o sistema de vácuo ligado constantemente, optou-se por um sistema totalmente automático de acionamento das bombas e válvulas.

O esquema do circuito elétrico é apresentado na figura 3-2.

Algumas das principais funções do circuito são:

1. Fechamento automático da válvula de alto vácuo (VB), entre a difusora e o vaso, caso a pressão por algum motivo qualquer, aumente até um certo valor, escolhido no display do medidor de alto vácuo (IM 25).

2. Relé de controle de fluxo de água. Caso cesse o fluxo de água, a bomba difusora se desliga, evitando a queima do óleo. Desligando a difusora a pressão no vaso aumenta e a válvula de alto vácuo se fecha.

3. Caso haja falta de energia elétrica, todas as válvulas se fecham e uma válvula de admissão de ar se abre para a entrada de ar na bomba mecânica, evitando que o óleo da mecânica suba para o sistema. Quando a energia voltar o sistema não religa automaticamente.

4. Nenhuma válvula, nem a bomba difusora podem ser acionadas, sem antes ligar a bomba mecânica. Caso a bomba mecânica se desligue, todo o sistema se desliga.

5. É possível acionar a válvula de alto vácuo do painel de comando do TBR, com uma saída de controle remoto. Desta forma podemos aumentar a velocidade de bombeamento, abrindo totalmente a válvula, entre os disparos da máquina, retirando as impurezas formadas nos disparos.

CIRCUITO ELÉTRICO - VÁCUO - TBR

1.d. Bombas difusora e mecânica

Utilizando o volume do vaso (80ℓ), a área interna das paredes ($1,7 \times 10^4 \text{ cm}^2$), a degasificação total média do aço e anéis ($2,7 \times 10^5 \text{ Torr } \ell/\text{s}$), as condutâncias das tubulações (Te,Va) e o fato de se necessitar de um fluxo contínuo de gás, dimensiona-se as bombas difusora e mecânica.

A bomba difusora utilizada possui uma velocidade de bombeamento nominal de 225 ℓ/s e uma velocidade efetiva na câmara de 50ℓ/s. A bomba mecânica possui uma velocidade nominal de 5 ℓ/s e velocidade efetiva de: 2 ℓ/s no vaso e 3,5 ℓ/s na bomba difusora.

1.e. Construção

É interessante destacar o detalhe do canal de o'ring das flanges de união das metades do vaso, que impossibilita o plasma alcançar os anéis de vedação, assim como os parafusos com capsulas isolantes de PVC, que evitam o contato metálico entre as metades do vaso, figura 3-3. As soldas são do tipo "solda elétrica" com eletrodo de ferro ou caldeação, como mostra a figura 3-4 .

Os testes de vazamento do vaso foram realizados no próprio laboratório, utilizando-se o medidor ion-gauge acoplado a um amplificador diferencial no osciloscópio. O teste é feito com gás de Hélio e baseia-se na diferença de resposta do medidor para cada tipo de gás.

- a - FLANGE
 b - CAPSULA (PVC)
 c - PARAFUSO COM PROTEÇÃO ISOLANTE

DETALHE DA UNIÃO DAS METADES DO VASO

FIGURA 3-3

- a - SOLDA DAS JANELAS AO VASO
 b - SOLDA DAS FLANGES NOS TUBOS

FIGURA 3-4

2. Resultados

2.a. Leitura das pressões

Para os medidores de vácuo do tipo, íon-Gauge, a leitura da pressão depende da natureza do gás.

O íon-Gauge, mede a pressão em função da densidade de partículas. Essas partículas são bombardeadas por elétrons e se ionizam, como a probabilidade de ionização depende do gás, a leitura do medidor também depende. Gases constituídos por átomos ou moléculas relativamente pequenos como He, Ne, H₂ apresentam uma menor probabilidade de ionização do que aqueles com grandes moléculas com A, Kr, CO₂ e hidracarbonetos.

Os medidores usados no TBR, da Leybold-Heraeus, e quase todas as outras marcas, são calibrados para o gás nitrogênio. Portanto conforme o gás que está sendo usado, deve - se saber qual o fator de correção que deve ser usado para se ter a pressão correta.

A tabela 3-1 fornece os fatores multiplicativos para a correção da pressão medida pelo íon-Gauge.

TABELA 3-1

Gás predominante	Fator multiplicativo
Nitrogênio (N)	1
Hélio (He)	6,7
Argônio (A)	0,83
* Hidrogênio (H ₂)	2,4
CO ₂	0,69
CH ₄	0,8

2.b. Curva de densidade em função da pressão

É de bastante utilidade se conhecer o número de partículas por centímetro cúbico n , existente no vaso, no momento de disparo dos bancos, para criação do plasma.

Utilizando a equação de estado de um gás ideal, pode-se construir uma curva, que forneça a densidade de partículas em função da pressão, que é obtida diretamente do medidor de vácuo.

A equação dos gases é escrita da forma :

$$n(\text{cm}^{-3}) = 3,3 \times 10^{16} P \text{ (Torr)} \quad (3-1)$$

essa equação é representada graficamente na figura 3-5 (linha cheia).

Como foi dito no item anterior, a pressão mostrada no medidor depende do tipo de gás. Como no TBR usa-se hidrogênio, para se obter o plasma, a pressão indicada pelo display do medidor deve ser corrigida. O fator multiplicativo de correção para Hidrogênio é 2,4. É portanto conveniente fazer um gráfico que forneça a densidade, em função da pressão lida diretamente no display do medidor. A equação da densidade fica:

$$n(\text{cm}^{-3}) = 7,9 \times 10^{16} P \text{ (Torr)} \quad (3-2)$$

(do medidor)

essa equação é representada na mesma figura 3-5 (linha tracejada).

FIGURA 3-5

2.c. Determinação da taxa de desprendimento

O desprendimento de gás das paredes do vaso pode ser determinado experimentalmente, pelo método do aumento da pressão. O vaso é evacuado, à uma pressão baixa e posteriormente é isolado da bomba difusora e armadilha, pela válvula principal. Mede-se a pressão no vaso em função do tempo, até a mesma ser acrescida de um certo valor ΔP . A quantidade de gás Q é dada por (Le).

$$Q = \frac{\Delta P V}{t} \quad (\text{Torr } \ell/\text{s}) \quad (3-3)$$

onde, V , é o volume do vaso, igual a 80 ℓ .

A figura 3-6, mostra o aumento de pressão verificado, quando a válvula entre o vaso e a difusora é fechada. Do gráfico tiramos que :

$$Q = 5 \times 10^{-5} \text{ Torr } \ell/\text{s}$$

Esse valor experimental é da ordem de 45% maior que o valor teórico. Essa diferença existe porque o valor experimental é medido logo após o vaso ser isolado da bomba, enquanto que no cálculo teórico são usados valores de degasificação médios e também porque devem existir pequenos vazamentos, que não são levados em consideração no cálculo teórico.

2.d. Bomba difusora

Embora o cálculo da bomba difusora seja feito admitin

do que ela deva bombear o vaso sem nitrogênio líquido na armadilha, isso não é feito na prática, para se evitar que vapor de óleo da bomba difusora migre para o vaso. Portanto a bomba difusora é ligada, para bombear somente até a válvula que a separa do vaso, até uma pressão da ordem de 10^{-5} Torr. O gráfico da figura 3-7 mostra a queda de pressão na difusora em função do tempo, desde o instante em que é ligada. Posteriormente, processa-se o preenchimento da armadilha com nitrogênio líquido. A diminuição da pressão até a válvula, quando a armadilha está sendo preenchida é mostrada na figura 3-8. Somente após a armadilha estar completa é que se abre a válvula para o vaso, estando o mesmo pré-evacuado pela bomba mecânica. A figura 3-9 mostra a queda de pressão no vaso quando a válvula principal é aberta, estando o vaso a uma pressão da ordem de 10^{-2} Torr.

2.e. Bomba mecânica

O funcionamento da bomba mecânica para bombear a difusora e para bombear o vaso é mostrado nas figuras 3-10 e 3-11 respectivamente. O medidor termopar no final da escala, abaixo do 10^{-2} Torr, não apresenta sensibilidade, tornando difícil verificar se a pressão poderia ser menor ou não.

5. Conclusão

O sistema de vácuo descrito, funciona normalmente, desde 1979, tendo apresentado poucos problemas. O maior problema

está associado ao uso de bombas de difusão, que devido ao backstreaming, contaminam os gases dentro do vaso, prejudicando o equilíbrio da corrente de plasma. Por essa razão foi adquirida uma bomba de vácuo turbo molecular que deve ser instalada em 1981.

A menor pressão conseguida no vaso até o momento com a bomba difusora e a armadilha foi de $2,7 \times 10^{-7}$ Torr, após vários dias consecutivos do bombeamento.

Na bomba difusora (válvula fechada) a menor pressão foi da ordem de $9,0 \times 10^{-8}$ Torr.

Com a bomba mecânica, dentro das limitações do medidor, chegou-se a pressão de $7,5 \times 10^{-3}$ Torr, tanto no vaso como na difusora.

AUMENTO DA PRESSÃO NO VASO

FIGURA 3-6

QUEDA DE PRESSÃO NA DIFUSORA

FIGURA 3-7

QUEDA DE PRESSÃO NA DIFUSORA - COLOCAÇÃO DE NITROGÊNIO LÍQUIDO

FIGURA 3-8

QUEDA DE PRESSÃO NO VASO - ARMADILHA CHEIA

FIGURA 3-9

PRÉ-VÁCUO NA BOMBA DIFUSORA

FIGURA 3-10

QUEDA DE PRESSÃO NO VASO - BOMBA MECÂNICA

FIGURA 3-11

IV - CAMPOS MAGNÉTICOS VERTICAIS E RADIAIS

1 - Campos Magnéticos Espúrios

1.a. Descrição dos campos

Para que um plasma confinado magneticamente esteja em equilíbrio, é necessário que a força resultante que atua em todo o seu volume seja nula (Ga). Existem basicamente duas categorias de forças, na teoria magnetohidrodinâmica: as forças ocasionadas por gradientes de pressão dentro do plasma e as forças de Lorentz, ocasionadas pela interação de correntes que circulam no plasma e os campos magnéticos que nele existem. Em um plasma em equilíbrio essas forças devem se compensar.

Em geometria toroidal a criação e o confinamento do plasma é conseguido utilizando-se basicamente quatro campos eletromagnéticos, que são descritos no capítulo II. O objetivo deste trabalho é determinar os campos magnéticos médios que o conjunto das espiras toroidais, transformador de aquecimento ôhmico e espiras verticais, criam na direção vertical e radial na região delimitada pelo vaso.

Esses campos são denominados, campos espúrios, com exceção do campo vertical criado pelas espiras verticais. Os campos espúrios são fatores importantes na formação do plasma, como veremos mais adiante.

As espiras que criam o campo magnético toroidal, foi dado um tratamento especial nesse trabalho. Foi criado um modelo para simular os campos espúrios gerados por essas espiras, de modo a permitir a compensação dos mesmos. Isso é feito

colocando-se espiras concêntricas com o vaso e em série com as espiras toroidais, em posições testadas pelo programa. A seguir é apresentado o modelo usado para determinar, teoricamente, o campo espúrio criado pelas espiras toroidais. O programa de computador é discutido no Apêndice.

1.b. Necessidade de se compensar os campos espúrios

Uma descarga na máquina apresenta essencialmente duas fases distintas: a primeira é a formação da corrente de plasma e a segunda é o seu equilíbrio.

A existência de campos espúrios, afeta de maneira bastante significativa as condições para se obter a corrente (S_o , P_a , M_a). Se os campos espúrios excederem a certos limites a corrente de plasma não chega a ser formada, mesmo que o campo elétrico para criá-la seja intenso.

O valor do campo elétrico máximo é limitado pelo banco de capacitores do transformador de aquecimento ôhmico, de forma que um valor máximo de campo espúrio tolerável fica determinado automaticamente.

Portanto, os campos espúrios que existem na região do plasma no instante de sua formação devem ser minimizados, usando-se espiras de compensação ou produzindo campos contrários aos existentes, por fontes externas.

Após a formação da corrente de plasma é necessário aplicar um campo magnético vertical para cancelar o efeito de geometria que tende a levar o plasma às paredes externas do vaso. Esse campo deve possuir certos perfis temporais fora dos quais o plasma se perde antes de atingir o equilíbrio. Da mesma

ma forma portanto não é conveniente existir campo espúrio no plasma após a formação da corrente, caso contrário o equilíbrio não é alcançado.

1.c. Origem dos campos espúrios

Os campos considerados espúrios podem ter duas origens: campos gerados por correntes impostas externamente aos conjuntos de espiras e campos que surgem devido à correntes induzidas nas espiras que circundam o vaso.

As espiras toroidais, além do campo magnético na direção toroidal, criam campos magnéticos na direção vertical e radial que são indesejáveis na região do plasma. Esses campos surgem por dois motivos: o primeiro é que a corrente nas espiras toroidais possui uma componente na direção toroidal devido às conexões entre as espiras, gerando principalmente campo magnético vertical; o segundo é devido ao desalinhamento das espiras, tanto na direção vertical como radial, produzindo campos magnéticos vertical e radial.

Também produz campos magnéticos espúrios, o conjunto de espiras do primário do transformador de aquecimento ohmico. O campo elétrico induzido para criar o plasma é proveniente da variação de fluxo de campo magnético no interior do primário do transformador. Mesmo compensado, uma pequena parte de linhas de campo cruzam a região do plasma, tornando-se portanto campos espúrios.

Com relação ao problema de indução destacam-se os campos criados devido a correntes induzidas nas espiras verticais quando são disparados os bancos do campo toroidal e campo elétrico.

2 - Espiras do Campo Magnético Toroidal

2.a. Descrição do sistema de espiras

As espiras por onde passa a corrente para criar o campo magnético toroidal são colocadas ao redor do vaso, conforme a figura 4-1.

As espiras são num total de 112, divididas em 8 blocos de 14 espiras. A necessidade de se usar blocos é devido à presença de janelas para diagnósticos. As espiras formam uma camada que envolve quase que totalmente o vaso.

O máximo valor da corrente nas espiras toroidais é da ordem de 7 kA, produzindo um campo de 5 kG (Sl).

O mapeamento do campo toroidal em função do raio do vaso é dado na referência (Fe). O valor médio do campo, que é o valor no eixo toroidal, é de aproximadamente 730 mG/A.

COLOÇÃO DAS ESPIRAS TOROIDAIS
FIGURA 4-1

2.b. Campos criados pelas conexões das espiras

Como veremos , as espiras do campo toroidal, que idealmente deveriam criar somente campo magnético com componente toroidal, produzem também campos magnéticos nas direções vertical e radial, que evidentemente possuem valores absolutos muito menores que o campo na direção toroidal.

Cada espira é construída com 5 barras de cobre, soldadas, apresentando a forma de "U" e fechadas com outra barra de cobre reta. O conjunto é formado, unindo-se as espiras com parafusos rosqueados em cunhas de latão, previamente soldadas em cada espira, isoladas uma da outra por meio de lâminas de fenolite, como mostra a figura 4-2.

A corrente percorre uma espira e passa para outra através das cunhas de latão. Existe portanto um fluxo de corrente na direção toroidal em cada ponto de ligação.

Na média é como se houvesse duas espiras toroidais, localizadas em cada extremidade da barra de cobre que fecha o "U", produzindo campos magnéticos com componente vertical e radial na região do plasma.

As N espiras estão distribuídas ao redor do vaso, numa circunferência de raio R , raio maior do Tokamak. Todas as conexões são feitas num determinado raio r ($r > R$), em duas posições verticais, $+z$ e $-z$, como mostra a figura 4-3.

Sendo d a distância que a corrente percorre na direção toroidal em $+z$ e $-z$, em cada conexão, então Nd é o percurso total da corrente em $+z$ e $-z$.

CONEXÕES DAS ESPIRAS TOROIDAIS

FIGURA 4-2

O valor médio da corrente em toda a circunferência de raio r é:

$$I_{\text{med}} = \frac{INd}{2\pi r} \quad (4-1)$$

onde I é a corrente que passa nas espiras.

Sendo ;

$$Nd = \frac{2\pi r}{2} \quad (4-2)$$

temos que:

$$I_{\text{med}} = \frac{I}{2} \quad (4-3)$$

Desta forma, quando uma corrente I circula pelo conjunto das espiras toroidais, para criar B_T , circula uma corrente $I/2$ na direção toroidal a uma distância r do centro e nas posições $+z$ e $-z$, criando campo magnético na direção vertical. O campo médio na direção radial é zero, conforme figura 4-4.

2.c. Campos criados pelo desalinhamento das espiras

Se fosse possível montar o conjunto das espiras de tal forma que as barras verticais, externas e internas, ficassem paralelas uma à outra, exatamente na direção vertical e que as barras horizontais ficassem na direção radial, o único campo magnético espúrio seria devido às "correntes das conexões". Mas a impossibilidade mecânica de tal ajuste, acarreta deformações no conjunto de espiras. Portanto um desalinhamento existe, criando campos espúrios que são tanto menores quanto menor for o afastamento das espiras das posições ideais.

ESQUEMA DAS CONEXÕES
FIGURA 4-3

CAMPO MAGNÉTICO VERTICAL CRIADO PELAS CONEXÕES
FIGURA 4-4

1. NÃO ALINHAMENTO VERTICAL

O tratamento individual de cada espira é bastante complicado, desta forma é tomado uma deformação média para todo o conjunto. Assumimos que o conjunto das espiras apresenta uma inclinação de θ graus com relação à vertical, conforme é mostrado na figura 4-5.

Nos trechos AD e CB a corrente não possui componente toroidal, enquanto que nos trechos BA e DC existe componente toroidal. Os sentidos das correntes nos trechos são:

$$\overline{AD} \longrightarrow I: -\hat{e}_r$$

$$\overline{CB} \longrightarrow I: +\hat{e}_r$$

$$\overline{BA} \longrightarrow I: +\hat{e}_z, -\hat{e}_\varphi$$

$$\overline{DC} \longrightarrow I: -\hat{e}_z, +\hat{e}_\varphi$$

A componente toroidal da corrente, nos trechos BA e DC é distribuída uniformemente ao longo de cada barra de $+z$ a $-z$, criando campo magnético espúrio na região do plasma. O sentido das componentes verticais do campo magnético, criado pela corrente nos trechos BA e DC são iguais, isso porque as componentes da corrente na direção toroidal possuem sentidos contrários ($\hat{e}_\varphi$ e $-\hat{e}_\varphi$), fazendo com que o campo magnético espúrio na direção vertical seja relativamente grande, mesmo sendo o ângulo θ muito pequeno. A componente radial do campo magnético tende a se cancelar no plano $z = 0$ e nas outras o cancelamento existe mas não é completo. O valor médio do campo radial tende a zero.

O desalinhamento vertical apresenta efeito semelhante

a infinitas espiras de raio r_e a r_i (plano de corrente) cada uma com uma corrente elétrica, figura 4-5-b. A figura 4-6 mostra o efeito do não alinhamento vertical.

O valor total da corrente na direção toroidal é calculado de forma semelhante ao da corrente devido às conexões:

$$i = \frac{I D_o N}{2\pi r} \quad (4-4)$$

sendo:

$$D_o = \ell \sin \theta \quad (4-5)$$

temos:

$$i = \frac{I \ell N \sin \theta}{2\pi r} \quad (4-6)$$

A corrente é diretamente proporcional ao ângulo de inclinação θ e inversamente proporcional ao raio da espira onde está sendo considerada a inclinação. Se não houvesse deformação, θ seria igual a zero, e a corrente i também seria.

2. NÃO ALINHAMENTO RADIAL

Assumimos que o conjunto das espiras apresenta uma inclinação, ξ , com relação às direções radiais, como mostra a figura 4-7.

As componentes da corrente que circulam nas espiras apresentam os seguintes sentidos:

$$\overline{BA} \longrightarrow I: +\hat{e}_z$$

$$\overline{DC} \longrightarrow I: -\hat{e}_z$$

$$\overline{AD} \longrightarrow I: +\hat{e}_\varphi, -\hat{e}_r$$

$$\overline{CB} \longrightarrow I: -\hat{e}_\varphi, +\hat{e}_r$$

Nos trechos $\overline{BA}$ e $\overline{DC}$ a corrente não possui componente $\hat{e}_\varphi$ não criando, portanto, campos espúrios. No trecho $\overline{AD}$ a componente é no sentido, $\hat{e}_\varphi$, e no trecho $\overline{CB}$ é oposto, $-\hat{e}_\varphi$.

A deformação radial comporta-se como dois planos de correntes, em forma de coroa circular de raio r_e e r_i ($r_e > r_i$) localizados em $+z$ e $-z$, com distribuição não uniforme, conforme figura 4-7-b.

Na região do vaso, as correntes em $\overline{AD}$ e $\overline{CB}$ criam ambas campos com componentes radiais que se somam, produzindo um campo relativamente grande, enquanto que a componente vertical tende a se cancelar. A figura 4-8 mostra o efeito do não alinhamento radial.

O valor da componente toroidal da corrente em função do raio r é dado por:

$$i(r) = \frac{I l N \sin \xi}{2\pi r} \quad (4-7)$$

2.d. Determinação dos campos espúrios com corrente alternada

A determinação do campo magnético espúrio pode ser feito, pontualmente, com uma bobina magnética, ou globalmente, em todo o volume do plasma, por meio de espiras colocadas ao redor do vaso. Neste trabalho são determinados os valores médios dos campos.

São colocados junto ao vaso de aço inoxidável, quatro espiras de fio de cobre com isolamento de teflon, conforme mostra a figura 4-9. Com esses quatro fios pode-se formar, separadamente, quatro circuitos fechados, onde se mede a força eletromotriz induzida devido a variação de fluxo magnético no seu interior.

POSIÇÕES DOS FIOS DE LOOP

FIGURA 4-9

O campo magnético na direção vertical é medido em dois circuitos um superior, unindo-se A_2 com B_2 e medindo-se a voltagem em A_1 e B_1 , outro inferior, unindo-se C_2 com D_2 e medindo-se a voltagem em C_1 e D_1 .

O campo magnético na direção radial é medido em outros dois circuitos um interno, unindo-se A_2 com D_2 e medindo-se a voltagem em A_1 e D_1 , outro externo, unindo-se B_2 com C_2 e medindo-se a voltagem em B_1 e C_1 .

Os circuitos descritos, com as respectivas dimensões são mostrados na figura 4-10.

VERTICAL SUPERIOR

VERTICAL INFERIOR

RADIAL INTERNO

RADIAL EXTERNO

CIRCUITOS DE LOOP
FIGURA 4-10

A corrente alternada é obtida com um transformador , que fornece até 200A eficaz. O primário é ligado a um variac, que regula a tensão de entrada e o secundário é ligado diretamente no conjunto de espiras que se deseja determinar os campos. A corrente é medida com uma bobina de Rogowski.

A corrente que passa pelas espiras é senoidal com frequência de 60 Hz:

$$I = I_0 \sin \omega t \quad (4-8)$$

O campo magnético é proporcional à corrente, sendo portanto senoidal. A variação do fluxo magnético induz uma voltagem V_{ind} nos circuitos:

$$V_{ind} = \frac{d\phi}{dt} \quad (4-9)$$

Sendo A a área do circuito exposto à variação do fluxo magnético ϕ temos:

$$\phi = B_{med} \cdot A \quad (4-10)$$

onde consideramos o campo magnético dentro do circuito, como sendo uma média espacial.

Considerando que a variação do fluxo é senoidal temos:

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega \phi \quad (4-11)$$

Podemos escrever o campo magnético médio como :

$$B_{med} = \frac{V_{ind}}{\omega \cdot A} \quad (4-12)$$

escrevendo o valor da frequência $\omega = 2\pi f$, dividindo os membros pela corrente I que produz o campo magnético e multiplicando pelo fator 10^4 para transformar a unidade do campo magnético de Tesla para Gauss, temos:

$$\frac{B_{med}}{I} = \frac{26,5}{A} \cdot \frac{V_{ind}}{I} \quad (G/A) \quad (4-13)$$

onde

A : área (m^2)

V_{ind} : voltagem (volts)

I : corrente (A)

2.e. Valores dos campos sem compensação

Os valores dos campos espúrios devido às espiras toroidais, foram determinados várias vezes no TBR. A cada determinação existe uma pequena diferença nos valores obtidos, visto que as espiras toroidais no TBR, a cada disparo da máquina, sofrem um pequeno deslocamento, voltando à posição original. Isso com o uso constante da máquina, acarreta em novas posições de acomodação das espiras, alterando o valor dos campos espúrios.

Duas medidas são aqui tabelas, a primeira logo após o término da montagem da máquina em fins de 1979 e a segunda, após a realização de um reaperto geral nas espiras toroidais, feito no início do segundo semestre de 1980. Os valores tira

dos na segunda medida são aproximadamente os atuais na máquina.

A tabela 4-1 apresenta as medidas feitas após a primeira montagem e após o reaperto.

X Da\$ tabela\$ verifica-se que houve uma diminuição dos campos espúrios após o reaperto das espiras, e que só é possível realizar medidas com os circuitos superior e externo, pois o fio indicado pela letra D na figura 4-9 teve que ser retirado do vaso.

2.f. Simulação dos campos espúrios

A compensação dos campos espúrios devido às espiras toroidais é feita colocando-se quatro espiras ao redor do vaso em série com as espiras toroidais. O sentido da corrente nas espiras é facilmente determinado e as posições são determinadas pelo programa.

O modelo para simulação dos campos espúrios foi apresentado nos itens anteriores e baseia-se em transformar as componentes toroidais da corrente nas espiras toroidais, em espiras onde circulam correntes de valores determinados, que dependem do ângulo de deformação do conjunto.

O programa usa esse modelo, sendo possível com o mesmo obter os valores dos campos espúrios experimentais sem compensação com boa aproximação, tabela 4-2. validando o modelo criado.

Variando-se as posições das espiras de compensação no programa, o mesmo calcula os campos magnéticos vertical e radial, fornecendo desta forma, as posições onde ocorre um bom

TABELA 4-1 - Valores experimentais dos campos espúrios por unidade de corrente, sem compensação para:
a) 1ª montagem
b) após reaperto

Circuito	a= esquema Fig. 4-11.a		b= esquema Fig. 4-11.b	
	V/I (10^{-3} V/A)	B/I (mG/A)	V/I (10^{-3} V/A)	B/I (mG/A)
Vertical				
Superior AB	0,262	19,8, ↓	0,196	14,8 ↓
Inferior DC	0,237	17,9		
Radial				
Externo BC	0,111	9,6 ←	0,129	11,2 ←
Interno AD	0,134	21,8		

cancelamento. Este cancelamento é limitado principalmente pela disponibilidade de espaço ao redor do vaso para colocação das espiras.

2.g. Comparação dos valores teóricos e experimentais

A tabela 4-2 apresenta os valores dos campos magnéticos espúrios sem compensação e com as espiras de compensação, fornecidas pelo programa, para os dois casos citados anteriormente; primeira montagem e após reaperto. As posições das espiras de compensação para ambos os casos são indicadas na figura 4-11. Essas posições determinadas pelo programa são usadas para colocar as espiras no TBR.

Não se espera que o resultado experimental coincida com o teórico, visto que, há uma grande dificuldade de se determinar as posições na prática, e um erro de poucos centímetros cria campos bem diferentes.

A tabela 4-3 fornece os valores experimentais para os campos espúrios das espiras toroidais com os fios de compensação conforme as configurações da figura 4-11.

Valores menores de campo espúrio foram conseguidos, tanto com o programa como experimentalmente. Utilizando o mesmo esquema da figura 4-11-b, com mais uma espira nas posições, $r = z = 23\text{cm}$ e $r = 23\text{cm}, z = -23\text{cm}$, obteve-se experimentalmente os valores de:

$$\frac{B}{I} = 0,73 \frac{\text{mG}}{\text{A}} \quad (\text{vertical superior})$$

$$\frac{B}{I} = 1,15 \frac{\text{mG}}{\text{A}} \quad (\text{radial externo})$$

TABELA 4-2 - Valores dos campos espúrios teóricos, por unidade de corrente para: a) 1^a amostra gem; b) após reaperto

Circuitos	a) Esquema Figura 4-11-a		b) Esquema Figura 4-11-b	
	Sem compensação B/I (mG/A)	Com compensação B/I (mG/A)	Sem compensação B/I (mG/A)	Com compensação B/I (mG/A)
Vertical				
Superior AB	19,8	3,1	14,9	1,1
Inferior DC	18,6	3,0	15,3	1,9
Radial				
Externo BC	10,4	5,7	11,1	6,2
Interno DA	22,1	10,4	23,6	13,5

APÓS 1ª MONTAGEM

APÓS REAPERTO

POSIÇÕES DAS ESPIRAS DE COMPENSAÇÃO

FIGURA 4-II

TABELA 4-3 - Valores dos campos espúrios experimentais por unidade de corrente - com compensação
a - após 1ª. montagem
b - após reaperto

Circuitos	a. Esquema Figura 4-11-a		b. Esquema Figura 4-11-b	
Vertical	$V/I(10^{-3}V/A)$	$B/I(mG/A)$	$V/I(10^{-3}V/A)$	$B/I(mG/A)$
Superior AB	0,040	3,03 ↓	0,136	1,04 ↓
Inferior DC	0,046	3,49		
Radial				
Externo BC	0,052	4,52 ←	0,062	5,5 ←
Interno DA	0,051	8,30		

Com esse arranjo não foi possível obter plasma facilmente, e as condições da figura 4-1-b são as que permanecem na máquina.

2.h. Determinação dos campos espúrios utilizando os bancos de capacitores

Usando os mesmos circuitos, pode-se medir a voltagem induzida, devido a variação do fluxo magnético, quando se disparam os bancos de capacitores, obtendo-se também o campo magnético vertical e radial. A única diferença nesse caso é que não se conhece a função temporal da corrente.

Para contornar o problema usa-se um integrador com

circuito amplificador, para obtermos diretamente a integral do sinal dos circuitos.

Seja V_{ind} a voltagem induzida nos circuitos devido a variação do fluxo magnético, então ;

$$V_s = G \int V_{ind} dt \quad (4-14)$$

onde V_s é a voltagem de saída do integrador que é levada ao osciloscópio e G , o seu ganho.

A voltagem V_{ind} é dada por:

$$V_{ind} = A \frac{dB}{dt} \quad (4-15)$$

então temos:

$$B = \frac{1}{A} \int V_{ind} dt \quad (4-16)$$

usando equação 4-15 e 4-16 temos:

$$\frac{B}{I} = \frac{10^4}{A G} \cdot \frac{V_s}{I} \quad \left(\frac{G}{A}\right) \quad (4-17)$$

sendo A : área do circuito (m^2)

G : ganho do integrador (s^{-1})

V_s : voltagem de saída do integrador (V)

Utilizando a equação 4-17 pode-se obter os valores médios dos campos nas direções vertical e radial, quando os bancos são disparados.

A figura 4-12 apresenta os sinais de voltagem, V_s ,

dos circuitos e a corrente I , nas espiras toroidais sem e com as espiras de compensação.

A tabela 4-4 fornece os valores dos campos, referentes as fotografias da figura 4-12. A configuração das espiras de compensação é a mesma da figura 4-11-b.

Comparando-se os valores obtidos com o banco de capacitores, tabela 4-4 com os obtidos com corrente alternada, tabelas 4-1 e 4-3 verifica-se que os mesmos, aproximadamente, coincidem.

a- VERTICAL SUPERIOR

$V_S - 0.5 \text{ V/d}$ $I_T - 2620 \text{ A/d}$
 $t - 1 \text{ ms/d}$ $G - 2984 \text{ s}^{-1}$

b- RADIAL EXTERNO

$I_T - 2620 \text{ A/d}$ $V_S - 0.5 \text{ V/d}$
 $t - 1 \text{ ms/d}$ $G - 2984 \text{ s}^{-1}$

TABELA 4-4 - Valores dos campos espúrios toroidal por unidade de corrente - banco de capacitores - esquema da figura 4-11-b.

	Direção	Campo magnético por unidade de corrente (mG/A)	sentido
Sem compensação	Vertical superior	14,0	↓
	Radial externo	11,7	←
Com compensação	Vertical superior	1,5	↓
	Radial externo	5,1	←

3. Enrolamento do transformador de aquecimento ohmico

A corrente de plasma é criada por meio de um campo elétrico na direção toroidal que é produzido pelo primário de um transformador colocado no anel interno do toroide. A região interna do vaso, onde existe um determinado gás é o secundário do transformador.

As espiras do primário foram projetadas de forma a não deixar as linhas de força do campo magnético atravessarem a região onde se cria o plasma (Si), mas sempre um campo residual permanece.

A tabela 4-5 fornece os valores do campo magnético espúrio, vertical/radial na região do plasma, por unidade de corrente, sem e com as espiras de compensação, medidos com corrente alternada.

O valor médio do campo na direção vertical é de 2,9 mG/A com sentido para baixo, $-\hat{e}_z$, enquanto que na direção radial é de 3,5 mG/A possuindo sentido para dentro, $-\hat{e}_r$.

TABELA 4-5 - Valores dos campos espúrios, (OTH) por unidade de corrente - corrente alternada

Circuito	Sem compensação				Com compensação			
	V	I	B/I	B/I médio	V	I	B/I	B/I médio
Vertial	(10 ⁻³ V)	(A)	(mG/A)	(mG/A)	(10 ⁻³ V)	(A)	(mG/A)	(mG/A)
Sup. AB	98	96,73	76,7	74	2,4	72,54	2,5 *	29
Inf. CD	92	96,73	72,0		↓	3,2	72,54	
Radial								
Ext. BC	2,3	96,73	2,1	7	4,2	72,54	5,0 *	3,5
Int. DA	7,4	96,73	12,4		←	0,9	72,54	

A figura 4-13 fornece os sinais de voltagem dos circuitos: AB, vertial superior e CB, radial externo, em função da corrente nas espiras do transformador de aquecimento ohmico, quando se dispara o banco de capacitores rápido com crow-bar. Os valores obtidos dessa maneira são: campo vertical superior: 1,1 mG/A ($-\hat{e}_z$) campo radial externo 3,1 mG/A ($-\hat{e}_r$). Comparando-se esses valores com os da tabela 4-5, verifica-se que os valores obtidos disparando os bancos são menores que os obtidos com corrente alternada. Isso deve-se ao fato do sinal do TAO ser

a - VERTICAL SUPERIOR

$I - 450A/d$ $V_s - 0.05V/d$ $G - 1118 s^{-1}$

b - RADIAL EXTERNO

$I - 450A/d$ $V_s - 0.05V/d$ $G - 1118 s^{-1}$

CORRENTE NAS ESPIRAS TAO / CAMPOS ESPÚRIOS
FIGURA 4-13

muito rápido, $\tau_{\text{subida}} \approx 300\mu\text{s}$, e o vaso se comporta como fil
tro de alta frequência.

4. Espiras do campo magnético vertical externo

O campo magnético vertical externo, necessário para equilíbrio do plasma e o campo espúrio na direção radial, cria
do pelas espiras vertiais é mostrado na tabela 4-6. Esses valo
res do campo vertical e radial são determinados com corrente al
ternada.

A figura 4-14 fornece os sinais das voltagens dos cir
cuitos vertical superior e radial externo, em função da corren
te nas espiras vertiais, quando é disparado o banco de ca
pacitores. Os valores obtidos dessa maneira são: 202mG/A para
o campo vertical superior e 1,4 mG/A para o campo radial exter
no, sendo menores que os obtidos com corrente alternada pois
o vaso de inox corta os sinais de alta frequência.

TABELA 4-6 - Campo magnético vertical e radial por uni
dade corrente, das espiras verticais ex
ternas, medido com corrente alternada

Circuito	Voltagem	Corrente	B /I	B. /I - médio
Vertial	(V)	(A)	(mG/A)	(mG/A)
Super. AB	0,40	137,3	220	215 ↑
Inf. CD	0,38	137,3	209	
Radial				
Ext. CB	0,003	137,3	1,9	2,9 →
Int. DA	0,033	137,3	3,9

a- VERTICAL SUPERIOR

$I-1710A/d$ V_s-1V/d $G-1118 s^{-1}$

b- RADIAL EXTERNO

$I-1710A/d$ $V_s-0.02V/d$ $G-1118 s^{-1}$

CORRENTE NAS ESPIRAS VERTICAIS / CAMPOS: VERTICAL E ESPÚRIO
FIGURA 4-14

V - FORMAÇÃO DO PLASMA

1 - Processo de formação do plasma

A obtenção de plasma em tokamak é resultado da aplicação de um campo elétrico na direção toroidal, de valor suficiente para alcançar o ponto de ruptura, em uma certa massa de gás, denominado "Break down". O campo elétrico mínimo necessário para a formação do plasma é função de vários fatores, como por exemplo: pressão; tipo de gás; campos magnéticos espúrios; geometria; dimensões etc. O principal objetivo deste trabalho é delimitar as regiões de obtenção de plasma para o TBR, estudando a influência dos fatores acima relacionados.

A descarga elétrica em máquinas do tipo tokamak possui aspectos diferentes da descarga linear entre dois eletrodos devido essencialmente à presença de campos magnéticos e de curvatura e gradiente das linhas de força desses campos, dando a esse tipo de descarga características próprias.

O mecanismo de obtenção da ruptura é um processo de competição entre ionização, devido a elétrons acelerados pelo campo elétrico e perdas dos elétrons nas paredes do vaso ou no limitador, devido à difusão, velocidades de deriva, campos espúrios, etc.

2. Modelo proposto por Papoular

O processo de ionização e de perdas de elétrons em tokamak, para formação do plasma, é estudados por Papoular R. (Pa). O modelo por ele proposto é aqui estudado e aplicado ao TBR.

2.a. Ionização

Quando um elétron ou um ion positivo se move através de um gás é possível ocorrer ionização ou excitação de átomos ou moléculas neutras por meio de colisões. Quando esse gás estiver em um campo elétrico, os elétrons e os íons liberados nas colisões são acelerados pelo campo elétrico e realizam outras colisões, produzindo novos elétrons e íons. Desta forma um elétron primário pode desencadear um processo de ionização global de uma certa massa de gás, quando existir um campo elétrico. Do exposto acima, verifica-se que são necessários alguns elétrons livres iniciais para começar o processo de ionização, não sendo suficiente somente o campo elétrico. Um cálculo simples mostra que seria necessário um campo da ordem de 10^{10} V/cm para ionizar um átomo de hidrogênio, mostrando que o processo necessita de uma ionização inicial, a qual pode ser fornecida por várias fontes: radioatividade natural; raios cósmicos; oscilador de alta frequência ou fonte térmica de elétrons (medidor íon-gauge).

O fenômeno de ionização foi primeiramente estudado por Townsend (En) que criou o modelo conhecido por "avalanche". Nesse modelo todo elétron gerado produz, em média, α ionizações por centímetro percorrido. Alfa é denominado o primeiro coeficiente de ionização de Townsend. Esse coeficiente é função do campo elétrico E, da pressão e do tipo de gás, sendo que α/p é uma função unicamente de E/p, para cada tipo de gás (Br) .

A figura 5-1 apresenta dois gráficos experimentais que mostram a variação de α/p em função de E/p para o gás Hi

drogênio (Br). Papoular utiliza o gráfico da figura 5-1-a para o cálculo de α . Utilizando o gráfico da figura 5-1-b, consegue-se uma melhor concordância com os dados experimentais. Para valores de $E/p > 100$ temos:

$$\alpha = 2,5 P \quad (s^{-1}) \quad (5-1)$$

Os elétrons liberados nas ionizações, adquirem em média, após algumas colisões, uma velocidade v , constante, na direção do campo elétrico, que é função da razão E/p . A figura 5-2 mostra um gráfico experimental dessa velocidade em função da razão E/p , para valores de E/p pequenos (Br). Extrapolando o resultado do gráfico para valores de E/p grandes temos que:

$$v = 3,5 \times 10^5 \frac{E}{P} \quad (cm/s) \quad (5-2)$$

A taxa de ionização, por elétron, ν , é definida como:

$$\nu = \alpha v \quad (5-3)$$

utilizando as equações 5-1 e 5-2 temos:

$$\nu \approx 9 \times 10^5 E \quad (s^{-1}) \quad (5-4)$$

Os elétrons possuem, além da velocidade na direção do campo elétrico, um movimento aleatório, que é caracterizado pela temperatura T_e . Essa temperatura pode ser expressa em função de E/p , extrapolando de valores de E/p pequenos, como:

$$T_e \approx 0,1 \frac{E}{P} \quad (eV) \quad (5-5)$$

Assume-se que o maior valor de T_e é 10 eV, na fase de formação do plasma, já que a essa temperatura a ionização é quase completa.

A figura 5-3 mostra o gráfico experimental da energia dos elétrons em função da razão E/p , onde se observa por extrapolação que a energia tende a ficar constante em aproximadamente 10 eV quando E/p aumenta.

PRIMEIRO COEFICIENTE DE IONIZAÇÃO DE TOWNSEND

FIGURA 5-1

VELOCIDADE DE ELETRONS NO HIDROGÊNIO

ENERGIA MEDIA DO ELÉTRON NO HIDROGÊNIO

FIGURA 5-3

FIGURA 5-2

2.b. Perdas por difusão

Quando partículas carregadas ou não se movem em um gás das regiões de alta densidade para as de baixa densidade, diz-se que as partículas se difundem. Difusão de partículas é um processo puramente térmico.

Se n é a densidade de partículas e sendo função somente da posição; então a velocidade v de difusão de partículas é dada por:

$$v = - \frac{D}{n} \nabla n \quad (5-6)$$

D é uma constante de proporcionalidade entre a velocidade e o gradiente de densidade de partículas e recebe o nome de coeficiente de difusão.

É possível escrever o coeficiente de difusão na forma:

$$D \approx \frac{\bar{w}\lambda}{3} \quad (5-7)$$

onde $\bar{w}$ é a velocidade aleatória média

λ é o caminho livre médio.

O coeficiente de difusão dado na equação 5-7 é alterado pelas propriedades elétricas do plasma. Devido à maior mobilidade dos elétrons, surge uma separação de cargas, que por sua vez cria um campo elétrico, retardando a perda de elétrons e acelerando a perda de íons. O aumento da taxa de perdas de íons é chamado de difusão ambipolar (Kr).

A presença de um campo magnético, faz com que as partículas carregadas se movam em trajetórias helicoidais centradas nas linhas de força do campo. Se existir um gradiente de densidade de partículas, transversal ao campo magnético, então como resultado de colisões, haverá uma difusão de partículas através das linhas de força do campo magnético. O coeficiente de difusão nesse caso é dado por:

$$D_{\perp} = \frac{D}{1 + (\omega_c \cdot t_{e-m})^2} \quad (5-8)$$

onde ω_c é a frequência ciclotrônica dada por:

$$\omega_c = \frac{eB}{m} = 1,76 \times 10^7 \text{ B(G)} \quad (\text{s}^{-1}) \quad (5-9)$$

B é o campo magnético toroidal em Gauss.

t_{em} é o tempo médio entre colisões de elétrons e partículas neutras dado por λ/w .

D é o coeficiente de difusão, num campo magnético dado pela equação 5-7.

Verifica-se que $D_{\perp} < D$, o que mostra que o campo magnético diminui a taxa de perdas de partículas carregadas por difusão.

A velocidade aleatória pode ser escrita em função da temperatura dos elétrons da forma:

$$\bar{w} = 7,2 \times 10^7 T_e (\text{eV})^{1/2} \quad (5-10)$$

Considerando $(\omega_c t_{e-m})^2 \gg 1$ e usando as expressões para ω_c , t_{e-m} , $\bar{w}$ e λ escreve-se o coeficiente de difusão $D_{\perp}$ de maneira aproximada como:

$$D_{\perp} \approx 5 \times 10^8 \frac{E}{B^2} \quad (\text{cm}^2/\text{s}) \quad (5-11)$$

$$E \text{ (V/cm)} \quad \text{e} \quad B \text{ (G)}$$

Admitindo $T_e = 10 \text{ eV}$ como temperatura máxima temos da equação 5-5 que:

$$E = 100 P$$

Desta forma o máximo coeficiente de difusão é dado por:

$$D_{\perp \text{ max}} \approx 5 \times 10^{10} \frac{P}{B^2} \quad (5-12)$$

A taxa de perda de partículas por difusão é definida por :

$$\beta_D = \frac{D_{\perp \text{ max}}}{a^2} \quad (5-13)$$

onde a é o raio menor do vaso ou do limitador.

2.c. Perdas por recombinação e ligação

O fenômeno de ligação de um elétron com átomo neutro ou moléculas, para formação de um íon-negativo é comum em gases onde as últimas camadas eletrônicas estão quase preenchidas. Esses elementos possuem energia potencial mais baixa quando recebem um elétron do que quando são neutrons, essa diferença de energia é denominada afinidade eletrônica (L1). Para o gás hidrogênio não ocorre ligação.

Um dos mecanismos mais comum de perda de elétrons e íons é a recombinação que ocorre entre ambas as espécies. A perda de íons assim como de elétrons é proporcional às suas concentrações:

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\alpha n^+ n^- \quad (5-14)$$

Normalmente temos $n^- = n^+ = n$ então:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \quad (5-15)$$

A constante α é denominada coeficiente de recombinação.

Quando um elétron com energia cinética K é capturado por um íon, formando um átomo neutro no estado fundamental, a energia liberada na recombinação mais a energia cinética são liberadas em forma de fótons. A probabilidade de captura de elétrons por íons é inversamente proporcional à velocidade relativa de ambos. Desta forma para pressões baixas e ou campos elétricos altos, assim como para densidades de íons e elétrons baixos em relação à densidade de partículas neutras, que é a

situação de formação do plasma, o processo de recombinação, po de ser desprezado.

2.d. Perdas por velocidades de deriva

Partículas carregadas na presença de campos elétricos e magnéticos não homogêneos, podem adquirir velocidades em di reções e sentidos bastante complexos, sendo difícil determinar um trajetória quando existem vários campos (Ch,Kr).

No caso de geometria toroidal, com campo magnético na direção toroidal, os elétrons e os íons adquirem uma veloci dade de deriva na direção transversal às linhas de força do campo magnético, que é dada por:

$$V = \frac{m}{q} \left(v_{//}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \frac{R_c \times B_T}{R_c^2 \cdot B_T^2} \quad (5-16)$$

onde: $v_{//}$ é a velocidade das partículas paralelas ao campo magnético toroidal

$v_{\perp}$ é a velocidade das partículas perpendicular ao campo magnético toroidal

R_c raio de curvatura das linhas de força do campo magnético

B_T campo magnético toroidal.

Essa velocidade de deriva é devida à curvatura das li nhas de força e ao gradiente do campo magnético. A dependência com a carga elétrica q da partícula, faz com que haja uma sepa ração de cargas, criando um campo elétrico E_d entre as regiões

das cargas. Esse campo elétrico juntamente com o campo magnético toroidal B_T faz surgir uma velocidade de deriva na direção horizontal no sentido das paredes externas do vaso. A figura 5-4 mostra a direção dos campos, do gradiente e das velocidades de deriva das partículas.

Carga

$$q > 0 \Rightarrow IR \times IB \downarrow$$

$$q < 0 \Rightarrow IR \times IB \uparrow$$

VELOCIDADE DE DERIVA

FIGURA 5-4

Escrevendo somente o módulo da velocidade de deriva da equação 5-16 e usando equação 5-9 temos :

$$V = \frac{1}{R\omega_c} (v_{//}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2) \quad (5-17)$$

Substituindo as expressões para $v_{//}$ (eq.5-2), ω_c (eq.5-9) e usando a expressão da velocidade de agitação térmica $\bar{w}$, dada na equação 5-18 para $v_{\perp}$:

$$\bar{w} = \sqrt{\frac{8 KT_e}{\pi m}} = 6,7 \times 10^7 (T_e(\text{eV}))^{1/2} (\text{cm/s}) \quad (5-18)$$

a equação 5-17 fica:

$$V = \frac{7 \times 10^3}{RB} (1800 + \frac{E}{P}) \frac{E}{P} \quad (\text{cm/s}) \quad (5-19)$$

$R(\text{cm})$, $B(\text{G})$, $E(\text{V/cm})$, $P(\text{Torr})$

Para um elétron que se encontra no eixo do vaso, o tempo τ_V , para alcançar a parede do mesmo ou limitador, de raio a , devido à velocidade de deriva é:

$$\tau_V = \frac{a}{V} \quad (\text{s}) \quad (5-20)$$

2.e. Perdas devido a campos espúrios

A impossibilidade prática de se eliminar totalmente os

campos espúrios, faz com que as linhas do campo magnético toroidal B_T após um número de voltas, atravesse as paredes do vaso, tanto na direção vertical como radial. Esse efeito é equivalente às velocidades de deriva na direção $\hat{e}_z$ e na direção $\hat{e}_r$ com valores :

$$v_z = v \frac{B_z}{B_T} \quad (5-21)$$

$$v_r = v \frac{B_r}{B_T} \quad (5-22)$$

onde: v : é a velocidade das partículas na direção toroidal,

B_T : é o campo magnético toroidal

B_z : é a componente de campo espúrio na direção vertical
($\hat{e}_z$)

B_r : é a componente de campo espúrio na direção radial.
($\hat{e}_r$)

Substituindo a expressão para v (eq. 5-2) temos

$$v_z = 3,5 \times 10^5 \frac{B_z}{B_T} \frac{E}{P} \quad (5-23)$$

$$v_r = 3,5 \times 10^5 \frac{B_r}{B_T} \frac{E}{P}$$

O tempo de perda, τ_B , para uma partícula no eixo devido aos campos espúrios é dado por:

$$\tau_{B_z} = \frac{a}{v_z} \quad (s) \quad (5.24)$$

$$\tau_{B_r} = \frac{a}{v_r} \quad (s)$$

2.f. Aplicação do campo elétrico

Numa descarga em tokamak o campo elétrico não é contínuo e sim um transiente. Admite-se que o campo elétrico efetivo seja igual ao máximo do campo induzido e que o tempo efetivo de aplicação τ_E seja igual a um oitavo do período do circuito primário:

$$\tau_E = \frac{\tau_p}{8} \quad (s) \quad (5-25)$$

2.g. Ponto de ruptura

A condição para que o processo de ionização se desenvolva e o plasma seja formado é que a taxa de ionização ν seja maior que a taxa de perdas β . Após um tempo, t , da aplicação do campo elétrico a densidade de elétrons é dada por:

$$n_e(t) = n_{e0} \exp (\nu - \beta) t \quad (5-26)$$

onde n_{e0} é a densidade inicial de elétrons livres.

Define-se instante de ruptura, ao tempo no qual a densidade de elétrons é tal que a frequência de colisão entre elétrons e íons é igual a frequência de colisão entre elétrons e átomos.

Seja n a densidade de átomos de hidrogênio inicialmente presentes no interior do vaso, e n_{ec} a densidade de elétrons crítica, no instante da ruptura. Nesse instante temos:

$$n_{ec} \sigma_{e-i} = (n - n_{ec}) \sigma_{e-a} \quad (5-27)$$

onde σ_{e-a} é a secção de choque entre elétrons e átomos:

$$\sigma_{e-a} \approx 1,5 \times 10^{-15} T_e^{+1/2} \quad (T_e: \text{eV})$$

e σ_{e-i} é a secção de choque entre elétrons e íons:

$$\sigma_{e-i} \approx 1,5 \times 10^{-12} T_e^{-2} \quad (T_e: \text{eV})$$

Substituindo os σ 's na equação 5-27 e fazendo $n \gg n_{ec}$ obtemos:

$$\frac{n_{ec}}{n} \approx 1 \times 10^{-3} T_e^{5/2} \quad (5.28)$$

Admitindo que a temperatura não ultrapasse 10eV na formação do plasma, como já foi dito. Verifica-se que a relação entre as densidades de elétrons e átomos neutrons no instante de ruptura é aproximadamente:

$$n_{ec} \approx 0,1 n \quad (5-29)$$

onde usamos $T_e = 7\text{eV}$.

Substituindo na equação 5-26 a densidade de elétrons $n_e(t)$, pela densidade de elétrons crítica da equação 5-29, determinamos o tempo crítico t_{cr} , que é o intervalo de tempo ne

cessário para alcançar o ponto de ruptura:

$$t_{cr} = \frac{1}{(v-\beta)} \ln \left(\frac{n}{10 n_{eo}} \right) \quad (5-30)$$

Para que a densidade crítica seja alcançada é necessário que os tempos de perdas de elétrons sejam todos maiores que o tempo crítico ou seja:

$$t_{cr} < \tau_V; \tau_B; \tau_E \quad (5-31)$$

Das imposições da equação 5-31 tira-se as condições para a formação do plasma. Essas condições delimitam, teoricamente, as regiões de trabalho das descargas toroidais.

2.h. Condições de ruptura

Condição do campo elétrico: $t_{cr} < \tau_E$

Fazendo:

$$A = \ln \left(\frac{n}{10 n_{eo}} \right) \quad (5-32)$$

a expressão para o tempo crítico fica:

$$t_{cr} = \frac{1}{v-\beta} A \quad (5-33)$$

Impondo a condição temos:

$$v > \left(\frac{A}{\tau_E} + \beta \right) \quad (5-34)$$

usando a equação 5-4 para v temos a primeira condição:

$$E > 1,1 \times 10^{-6} \left(\frac{A}{\tau_E} + \beta \right) \quad (5-35)$$

Condição da velocidade de deriva $t_{cr} < \tau_V$

Inpondo a condição e usando a equação 5-19 para a velocidade de deriva temos :

$$\frac{1}{v-\beta} A < \frac{a}{V} = \frac{a}{\frac{7 \times 10^3}{RB} \left(1800 + \frac{E}{P} \right) \frac{E}{P}} \quad (5-36)$$

usando a equação 5-4 para a taxa de ionização v , obtemos a se gunda condição:

$$E < \frac{130 a RB P^2}{A} - 1800 P \quad (5-37)$$

com a condição que :

$$P \geq \frac{13,8 A}{aRB} \quad (5-38)$$

Condição de campo espúrio $t_{cr} < \tau_B$

Impondo a condição e usando a equação 5-23 para as velocidades de perdas na direção vertical:

$$\frac{A}{v - \beta} < \frac{a}{v_z} = \frac{a}{3,5 \times 10^5 \frac{B_z}{B} \frac{E}{P}} \quad (5-39)$$

utilizando a equação 5-4 para v , obtêm-se a terceira condição:

$$P > 0,4 \frac{A}{a} \cdot \frac{B_z}{B} \quad (5-40)$$

Da mesma forma temos, para a direção radial:

$$P > 0,4 \frac{A}{a} \cdot \frac{B_r}{B} \quad (5-41)$$

As condições obtidas foram deduzidas para valores de $E/P > 100$, onde foi utilizado que $\alpha = 2,5P$. Para valores de $E/P < 50$, ou seja regiões de pressão alta, o valor de α/P tende a zero, conforme figura 5-1-a. A taxa de ionização v dada pela equação 5-3, deve ser escrita:

$$v = \frac{\alpha}{P} 3,5 \times 10^5 E \quad (5-42)$$

Para que o valor de v , quando $E/P < 50$, seja da mesma ordem de grandeza do v quando $E/P > 100$ temos que ter:

$$E \cdot \frac{\alpha}{P} \geq 0,25 \quad (5-43)$$

onde consideramos $E \approx 10^{-1}$ V/cm, na equação 5-4, para termos $v = 9 \times 10^4$ V/cm. Da figura 5-1-a, para valores de $E/P < 50$, o valor de α/P é menor que um, portanto para $p > 5 \times 10^{-3}$ Torr o valor de α deve ser menor que 5×10^{-3} . Substituindo $\alpha < 5 \times 10^{-3}$ na equação 5-43 temos para pressões altas que:

$$E > 50P \quad (5-44)$$

A figura 5-5 mostra, esquematicamente, as condições obtidas para a formação do plasma, com o modelo proposto.

CURVA DE RUPTURA EM TOKAMAK

FIGURA 5-5

3 - Curvas de ruptura experimentais

3.a. Procedimento para obtenção das curvas

A curva de ruptura é obtida, essencialmente, disparando-se o banco de capacitores do transformador de aquecimento ôhmico, que cria o campo elétrico E , para uma determinada pressão do gás. Varia-se a intensidade do campo elétrico até o ponto em que não se forma corrente de plasma. Esse valor mínimo de campo elétrico juntamente com o valor da pressão determinam um ponto no gráfico EXP.

Após se evacuar o vaso até uma pressão da ordem de 10^{-7} Torr, injeta-se o gás escolhido, normalmente hidrogênio. Regulando a abertura da válvula de admissão de gás e a condutância da válvula entre o vaso e a bomba difusora, fixa-se uma pressão, que pode variar de 5×10^{-3} a 10^{-7} Torr. Fixada a pressão, dispara-se inicialmente o banco de capacitores do sistema do campo magnético toroidal. Todas as curvas de ruptura foram determinadas, fornecendo ao banco de capacitores um tensão de painel no valor de 1,1 kV, correspondendo a um valor médio do campo de 1,8 kG. A figura 5-6 mostra a corrente que passa nas espiras toroidais, quando se dispara o banco toroidal em 1,1 kV e 2,8 kV.

O campo magnético toroidal foi determinado (Fe) como sendo aproximadamente 730 mG/A no centro do vaso. Da figura 5-6 temos que o campo magnético toroidal atinge um máximo de 1,8 kG no intervalo de tempo de 2ms após o disparo.

No instante em que o campo magnético atinge o máximo, dispara-se o banco de capacitores do transformador de aqueci

I - 92 8 V/d t - 1 ms/d 1.1 kV • 24 kA • 1.8 kG
 CORRENTE NAS ESPIRAS TOROIDAIS
 FIGURA 5-6

mento ôhmico, TAO , variando-se a tensão do painel até 10 kV. A voltagem que cria o plasma é medida com um fio colocado ao redor do vaso, na direção toroidal, que enlaça o fluxo do primário do transformador. Esse fio possui um perímetro de 248 cm. Medindo-se a voltagem induzida nesse fio, denominada voltagem de loop, e dividindo-se o valor por 248 cm, obtemos o campo elétrico E em V/cm, que é normalmente usado nos trabalhos.

A figura 5-7 mostra uma fotografia característica da corrente de plasma em função da voltagem de loop, para uma pressão fixa.

A determinação da voltagem mínima de ruptura, para

$$I_p - 1630 \text{ A/d} \quad V_l - 20 \text{ V/d} \quad t - 50 \mu\text{s}$$

$$B_T = 1.8 \text{ KG} \quad P = 2.9 \times 10^{-3} \text{ Torr} \quad 10, 9, 8, 7 \text{ kV} \quad \text{H}_2$$

VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA

FIGURA 5-7

uma determinada pressão é feita disparando-se o TAO em várias tensões. Faz-se o gráfico da corrente de plasma I_p em função da voltagem de loop aplicada e assume-se uma reta ao redor do ponto onde I_p é zero. A figura 5-8 mostra um gráfico de $I_p \times V_l$.

Uma característica das descargas em geometria toroidal, como veremos, é ser a curva de ruptura uma função de dois valores para pressões baixas. Desta maneira, para uma certa pressão é possível existirem dois pontos onde a corrente de plasma é zero. Um ponto determinando a voltagem mínima e o outro a voltagem máxima. A figura 5-9 mostra essa característica, onde aparece nitidamente duas regiões onde a corrente não se forma, uma para valores de campo elétrico baixo, outra para valores altos.

VOLTAGEM MÍNIMA DE RUPTURA

FIGURA 5-8

VOLTAGENS MÍNIMA E MÁXIMA DE RUPTURA

FIGURA 5-9

As curvas de ruptura foram todas obtidas com o medi dor de pressão, íon-gauge, ligado. Essa condição parece favore cer a formação do plasma, já que fornece os elétrons iniciais necessários para o desenvolvimento da avalanche.

3.b. Curvas experimentais

Foram tirados dois conjuntos de curvas de ruptura pa ra TBR, um após a montagem da máquina e outro após o reaperto das espiras toroidais.

Os campos espúrios devido às espiras toroidais, são discutidos no capítulo IV. Além desse campo, as espiras toroi dais induzem uma corrente nas espiras verticais, de pequeno valor, quando se dispara o banco toroidal para criar um campo de 1,8 kG. Nesse caso o campo magnético produzido no instante da formação do plasma, por essa corrente, é avaliado em 1,5 G, com sentido para cima ($+\hat{e}_z$).

As curvas de ruptura para o TBR são mostradas a se guir e as condições em que as mesmas foram obtidas são especi ficadas ao lado de cada curva.

No primeiro conjunto temos quatro curvas de ruptura. As figuras 5-10, 5-11 e 5-12, mostram as curvas para os gases: hidrogênio, argônio e hélio, respectivamente, obtidas dispa rando somente o banco do T.A.O. rápido, tendo como pré-ioniza dor o medidor de vácuo. A figura 5-13, mostra uma curva para o hidrogênio, tendo como "pré-ionizador", um circuito oscilador acoplado ao transformador de aquecimento ohmico, sem provocar ruptura e o medidor de vácuo.

CURVA DE RUPTURA PARA O HIDROGÊNIO (T.A.O.)

FIGURA 5-10

CURVA DE RUPTURA PARA O ARGÔNIO (T.A.O.)

FIGURA 5-11

CURVA DE RUPTURA PARA O HÉLIO (T.A.O.)

FIGURA 5-12

CURVA DE RUPTURA PARA O HIDROGÊNIO (OSCILADOR)

As figuras 5-14 e 5-15 mostram duas fotos características da corrente de plasma e da voltagem de loop, a primeira disparando somente o banco de capacitores do TAO rápido e a segunda aplicando o oscilador.

$I_p - 1840 \text{ A/d}$ $V_L - 20 \text{ V/d}$ $t - 50 \mu\text{s}$
 $B_T = 1.8 \text{ kG}$ $P = 1.6 \times 10^{-3}$ T_{oor} $\text{TAO} - 6.5 \text{ kV}$ H_2
 VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA

FIGURA 5-14

$I_p - 368 \text{ A/d}$ $V_L - 20 \text{ V/d}$ $t - 100 \mu\text{s}$
 $B_T = 1.8 \text{ kG}$ $P = 5.3 \times 10^{-4}$ T_{oor} H_2 OSCILADOR-TAO
 VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA

FIGURA 5-15

No segundo conjunto, temos duas curvas de ruptura, ambas para o hidrogênio. A figura 5-16 é obtida disparando somente o banco de capacitores do TAO, enquanto que a curva da figura 5-17 é obtida utilizando-se somente o oscilador.

A figura 5-18 mostra uma fotografia característica quando se aplica o oscilador para se obter ruptura.

FIGURA 5-16

CURVA DE RUPTURA PARA HIDROGÊNIO (OSCILADOR)

FIGURA 5-17

$I_p - 652 \text{ A/d}$ $V_L - 10 \text{ V}_{p.p./d}$ $t - 1 \text{ ms/d}$
 $B_T = 4.8 \text{ kG}$ $P = 1.5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ H_2 OSCILADOR
 VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA
 FIGURA 5-18

4. Limites teóricos da curva de ruptura para o hidrogênio, no TBR

Os limites da curva EXP são dados pelas equações: 5-35, 5-37, 5-40, 5-44. Para usá-las devemos calcular a taxa de ionização, ν , a taxa de perdas β e a constante A, definida na equação 5-32.

4.a. Taxa de ionização ν e taxa de perdas β

A taxa de ionização ν , dada pela equação 5-4 é função somente do campo elétrico. Assumindo um valor característico para o campo elétrico do TBR, da ordem de $2,0 \times 10^{-1} \text{ V/cm}$ (figura 5-10), a taxa de ionização fica :

$$\nu \approx 1,8 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$$

A taxa de perdas total de elétrons, β , é dada pela soma das taxas de perda por difusão β_D , velocidade de deriva β_V , campo espúrio β_B e campo elétrico β_E

$$\beta = \beta_D + \beta_V + \beta_B + \beta_E \quad (5-45)$$

O cálculo de β depende das condições da máquina. A seguir é mostrado o cálculo para as condições após a primeira montagem.

A taxa de perdas por difusão é dada pela equação 5-13, utilizando a expressão 5-12 para $D_{\perp \text{ max}}$ temos :

$$\beta_D = \frac{5 \times 10^{10} P}{a^2 B^2} \quad (5-46)$$

assumindo para a pressão um valor característico de trabalho :
 $P \approx 5 \times 10^{-4}$ Torr ,

sendo : $a = 11$ cm (sem limitador)

$$B = 1,8 \times 10^3 \text{ G}$$

temos:

$$\beta_D = 6,4 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$$

A taxa de perdas devido a velocidade de deriva das partículas é dada por:

$$\beta_V = \frac{1}{\tau_V} \quad (5-47)$$

onde τ_V é o tempo que um elétron gasta para ir do centro do vaso à parede, dado pela equação 5-20. Utilizando a equação 5-19 para a velocidade de deriva e assumindo que $E/P = 100$ para $T_e = 10$ eV (equação 5-5) a expressão para β_V fica:

$$\beta_V = \frac{1,6 \times 10^9}{B R a} \quad (5-48)$$

sendo: $B = 1,8 \times 10^3$ G

$R = 30$ cm

$a = 11$ cm (sem limitador)

$$\beta_V \approx 2,7 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

A taxa de perdas devido a presença de campos espúrios na direção vertical que levam as linhas de força do campo toroidal às paredes é dado por:

$$\beta_B = \frac{1}{\tau_B} \quad (5-49)$$

onde τ_B é o tempo gasto por uma partícula para ir do eixo até as paredes do vaso, dado pela equação 5-24. Utilizando a equação 5-23, para a velocidade de deriva, fazendo $E/P = 100$, temos:

$$\beta_B = \frac{3,5 \times 10^7 B_z}{a \cdot B} \quad (5-50)$$

sendo : $B = 1,8 \times 10^3 \text{ G}$

$a = 11 \text{ cm}$

$B_z \approx 5,5 \text{ G}$ ($\downarrow$) (campo espúrio devido as espiras toroidais, mais o campo criado pela corrente induzida nas espiras verticais)

temos:

$$\beta_B \approx 8,8 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

A taxa de perdas devido ao tempo de aplicação do campo elétrico é dado por:

$$\beta_E = \frac{1}{\tau_E} \quad (5-51)$$

utilizando a equação 5-25 para τ_E temos:

$$\beta_E = \frac{8}{\tau_P} \quad (5-52)$$

onde τ_p é o período do circuito primário do transformador de aquecimento ôhmico, dado por :

$$\tau_p = 2\pi \sqrt{LC} \quad (5-53)$$

utilizando os valores :

$$L = 1,4 \times 10^{-3} \text{ H (indutância do enrolamento)}$$

$$C = 60 \times 10^{-6} \text{ F (capacitância do banco)}$$

temos:

$$\beta_E \approx 4,4 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

A taxa total de perda é :

$$\beta \approx 1,6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$$

A taxa de perdas calculada, refere-se as condições da máquina quando da sua montagem. Após o reaperto das espiras toroidais, o campo magnético espúrio vertical foi minimizado para 1,0 G, levando em conta a indução nas espiras verticais, quando o campo magnético toroidal é de 1,8 kG. Colocou-se um limitador de raio 6cm, em forma de meia-lua e a capacitância do banco do TAO foi alterada para 30 μF . Com esses valores a taxa de ionização adquire o valor de $1,3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$.

Do cálculo da taxa de perdas verifica-se que as perdas por difusão são muito menores que as outras, evidenciando a importância dos campos espúrios e efeito da geometria toroidal, na formação do plasma em tokamaks.

4.b. Cálculo da constante "A"

A constante A é definida na equação 5-32. Essa constante fornece uma indicação da densidade de elétrons iniciais existentes na massa de gás, no instante da aplicação do campo elétrico. A presença de elétrons iniciais é necessária para ter início o processo da avalanche e formação do plasma. Quanto maior o número de elétrons iniciais, maior é a facilidade para se criar a corrente de plasma.

O medidor de alto vácuo, tipo Bayard-Alpert, instalado em uma janela de acesso ao vaso, mostrou-se fundamental nas experiências de formação do plasma. Parece que parte significativa dos elétrons iniciais, é suprida pelo seu filamento.

Uma determinação experimental aproximada para a constante A pode ser feita utilizando a expressão 5-3, onde em primeira aproximação despreza-se a taxa de perdas β . Obtém-se desta forma um limite superior para o valor da constante :

$$A \approx t_{cr} \nu \quad (5-54)$$

Utilizando a taxa de ionização, ν , equação 5-4, e substituindo o tempo crítico, t_{cr} , pelo intervalo de tempo entre aplicação do campo elétrico e o aparecimento da corrente de plasma, t_i , temos:

$$A \approx 9 \times 10^5 E t_i \quad (5-55)$$

onde o campo elétrico é assumido constante. O intervalo de tempo, t_i , experimentalmente, apresenta certas variações com

respeito à pressão e ao campo elétrico, mas quando as condições de operação estão bem dentro dos limites da curva de ruptura, esse intervalo de tempo é aproximadamente independente da pressão. O valor do intervalo, t_i , é obtido experimentalmente utilizando a figura 5-19, que mostra a corrente de plasma em função do campo elétrico aplicado.

Para se obter um valor mais real da constante, A , faz-se a integral da curva da variação do campo elétrico em função do tempo, do instante inicial até o instante da formação da corrente, t_i , ao invés de assumir um valor constante para o campo elétrico. Desta forma o valor de, A , é dado por :

$$A = 9 \times 10^5 \int_0^{t_i} E dt \quad (5-56)$$

Utilizando a figura 5-19, para calcular a integral da equação 5-56 e o tempo, t_i , temos, para a constante, A , o valor aproximado de: $A = 7,3$

$I_p = 1425 \text{ A/d}$ $E = 8 \times 10^2 \text{ V/cm/d}$ $t = 50 \mu\text{s/d}$
 $B_T = 1.8 \text{ kG}$ $P = 9.5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ H_2 TAO

VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA

FIGURA 5-19

4-c. Limites da curva de ruptura

Os limites teóricos para a curva de ruptura são resumidos nas equações 5-57 e 5-58, para os casos de $\alpha/P = 2,5$ e $\alpha/P = 4$, respectivamente :

$$\begin{aligned}
 E &> 1,1 \times 10^{-6} \left(\frac{A}{\tau_E} + \beta \right) \\
 E &< \frac{130 a_{RB}}{A} P^2 - 1800P \\
 \left(P > \frac{13,8A}{a_{RB}} \right)
 \end{aligned}
 \tag{5-57}$$

$$P \geq 0,4 \frac{A B_z}{aB}$$

$$E > 50P$$

$$\begin{aligned}
 E &> 7,1 \times 10^{-7} \left(\frac{A}{\tau_E} + \beta \right) \\
 E &< \frac{200 a_{RB}}{A} P^2 - 1800P \\
 \left(P > \frac{9A}{a_{RB}} \right)
 \end{aligned}
 \tag{5-58}$$

$$P < 0,25 \frac{A B_z}{aB}$$

$$E > 50P$$

Substituindo as constantes, temos para o caso de $\alpha/p=2,5$ os limites:

a) 1ª montagem (figura 5-10 - linha tracejada)

$$\begin{aligned} E &> 5,3 \times 10^{-2} \text{ V/cm} \\ E &< 1,1 \times 10^7 P^2 - 1,8 \times 10^3 P \\ P &> 8,0 \times 10^{-4} \text{ Torr} \\ E &> 50P \end{aligned} \quad (5-59)$$

b) Após reaperto das espiras toroidais (figura 5-16 - li nha tracejada)

$$\begin{aligned} E &> 6,4 \times 10^{-2} \text{ V/cm} \\ E &< 5,8 \times 10^6 P^2 - 1,8 \times 10^3 P \\ P &> 2,7 \times 10^{-4} \text{ Torr} \\ E &> 50P \end{aligned} \quad (5-60)$$

Para o caso de $\alpha/p = 4$ temos:

a) 1ª montagem (figura 5-10 - linha cheia)

$$\begin{aligned} E &> 3,4 \times 10^{-2} \text{ V/cm} \\ E &< 1,6 \times 10^7 P^2 - 1,8 \times 10^3 P \\ P &> 5,0 \times 10^{-4} \text{ Torr} \\ E &> 50P \end{aligned} \quad (5-61)$$

b) Após reaperto das espiras toroidais (figura 5-16 - linha tracejada)

$$\begin{aligned} E &> 4,1 \times 10^{-2} \text{ V/cm} \\ E &< 8,8 \times 10^6 P^2 - 1,8 \times 10^3 P \\ P &> 1,7 \times 10^{-4} \text{ Torr} \\ E &> 50P \end{aligned} \quad (5-62)$$

5 - Análise dos resultados experimentais e teóricos

A curva de ruptura de um gás é caracterizada, em geral, por apresentar um valor mínimo de campo elétrico para uma determinada pressão. Para valores menores e ou maiores de pressão o campo elétrico necessário para a ruptura aumenta. Essa característica é proveniente do fato de que a taxa de ionização é função do caminho livre médio dos elétrons dentro da massa de gás. Para pressões altas o caminho livre médio de um elétron é pequeno, nesse percurso o elétron deve receber do campo elétrico energia suficiente para ionizar um átomo na sua próxima colisão, como o percurso é pequeno o campo elétrico deve ser intenso. O caminho livre médio diminui com o aumento de pressão, portanto o campo elétrico necessário para ruptura é proporcional ao aumento de pressão.

Com a diminuição da pressão, o caminho livre médio de um elétron diminui, rareando o número de colisões. Para que a ruptura da massa de gás ocorra, o campo elétrico deve ser intenso, de modo a compensar a diminuição da taxa de colisão. O campo elétrico necessário para ruptura é inversamente proporcional à diminuição da pressão.

A curva EXP é representada por uma função de dois valores, na região de baixas pressões, como pode ser visto nas curvas experimentais apresentadas. Essa é a principal característica das descargas em geometria toroidal que a diferencia das descargas lineares. O aparecimento de dois valores de campo elétrico para uma pressão, é devido à velocidade de deriva que as partículas carregadas ficam sujeitas na configuração toroidal.

A concordância entre o modelo teórico e os resultados experimentais, de uma forma geral, não é muito satisfatória, mas é inteiramente compreensível se levarmos em consideração que o modelo proposto apresenta drásticas aproximações, sendo portanto bastante simplificado.

As retas tracejadas das figuras 5-10 e 5-16 mostram os limites para a curva de ruptura, obtidos como modelo de "Papoular". As retas cheias, nas mesmas figuras são obtidas com o mesmo modelo, só que utilizando um valor de α/p igual a 4 e não 2.5. Esse novo valor para α/p é apresentado na figura 5-1-b. Os dois conjuntos de limites teóricos não concordam exatamente com os dados experimentais, sendo que usando $\alpha/p=4$ existe uma melhora na concordância.

Além da simplicidade do modelo, outros fatores externos que contribuem para as discrepâncias encontrados são: dificuldade na medida exata do campo magnético espúrio B_z , que apresenta aproximadamente um fator mil vezes menor que o campo magnético toroidal, dificultando sua avaliação; dificuldade na determinação do valor da constante A, devido as variações do tempo de aparecimento da corrente em relação à aplicação do campo elétrico; impureza do gás dentro do vaso, fazendo com que a mistura apresente um número atômico médio maior que a unidade, enquanto que todos os cálculos do modelo são feitos para o hidrogênio; usar limitador em forma de "meia-lua" e assumir que o raio da coluna de plasma seja exatamente o raio da "meia-lua".

Dentro do modelo a maior limitação parece ser a necessidade de extrapolação, para valores de E/p grandes, de resultados experimentais de grandezas como temperatura e veloci

dade de deriva que são conhecidas para valores de E/p pequenos.

Além das descargas no hidrogênio, foram feitas experiências de ruptura com argônio (figura 5-11) e hélio (figura 5-12). Também foram realizadas experiências de ruptura, utilizando-se um oscilador, acoplado ao sistema TAO, como pré-ionizador. A figura 5-13 mostra a curva EXP utilizando o oscilador, sem formar correntes antes de se aplicar o campo elétrico intenso. Comparando as curvas dessa figura com o da figura 5-10, obtidas nas mesmas condições observa-se que o oscilador usado dessa forma não facilita a obtenção do plasma. A figura 5-17 mostra uma curva de ruptura somente utilizando o oscilador. Nessa experiência o oscilador é aplicado até se obter a corrente de plasma. Verifica-se da figura que o campo elétrico mínimo é bastante baixo e que a pressão mínima de trabalho é da ordem de 8×10^{-5} Torr.

A utilização do oscilador, de maneira a formar uma corrente oscilatória de pequena amplitude, antes de se aplicar o campo elétrico para formação da corrente de plasma propriamente dita, é bastante benéfica visto que aumenta a região de trabalho para obtenção de plasma.

VI - INFLUÊNCIA DO CAMPO MAGNÉTICO VERTICAL NA FORMAÇÃO DO PLASMA

1 - Necessidade do campo magnético vertical

A influência do campo magnético vertical no instante de formação do plasma é estudado por Sometani e Fujisawa (So). Um estudo semelhante é feito para o TBR. Esse trabalho descreve os resultados referentes à aplicação de um campo magnético vertical externo no TBR para a determinação do seu valor ideal, no instante de formação do plasma. Esse valor ideal é provavelmente o campo necessário para efetivamente cancelar a resultante dos campos espúrios existentes na região do plasma. Os campos espúrios são provenientes da corrente elétrica aplicada no conjunto de espiras toroidais, no enrolamento do transformador de aquecimento ôhmico, das correntes induzidas no conjunto de espiras verticais e do efeito de separação de cargas na direção vertical que ocorre em geometria toroidal, ao qual é atribuído um campo magnético equivalente. Outra fonte de campo espúrio surge de correntes elétricas induzidas no vaso de aço inox, esse efeito é desprezado nesse trabalho.

A ordem de grandeza dos campos espúrios é em torno de poucos Gauss, ou seja, mil vezes menor que campo magnético toroidal. Esse fato mostra a dificuldade de se determinar com precisão esses campos, para uma boa análise quantitativa. O campo espúrio produzido pelas espiras toroidais parece ser o de maior relevância no processo de formação do plasma, por ser o de maior valor. As correntes induzidas nas espiras verticais quando se disparam os bancos toroidal e ou aquecimento ôhmico

são relativamente grandes, no entanto esse efeito é minimizado e desprezado, nessa experiência, colocando-se um indutor de valor alto em série com o enrolamento das espiras verticais.

Partículas carregadas na presença de campos eletromagnéticos, executam movimentos que dependem da forma desses campos (Ch). Na presença única de um campo magnético uniforme, as partículas descrevem uma órbita circular em torno do chamado "centro-guia", que nesse caso é estacionário. O raio da órbita circular é denominado raio de Larmor que é dado por:

$$r = \frac{m v_{\perp}}{|q| B} \quad (\text{cm}) \quad (6-1)$$

onde m é a massa, $v_{\perp}$ é a velocidade perpendicular ao campo magnético B e q é a carga, em unidades CGS-esu

Quando além do campo magnético, existir uma força genérica $|F|$, os centros-guias das partículas adquirem uma velocidade de deriva que pode ser expressa por:

$$V_d = \frac{1}{q} \cdot \frac{|\mathbf{B}| \times |\mathbf{B}|}{B^2} \quad (\text{cm/s}) \quad (6-2)$$

Se as linhas de força do campo magnético forem curvadas, as partículas ficam sujeitas às forças: centrífuga e devido ao gradiente do campo. A expressão para a velocidade de deriva, 6-2, nesse caso pode ser escrita da forma:

$$W_d = \frac{m}{q} \cdot \frac{|\mathbf{R}| \times |\mathbf{B}|}{R^2 \cdot B^2} (v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2) \quad (6-3)$$

onde R é o raio de curvatura das linhas de força, $v_{||}$ é a velocidade das partículas na direção do campo magnético. A direção da velocidade de deriva é perpendicular ao vetor campo magnético e ao vetor raio de curvatura sendo, que o sentido de movimento depende do tipo da carga. Esse tipo de deriva ocorre nas máquinas tokamaks, ocasionando uma separação de cargas na direção vertical como mostra a figura 6-1, para o caso do TBR.

VELOCIDADE DE DERIVA

FIGURA 6-1

A separação de cargas cria um campo elétrico, E_d , que origina outra deriva nas partículas. Substituindo a força genérica $|F|$ da equação 6-2 pela força elétrica $q \cdot |E_d|$ temos a velocidade de deriva:

$$v_{|E} = \frac{|E_d| \times |B|}{B^2} \quad (6-4)$$

Essa velocidade de deriva faz com que tanto elétrons como íons sejam arrastados em direção à parede do vaso, no sentido de uma expansão.

A perda de partículas nas paredes, devido as velocidades de deriva é compensada pela transformada rotacional criada pela corrente de plasma. Na formação do plasma o campo magnético poloidal não é suficiente para formar a helicidade adequada, sendo a transformada rotacional muito pequena. Portanto é necessário um campo magnético vertical que diminua efeito de separação das cargas. Esse campo é necessário até a corrente atingir um certo valor, acima do qual a transformada rotacional age de maneira a eliminar o efeito de deriva (Hu). Esse campo magnético vertical inicial denominado equivalente é dado por:

$$B_{eq} = \frac{v_d}{v_{//}} \cdot B_T \quad (6-5)$$

onde:

v_d é a velocidade de deriva

$v_{//}$ é a velocidade na direção toroidal

2 - Resultados experimentais

2.a. Procedimento

O campo magnético vertical ideal para formação do plasma é obtido da seguinte maneira: fixa-se a pressão num valor em torno da qual se deseja operar com a máquina e dispara-se o banco de aquecimento ohmico até se determinar o valor de campo elétrico onde a corrente de plasma deixa de se formar, isto para cada valor de corrente contínua aplicada nas espiras de campo magnético vertical.

A corrente contínua é obtida por uma fonte de até 200A que é ligada ao conjunto de espiras verticais, colocando-se um enrolamento de fios em série com as espiras verticais e um resistor calibrado para determinação da corrente. O indutor tem a finalidade de diminuir a corrente induzida nas espiras verticais, nos disparos dos bancos do campo magnético toroidal e do transformador de aquecimento ohmico, tornando mais fácil a determinação da corrente que circula nas espiras verticais. Desta forma é possível desprezarmos os campos magnéticos que aparecem devido as induções e só considerarmos os campos espúrios que os sistemas de espiras apresentam.

2.b. Curvas

A figura 6-2 mostra a curva do campo elétrico mínimo aplicado em função do campo magnético vertical externo, quando temos 2,5G ($-\hat{e}_z$) de campo espúrio, devido as espiras toroidais, com limitador de raio 6cm, em forma de meia-lua e a uma pressão de $3,6 \times 10^{-4}$ Torr. Essas são as mesmas condições nas quais

foram obtidas as curvas de ruptura das figuras 5-16 e 5-17 do capítulo V.

A figura 6-3 apresenta a curva de campo magnético externo para uma situação da máquina na qual foi realizado um reaperto das espiras toroidais, alterando os valores dos campos espúrios, mas sem modificar as espiras de compensação. Nessa situação o valor do campo espúrio na direção vertical é de 2,7 mG/A, com sentido para cima ($+\hat{e}_z$) e do campo espúrio radial de 6,6 mG/A, para dentro ($-\hat{e}_r$). Disparando-se o banco toroidal para obter 1,8 kG, a corrente nas espiras é de 2,4 kA, desta maneira os campos espúrios são: $B_V \approx 6G(+\hat{e}_z)$; $B_r \approx 13G(-\hat{e}_r)$.

A figura 6-4 mostra a curva de ruptura nas condições descritas acima. A figura 6-5 mostra a curva de ruptura nas mesmas condições anteriores e mais a aplicação de um campo magnético vertical externo da ordem de 4G ($-\hat{e}_z$), valor esse determinado da curva da figura 6-3.

O cálculo do campo vertical externo é feito utilizando o valor médio de 210 mG/A, determinado no capítulo IV.

$P=3,6 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ $B_T=1,8 \text{ kG}$ $B_V=2,5 \text{ G} \downarrow$ $B_R=13 \text{ G}$ $a=6 \text{ cm}$

CAMPO VERTICAL EXTERNO NA FORMAÇÃO DO PLASMA

FIGURA 6-2

$P = 6,0 \times 10^{-4}$ Torr $B_T = 1,8$ kG $B_V = 6$ G↑ $B_R = 13$ G $a = 6$ cm

CAMPO VERTICAL EXTERNO NA FORMAÇÃO DO PLASMA

FIGURA 6-3

CURVA DE RUPTURA SEM CAMPO VERTICAL EXTERNO

FIGURA 6-4

CURVA DE RUPTURA COM CAMPO VERTICAL EXTERNO (4Gv)

FIGURA 6-5

2.c. Análise

As curvas de campo magnético vertical externo apresentaram um mínimo, possivelmente no valor que efetivamente cancele os campos magnéticos na região do plasma. A característica apresentada nessa experiência, para o TBR, é que os valores ideais de campo magnético vertical externo são bastante baixos, mostrando que a compensação dos campos espúrios é satisfatória, não sendo necessário aplicar correntes intensas nas espiras verticais no instante de formação do plasma.

O campo magnético vertical externo ideal determinado no gráfico da figura 6-2 é da ordem $3G(+\hat{e}_z)$, enquanto que o campo vertical espúrio proveniente das espiras toroidais é em torno de 2,5G. Se levarmos em consideração o efeito da indução nas espiras verticais a curva é deslocada para direita. Desta forma o campo resultante é maior ou igual a 1G com sentido para cima $(+\hat{e}_z)$. O mesmo acontece no gráfico da figura 6-3, onde o campo magnético vertical resultante é da ordem de $2G(+\hat{e}_z)$.

Em ambos os casos o campo resultante com sentido para cima $(+\hat{e}_z)$ é explicado pela necessidade de campo magnético para compensar o efeito de deriva. Esse campo, é denominado, campo magnético equivalente e é dado pela equação 6-5. Utilizando a equação 5-2 para a velocidade paralela ao campo magnético $v_{//}$ e a equação 5-19 para a velocidade de deriva v_d , pode-se determinar a ordem de grandeza desse campo. Usando o valor característico de 20×10^{-2} V/cm para o campo elétrico e pressões na faixa de 10^{-3} a 10^{-4} Torr, verifica-se para o TBR, que o valor do campo equivalente varia de 1 a 3 Gauss.

A melhora nas condições de ruptura quando se aplicou

campo magnético vertical externo no valor determinado pelo gráfico da figura 6-3, pode ser verificado observando-se as curvas de ruptura das figuras 6-4 e 6-5, que foram obtidas para o gás hidrogênio e com campo toroidal de 1,8 kG.

3. Campo magnético radial

O comportamento da formação do plasma com respeito a variações do campo magnético na direção radial é um trabalho a ser feito no TBR. No entanto algumas conclusões foram obtidas com as experiências realizadas.

Da mesma forma que o campo na direção vertical, parece ser favorável a presença de um campo magnético na direção radial no instante de formação do plasma. As curvas de ruptura foram todas obtidas com um campo espúrio na direção radial no valor aproximado de 12G, com sentido para dentro ($-\hat{e}_r$). Esse campo espúrio é proveniente das espiras toroidais com compensação, quando o campo toroidal é de 1,8 kG. Quando as espiras de compensação foram recalculadas para melhorar o cancelamento, obtivemos aproximadamente 3G para o campo radial com sentido para fora ($+\hat{e}_r$) e 2G para o campo vertical com sentido para baixo ($-\hat{e}_z$), para um campo toroidal de 1,8 kG. Com esses valores de campos espúrios não foi possível obter plasma.

É possível explicar esses resultados, notando que as partículas, elétrons e íons, adquirem uma velocidade de deriva na direção radial no sentido para fora ($+\hat{e}_r$), como mostra a figura 6-1. A existência de um campo magnético radial com sentido para fora reforça a velocidade de deriva $|E \times B|$ aumentando a taxa de perdas. Um campo magnético radial com sentido para dentro é contrário à velocidade de deriva favorecendo o confinamento inicial para a formação do plasma.

VII - REGIME TOKAMAK1 - Sistema de bancos de capacitores do TBR

Os campos necessários para a criação e equilíbrio da corrente de plasma são discutidos qualitativamente nos capítulos anteriores. Os valores desses campos são determinados em função das dimensões da máquina e do custo nas construções dos bancos, fontes e espiras. A descrição detalhada para o cálculo dos campos e dos bancos de capacitores do TBR é apresentada nas referências (S2; Si).

A figura 7-1 mostra, em esquema, os perfis e a ordem de aplicação das correntes utilizadas para produzir os campos necessários para formação e equilíbrio da corrente de plasma.

FIGURA 7-1

Os bancos são acionados por intermédio de disparadores, ajustados convenientemente. O primeiro banco acionado é o do sistema de campo magnético toroidal (1), necessário para o confinamento magnético dos elétrons e íons. A corrente nas espiras toroidais aumenta senoidalmente até atingir o seu valor máximo (2) quando um diodo do circuito começa a conduzir, isolando os capacitores das espiras. O sistema torna-se um circuito RL e a corrente decai exponencialmente.

A corrente de plasma deve ser formada quando o campo magnético toroidal é máximo. A formação do plasma é função da pressão do gás e do campo elétrico aplicado, sendo o campo elétrico necessário, tanto menor quanto maior for a densidade inicial de elétrons livres no gás. As curvas de ruptura, capítulo V, mostram que as menores pressões e os menores campos elétricos são conseguidos quando é utilizado um campo elétrico oscilatório. Desta forma o oscilador é acionado (3) antes que a corrente nas espiras toroidais atinja o seu máximo. Sendo o processo de ruptura facilitado pela oscilação, consegue-se uma corrente de plasma oscilatória (10), de pequeno valor.

O banco de aquecimento ohmico é disparado (4) no instante em que é máximo o campo magnético toroidal, estando o gás pré-ionizado pelo oscilador. A finalidade desse sistema é induzir um campo elétrico intenso na região interna do vaso, proporcionando a produção e o aquecimento da corrente de plasma.

O sistema de aquecimento ohmico é composto de um banco rápido, baixa capacitância, e um banco lento, alta capacitância. O banco rápido é acionado e a corrente no transformador de aquecimento ohmico (TAO) aumenta senoidalmente até que

a voltagem do banco rápido seja igualada à voltagem de alimentação do banco lento. Nesse instante o banco lento é acionado (5) e a corrente no TAO aumenta senoidalmente, com um período maior que o do banco rápido. No ponto de corrente máxima (6) o sistema passa a funcionar como um circuito RL e a corrente de cresce exponencialmente.

A corrente de plasma deve atingir o valor máximo(11) com o disparo do banco rápido e deve ser mantida, contra perdas por efeito ohmico, com o disparo do banco lento.

O perfil do campo magnético vertical necessário para o equilíbrio deve ser o mais parecido possível com o da corrente de plasma. Devido ao tempo de penetração do campo dentro do vaso, o banco vertical é disparado (7) antes do banco de aquecimento ohmico.

O sistema de campo vertical é composto por um banco rápido e um banco lento. Com o disparo do banco rápido a corrente nas espiras verticais cresce senoidalmente até que a voltagem dos bancos se igualem (8) quando o banco lento é disparado. A partir do ponto de corrente máxima (9) a mesma decai exponencialmente.

Os valores das capacitâncias e das tensões de alimentação dos bancos do TBR são determinados em função dos critérios básicos de estabilidade em geometria toroidal. O maior valor permissível para a corrente de plasma é dada pelo critério de Kruskal-Shafranov :

$$I_p < \frac{2 \pi}{q(a)} \cdot \frac{a}{R} \cdot \frac{a B_T}{\mu_0} \quad (7-1)$$

Esse critério é determinado pelo mínimo valor que o fator de segurança, $q = 2\pi/i$, pode assumir, onde i é a transformada rotacional. O valor típico para o fator de segurança na borda do plasma é $q(a) = 2,5$ (Fn).

O valor máximo do campo magnético toroidal B_T do TBR é fixado por razões econômicas no valor de 5 kG (0,5 T). A partir desse valor e dos tempos de subida e queda que se deseja do campo magnético toroidal, ficam determinados a capacitância e a voltagem do banco toroidal.

Substituindo o valor de B_T e o valor típico de q na equação 7-1, temos que a corrente de plasma máxima para o TBR é de aproximadamente 20 kA. Com o valor máximo da corrente de plasma e os tempos de subida e queda desejados dimensiona-se os bancos de aquecimento ôhmico.

Assumindo perfil parabólico para a corrente de plasma, o campo magnético vertical pode ser escrito da forma (μ):

$$B_V = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \left(\frac{8R}{a} \right) + \beta_p - 1 \right) \quad (7-2)$$

onde: β_p é a razão entre a energia cinética média do plasma e a energia do campo magnético poloidal. Teoricamente $\beta_p < R/a$, no entanto os valores experimentais obtidos em tokamaks mostram que $\beta_p \approx 1$.

Substituindo os valores de I_p e o valor experimental de β_p na equação 7-2, verifica-se que o valor máximo do campo magnético vertical para o TBR é de aproximadamente 230 G. Com esse valor e impondo que o perfil do campo se assemelhe à corrente de plasma dimensiona-se os bancos do sistema vertical.

2 - Temperatura do plasma

A temperatura é um dos principais parâmetros físicos que descreve as propriedades do plasma. São vários os métodos usados para a sua determinação, como por exemplo: espalhamento Thompson, raio X, efeito diamagnético, alargamento de linhas, corrente plasma e voltagem de loops, sondas eletrostáticas e etc (Ar, Di).

O grau de sofisticação e de custo dos equipamentos mais precisos são tão elevados que se torna proibitivo o uso dos mesmos em pequenos laboratórios de plasma. O método mais direto de se determinar a temperatura dos elétrons em tokamaks é provavelmente a utilização da corrente de plasma juntamente com a voltagem de loop (ET). Esse método é usado nesse trabalho para se determinar a ordem de grandeza da temperatura do plasma. Posteriormente, em outros trabalhos será usado a sonda eletrostática, fornecendo valores mais precisos.

O aquecimento do plasma é realizado por efeito Joule, proveniente da própria corrente de plasma. Considerando interação Coulombiana e usando a distribuição de velocidades de Maxwell para os elétrons, é possível escrever a resistividade do plasma η em função da temperatura dos elétrons (Ch):

$$\eta = \frac{\pi e^2 m^{1/2}}{T_e^{3/2}} \quad (7-3)$$

Uma expressão mais exata para a resistividade, foi proposta por Sptizer. A equação 7-4 é uma expressão numérica para a denominada: resistividade de Sptizer:

$$\eta = 5,8 \times 10^{-15} \frac{Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2} \text{ (eV)}} \text{ (ohm-cm)} \quad (7-4)$$

onde Z : número atômico médio dos íons

$\ln \Lambda$: logarítmo de Coulomb

T_e : temperatura dos elétrons (eV)

A resistividade η pode ser escrita em função da resistência do plasma R_p da forma:

$$\eta = \frac{R_p A}{L} \quad (7-5)$$

Substituindo a área, $A = \pi a^2$, e o comprimento, $L = 2\pi R$ na equação 7-5 temos:

$$\eta = \frac{R_p \cdot a^2}{2R} \text{ (ohm-cm)} \quad (7-6)$$

onde: R_p : resistência do plasma (ohm)

a : raio menor do vaso ou limitador (cm)

R : raio maior do toroide (cm)

A resistência do plasma é obtida da voltagem de loop V_ℓ e corrente de plasma I_p , pela lei de Ohm:

$$R_p = \frac{V_\ell}{I_p} \text{ (ohm)} \quad (7-7)$$

A expressão 7-7 é aplicada quando a corrente de plasma pode ser considerada estacionária, caso contrário deve ser levado

em consideração o termo $d(LI)/dt$. (ET;Cr).

Utilizando a equação 7-7 para a resistência e a equação 7-6 para a resistividade pode-se escrever a equação 7-4 da forma:

$$T_e = 0,22 \frac{(Z R I_p)^{2/3}}{V_\ell^{2/3} a^{4/3}} \text{ (eV)} \quad (7-8)$$

onde foi considerado $\ell\Lambda \approx 10$, que é um valor característico para tókamaks (Ch).

Em particular, para o TBR onde $R = 30$ cm e utilizando limitador com raio $a = 6$ cm e $a = 8$ cm temos:

$$T_e = \begin{bmatrix} 0,19 \\ 0,13 \end{bmatrix} Z^{2/3} \left(\frac{I_p \text{ (A)}}{V_\ell \text{ (V)}} \right)^{2/3} \text{ (eV)} \quad (7-9)$$

A figura 7-2 mostra a equação 7-9 graficamente para três valores de Z . A utilidade desse gráfico é estimar a temperatura média dos elétrons, para cada disparo da máquina, conhecendo-se aproximadamente a carga efetiva dos íons.

TEMPERATURA - FÓRMULA DE SPITZER

FIGURA 7-2

3 - Simulação teórica da descarga

O emprego de técnicas numéricas para simular o comportamento do plasma, tem sido largamente utilizado, existindo modelos bastante complexos para as grandes máquinas.

Uma simulação numérica, utilizando pouco tempo de processamento foi desenvolvido por Drozak, Galvão e Nascimento (Dr-1, Dr-2), utilizando um modelo de transporte simples para tokamaks pequenos, aquecidos ohmicamente.

O modelo utiliza a denominada teoria Neo-Clássica, a qual leva em conta a não uniformidade do campo magnético (geometria toroidal). Nessa teoria é usado o modelo de transporte. Na teoria Neo-Clássica são considerados três regimes de transportes: regime clássico ou Pfirsh-Schlüter (colisional); regime de "Plateau" e regime de Banana (pouco colisional).

Os coeficientes de condutividade térmica e de difusão são determinados para cada regime e a resistividade do plasma é a mesma para os três regimes de transporte. O modelo não inclui o regime de banana, que é pouco colisional, pois a faixa de temperatura de trabalho do TBR é baixa.

O esquema do circuito de aquecimento ohmico do TBR é mostrado na figura 7-3, sendo o seu funcionamento discutido no 1º item desse capítulo.

O sistema de duas equações integro-diferenciais do circuito de aquecimento ohmico é resolvido inicialmente só para o banco rápido. Quando as voltagens de alimentação dos bancos se igualam é disparado o banco lento, sendo as equações resolvidas com a capacitância total, com as novas condições iniciais de corrente e voltagem, até o instante de máxima corrente

CIRCUITO DO TRANSFORMADOR DE AQUECIMENTO OHMICO

FIGURA 7-3

no transformador, quando é feito o crow-bar e o termo de capacitância é eliminado.

Nas equações a indutância do plasma é considerada constante e a resistividade variável no tempo.

O sistema acoplado de equações não lineares de transporte e equações do circuito de aquecimento ohmico é simplificado escolhendo-se perfis parabólicos para as grandezas físicas como temperatura e densidade de corrente de plasma e assumindo densidade de plasma constante. Dessa forma os termos de gradiente espacial são eliminados e o sistema resultante na variável t é resolvido. As equações de transporte são resolvidas pelo método das diferenças finitas e as equações do circui

to por transformadas de Laplace.

O programa fornece entre outras grandezas as variações temporais da corrente de plasma, voltagem de loop e temperatura de elétrons e íons, para o centro de coluna de plasma.

Os dados entrada do programa são divididos em duas categorias: os referentes às características da máquina (indutâncias, resistência, campo toroidal, dimensões) e os relativos às condições de cada disparo (capacitâncias e voltagens de alimentação dos bancos de aquecimento ohmico rápido e lento, densidade de elétrons e íons, temperatura inicial de elétrons e íons (10eV e 5eV) e número atômico efetivo dos íons.

É importante ressaltar que o campo vertical necessário para o equilíbrio da corrente de plasma não é considerado pelo modelo. O mesmo supõe a existência de equilíbrio da corrente no eixo geométrico do vaso e a não ocorrência de instabilidades disruptivas.

4 - Resultados Experimentais

A obtenção do ponto de ruptura para formação do plasma, capítulo V, no TBR foi um processo relativamente fácil, conseguido logo após a montagem da máquina. O mesmo não aconteceu para a obtenção do equilíbrio da corrente de plasma, que consumiu vários meses de trabalho. A máquina começou a operar em fins de 1979 e somente em meados de 1980 foram conseguidos os primeiros disparos com equilíbrio da corrente de plasma. Após esse período a máquina ficou desligada por várias semanas para reparo e reaperto das espiras toroidais. O equilíbrio só foi alcançado novamente no final de 1980. Logo após, por problemas de vácuo, a máquina foi desmontada e foi realizada uma limpeza eletrolítica (eletropolimento) nas paredes internas do vaso.

De posse de prováveis valores dos campos necessários para equilíbrio, o procedimento de tentativa e erro foi empregado para se conseguir estender a corrente. Quando alguma melhora é conseguida, ajusta-se por interação os valores das voltagens e tempos de aplicação de todos os bancos. Os valores e perfis dos campos são monitorados no osciloscópio em cada disparo.

Normalmente antes de cada período de tentativas é realizada a limpeza por descarga, para melhorar as condições de operação. A eficácia da limpeza por descarga não pode ser bem avaliada. Deve ser realizado um trabalho mais apurado, utilizando um analisador de gás residual para controle das impurezas.

A pureza do gás parece ser um fator muito importante para se obter o equilíbrio. Essa característica ficou eviden

ciada durante os experimentos, visto que normalmente, condições de equilíbrio eram conseguidos somente após várias horas de trabalho com a máquina e também devido a não reprodutibilidade de eventos satisfatórios em disparos sucessivos, mantendo-se as mesmas condições. Esse fato evidencia a necessidade de se conseguir as condições ideais de trabalho para a limpeza por descarga.

A pressão do gás (densidade de partículas) também parece ser um fator crítico para a corrente. Pequenas variações em torno de um valor ótimo é suficiente para prejudicar o equilíbrio.

Foram selecionados cinco disparos, onde se conseguiu equilíbrio da corrente de plasma. As figuras 7-4 a 7-8 mostram os sinais da corrente de plasma e voltagem de loop obtidos em osciloscópio, para os cinco disparos. As condições de obtenção do equilíbrio são bastante diversas e são apresentadas na tabela 7-1.

I_p -3260 A/d V_L - 20V/d t -500 μ s
VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA

FIGURA 7-4

I_p -1630 A/d V_0 - 5 V/d t -500 μ s/d
 VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA
 FIGURA 7-5

I_p -3260 A/d V_0 - 5 V/d t -1ms/d
 VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA
 FIGURA 7-6

I_p -5130 A/d V_l -10V/d t -1ms/d
 VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA
 FIGURA 7-7

I_p -3260 A/d V_l -10 V/d t -1ms/d
 VOLTAGEM DE LOOP E CORRENTE DE PLASMA
 FIGURA 7-8

TABELA 7-1 - Condições da máquina para os disparos mostrados nas figuras 7-4 a 7-8

			1. Fig. 7-4	2. Fig. 7-5	3. Fig. 7-6	4. Fig. 7-7	5. Fig. 7-8
	RÁPIDO	V-kV/t-μs	9/2500	8,5/2500	5,6/2500	4,5/2500	4/2200
		C-μF	5	5	10	20	10
	LENTO	V-volts	900	900	600	550	800
		C - mF	16,7	16,7	16,7	16,7	16,7
	RÁPIDO	V-kV/t-μs	1,2/2300	0,6/2240	2,6/2170	1,9/2300	2,5/2100
		C-μF					
	LENTO	V-volts	104	68	128	165	132
		C - mF					
PRESSÃO(TORR)		Painel	$5,9 \times 10^{-5}$	$4,2 \times 10^{-5}$	$9,5 \times 10^{-5}$	$8,6 \times 10^{-5}$	$9,2 \times 10^{-5}$
		Corrigida	$1,5 \times 10^{-4}$	$1,0 \times 10^{-4}$	$2,9 \times 10^{-4}$	$2,0 \times 10^{-4}$	$2,2 \times 10^{-4}$
DENSIDADE (CM ⁻³)			$1,0 \times 10^{13}$	$7,6 \times 10^{12}$	$2,0 \times 10^{13}$	$1,3 \times 10^{13}$	$1,4 \times 10^{13}$
LIMITADOR (CM)			6	6	8	8	6

Toroidal: V-2,8kV, C-4,4nF, t-1 μ s

Oscilador: V-4,3kV,

f- $\sim 6\text{kHz}$ t-(400 a 500) μ s

5 - Análise - Comparação do modelo teórico com os resultados experimentais

Utilizando as condições da máquina, especificados na tabela 7-1, para cada um dos cinco disparos, como dados de entrada para o programa de simulação da descarga, obtemos a evolução temporal teórica para a corrente de plasma no TBR. As figuras de 7-9 a 7-13 mostram os perfis teóricos esperados, em linhas cheias, juntamente com o perfil experimental correspondente, linha tracejada.

Das variáveis de entrada do programa, o número atômico efetivo dos íons Z não é possível de se especificar. Desta forma para cada condição de equilíbrio conseguida experimentalmente, fixou-se as variáveis conhecidas, variando-se o número atômico Z. Com isso, é possível de maneira razoável determinar o valor aproximado de Z, para cada disparo. O valor atribuído para Z é aquele no qual o perfil teórico da descarga mais se aproxima do experimental.

Principalmente das figuras 7-11 e 7-12, verifica-se a razoável concordância entre os perfis teóricos e experimentais para um determinado Z mostrando a validade do modelo criado para a descarga.

Das figuras 7-9, 7-10 e 7-13 nota-se a concordância dos perfis teóricos e experimentais somente nos instantes iniciais da descarga. Após um certo instante parece ocorrer algum fenômeno que destrói parcial ou totalmente o equilíbrio. Das observações feitas dos diversos disparos, algumas hipóteses levantadas para a perda do equilíbrio são: instabilidades MHD, deslocamento da corrente para as paredes internas do vaso (ex

cesso de campo vertical), deslocamento da corrente para as paredes internas do vaso (falta de campo vertical), excesso de energia do banco de aquecimento ôhmico lento e aumento do grau de impurezas, quando a corrente se choca com as paredes do vaso.

De posse dos valores aproximados para o número atômico efetivo Z , avalia-se a temperatura média dos elétrons na região quase estacionária, para cada disparo, utilizando-se o gráfico da figura 7-2 (relação de Sptizer). A tabela 7-2 mostra para cada disparo o valor da corrente de plasma I_p , da voltagem de loop V_ℓ , do número atômico efetivo Z e da temperatura média dos elétrons T_e .

A temperatura dos elétrons calculados pela resistividade de Sptizer apresenta normalmente valores mais baixos do que outros métodos, principalmente para plasmas pouco colisional, quando fatores proporcionais às partículas aprisionadas devem ser considerados (ET).

A tabela 7-2 também apresenta o valor do fator de segurança, $q = aB_T/RB_p$, calculados na superfície externa da coluna de plasma pela relação:

$$q(a) = \frac{2\pi a^2 B_T}{\mu_0 R I_p} \quad (7-10)$$

Nota-se que em todos os disparos tem-se $q(a) > 3$, condição necessária contra instabilidades MHD de deformação da coluna de plasma (Ar).

Das figuras apresentadas, parece ser possível concluir que o método desenvolvido para simular descargas, fornece uma

boa estimativa para a corrente de plasma, quando se conhece o número atômico efetivo Z . É importante ressaltar que a estimativa é para o caso ideal de equilíbrio, e portanto, experimentalmente a mesma só pode ser verificada para poucos, entre muitos disparos.

COMPARAÇÃO DOS PERFIS DE CORRENTE-DISPARO 1

FIGURA 7-9

COMPARAÇÃO DOS PERFIS DE CORRENTE - DISPARO 2

FIGURA 7-10

COMPARAÇÃO DOS PERFIS DE CORRENTE - DISPARO 3

FIGURA 7-11

COMPARAÇÃO DOS PERFIS DE CORRENTE - DISPARO 4

FIGURA 7-12

COMPARAÇÃO DOS PERFIS DE CORRENTE - DISPARO 5

FIGURA 7-13

TABELA 7-2 - Características apresentadas pelos disparos

Disparo	I_P est. (kA)	V_λ est. (V)	a (cm)	q(a)	Z teórico	Te Spitzer (eV)
¹ Fig. 7-9	9,0	8	6	3,3	6	70
² Fig. 7-10	3,6	5	6	8,3	6	60
³ Fig. 7-11	7,8	4	8	6,8	3	45
⁴ Fig. 7-12	7,7	3	8	6,9	4	55
⁵ Fig. 7-13	6,5	4	6	4,6	3,5	70

6 - Determinação das condições de equilíbrio para TBR

A razoável concordância dos resultados experimentais com o modelo para a descarga, justifica o seu uso para a obtenção de uma curva teórica que forneça a corrente de plasma máxima em função da voltagem e capacitância do banco do transformador de aquecimento ohmico rápido. De posse dessa curva é possível fazer uma previsão dos valores da voltagem e capacitância do banco vertical rápido para alcançar o equilíbrio.

A figura 7-14 fornece o valor do campo magnético toroidal médio em função da voltagem do banco de capacitores (4,4 mF), determinada experimentalmente. O valor máximo e normalmente utilizado para o campo é de 5 kG.

Utilizando o critério de Kruskal-Shafranov para estabilidade da coluna, equação 7-1, determina-se a máxima corrente de plasma permissível em função do campo magnético toroidal utilizado. A figura 7-15 mostra esse critério para dois valores de limitador da secção da corrente.

A figura 7-16 mostra a corrente de plasma máxima em função da voltagem do banco de aquecimento ohmico rápido para três valores de capacitância do banco, obtido com o modelo para descarga, fixando o campo toroidal em 5kG, a pressão em $2,5 \times 10^{-4}$ Torr, o raio do limitador em 8cm e a carga efetiva em 4 e 5.

A figura 7-17 fornece o valor do campo magnético vertical necessário para equilíbrio, determinado pela equação 7-2, em função da corrente de plasma, para dois valores do limitador e para a faixa de β_p entre 0 e 1.

A figura 7-18 fornece o valor do campo magnético ver
tical médio obtido em função da voltagem do banco de capacito
res, para valores de $10\mu\text{F}$ a $70\mu\text{F}$ de capacitância.

Fixado o valor do campo toroidal (figura 7-14) e con
siderando o critério de Kruskal-Shafranov (figura 7-15), faz -
se a previsão da corrente de plasma (figura 7-16) escolhendo -
se a voltagem e capacitância do banco TAO rápido. A partir do
valor da corrente estima-se o valor do campo magnético verti
cal (figura 7-17), o qual é conseguido escolhendo-se a volta
gem e a capacitância do banco vertical rápido (figura 7-18).

Essas curvas fornecem valores que possivelmente se
aproximam dos valores reais necessários. Desta forma elas for
necem apenas parâmetros iniciais de trabalho, sendo que ajus
tes em torno desses pontos teóricos devem ser realizados para
se conseguir equilíbrio. Os bancos TAO lento e vertical lento
são determinados experimentalmente por aproximação até atingir
as condições ideais de equilíbrio.

Além da dificuldade de se conseguir determinar os va
lores ideais de todas as variáveis, o problema das impurezas
no gás parece ser bastante crítico, a ponto de não se conse
guir reprodutibilidade e as vezes nem mesmo o equilíbrio embo
ra as condições pareçam as ideais.

CAMPO MAGNÉTICO TOROIDAL

FIGURA 7-14

CRITÉRIO DE KRUSKAL-SHAFRANOV

FIGURA 7-15

MODELO TEÓRICO PARA CORRENTE DE PLASMA

FIGURA 7-16

CAMPO VERTICAL NECESSÁRIO PARA EQUILÍBRIO

FIGURA 7-17

CAMPO VERTICAL EM FUNÇÃO DA VOLTAGEM DO BANCO

FIGURA 7-18

VIII - CONCLUSÃO

O sistema de vácuo apresentou excelente performance , alcançando pressões da ordem de $2,5 \times 10^{-7}$ Torr no vaso. O problema intrínseco apresentado pelo sistema está na utilização de uma bomba difusora, que devido a migração de óleo para o vaso contamina o gás, dificultando a obtenção do equilíbrio da corrente de plasma.

O valor do campo magnético espúrio criado pelo conjunto de espiras toroidais parece bastante crítico na formação do plasma. A compensação desse campo é feita por espiras colocadas em posições testadas pelo programa tornando-os relativamente pequenos ($B_V \approx 1 \text{ m G/A}$, $B_R \approx 5 \text{ m G/A}$) valores esses onde o processo de formação ocorre em condições favoráveis.

As curvas de ruptura apresentam a particularidade, prevista teoricamente, de serem uma função de dois valores na região de baixas pressões. Utilizando o oscilador como pré-ionizador obteve-se plasma com pressões da ordem de 8×10^{-5} Torr (hidrogênio) e campo elétrico mínimo de 5×10^{-2} V/cm. A comparação feita dos resultados experimentais com um modelo simples, mostra um razoável acordo.

Foi verificada a importância da aplicação do campo magnético vertical externo na obtenção da ruptura. Parece que a necessidade do mesmo é sentida quando os campos espúrios são relativamente grandes, o que não acontece no TBR. O sentido do campo espúrio resultante, assim como a presença de um campo na direção radial ($-\hat{e}_r$) parecem importantes na formação do plasma, visto que podem auxiliar no confinamento inicial das partículas, quando a transformada rotacional ainda não atua efetiva

mente no cancelamento do efeito da velocidade de deriva.

Com relação ao equilíbrio da coluna de plasma, verificou-se a extrema dificuldade de se condicionar a máquina, devido ao grande número de variáveis. O grau de impureza parece desempenhar um papel importante no equilíbrio visto que a reprodutibilidade dos perfis de corrente não é conseguida entre disparos consecutivos. A aplicação efetiva da limpeza por descarga deve ser realizada para um controle das impurezas. Conseguiu-se disparos com duração da corrente até 7ms e 8kA. Correntes mais altas, da ordem de 15kA, foram obtidos mas sem equilíbrio. A concordância dos resultados experimentais com os resultados previstos pelo modelo para a descarga são razoáveis. Dessa comparação obtém-se que os valores para a carga efetiva variam entre 3 e 6. Com esses valores e com a fórmula de Sptizer, estima-se entre 50 e 70 eV a temperatura dos elétrons.

A P Ê N D I C EPROGRAMA DE CORREÇÃO DO CAMPO ESPÚRIO DAS
ESPIRAIS TOROIDAIS

O conjunto de espiras do campo magnético toroidal, devido ao desalinhamento e as conexões entre cada espira, cria campos na direção vertical e radial. Esses campos espúrios devem ser minimizados afim de se conseguir a formação e o equilíbrio da corrente de plasma (capítulos IV, V e VI).

As posições das espiras de compensação, que são colocadas em série com as espiras toroidais, são determinadas pelo programa. Essas espiras são num total de quatro, colocadas duas acima e duas abaixo do plano principal do tokamak.

O modelo feito para o cálculo dos campos espúrios é apresentado no capítulo IV. O programa utiliza esse modelo para obter o valor do campo espúrio devido aos loops de conexão das espiras e devido ao desalinhamento. Os valores teóricos calculados pelo programa convergem para os valores experimentais variando-se os valores médios dos ângulos de inclinação, com respeito à direção vertical e radial, tomando-se o cuidado de verificar se os campos espúrios devido ao desalinhamento possuem ou não os mesmos sentidos dos campos espúrios devido às conexões.

No caso do TBR o valor médio dos campos espúrios na direção radial e vertical devido ao desalinhamento e devido às conexões possuem o mesmo sentido.

O programa calcula os valores desses campos, utili

zando o modelo, soma aos mesmos os campos criados pelas espiras de compensação, em posições que são fornecidos ao programa e fornece a resultante dos campos espúrios médios.

As melhores posições são aquelas em que o campo resultante é mínimo, compatível com as disponibilidades físicas de colocação das espiras na máquina. Deve-se levar em conta o sentido do campo espúrio resultante, visto que esse fator é importante na formação do plasma, ver capítulo VI.

Os valores médios dos campos são determinados em quatro circuitos vertical superior (VS), vertical inferior (VI) radial externo (RE) e radial interno (RI). Fixada as dimensões das espiras e as posições dos quatro fios de loops, os dados de entrada do programa são: inclinação média das espiras com relação à vertical, θ_1 , em radianos, inclinação média das espiras com relação à radial, θ_2 , em radianos; raio das espiras de compensação $A(i)$, em metros; distância com relação ao plano principal, $ZC(i)$, em metros e sentido das correntes nas espiras, $CI(i)$, (a corrente é unitária).

A figura Ap-1 mostra em esquema as espiras de compensação e os loops de conexões, com as respectivas numerações e sentidos de corrente usados no programa.

O número de espiras de compensação é variável, sendo necessário somente especificar cada posição nos dados de entrada, quando se quer utilizar quantidades diferentes de espiras. Na figura Ap-1, as espiras 1 e 2 são os loops de conexões e as espiras 3, 4, 5 e 6 são de compensação.

A saída dos resultados do programa é formada de quatro blocos, um para cada circuito de medição. Cada bloco pos

ESQUEMA-ESPIRAS DE COMPENSAÇÃO TOROIDAL

FIGURA AP-1

sui quatro linhas, que fornecem os valores dos campos em mG/A. sendo: a primeira o campo dos loops de conexão; a segunda o campo da deformação; a terceira o campo das espiras de compensação e a quarta a resultante.

O campo magnético criado por uma espira, usado na subrotina BFIELD do programa é dado na referência (Sm) e as integrais elípticas da subrotina ELLIP são dadas na referência (Ab).

CCORRECAO DO CAMPO MAGNETICO TOROIDAL

CPRGRAMA PRINCIPAL

C

DIMENSION A(10),ZC(10),CI(10),D(10),TETA(10)
COMMON A,ZC,CI,D,TETA

CTETA: ANGULO DE INCLINACAO COM RESPEITO A VERTICAL OU COM A RADIAL

TETA(1)=0.0054

TETA(2)=-0.06

CD: DIMENSOES DAS ESPIRAS

D(1)=0.3

D(2)=0.280

D(3)=0.150

CA: RAO DAS ESPIRAS QUE CRIAM OS CAMPOS MAGNETICOS NO MODELO

A(1)=0.445

A(2)=0.448

A(3)=0.81

A(4)=0.76

A(5)=0.23

A(6)=0.23

C ZC: ALTURA DAS ESPIRAS COM RELACAO AO PLANO MEDIO

ZC(1)=0.150

ZC(2)=-0.150

ZC(3)=0.27

ZC(4)=-0.27

ZC(5)=-0.23

ZC(6)=0.23

CCI: CORRENTES QUE CIRCULAM NAS ESPIRAS

CI(1)=-0.5

CI(2)=-0.5

CI(3)=1

CI(4)=1

CI(5)=1

CI(6)=-1

C FATOR PARA SAIDA EM MG/A F= 2/AREA DO LOOP

F2=5.714

FRE=5.557

FPI=12.270

C(PC,2): PONTO ONDE QUEREMOS O VALOR DO CAMPO(PONTO INICIAL)

Z=0.0515

RD=0.422

DH=0.184

DV=0.123

M=10

EH=DH/M

EV=DV/M

C

CFLUXO VERTICAL SUPERIOR

A1FR=0.0

A1FZ=0.0

A1DR=0.0

A1DZ=0.0

A1CR=0.0

A1CZ=0.0

C 000:0000:5

C 000:0000:5

C 000:0000:5

C 000:0000:5

START OF SEGMENT 002

C 002:0000:0

C 002:0000:0

C 002:0000:0

C 002:0000:0

C 002:0002:1

C 002:0005:2

C 002:0007:2

C 002:0008:1

C 002:0008:1

C 002:000E:1

C 002:000E:1

C 002:0010:1

C 002:0012:1

C 002:0015:1

C 002:0018:1

C 002:001B:1

C 002:001E:1

C 002:001E:1

C 002:0021:1

C 002:0024:2

C 002:0027:1

C 002:002A:2

C 002:002D:2

C 002:0030:1

C 002:0030:1

C 002:0033:2

C 002:0036:2

C 002:0037:3

C 002:0038:4

C 002:0039:5

C 002:003B:1

C 002:003B:1

C 002:003D:3

C 002:003F:3

C 002:0041:3

C 002:0041:3

C 002:0043:3

C 002:0045:3

C 002:0047:3

C 002:0049:3

C 002:004A:2

C 002:004B:4

C 002:004D:0

C 002:004D:0

C 002:004D:0

C 002:004D:4

C 002:004E:2

C 002:004F:0

C 002:004F:4

C 002:0050:2

```

DO 20 I=1,M
RC=RC*EH
CALL FIX (YF,YF*RO,Z)
A1FR=A1FR+XF*6.28*RO
A1FZ=A1FZ+YF*6.28*RO
CALL DEF (XD,YD*RO,Z)
A1DR=A1DR+XD*6.28*RO
A1DZ=A1DZ+YD*6.28*RO
CALL CDR (YC,YC*RO,Z)
A1CR=A1CR+XC*6.28*RO
A1CZ=A1CZ+YC*6.28*RO
20 CONTINUE
A1FRS=A1FR*EH
RC=RC*E1/2
A1FZS=A1FZ*EH*FZ
WRITE(6,10)

```

```

10 FORMAT(20X," VERTICAL SUPERIOR - MG/A ")
WRITE(6,1)A1FZS
A1ORS=A1OR*EH
A1OZS=A1OZ*EH*FZ
WRITE(6,1)A1OZS
A1CRS=A1CR*EH
A1CZS=A1CZ*EH*FZ
WRITE(6,1)A1CZS
A1SRT=A1FRS+A1ORS+A1CRS
A1SZT=A1FZS+A1OZS+A1CZS
WRITE(6,1)A1SZT

```

C
CFLUXD RADIAL INTERNO

```

A2FR=0.0
A2FZ=0.0
A2DR=0.0
A2DZ=0.0
A2CR=0.0
A2CZ=0.0
Z=7+EV/2
DO 2 I=1,M
Z=Z-EV
CALL FIX (XF,YF*RO,Z)
A2FR=A2FR+XF
A2FZ=A2FZ+YF
CALL DEF (XD,YD*RO,Z)
A2DR=A2DR+XD
A2DZ=A2DZ+YD
CALL CDR (XC,YC*RO,Z)
A2CR=A2CR+XC
A2CZ=A2CZ+YC

```

2 CONTINUE
Z=7+EV/2

```

A2FRS=A2FR*EV*6.28*RO*FRI
A2FZS=A2FZ*EV*6.28*RO
WRITE(6,11)

```

```

11 FORMAT(//," RADIAL INTERNO - MG/A ")
WRITE(6,5)A2FRS
A2ORS=A2OR*EV*6.28*RO*FRI
A2OZS=A2OZ*EV*6.28*RO
WRITE(6,5)A2ORS
A2CRS=A2CR*EV*6.28*RO*FRI

```

```

C 002:0051:0
C 002:0052:5
C 002:0054:0
C 002:0055:2
C 002:0056:0
C 002:0058:2
C 002:005F:2
C 002:0062:0
C 002:0065:2
C 002:0069:2
C 002:006C:0
C 002:006F:2
C 002:0073:2
C 002:0075:3
C 002:0076:5
C 002:0078:4
C 002:007A:3
FIB IS 0006 LONG
C 002:007E:2
C 002:007F:2
C 002:0085:2
C 002:0086:4
C 002:0088:3
C 002:008F:2
C 002:0090:4
C 002:0092:3
C 002:0099:2
C 002:009B:1
C 002:009D:0
C 002:00A3:2
C 002:00A3:2
C 002:00A5:2
C 002:00A4:0
C 002:00A5:2
C 002:00A6:0
C 002:00A6:4
C 002:00A7:2
C 002:00A9:1
C 002:00AA:0
C 002:00AB:2
C 002:00AE:0
C 002:00AF:2
C 002:00B0:4
C 002:00B3:2
C 002:00B4:4
C 002:00B6:0
C 002:00B6:4
C 002:00BA:0
C 002:00BB:2
C 002:00BD:3
C 002:00BF:2
C 002:00C3:4
C 002:00C7:1
C 002:00CB:2
C 002:00CB:2
C 002:00D2:2
C 002:00D6:4
C 002:00DA:1
C 002:00E1:2

```

```

A2CZS=A2CZS+EV*6.28*RO/2
WRITE(6,5)A2CRS
A2SRT=A2FRS+A2DRS+A2CRS
A2SZT=A2FZS+A2DZS+A2CZS
WRITE(6,5)A2SRT

```

C CFLUXC VERTICAL INFERIOR

```

A3FR=0.0
A3FZ=0.0
A3DR=0.0
A3DZ=0.0
A3CR=0.0
A3CZ=0.0
RC=RO-EH/2
DO 3 I=1,M
RC=RO+EH
CALL FIX (XF,YF,RO,Z)
A3FR=A3FR+XF*6.28*PO
A3FZ=A3FZ+YF*6.28*RO
CALL DEF (XD,YD,RO,Z)
A3DR=A3DR+XD*6.28*PO
A3DZ=A3DZ+YD*6.28*RO
CALL CDR (XC,YC,RO,Z)
A3CR=A3CR+XC*6.28*RO
A3CZ=A3CZ+YC*6.28*RO

```

3 CONTINUE

```

RC=RO+EH/2
A3FRS=A3FR*EH
A3FZS=A3FZ*EH*FZ
WRITE(6,12)

```

12 FORMAT(/,'20X',' VERTICAL INFERIOR - MG/A ')

```

WRITE(6,1)A3FZS
A3DRS=A3DR*EH
A3DZS=A3DZ*EH*FZ
WRITE(6,1)A3DZS
A3CRS=A3CR*EH
A3CZS=A3CZ*EH*FZ
WRITE(6,1)A3CZS
A3SRT=A3FRS+A3DRS+A3CRS
A3SZT=A3FZS+A3DZS+A3CZS
WRITE(6,1)A3SZT

```

C CFLUXC RADIAL EXTERNO

```

A4FR=0.0
A4FZ=0.0
A4DR=0.0
A4DZ=0.0
A4CR=0.0
A4CZ=0.0
Z=Z-EV/2
DO 4 I=1,M
Z=Z+EV
CALL FIX (XF,YF,RO,Z)
A4FR=A4FR+XF
A4FZ=A4FZ+YF
CALL DEF (XD,YD,RO,Z)
A4DR=A4DR+XD
A4DZ=A4DZ+YD
CALL CDR (XC,YC,RO,Z)
A4CR=A4CR+XC

```

```

C 002:00E9:4
C 002:00F0:2
C 002:00F2:1
C 002:00F4:0
C 002:00FA:2
C 002:00FA:2
C 002:00FA:2
C 002:00FE:0
C 002:00FE:4
C 002:00FC:2
C 002:00FD:0
C 002:00FD:4
C 002:00FE:12
C 002:0100:1
C 002:0101:0
C 002:0102:2
C 002:0105:0
C 002:0106:2
C 002:010C:2
C 002:010F:0
C 002:0112:2
C 002:0116:2
C 002:0119:0
C 002:011C:2
C 002:0120:2
C 002:0122:3
C 002:0124:2
C 002:0125:4
C 002:0127:3
C 002:012B:2
C 002:012B:2
C 002:0132:2
C 002:0133:4
C 002:0135:3
C 002:013C:2
C 002:013D:4
C 002:013F:3
C 002:0146:2
C 002:0146:1
C 002:014A:0
C 002:0150:2
C 002:0150:2
C 002:0150:2
C 002:0151:0
C 002:0151:4
C 002:0152:2
C 002:0153:0
C 002:0153:4
C 002:0154:2
C 002:0156:1
C 002:0157:0
C 002:0158:2
C 002:0158:0
C 002:015C:2
C 002:015D:4
C 002:0160:2
C 002:0161:4
C 002:0163:0
C 002:0165:4

```

```

4 CONTINUE
Z=7+EV/2
A4FRS=A4FR*EV*6.28*RD*FRE
A4FZS=A4FZ*EV*6.28*RD
WRITE(6,13)
13 FORMAT(//, " RADIAL EXTERNO - MG/A ")
WRITE(6,5)A4FRS
A4DRS=A4DR*EV*6.28*RD*FRE
A4DZS=A4DZ*EV*6.28*RD
WRITE(6,5)A4DRS
A4CRS=A4CR*EV*6.28*RD*FRE
A4CZS=A4CZ*EV*6.28*RD
WRITE(6,5)A4CRS
A4SRT=A4FRS+A4DRS+A4CRS
A4SZT=A4FZS+A4DZS+A4CZS
WRITE(6,5)A4SRT
1 FORMAT(//, 20X, 1(1PE11.3))
5 FORMAT(//, 1(1PE11.3))
STOP
END

```

```

C 002:0167:0
C 002:0168:2
C 002:016A:3
C 002:016C:2
C 002:0170:4
C 002:0174:1
C 002:0178:2
C 002:0178:2
C 002:017F:2
C 002:0183:4
C 002:0187:1
C 002:018E:2
C 002:0192:4
C 002:0196:1
C 002:019D:2
C 002:019F:1
C 002:01A1:0
C 002:01A7:2
C 002:01A7:2
C 002:01A7:2
C 002:01A8:1

```

SEGMENT 002 IS 0103 LONG

```

SUBROUTINE FIX (BRD,BZ,RO,Z)
C
CCALCULA CAMPO VERTICAL E RADIAL DEVIDO AS CONEXOES
DIMENSION A(10),ZC(10),CI(10),D(10),TETA(10)
COMMON A,ZC,CI,D,TETA
BRD=0
BZ=0
DO 13 I=1,2
ZZ=Z-ZC(I)
CALL BFIELD (X,Y,A(I),RD,ZZ)
BRD=BRD+X*CI(I)
BZ=BZ+Y*CI(I)
13 CONTINUE
RETURN
END

```

START OF SEGMENT 004

```

C 004:0000:0
C 004:0000:0
C 004:0000:0
C 004:0000:0
C 004:0000:0
C 004:0000:4
C 004:0001:2
C 004:0002:0
C 004:0004:1
C 004:0008:1
C 004:000A:5
C 004:000D:3
C 004:000F:4
C 004:0010:1

```

SEGMENT 004 IS 0010 LONG

```

SUBROUTINE DEF(BRD,BZ,RO,Z)
C
C CALCULA CAMPO VERTICAL E RADIAL DEVIDO AS DEFORMACOES
DIMENSION A(10),ZC(10),CI(10),D(10),TETA(10)
COMMON A,ZC,CI,D,TETA
COMMON /T/ TETA2,D2,C2
TETA2=TETA(1)
D2=D(2)
C2=CI(3)
BRD=0
BZ=0
CALL VERT (X,Y,A(1),D(1),2*CI(1),TETA(1),RD,Z)
BRD=BRD+X
BZ=BZ+Y

```

START OF SEGMENT 005

```

C 005:0000:0
C 005:0000:0
C 005:0000:0
C 005:0000:0
C 005:0000:0
C 005:0000:0
C 005:0001:3
C 005:0003:0
C 005:0004:4
C 005:0005:2
C 005:0006:0
C 005:000D:0
C 005:000E:2

```

```

BRO=BRO+X
BZ=BZ+Y
CALL RAD (X,Y,A(1),D(2),2*CI(1),ZC(1),TETA(1),RO,Z)
BRO=BRO+X
BZ=BZ+Y
CALL RAD (X,Y,A(1),D(2),CI(3),ZC(2),TETA(2),RO,Z)
BRO=BRO+X
BZ=BZ+Y
RETURN
END

```

```

C 005:0017:2
C 005:0018:4
C 005:001A:0
C 005:0022:0
C 005:0023:2
C 005:0024:4
C 005:002C:1
C 005:002D:3
C 005:002E:5
C 005:002F:2

```

SEGMENT 005 IS 003C LONG

```

=====
SUBROUTINE COR (BRO,BZ,RO,Z)
C
CCALCULA CAMPO VERTICAL E RADIAL DEVIDO AS ESPIRAS DE CORRECAO
DIMENSION A(10),ZC(10),CI(10),D(10),TETA(10)
COMMON A,ZC,CI,D,TETA
BRO=0
BZ=0
L=6
DO 14 I=3,L
ZZ=Z-ZC(I)
CALL BFIELD (X,Y,A(I),RO,ZZ)
BRO=BRO+X*CI(I)
BZ=BZ+Y*CI(I)
14 CONTINUE
RETURN
END

```

START OF SEGMENT 006

```

C 006:0000:0
C 006:0000:0
C 006:0000:0
C 006:0000:0
C 006:0000:0
C 006:0000:0
C 006:0000:4
C 006:0001:2
C 006:0002:1
C 006:0003:0
C 006:0005:1
C 006:0009:1
C 006:000B:5
C 006:000E:3
C 006:0010:4
C 006:0011:1

```

SEGMENT 006 IS 001D LONG

```

=====
SUBROUTINE VERT (BRO,BZ,A,D,C,TETA,RO,Z)
C
CCALCULA CAMPO DEVIDO AO NAO ALINHAMENTO DAS ESPIRAS NA DIRECAO VERTICAL
BRO=0
BZ=0
N=112
M=50
FA=D*A*SIN(TETA)/(2*3.14*A)
E=D/M
FAC=FA*C/M
DO 11 J=1,M
ZCO=D/2-J*E
ZZ=Z-ZCO
CALL BFIELD (X,Y,A,RO,ZZ)
BRO=BRO+X*FAC
BZ=BZ+Y*FAC
11 CONTINUE
RETURN
END

```

START OF SEGMENT 007

```

C 007:0000:0
C 007:0000:0
C 007:0000:0
C 007:0000:0
C 007:0000:4
C 007:0001:2
C 007:0002:1
C 007:0003:0
C 007:0008:2
C 007:0009:4
C 007:000B:3
C 007:000D:0
C 007:000F:2
C 007:0010:4
C 007:0013:5
C 007:0015:4
C 007:0017:3
C 007:0019:4
C 007:001A:1

```

SEGMENT 007 IS 002B LONG

START OF SEGMENT 009

```

C
CCALCULA CAMPO DEVIDO AD NAO ALINHAMENTO DAS ESPIRAS NA DIRECAO RADIAL
COMMON /T/ TETA2,D2,C2
BPO=0
BZ=0
N=112
M=50
FA=D*N*C*SIN(TETA)/(2*3.14*M)
FBC=C2*D2*N*SIN(TETA2)/(2*3.14*M)
E=D/M
ZZ=Z-ZE
DO 12 J=1,M
R=A-E+J
IF (C.256-R) 1,1,2
2 IF (ZZ=0.0) 3,3,4
3 ZZ=ZZ-F
GO TO 5
4 ZZ=ZZ+E
GO TO 5
5 CALL BFIELD (X,Y,R,RD,ZZ)
BRD=BRD+X*FBC/R
BZ=BZ+Y*FBC/R
GO TO 1
1 CALL BFIELD (X,Y,R,RD,ZZ)
BRD=BRD+X*FA/R
BZ=BZ+Y*FA/R
12 CONTINUE
RETURN
END

```

```

C 009:0000:0
C 009:0000:0
C 009:0000:0
C 009:0000:0
C 009:0000:4
C 009:0001:2
C 009:0002:1
C 009:0003:0
C 009:0008:2
C 009:000E:2
C 009:000F:4
C 009:0011:0
C 009:0012:0
C 009:0013:5
C 009:0016:0
C 009:0017:1
C 009:0018:3
C 009:0019:0
C 009:001A:2
C 009:001A:5
C 009:001E:0
C 009:0020:2
C 009:0022:4
C 009:0023:1
C 009:0026:2
C 009:0028:4
C 009:0029:0
C 009:002D:1
C 009:002D:4

```

SEGMENT 009 IS 003F LONG

=====

```

SUBROUTINE BFIELD(BRD,BZ,A,RD,Z)
C
CCALCULA O CAMPO MAGNETICO NUM PONTO A DEVIDO A UMA ESPIRA CIRCULAR
RSZS=RD*RD+Z*Z
AS=A*A
APZ=AS+RSZS
ROA=2.*RD*A
SQ=APZ+ROA
SK=4.*A*RD/SQ
SQ=SQRT(SQ)
BRD=APZ-ROA
BZ=(AS-RSZS)/BRD
BRD=APZ/BRD
CALL ELLIP(EX,EE,SK)
BPO=(BRD*EE-EX)*Z/(RD*SQ)
BZ=(EX+BZ*EE)/SQ
RETURN
END

```

START OF SEGMENT 00A

```

C 00A:0000:0
C 00A:0000:0
C 00A:0000:0
C 00A:0000:0
C 00A:0002:0
C 00A:0003:1
C 00A:0004:1
C 00A:0006:0
C 00A:0007:2
C 00A:0009:4
C 00A:000B:1
C 00A:000C:3
C 00A:000E:2
C 00A:000F:4
C 00A:0011:5
C 00A:0015:1
C 00A:0017:3
C 00A:0018:0

```

SEGMENT 00A IS 0024 LONG

=====

```

SUBROUTINE ELLIP(EX,EE,SK)
C INTEGRAL ELIPTICA USADA NA SUBROUTINE ELLIP

```

START OF SEGMENT 00C

```

C 00C:0000:0
C 00C:0000:0

```


REAL A(5),B(5),AE(4),BE(4)

M1=1.*SK

M2=M1*M1

M3=M2*M1

M4=M3*M1

DATA A/1.38629436112,*.09666344259,

.03500092383,.03742563713,

*.01451196212/

DATA B/.5,*.12495593597,*.06880248576,

.03328355346,.00441787012/

DATA AE/.44325141463,*.06260601220,

.04757383546,.01736506451/

DATA BE/.24998308310,*.09200180037,

.04069697225,.00526449639/

ALN=*.LDG(M1)

EK=A(1)+A(2)*M1+A(3)*M2+A(4)*M3+A(5)*M4+

ALN(B(1)*B(2)*M1+B(3)*M2+B(4)*M3+B(5)*M4)

EF=1.*AE(1)*M1+AE(2)*M2+AE(3)*M3+AE(4)*M4+

ALN(BE(1)*M1+BE(2)*M2+BE(3)*M3+BE(4)*M4)

RETURN

END

C 000:0000:0

C 000:0000:0

C 000:0000:0

C 000:0001:1

C 000:0002:0

C 000:0003:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0005:4

C 000:0005:2

C 000:0012:1

C 000:0017:2

C 000:001D:2

C 000:001D:5

SEGMENT 000 IS 0027 LONG

FORMAT SEGMENT IS 0032 LONG

START OF SEGMENT 00E

SEGMENT 00E IS 0026 LONG

NO ERRORS DETECTED. NUMBER OF CARDS = 341.

COMPILATION TIME = 18 SECONDS ELAPSED, 4.70 SECONDS PROCESSING.

D2 STACK SIZE = 20 WORDS. FILESIZE = 76 WORDS. ESTIMATED CORE STORAGE REQUIREMENT = 1126 WORDS.

TOTAL PROGRAM CODE = 866 WORDS. ARRAY STORAGE = 71 WORDS.

NUMBER OF PROGRAM SEGMENTS = 14. NUMBER OF DISK SEGMENTS = 84.

PROGRAM CODE FILE = (105FEP)BIN ON PACK.

COMPILER COMPILED ON 09/07/79 (FORTRAN ON PACK).

REFERÊNCIAS

- (Ab) M.Abramowitz, I.Stegun, "Handbook of Mathematical Functions".
- (Ar) L.A.Artsimovich, Nuclear Fusion 12 (1972) 215.
- (Ap) Apostilas e Notas de Aula - Tecnologia do Vácuo (1977).
- (Br) S.C.Brown, "Basic Data of Plasma Physics" (1956).
- (Ch) F.F.Chen, "Introduction to Plasma Physics" (1974).
- (Cr) R.C.Cross, "Construction of Diagnostic Equipment for Tech Tokamak" Texas (1977).
- (Di) D.L.Dimock, et al Nuclear Fusion 13 (1973) 271.
- (Dr-1) R.M.P.Drozack, "Modelamento Teórico da Descarga em Tokamaks", Dissertação de Mestrado IFUSP (1978).
- (Dr-2) R.M.P.Drozack, et al, "Model of the Discharge in an ohmically Heated Tokamak", Revista Brasileira de Física, vol. 10, nº 4 (1980) 851.
- (Du) S.Dushman, "Scientif Foundations of Vacuum Technique".
- (En) A.V.Engel, "Ionized Gases" (1975).
- (ET) Equipe TFR, Nuclear Fusion 185 (1978) 647.
- (Fe) J.L.Ferreira, "Diagnóstico de Plasma Toroidal com Sondas Magnéticas", Dissertação de Mestrado, IFUSP (1980).
- (Fr) H.P.Furth, Nuclear Fusion 15 (1975) 487.
- (Ga) R.M.O.Galvão, Apostilas do curso de Física de Plasmas, IFUSP (1978).
- (Hu) I.H.Hutchinson, J.D.Strachan, Nuclear Fusion 14 (1974) 649.
- (Kr) N.A.Krall, A.Trivelpiece, "Principles of Plasma Physics" (1973).
- (Le) Leybold-Heraeus, "Vacuum Technology its foundations formulae and tables".
- (Ll) J.F.Llewellyn, "Ionization and Breadown in gases".
- (Ma) S.Matsuda, JAERI M7103.
- (Mu) V.S. Mukhovatov, V.D.Shafranov, Nuclear Fusion 11 (1971) 605.

REAL A(5),B(5),AE(4),BE(4)

M1=1.*SK

M2=M1*M1

M3=M2*M1

M4=M3*M1

DATA A/1.38629436112,*.09666344259,

.03590092383,.03742563713,

*.01451196212/

DATA B/.5,*.12495593597,*.06880248576,

.03325355346,.00441787012/

DATA AE/.44325141463,*.06260601220,

.04757383546,.01736506451/

DATA BE/.24998398310,*.09200180027,

.04069697225,.00526449639/

ALN=LOG(M1)

EK=A(1)+A(2)*M1+A(3)*M2+A(4)*M3+A(5)*M4+

ALN(B(1)+B(2)*M1+B(3)*M2+B(4)*M3+B(5)*M4)

EF=1.*AE(1)*M1+AE(2)*M2+AE(3)*M3+AE(4)*M4+

ALN(BE(1)+BE(2)*M1+BE(3)*M2+BE(4)*M4)

RETURN

END

C 000:0000:0

C 000:0000:0

C 000:0000:0

C 000:0001:1

C 000:0002:0

C 000:0003:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0004:0

C 000:0005:4

C 000:0005:2

C 000:0012:1

C 000:0017:2

C 000:001D:2

C 000:001D:5

SEGMENT 000 IS 0027 LONG

FORMAT SEGMENT IS 0032 LONG

START OF SEGMENT 00E

SEGMENT 00E IS 0026 LONG

NO ERRORS DETECTED. NUMBER OF CARDS = 341.

COMPILATION TIME = 18 SECONDS ELAPSED, 4.70 SECONDS PROCESSING.

D2 STACK SIZE = 20 WORDS. FILESIZE = 76 WORDS. ESTIMATED CORE STORAGE REQUIREMENT = 1126 WORDS.

TOTAL PROGRAM CODE = 866 WORDS. ARRAY STORAGE = 71 WORDS.

NUMBER OF PROGRAM SEGMENTS = 14. NUMBER OF DISK SEGMENTS = 84.

PROGRAM CODE FILE = (105FEP)BIN ON PACK.

COMPILER COMPILED ON 09/07/79 (FORTRAN ON PACK).

- (Na) I.C.Nascimento et al, "Projeto Tokamak Brasileiro".
- (Na-2) I.C.Nascimento, "Fusão Nuclear Controlada" IFUSP/P-156, LFP4 (1978).
- (Pa) R.Popoular, Nuclear Fusion 16 (1976) 37.
- (Si) S.W.Simpson et al, "Design of the TBR Tokamak", IFUSP/P-155, LFP-2 (1978).
- (Sl) R.P.Silva, "Sistema Eletrônico do TBR", Dissertação de Mestrado, EPUSP (1980).
- (Sm) W.R.Smythe, "Static and Dynamic Electricity, 2^a ed.
- (So) T.Sometani, H.Fujisawa, Plasma Physics, 20(1978) 1101.
- (Va) C.M.Van Atta, "Vacuum Science and Engineering".
- (Wh) W.R.Wheeler, Physics Today (08/1972) 52.