

NPE-5529-PRE/1796

**ANTEPROJETO DE ENGENHARIA DO
TOKAMAK ETE**

Gerson Otto Ludwig

**Apresentado no 2º Encontro Brasileiro de Física de Plasmas
27-29 de outubro de 1993, Serra Negra, SP**

**INPE
São José dos Campos
Novembro de 1993**

**MINISTÉRIO DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

INPE-5529-PRE/1796

**ANTEPROJETO DE ENGENHARIA DO
TOKAMAK ETE**

Gerson Otto Ludwig

**INPE
São José dos Campos
Novembro de 1993**

ANTEPROJETO DE ENGENHARIA DO TOKAMAK ETE

Gerson Otto Ludwig
Laboratório Associado de Plasma
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
12227-010, São José dos Campos, SP

Julho de 1991
Revisto em Setembro de 1993

1 Introdução

Este relatório apresenta o anteprojeto de engenharia do tokamak ETE (Experimento Tokamak Esférico) do Laboratório Associado de Plasma do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (LAP/INPE). O tokamak ETE é um dispositivo de pequena razão de aspecto, ou tokamak esférico, que tem sua origem no projeto ETA (Experimento Toroidal Avançado) desenvolvido pelo LAP a partir de 1986. Este projeto apresentava várias características inéditas na época, tendo, em 1987, o tokamak ETA sido aprovado como principal experimento na área de fusão a ser construído no futuro Laboratório Nacional de Plasma (LNP). Entretanto, quando se tornou claro que a implantação do LNP não se faria em curto prazo, o LAP propôs, em 1988, a construção do Proto-ETA, que serviria de protótipo ao dispositivo ETA a um custo muito reduzido. O projeto conceitual e o anteprojeto de engenharia do tokamak Proto-ETA foram elaborados com intensa participação de especialistas nacionais e estrangeiros, durante uma série de reuniões de trabalho realizadas em 1989 e 1990. Embora muito prestigiado, o projeto, infelizmente, não teve apoio das instituições de financiamento para sua execução. No final de 1990, o Proto-ETA serviu de base para desenho do tokamak TBR-E, que manteve suas principais características de tokamak esférico e foi proposto como um esforço conjunto dos maiores grupos atuantes na área de física de plasma experimental no País. Novamente, verificou-se que não haveria recursos para construir um dispositivo do porte do Proto-ETA ou do TBR-E. Assim, em meados de 1991, o LAP passou a trabalhar no desenvolvimento do presente projeto, partindo da premissa que seria necessário utilizar-se fontes de energia disponíveis a um custo

Table 1: Parâmetros de projeto do tokamak ETE.

Razão de aspecto A	1,5
Raio maior R_0 (m)	0,3
Elongação κ	1,5
Indução magnética toroidal B_0 (T)	0,4
Corrente de plasma I_p (kA)	200

extremamente reduzido e empregar ao máximo os recursos materiais e humanos da instituição.

O presente dispositivo, embora menos ambicioso que os precedentes, mantém as características originais de pequena razão de aspecto e parâmetros de plasma que o tornam extremamente interessante para a realização de pesquisas na área de fusão, numa configuração ainda pouco explorada e muito promissora para a consecução de reatores. Sua rápida construção permitiria ao LAP participar efetivamente da pesquisa internacional na área. Os principais parâmetros do experimento, que serviram de referência para o anteprojeto, estão listados na Tabela 1.

Com um desenho bastante simplificado e usando bancos de capacitores já disponíveis no Laboratório, mostra-se neste relatório que é possível atingir os valores listados na Tabela 1. Havendo recursos adicionais para a aquisição de capacitores mais apropriados, com menor tensão que os atualmente disponíveis e maior capacidade de armazenamento de energia, pode-se tanto simplificar o circuito de aquecimento ôhmico e tornar sua operação mais segura, como estender os parâmetros acima até os valores máximos $B_0 = 0,8\text{T}$ e $I_p = 400\text{kA}$. O solenóide indutivo, as bobinas de campo magnético toroidal e a estrutura de suporte foram dimensionados tendo em vista estes parâmetros máximos de operação. Obviamente, um cálculo estrutural mais completo deverá ser realizado se o dispositivo for exigido no seu limite.

Na elaboração deste anteprojeto procurou-se utilizar fórmulas e critérios os mais simplificados possíveis, expondo os resultados numa seqüência lógica. Todos os cálculos apresentados foram realizados usando-se apenas uma calculadora científica e são, na sua maioria, diretos. Em poucas ocasiões é preciso recorrer a um procedimento de cálculo iterativo, como é o caso da determinação da resistência elétrica dos condutores da bobina de campo toroidal e do solenóide indutivo. A apresentação detalhada de todas as fórmulas utilizadas permite, também, a rápida avaliação de modificações que se fizerem necessárias.

2 Coluna Central

A coluna central é um componente crítico no projeto de tokamaks esféricos. As restrições de espaço e o valor elevado da corrente a ser gerada no plasma impõem condições de projeto restritivas para o solenóide indutivo, que deve ocupar o pequeno intervalo compreendido entre os condutores centrais da bobina de campo toroidal e a parede cilíndrica interna da câmara de vácuo. Para confeccionar esta parede optou-se pela utilização de um tubo sem costura de bitola padrão 6" (diâmetro externo = 168,28mm e espessura da parede = 2,77mm). O material a ser empregado é a liga inconel 625 (Ni, Cr 22%, Mo 9%, Cb 4%, Fe 3%) e o tubo deverá ser usinado na sua parte interna de modo a reduzir a espessura da parede para 1mm. A utilização de um material de alta resistividade elétrica, tal como o inconel, e a redução da espessura têm por finalidade aumentar a resistência da parede à circulação de correntes parasitas induzidas pelo solenóide.

A Figura 1 mostra a seção reta da coluna central e da parede interna da câmara de vácuo. Como mostra a figura, os segmentos verticais internos da bobina de campo toroidal ocupam uma coroa circular delimitada pelo raio interno $r_0 = 20,00\text{mm}$ e o raio externo $r_1 = 60,00\text{mm}$. A bobina é formada por $N = 12$ espiras, representadas na figura por setores de coroa circular e separadas por lâminas radiais isolantes de espessura $e_1 = 1,00\text{mm}$. Na face interna de cada um dos condutores serão inseridos tubos de refrigeração. Estes tubos de cobre eletrolítico, de diâmetro externo 6,35mm e com parede de espessura 0,30mm, deverão ser conformados mecanicamente e soldados em fendas de assento. O diâmetro efetivo de cada canal de refrigeração é $d_1 = 5,75\text{mm}$. O furo central da coluna é preenchido por uma barra cilíndrica de material isolante que deve ter boas características mecânicas (grande resistência à compressão e boa estabilidade dimensional) e resistir ao calor (para temperaturas até 100C). Nesta barra serão cortadas fendas para fixação das lâminas radiais de isolamento. A barra cilíndrica auxilia na ancoragem do conjunto, embora a força centralizante, que atua sobre os condutores internos da bobina por ação do campo magnético toroidal, seja equilibrada pelo efeito de cunha.

Os condutores centrais serão envoltos por uma camada isolante de fibra de vidro com 2mm de espessura. Esta camada, além de atuar como isolante elétrico, tem por função principal conferir rigidez estrutural à coluna. O diâmetro externo da coluna central, incluindo a camada externa isolante, é 124mm. O solenóide indutivo, cujo projeto se encontra descrito na Seção 3, deverá ser enrolado diretamente sobre a coluna central, ocupando uma casca cilíndrica de espessura total igual a 20,10mm. A câmara de vácuo é posteriormente sobreposta ao solenóide.

A Figura 1 mostra também a projeção no plano horizontal de parte de um dos condutores externos da bobina de campo toroidal. A dimensão b indicada é calculada por

$$b = 2r_1 \sin \left(\frac{\pi}{N} - \arcsin \frac{e_1}{2r_1} \right) = 30,09\text{mm}.$$

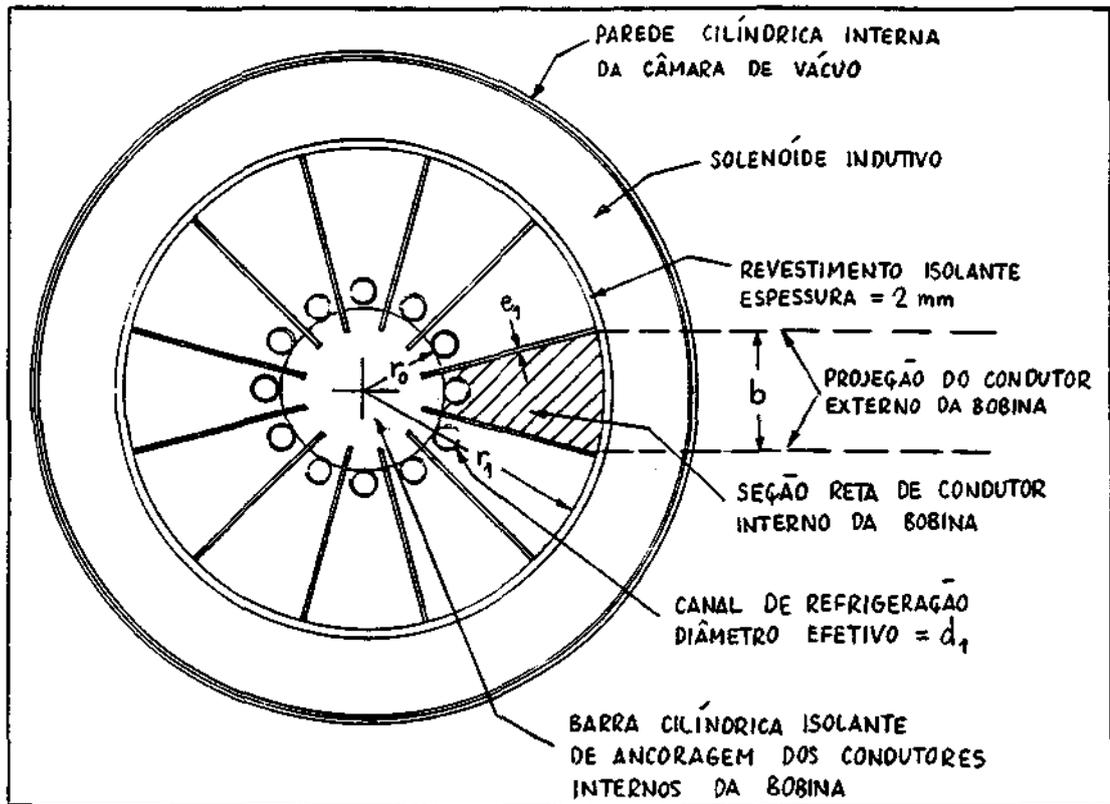


Figure 1: Seção reta da coluna central.

A área ativa da seção reta de cada condutor interno (área hachurada na Figura 1) é dada por

$$A_1 = \frac{\pi}{N}(r_1^2 - r_0^2) - \pi \frac{d_1^2}{4} - e_1(r_1 - r_0) = 771,79 \text{mm}^2.$$

Para que o condutor externo da bobina tenha a mesma área de seção reta que o condutor interno (requisito para satisfazer a condição de momento nulo ao longo da bobina, conforme descrito na Seção 4), é necessário que a altura da seção retangular do condutor externo seja dada simplesmente por

$$h = \frac{A_1 + \pi d_1^2/4}{b} = 26,51 \text{mm},$$

com a devida inclusão de canais de refrigeração.

A corrente total que deve circular pela coluna central é calculada em termos do raio maior $R_0 = 0,30 \text{m}$ e da indução magnética no vácuo $B_0 = 0,40 \text{T}$ pela fórmula

$$NI = \frac{2\pi}{\mu_0} R_0 B_0 = 600 \text{kA} \cdot \text{esp},$$

e a densidade de corrente em cada uma das espiras da bobina de campo toroidal ($N = 12$) será

$$j = \frac{I}{A_1} = 64,8 \text{MA/m}^2.$$

Note-se que esta densidade de corrente será uniforme ao longo de toda a bobina, o que implica a conveniência de refrigeração também nos condutores externos. O aquecimento uniforme da bobina apresenta a vantagem de reduzir as ações de extremidade produzidas por variações de temperatura.

Supondo que o aquecimento da bobina é adiabático, a elevação de temperatura do condutor durante o pulso de corrente na bobina de campo toroidal é regida pela equação

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \eta j^2,$$

onde $\rho = 8,9 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ e $c_p = 3,9 \times 10^2 \text{J/(kg}\cdot\text{K)}$ são, respectivamente, a densidade e o calor específico do cobre. A variação da resistividade elétrica do cobre com a temperatura é descrita pela fórmula

$$\eta = \eta_0(1 + \alpha T),$$

onde $\eta_0 = 1,59 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ é a resistividade para $T = 0\text{C}$ e $\alpha = 4,23 \times 10^{-3}/\text{C}$. Integrando a equação de evolução da temperatura obtém-se

$$\int_0^\infty j^2(t) dt = \left(\frac{\rho c_p}{\eta_0} \right) \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha T_0} \right).$$

Assim, definindo-se um tempo efetivo t_{ef} tal que

$$j^2 t_{ef} = \int_0^\infty j^2(t) dt,$$

a temperatura T do condutor ao final do pulso de corrente pode ser calculada a partir de

$$\frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha T_0} = \exp(1,94 \times 10^{-17} j^2 t_{ef}).$$

Para uma temperatura inicial $T_0 = 28\text{C}$ e tomando-se $t_{ef} \cong 85,1 \text{ms}$ (este valor será calculado na Seção 6) resulta

$$T = 29,8\text{C}.$$

A temperatura média do condutor durante o pulso de corrente é $\bar{T} = 28,9\text{C}$ e sua resistividade média

$$\bar{\eta} = \eta_0(1 + \alpha \bar{T}) = 1,78 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}.$$

Nas condições analisadas acima o incremento de temperatura no condutor é pequeno durante um pulso de corrente, podendo-se dispensar a refrigeração na parte externa da bobina. A refrigeração na coluna central, entretanto, deve ser mantida em qualquer situação em virtude da completa ausência de ventilação. Por outro lado, aumentando-se o banco de capacitores atualmente disponível é possível excitar a bobina toroidal até um valor máximo da indução magnética da ordem de $0,8\text{T}$ (Cf. Seção 4). Supondo $B_0 = 0,8\text{T}$ e $t_{ef} = 200\text{ms}$, a temperatura nos condutores da bobina passaria de $28,0$ para $45,8\text{C}$ durante um pulso de corrente, condições nas quais se faz necessária a refrigeração em toda a bobina.

3 Solenóide Indutivo

O solenóide indutivo (transformador ôhmico) será fabricado utilizando-se um condutor ôco de cobre OF em estado recozido, com isolamento de Kapton, cujas dimensões estão indicadas na Figura 2. O solenóide será enrolado sobre a coluna central em duas camadas radiais com hélices opostas para a redução do campo de erro. Incluindo-se a espessura da película isolante de alta tensão (película de fibra de vidro com 1,00mm de espessura) a ser introduzida entre as duas camadas radiais do solenóide, as dimensões da casca cilíndrica ativa serão: raio interno $a_1 = 62,00\text{mm}$ e raio externo $a_2 = 81,10\text{mm}$. Com a aplicação de uma película de fibra de vidro, com espessura igual a 1,00mm, para revestimento e isolamento elétrico na face externa do solenóide, sua espessura total é igual a 20,10mm (Cf. Seção 2). A Figura 2 mostra, também, uma seção longitudinal do solenóide, indicando suas principais dimensões radiais.

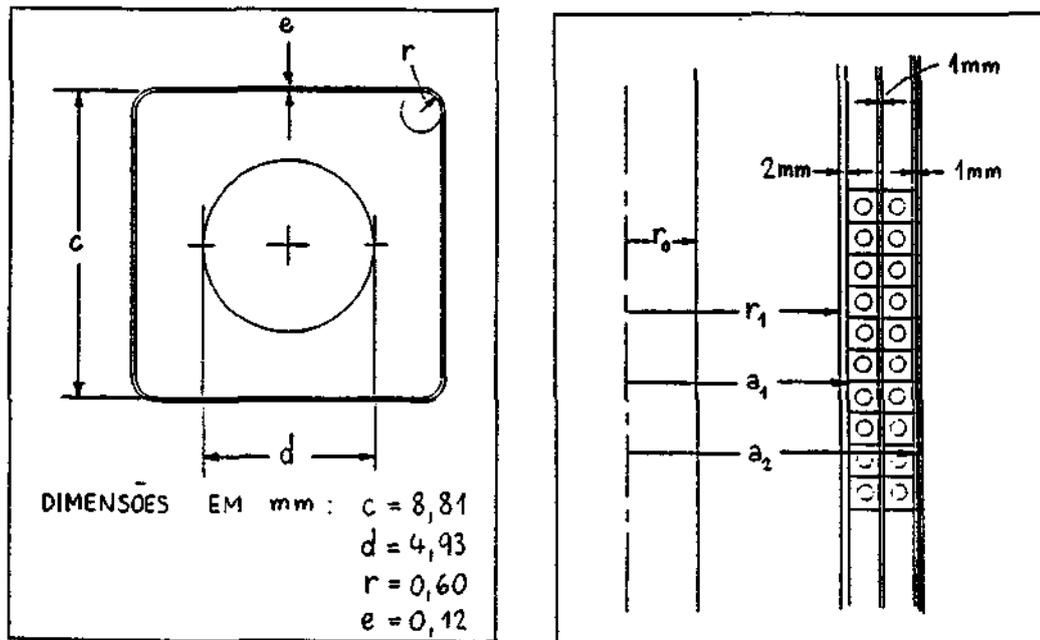


Figure 2: Seção reta do condutor utilizado no solenóide indutivo (esquerda) e seção longitudinal do solenóide (direita).

A área ativa do condutor mostrado na Figura 2 é calculada por

$$A_c = c^2 - \pi d^2/4 - (4 - \pi)r^2 = 58,22\text{mm}^2$$

e seu fator de empacotamento por

$$\lambda_c = \frac{A_c}{(c + 2e)^2} = 0,711.$$

Por outro lado, o fator de empacotamento do solenóide é dado por

$$\lambda_{\Omega} = \frac{N_{\Omega} A_c}{h_{\Omega} (a_2 - a_1)},$$

onde h_{Ω} é o comprimento ativo do solenóide, isto é, não levando em conta terminações e conexões elétricas. Supondo um fator de empacotamento efetivo $\lambda_{\Omega} = 0,65$, igual ao obtido na confecção das bobinas magnéticas do girotron do LAP/INPE, que utilizam o mesmo condutor, e tomando $N_{\Omega} = 2 \times 85 = 170$ espiras (2 camadas de 85 espiras cada), obtém-se $h_{\Omega} = 797,19\text{mm}$.

A resistência elétrica do solenóide é obtida a partir da fórmula

$$R_{\Omega} = \frac{\eta_{\Omega} N_{\Omega} \pi (a_2 + a_1)}{A_c},$$

onde η_{Ω} é a resistividade elétrica do condutor. Utilizando-se a fórmula para a resistividade do cobre introduzida na Seção 2, resulta

$$R_{\Omega} = 20,9(1 + \alpha T_{\Omega}) \text{ m}\Omega.$$

Supondo que a temperatura inicial do condutor é igual a 28C e a temperatura no final do pulso de corrente é limitada ao valor 39C, pode-se, para cálculos aproximados, considerar um valor médio da resistência $\bar{R}_{\Omega} = 23,9\text{m}\Omega$.

A auto-indutância do solenóide indutivo pode ser estimada a partir da fórmula válida para o segmento de comprimento h_{Ω} de um solenóide de comprimento infinito

$$L_{\Omega} \cong \frac{\mu_0 \pi N_{\Omega}^2}{6 h_{\Omega}} (a_2^2 + 2a_2 a_1 + 3a_1^2) = 672\mu\text{H}.$$

Utilizando a fórmula de Nagaoka (Cf. Radio Engineers' Handbook) obtém-se $L_{\Omega} = 616\mu\text{H}$. Portanto, o valor fornecido pela expressão para um segmento de solenóide infinito deve ser reduzido de 8,3% devido ao efeito de bordas. A constante de tempo do solenóide é dada por

$$\tau_{\Omega} = L_{\Omega} / \bar{R}_{\Omega} = 25,8\text{ms}.$$

Definindo-se o raio equivalente

$$a_{\Omega} = \left(\frac{(a_2 + a_1)^2 - a_2 a_1}{3} \right)^{1/2} = 71,76\text{mm}$$

e supondo que todo o fluxo disponível é concatenado pelo plasma, a indutância mútua entre o solenóide indutivo e o plasma vale

$$M = \mu_0 \pi a_{\Omega}^2 N_{\Omega} / h_{\Omega} = 4,34\mu\text{H}.$$

Estimando-se a auto-indutância do plasma de raio maior $R_0 = 0,30\text{m}$ e razão de aspecto $A = 1,5$ pela expressão válida para uma espira circular com distribuição uniforme de corrente (esta fórmula aproximada corresponde a uma expansão no inverso do quadrado da razão de aspecto),

$$L_p \cong \mu_0 R_0 \left[\ln(8A) - \frac{7}{4} + \frac{1}{A^2} \left(\frac{1}{8} \ln(8A) + \frac{1}{24} \right) \right] = 336\text{nH},$$

o coeficiente de acoplamento entre o solenóide indutivo e o plasma será dado simplesmente por

$$k_m = \frac{M}{(L_\Omega L_p)^{1/2}} = 0,301.$$

A indutância do plasma pode ser calculada levando-se em conta adequadamente os efeitos da razão de aspecto e da alongação, resultando num valor $L_p \cong 180\text{nH}$. Entretanto, o plasma forma-se inicialmente com dimensões transversais reduzidas e maior valor da indutância, justificando em parte a adoção do valor $L_p \cong 336\text{nH}$. Este critério resulta também em cálculos conservadores das necessidades de potência no circuito de aquecimento ôhmico, compensando os efeitos de circuitos parasitas e de acoplamento do plasma com os campos verticais, desprezados nos cálculos aproximados que serão apresentados na Seção 5.

A hipótese acima, de que todo o fluxo disponível no solenóide é concatenado pelo plasma, pressupõe a ligação de um sistema de bobinas de redução do campo de erro em série com o solenóide, formando um sistema quase perfeito de bobinas de magnetização do plasma. Sabe-se que a variação de fluxo necessária para dar partida ao plasma, desprezando as pequenas perdas ôhmicas durante a partida, pode ser estimada por

$$\Phi_0 \cong L_p I_p,$$

e que a variação de fluxo necessária para manter constante a corrente de plasma I_p durante o tempo de descarga t_p é dada por

$$\Phi_p \cong V_e t_p,$$

onde V_e é a tensão de enlace, cujo valor experimental para pequenos tokamaks situa-se na faixa $1,0 \sim 2,0\text{V}$ (supondo um controle efetivo do teor de impurezas, isto é, $Z_{ef} \leq 2,0$). O fluxo total que deve ser produzido pelo solenóide para gerar e manter a corrente de plasma é dado pela soma

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_p.$$

Para avaliar o desempenho do solenóide considera-se um pulso de corrente idealizado conforme mostra a Figura 3. Distingue-se um período inicial de carga do solenóide, de duração t_c , um período de partida do plasma, de duração t_0 , e, finalmente, um período de descarga tokamak, de duração característica τ_Ω para o circuito ôhmico. A carga do solenóide faz-se através de um circuito R-L-C

hipoamortecido até um valor máximo de corrente $I_m = \Phi/M$, segundo um pulso de corrente cujo formato pode ser convenientemente representado por um quarto de senóide. Durante o período de partida a corrente de plasma sobe rapidamente até seu valor nominal I_p , sendo o solenóide acionado através de um circuito R-L de pequena constante de tempo. Este período é efetivamente não-linear, devido à grande variação da resistência de plasma em função da temperatura crescente do plasma, mas, por simplicidade, supõe-se que a corrente no solenóide varia exponencialmente. Finalmente, no período de descarga tokamak a corrente no solenóide indutivo decai com uma constante de tempo aproximadamente igual a τ_Ω . A implementação do circuito de acionamento do solenóide, capaz de gerar esta resposta aproximada, será vista na Seção 5.

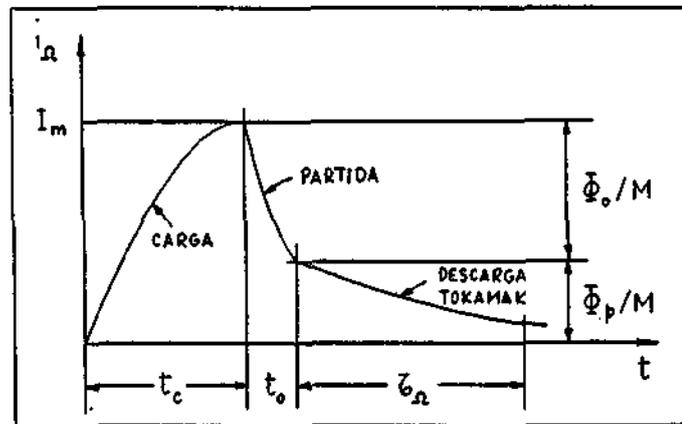


Figure 3: Pulso de corrente idealizado de operação do solenóide indutivo.

A operação do solenóide é limitada pela máxima tensão mecânica circunferencial que pode ser suportada pelo condutor. Para o cobre OF em estado recozido a tensão de escoamento do condutor considerado é $\sigma_e = 49\text{MPa}$ e a tensão de ruptura é $\sigma_r = 215\text{MPa}$. Após sofrer deformação durante o processo de fabricação do solenóide o material tem seus limites de escoamento e ruptura aumentados devido ao efeito de encruamento. Para o mesmo condutor com têmpera meio-dura a tensão de escoamento é $\sigma_e = 186\text{MPa}$ e a tensão de ruptura é $\sigma_r = 274\text{MPa}$. Para têmpera dura tem-se, respectivamente, $\sigma_e = 274\text{MPa}$ e $\sigma_r = 333\text{MPa}$. Considerando uma tensão admissível $\sigma_{adm} = 100\text{MPa}$, a partir da fórmula para a tensão circunferencial num cilindro sob pressão interna,

$$\sigma_\phi = \left(\frac{a_2^2 + a_1^2}{a_2^2 - a_1^2} \right) \frac{B^2}{2\mu_0},$$

verifica-se que a indução magnética na parede interna do solenóide não pode ultrapassar o valor máximo $B = 8,12\text{T}$. Neste caso, a máxima tensão de cisalhamento

na superfície interna do solenóide é dada por

$$\tau = \left(\frac{a_2^2}{a_2^2 - a_1^2} \right) \frac{B^2}{2\mu_0} = 63,1 \text{MPa}.$$

A indução magnética no interior do solenóide pode ser calculada por qualquer uma das expressões equivalentes:

$$B \cong \frac{\Phi}{\pi a_\Omega^2} = \frac{\mu_0 N_\Omega I_m}{h_\Omega} = \mu_0 j_m \lambda_\Omega (a_2 - a_1).$$

Portanto, o fluxo máximo disponível, em virtude do limite imposto pela resistência mecânica do cobre, é $\Phi = 131 \text{mWb}$, para uma corrente máxima (no final do período de carga do solenóide) $I_m = 30,3 \text{kA}$ e uma densidade de corrente máxima $j_m = I_m/A_c = 520 \text{MA/m}^2$. Com esta disponibilidade de fluxo é possível induzir-se uma corrente no plasma de valor máximo $I_p \cong 200 \text{kA}$ ($\Phi_0 \cong 67 \text{mWb}$) e mantê-la, em decaimento exponencial com uma tensão de enlace média $\bar{V}_e \cong 1,0 \text{V}$, durante $t_p \cong 64 \text{ms}$ ($\Phi_p \cong 64 \text{mWb}$). Os cálculos mais precisos destes valores serão efetuados na Seção 5.

A partir do pulso idealizado mostrado na Figura 3 pode-se calcular a integral de energia

$$\int_0^\infty j_\Omega^2 dt \cong j_m^2 \left[\frac{t_c}{2} + \frac{t_0}{2} \frac{1 - (\Phi_p/\Phi)^2}{\ln(\Phi/\Phi_p)} + \frac{\tau_\Omega}{2} \left(\frac{\Phi_p}{\Phi} \right)^2 \right].$$

Para uma estimativa desta integral vai-se supor $t_c \cong \tau_\Omega/4$ e $t_0 \cong \tau_\Omega/10$, obtendo como resultado

$$\int_0^\infty j_\Omega^2 dt \cong 2,1 \times 10^{15} (\text{A/m}^2)^2 \text{s}.$$

Nestas condições, e para uma temperatura inicial $T_0 = 28 \text{C}$, a temperatura final do condutor do solenóide é igual a $39,0 \text{C}$. Este valor da integral de energia é cerca de cinco vezes menor que o máximo permissível,

$$\int_0^\infty j_\Omega^2 dt \leq 1,1 \times 10^{16} (\text{A/m}^2)^2 \text{s},$$

para o qual corresponde uma temperatura final igual a 90C .

É importante observar que o solenóide tem seu desempenho limitado pela resistência mecânica do material utilizado. Se, na fabricação do solenóide, for utilizado um condutor de cobre reforçado por dispersão de alumina, pode-se admitir uma tensão duas vezes maior nos picos de corrente, isto é, $\sigma_{adm} = 200 \text{MPa}$, que implica um aumento de 50% na corrente induzida no plasma ($I_p \cong 300 \text{kA}$). O condutor de cobre reforçado por dispersão GLIDCOP AL-15, por exemplo, apresenta uma tensão de escoamento $\sigma_e = 310 \text{MPa}$ e uma tensão de ruptura $\sigma_r = 414 \text{MPa}$. Sua resistividade elétrica é um pouco maior que a do cobre OF, sendo dada em função da temperatura em graus centígrados pela fórmula

$$\eta = 1,7 \times 10^{-8} + 8,02 \times 10^{-11} T - 6,39 \times 10^{-14} T^2 \Omega \cdot \text{m}.$$

Além disso, uma análise mais detalhada de fadiga do material deverá ser realizada, pois, caso limite-se o número de ciclos de operação do solenóide, é possível aumentar a indução máxima no seu interior (e portanto a corrente de plasma) em até 20%.

Outra melhoria que poderá ser introduzida com relativa facilidade consiste em se modificar o circuito de acionamento do transformador para operação com dupla polaridade. Isto permitirá duplicar o fluxo disponível, para os mesmos valores de pico da corrente no solenóide, e, portanto, mais que duplicar a corrente induzida no plasma. Verifica-se que, com o aumento da corrente de plasma até o excelente patamar $I_p \cong 400\text{kA}$, seria necessário operar a bobina de campo toroidal próximo do seu limite de resistência mecânica ($B_0 \leq 0,8\text{T}$, determinado na Seção 4) para que o fator de segurança do plasma mantenha-se em valores aceitáveis. Nesta situação, a duração máxima da corrente de plasma seria limitada pelo aquecimento do condutor do solenóide indutivo.

4 Bobina de Campo Toroidal

A bobina de campo magnético toroidal tem seu projeto baseado no conceito de bobinas em formato D de tensão reduzida. A indução magnética gerada no interior de uma bobina de campo toroidal ideal tem orientação azimutal e valor dado em função do raio R por

$$B_\phi = \frac{\mu_0 N I}{2\pi R}.$$

Considerando cada um dos N condutores que formam a bobina como uma viga delgada, a força eletromagnética média por unidade de comprimento da viga, que resulta da interação da corrente I com o campo B_ϕ , é dada por

$$f = \frac{\mu_0 N I^2}{2\pi R}.$$

Esta força local tem componentes nas direções R e Z . Se o raio de curvatura ρ da viga é em cada ponto proporcional ao raio R do sistema de coordenadas cilíndrico, isto é,

$$\rho = kR,$$

cada elemento da viga elástica se encontra simplesmente tracionado. A força de tração, constante ao longo de toda a viga, é calculada pela fórmula

$$F = \frac{\mu_0 N I^2}{4\pi} k,$$

onde a constante k é o parâmetro de raio que caracteriza o formato da bobina. As equações paramétricas deste formato, em coordenadas cilíndricas, são

$$R = R_m \exp(k \cos \theta),$$

$$Z = R_m k \int_0^\theta \exp(k \cos \theta') \cos(\theta') d\theta',$$

onde θ é o parâmetro angular, $R_m = (R_1 R_2)^{1/2}$ é o raio dos pontos de tangência superior e inferior da bobina (a bobina tem simetria em relação ao plano equatorial) e $R_1 = R_m \exp(-k)$, $R_2 = R_m \exp(+k)$ são, respectivamente, os raios mínimo e máximo da bobina. A constante k é dada em função destes raios pela relação

$$k = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right).$$

No presente anteprojeto vai-se considerar a geometria mais simples para a bobina, conhecida como Princeton-D. Esta bobina é constituída, basicamente, por um segmento curvo externo cuja forma é dada pelas equações paramétricas acima com θ variando de 0 a π radianos. Este segmento termina tangencialmente ao segmento retilíneo interno, que é parte da casca cilíndrica que suporta a força de centralização que atua sobre a bobina (Cf. Seção 8). O raio médio interno, R_1 , é calculado a partir das dimensões radiais da coluna central (Cf. Seção 2) por

$$R_1 = \frac{r_1 + r_0}{2} = 40,00\text{mm}.$$

O raio médio externo, R_2 , por sua vez, determina o valor máximo da ondulação do campo toroidal na borda do plasma, cuja posição radial no plano equatorial é

$$R = \frac{1 + A}{A} R_0 = 0,50\text{m}.$$

Aproximando-se a bobina de campo toroidal por filamentos concêntricos dispostos ao longo de superfícies cilíndricas de raio R_1 e R_2 , a ondulação no plano equatorial pode ser estimada por

$$\Delta = \left(\frac{B_{\phi, \text{máx}} - \bar{B}_\phi}{\bar{B}_\phi} \right) = \frac{(R/R_1)^N}{(R/R_1)^N - 1} + \frac{(R/R_2)^N}{1 - (R/R_2)^N} - 1 \cong \left(\frac{R}{R_2} \right)^N.$$

Escolhendo $R_2 = 820,00\text{mm}$, obtém-se um valor de ondulação $\Delta \cong 0,26\%$. A constante de raio vale $k = 1,5102$ e o raio do ponto mais alto da bobina (ponto de tangência superior) é $R_m = (R_1 R_2)^{1/2} = 181,11\text{mm}$. A coordenada Z_m deste ponto (meia altura da bobina) é dada pela integral

$$\begin{aligned} Z_m &= R_m k \int_0^{\pi/2} \exp(k \cos \theta') \cos(\theta') d\theta' \\ &= R_m \frac{k\pi}{2} \left(I_1(k) + L_1(k) + \frac{2}{\pi} \right) = 941,32\text{mm}, \end{aligned}$$

Table 2: Coordenadas de pontos da linha elástica da bobina toroidal (o incremento no parâmetro θ é de 15° – observe-se que a tangente à linha elástica em cada ponto forma um ângulo $\pi/2 + \theta$ com o eixo R).

θ	R (mm)	Z (mm)	ρ (mm)
0	820,00 (= R_2)	0	1238,37
$\pi/12$	778,87	315,14	1176,26
$\pi/6$	669,80	580,93	1011,54
$\pi/4$	526,88	769,22	795,70
$\pi/3$	385,37	879,34	581,99
$5\pi/12$	267,73	929,17	404,32
$\pi/2$	181,11 (= R_m)	941,32 (= Z_m)	273,51
$7\pi/12$	122,51	934,12	185,02
$2\pi/3$	85,11	918,97	128,54
$3\pi/4$	62,25 (junta)	901,68	94,02
$5\pi/6$	48,97	884,56	73,96
$11\pi/12$	42,11	868,15	63,60
π	40,00 (= R_1)	852,25 (= $H/2$)	60,41

onde I_1 e L_1 são, respectivamente, as funções de Bessel e de Struve modificadas de ordem 1. A altura total do segmento reto da bobina é calculada por

$$H = 2R_m k \int_0^\pi \exp(k \cos \theta') \cos(\theta') d\theta' = 2R_m k \pi I_1(k) = 1704,50 \text{ mm.}$$

O comprimento de cada espira, ℓ_T (perímetro da bobina incluindo o trecho retilíneo), a área da bobina, A_T (área poloidal delimitada pelo perímetro ℓ_T), e a indutância para um toróide com N espiras, L_T , são dadas em termos das funções modificadas de Bessel de ordens inteiras pelas expressões:

$$\ell_T = 2R_m k \pi [I_0(k) + I_1(k)] = 4551,74 \text{ mm,}$$

$$A_T = 2R_m^2 k \pi [I_1(2k) - \exp(-k)I_1(k)] = 1,19 \text{ m}^2,$$

$$L_T = \mu_0 R_m N^2 k [kI_0(k) + (k-1)I_1(k)] = 149 \mu \text{H.}$$

A Tabela 2 fornece uma lista das coordenadas de pontos selecionados ao longo da linha elástica que define a forma da bobina. Estas coordenadas são calculadas a partir das equações paramétricas da linha atribuindo-se ao parâmetro θ os valores indicados na tabela.

A alimentação de corrente das espiras da bobina será feita através de anéis de transposição e compensação situados nos pontos extremos superior e inferior

da bobina. A Figura 4 mostra um corte das juntas desmontáveis e dos anéis superiores de transposição e compensação. Como a área da seção reta é constante ao longo de cada espira, a condição de momento nulo é mantida (a menos de pequenas correções) em toda a bobina, inclusive nas juntas. Da mesma forma, a colocação dos anéis de transposição e compensação nos pontos extremos superior e inferior não restringe o movimento da bobina na direção vertical, não afetando, portanto, a condição de momento nulo. Com a colocação da junta desmontável de inserção na posição mostrada na Figura 4, correspondente ao ponto $\theta = 3\pi/4$, há acesso para montagem da câmara de vácuo pelo topo da bobina mas não do solenóide, que deverá ser enrolado sobre a coluna central. As peças de ressalto da junta de inserção serão usinadas separadamente e depois soldadas nos condutores retos internos da bobina de campo toroidal, conforme indicado na Figura 4. Além da junta de inserção, que só existe na parte superior da bobina, existem, tanto na parte superior como na inferior, juntas desmontáveis de superposição para instalação dos anéis de alimentação de corrente.

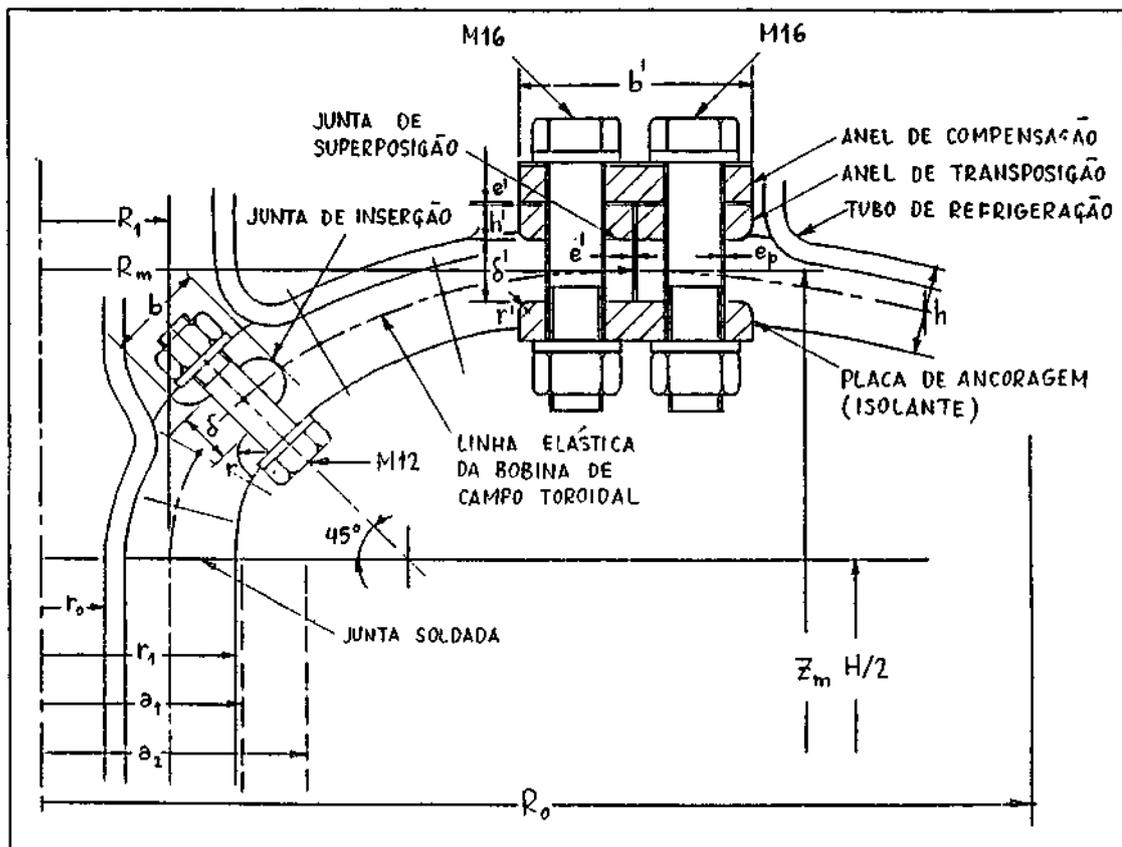


Figure 4: Detalhes das juntas desmontáveis e anéis de alimentação.

A tensão máxima no ressalto sob tração com um orifício circular, da junta

desmontável de inserção mostrada na Figura 4, pode ser estimada pela fórmula

$$\sigma_{o,máx} = \frac{K_o F}{(b - d_p) \delta},$$

onde K_o é o fator de concentração de tensão, b é o valor aproximado da largura média do ressalto (perpendicular ao plano da figura), d_p é o diâmetro do parafuso de fixação, δ é a espessura do ressalto e F é a força de tração, que pode ser calculada em função da indução magnética B_0 por

$$F = k \frac{\pi R_0^2 B_0^2}{\mu_0 N} = 28,32 B_0^2 \text{ kN}.$$

Para um parafuso M12 tem-se $d_p/b \cong 0,40$ e $K_o \cong 2,27$. Supondo $\delta \cong h/2$, tem-se

$$\sigma_{o,máx} = 268,1 B_0^2 \text{ MPa}.$$

Adotando como critério de dimensionamento $\sigma_{máx} \leq \sigma_{adm} = (2/3)\sigma_e$ verifica-se, com o valor da tensão de escoamento $\sigma_e = 274 \text{ MPa}$ para vergalhões de cobre OF de têmpera dura, que a indução magnética é limitada por $B_0 \leq 0,83 \text{ T}$.

A tensão máxima na base do ressalto, por sua vez, pode ser estimada por

$$\sigma_{r,máx} = \frac{K_r F}{b \delta}.$$

Para um raio do filete $r \cong \delta/2$, tem-se $K_r \cong 1,40$ e

$$\sigma_{r,máx} = 99,4 B_0^2 \text{ MPa}.$$

Segundo o critério acima, a base do ressalto tem um coeficiente de segurança maior que a região do orifício pois a indução magnética para tensão admissível na base é limitada por $B_0 \leq 1,36 \text{ T}$.

A tensão de cisalhamento nas duas seções do parafuso de área de seção reta $A_p = \pi d_p^2/4$ é dada aproximadamente por

$$\tau_p = \frac{F}{2A_p} = 125,2 B_0^2 \text{ MPa}.$$

Adotando o critério $\tau_p \leq (2/3)\tau_{crit} = (1/3)\sigma_e$, e lembrando que para parafusos de aço inox AISI-310 tem-se uma tensão de escoamento $\sigma_e \cong 300 \text{ MPa}$ e uma tensão de ruptura $\sigma_r \cong 600 \text{ MPa}$, o limite da indução para cisalhamento do parafuso é $B_0 \cong 0,89 \text{ T}$.

O parafuso deverá estar sujeito a uma tensão prévia de forma a minimizar a resistência de contato na junta. Para que a resistência de contato atinja um patamar razoavelmente estável abaixo de $14 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ é necessário aplicar-se uma

desmontável de inserção mostrada na Figura 4, pode ser estimada pela fórmula

$$\sigma_{o,máx} = \frac{K_o F}{(b - d_p) \delta},$$

onde K_o é o fator de concentração de tensão, b é o valor aproximado da largura média do ressalto (perpendicular ao plano da figura), d_p é o diâmetro do parafuso de fixação, δ é a espessura do ressalto e F é a força de tração, que pode ser calculada em função da indução magnética B_0 por

$$F = k \frac{\pi R_0^2 B_0^2}{\mu_0 N} = 28,32 B_0^2 \text{kN}.$$

Para um parafuso M12 tem-se $d_p/b \cong 0,40$ e $K_o \cong 2,27$. Supondo $\delta \cong h/2$, tem-se

$$\sigma_{o,máx} = 268,1 B_0^2 \text{MPa}.$$

Adotando como critério de dimensionamento $\sigma_{máx} \leq \sigma_{adm} = (2/3)\sigma_e$ verifica-se, com o valor da tensão de escoamento $\sigma_e = 274 \text{MPa}$ para vergalhões de cobre OF de tempera dura, que a indução magnética é limitada por $B_0 \leq 0,83 \text{T}$.

A tensão máxima na base do ressalto, por sua vez, pode ser estimada por

$$\sigma_{r,máx} = \frac{K_r F}{b \delta}.$$

Para um raio do filete $r \cong \delta/2$, tem-se $K_r \cong 1,40$ e

$$\sigma_{r,máx} = 99,4 B_0^2 \text{MPa}.$$

Segundo o critério acima, a base do ressalto tem um coeficiente de segurança maior que a região do orifício pois a indução magnética para tensão admissível na base é limitada por $B_0 \leq 1,36 \text{T}$.

A tensão de cisalhamento nas duas seções do parafuso de área de seção reta $A_p = \pi d_p^2/4$ é dada aproximadamente por

$$\tau_p = \frac{F}{2A_p} = 125,2 B_0^2 \text{MPa}.$$

Adotando o critério $\tau_p \leq (2/3)\tau_{crit} = (1/3)\sigma_e$, e lembrando que para parafusos de aço inox AISI-310 tem-se uma tensão de escoamento $\sigma_e \cong 300 \text{MPa}$ e uma tensão de ruptura $\sigma_r \cong 600 \text{MPa}$, o limite da indução para cisalhamento do parafuso é $B_0 \cong 0,89 \text{T}$.

O parafuso deverá estar sujeito a uma tensão prévia de forma a minimizar a resistência de contato na junta. Para que a resistência de contato atinja um patamar razoavelmente estável abaixo de $14 \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ é necessário aplicar-se uma

pressão de contato $p_c \geq 6\text{MPa}$. A força exercida pelo parafuso tracionado é calculada por

$$F_p = p_c(b^2 - A_p) \cong 4,75\text{kN}$$

e a tensão de tração no parafuso será

$$\sigma_p = \frac{F_p}{A_p} = 42,0\text{MPa}.$$

Neste caso, a resistência elétrica introduzida por cada junta de inserção, levando em conta a área de cada uma das duas faces de contato, é da ordem de $R_j = 0,88\mu\Omega$. Poder-se-ia obter uma melhor distribuição da pressão de contato por meio de quatro parafusos M6 por junta, com áreas equivalentes ao parafuso M12 único. O emprego de quatro parafusos aumentaria, também, a confiabilidade do conjunto. Entretanto, manteve-se neste anteprojeto o desenho mais simples, com um parafuso por junta.

Para investigar o efeito da superposição de esforços no parafuso, pode-se considerá-lo como uma viga de comprimento δ (segmento do parafuso inserido no ressalto) engastada nas duas extremidades e carregada uniformemente com a força total F . O momento máximo nos engastes é

$$M_{m\acute{a}x} = \frac{F\delta}{12} = 31,3B_0^2\text{N} \cdot \text{m}$$

e a tensão máxima é dada pela superposição

$$\sigma_{m\acute{a}x} = \sigma_p + \frac{M_{m\acute{a}x}}{Z_p} = (42,0 + 184,4B_0^2)\text{MPa},$$

onde $Z_p = \pi d_p^3/32$ é o módulo de resistência elástica da seção reta do parafuso. Novamente, para uma tensão admissível no parafuso $\sigma_{adm} = 200\text{MPa}$ resulta $B_0 \leq 0,93\text{T}$. A dimensão avantajada da porca do parafuso M12 pode dificultar seu aperto pelo topo da coluna central. Adotando um parafuso menor, de tamanho M10, tem-se $d_p/b \cong 0,33$, $K_o \cong 2,34$ e o limite da indução magnética por efeito da concentração de esforços nas proximidades do orifício no ressalto aumenta um pouco para $B_0 \leq 0,86\text{T}$. Entretanto, o efeito da superposição de esforços no parafuso de menor diâmetro reduz consideravelmente o limite para $B_0 \leq 0,66\text{T}$. Há duas soluções para aumentar este limite. Uma delas consiste em fabricar-se parafusos de ligas especiais tais como $Ti - 5Al - 2,5Sn$, que apresenta uma tensão de escoamento $\sigma_e \sim 760\text{MPa}$ e uma tensão de ruptura $\sigma_r \sim 820\text{MPa}$, ou $Ti - 6Al - 4V$, para a qual $\sigma_e \sim 850\text{MPa}$ e $\sigma_r \sim 920\text{MPa}$. Neste caso, o limite da indução magnética, segundo o critério de dimensionamento adotado, é superior a 1T. A outra solução possível é dobrar o número de seções do parafuso que resistem ao esforço de cisalhamento, isto é, utilizar-se dois ressaltos por junta, com a vantagem adicional de reduzir à metade a resistência elétrica da junta (a desvantagem óbvia é o maior custo de usinagem). Com a considerável redução

do momento obtida por meio de dois ressaltos, o limite da indução magnética é, também neste caso, superior a 1T no que concerne a resistência mecânica do parafuso.

Resta investigar-se a resistência mecânica da junta de superposição também mostrada na Figura 4. A tensão máxima nas proximidades do orifício no ressalto é estimada pela fórmula

$$\sigma'_{o,m\acute{a}x} = \frac{K'_o F}{(b - d'_p - 2e_p)\delta'}$$

em que o diâmetro do orifício é igual ao diâmetro d'_p do parafuso acrescido de duas vezes a espessura do isolamento do parafuso, $e_p = 1\text{mm}$. Para um parafuso M16, isto é, para $d'_p = 16\text{mm}$, obtém-se $(d'_p + 2e_p)/b \cong 0,60$ e, portanto, $K'_o \cong 2,13$ para o fator de concentração de tensão. Supondo $\delta' = 19,00\text{mm}$ resulta

$$\sigma'_{o,m\acute{a}x} = 262,6B_0^2\text{MPa},$$

que conduz a um limite $B_0 \leq 0,83\text{T}$ segundo o mesmo critério $\sigma_{m\acute{a}x} \leq \sigma_{adm} = (2/3)\sigma_e$ aplicado à barra de cobre. Na base do ressalto tem-se

$$\sigma'_{r,m\acute{a}x} = \frac{K'_r F}{b\delta'} = 81,2B_0^2\text{MPa},$$

onde $K'_r \cong 1,64$ para um raio do filete $r' \cong 0,20\delta'$ e $h/\delta' \cong 1,40$. Como no caso da junta de inserção, o limite $B_0 \leq 1,50\text{T}$ imposto na indução magnética pela resistência mecânica do cobre para a junta de superposição é bastante elevado.

As dimensões geométricas b' e h' indicadas na Figura 4 são escolhidas de tal modo que os quatro anéis de alimentação da corrente tenham, cada um, a mesma área de seção transversal que as espiras da bobina de campo toroidal, isto é

$$b'h' = A_1 = 771,79\text{mm}^2,$$

sem previsão de refrigeração nos anéis. Além disso, quer-se que cada área de contato entre os anéis e a bobina de campo toroidal seja igual à metade da área de contato da junta desmontável de inserção. Assim,

$$\left(\frac{b' - e'}{2}\right)b - \frac{\pi(d'_p + 2e_p)^2}{4} = b^2 - A_p.$$

Com parafusos M12 nas juntas de inserção, M16 nas juntas de superposição e uma espessura de isolamento entre anéis $e' = 1\text{mm}$, obtém-se $b' = 70,58\text{mm}$ e $h' = 10,94\text{mm}$. Agora, sendo iguais as áreas de contato, a força exercida pelo parafuso para manter a pressão de contato $p_c = 6\text{MPa}$ é $F'_p = F_p = 4,75\text{kN}$. A tensão de tração no parafuso com área de seção transversal $A'_p = \pi d_p'^2/4$ é

$$\sigma'_p = \frac{F'_p}{A'_p} = 23,6\text{MPa}.$$

A análise do efeito de superposição de esforços é feita considerando o parafuso como uma viga de comprimento $\ell' = \delta' + h' + e' = 30,94\text{mm}$ engastada nas duas extremidades e carregada uniformemente com a força total F sobre o segmento δ' junto a um dos engastes. O momento máximo junto ao engaste é calculado por

$$M'_{m\acute{a}x} = \frac{F\delta'}{12\ell'^2}(6\ell'^2 - 8\delta'\ell' + 3\delta'^2) = 99,47B_0^2\text{N} \cdot \text{m},$$

e a tensão máxima no parafuso por

$$\sigma'_{m\acute{a}x} = \sigma'_p + \frac{M'_{m\acute{a}x}}{Z'_p} = (23,6 + 247,4B_0^2)\text{MPa}.$$

Para um parafuso de aço inox 310 o critério de dimensionamento adotado impõe o limite $B_0 \leq 0,84\text{T}$.

Verifica-se que, de uma maneira geral, o dimensionamento da bobina de campo toroidal possibilita sua operação até valores da indução no eixo magnético $B_0 \sim 0,8\text{T}$ com relativa segurança. Uma análise mais cuidadosa, levando em conta efeitos dinâmicos, seria necessária para determinar-se mais criteriosamente o limite de operação. Obviamente, para os valores de indução até $0,4\text{T}$ que podem ser gerados com os bancos de capacitores atualmente disponíveis o coeficiente de segurança de todos os componentes é bastante elevado.

As Figuras 5 e 6 mostram, de maneira esquemática, a disposição das peças que constituem os anéis de transposição e de compensação, e o fluxo de corrente tanto nas conexões superiores como nas inferiores da bobina de campo toroidal. A posição dos anéis e o sentido de circulação da corrente é tal que o campo de erro é mínimo no eixo magnético do toróide. As regiões hachuradas na figura indicam tanto as conexões de entrada e saída de corrente na bobina, através do anel de compensação superior, como as conexões entre os anéis de compensação e transposição. A seta dupla indica, na espira de número 12, a passagem do sistema superior ao sistema inferior de anéis. Como a área da seção transversal dos quatro anéis de alimentação de corrente é igual à área da seção reta das espiras da bobina, e a área de contato nas juntas de superposição é igual à metade da área de contato das juntas de inserção, a resistência elétrica total da bobina de campo toroidal é calculada por

$$R_T = \bar{\eta} \left[N \left(\frac{\ell_T}{A_1} \right) + 4 \left(\frac{2\pi R_m}{A_1} \right) \right] + [N + 2(4N + 6)]R_j = 1,47\text{m}\Omega.$$

De acordo com a fórmula acima e a partir das Figuras 5 e 6 verifica-se que, além das N juntas de inserção com resistência R_j , existem $(4N + 6)$ juntas de superposição com resistência $2R_j$, cada uma, nas espiras e anéis. As juntas de superposição predominam e poder-se-ia reduzir sua resistência de contato pela introdução de tiras de Feltmetal. A preocupação maior em se reduzir a resistência das juntas é no sentido de reduzir o aquecimento localizado, pois, do ponto de

vista elétrico, a resistência total dos contatos representa apenas 7% da resistência elétrica total da bobina.

Finalmente, a massa total de cobre da bobina de campo toroidal é

$$m = \rho(N\ell_T + 8\pi R_m)A_1 = 406\text{kg}.$$

5 Circuito de Aquecimento Ôhmico

O sistema de aquecimento ôhmico tem por finalidade a produção do fluxo magnético variável necessário para gerar e manter a corrente de plasma. Este sistema, constituído pela ligação em série do solenóide indutivo e das bobinas de redução do campo de fuga no plasma, é impulsionado por um banco de capacitores. Inicialmente, a corrente que circula através das bobinas de aquecimento ôhmico deve variar rapidamente de modo a induzir uma tensão média suficientemente alta ($\sim 30V$) para formar o plasma e excitar a corrente de plasma. A seguir, a corrente no circuito primário deve variar de forma mais lenta para induzir o baixo valor da tensão de enlace ($V_e \sim 2V$) necessário para manter a corrente de plasma em patamar aproximadamente constante.

O método adotado para estabelecer a variação requerida de fluxo magnético, neste anteprojeto, consiste em transferir a energia inicialmente armazenada no banco de capacitores primário para as bobinas de aquecimento ôhmico. As tensões necessárias são então induzidas no plasma controlando-se a taxa de decaimento da corrente nas bobinas. Este esquema de armazenamento indutivo apresenta a vantagem de manter a corrente no circuito de aquecimento ôhmico em valores elevados durante o menor tempo possível, reduzindo os efeitos de dissipação resistiva, porém, em contrapartida, requer um sistema de chaveamento de corrente mais complicado.

A Figura 7 mostra um diagrama do circuito de aquecimento ôhmico, incluindo o banco de capacitores de alta tensão, C_1 , que supre a energia inicial necessária para ativar o circuito, as diversas chaves de interrupção de corrente, o sistema de bobinas de aquecimento ôhmico, L'_Ω , e a espira de plasma, L_p . Para fazer uso apropriado do banco de capacitores de alta tensão disponível ($50 \times 16\mu\text{F}/45\text{kV}/810\text{kJ}$) será necessário introduzir-se um transformador de pulso para rebaixar a tensão de alimentação das bobinas. Este transformador está provisoriamente representado no circuito como um transformador ideal com relação de espiras $N_1 : 1$. A indutância L'_Ω e a resistência R'_Ω são iguais à indutância L_Ω e à resistência R_Ω do solenóide indutivo acrescidas das indutâncias e resistências das bobinas de correção. A contribuição destas bobinas de correção é incluída neste anteprojeto aumentando-se o valor de L_Ω em 25% e o valor de R_Ω em 10%. O projeto definitivo das bobinas ainda não foi realizado, mas não deverá modificar significativamente o dimensionamento do circuito. Foram também desprezados os efeitos de correntes parasitas induzidas na coluna central e na câmara de vácuo.

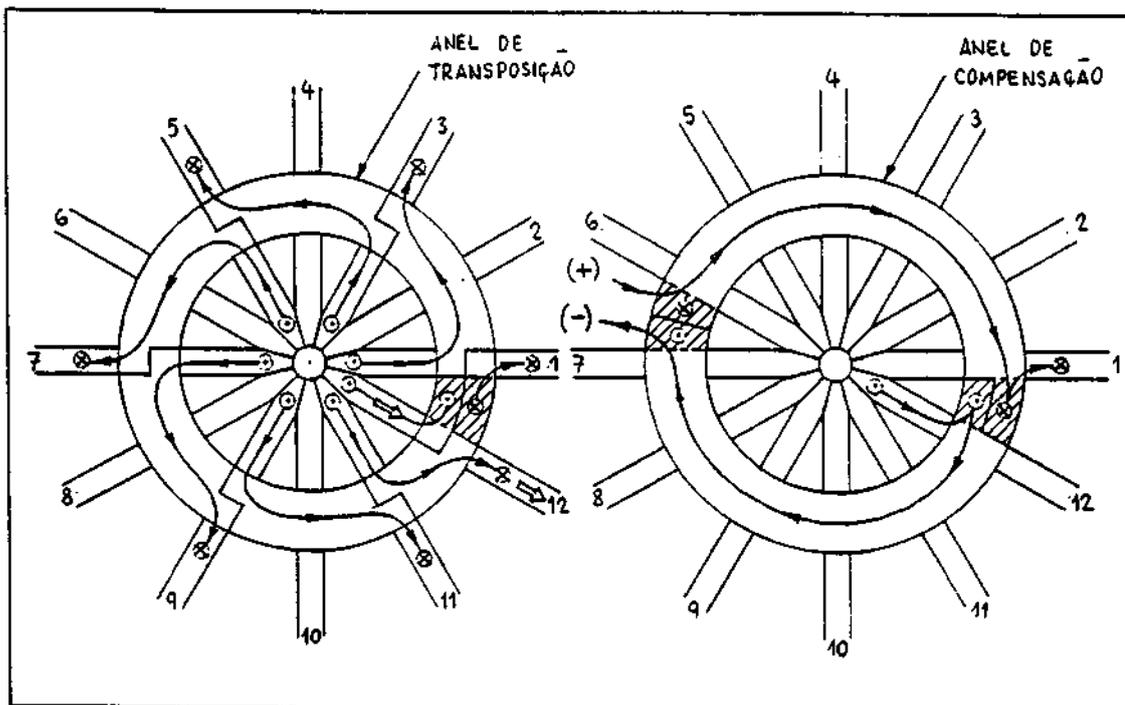


Figure 5: Vista de topo dos anéis superiores de alimentação de corrente.

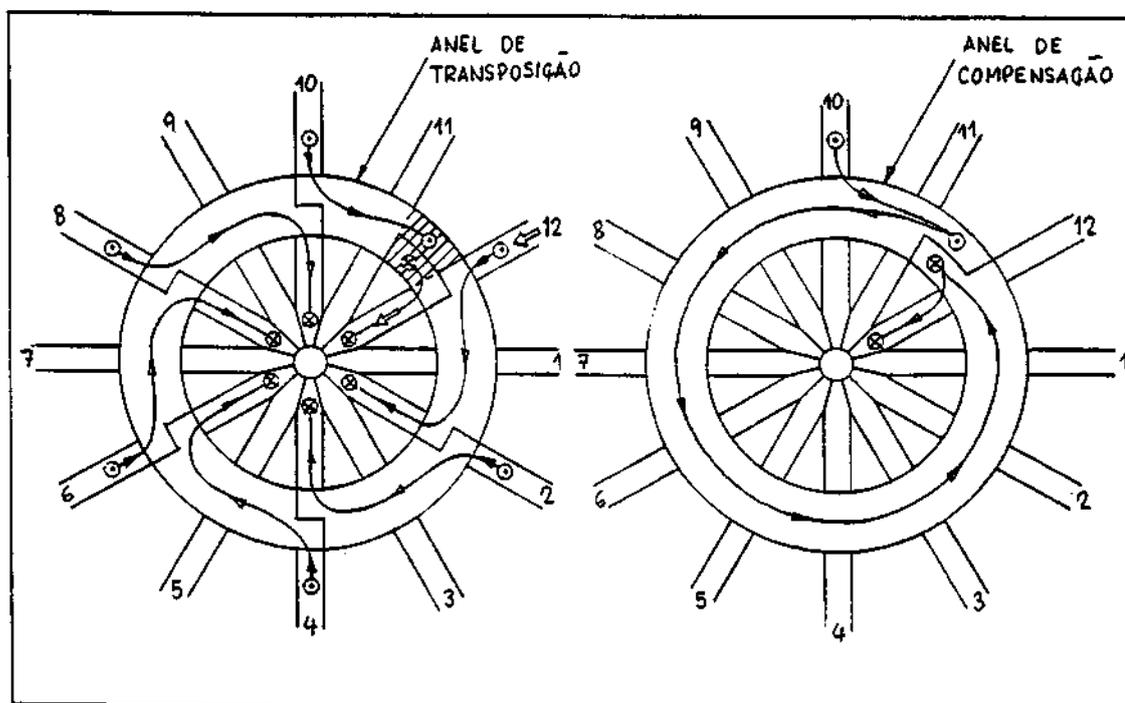


Figure 6: Vista de baixo dos anéis inferiores de alimentação de corrente.

Estas correntes deverão retardar a subida da corrente de plasma, mas não alteram apreciavelmente seu valor final. Da mesma forma, despreza-se qualquer efeito do acoplamento entre o plasma e o campo vertical, lembrando que o sistema de aquecimento ôhmico, por sua vez, deverá ser desacoplado indutivamente das bobinas de campo vertical. A resistência do plasma é suposta de valor constante igual a $R_p = 10,0\mu\Omega$, compatível com uma temperatura eletrônica $T_e = 390\text{eV}$ conforme estimativas feitas utilizando-se modelos zero-dimensionais e leis de escala simples apropriadas à configuração de pequena razão de aspecto. A análise a seguir, feita sobre um circuito idealizado, tem por objetivo, apenas, fazer uma avaliação dos parâmetros básicos de operação do circuito de aquecimento ôhmico.

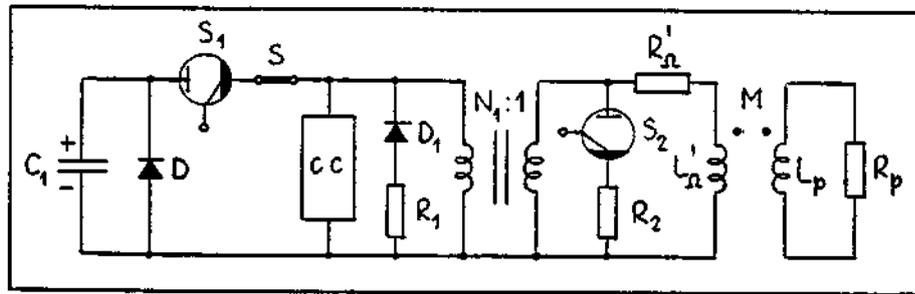


Figure 7: Diagrama do circuito de aquecimento ôhmico.

No instante inicial de operação do circuito a válvula ignitron S_1 é acionada e descarrega C_1 através do transformador de pulso e das bobinas de aquecimento ôhmico. Supondo $N_1 = 5$, a descarga se faz através de um circuito R-L-C série hipoamortecido em que a tensão inicial e a capacitância referidas ao secundário valem $V = V_1/N_1 \leq 9\text{kV}$ e $C = N_1^2 C_1 = 20\text{mF}$. Para $R'_\Omega \cong 1,1R_\Omega = 26,3\text{m}\Omega$ e $L'_\Omega \cong 1,25L_\Omega = 770\mu\text{H}$, a constante de amortecimento, o fator de amortecimento e a frequência amortecida são dados, respectivamente, por

$$\alpha_1 = \frac{R'_\Omega}{2L'_\Omega} = 17,1\text{s}^{-1},$$

$$a_1 = \frac{R'^2_\Omega C}{4L'^2_\Omega} = 4,49 \times 10^{-3},$$

$$\omega_1 = \frac{1}{(L'_\Omega C)^{1/2}} (1 - a_1)^{1/2} = 254\text{rad/s},$$

e a corrente no circuito, durante o período $0 \leq t \leq t_c$ de carregamento das bobinas de aquecimento ôhmico, varia de acordo com

$$i_\Omega = \frac{V}{\omega_1 L'_\Omega} e^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t.$$

O valor máximo da corrente no circuito ôhmico ocorre no instante de tempo

$$t_c = \frac{1}{\omega_1} \arctan \left(\frac{\omega_1}{\alpha_1} \right) = 5,91\text{ms}$$

e vale

$$\begin{aligned} i_m &= \left(\frac{2E}{L'_\Omega} \right)^{1/2} k(a_1) \\ &= \left(\frac{2E}{L'_\Omega} \right)^{1/2} \exp \left[- \left(\frac{a_1}{1-a_1} \right)^{1/2} \arctan \left(\frac{1-a_1}{a_1} \right)^{1/2} \right] = 41,5\text{kA}, \end{aligned}$$

onde $E = CV^2/2 = C_1V_1^2/2 = 810\text{kJ}$ é a energia armazenada inicialmente no capacitor. Verifica-se que basta carregar o capacitor até um tensão $V_1 = 32,9\text{kV}$ ($\sim 73\%$ do valor nominal) para atingir o valor máximo $I_m = 30,3\text{kA}$ permitido pela resistência mecânica do solenóide indutivo (Cf. Seção 3). Esta folga permitirá superar perdas introduzidas pelo transformador de pulso.

Assim, vai-se supor que no instante $t_c = 5,91\text{ms}$ está completada a carga do circuito de aquecimento ôhmico, isto é, que toda a energia ainda disponível está armazenada sob forma indutiva em um nível máximo de corrente $I_m = 30,3\text{kA}$. Neste instante, o circuito de contra-corrente, representado dentro da caixa no diagrama da Figura 7, gera um pulso que anula a corrente na chave S , inicialmente fechada, provocando sua abertura e removendo o capacitor C_1 do circuito. Ao mesmo tempo, o diodo D_1 passa a conduzir forçando o decaimento da corrente através do resistor R_1 , referido ao secundário, em série com R'_Ω . O valor de R_1 é ajustável de modo a garantir o rápido decaimento da corrente no circuito ôhmico e, portanto, o rápido aumento da corrente de plasma. Nesta fase o plasma é também pré-ionizado com radiofrequência ou através de elétrons emitidos por catodos termoiônicos, de modo a minimizar a variação de fluxo necessária para a corrente de plasma atingir seu valor nominal I_p . Supondo, por simplicidade, que a indutância e a resistência do plasma são constantes e iguais, respectivamente, a $L_p = 336\text{nH}$ (Cf. Seção 3) e $R_p = 10,0\mu\text{H}$, as constantes de tempo do circuito das bobinas ôhmicas e do circuito de plasma valem, respectivamente,

$$\tau_1 = \frac{L'_\Omega}{R'_\Omega + R_1/N_1^2} = 3,40\text{ms}$$

e

$$\tau_p = \frac{L_p}{R_p} = 33,6\text{ms},$$

onde se considerou $R_1 = 5\Omega$. Esta escolha de R_1 implica um valor razoável para a tensão de enlace durante a partida, que pode ser ajustado experimentalmente. Da mesma forma, o valor exato de R_p não é importante durante a fase de partida, que é dominada pelos termos indutivos.

O coeficiente de acoplamento vale, para $M = 4,34\mu\text{H}$,

$$k'_m = \frac{M}{(L'_\Omega L_p)^{1/2}} = 0,270.$$

A variação temporal da corrente nas bobinas ôhmicas é descrita durante o período de partida, isto é, para $0 \leq t \leq t_0$, pela fórmula

$$i_\Omega = I_m \left[\left(\frac{e^{-p_1 t} + e^{-p_2 t}}{2} \right) - \left(\frac{\tau_p - \tau_1}{\tau_p + \tau_1} \right) \left(\frac{e^{-p_1 t} - e^{-p_2 t}}{2\sqrt{D}} \right) \right],$$

onde

$$p_{1,2} = \frac{1}{2(1 - k_m'^2)} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_p} \right) (1 \mp \sqrt{D})$$

e o discriminante D é calculado a partir de

$$D = 1 - \frac{4(1 - k_m'^2)\tau_p\tau_1}{(\tau_p + \tau_1)^2}.$$

Inserindo os valores numéricos obtém-se $p_1 = 29,5\text{s}^{-1}$ e $p_2 = 320\text{s}^{-1}$. A corrente de plasma, para $0 \leq t \leq t_0$, varia de acordo com

$$i_p = \frac{MI_m}{L_p} \left(\frac{2\tau_p}{\tau_p + \tau_1} \right) \left(\frac{e^{-p_1 t} - e^{-p_2 t}}{2\sqrt{D}} \right)$$

e atinge seu valor nominal $I_p = 200\text{kA}$ após um intervalo de tempo $t_0 = 2,40\text{ms}$, quando a corrente nas bobinas ôhmicas decaiu para o valor $i_\Omega(t_0) = I_0 = 14,2\text{kA}$. A taxa média de subida da corrente de plasma é relativamente alta, $\langle di_p/dt \rangle = 83,2\text{MA/s}$, constituindo-se objeto de investigação o comportamento estável da descarga durante o período de partida. A queda de tensão indutiva média no circuito de plasma é $L_p \langle di_p/dt \rangle = 28,0\text{V}$. A tensão de enlace instantânea, dada pela fórmula geral

$$V_e = R_p i_p + L_p \frac{di_p}{dt} = -M \frac{di_\Omega}{dt},$$

varia de acordo com

$$V_e = \frac{MI_m}{(1 - k_m'^2)\tau_1} \left[\left(\frac{e^{-p_1 t} + e^{-p_2 t}}{2} \right) - \left(\frac{\tau_p - (1 - 2k_m'^2)\tau_1}{\tau_p + \tau_1} \right) \left(\frac{e^{-p_1 t} - e^{-p_2 t}}{2\sqrt{D}} \right) \right],$$

e vale $V_e(0) = 41,7\text{V}$ e $V_e(t_0) = 19,4\text{V}$ nos instantes inicial e final, respectivamente, de formação da corrente de plasma. Finalmente, o fluxo magnético dispendido durante a partida é calculado a partir de

$$\Phi_0 = \int_{t_c}^{t_c+t_0} V_e dt = M(I_m - i_\Omega),$$

de modo que $\Phi_0 = 69,9\text{mWb}$. Portanto, tem-se $\Phi_0 = 1,04L_p I_p$ coerentemente com o critério adotado na Seção 3. Aumentando-se o valor de R_1 a partida é realizada com um valor maior da tensão de enlace durante um tempo mais curto, resultando em menor dispêndio de fluxo magnético. Porém, os valores da taxa média de subida da corrente tornam-se excessivos.

Fixando-se o valor $R_1 = 5\Omega$, resta analisar o comportamento do circuito durante o período de descarga tokamak. Ao final do período de partida é acionada a válvula ignitron $S2$ que coloca o resistor R_2 em paralelo com R_1/N_1^2 , aumentando consideravelmente a constante de tempo do circuito ôhmico, dada agora por

$$\tau_2 = \frac{L'_\Omega}{R'_\Omega + R_1 R_2 / (R_1 + N_1^2 R_2)} = 24,7\text{ms}$$

para $R_2 = 5\text{m}\Omega$. Neste caso, a tensão de enlace no início da descarga tokamak vale somente 2,53V (2,11V se $R_2 = 0$). Esta tensão, após o instante t_0 , varia de acordo com a expressão

$$V_e = -M \frac{di_\Omega}{dt} = \frac{M}{(1 - k_m'^2)} \left(\frac{I_0}{\tau_2} - \frac{M I_p}{L'_\Omega \tau_p} \right) \left(\frac{e^{-p'_1 t} + e^{-p'_2 t}}{2} \right) - \frac{M}{(1 - k_m'^2)} \left[\left(\frac{\tau_p - (1 - k_m'^2) \tau_2}{\tau_p + \tau_2} \right) \frac{I_0}{\tau_2} - \frac{M I_p}{L'_\Omega \tau_p} \right] \left(\frac{e^{-p'_1 t} - e^{-p'_2 t}}{2\sqrt{D'}} \right),$$

onde $p'_{1,2}$ e D' são calculados pelas mesmas fórmulas acima para $p_{1,2}$ e D , apenas substituindo-se τ_1 por τ_2 . Numericamente, tem-se $p'_1 = 26,2\text{s}^{-1}$ e $p'_2 = 49,5\text{s}^{-1}$. Como a tensão necessária para manter a corrente de plasma no valor nominal é $R_p I_p = 2,0\text{V}$, esta corrente, que varia de acordo com

$$i_p = I_p \left(\frac{e^{-p'_1 t} + e^{-p'_2 t}}{2} \right) + \left[\left(\frac{\tau_p - \tau_2}{\tau_p + \tau_2} \right) I_p + \frac{M}{L_p} \left(\frac{2\tau_p}{\tau_p + \tau_2} \right) I_0 \right] \left(\frac{e^{-p'_1 t} - e^{-p'_2 t}}{2\sqrt{D'}} \right),$$

continua a aumentar ligeiramente de valor. Para $t = 4,95\text{ms}$, quando $i_p = 204\text{kA}$ a tensão de enlace caiu para 2,05V e a corrente de plasma passa a diminuir de valor, tendendo a zero com um tempo de decaimento da ordem de 66,7ms. Finalmente, a corrente no circuito ôhmico, cuja variação após t_0 é descrita pela fórmula

$$i_\Omega = I_0 \left(\frac{e^{-p'_1 t} + e^{-p'_2 t}}{2} \right) + \left[\left(\frac{\tau_2 - \tau_p}{\tau_p + \tau_2} \right) I_0 + \frac{M}{L'_\Omega} \left(\frac{2\tau_2}{\tau_p + \tau_2} \right) I_p \right] \left(\frac{e^{-p'_1 t} - e^{-p'_2 t}}{2\sqrt{D'}} \right),$$

vale $i_\Omega = 11,6\text{kA}$ no instante em que a corrente de plasma atinge seu valor máximo.

A integral de energia, nas diversas fases de operação do circuito de aquecimento ôhmico, vale

$$\int_0^{t_c} i_\Omega^2 dt = 2,77 \times 10^6 \text{A}^2\text{s},$$

$$\int_{t_c}^{t_c+t_0} i_{\Omega}^2 dt = 1,13 \times 10^6 \text{A}^2\text{s}$$

e

$$\int_{t_c+t_0}^{\infty} i_{\Omega}^2 dt = 2,55 \times 10^6 \text{A}^2\text{s},$$

fornecendo a soma

$$\int_0^{\infty} i_{\Omega}^2 dt = 6,45 \times 10^6 \text{A}^2\text{s},$$

ou, em termos da densidade de corrente,

$$\int_0^{\infty} j_{\Omega}^2 dt = 1,90 \times 10^{15} (\text{A}/\text{m}^2)^2\text{s}.$$

Este resultado corresponde a uma temperatura final do condutor do solenóide indutivo igual a 37,9C e uma resistência média $\bar{R}_{\Omega} = 23,8\text{m}\Omega$, valores compatíveis com os adotados na Seção 3.

6 Circuito da Bobina de Campo Toroidal

A bobina de campo toroidal será impulsionada por um circuito relativamente simples, constituído por um banco de capacitores rápido ($C_1 = 2496 \times 2250\mu\text{F}/n_1^2$, $V_1 = n_1 \times 250\text{V}$, $E_1 = 175,5\text{kJ}$) e um banco lento ($C_2 = 1088 \times 4500\mu\text{F}/n_2^2$, $V_2 = n_2 \times 250\text{V}$, $E_2 = 153\text{kJ}$) acionados em seqüência, conforme mostram as Figuras 8 e 9. Adotando os valores $n_1 = 6$ e $n_2 = 1$, tem-se $C_1 = 156\text{mF}$, $V_1 = 1,50\text{kV}$, $C_2 = 4,896\text{F}$ e $V_2 = 250\text{V}$. O circuito apresentado é idealizado, pois, para simplificar a análise, desprezou-se o efeito das resistências de amortecimento, que necessariamente serão ligadas em série com os capacitores, bem como da resistência de proteção, que deverá ser ligada em paralelo com a bobina.

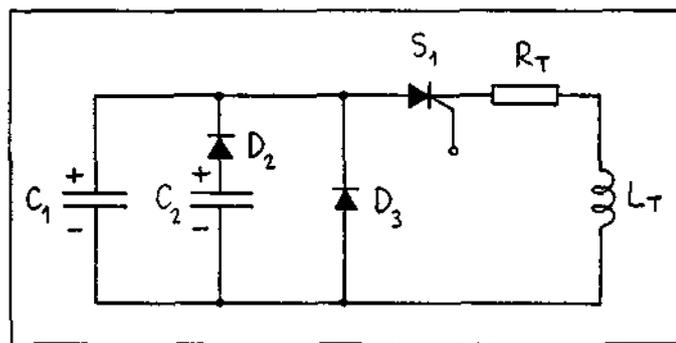


Figure 8: Diagrama do circuito da bobina de campo toroidal.

No instante inicial a chave S_1 é ativada e a corrente na bobina circula através de um circuito R-L-C série hipoamortecido com variação descrita pela fórmula

$$i = \frac{V_1}{\omega_1 L_T} e^{-\alpha t} \sin \omega_1 t,$$

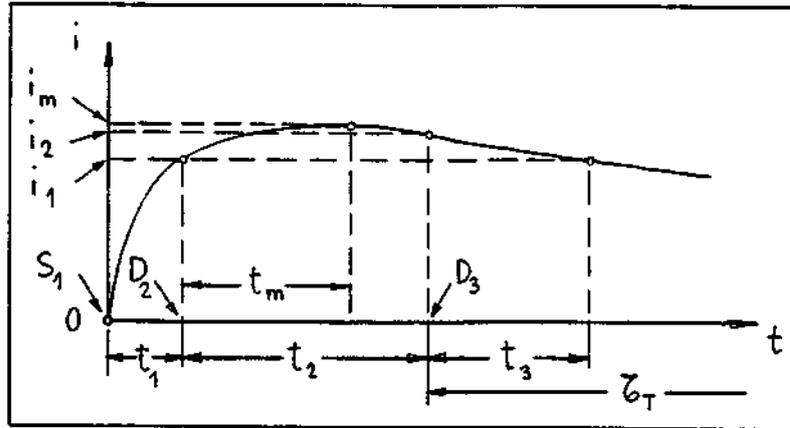


Figure 9: Forma de onda da corrente na bobina de campo toroidal.

onde a constante de amortecimento, o fator de amortecimento e a frequência amortecida são dados, respectivamente, por

$$\alpha = \frac{R_T}{2L_T} = 4,93\text{s}^{-1},$$

$$a_1 = \frac{R_T^2 C_1}{4L_T} = 5,66 \times 10^{-4}$$

e

$$\omega_1 = \frac{1}{(L_T C_1)^{1/2}} (1 - a_1)^{1/2} = 207\text{rad/s}.$$

Os valores utilizados nos cálculos acima, da resistência $R_T = 1,47\text{m}\Omega$ e da indutância $L_T = 149\mu\text{H}$ da bobina de campo toroidal, foram estimados na Seção 4.

No instante $t_1 = 6,85\text{ms}$ a tensão no banco de capacitores rápido, que varia conforme

$$v_1 = V_1 \left(\cos \omega_1 t + \alpha \frac{\sin \omega_1 t}{\omega_1} \right) e^{-\alpha t},$$

torna-se igual à tensão V_2 no banco lento, que é então colocado em paralelo com o banco rápido pela entrada em condução do diodo D_2 . Neste instante a corrente na bobina vale $i_1 = 46,6\text{kA}$ e a indução no eixo magnético $B_0 = 0,371\text{T}$. A partir daí a variação da corrente na bobina é regida pela fórmula

$$i = \left[i_1 \cos \omega_2 t + \left(\frac{V_2 - R_T i_1 / 2}{L_T} \right) \frac{\sin \omega_2 t}{\omega_2} \right] e^{-\alpha t},$$

onde os novos valores do fator de amortecimento e da frequência amortecida são, respectivamente,

$$a_2 = \frac{R_T^2 C}{4L_T} = 0,0183$$

e

$$\omega_2 = \frac{1}{(L_T C)^{1/2}} (1 - a_2)^{1/2} = 36,1 \text{ rad/s},$$

para $C = C_1 + C_2 = 5,052 \text{ F}$.

A corrente atinge seu valor máximo $i_m = 56,2 \text{ kA}$, correspondente a $B_0 = 0,449 \text{ T}$, após um intervalo de tempo t_m , contado a partir do instante t_1 e calculado por

$$t_m = \frac{1}{\omega_2} \arctan \left(\frac{\omega_2 (1 - R_T i_1 / V_2)}{(1 - 2a_2) i_1 / (C V_2) + \alpha} \right) = 16,0 \text{ ms}.$$

A tensão nos bancos de capacitores em paralelo, que, para $t \geq t_1$, varia conforme

$$v_2 = V_2 \left[\cos \omega_2 t - \left(\frac{i_1}{C V_2} - \alpha \right) \frac{\sin \omega_2 t}{\omega_2} \right] e^{-\alpha t},$$

se anula no instante de tempo t_2 calculado por

$$t_2 = \frac{1}{\omega_2} \arctan \left(\frac{\omega_2}{i_1 / (C V_2) - \alpha} \right) = 23,5 \text{ ms}.$$

Neste instante a corrente vale $i_2 = 54,1 \text{ kA}$, que corresponde a $B_0 = 0,433 \text{ T}$, e o diodo D_3 passa a conduzir. A corrente no circuito simplesmente passa a decair com a constante de tempo $\tau_T = L_T / R_T = 101 \text{ ms}$ e de acordo com a fórmula

$$i = i_2 e^{-2\alpha t},$$

voltando a atingir o valor i_1 após um intervalo de tempo $t_3 = 15,6 \text{ ms}$. Portanto, a indução magnética apresenta um valor médio $\bar{B}_0 = 0,410 \text{ T}$ com uma variação de $\pm 9,5\%$ durante o intervalo de tempo total $t_2 + t_3 = 39,1 \text{ ms}$. A energia dissipada na resistência elétrica da bobina de campo toroidal durante o pulso total de corrente é

$$\int_0^\infty R_T i^2 dt = E_1 + E_2 = 328,5 \text{ kJ}$$

e a integral de energia para a densidade de corrente vale

$$\int_0^\infty j^2(t) dt = \int_0^\infty (i/A_1)^2 dt = 3,75 \times 10^{14} (\text{A/m}^2)^2 \text{ s}.$$

Para que o valor médio da indução seja igual ao valor nominal $B_0 = 0,40 \text{ T}$ basta carregar cada um dos capacitores eletrolíticos que compõem os bancos até um valor de tensão $\sim 244 \text{ V}$. Na realidade, é preciso ainda levar em conta as perdas adicionais nos barramentos de alimentação da bobina. Com o valor menor da tensão, a integral de energia reduz-se para

$$\int_0^\infty j^2(t) dt = j^2 t_{ef} = 3,57 \times 10^{14} (\text{A/m}^2)^2 \text{ s},$$

donde resulta o valor do intervalo de tempo efetivo para aquecimento $t_{ef} = 85,1\text{ms}$ utilizado na Seção 2 para calcular a resistividade média do condutor da bobina de campo toroidal.

Levando em conta que a_1 e a_2 são valores muito menores que a unidade, pode-se obter estimativas dos parâmetros do circuito a partir das fórmulas aproximadas seguintes (os cálculos abaixo foram efetuados supondo novamente cada capacitor carregado até a tensão nominal igual a 250V):

$$t_1 \cong (L_T C_1)^{1/2} \arccos \frac{V_2}{V_1} = 6,8\text{ms},$$

$$i_1 \cong \left(\frac{C_1}{L_T}\right)^{1/2} V_1 \left(1 - \frac{V_2^2}{V_1^2}\right)^{1/2} = 47,9\text{kA},$$

$$t_m \cong R_T C \left(\frac{V_2}{R_T i_1} - 1\right) = 19,0\text{ms},$$

$$i_m \cong i_1 \left[1 + 2a_2 \left(\frac{V_2}{R_T i_1} - 1\right) \frac{V_2}{R_T i_1}\right] = 63,8\text{kA},$$

$$t_2 \cong R_T C \left(\frac{V_2}{R_T i_1}\right) = 26,4\text{ms}$$

e

$$i_2 \cong i_m (1 - 2a_2) = 61,5\text{kA}.$$

Finalmente, caso haja necessidade de se utilizar um dos dois bancos de capacitores atualmente disponíveis para impulsionar, por exemplo, as bobinas de campo vertical, os níveis de corrente no circuito toroidal, e portanto da indução magnética, serão reduzidos. Se o banco de 153kJ for dividido de acordo com a configuração $C_1 = 720 \times 4500\mu\text{F}/n_1^2$, $V_1 = n_1 \times 250\text{V}$, $C_2 = 368 \times 4500\mu\text{F}/n_2^2$, $V_2 = n_2 \times 250\text{V}$ e tomando-se, novamente, $n_1 = 6$ e $n_2 = 1$, o valor médio da indução será $\bar{B}_0 = 0,307\text{T} \pm 7,3\%$ durante um intervalo de tempo $t_2 + t_3 = 24,7\text{ms}$.

7 Câmara de Vácuo

Devido às dimensões reduzidas da coluna central (Cf. Seção 2), a câmara de vácuo será construída a partir de chapas contínuas de Inconel. Este material apresenta resistividade elétrica maior do que chapas de aço inox, reduzindo, portanto, a intensidade das correntes induzidas na câmara. Sendo a resistividade da liga Inconel 625 dada em função da temperatura pela fórmula

$$\eta_V = 1,276 \times 10^{-6} (1 + 0,0002T) \Omega \cdot \text{m},$$

para $0 \leq T \leq 100\text{C}$, e supondo $T = 28\text{C}$, tem-se $\eta_V = 1,283 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$.

A parede interna da câmara de vácuo é um tubo cilíndrico de raio médio $\bar{r}_V = 83,64\text{mm}$, espessura $e_V = 1,00\text{mm}$ e altura $h_V = 800,00\text{mm}$ cuja resistência elétrica pode ser calculada pela fórmula

$$R_V = \frac{\eta_V 2\pi \bar{r}_V}{h_V e_V} = 843\mu\Omega.$$

A indutância do tubo interno, por sua vez, é dada aproximadamente por

$$L_V \cong \frac{\mu_0 \pi \bar{r}_V^2}{h_V} = 34,5\text{nH}$$

e a constante de tempo para correntes induzidas é $\tau_V = L_V/R_V = 41,0\mu\text{s}$.

Como a altura h_V do tubo é aproximadamente igual à altura h_Ω do solenóide indutivo pode-se supor que o coeficiente de acoplamento entre o solenóide e a parede interna da câmara de vácuo é praticamente unitário, de tal forma que a corrente induzida na mesma é dada em função da corrente no solenóide por

$$i_V \cong \frac{R_\Omega}{R_V} \left(\frac{L_V}{L_\Omega} \right)^{1/2} i_\Omega.$$

Para $R_\Omega = 23,9\text{m}\Omega$ e $L_\Omega = 616\mu\text{H}$ (Cf. Seção 3), tem-se $i_V \cong 0,212i_\Omega$ e $i_{V,\text{máx}} = 6,43\text{kA}$ quando $i_\Omega = I_m = 30,3\text{kA}$. Considerando o tubo como uma casca cilíndrica percorrida pela densidade de corrente superficial $K_V = i_V/h_V$, a indução magnética produzida no eixo magnético $R_0 = 0,30\text{m}$ é calculada pela expressão

$$B_z(R_0, 0) = -\frac{\mu_0 i_V}{2\pi(\bar{r}_V + R_0)} \left(\frac{\bar{r}_V}{R_0} \right)^{1/2} m^{1/2} \left[\left(\frac{R_0 - \bar{r}_V}{2\bar{r}_V} \right) (\Pi - K) - K \right],$$

onde as integrais elípticas completas de primeira e terceira espécies, respectivamente K e Π , são definidas e tem valores numéricos dados por

$$K = K(m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{(1 - m \sin^2 \theta)^{1/2}} = 1,72987,$$

$$\Pi = \Pi(n, m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{(1 - n \sin^2 \theta)(1 - m \sin^2 \theta)^{1/2}} = 3,15352,$$

para

$$m = \frac{4\bar{r}_V R_0}{(\bar{r}_V + R_0)^2 + (h_V/2)^2} = 0,327$$

e

$$n = \frac{4\bar{r}_V R_0}{(\bar{r}_V + R_0)^2} = 0,682.$$

Inserindo os valores numéricos obtém-se $B_z = 1,754 \times 10^{-8} i_V$ e, portanto, $B_{z,\text{máx}} = 113\mu\text{T}$. Este valor é considerado suficientemente pequeno para não afetar o equilíbrio do plasma.

A geometria da câmara de vácuo e suas principais dimensões estão indicadas na Figura 10, que mostra também a seção poloidal do plasma. As partes superior e inferior da câmara serão construídas a partir de dois tampos torisféricos com diâmetro interno $D_V = 1219,20\text{mm}$ (48"), raio interno da calota esférica $R_V = D_V$, raio interno de concordância $\rho_V = 0,06D_V = 73,15\text{mm}$ (segundo norma ASME 6%) e espessura $E_V = 4,76\text{mm}$ (3/16"). A parede cilíndrica interna tem diâmetro externo $d_V = 168,28\text{mm}$ (tubo de bitola 6"), altura interna $h_V = 800,00\text{mm}$ e espessura $e_V = 1,00\text{mm}$. A parede cilíndrica externa, por sua vez, tem diâmetro interno D_V , espessura E_V e altura calculada por (para tampos 6%)

$$H_V = h_V - 2 \left(\sqrt{1 - \left(\frac{d_V}{2D_V} \right)^2} - 0,830662 \right) D_V = 392,90\text{mm}.$$

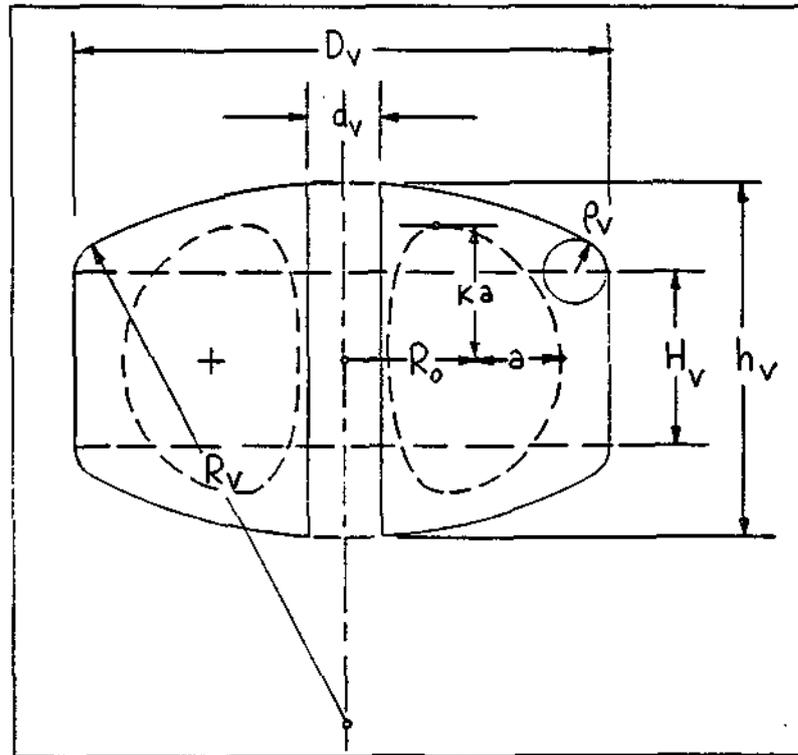


Figure 10: Geometria e principais dimensões internas da câmara de vácuo e da seção poloidal do plasma.

A área e o volume internos da câmara de vácuo são calculados pelas fórmulas (em que as constantes numéricas correspondem aos tampos 6%)

$$A_V = 4\pi \left(\sqrt{1 - \left(\frac{d_V}{2D_V} \right)^2} - 0,883683 \right) D_V^2 + 0,399488D_V^2$$

$$+\pi D_V H_V + \pi d_V h_V = 4,650\text{m}^2$$

e

$$V_V = \frac{\pi}{12} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{d_V}{2D_V}\right)^2} - 0,883683 \right) \\ \times \left[2,629244 + 4 \left(\sqrt{1 - \left(\frac{d_V}{2D_V}\right)^2} - 0,883683 \right)^2 + 3 \left(\frac{d_V}{D_V}\right)^2 \right] D_V^3 \\ + 0,080286 D_V^3 + \frac{\pi D_V^2}{4} H_V - \frac{\pi d_V^2}{4} h_V = 0,7344\text{m}^3.$$

A liga Inconel 625 em condição recozida apresenta uma resistência mínima à tração $\sigma_r = 827\text{MPa}$ e uma resistência mínima ao escoamento $\sigma_e = 414\text{MPa}$. Para uma temperatura do metal não superior a 150C , a tensão máxima admissível é $\sigma_{adm} = 190\text{MPa}$. Para juntas de topo com solda contínua interna e reforços por pontos externos pode-se supor uma eficiência das juntas $\eta_j = 0,70$. A pressão admissível dos tampos toriesféricos, considerando a câmara como vaso de pressão, é

$$p_{adm} = \frac{2\sigma_{adm}\eta_j E_V}{R_V K_V + 0,2E_V} = 0,586\text{MPa} = 5,79\text{atm},$$

onde

$$K_V = \frac{1}{4} \left(3 + \sqrt{\frac{R_V}{\rho_V}} \right) = 1,771.$$

A pressão admissível da parede cilíndrica externa, nas mesmas condições, é

$$p_{adm} = \frac{\sigma_{adm}\eta_j E_V}{D_V/2 + 0,6E_V} = 1,034\text{MPa} = 10,20\text{atm},$$

e da parede cilíndrica interna

$$p_{adm} = \frac{\sigma_{adm}\eta_j e_V}{d_V/2 - 0,4e_V} = 1,588\text{MPa} = 15,67\text{atm}.$$

Para uma avaliação mais rigorosa da resistência mecânica da câmara de vácuo será necessário analisar-se a estabilidade estrutural das paredes da câmara aos modos de flambagem, levando em conta, além da pressão externa, os esforços eletromecânicos durante uma disrupção da espira de plasma.

A taxa de degaseificação da superfície interna da câmara de vácuo não submetida a pré-vácuo pode ser estimada por $q_1 = 2,33 \times 10^{-4} t^{-1,1} \text{W/m}^2$ para tempos de bombeamento em torno de 1 hora e, para tempos em torno de 10 horas, por $q_{10} = 2,80 \times 10^{-5} t^{-0,75} \text{W/m}^2$. Supondo uma área da superfície $A'_V \cong 6\text{m}^2$ (área interna A_V acrescida da área de acessos e instrumentação) e uma velocidade de bombeamento $S = 1,05\text{m}^3/\text{s}$, correspondente a três bombas turbomoleculares

disponíveis de 350ℓ/s cada , a pressão no interior da câmara após 10 horas de bombeamento será dada por

$$p = \frac{qA_V}{S} = 1,60 \times 10^{-4} \text{Pa.}$$

Claramente, a taxa de degaseificação deverá ser reduzida por um fator de 10 a 100 por meio de tratamentos químicos e descargas luminescentes para adequar a câmara à sua aplicação. Após 20 horas de bombeamento numa descarga luminescente em argônio, a taxa de degaseificação deverá reduzir-se para $q = 2 \times 10^{-7} \text{W/m}^2$, quando apenas uma bomba turbomolecular com a especificação acima é suficiente para manter a pressão em níveis adequados.

As janelas de acesso à câmara de vácuo foram planejadas levando em conta o custo e simplicidade de fabricação, mantendo-se um número mínimo de acessos para instalação de instrumentos de diagnóstico do plasma, bem como das antenas de injeção de radiofrequência para geração de corrente e aquecimento do plasma. Adotou-se para os componentes de vácuo os padrões ISO-KF-40, ISO-K-200 e ISO-K-320, com suportes de centralização para anéis de vedação de Viton, exceção feita às três flanges para instalação de bombas turbomoleculares localizadas no tampo interior da câmara, que utilizam o padrão CF-150. Há um total de doze flanges ISO-K-320, quatro flanges ISO-K-200, vinte e uma flanges ISO-KF-40 e três flanges CF-150 dispostas na câmara de vácuo conforme mostram as Figuras 11 e 12. Se for possível adquirir uma nova bomba turbomolecular, com velocidade de bombeamento em torno de 500ℓ/s e flange de entrada ISO-K-160, deve-se considerar a montagem da bomba numa das janelas de acesso laterais, que resultaria em maior segurança operacional da bomba. Neste caso, recomenda-se adotar na parte de baixo da câmara de vácuo a mesma configuração de acessos apresentada para a parte de cima. A posição espacial de cada janela está indicada nas Figuras 11 e 12 pelo par de coordenadas (R, Z) , em milímetros, do ponto central da face de cada flange. Ajustes finais nas coordenadas poderão ser efetivados para acomodar as bobinas de campo poloidal e as bombas turbomoleculares. Na superfície interna da câmara deverão ser soldados seis sistemas poloidais e quatro sistemas toroidais de fixadores dos suportes de bobinas para diagnósticos magnéticos, limitadores e antenas, indicados esquematicamente nas Figuras 11 e 12 por linhas tracejadas.

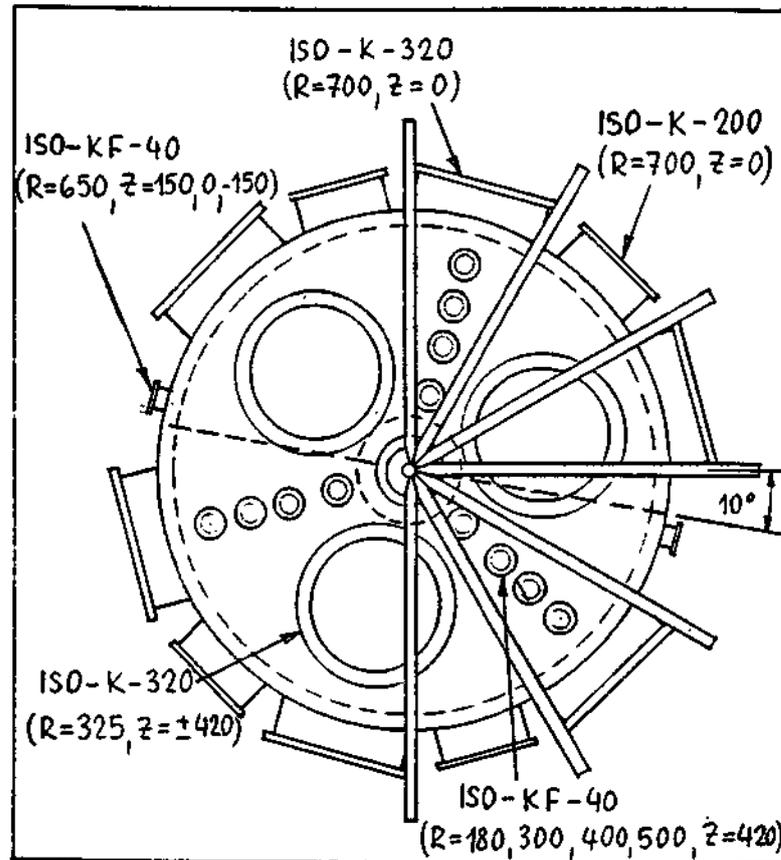


Figure 11: Vista de topo da câmara de vácuo e parte das bobinas de campo toroidal (coordenadas em mm).

8 Estrutura de Suporte

As bobinas de campo toroidal, as bobinas externas do sistema de aquecimento ôhmico, bem como as bobinas de campo vertical, são fixadas a dois anéis circulares de Nylon que fazem parte de uma estrutura reticulada hexaédrica. Os dispositivos de fixação das bobinas de campo toroidal nos anéis de suporte devem ser projetados de modo a não restringir o movimento das mesmas no plano poloidal. As forças de origem magnética devidas à interação do campo toroidal com as correntes nas bobinas de campo toroidal estão contidas em planos poloidais, atuam no sentido de tracionar o condutor e têm uma resultante dirigida para o eixo denominada força de centralização. O solenóide indutivo e a bobina interna de redução do campo de erro do sistema ôhmico são fixados à coluna central, sobre a qual atua a força de centralização. Assim, a treliça suporta apenas o peso

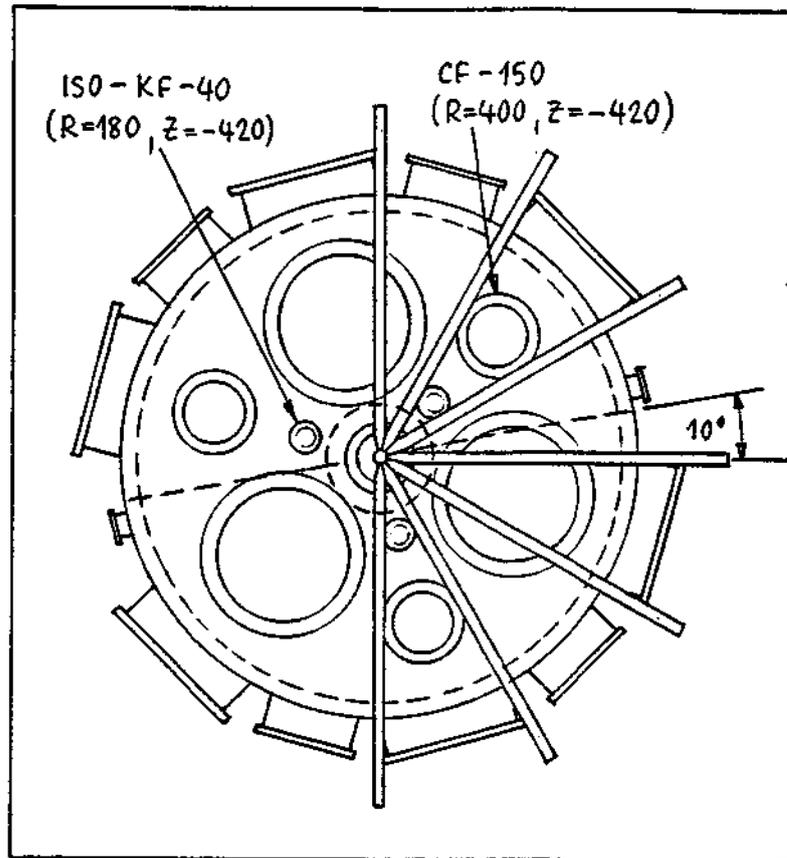


Figure 12: Vista de baixo da câmara de vácuo e parte das bobinas de campo toroidal (coordenadas em mm).

total das bobinas e as forças de origem magnética que atuam, sobre as bobinas de campo toroidal, na direção azimutal, isto é, forças magnéticas fora do plano poloidal. Estas forças ocorrem tanto em condições normais de operação, devido à interação das correntes nas bobinas de campo toroidal com os campos verticais, como em situações de falha devido, por exemplo, à interrupção da corrente em uma das bobinas de campo toroidal.

A força de centralização sobre a coluna central pode ser estimada supondo densidade uniforme de corrente dada por (Cf. Seção 2)

$$j = \frac{I}{A_1} = 64,8 \text{ MA/m}^2.$$

A força radial por unidade de comprimento que atua sobre cada um dos setores de coroa circular da coluna central é

$$f_c = \int_{A_1} j B_\phi dA_1 \cong \frac{2\pi}{N} \int_{r_0}^{r_1} \left(\frac{I}{A_1} \right) \left(\frac{\mu_0 I}{2A_1} r \right) r dr$$

$$= \frac{\mu_0 \pi I^2 (r_1^3 - r_0^3)}{3NA_1^2} = 95,7 \text{ kN/m.}$$

Segue-se que a pressão de esmagamento pelo efeito de cunha sobre as lâminas radiais de isolamento é

$$p_c = \frac{f_c}{(r_1 - r_0) \sin(\pi/N)} = \frac{\mu_0}{3} j^2 \frac{\pi/N}{\sin(\pi/N)} (r_1^2 + r_1 r_0 + r_0^2) = 9,25 \text{ MPa.}$$

Observe-se que os cálculos acima correspondem a um valor da indução $B_0 = 0,4 \text{ T}$. Para o valor máximo admissível, $B_0 = 0,8 \text{ T}$, corresponde uma pressão de esmagamento $p_c = 37,0 \text{ MPa}$, para a qual deve ser selecionado o material das lâminas de isolamento.

Na seqüência, será feita uma estimativa das forças que atuam na direção azimutal no caso de falha elétrica de uma das espiras da bobina de campo toroidal. Esta situação se encontra ilustrada na Figura 13. O torque em torno do eixo OZ da bobina, que atua numa espira devido à força não equilibrada resultante de falha na espira adjacente, pode ser calculado em termos da taxa de variação angular da energia magnética total,

$$T_\phi = \frac{\partial U_m}{\partial \phi}.$$

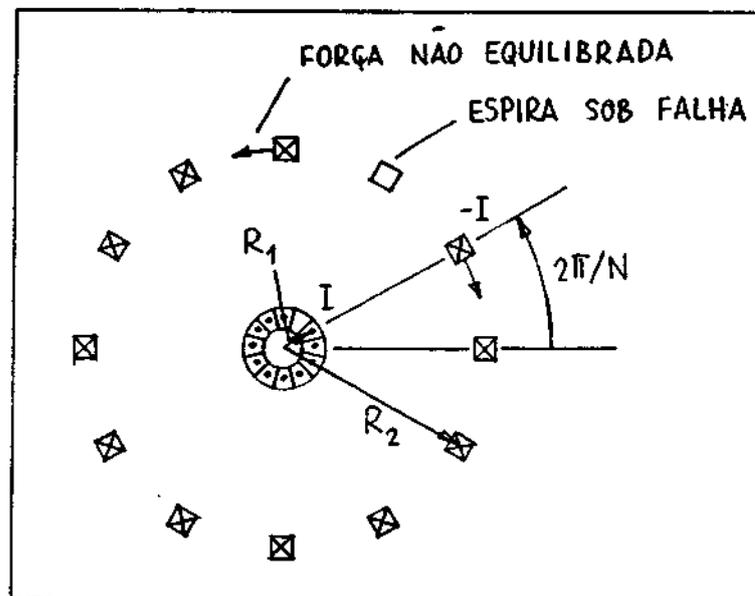


Figure 13: Seção reta esquemática da bobina de campo toroidal na situação de falha de uma das espiras.

Supondo correntes constantes, a variação de energia é dada pela variação da indutância mútua, de tal modo que (não deve haver confusão entre a notação

utilizada nesta seção e nas seções anteriores)

$$T_\phi = I^2 \frac{\partial M}{\partial \phi}.$$

A indutância mútua pode ser estimada aproximando-se duas espiras adjacentes por conjuntos de filamentos dispostos em forma retangular, como mostra a Figura 14, de modo que

$$M = \sum_{i,j} M_{ij}$$

para $i, j = 1, 2, 3, 4$. A indutância mútua entre filamentos perpendiculares é nula,

$$M_{12} = M_{14} = M_{21} = \dots = M_{41} = 0,$$

e, por considerações de simetria,

$$M_{13} = M_{31}, M_{22} = M_{44}, \text{ e } M_{24} = M_{42}.$$

Portanto, a expressão para a indutância mútua entre espiras retangulares reduz-se a

$$M = M_{11} + M_{33} + 2(M_{22} - M_{13} - M_{24}),$$

onde o sinal negativo corresponde a filamentos com correntes antiparalelas.

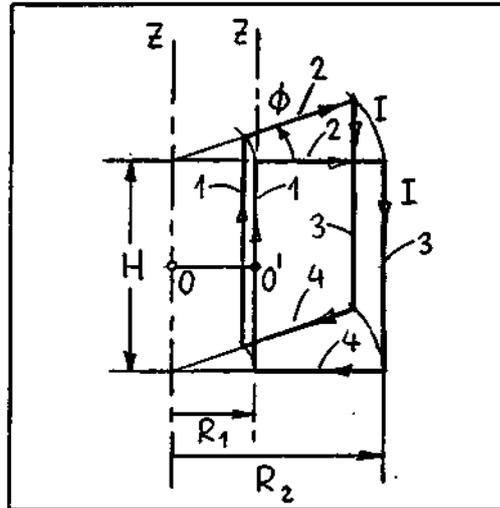


Figure 14: Espiras adjacentes da bobina de campo toroidal aproximadas por filamentos em forma retangular.

As várias contribuições ao torque podem ser calculadas a partir das fórmulas:

$$\frac{\partial M_{11}}{\partial \phi} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \left[\left(1 + \frac{H^2}{4R_1^2 \sin^2(\phi/2)} \right)^{1/2} - 1 \right] \frac{R_1 \sin \phi}{2 \sin(\phi/2)},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_{33}}{\partial \phi} &= -\frac{\mu_0}{2\pi} \left[\left(1 + \frac{H^2}{4R_2^2 \sin^2(\phi/2)} \right)^{1/2} - 1 \right] \frac{R_2 \sin \phi}{2 \sin(\phi/2)}, \\ \frac{\partial M_{13}}{\partial \phi} &= -\frac{\mu_0}{2\pi} \left[\frac{[1 + (R_1/R_2)^2 - 2(R_1/R_2) \cos \phi + (H/R_2)^2]^{1/2}}{[1 + (R_1/R_2)^2 - 2(R_1/R_2) \cos \phi]^{1/2}} - 1 \right] \\ &\quad \times \frac{R_1 \sin \phi}{1 + (R_1/R_2)^2 - 2(R_1/R_2) \cos \phi}, \\ \frac{\partial M_{22}}{\partial \phi} &= -\frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ R_2 \sin \phi \ln \left[\frac{[1 + (R_1/R_2)^2 - 2(R_1/R_2) \cos \phi]^{1/2} + \cos \phi - R_1/R_2}{[1 + (R_1/R_2)^2 - 2(R_1/R_2) \cos \phi]^{1/2} - \cos \phi + R_1/R_2} \right] \right. \\ &\quad - R_1 \sin \phi \ln \left[\frac{[1 + (R_1/R_2)^2 - 2(R_1/R_2) \cos \phi]^{1/2} + 1 - (R_1/R_2) \cos \phi}{[1 + (R_1/R_2)^2 - 2(R_1/R_2) \cos \phi]^{1/2} - 1 + (R_1/R_2) \cos \phi} \right] \\ &\quad \left. + 2(R_2 + R_1) \sin \phi \operatorname{arctanh} \left(\frac{\sin \phi}{2} \right) \right. \\ &\quad \left. + 2 \left[R_2 [1 + (R_1/R_2)^2 - 2(R_1/R_2) \cos \phi]^{1/2} - (R_2 + R_1) \sin \left(\frac{\phi}{2} \right) \right] \cot \phi \right\} \\ e \\ \frac{\partial M_{24}}{\partial \phi} &= -\frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ R_2 \sin \phi \ln \left[\frac{\rho_{22} + R_2(1 - \cos \phi) \rho_{12} + R_2 \cos \phi - R_1}{\rho_{22} - R_2(1 - \cos \phi) \rho_{12} - R_2 \cos \phi + R_1} \right] \right. \\ &\quad - R_1 \sin \phi \ln \left[\frac{\rho_{11} - R_1(1 - \cos \phi) \rho_{12} + R_2 - R_1 \cos \phi}{\rho_{11} + R_1(1 - \cos \phi) \rho_{12} - R_2 + R_1 \cos \phi} \right] + (2\rho_{12} - \rho_{11} - \rho_{22}) \cot \phi \\ &\quad + \frac{2H}{\sin^2 \phi} \operatorname{arctan} \left[\frac{(\rho_{12} - \rho_{11} + R_2 - R_1) H \tan(\phi/2)}{\rho_{11}(\rho_{12} + R_2 - R_1) + H^2 \tan^2(\phi/2)} \right] \\ &\quad \left. - \frac{2H}{\sin^2 \phi} \operatorname{arctan} \left[\frac{(\rho_{22} - \rho_{12} + R_2 - R_1) H \tan(\phi/2)}{\rho_{22}(\rho_{12} - R_2 + R_1) + H^2 \tan^2(\phi/2)} \right] \right\}, \end{aligned}$$

onde

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= [2R_1^2(1 - \cos \phi) + H^2]^{1/2}, \\ \rho_{22} &= [2R_2^2(1 - \cos \phi) + H^2]^{1/2} \end{aligned}$$

e

$$\rho_{12} = [R_1^2 + R_2^2 - 2R_1R_2 \cos \phi + H^2]^{1/2}.$$

Para $N = 12$ ($\phi = \pi/6$), $R_1 = 40,00\text{mm}$, $R_2 = 820,00\text{mm}$, $H = 1704,50\text{mm}$ (Cf. Seção 4) e supondo $I = 100\text{kA}$, isto é, $B_0 = 0,8\text{T}$, obtém-se:

$$I^2 \frac{\partial M_{11}}{\partial \phi} = -6284\text{N} \cdot \text{m}, \quad I^2 \frac{\partial M_{33}}{\partial \phi} = -4971\text{N} \cdot \text{m},$$

$$I^2 \frac{\partial M_{13}}{\partial \phi} = -61 \text{ N} \cdot \text{m}, \quad I^2 \frac{\partial M_{22}}{\partial \phi} = -3035 \text{ N} \cdot \text{m}$$

e

$$I^2 \frac{\partial M_{24}}{\partial \phi} = -183 \text{ N} \cdot \text{m}.$$

Portanto, o torque em torno do eixo é dado por

$$T_\phi = I^2 \frac{\partial}{\partial \phi} [M_{11} + M_{33} + 2(M_{22} - M_{13} - M_{24})] = -16,8 \text{ kN} \cdot \text{m}.$$

Como o movimento dos segmentos verticais internos da bobina de campo toroidal é restringido pela coluna central, é necessário calcular-se o torque em relação ao eixo $O'Z$, paralelo ao eixo OZ e situado a uma distância R_1 de OZ :

$$T_{O'Z} = T_\phi - IR_1 \int_{\ell} (B_r dz - B_z dr).$$

Embora a distância R_1 entre os dois eixos paralelos seja pequena, a diferença entre os dois valores de torque é significativa devido aos valores elevados do campo na parte interna, como indica a contribuição dos segmentos internos, $I^2 \partial M_{11} / \partial \phi$. Entretanto, para efeito de dimensionamento dos suportes da bobina de campo toroidal, pode-se adotar conservadoramente o valor maior de torque, T_ϕ , em torno do eixo OZ . Este torque, em caso de falha, será suportado pelos dois anéis de Nylon de raio médio \bar{R} . Cada segmento de anel compreendido entre espiras adjacentes atua como um arco curto engastado nas extremidades e carregado primariamente por compressão. A reação nas extremidades, F , está relacionada ao torque que atua na espira no caso de falha de uma espira adjacente pela expressão

$$F \cos(\pi/N) \bar{R} = |T_\phi|/2.$$

O arco entre espiras constitui uma coluna inicialmente deformada que flexiona assim que a carga é aplicada. Para que as deformações adicionais sejam pequenas, a carga deve ser mantida em valores consideravelmente abaixo da carga crítica para flambagem. Desprezando-se as correções introduzidas pela deformação inicial, a carga crítica para uma coluna perfeita (reta) é

$$F_c = 4\pi^2 EJ/\ell^2 = 4F_E,$$

onde $F_E = \pi^2 EJ/\ell^2$ é a carga de Euler, E é o módulo de elasticidade do material do anel, $J = bh^3/12$ é o momento de inércia da área da seção reta do anel e $\ell \cong 2\pi \bar{R}/N$ é o comprimento da coluna (arco curto). Pode-se adotar como critério de projeto $F < F_E$, que implica um fator de segurança 4 no mínimo, já que o efeito da deformação inicial eleva o valor da carga crítica. A tensão de ruptura do Nylon vale $\sigma_r = 55 \sim 96 \text{ MPa}$ e seu módulo de elasticidade $E = 1,2 \sim 3,1 \text{ GPa}$.

Tomando o valor menor, $E = 1,2\text{GPa}$, obtém-se a condição para as dimensões da seção reta do anel de suporte,

$$bh^3 > \frac{24\bar{R}|T_\phi|}{N^2 \cos(\pi/N)E} = 2,42 \times 10^{-6} \bar{R}m^4.$$

Verifica-se que um anel de Nylon com seção reta de dimensões $40 \times 40\text{mm}$ satisfaz o critério com folga, pois $\bar{R} < R_2 = 820,00\text{mm}$.

Na prática, o anel de suporte deve apresentar uma dimensão radial b maior que o valor acima para acomodar os segmentos externos da bobina de campo toroidal, bem como servir de suporte para as bobinas de campo vertical. Uma escolha razoável para as dimensões transversais dos anéis é $b = 150,00\text{mm}$ e $h = 40,00\text{mm}$. O raio médio \bar{R} deverá ser escolhido em função do projeto definitivo das bobinas de campo vertical e das bobinas externas de redução do campo de erro do sistema ôhmico. Estima-se que o valor final deve se situar em torno de $\bar{R} = 620,00\text{mm}$.

Quer-se, agora, fazer uma estimativa das forças azimutais de origem magnética que atuam sobre a bobina de campo toroidal em condições normais de operação. Estas forças resultam da interação da corrente na referida bobina com os campos poloidais gerados pelas bobinas de aquecimento ôhmico e pelas bobinas de campo vertical. Os sistemas de bobinas são simétricos em relação ao plano equatorial podendo-se restringir a análise ao semi-plano superior. Entretanto, o produto $\vec{j} \times \vec{B}$ sofre uma inversão de sinal entre os semi-planos superior e inferior. O resultado final é que as forças produzem uma torção das espiras da bobina de campo toroidal em relação ao plano equatorial. Isto implica uma torção da coluna central e da estrutura reticulada de suporte da bobina.

As estimativas que podem ser realizadas neste anteprojeto são de caráter muito grosseiro, pois carecem do cálculo completo do sistema de bobinas de campo poloidal. Considerar-se-á somente o campo magnético produzido pelo solenóide indutivo, que será aproximado pelo campo gerado por uma corrente superficial $K_\Omega = N_\Omega i_\Omega / h_\Omega$ circulando numa superfície cilíndrica de raio $a_\Omega = 71,76\text{mm}$ e comprimento $h_\Omega = 797,19\text{mm}$ (Cf. Seção 3). O valor da força de interação será estimado para o valor máximo da corrente $i_\Omega = I_m = 30,3\text{kA}$, lembrando-se que $N_\Omega = 170$. Cada espira da bobina de campo toroidal será representada pelo mesmo conjunto retangular de filamentos utilizado anteriormente, como mostra esquematicamente a Figura 15.

A força azimutal que atua sobre cada um dos segmentos indicados na figura é calculada a partir das fórmulas:

$$F_1 = +I \int_0^{H/2} B_R|_{R=R_1} dZ = +I\{A_\phi(R_1, 0) - A_\phi(R_1, H/2)\},$$

$$F_2 = -I \int_{R_1}^{R_2} B_Z|_{Z=H/2} dR$$

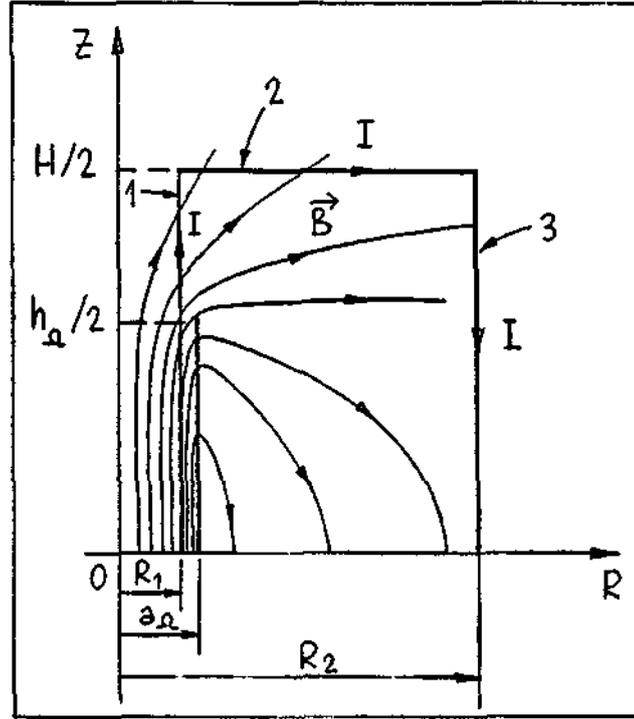


Figure 15: Diagrama para cálculo da força de interação da corrente numa espira da bobina de campo toroidal com o campo magnético produzido pelo solenóide indutivo.

e

$$F_3 = -I \int_0^{H/2} B_R|_{R=R_2} dZ = -I[A_\phi(R_2, 0) - A_\phi(R_2, H/2)].$$

Nestas expressões o potencial vetor é dado por

$$A_\phi = \frac{\mu_0 K_\Omega a_\Omega^{1/2}}{2\pi R^{1/2}} \left\{ (Z - Z') \left[n^{1/2} \left(\frac{1}{n} - 1 \right) (\Pi - K) - \frac{1}{m^{1/2}} (K - E) \right] \right\}_{-h_\Omega/2}^{+h_\Omega/2},$$

onde K e Π são as integrais elípticas completas de primeira e terceira espécie, definidas na Seção 7, e E é a integral elíptica completa de segunda espécie,

$$E = E(m) = \int_0^{\pi/2} (1 - m \sin^2 \theta)^{1/2} d\theta.$$

No presente contexto o parâmetro m e a característica n são definidos por

$$m = \frac{4a_\Omega R}{(a_\Omega + R)^2 + (Z - Z')^2}$$

e

$$n = \frac{4a_\Omega R}{(a_\Omega + R)^2}.$$

As componentes da indução magnética, por sua vez, são dadas por

$$B_R = \frac{\mu_0 K_\Omega a_\Omega^{1/2}}{2\pi R^{1/2}} \left\{ \frac{1}{m^{1/2}} [(2-m)K - 2E] \right\}_{-h_\Omega/2}^{+h_\Omega/2}$$

e

$$B_Z = -\frac{\mu_0 K_\Omega a_\Omega^{1/2}}{2\pi R^{1/2}} \left\{ \frac{(Z-Z')m^{1/2}}{2a_\Omega} \left[K + \left(\frac{a_\Omega - R}{a_\Omega + R} \right) \Pi \right] \right\}_{-h_\Omega/2}^{+h_\Omega/2}$$

As Figuras 16 e 17 mostram os perfis das componentes radiais da indução devido ao solenóide indutivo, B_R , ao longo dos segmentos verticais interno, $R = R_1$, e externo, $R = R_2$, respectivamente, de uma espira da bobina de campo toroidal. A Figura 18 mostra o perfil da componente axial, B_Z , ao longo do segmento horizontal superior, $Z = H/2$. Para comparação, a Figura 19 mostra o perfil de B_Z no plano equatorial, $Z = 0$.

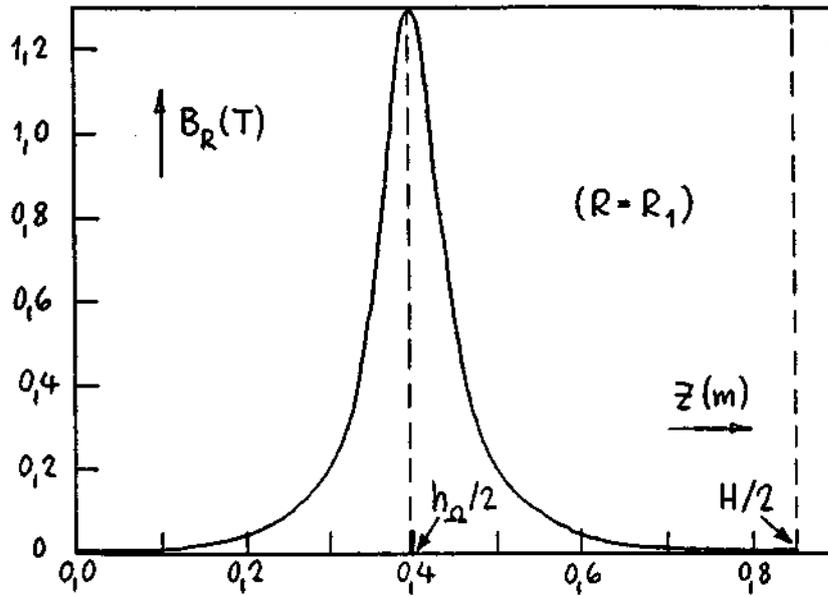


Figure 16: Perfil de B_R , devido ao solenóide indutivo, ao longo do segmento vertical interno de uma espira da bobina de campo toroidal.

No cálculo da força F_2 , acima, é mais conveniente utilizar-se as expansões em harmônicos esféricos

$$B_R = \frac{\mu_0}{4\pi} m_\Omega \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{(\ell+1)c_\ell}{r^{\ell+2}} \left(\frac{P_\ell(\cos\theta) - \cos\theta P_{\ell+1}(\cos\theta)}{\sin\theta} \right)$$

e

$$B_Z = \frac{\mu_0}{4\pi} m_\Omega \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{(\ell+1)c_\ell}{r^{\ell+2}} P_{\ell+1}(\cos\theta),$$

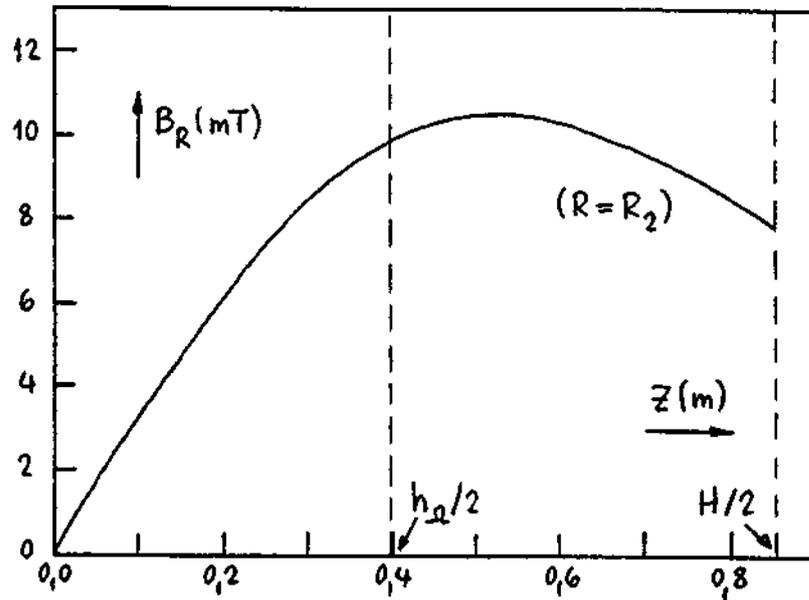


Figure 17: Perfil de B_R , devido ao solenóide indutivo, ao longo do segmento vertical externo de uma espira da bobina de campo toroidal.

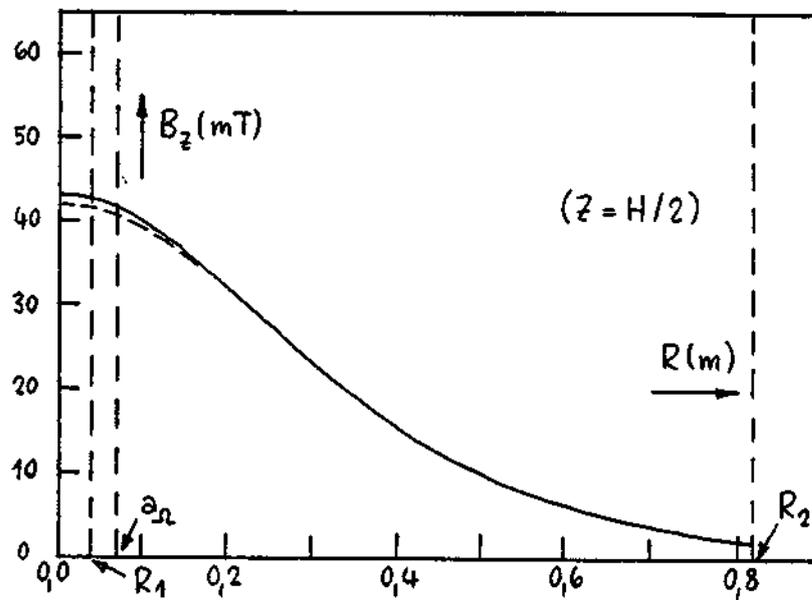


Figure 18: Perfil de B_Z , devido ao solenóide indutivo, ao longo do segmento horizontal superior de uma espira da bobina de campo toroidal.

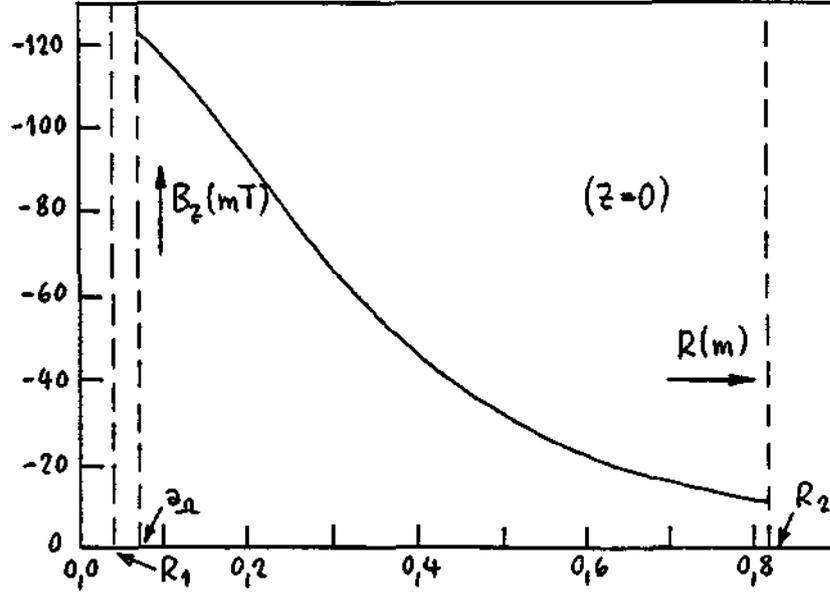


Figure 19: Perfil de B_z , devido ao solenóide indutivo, no plano equatorial da bobina de campo toroidal.

onde $m_\Omega = \pi a_\Omega^2 N_\Omega i_\Omega$ é o momento magnético do solenóide indutivo, $r = \sqrt{R^2 + Z^2}$, $\theta = \arctan(R/Z)$ e os primeiros coeficientes da expansão valem:

$$c_1 = 1, c_3 = \frac{1}{4} (h_\Omega^2 - 3a_\Omega^2), c_5 = \frac{1}{16} (h_\Omega^4 - 10a_\Omega^2 h_\Omega^2 + 10a_\Omega^4), \dots$$

com $c_2 = c_4 = c_6 = \dots = 0$. Portanto, definindo-se $\mu = \cos \theta$,

$$B_z|_{z=H/2} \cong \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_\Omega}{(H/2)^3} \mu^3 \left[(3\mu^2 - 1) + \frac{c_3}{2(H/2)^2} \mu^2 (35\mu^4 - 30\mu^2 + 3) \right. \\ \left. + \frac{3c_5}{8(H/2)^4} \mu^4 (231\mu^6 - 315\mu^4 + 105\mu^2 - 5) + \dots \right].$$

Esta expansão truncada após três termos fornece o valor de $B_z|_{z=H/2}$ com um erro menor que 3% para qualquer valor de R . O valor da força que atua sobre o segmento horizontal superior da bobina de campo toroidal é dado, pois, pela integral

$$F_2 = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_\Omega I}{(H/2)^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{(\ell+1)c_\ell}{(H/2)^{\ell-1}} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos^\ell \theta P_{\ell+1}(\cos \theta) d\theta \\ \cong -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_\Omega I}{(H/2)^2} \left\{ \sin \theta \left[(\mu^2 + 1) + \frac{c_3}{2(H/2)^2} (5\mu^6 + \mu^2 + 2) \right] \right.$$

$$+ \frac{c_5}{8(H/2)^4} (63\mu^{10} - 35\mu^8 + 5\mu^6 + 3\mu^4 + 4\mu^2 + 8) + \dots \Bigg\}_{\theta_1}^{\theta_2},$$

onde $\theta_1 = \arctan(2R_1/H)$ e $\theta_2 = \arctan(2R_2/H)$. Introduzindo valores numéricos nas expressões para F_1 e F_3 , em termos de A_ϕ , e para F_2 , acima, obtém-se

$$F_1 = +15,9\text{kN}, F_2 = -1,36\text{kN} \text{ e } F_3 = -0,668\text{kN}.$$

A partir da Figura 16 verifica-se que a distribuição da força, e portanto do torque, sobre a coluna central tem um máximo pronunciado junto à extremidade do solenóide indutivo. A inclusão do campo produzido pelas bobinas de redução do campo de erro do sistema de aquecimento ôhmico deve deslocar este pico mais para cima, sem alterar muito o valor total da força. A força sobre o segmento horizontal superior, por sua vez, tem sua distribuição concentrada junto à extremidade interna deste segmento e sinal contrário ao da força sobre o segmento vertical interno.

A tensão de cisalhamento máxima que ocorre na periferia da coluna central pode ser estimada pela fórmula

$$\tau_{máx} = \frac{T_1 r_1}{\pi(r_1^4 - r_0^4)/2} = 22,8\text{MPa},$$

onde $T_1 = NF_1R_1 = 7,63\text{kN}\cdot\text{m}$ é o momento de torção total, $r_1 = 60,00\text{mm}$ e $r_0 = 20,00\text{mm}$ (Cf. Seção 2). Esta tensão encontra-se no limite admissível, por exemplo, para resinas Epoxy ($\sigma = 35 \sim 138\text{MPa}$). A coluna central é, na realidade, um tubo de seção circular e estrutura heterogênea com distribuição de tensões de difícil cálculo. A determinação da amplitude da deformação por torção da coluna, em particular, requer o conhecimento do módulo de elasticidade transversal efetivo da coluna. Entretanto, para estimar a amplitude desta deformação pode-se realizar uma análise de pior caso, em que cada segmento vertical interno da coluna reage independentemente ao esforço de torção. A deformação da coluna como um todo deve resultar menor que a deformação de cada um dos segmentos verticais, ou barras, considerados individualmente. Além disso, em situações normais de operação a corrente de plasma circula em sentido contrário ao da corrente no solenóide indutivo, reduzindo o valor dos campos magnéticos que produzem os esforços de torção e, conseqüentemente, a deformação.

Vai-se, portanto, considerar a deformação que seria produzida sobre uma das barras verticais internas caso a força total $F_1 + F_2 = 14,5\text{kN}$ atuasse na extremidade superior da coluna central. Assim, supõe-se que o segmento horizontal superior da espira pode girar livremente em torno da sua extremidade externa (ponto de fixação na estrutura de suporte), como uma barra rígida. A deformação desta barra resultaria numa redução da força, que não será levada em conta. Por outro lado, devido à simetria a seção equatorial da barra vertical não se deforma e a deformação angular da extremidade superior é dada por

$$\phi = \frac{(F_1 + F_2)R_1(H/2)}{GJ_p},$$

onde $G = 44\text{MPa}$ é o módulo de elasticidade transversal do cobre e J_p é o momento polar de inércia em relação ao centro de massa da seção transversal da barra. De acordo com o teorema de Steiner tem-se

$$J_p = J_0 - Ar_{CM}^2,$$

onde J_0 é o momento polar de inércia em relação ao eixo da coluna central, A é a área de cada setor de coroa circular que corresponde à seção transversal aproximada da barra e r_{CM} é o raio do centro de massa. Estas quantidades são calculadas utilizando-se as fórmulas seguintes, em que foram desprezadas as contribuições dos canais de refrigeração e das lâminas de isolamento:

$$J_0 = \frac{\pi}{2N}(r_1^4 - r_0^4),$$

$$A = \frac{\pi}{N}(r_1^2 - r_0^2)$$

e

$$r_{CM} = \frac{2r_1^3 - r_0^3 \sin \pi/N}{3r_1^2 - r_0^2 \pi/N}.$$

Introduzindo os valores numéricos obtém-se $J_p = 1,38 \times 10^{-7}\text{m}^4$ e $\phi = 0,0814\text{rad} = 4,66^\circ$. O deslocamento máximo na periferia da coluna é $\phi r_1 \cong 4,88\text{mm}$. Lembrando que o momento de torção foi considerado como aplicado na extremidade da coluna, num ponto bem acima ($H/2$) do ponto onde se situa o pico da distribuição de força ($\sim h_\Omega/2$), e que o cálculo foi realizado supondo-se o valor máximo da indução $B_0 = 0,8\text{T}$, além das demais hipóteses já mencionadas, o efeito da deformação não deve ser significativo. Entretanto, os valores acima indicam que uma análise mais cuidadosa deverá ser realizada caso se queira operar próximo das condições de limite máximo.

Para se finalizar o anteprojeto do sistema de suporte, resta dimensionar as barras externas da estrutura reticulada, da qual fazem parte os anéis de suporte das bobinas de campo toroidal, como mostra esquematicamente a Figura 20.

A partir da Figura 17 verifica-se que a força sobre o segmento vertical externo de cada espira da bobina está concentrada na parte superior do segmento. Pode-se, novamente, fazer uma análise de pior caso supondo que a força total $F_2 + F_3 = -2,03\text{kN}$ esteja concentrada junto ao canto superior externo da espira, de tal modo que o momento de torção total que atua sobre o anel superior seja dado por

$$T_2 = N(F_2 + F_3)R_2 = -20,0\text{kN} \cdot \text{m}.$$

A força aplicada em cada um dos três nós superiores da estrutura, conforme mostra a Figura 20, vale $F_S = T_2/(3R_S)$. Três das barras externas estão sob tração e três sob compressão. A componente da força F_S ao longo das barras é $F_S/(2 \cos \alpha)$ e o ângulo α é dado pela fórmula

$$\alpha = \arccos \left(\frac{3R_S^2}{4(R_S^2 + H_S^2)} \right)^{1/2}$$

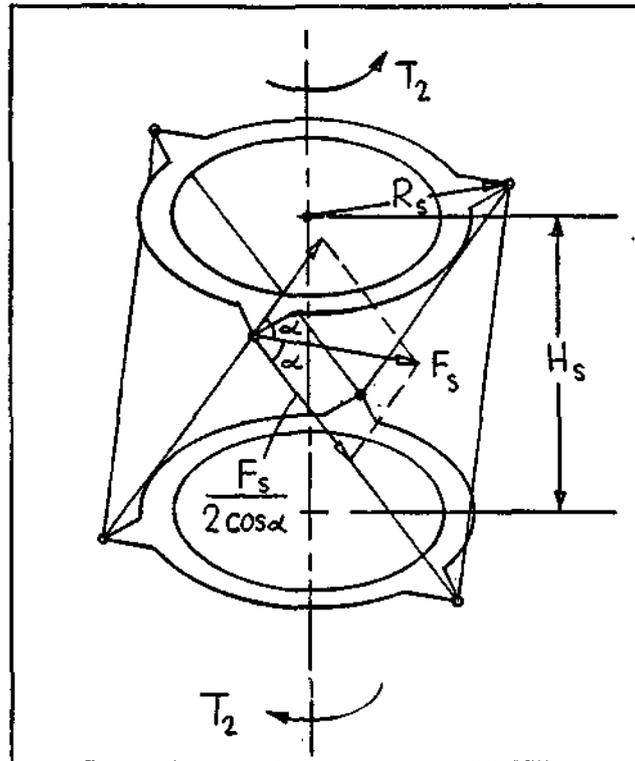


Figure 20: Esquema da estrutura de suporte e das forças de torção.

As barras devem ser dimensionadas de modo que não seja ultrapassado o carregamento crítico dado pelo critério de Euler, isto é, levando em conta o momento de torção contrário no anel inferior, deve-se satisfazer a condição

$$\frac{F_S}{\cos \alpha} < F_E$$

ou

$$\frac{2T_2}{3R_S} \left(\frac{R_S^2 + H_S^2}{3R_S^2} \right)^{1/2} < \frac{\pi^2 E J_S}{\ell_S^2},$$

onde $\ell_S = (R_S^2 + H_S^2)^{1/2}$ é o comprimento de cada barra comprimida, $J_S = \pi(d_e^4 - d_i^4)/64$ é o momento polar de inércia para um tubo e E é o módulo de elasticidade que vale 190GPa para o aço inoxidável. O menor valor de J_S que satisfaz a condição acima é obtido quando $R_S = \sqrt{2}H_S$ e é dado por

$$J_{S,\min} = \frac{T_2 H_S}{\pi^2 E} = 1,82 \times 10^{-8} \text{m}^4,$$

onde se supôs $H_S = H$. Por outro lado, considerando o menor valor que R_S pode assumir, isto é, $R_S = R_2$ e tomando novamente $H_S = H$, resulta

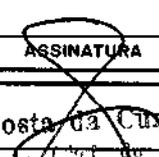
$$J_S > 4,13 \times 10^{-8} \text{m}^4.$$

Levando em conta as bitolas padrão para tubos mecânicos de aço inoxidável, mais considerações de acesso ao interior da estrutura, tamanho e peso, optou-se pelo tubo de diâmetro externo $d_e = 36\text{mm}$ e diâmetro interno $d_i = 25\text{mm}$ (peso $\cong 5,07\text{kg/m}$). Uma escolha também interessante é o tubo de diâmetros um pouco maiores, $d_e = 40\text{mm}$ e $d_i = 32\text{mm}$, que apresenta um coeficiente de segurança maior e peso menor ($\cong 4,15\text{kg/m}$). A única desvantagem seria a maior obstrução decorrente do aumento de diâmetro das barras. Deve-se ressaltar que, para aumentar a estabilidade da estrutura, é preciso que as extremidades das barras sejam engastadas nos anéis de suporte.

Em conclusão, a estrutura simples proposta parece ser capaz de suportar os carregamentos resultantes da operação normal e de possíveis falhas das bobinas de campos toroidal e poloidal. As tensões decorrentes do momento de torção sobre a coluna central são particularmente elevadas, mas devem se situar dentro de limites aceitáveis para os materiais usados. Após realizado o projeto definitivo do sistema de bobinas de aquecimento ôhmico e de campo vertical, deve-se fazer um cálculo mais preciso das forças e momentos que atuam sobre as mesmas, considerando a geometria real da bobina de campo toroidal.



AUTORIZAÇÃO PARA PUBLICAÇÃO

TÍTULO					
ANTEPROJETO DE ENGENHARIA DO TOKAMAK ETE					
AUTOR					
Gerson Otto Ludwig					
TRADUTOR					
EDITOR					
ORIGEM LAP	PROJETO FUSÃO	SÉRIE	Nº DE PÁGINAS 49	Nº DE FOTOS	Nº DE MAPAS
TIPO					
<input checked="" type="checkbox"/> RPQ	<input checked="" type="checkbox"/> PRE	<input type="checkbox"/> NTC	<input type="checkbox"/> PRP	<input type="checkbox"/> MAN	<input type="checkbox"/> PUD
<input type="checkbox"/> TAE					
DIVULGAÇÃO					
<input checked="" type="checkbox"/> EXTERNA	<input type="checkbox"/> INTERNA	<input type="checkbox"/> RESERVADA	<input type="checkbox"/> LISTA DE DISTRIBUIÇÃO ANEXA		
PERIÓDICO/EVENTO					
Apresentado no 2º Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, 27-29 outubro 1993 Serra Negra, SP					
CONVÊNIO					
AUTORIZAÇÃO PRELIMINAR					
____/____/____			 ASSINATURA Gerson Otto Ludwig do LAP		
REVISÃO TÉCNICA					
<input type="checkbox"/> SOLICITADA	<input checked="" type="checkbox"/> DISPENSADA				
					ASSINATURA
RECEBIDA ____/____/____	DEVOLVIDA ____/____/____				
					ASSINATURA DO REVISOR
REVISÃO DE LINGUAGEM					
<input type="checkbox"/> SOLICITADA	<input checked="" type="checkbox"/> DISPENSADA				
					ASSINATURA
Nº ____					
RECEBIDA ____/____/____	DEVOLVIDA ____/____/____				
					ASSINATURA DO REVISOR
PROCESSAMENTO/DATILOGRAFIA					
RECEBIDA ____/____/____	DEVOLVIDA ____/____/____				
					ASSINATURA
REVISÃO TIPOGRÁFICA					
RECEBIDA ____/____/____	DEVOLVIDA ____/____/____				
					ASSINATURA
AUTORIZAÇÃO FINAL					
____/____/____			 ASSINATURA Ivan Costa da Cunha Lima Centro de Teoria e Simulação - CTE		
PALAVRAS-CHAVE					
1. FÍSICA DE PLASMA / 2. TOKAMAK / 3. PEQUENO RAZÃO DE ASPECTO					