

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

*Desenvolvimento do Sistema de Excitação  
de Ondas de Alfvén no TCABR*

Edson Moriyoshi Ozono

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão

Tese apresentada ao Instituto de  
Física da Universidade de São Paulo  
para obtenção de título de Doutor em  
Ciências

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão (IFUSP)  
Prof. Dr. Álvaro Vannucci (IFUSP)  
Prof. Dr. Jiro Takahashi (IFUSP)  
Prof. Dr. Homero Santiago Maciel (ITA/CTA)  
Prof. Dr. Mário Ueda (INPE)

*Ricardo M. O. Galvão*

São Paulo - Brasil  
2000

DEFECA 28/08

SBI-IFUSP



305M810T3376



530.44 P

099d

D  
ex. 1

### FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação  
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Ozono, Edson Moriyoshi

Desenvolvimento do sistema de excitação de ondas de  
Alfvén no TCABR. São Paulo, 2000.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.  
Instituto de Física - Departamento de Física  
Aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osorio Galvão

Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Alfvén; 2. Antena; 3. Toroidal;  
4. Ressonância; 5. Tokamak.

USP/IF/SBI-027/2000

180

2788

# Agradecimentos

Ao Prof.Dr. Ricardo M.O. Galvão pelas valiosas sugestões que foram de inestimáveis valor para a realização do trabalho, pelos ensinamentos, pelo apoio dispensado, por ter deixado que administrasse meu trabalho e principalmente por ter confiado em mim.

Ao Prof Dr Leonid F.Ruchko por ter dado esta oportunidade de participar no evento científico de ondas de Alfvén, pelo exemplo de humildade e persistência.

Ao parceiro Ernesto A. Lerche, que demonstrou competência e companheirismo em todo processo no desenvolvimento do sistema de excitação das ondas de Alfvén.

Ao Prof Dr Artour G. Elfimov pela parte teórica com os fundamentos físicos que promove o alicerce das ondas de Alfvén.

A todos os professores e colegas do Laboratório de Física de Plasma da Universidade de São Paulo expresso o meu sincero agradecimento pelo apoio prestado nas mais variadas circunstâncias. Agradeço ao Rogério F. Capucci e ao Ivan Cardoso pela compra dos equipamentos.

Ao pessoal das oficinas Central e do Linear, deixo aqui uma profunda gratidão , principalmente ao Sr Antonio N.A. de Souza que construiu a maior parte da antena. E ao Sr Donato J. Binelli que, pacientemente, apoiou com sugestões de construção e empréstimos dos equipamentos. Jamais esquecerei esta chance de prática de oficina que foi muito proveitosa por ter complementado o meu lado de projetista e ter ainda preenchido um antigo desejo pessoal.

Ao Sr Arnaldo do IPT pelas sugestões técnicas e ao Sr Sabino do IPEN pelos serviços de usinagem. Aos serviços de solda pelo Sr Pinelli da UNICAMP.

Ao Prof Dr Jiro Takahashi e ao Prof Osmar Bagnato, do Laboratório Nacional de Luz Síncroton-LNLS, pelo serviço de brasagem cerâmica-metal. A paciência prestada pelo corpo técnico do LNLS e serviços de solda TIG pelo Sr Flávio A. Minuzzi. Não poderia deixar de citar as sugestões de processos químicos da colega Rita Tereza dos Santos.

Agradeço também as secretárias Eleonora e Lia pelos suportes burocráticos e à colega Mônica pela importação dos materiais.

Desejo agradecer à FAPESP e ao CNPq pelo suporte financeiro que tem me sustentado durante a realização deste trabalho.



Aos fornecedores de matéria prima e serviços, meus sinceros agradecimentos.

Carbus  
Coors  
Contempera-Vidros Temperados Ltda  
Goodfellow Cambridge Limited  
Instituto de Pesquisas Tecnológicas - IPT  
Laboratório Nacional de Luz Sincroton - LNLS  
Mafersol-Metalúrgica  
Plasmainox  
Politron-Ind Nacional de Maq e Comp Eletr Ltda  
Prescivale-Ind Metalúrgica Ltda  
Radio Frequency Systems-Kmp  
Realum-Ind e Com Ltda  
Richardson Eletronics-Brasil Ltda  
Shockmetais  
Tecnocrio-Tecnologia em Criogenia e Vácuo Ltda  
Tecinox-Ind Com de Inox Ltda  
Thomson Tubes Electroniques  
Wesgo-Technical Ceramics e Brazing Alloy

Aos meus pais  
À minha esposa Hilda, pela compreensão e paciência por estar ao meu lado  
Aos amigos



## Resumo

*O projeto, construção, instalação e teste do sistema de excitação de ondas de Alfvén para o tokamak TCABR é descrito. O sistema de antenas é baseado em anéis circulares que circundam a coluna de plasma na direção poloidal, de forma a garantir que o espectro de ondas excitadas tenha um pico pronunciado no número de onda poloidal  $|M| = 1$ . O sistema de antenas é alimentado por um oscilador de quatro fases, que fornece até 1MW de potência pulsada, numa faixa de frequência de 3 a 6MHz. O oscilador fornece quatro saídas com fases de  $0, \pi/2, \pi$  e  $3\pi/2$ , de forma que a defasagem entre diferentes elementos do sistema de antenas possa ser variada. Assim é possível excitar um espectro bastante puro de ondas caminhantes com número de onda toroidal  $N = \pm 2, \pm 4, \pm 6$ . Um módulo do sistema de antenas foi construído, instalado e testado no tokamak TCABR. Os resultados das primeiras descargas com aquecimento de Alfvén produzido por este módulo são apresentados e analisados. O disparo 2624 apresentou o resultado mais expressivo de aquecimento de plasma e geração de corrente.*



# Summary

*The design, construction, installation, and testing of the system for excitation of Alfvén waves in the TCABR tokamak is described. The antenna system is based upon poloidal circular rings around the plasma column in order to guarantee the excitation of a wave spectrum highly peaked around the poloidal wavenumber  $|M| = 1$ . The antenna system is fed by a four-phase oscillator, capable of delivering 1MW pulses in the frequency range from 3 to 6MHz. The oscillator has four outputs with fixed phases  $0, \pi/2, \pi$  e  $3\pi/2$ , so that the phase shift between different antenna elements can be conveniently varied. This feature allows exciting a rather pure spectrum of travelling waves with toroidal wavenumber  $N = \pm 2, \pm 4$  and  $\pm 6$ . A module of the antenna system was constructed, installed, and tested in the TCABR tokamak. The results of the first discharges with Alfvén wave heating obtained with the module are presented and analysed.*



# Conteúdo:

<b>Agradecimentos</b>	
<b>Resumo</b>	
<b>Summary</b>	
<b>1. Introdução e revisão histórica. . . . .</b>	<b>1</b>
<b>2. Revisão dos fundamentos teóricos</b>	
2.1 Introdução . . . . .	7
2.2 Plasmas homogêneos. . . . .	8
2.3 Plasmas inhomogêneos. . . . .	13
2.3.1 Soluções da equação de onda. . . . .	13
2.3.2 Conversão de modos e absorção de energia. . . . .	17
2.4 Modelo cilíndrico. . . . .	19
2.5 Efeitos de Geometria Toroidal. . . . .	22
2.6 Efeitos das Impurezas. . . . .	23
<b>3. Análise do desempenho de antenas de Alfvén</b>	
3.1 Introdução . . . . .	25
3.2 Análise Teórica sobre o Efeito da Tela. . . . .	28
3.3 Geração de impurezas pelas bainhas da tela. . . . .	30
3.4 Resultados obtidos no TCA em Lausanne. . . . .	34
3.5 Resultados obtidos no Tokamak Phaedrus-T. . . . .	39
<b>4. Projeto conceitual do sistema de antenas</b>	
4.1 Introdução . . . . .	43
4.2 Configuração do sistema de antenas. . . . .	44
4.3 Alimentação elétrica da antena. . . . .	47
4.4 Tela de blindagem eletrostática. . . . .	49
4.5 Simulação numérica do desempenho do sistema de antenas. . . . .	50
<b>5. Construção da antena</b>	
5.1 Introdução . . . . .	59
5.2 Antena Poloidal. . . . .	61
5.3 Tela de Faraday. . . . .	64
5.4 Desenvolvimento dos passadores de corrente. . . . .	68
5.4.1 Preparação dos componentes. . . . .	69
5.4.2 Processo de brasagem. . . . .	71
5.5 Processo de montagem da antena e da tela de Faraday no tokamak TCABR. . . . .	74



<b>6. Desenvolvimento do oscilador de quatro fases</b>	
6.1 Introdução . . . . .	79
6.2 Linha formadora de pulso. . . . .	82
6.3 Oscilador de quatro fases. . . . .	84
6.4 Circuito casador de impedância da antena. . . . .	89
<b>7. Caracterização de um módulo da antena</b>	
7.1 Introdução . . . . .	91
7.2 Circuito casador de impedância da antena . . . . .	92
7.3 Varredura em frequência. . . . .	93
7.4 Testes em baixa potência com o oscilador auxiliar de 30KW	94
7.5 Testes em alta potência com oscilador quatro fases. . . . .	97
7.5.1 Sintonia do oscilador quatro fases sem carga. . .	98
7.5.2 Sintonia do oscilador quatro fases com carga resistiva de $50\Omega$	99
7.5.3 Sintonia do oscilador quatro fases com a antena. . .	102
<b>8. Testes iniciais da antena com plasma</b>	
8.1 Introdução . . . . .	111
8.2 Análise das descargas iniciais com aquecimento Alfvén	113
8.2.1 Descargas 1299, 1300 e 1305. . . . .	114
8.2.2 Descargas 1551 a 1556. . . . .	118
8.2.3 Resultado do disparo Shot 2624. . . . .	124
<b>9. Conclusões e sugestões para trabalhos futuros. . . . .</b>	127
<b>Bibliografia. . . . .</b>	131
<b>Apêndice</b>	
A Câmara-teste com sistema de vácuo. . . . .	136
B Tokamak TCABR do Instituto de Física da USP. . . . .	137
C Sistema de tratamento superficial das antenas. . . . .	144
D Subrotinas. . . . .	147



# Capítulo 1

## Introdução e Revisão Histórica

Num trabalho cuja importância fundamental demorou para ser apreciada, Hannes Alfvén demonstrou em 1942 a existência de um novo tipo de onda que se propaga em fluidos condutores magnetizados, que ele denominou *ondas eletromagnéticas-hidrodinâmicas*[1], Posteriormente, essas ondas foram denominadas de *ondas de Alfvén*, em sua homenagem. A existência destas ondas em plasmas foi confirmada experimentalmente no final da década de 50[2] e uma grande atividade se desenvolveu sobre seu estudo em plasmas astrofísicos[3] e de laboratório[4, 5].

Vários trabalhos teóricos indicam que as ondas de Alfvén são promissoras para o aquecimento de plasma, por absorção ressonante ou por mecanismos não lineares, e podem gerar também correntes dirigidas ao longo do campo magnético estacionário no interior da coluna de plasma. A utilização de ondas de Alfvén para o aquecimento de plasmas foi proposta por Grossmann e Tataronis[6] e por Hasegawa e Chen[7], enquanto que a utilização de ondas de rádio-frequência RF para geração de corrente foi proposta anteriormente por Wort[8].

As ondas de Alfvén são ondas de rádio-frequência de baixa frequência, da *banda A*, na região de 1 a 10 MHz, com frequência de excitação menor que a frequência ciclotrônica dos íons  $\omega < \omega_{ci}$ , que se propagam no plasma ao longo das linhas de campo magnético de equilíbrio  $\mathbf{B}_0$ , com a velocidade de Alfvén  $v_A$  dada por

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_i}}, \quad (1.1)$$

onde  $\rho_i = nm_i$  é a densidade de massa dos íons,  $n$  é densidade de partículas no plasma e  $m_i$  é massa dos íons.

Na magnetohidrodinâmica (MHD), existem dois tipos de ondas de Alfvén: a onda rápida e a onda lenta. A onda rápida se propaga na direção do vetor de propagação  $\mathbf{k}$ , comprimindo as linhas de campo magnético, e deslocando-se para regiões de maior densidade do plasma. Por outro lado, a onda lenta se propaga ao longo da direção das linhas de campo magnético e acaba dissipando a energia no plasma. O esquema básico de aquecimento baseia-se na *conversão linear de modos*[9], da onda rápida para a onda lenta, numa superfície ressonante chamada *superfície ressonante de Alfvén*, no interior da coluna de plasma. Nesta superfície, o índice de refração destas duas ondas são iguais, e onda lenta aparece numa forma de *mistura de modos*.

Tanto a onda rápida como a onda lenta são ondas de fluido, ou seja, a sua dispersão só depende de parâmetros macroscópicos do plasma, e são ondas transversais. No entanto, a

descrição cinética das ondas de Alfvén mostra que existe um outro modo, que depende da função de distribuição das partículas, chamado de *onda cinética de Alfvén*. A onda cinética de Alfvén é um *modo eletrostático* porque apresenta uma componente do seu campo elétrico  $\mathbf{E}$  paralela ao vetor de onda  $\mathbf{k}$ . Ela é facilmente absorvida, através do mecanismo não colisional de *amortecimento de Landau*[10], ao redor das superfícies ressonantes, promovendo o aquecimento da coluna de plasma. Os elétrons próximos da superfície ressonante absorvem energia da onda devido à velocidade de Alfvén ser próxima da velocidade térmica dos elétrons. Na superfície ressonante, o modo lento se converte na onda cinética de Alfvén que, em condições usuais, se propaga na direção perpendicular à superfície ressonante, em direção ao centro da coluna de plasma.

A onda lenta não pode ser excitada diretamente a partir da periferia da coluna de plasma, para penetrar até a superfície ressonante, devido ao seu comprimento de onda ser pequeno na borda da coluna de plasma. Desta forma, na borda da coluna de plasma, o vetor de onda transversal tem um valor muito alto e, se a onda for excitada diretamente, ela será totalmente absorvida localmente na periferia. A única maneira de excitar e absorver a onda lenta é, indiretamente, excitando uma onda rápida que se propague até o interior da coluna de plasma e, através da conversão de modos, se converter em uma onda lenta. Portanto a essência do esquema básico de aquecimento por ondas de Alfvén é a conversão da onda rápida para onda lenta. Numa coluna cilíndrica de plasma, a relação de dispersão da onda lenta é dada por

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2(r)v_A^2(r)\left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}\right] \quad (1.2)$$

onde

$$k_{\parallel}(r) = \left(\frac{n}{R}\right)\left[1 + \frac{m}{nq(r)}\right]$$

é o vetor de onda paralelo ao campo magnético de equilíbrio,  $m$  é o número de onda poloidal,  $n$  é o número de onda toroidal,  $R$  é o raio maior da coluna de plasma,  $q(r) = rB_o/RB_{\theta}$  é o fator de segurança,  $r$  é a posição radial com relação ao eixo magnético da coluna (aproximação cilíndrica) e  $B_{\theta}$  é a componente poloidal do campo magnético.

É importante neste ponto realçar que, ao longo da tese, será adotada a convenção de usar letras minúsculas, tais como  $m$  e  $n$ , para designar os modos efetivamente excitados no plasma e letras maiúsculas, como  $M$  e  $N$ , para os modos impostos pela antena. Por outro lado, em coordenadas cilíndricas, é adotada a representação eikonal  $\exp i(m\theta + n\phi - \omega t)$  para onda plana.

A relação de dispersão da onda lenta, Eq 1.2, mostra que, através de uma escolha apropriada da frequência e dos números de onda ( $m, n$ ), podemos localizar a superfície ressonante de Alfvén dentro do plasma de uma forma bastante precisa e contínua. Como  $v_A$  depende da densidade do plasma, que varia continuamente entre um valor máximo no centro e mínimo na borda, a relação de dispersão define um *espectro contínuo* de ondas de Alfvén.

A primeira evidência de aquecimento de plasma por ondas de Alfvén foi obtida durante os experimentos realizados no stellarator R-0[11], na década de setenta, no Sukhumi Phisicotechnical Institute, para melhorar o equilíbrio da coluna de plasma através da absorção de ondas de Alfvén na borda do plasma[12, 13]. Nestas primeiras experiências sobre excitação de ondas de

Alfvén em stellarators, foram utilizadas antenas helicoidais[12, 14]. O experimento foi projetado para verificar a idéia de que se poderia reduzir o efeito do desvio toroidal, e assim melhorar o confinamento, excitando ondas de Alfvén lentas na borda do plasma. No entanto, foi observado um fenômeno de absorção anômala de potência, com um aumento substancial da impedância da antena. Durante estes experimentos, as ondas de Alfvén foram excitadas com um espectro de ondas caminhanes bastante monocromático. Este resultado possivelmente foi devido à antena helicoidal utilizada. Durante os experimentos no R-0[12], foi observado que o confinamento e aquecimento da coluna de plasma depende do sentido de rotação do campo RF monocromático. Isto é, o acoplamento antena-plasma, que define a posição da superfície de ressonância Alfvén, depende do sentido de rotação do campo RF. A rotação pode ser paramagnética, na direção de rotação dos elétrons, ou diamagnética, na direção de rotação dos íons.

O gráfico da distribuição radial do fluxo de corrente de saturação de íons em função do raio da coluna de plasma mostra que, na primeira situação diamagnética, a descarga se dá para dentro da coluna de plasma, aumentando o gradiente de densidade e o crescimento do confinamento. No caso paramagnético, o gradiente de densidade decresce e ocorre o desvio da coluna de plasma, para fora do eixo magnético. O efeito de rotação do campo RF sobre o confinamento pode ser explicado pela transferência de momento da onda para as partículas do plasma por influência das forças ponderomotoras sobre o transporte de plasma[15].

Os experimentos realizados nos stellarators Proto-Cleo[14] e Heliotron[16] mostraram que o aquecimento do plasma, por um sistema de antenas excitando ondas estacionárias, é acompanhado por uma considerável deterioração do confinamento, tornando evidente a necessidade de excitar ondas caminhanes para obter melhor confinamento e aquecimento da coluna de plasma.

A partir da demonstração de aquecimento do plasma no R-0, muitos experimentos foram realizados em diversas máquinas. Os resultados destes experimentos comprovam as bases teóricas da absorção de ondas de Alfvén em colunas toroidais de plasma. [17, 18, 19].

Nos experimentos realizados na década de oitenta no tokamak TCA, de Lausanne, foi utilizado um sistema de antenas que consistia de quatro módulos igualmente espaçados na direção toroidal. Cada módulo era formado por três chapas de aço inoxidável, acima e abaixo do equador do tokamak, orientadas na direção poloidal. Com esta estrutura foi possível excitar simultaneamente um espectro  $m = \pm 1$  e  $n = \pm 1, \pm 2$  de dupla helicidade, com ondas monocromáticas estacionárias. A determinação do espectro foi feita variando-se a densidade do plasma, e/ou a frequência de excitação, e medindo-se os picos de absorção indicados pelos valores da impedância de carga da antena sobre o plasma. Houve excelente concordância entre os valores obtidos para as posições dos picos de absorção, em função da densidade. As experiências também mostraram um aumento efetivo na temperatura eletrônica. Contudo, este aumento foi acompanhado por um incontrolável aumento da densidade eletrônica devido a uma injeção de impurezas no plasma durante a excitação RF. Desta forma, o aumento da temperatura eletrônica pode ter sido devido a um aumento da resistividade do plasma e não diretamente por absorção de ondas de Alfvén. Portanto, os resultados sobre aquecimento foram ambíguos e o objetivo final não foi alcançado, porque a interação da antena com a borda do plasma não foi eliminada[20]. Havia uma perda de energia extra, por radiação, que limitava a potência RF entregue ao plasma a um nível máximo de 500 KW.

A geração de impurezas teve possivelmente duas causas. A primeira relacionada com excitação de um campo muito amplo de harmônicos, que tornou inevitável a geração de campos elevados[21] na borda do plasma, liberando potência RF tanto no centro como na borda do plas-

ma. A excitação de um espectro de dupla helicidade,  $n = \pm 1, m = \pm 2$ , provoca alta absorção na borda do plasma acarretando maior dissipação próximo da antena, aumentando portanto a quantidade de impurezas proveniente da antena e nela geradas. O fluxo de impurezas para dentro do plasma cria um mecanismo de realimentação que aumenta a absorção próximo da borda, dissipando uma ainda maior quantidade de energia da antena na periferia da coluna de plasma.

Uma outra causa pode ter sido devido a formação de bainhas de plasma nas aberturas da tela de blindagem eletrostática da antena, com campos elétricos de alta intensidade. Os elétrons são arrancados da região da bainha, deixando íons na proximidade dos elementos da tela, que são arremessados contra os elementos, formando uma atividade de *sputtering*. Este processo gera impurezas que migram para a coluna de plasma. A bainha tem origem no desalinhamento dos elementos da tela em relação às linhas do campo magnético helicoidal (Capítulo 3) [22].

Nos experimentos realizados no Phaedrus-T, houve grande avanço no entendimento do acoplamento da antena com o plasma periférico. Os resultados experimentais de excitação de ondas de Alfvén neste tokamak[23] mostraram que o sistema de blindagem é responsável pela geração de impurezas no plasma. As correntes radiais da antena geram um potencial ao longo das laterais da tela, levando à formação de bainhas com impedância elevada nas laterais da tela, acoplando capacitivamente a potência da antena ao plasma periférico. Os campos magnéticos destas correntes induzidas cancelam parcialmente o campo magnético proveniente da antena, modificando os espectros de ondas excitados. Estudos posteriores demonstraram que a utilização de uma placa isolante de BN sobre a lateral da antena minimiza os problemas da interação do plasma periférico com a antena, bloqueando o fluxo eletrônico na direção da tela. Devido a impedância dos isolantes ser maior que a impedância das bainhas, a potência eletromagnética pode ser melhor direcionada para o plasma.

A substituição da tela de blindagem eletrostática pelas placas laterais de BN na lateral da antena foi realizada com sucesso no tokamak TEXTOR[24]. Foi possível aplicar potências de RF até o nível ôhmico, sem o aumento de densidade de plasma, produzindo aquecimento de plasma e geração de corrente.

Não podemos deixar de citar aqui os resultados obtidos no tokamak PRETEXT[25], em 1989, onde foi identificada a excitação de modos globais de Alfvén na região periférica da coluna de plasma a partir da utilização de sondas magnéticas. Os resultados foram comparados, favoravelmente, com o código cinético de RCM (Ross, Chen e Mahajan)[26], desenvolvido em coordenadas cilíndricas. Foram utilizadas seis sondas magnéticas, alojadas em tubos de quartzo, distribuídos em seis posições radiais para captar os sinais do perfil do campo magnético poloidal da coluna de plasma. Estes resultados complementam os estudos dos modos globais pelo método de interferometria por raio laser de  $CO_2$ , limitado para o interior da coluna de plasma.

Resumindo estes trabalhos anteriores, pode-se afirmar que a dispersão de ondas de Alfvén em plasmas de tokamaks foi devidamente caracterizada, mostrando uma razoável concordância com modelos teóricos. No entanto, os resultados sobre aquecimento do plasma e geração não-indutiva de corrente ainda são inconclusivos. Além disso, investigações teóricas recentes indicam que também é possível utilizar ondas de Alfvén para o controle dos regimes de transporte de energia em tokamaks. Estas investigações levaram a um renovado esforço sobre a utilização de ondas de Alfvén no tokamak TCABR, introduzindo-se algumas inovações no sistema de excitação dessas ondas.

Para o desenvolvimento do novo sistema de antenas foram levados em consideração con-

ceitos básicos adotados dos sistemas de antenas usados no tokamak TCA, de Lausanne, e no tokamak PRETEXT, da Universidade do Texas. Foram propostos alguns aperfeiçoamentos, tanto no projeto da antena como no da tela eletrostática, com o propósito de resolver os problemas do aumento incontrolável da densidade do plasma e deposição de impurezas [27, 28]. A partir de um modelamento numérico unidimensional, baseado na teoria magnetohidrodinâmica (MHD), foram obtidos os modos mais puros que podem ser excitados próximos ao centro da coluna de plasma. O objetivo é reduzir a ampla faixa de harmônicos utilizados em Lausanne, garantindo elevados campos mais no centro do que na borda da coluna de plasma. Os modos excitados devem ser monocromáticos, em forma de ondas caminhantes. Os resultados da simulação demonstraram que os modos  $M=-1$  e  $N=-2,-4,-6$  são os mais satisfatórios para o experimento pretendido[29]. O número poloidal  $M=-1$  define o perfil geométrico anular da antena e, juntamente com os números toroidais,  $N = \pm 2, \pm 4, \pm 6$ , definem o modo excitado. Ajustando apropriadamente a diferença de fase entre os anéis das antenas distribuídas ao longo da direção toroidal, é possível escolher a excitação de ondas estacionárias ou de ondas helicoidais caminhantes, girando na direção das velocidades diamagnéticas dos íons ou dos elétrons.

O trabalho proposto para esta tese de doutorado consiste essencialmente no projeto, construção, teste e determinação do desempenho de um sistema de antenas para excitação de ondas de Alfvén no tokamak TCABR. O sistema proposto é baseado num projeto original que permite a excitação de um espectro bastante *puro de ondas caminhantes*, tal que os campos destes espectros sejam máximos na região central da coluna de plasma e não na sua periferia (de acordo com o modelo cilíndrico). O projeto inclui uma tela de Faraday para reduzir o acoplamento eletrostático da antena com o plasma, com elementos condutores na direção toroidal e laterais condutoras com ranhuras. Para poder investigar devidamente a eficiência da tela, é incluída no projeto a possibilidade de utilizar placas protetoras de nitreto de boro, nas laterais das antenas, como no Phaedrus-T.

Apresentamos no Capítulo 2 uma revisão dos principais conceitos físicos envolvendo a excitação de ondas de Alfvén. Na primeira parte, o estudo é desenvolvido em coordenadas cartesianas, dando ênfase a plasmas homogêneos e discutindo as características das ondas lenta e rápida. Depois, em plasmas inhomogêneos, consideramos a conversão de modos da onda rápida para a onda lenta. No final deste capítulo discutimos os efeitos relacionados com a geometria toroidal da coluna de plasma e da corrente.

No Capítulo 3, é feita uma revisão da análise do desempenho de antenas para geração de ondas de Alfvén em vários experimentos. Discutimos a questão da eficiência do uso da tela eletrostática como também da utilização dos protetores cerâmicos laterais de BN na antena.

Os detalhes do projeto conceitual do sistema de excitação de ondas de Alfvén para o tokamak TCABR é apresentado no Capítulo 4. Neste capítulo também é discutida a simulação numérica dos campos excitados pelo sistema de antenas.

Os detalhes das construções mecânicas das partes do sistema de antena são descritos no Capítulo 5. Neste capítulo justificamos a necessidade de confecção local dos passadores de corrente para alimentar o sistema de antenas. Após a limpeza do módulo da antena e da tela de Faraday por descargas luminescentes contínua na câmara teste, elas foram instaladas definitivamente no interior da câmara de vácuo do tokamak TCABR através das janelas de diagnóstico.

No Capítulo 6 falamos a respeito do oscilador de quatro fases para gerar pulsos de até 10MHz, para alimentar o módulo da antena de Alfvén. A sintonia do oscilador com as antenas

Alfvén é apresentada no Capítulo 7. Inicialmente discutimos os testes em baixa potência, de 30KW, utilizando um oscilador monofásico. A seguir, discutimos os testes em alta potência utilizando o oscilador de quatro fases, que pode fornecer uma potência máxima de 1MW. Mostramos o método de acoplamento de anéis para sintonizar o oscilador de quatro fases com o módulo da antena. O método minimiza o acoplamento indutivo entre os anéis da antena que dificultava a sintonia de frequência devido ao fator de qualidade  $Q_0$  elevado no circuito de cada anel. Os anéis da antena são acoplados dois a dois com mesma corrente e defasados de  $180^\circ$ .

No Capítulo 8 são apresentados os resultados preliminares do desempenho do sistema de antena Alfvén com plasma no tokamak TCABR. São apresentados resultados de duas campanhas de disparos. Os dois grupos diferem principalmente com relação ao perfil temporal da corrente de plasma. É mostrado que as ondas de Alfvén são efetivamente excitadas no plasma, demonstrando o funcionamento do sistema desenvolvido nesta tese. Finalmente, no Capítulo 9, apresentamos as conclusões da tese e propostas de desenvolvimentos futuros. Na realidade, a otimização das condições de acoplamento antena-plasma e a caracterização dos modos excitados farão parte do trabalho de tese de outro aluno que dará continuidade a este trabalho.

No Apêndice discutimos a construção de um setor que reproduz identicamente um trecho de  $72^\circ$  da câmara do tokamak. O setor foi utilizado para simular a montagem mecânica da antena e da tela de Faraday. O setor, com um sistema de bombeamento de vácuo, foi utilizado para efetuar a limpeza, por descargas luminescentes, das partes da antena e da tela. Apresentamos a construção de um magnetron que será usado para deposição de uma camada protetora, como *Nitreto de Titânio*  $TiN$ , na superfície da antena e da tela para reduzir a interação direta do plasma com a antena, evitando desta forma o aumento de impurezas. Discutimos, resumidamente, os principais sistemas que compõe a parte operacional do tokamak TCABR, como o sistema toroidal, ôhmico, vertical, bombas de vácuo e os sistemas de diagnósticos.

## Capítulo 2

# Revisão dos fundamentos teóricos

### 2.1 Introdução

A idéia básica, na parte teórica, é reforçar os conceitos físicos básicos relacionados com a geração de ondas de Alfvén no plasma. Descrevemos os tipos de ondas de Alfvén, as possíveis direções de propagação, a condução de energia, a conversão de modos e a dissipação no plasma.

A descrição será feita em coordenadas cartesianas  $(x,y,z)$  por permitirem um tratamento analítico mais simples [4, 5, 30, 31]. Na Fig. (2.1) apresentamos um perfil de uma camada de plasma, rodeada por vácuo, no interior de uma câmara perfeitamente condutora. O campo de equilíbrio  $B_0$  está na direção de  $z$  e a antena está posicionada em  $x = b$ .

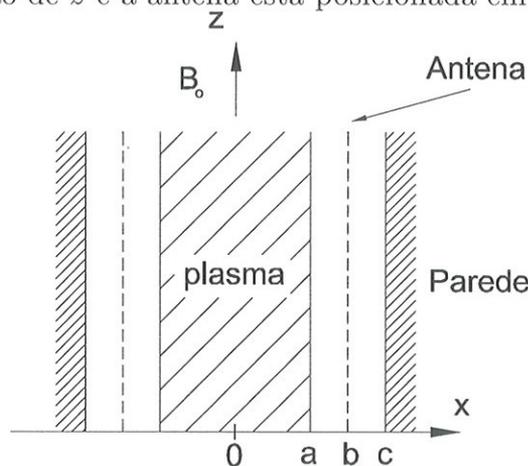


Figura 2.1: Perfil de uma camada de plasma, rodeada por vácuo, no interior de uma câmara.

Vamos analisar, na primeira parte, a dispersão de ondas em plasmas homogêneos, onde são discutidos dois tipos de ondas de Alfvén, a onda rápida e a onda lenta. São descritas suas características principais como a direção de propagação, a separação entre as cargas elétricas, a compressão das linhas de campo magnético e fluxo de energia por meio da velocidade de grupo. Na segunda parte analisamos a conversão de uma forma de onda para outra e a dissipação de energia da onda no plasma por amortecimento de Landau. Na terceira parte estendemos o estudo da dispersão de ondas de Alfvén para colunas cilíndricas de plasma, sem nos preocuparmos com as demonstrações, apresentando somente os resultados finais e sua análise. Finalmente

apresentamos uma breve discussão dos efeitos toroidais.

## 2.2 Plasmas homogêneos

Vamos descrever a dispersão de ondas de Alfvén em plasmas usando o modelo magnetohidrodinâmico (MHD) ideal linearizado. <sup>1</sup> A equação de movimento para um elemento de fluido é dada por

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}_o, \quad (2.1)$$

onde desprezamos o gradiente de pressão,  $\nabla p = 0$  e,  $\mathbf{B}_o$ , é o campo de equilíbrio. A resposta do plasma a perturbações eletromagnéticas é governada pela lei de Ohm,

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0, \quad (2.2)$$

onde  $\mathbf{B}$  é o campo magnético total dado por  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_o + \mathbf{b}$ , tal que  $|\mathbf{b}| \ll |\mathbf{B}_o|$ , a resistividade  $\eta$  foi desprezada para frequências muito menores que a frequência ciclotrônicas dos íons  $\omega \ll \omega_{ci}$ .

Os fenômenos eletromagnéticos serão descritos pela leis de Faraday e de Ampère

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$(2.4)$$

e

$$\nabla \times \mathbf{b} = \mu_o \mathbf{j}, \quad (2.5)$$

$$(2.6)$$

respectivamente, e

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0. \quad (2.7)$$

A corrente de deslocamento  $\mathbf{D} = 0$  foi ignorada, pois a velocidade de Alfvén é muito menor que a velocidade da luz,  $v_A \ll c$ .

Naturalmente, num plasma confinado magneticamente, o comprimento de onda, para ondas de baixa frequência, é da ordem das dimensões da coluna de plasma, de forma que o estudo da propagação destas ondas só pode ser feito de maneira apropriada utilizando uma teoria de onda completa, onde a equação de onda é resolvida de forma exata sem aproximações e incluindo as condições de contorno [33]. No entanto, vamos por enquanto desprezar os gradientes das grandezas de equilíbrio e resolver a equação de onda para plasmas homogêneos.

As grandezas  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{b}$  são perturbações em forma de onda plana  $\exp[i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)]$ , tal que  $\partial/\partial x = ik_x$ ,  $\partial/\partial y = ik_y$ ,  $\partial/\partial z = ik_z$  e  $\partial/\partial t = -i\omega$ ;  $k_x$ ,  $k_y$  e  $k_z$  são as componentes do vetor número de onda  $\mathbf{k}$  e  $\omega$  é a frequência de excitação. ii O campo magnético total é dado por  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_o + \mathbf{b}$ , sendo  $\mathbf{B}_o$  o campo de equilíbrio e  $|\mathbf{b}| \ll |\mathbf{B}_o|$ . ff

<sup>1</sup>[5] p17-24

Supondo  $\mathbf{B}_o$  na direção de  $z$ , vamos decompor a equação do movimento (Eq. 2.1) e a lei de Ohm (Eq. 2.2) em suas componentes

$$\left\{ \begin{array}{l} -i\omega\rho v_x = j_y B_o \\ i\omega\rho v_y = j_x B_o \\ v_z = 0 \end{array} \right. \quad (2.8) \quad \left\{ \begin{array}{l} E_x = -v_y B_o \\ E_y = v_x B_o \\ E_z = 0 \end{array} \right. \quad (2.9)$$

Usando estas equações, obtemos  $i\omega\mu_o j_x = \frac{\omega^2 E_x}{v_A^2}$  (2.10) e  $i\omega\mu_o j_y = \frac{\omega^2 E_y}{v_A^2}$ , (2.11)

onde  $v_A$  é a velocidade de Alfvén dada por

$$v_A = \frac{B_o}{\sqrt{m_i n \mu_o}} \quad (2.12)$$

sendo que  $n$  é a densidade eletrônica e  $m_i$  é a massa iônica.

Se  $E_z = 0$ , podemos obter as componentes da lei de Faraday, Eq. 2.5, e da lei de Ampere, Eq. 2.3, como

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_o j_x = \left( \frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right) \\ \mu_o j_y = \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) \\ \mu_o j_z = \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (2.13) \quad \left\{ \begin{array}{l} i\omega b_x = -\frac{\partial E_y}{\partial z} \\ i\omega b_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} \\ i\omega b_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{array} \right. \quad (2.14)$$

Das equações 2.10, 2.11, 2.13 e 2.14 obtemos que

$$\left\{ \begin{array}{l} (k_y^2 + k_z^2 + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}) E_x = k_x k_y E_y \\ (k_x^2 + k_y^2 + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}) E_y = k_x k_y E_x; \end{array} \right. \quad (2.15)$$

$$(k_x^2 + k_y^2 + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}) E_y = k_x k_y E_x; \quad (2.16)$$

então  $(k_y^2 + k_z^2 + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}) \cdot (k_x^2 + k_y^2 + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}) = k_x^2 k_y^2$ , (2.17)

tal que  $(\frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} - k_{\parallel}^2) \cdot (\frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} - k^2) = 0$ , (2.18)

onde  $k_{\parallel} = k_z$ ,  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$  e  $k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2$ .

A Eq 2.18 tem duas soluções , uma representando a onda lenta

$$\frac{\omega}{k_{\parallel}} = v_A \quad (2.19)$$

e outra a onda rápida

$$\frac{\omega}{k} = v_A. \quad (2.20)$$

Portanto, num plasma infinito e homogêneo, as ondas de Alfvén propagam-se basicamente em dois modos distintos, a onda rápida e a onda lenta. A velocidade de fase da onda lenta, Eq 2.19, é paralela à  $\mathbf{B}_0$  e igual a  $v_A$ , enquanto que a velocidade de fase da onda rápida está na direção de  $\mathbf{k}$ . Então se  $\theta$  for o ângulo entre  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{B}_0$ , a relação de dispersão da onda lenta, também chamada de onda torsional nesta aproximação , é dada por  $\omega/k = v_A \cos \theta$  e a da onda rápida é  $\omega/k = v_A$ .

É normal representar geometricamente as velocidades de fase das ondas lenta e rápida em um gráfico chamado superfície de onda normal, onde é feita uma representação polar da velocidade de fase em função do ângulo[5]. Este ângulo representa o ângulo entre o vetor de propagação  $\mathbf{k}$  e o campo magnético de equilíbrio  $\mathbf{B}_0$ , conforme mostra a Fig 2.2. O arco maior é a frente de onda da onda rápida representando a velocidade de fase  $v_f$ , com relação a uma fonte localizada na origem O. Na parte interna da figura, o arco menor da onda lenta não retrata uma frente de onda, mas um arco cujos pontos definem retas  $PA$  representando as frentes de ondas da onda lenta. Elas interferem construtivamente no ponto A, na direção do campo magnético de equilíbrio, mostrando que as ondas lentas se propagam na direção das linhas magnéticas de  $\mathbf{B}_0$ .

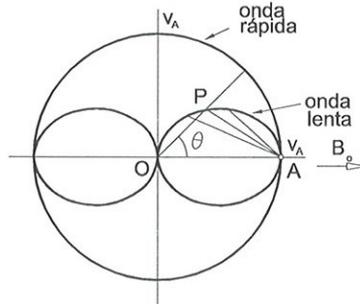


Figura 2.2: Superfície de onda normal representando a velocidade de fase da onda rápida e lenta.

Usando as relações de dispersão dadas pelas Eqs. 2.19 e 2.20, podemos calcular os componentes do campo elétrico, do campo magnético, e da velocidade, em função das componentes do vetor de propagação . Usando as Eqs. 2.9, 2.14, 2.15 e 2.16, temos

Onda Lenta

$$\begin{aligned} \frac{E_y}{E_x} &= \frac{k_y}{k_x} \\ \frac{b_y}{b_x} &= -\frac{k_x}{k_y} \\ b_z &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= i\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = \frac{iE_x k_{\perp}^2}{k_x} \neq 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{v} &= i\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0 \end{aligned}$$

Onda Rápida

$$\begin{aligned} \frac{E_x}{E_y} &= -\frac{k_y}{k_x} \\ \frac{b_y}{b_x} &= \frac{k_y}{k_x} \\ \frac{b_z}{b_y} &= -\frac{k_{\perp}^2}{k_y k_{\parallel}} \end{aligned} \tag{2.21}$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= i\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{v} &= i\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \frac{i\omega b_z}{B_0} \neq 0 \end{aligned}$$

Os resultados acima mostram que a onda lenta é parcialmente eletrostática,  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} \neq 0$ , isto é, apresenta uma separação entre as cargas elétricas, mas não apresenta qualquer compressão do plasma, conforme o resultado  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$ . O seu campo magnético resultante é basicamente transversal  $b_z = 0$ . A onda rápida age comprimindo o plasma, devido ao resultado  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \neq 0$ , mas não apresenta qualquer separação entre as cargas, como mostra  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$ . Ela apresenta uma componente finita do campo magnético  $b_z \neq 0$ , desde que  $k_{\perp} \neq 0$ .

Uma comparação entre as densidades de energia elétrica, magnética e cinética no plasma, pode ser obtida usando as expressões  $W_E = \epsilon_0 E^2/2$ ,  $W_b = b^2/2\mu_0$  e  $W_k = \rho v^2/2$ , respectivamente. Podemos mostrar que a densidade de energia elétrica é uma fração da densidade de energia magnética, tanto para as ondas rápidas como para as lentas, segundo  $W_E = (v_A^2/c^2)W_b$ , onde  $c$  é a velocidade da luz. Por outro lado, a densidade de energia é igualmente distribuída entre a magnética e a cinética,  $W_b = W_k$ , sem transferência de uma forma para outra. Neste caso a densidade de energia total é dada por  $W_T = (2 + v_A^2/c^2)W_b \approx b^2/\mu_0$ . A condição fundamental para ocorrer a transferência de energia da onda para o plasma será vista no caso do plasma não-homogêneo.

O vetor de Poynting  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{b}/\mu_0$  para onda lenta é igual a  $\mathbf{S} = (b^2/\mu_0)v_A \hat{\mathbf{z}}$ , mostrando que sua direção é paralela à  $\mathbf{B}_0$ . Para a onda rápida, o vetor de Poynting fornece  $\mathbf{S} = (\omega b_z^2/\mu_0 k_{\perp}^2)\mathbf{k}$ , na direção do vetor de propagação, que pode ser escrita como  $\mathbf{S} = (b^2/\mu_0)v_A \hat{\mathbf{u}}$ , onde  $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{u}}$ . A igualdade dos módulos do vetor de Poynting retrata a conservação de energia da onda rápida para a onda lenta e o resultado pode ser expresso pelo produto da densidade de energia  $b^2/\mu_0$  pela velocidade de Alfvén  $v_A$ .

A velocidade de grupo  $v_g$  é a maneira mais completa para determinar a velocidade e direção do fluxo de energia das ondas, devido à expressão incluir todas as formas de energia. Pois, ela depende da relação de dispersão,  $\omega = \omega(k)$ , que envolve, tanto os efeitos eletromagnéticos, como os efeitos térmicos das colisões entre partículas. A partir da expressão  $\mathbf{v}_g = \partial k/\partial k_x \hat{\mathbf{x}} + \partial k/\partial k_y \hat{\mathbf{y}} + \partial k/\partial k_z \hat{\mathbf{z}}$ , a onda lenta tem velocidade de grupo  $\mathbf{v}_g = v_A \hat{\mathbf{z}}$ , na direção de  $\mathbf{B}_0$ , e a onda rápida tem um valor  $\mathbf{v}_g = (v_A^2/\omega)\mathbf{k} = v_A \hat{\mathbf{u}}$ , na direção de  $\mathbf{k}$ .

Faremos agora uma análise do comportamento da onda rápida e da onda lenta na interface de separação entre dois meios<sup>2</sup>. Consideremos dois meios  $n_1$  e  $n_2$  de densidades diferentes e uniformes, com o campo magnético de equilíbrio  $\mathbf{B}_0$  paralelo à interface, na direção  $z$ , e o eixo  $x$  perpendicular à interface, conforme mostra a Fig 2.3.

<sup>2</sup>[5] p37-40

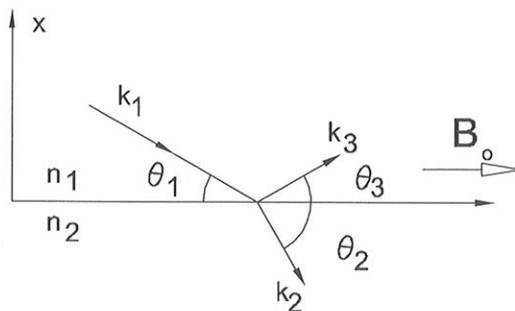


Figura 2.3: Esquema mostrando a interface entre dois meios  $n_1$  e  $n_2$ .

Vamos considerar uma onda  $\mathbf{k}_1$  incidente na interface que se ramifica em duas ondas, na refratada  $\mathbf{k}_2$  e na refletida  $\mathbf{k}_3$ . Supondo que as ondas de Alfvén obedeçam as leis da óptica geométrica, então  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$  e  $\mathbf{k}_3$  estão contidos num mesmo plano, o ângulo de incidência é igual ao ângulo de reflexão e a onda refratada segue a lei de Snell, tal que  $k_{x1} = k_{x2} = k_{x3}$  e  $k_{z1} = k_{z2} = k_{z3}$ . Se  $\theta_1$  e  $\theta_2$  são os ângulos entre  $\mathbf{k}_1$  e  $\mathbf{k}_2$  com a direção de  $\mathbf{B}_0$ , respectivamente, obtemos a partir de  $k_{z1} = k_{z2}$  a seguinte expressão

$$\frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} = \frac{v_2}{v_1}, \quad (2.22)$$

que é a lei de Snell, onde  $v_1 = \omega/k_1$  e  $v_2 = \omega/k_2$  são as velocidades de fase.

Portanto, para a onda rápida, se suas velocidades de fase  $v_1 = v_{A1}$  e  $v_2 = v_{A2}$  forem substituídas na Eq 2.22, obtemos o resultado  $\cos \theta_2 / \cos \theta_1 = (n_1/n_2)^{1/2}$ , que mostra que as ondas rápidas propagam-se através das linhas de força do campo magnético, sofrendo uma refração nos gradientes de densidade de regiões de baixa densidade para alta densidade, podendo desta forma serem direcionadas para o centro do plasma, onde a densidade é maior. Portanto as ondas rápidas podem ser excitadas na parte externa da coluna de plasma por antenas poloidais, devido à componente  $b_z$  não nula do seu campo magnético. As ondas rápidas são conhecidas também como *ondas silvo*, em altas frequências, ou *ondas magnetosônicas rápidas*.

No caso da onda lenta, se as velocidades de fase  $v_1 = v_{A1} \cdot \cos \theta_1$  e  $v_2 = v_{A2} \cdot \cos \theta_2$  forem substituídas na Eq 2.22, obtemos um *paradoxo*,  $v_{A1} = v_{A2}$ , o que significa que  $n_1 = n_2$ , isto é, a onda lenta se propaga ao longo das linhas de campo magnético, sem nenhum transporte de energia através das linhas de campo magnético. Ela não é excitada por uma antena poloidal devido a sua componente magnética na direção  $z$  ser nula,  $b_z = 0$ .

É bom mencionar neste ponto que a onda lenta também é conhecida como *onda torsional* ou *onda de cisalhamento*.

## 2.3 Plasma inomogêneo

Os efeitos da inomogeneidade<sup>3</sup> do plasma e do gradiente do campo magnético de equilíbrio na direção radial na coluna de plasma possuem uma importância fundamental para todos os esquemas de aquecimento por rádio-frequência.

Vamos discutir este problema usando um modelo simples que permita realçar os aspectos físicos mais relevantes. A densidade de plasma é considerada variando somente com a coordenada  $x$ , que representa a coordenada radial numa coluna de plasma confinada magneticamente. Uma forma típica que é adotada em aplicações práticas é o perfil parabólico,

$$n(x) = n_o[1 - (x^2/a^2)]. \quad (2.23)$$

onde  $a$  é o raio da coluna do plasma.

Substituindo as Eq 2.10 e 2.11 em 2.13, aplicando  $\partial/\partial z$  nos dois membros, e depois usando as duas primeiras das Eqs. 2.14, obtemos

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 b_x}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{v_A^2} b_x = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial^2 b_y}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{v_A^2} b_y = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial b_z}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (2.24)$$

$$(2.25)$$

Vamos resolver estas equações separadamente para os dois casos, o da onda rápida, que corresponde a  $b_z \neq 0$ , e o da onda lenta, com  $b_z = 0$ . Juntamente com as soluções , vamos discutir o problema de conversão da onda rápida para a lenta e o de mistura de fases.

### 2.3.1 Soluções da Equação de Onda

Como as grandezas de equilíbrio só variam com  $x$ , podemos supor uma dependência eikonal nas outras direções para as grandezas perturbadas. Portanto, considerando  $b_z \neq 0$ , e representando por  $k_z$  a componente do vetor de onda na direção  $z$ , as Eqs. 2.24 e 2.25 ficam

$$b_x = \frac{ik_z}{F} \frac{\partial b_z}{\partial x} \quad (2.26)$$

e

$$b_y = \frac{ik_z}{F} \frac{\partial b_z}{\partial y}, \quad (2.27)$$

onde 
$$F = \omega^2/v_A^2 - k_z^2. \quad (2.28)$$

Substituindo as Eqs. 2.26 e 2.27 na 2.7 resulta

---

<sup>3</sup>[5] p129-144

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{1}{F} \frac{db_z}{dx} \right) + \left( 1 - \frac{k_y^2}{F} \right) b_z = 0 \quad (2.29)$$

onde  $k_y$  é a componente  $y$  do vetor de onda. É fácil verificar que esta equação corresponde à onda rápida, pois, se considerarmos o plasma homogêneo e fizermos  $\partial/\partial x = ik_x$ , obtemos

$$\omega^2 = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)v_A^2 = k^2v_A^2. \quad (2.30)$$

Em geral, para perfis arbitrários de densidade, a Eq. 2.29 tem que ser solucionada por métodos numéricos. Condições de contorno são impostas na fronteira plasma-vácuo, na superfície da antena e na parede condutora da câmara de vácuo [21]. No entanto, a Eq. 2.29 tem uma singularidade regular na superfície  $x_o$ , tal que  $F(x_o) = 0$ . Esta singularidade pode existir ou não dentro do plasma, dependendo da frequência  $\omega$  da onda, do número de onda  $k_z$  imposto pelo sistema de antenas, externo ao plasma, e do perfil de densidade. Como a densidade do plasma tem um valor máximo, para um dado  $k_z$  fixo, existe uma frequência mínima abaixo da qual a condição  $F = 0$  não pode ser verificada. Abaixo deste limite, existem soluções bem comportadas da Eq. 2.29 que satisfazem as condições de contorno, para valores discretos de  $\omega$ , como num problema de auto-valores usual. As auto-funções correspondentes determinam os chamados *Modos Globais de Alfvén*, que podem ser usados para aquecimento da coluna de plasma por amortecimento colisional [31].

Os valores máximo e mínimo da densidade do plasma (supondo  $\mathbf{B}_o$  constante, neste modelo simples) definem uma faixa contínua de frequências, para  $k_z$  fixo, para a qual a condição  $F = 0$  pode ser satisfeita. Nesta faixa, as soluções das Eqs. 2.26 e 2.29 são singulares na superfície  $F = 0$  e, como veremos a seguir, correspondem à excitação de oscilações localizadas da onda lenta. Isto significa que, se uma pequena dissipação ou efeitos cinéticos forem introduzidos no modelo, as soluções da equação de auto-valores deixam de ser singulares mas apresentam picos pronunciados associados à excitação da onda lenta. Estes mesmos efeitos levam ao amortecimento da onda e a absorção nestas condições é denominada *Absorção Ressonante* e a faixa de frequências onde ocorre determina o *Espectro Contínuo de Alfvén*. Neste modelo simples, os modos globais só podem ser excitados para frequências abaixo do contínuo de Alfvén. No entanto, quando os efeitos toroidais ou a presença de várias espécies iônicas são consideradas, surgem bandas proibidas dentro do contínuo de Alfvén onde os modos globais podem ser excitados [15].

Para verificar o comportamento das soluções próximas da superfície singular, podemos desenvolver  $F$  em série de Taylor no entorno de  $x = x_o$ ; definindo  $v = x - x_o$ , obtemos

$$F = -Av; \quad A = \left[ \frac{2\omega^2}{v_A^3} \frac{dv_A}{dx} \right]_{x_o}. \quad (2.31)$$

Substituindo na Eq. 2.29, temos

$$\frac{d^2b_z}{dv^2} - \frac{1}{v} \frac{db_z}{dv} - (Av + k_y^2)b_z = 0 \quad (2.32)$$

Denominando  $p(v) = -1/v$  e  $q(v) = -(Av + k_y^2)$ , vemos que  $p$  possui um polo simples em  $v = 0$  e a função  $q$  é analítica no entorno deste ponto. Portanto, da teoria geral de equações diferenciais ordinárias de segunda ordem [35], temos que uma solução será analítica no entorno deste ponto e a outra terá um ponto de ramificação . A solução analítica pode ser obtida facilmente através do método de Frobenius[34],

$$b_z^{(1)}(v) = b_1(v^2 + k_y^2 \frac{v^4}{8} + \frac{A}{15}v^5 + \dots). \quad (2.33)$$

A segunda solução independente pode ser obtida da primeira através da expressão geral [35]

$$b_z^{(2)} = b_2 b_z^{(1)} \int \frac{\exp(-\int p dv)}{[b_z^{(1)}]^2}.$$

Como  $p = -1/v$ ,  $\exp(-\int p dv) = v$  e a integral resultante pode ser feita como um desenvolvimento em série, o resultado é

$$b_z^{(2)}(v) = b_2 [1 + \frac{k_y^2}{2}v^2(\frac{1}{4} + \ell n v) + \dots] \quad (2.34)$$

As outras componentes dos campos  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{b}$  associados com estas soluções podem ser obtidas das Eqs. 2.14, 2.26 e 2.27. Usando a aproximação local  $F = -Av$ , temos que o comportamento da componente  $b_x$  próximo do ponto singular é dado por

$$b_x^{(1)} \approx -\frac{2ik_z k_1}{A} (1 + \frac{k_y^2}{2}v^2 + \dots) \quad (2.35)$$

e

$$b_x^{(2)} \approx -\frac{ik_z k_y^2 b_z}{A} (\frac{3}{4} + \ell n v) \quad (2.36)$$

e o das outras componentes são  $b_y^{(1)} \sim E_x^{(1)} \sim v$ ;  $b_y^{(2)} \sim E_x^{(2)} \sim 1/v$ ;  $E_y^{(1)} \sim b_x^{(1)}$ ;  $E_y^{(2)} \sim b_x^{(2)}$ .

A solução completa da equação de onda corresponde a uma combinação linear das duas equações ,

$$b_z(v) = Ab_z^{(1)} + Bb_z^{(2)} \quad (2.37)$$

onde os coeficientes  $A$  e  $B$  são determinados pelo casamento assintótico com as soluções (analíticas ou numéricas) longe da camada singular, que satisfazem as condições de contorno. Portanto, a solução geral terá uma parcela da solução dominante,  $b_z^{(2)}$ , que não se anula no ponto singular, e outra da parcela sub-dominante,  $b_z^{(1)}$ , que se anula no ponto singular. Esta parcela tem  $b_y^{(1)} = b_z^{(1)} = E_x^{(1)} = 0$  e  $b_x^{(1)} = E_y^{(1)} \neq 0$  na camada singular, correspondente a uma onda lenta linearmente polarizada que se propaga ao longo do campo magnético.

Embora a componente  $b_z^{(2)}$  da solução dominante não se anule na camada singular, vemos que a componente  $E_x^{(2)}$  correspondente diverge em  $x = x_o$  e

$$b_x^{(2)} \approx a + b \ln(x - x_o),$$

onde  $a$  e  $b$  são constantes, tem uma singularidade logarítmica. As duas partes das soluções externas, para  $x < x_o$  e para  $x > x_o$  têm, portanto, que ser apropriadamente conectadas através da camada singular usando a continuação analítica  $\ln[-|x - x_o|] = \ln|x - x_o| + i\pi$  [34]. Desta forma escrevemos

$$b_x^{(2)} \approx \begin{cases} a + b \ln(x - x_o) & x > x_o \\ a' + b' \ln|x - x_o| + i\pi & x < x_o \end{cases} \quad (2.38)$$

A parte imaginária de  $b_x^{(2)}$  dá origem a um amortecimento da onda, como veremos na próxima sub-seção .

Para completar a descrição qualitativa da solução da equação de onda, temos que considerar as condições de contorno. Supondo que a fatia de plasma seja limitada por paredes condutoras em  $|x| = c$ , temos que impor  $b_x(\pm c) = 0$ . Se a camada singular não ocorrer na origem, isto é,  $x_o \neq 0$ , temos que  $F \rightarrow$  constante quando  $x \rightarrow 0$ . Calculando as soluções aproximadas da Eq. 2.29 próximo da origem, é fácil mostrar que uma solução será par e a outra ímpar. Por outro lado, o modelo de fatia de plasma que estamos considerando, Fig 2.1, é para ser considerado uma simplificação para uma coluna cilíndrica de plasma e a origem  $x = 0$  representa o eixo magnético. Neste caso, modos com número de onda poloidal ímpar, na coluna cilíndrica, correspondem às soluções com  $b_z = 0$  no eixo magnético, portanto correspondem às soluções ímpares. As soluções com número de onda par correspondem às soluções pares. Como nesta tese estaremos interessados em modos com número de onda poloidal  $m = \pm 1$ , principalmente, a solução ímpar em coordenadas cartesianas é o modelo apropriado. Então temos  $b_x \sim x$  e a Eq. 2.26 mostra que  $b_x \sim$  constante quando  $x \sim 0$ . A forma geral da solução pode ser então representada como indicado na Fig 2.4

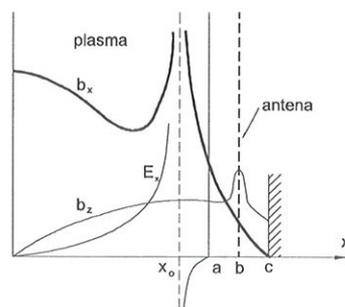


Figura 2.4: Comportamento qualitativo das componentes dos campos que são soluções da equação de onda 2.29.

### 2.3.2 Conversão de Modos e Absorção de Energia

A conversão da onda rápida para a onda lenta pode ser analisada dentro do modelo magnetohidrodinâmico utilizando métodos matemáticos bem estabelecidos para descrever o acoplamento de ondas e conversão de modos [4, 33]. Por outro lado, a descrição da absorção de energia varia de acordo com o modelo adotado.

Dentro do modelo magnetohidrodinâmico ideal, a absorção da onda é explicada pelo mecanismo de mistura de fases [36], semelhante ao mecanismo não colisional de Landau de absorção de ondas em plasmas [4, 37]. Considerando o comportamento das diferentes componentes do campo elétrico próximo da superfície ressonante e utilizando as Eqs. 2.21, é fácil verificar que  $k_x \sim k_y/v$ , quando  $v \rightarrow 0$ , para a onda lenta. Portanto, a conversão para a onda lenta corresponde à excitação de oscilações fortemente localizadas com uma rápida variação perpendicular ao campo magnético de equilíbrio. Como todos os modos, com diferentes valores das componentes  $k_y$  do vetor de onda, têm ressonância na mesma superfície, existe uma forte interferência entre os diferentes modos, causando um decréscimo da amplitude da onda excitada durante sua propagação ao longo da superfície ressonante. Na realidade este mecanismo não colisional, embora possa ser descrito por uma formulação matemática bastante elegante [36], é bem mais fácil de ser modelado considerando um pequeno amortecimento colisional dependente da frequência de colisão  $\nu \leq \omega$ . Neste caso, a solução da equação de onda deixa de ser singular, a amplitude de  $b_x$  fica proporcional a  $1/\nu$  e sua largura proporcional a  $\nu$ , na superfície ressonante. O interessante é que a potência absorvida pelo plasma, calculada a partir do vetor de Poynting, fica independente de  $\nu$ , desde que a condição  $\nu \ll \omega$  seja verificada [31]. Este modelo colisional é geralmente utilizado nos programas de solução numérica da equação de onda para evitar dificuldades de convergência.

No entanto, a descrição da conversão de modos e absorção ressonante de energia só pode ser feita apropriadamente, considerando a inércia dos elétrons e efeitos cinéticos. Uma descrição simples deste problema, que realça os principais aspectos da absorção ressonante relevantes para tokamaks, pode ser encontrada em [10]. Como o nosso objetivo não é repetir longas derivações teóricas, vamos descrever os principais resultados físicos. Com a inclusão desses efeitos, a relação de dispersão para a onda lenta muda de forma, tal que ela passa a ter uma componente eletrostática, ou seja, uma componente do campo elétrico da onda paralelo ao vetor de propagação. A absorção de energia da onda lenta ocorre então, principalmente, devido ao Amortecimento de Landau [37].

Com efeitos cinéticos, o tipo de onda excitada no ponto de conversão depende da razão entre a velocidade de fase da onda e a velocidade térmica dos elétrons,  $v_f/v_{Te}$ . Para  $v_f < v_{Te}$ , que é o caso nos experimentos realizados no TCABR, a onda excitada é a onda cinética de Alfvén, KAW ('Kinetic Alfvén Wave'), uma onda eletrostática que existe no lado de mais alta densidade da superfície ressonante. No caso contrário,  $v_f > v_{Te}$ , a onda excitada corresponde a uma versão da onda lenta, que existe mesmo no modelo de fluidos, e se propaga no lado de baixa densidade da superfície ressonante, se estendendo até a superfície da coluna de plasma. Esta onda é também conhecida como onda superficial quasi- eletrostática, SQEW ('Surface Quasi-Electrostatic Wave'). Ela é fracamente absorvida e, devido a uma pequena componente  $x$  da velocidade de grupo, pode transportar energia de volta para a borda do plasma.

As diferenças entre os modelos de fluidos (plasma frio) e cinético, na descrição da absorção ressonante, podem ser ilustradas considerando o comportamento qualitativo de  $k_x^2$ ,  $E_x$ ,  $E_y$  e da

componente  $S_x$  do vetor de Poynting próximo da ressonância [38], conforme mostrado na Fig 2.5. O valor negativo de  $k_x^2$ , no lado de alta densidade da ressonância, indica amortecimento espacial da onda. No modelo cinético, vemos que  $k_x^2$  se torna negativo para a onda rápida, na ressonância, mas a onda lenta continua se propagando como a onda cinética de Alfvén (estamos considerando o caso  $v_f < v_{Te}$ ). Em ambos os modelos, o perfil da componente  $S_x$  do vetor de Poynting indica forte amortecimento na superfície ressonante. Embora a onda cinética de Alfvén

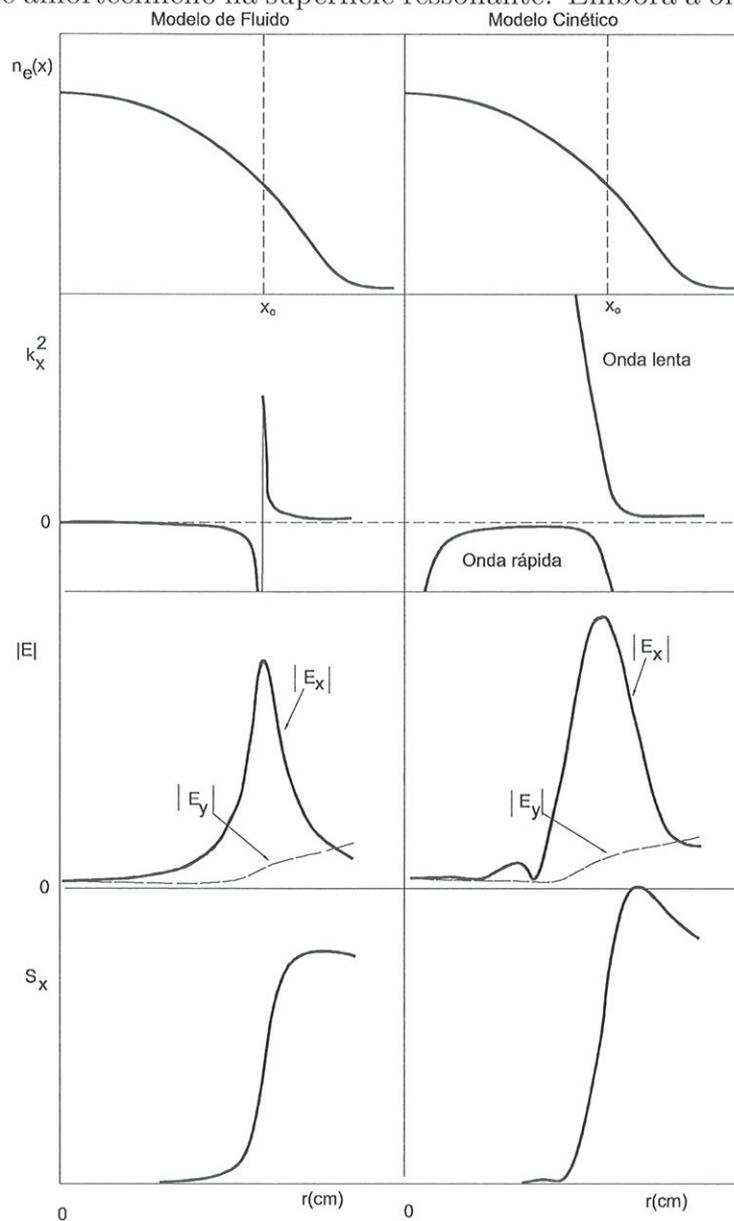


Figura 2.5: Diagrama mostrando o comportamento de  $k_x$ ,  $S_x$  e das componentes  $E_x$  e  $E_y$  da onda próximo da ressonância de Alfvén, nos modelos de fluido e cinético. No caso de modelo de fluido, foi considerada uma pequena frequência de colisão  $\nu \ll \omega$ .

continue se propagando para o interior da coluna de plasma, ela é fortemente amortecida, por amortecimento de Landau nos elétrons. Portanto, na absorção ressonante, a onda de Alfvén deposita sua energia principalmente nos elétrons. O aquecimento dos íons ocorre somente por transferência colisional de energia dos elétrons.

## 2.4 Modelo Cilíndrico

Embora o modelo de fatia de plasma permita descrever qualitativamente as principais características da dispersão de ondas de Alfvén em plasmas inhomogêneos, resultados específicos para tokamaks só podem ser corretamente obtidos considerando os efeitos geométricos e da corrente de plasma. Um modelo muito utilizado, que foi por nós empregado no projeto do sistema de antenas para o tokamak TCABR, é o de uma coluna cilíndrica de plasma.

Neste modelo, é considerada uma coluna cilíndrica de plasma representando a coluna toroidal de um tokamak retificada. O campo toroidal é tomado na direção  $z$ , ao longo do eixo da coluna, e todas as grandezas de equilíbrio são supostas depender somente da coordenada radial  $r$ . Como a coluna de plasma no tokamak se fecha sobre si mesma, no modelo cilíndrico todas as grandezas perturbadas têm que satisfazer a condição de periodicidade na direção  $z$ , com comprimento periódico dado por  $2\pi R$ , onde  $R$  é o raio maior do toroide. A corrente de plasma flui na direção  $z$  e a densidade de corrente é em geral não uniforme. O sentido da corrente pode ser tanto no sentido do campo toroidal como no sentido oposto. Esta observação é importante para especificar o sinal dos números de onda, conforme discutiremos na sequência desta secção. Na Fig. 2.6 é mostrado o esquema de uma coluna cilíndrica de plasma.

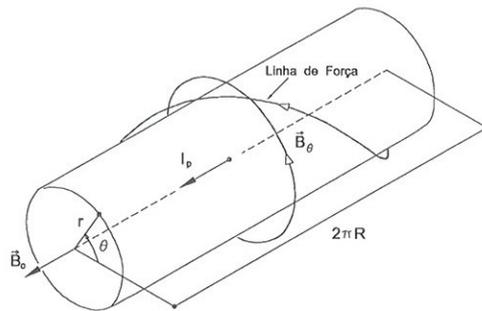


Figura 2.6: Modelo cilíndrico da coluna de plasma em tokamaks.

A corrente de plasma cria o campo magnético poloidal  $B_\theta$ , de forma que o campo magnético resultante tem linhas de força helicoidais, como indicado na figura. A equação da linha de força é dada por

$$\frac{rd\theta}{dz} = \frac{B_\theta}{B_o} \tag{2.39}$$

Integrando esta equação ao longo do comprimento periódico do cilindro, vemos que a linha de força sofre um deslocamento na direção poloidal ( $\theta$ ) dado por  $\Delta\theta = 2\pi/q(r)$ , onde

$$q(r) = \frac{rB_o}{RB_\theta} \quad (2.40)$$

Esta grandeza, denominada transformada rotacional inversa ou fator de segurança, desempenha um papel fundamental na caracterização do equilíbrio em tokamaks [39]. Como  $q(r)$  varia com  $r$ , a helicidade das linhas de força, medida pelo valor de  $\Delta\theta$ , também varia radialmente causando um cisalhamento das linhas de força.

A descrição da propagação e dispersão da onda de Alfvén apresentada em geometria cartesiana pode ser transportada para a geometria cilíndrica tomando a direção  $x$  como a direção radial e a direção  $y$  como a direção poloidal. Assim, os campos da onda são descritos na forma

$$\mathbf{E}(r, \theta, z) = \mathbf{E}(r)e^{i(k_\theta r\theta + k_z z - \omega t)} \quad (2.41)$$

Definindo os números de onda poloidal  $m$  e toroidal  $n$  tal que o comprimento de onda na direção poloidal seja dado por  $\lambda_\theta = 2\pi r/m$  e o na direção longitudinal (toroidal) por  $\lambda_\xi = 2\pi R/n$ , podemos escrever

$$\mathbf{E}(r, \theta, \xi) = \mathbf{E}(r)e^{i(m\theta + n\xi - \omega t)}, \quad (2.42)$$

onde definimos o ‘ângulo toroidal’  $\xi = z/R$ .

Como o campo magnético de equilíbrio tem agora componentes longitudinal e poloidal, a componente paralela do vetor de onda deixa de ser somente a componente  $k_z$ , como no modelo cartesiano. Ao invés disso, temos

$$k_{\parallel} = \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}}{B} = \frac{1}{B} \left( \frac{m}{r} B_\theta + \frac{n}{R} B_\xi \right) \approx \frac{n}{R} \left( 1 + \frac{m}{nq} \right), \quad (2.43)$$

onde utilizamos a chamada aproximação de tokamak, isto é  $|B_\theta|^2 \leq |B_\xi|^2$ . É importante realçar que, caso o sentido da corrente de plasma seja oposta ao do campo toroidal, o sinal de  $B_\theta$  se inverte. Neste caso, é usual continuar tomando  $q(r)$  como uma grandeza positiva, isto é,  $q(r) = rB_o/R|B_\theta|$ , e escrever  $k_{\parallel} = (n/R)(1 - m/nq)$ . Além disso, diferentes autores escrevem o fator de fase do campo de onda de diferentes formas, por exemplo,  $\exp[i(m\theta + n\xi + \omega t)]$  ou  $\exp[i(m\theta - n\xi - \omega t)]$ , causando uma certa confusão na comparação de diferentes resultados teóricos e experimentais.

Além de introduzir a helicidade das linhas de força, a corrente de plasma, associada à inércia dos elétrons, introduz um outro efeito que é importante em altas frequências, próximo da frequência ciclotrônica dos íons. Este efeito, discutido pela primeira vez por Appert e colaboradores [40], é devido ao efeito Hall na lei de Ohm generalizada [41]. Ao invés da Eq. 2.2, a resposta do plasma às perturbações eletromagnéticas fica dada por

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_o = \frac{1}{n_e e} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}_o + \mathbf{j}_o \times \mathbf{B}) \quad (2.44)$$

onde  $n_e$  é a densidade eletrônica,  $e$ , a carga dos elétrons,  $\mathbf{j}$  a densidade de corrente perturbada,  $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{b}/\mu_o$ , e  $\mathbf{j}_o$  a densidade de corrente de equilíbrio no plasma. A inclusão deste efeito introduz uma correção proporcional a  $\omega^2/\omega_{ci}^2$ , onde  $\omega_{ci}$  é a frequência ciclotrônica dos íons, na relação de dispersão da onda lenta.

Considerando os efeitos da corrente de plasma, a condição de ressonância de Alfvén, ao invés de ser dada por  $F = 0$ , com  $F$  definido na Eq. 2.28, fica dada por

$$\frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2} = v_A^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}\right) \quad (2.45)$$

com  $k_{\parallel}$  dado pela Eq. 2.43. Esta relação é a expressão básica utilizada no projeto do sistema de excitação das ondas de Alfvén e na interpretação dos resultados para o tokamak TCABR.

O problema da dispersão das ondas de Alfvén em colunas cilíndricas de plasma foi exaustivamente investigado por Appert [31], considerando  $B_o = \text{constante}$  e  $|B_{\theta}/B_o| \leq 1$ . A derivação das equações básicas é apresentada numa monografia [31] e é revista em detalhe na dissertação de mestrado de E.Lerche[42]. As equações de onda são escritas em termos da componente binormal  $E_{\perp}$  do campo elétrico da onda e da componente paralela  $b_{\parallel}$  do campo magnético, num sistema de coordenadas locais associadas às linhas de força do campo magnético de equilíbrio. Como essas equações serão utilizadas na simulação numérica do espectro da onda excitado pelo nosso sistema de antenas, é conveniente escrevê-las aqui para facilidade de referência,

$$\left\{ \begin{array}{l} A \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r E_{\perp} = G k_{\perp} E_{\perp} + \frac{i\omega}{c} (A - k_{\perp}^2) B_{\parallel} \\ A \frac{dB_{\parallel}}{dr} = \frac{c}{i\omega} (G^2 - A^2) E_{\perp} - G k_{\perp} B_{\parallel} \end{array} \right. \quad (2.46)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r E_{\perp} = G k_{\perp} E_{\perp} + \frac{i\omega}{c} (A - k_{\perp}^2) B_{\parallel} \\ A \frac{dB_{\parallel}}{dr} = \frac{c}{i\omega} (G^2 - A^2) E_{\perp} - G k_{\perp} B_{\parallel} \end{array} \right. \quad (2.47)$$

onde

$$A = \left(\frac{\omega}{c_A}\right)^2 \frac{1}{1 - \Omega^2} - k_{\parallel}^2 \quad (2.48)$$

$$G = \left(\frac{\omega}{c_A}\right) \frac{\Omega}{1 - \Omega^2} - \frac{2 B_{o\theta}}{r B_{oz}} k_{\parallel} \quad (2.49)$$

e

$$k_{\perp} = \frac{m}{r} - \frac{B_{o\theta}}{B - o} k_z \quad (2.50)$$

Nestas equações,  $v_A$  é a velocidade de Alfvén em  $r = 0$  e  $\Omega \equiv \omega/\omega_{ci}$ . Deve-se notar que, como no modelo cartesiano de fatia de plasma, a condição de ressonância, dada pela Eq. 2.45, corresponde ao ponto singular  $A = 0$  nas Eqs. 2.46 e 2.47. Notamos que estas equações são escritas no sistema CGS, como na referência original. Para convertê-las para o sistema MKS, basta fazer a substituição  $b_{\parallel} \rightarrow c b_{\parallel}$ . Na solução numérica destas equações, é considerada uma pequena frequência de colisão  $\nu$  fazendo a substituição  $\omega^2 \rightarrow \omega(\omega + i\nu)$ .

A relação de dispersão para a coluna cilíndrica de plasma pode ser resolvida analiticamente para um perfil uniforme da densidade de corrente  $j_o$ [31]. O resultado é apresentado qualitativamente no diagrama de dispersão mostrado na Fig. 2.7. A faixa do contínuo é delimitada pela curva inferior, correspondente a Eq. 2.45 e pela reta  $\Omega = 1$ . Acima da frequência ciclotrônica dos íons, a onda de Alfvén não se propaga.

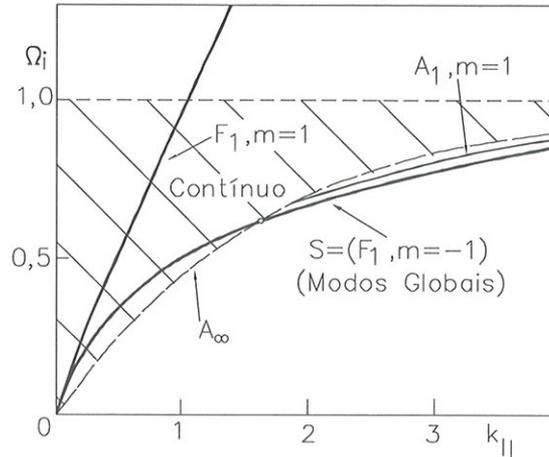


Figura 2.7: Diagrama de dispersão para uma coluna cilíndrica de plasma com densidade de corrente uniforme.

Os modos globais só são excitados para frequências abaixo do limite inferior do contínuo e possuem um ponto de acumulação do espectro na fronteira do contínuo. A onda lenta de superfície  $m = 1$  pode existir mesmo dentro do contínuo.

Embora este diagrama seja diferente para plasmas inhomogêneos, suas características gerais permanecem válidas e úteis para análise qualitativa de ondas de Alfvén em tokamaks.

## 2.5 Efeitos da geometria toroidal

Para uma grande maioria das situações físicas num tokamak, a utilização do modelo cilíndrico oferece uma compreensão qualitativa bastante satisfatória. Mas para obter refinamentos, quando é necessário uma análise mais realista, é importante levar em conta o modelo toroidal[43]. A toroidicidade introduz acoplamentos principalmente nos modos Globais de Alfvén. A equação de onda é resolvida em coordenadas pseudo-toroidais, usando uma aproximação de pequena toroidicidade,  $\epsilon = r/R_o$ , de forma que o campo magnético de equilíbrio pode ser representado por  $B = B_o(1 - \epsilon \cos \theta)$ . O efeito toroidal acopla os modos principais ( $m$ ) com seus secundários mais próximos ( $m \pm 1$ ). A origem do acoplamento é devida ao fator  $\cos \theta$ , que favorece o surgimento de vários harmônicos secundários, permitindo uma antena excitar várias superfícies ressonantes com diferentes números poloidais  $m$  e  $m \pm 1$ [43]. A assimetria da geometria toroidal traz um acoplamento entre os modos poloidais, que deixam de ser um ‘bom número quântico’. A intensidade de acoplamento é proporcional a  $\epsilon$ . Os outros parâmetros, como cisalhamento magnético, o perfil de densidade e distribuição de temperatura, são os mesmos que no modelo cilíndrico. Mesmo com a inclusão de efeitos toroidais, a previsão da localização da superfície ressonante feita com o modelo cilíndrico continua sendo basicamente válida. Mas para um

dado modo, a superfície ressonante de seus satélites vão se localizar em outra parte do plasma, causando amortecimento. Na maioria das vezes, mesmo para modos globais, o amortecimento ressonante dos modos satélites se localiza próximo da periferia da coluna de plasma.

## 2.6 Efeitos das impurezas

Uma pequena população de impurezas, carbono por exemplo, num plasma de hidrogênio, pode modificar a relação de dispersão dos modos globais de Alfvén e também o modo contínuo, colocando os modos globais dentro da faixa dos modos do contínuo. Por causa dessas impurezas, surgem bandas dentro do contínuo em que modos globais podem ser excitados com frequência próximas das frequências de ressonância ciclotrônicas dos íons  $\omega_{CZ}$ . Os campos aqui produzidos tem características de ondas globais e de superfície. A banda aparece entre a frequência ciclotrônica dos íons principais e a frequência ion-ion [44, 45]. Os modos globais excitados dependem fortemente do número de onda toroidal  $n < 0$  e do número poloidal  $m = -1$  e tem um espectro mais amplo que pode ser excitado mais facilmente[44]. Nestas condições é possível aquecer, eficientemente, o centro da coluna de plasma empregando uma antena com espectro estreito de número toroidal e com defasagem de corrente dos anéis de  $0 - \pi$ . O resultado disso, é que as ondas de Alfvén não são dissipadas com os elétrons aprisionados e a corrente dirigida pode ser produzida com grande eficiência[46]. Um aspecto negativo da presença de impurezas, no entanto, ocorre quando a ressonância ciclotrônica de alguns íons, várias vezes ionizados, surge próximo da periferia da coluna de plasma. Neste caso, a onda rápida é absorvida nesta região de ressonância, dentro do mecanismo convencional de absorção ciclotrônica minoritária, impedindo a deposição de energia no centro da coluna de plasma por conversão de modos. Na Fig. 2.8 é apresentado a curva de ressonância de Alfvén,  $\omega = k_{\parallel}v_A$ , para um determinado modo, calculado para as condições do tokamak TCABR, e também são apresentadas as curvas das ressonâncias ciclotrônicas  $\omega = \omega_{ci}$  de várias impurezas. Vemos que, dependendo da frequência escolhida, pode ocorrer absorção ciclotrônica numa dada impureza, se presente no plasma, antes que a onda atinja a superfície ressonante de Alfvén.

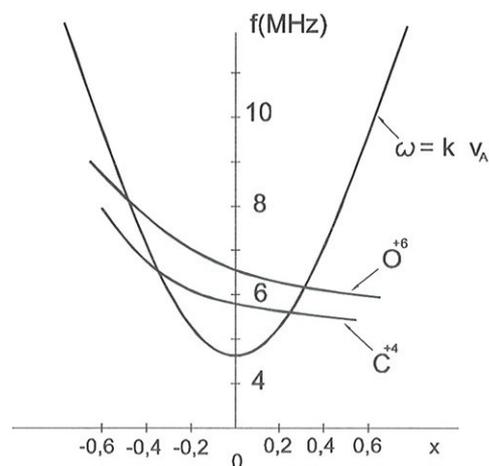


Figura 2.8: Diagrama de dispersão para uma coluna cilíndrica de plasma com densidade de corrente uniforme.



## Capítulo 3

# Análise do desempenho de antenas de Alfvén

### 3.1 Introdução

Como mencionado no capítulo 1, o sistema de antenas para aquecimento Alfvén (e também para aquecimento por ressonância ciclotrônica dos íons) é projetado para excitar a onda magnetosônica rápida. Considerando a polarização desta onda (Capítulo 2), o sistema de antenas tem que produzir um campo magnético perturbado na coluna de plasma paralelo ao campo magnético de equilíbrio (campo toroidal na aproximação de grande razão de aspecto  $\epsilon = a/R_o \leq 1$ , onde  $a$  e  $R_o$  são respectivamente o raio menor e o raio maior da coluna de plasma). Na Fig 3.1 é mostrado um esquema simplificado de um anel de uma antena para excitar o modo  $M \pm 1$ .

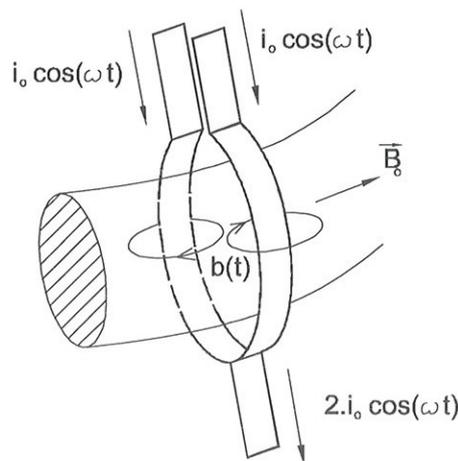


Figura 3.1: Esquema de excitação do campo magnético perturbado da onda rápida por correntes circulando na antena externa à coluna de plasma.

O acoplamento da antena com o plasma, para excitar a onda rápida, é portanto principalmente indutivo. O campo eletromagnético excitado pela onda é evanescente na fina camada entre a antena e o plasma e, dentro da coluna de plasma, decai até a superfície ressonante.

Embora o perfil radial do campo eletromagnético dentro da coluna de plasma só possa ser calculado através de uma solução de onda completa das equações de onda, em geral o comprimento característico de decaimento do perfil radial do campo é da ordem do comprimento dos elementos da antena. Portanto, para maximizar a amplitude do campo eletromagnético na superfície ressonante, é interessante que os elementos dos anéis das antenas tenham o maior comprimento possível. No entanto, aumentando o comprimento dos elementos da antena, aumenta-se também a sua indutância e a queda indutiva, que pode ser até da ordem de 20KV entre os terminais de cada elemento. Esta queda indutiva induz um potencial oscilante elevado no plasma periférico, em torno dos elementos da antena, que, como veremos a seguir, geram íons energéticos que, incidindo sobre as superfícies metálicas, provocam *sputtering* injetando impurezas no plasma. Nestas condições, uma grande potência capacitiva é acoplada ao plasma periférico. Cálculos sugerem que em torno de 20% do total da potência lançada no plasma é diretamente acoplada ao plasma periférico, sendo que 2/3 desta potência é transferida para os elétrons e 1/3 para os íons. [47]. Para diminuir a queda indutiva nos elementos da antena, estes podem ser feitos bastante largos, de forma a diminuir a indutância. Mas, quanto maior for a largura dos elementos, mais distribuído fica a corrente nas antenas, menos elementos são instalados e menos definido fica o espectro excitado. Assim, o projeto dos elementos da antena é um compromisso entre a pureza do espectro e minimização do problema de acoplamento eletrostático com o plasma periférico.

Para entender o problema do acoplamento eletrostático com o plasma periférico, vamos considerar dois elementos (linearizados) de uma antena, imersos no plasma periférico, alimentados em fase (Fig 3.2).

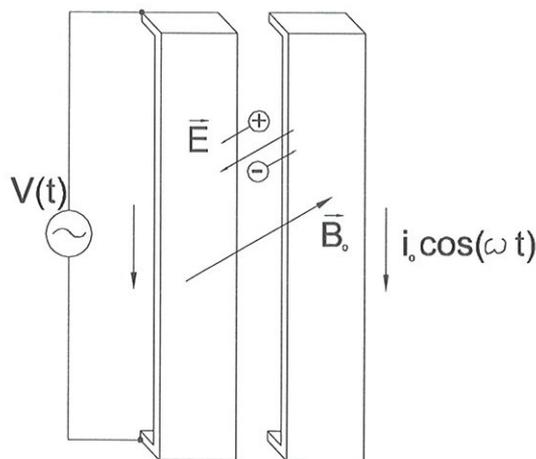


Figura 3.2: Esquema mostrando o acoplamento eletrostático com o plasma periférico, devido à queda indutiva nos elementos da antena de rádio-frequência.  $B_0$  é o campo magnético de equilíbrio, incluindo as componentes toroidal e poloidal.

Na figura são mostradas as linhas de força do campo magnético confinante, no qual o plasma periférico está imerso. Como existe uma queda de tensão ao longo da antena, os elétrons e os íons que oscilam entre dois elementos da antena, ao longo da linha de força, são sujeitos a um campo elétrico de rádio-frequência. Devido à mobilidade dos elétrons ser muito maior que a dos íons e ao sinal de rádio-frequência alimentar as antenas através de capacitores, surge

uma bainha na superfície das antenas, com um potencial médio efetivo negativo. Os íons, ao entrarem dentro desta bainha, são acelerados para a superfície da antena, causando *sputtering* e liberando impurezas. Este processo é equivalente ao utilizado em descargas de rádio-frequência para processamentos a plasma[48].

Este acoplamento capacitivo com o plasma periférico pode ser eliminado ou diminuído com o uso de telas de blindagem eletrostática [49, 55]. O projeto da tela procura satisfazer, de forma adequada, o compromisso entre evitar a formação de corrente na bainha de plasma e permitir transparência eletromagnética da antena para o plasma. Foram utilizadas inicialmente telas densas, de placas metálicas isolando totalmente o plasma dos elementos da antena [51]. No entanto, neste caso, o campo magnético oscilante da antena, que deve ser excitado no plasma, fica altamente blindado, com elevadas perdas ôhmicas no sistema de antenas [53]. Então, para reduzir a blindagem magnética, as telas densas foram substituídas por telas com ranhuras, com uma camada de elementos discretos perpendiculares aos anéis de corrente da antena, conforme mostrado na Fig 3.3. A tela foi inicialmente usada no ASDEX[51] e demonstrou uma boa eficiência de blindagem eletrostática. A blindagem magnética da tela está diretamente ligada à abertura entre os elementos, que estrangula as linhas de força do campo magnético  $B_{\perp}$ , excitado entre os elementos. O estrangulamento distorce o espectro de ondas excitada pela antena e produz perdas ôhmicas. A indutância específica da antena também é reduzida.

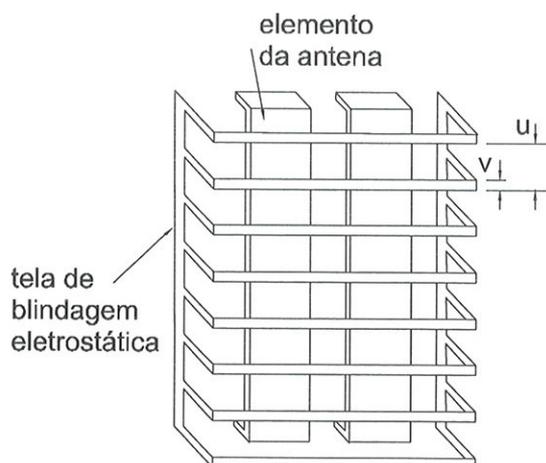


Figura 3.3: Esquema da tela de blindagem eletrostática para antenas de rádio-frequência em tokamaks.

Para permitir total transparência do campo magnético oscilante gerado pela antena, as ranhuras da tela de blindagem deveriam ser contínuas em torno dos elementos de corrente, de forma a evitar totalmente a continuidade da corrente induzida na tela. Mas, neste caso, o potencial eletrostático oscilante provocado pela queda de tensão na antena apareceria como diferenças de tensão entre os elementos discretos, dando novamente origem às bainhas que aceleram os íons. Para curto-circuitar este potencial oscilante, as telas são geralmente contínuas nas placas laterais de suporte, ocasionando uma distorção do espectro de ondas excitado pela antena[21]. Esta distorção pode ser maior ou menor, dependendo do projeto da tela e dos elementos da antena.

Uma outra questão a ser discutida aqui trata-se da geração de impurezas nas bainhas produzidas pelo desalinhamento dos elementos constituintes da parte frontal da tela em relação às linhas do campo magnético helicoidal. Novamente, na região da bainha, ao redor dos elementos da tela, é criada uma atividade de *sputtering*, gerando as impurezas que migram em direção à coluna de plasma.

Uma outra forma de se eliminar ou diminuir o problema de acoplamento capacitivo da antena com o plasma periférico é através do uso de placas de um material isolante adequado. Nos tokamaks TEXTOR e PHAEDRUS-T[] foram utilizadas com grande sucesso placas de Nitreto de Boro. Os experimentos com a antena sem a tela foram testadas no tokamak TEXTOR, provando que o plasma pode ser aquecido na região ion-ciclotrônica [24]. O desempenho da antena sem a tela teve a potência irradiada foi mais elevada. Estas placas evitam o contacto dos elétrons com a superfície da antena, impedindo a auto-polarização dinâmica negativa das mesmas. O inconveniente deste método é que estes materiais isolantes são geralmente um pouco porosos e inadequados para uso em alto vácuo e para as condições inóspitas do ambiente encontrados em plasmas termonucleares.

Na sequência deste capítulo vamos fazer uma discussão mais detalhada, embora não completa, dos problemas de perdas ôhmicas na tela de Faraday e da geração de impurezas nas bainhas criadas nas ranhuras das telas. Após isso, vamos discutir alguns mecanismos físicos importantes na utilização de protetores cerâmicos de Nitreto de Boro.

## 3.2 Análise Teórica sobre o Efeito da Tela

Embora as primeiras telas de blindagem eletrostática tenham sido projetadas de forma empírica, um grande esforço foi feito posteriormente para modelar o efeito da tela no desempenho da antena[22, 53]. Nos modelos analíticos mais utilizados, o campo produzido pela antena é calculado levando-se em conta as condições de contorno sobre a tela e a corrente imagem induzida na câmara de vácuo, para condições simplificadas sem considerar o efeito do plasma[52]. Recentemente, técnicas computacionais mais sofisticadas, na maioria baseadas no método de elementos finitos, foram desenvolvidas para calcular o campo de radiação na presença de telas com configuração mais complexas.

Como o desenvolvimento de códigos computacionais complexos estão além do escopo deste trabalho experimental, utilizamos os resultados analíticos simples obtidos por Falconer[53] para avaliar o efeito da tela projetada para o sistema de antenas do TCABR. Considerando o modelo da tela mostrada na Fig. 3.3, vamos supor que a largura de cada elemento condutor seja  $v$  e que a distância entre eles seja  $u - v$ , onde  $u$  é o comprimento periódico da tela. A espessura dos elementos condutores da tela é  $b$ . Para calcular o efeito da tela, Falconer considerou apenas um elemento da antena na forma de um filamento condutor cilíndrico sobre um plano terra e representou a tela por condutores na forma de arcos de círculo perpendiculares ao elemento da antena, conectados ao plano terra. O campo é calculado, usando um potencial escalar, nas regiões interna e externa à tela de blindagem eletrostática. O efeito da corrente induzida no plano de terra é levado em conta considerando a corrente imagem do filamento. As soluções nas duas regiões são conectadas impondo que o campo magnético  $\mathbf{B}$  seja contínuo em todo o espaço e tangente à superfície na tela de blindagem eletrostática. O fator de transmissão da tela,  $T_m$ , é calculado através da relação entre os valores da amplitude do potencial na região

externa na presença,  $v \neq 0$ , e ausência,  $v = 0$ , da tela de blindagem eletrostática. A verdadeira distribuição de corrente nos elementos da antena pode ser incluída nos resultados fazendo a superposição linear de vários filamentos de corrente. Desprezando a espessura dos elementos condutores da tela ( $b \rightarrow 0$ ), o fator de transmissão é dado por [53]

$$T_m = \left(1 - \frac{m}{k \cdot a} \ln \left[ \frac{1 + \cos(\pi v/u)}{2} \right] \right)^{-1} \quad (3.1)$$

onde  $m \geq 1$  é o número do harmônico poloidal do campo (o campo é desenvolvido em série de Fourier na direção poloidal),  $k = 2\pi/u$ , e  $a$  é o raio da superfície cilíndrica que representa a tela de blindagem eletrostática. Esta expressão é válida somente no limite  $ka \gg 1$ , que se aplica ao caso do TCABR. Para valores fixos dos parâmetros da tela, vemos que o coeficiente de transmissão aumenta com o número do harmônico poloidal do campo. No entanto, como o sistema de antenas do TCABR é projetado para excitar basicamente o modo fundamental, somente o resultado para  $m = 1$  é relevante. Nos limites de mínima,  $v/u = 1$ , e máxima,  $v/u = 0$ , da abertura, o valor do coeficiente de transmissão é  $T_m = 0$  e 1, respectivamente.

Para aplicar este resultado para a tela do TCABR, é necessário determinar o valor apropriado para  $a$ . Considerando que a tela impõe a condição de contorno na componente tangencial do campo magnético, estimamos  $a$  tomando o perímetro médio,  $P$ , de sua seção transversal e fazendo  $a = P/\pi$ . Por outro lado, os elementos condutores da tela são bastões cilíndricos de diâmetro  $\phi = 5,0\text{mm}$ , separadas entre si de  $2,7\text{mm}$ . Assim temos  $v = 5,0\text{mm}$ ,  $u = 7,7\text{mm}$  e  $a = 91,6\text{mm}$ . Com estes valores, obtemos  $T_1 \approx 1$ . Este resultado mostra que a tela tem uma razoável transparência do campo eletromagnético.

Naturalmente este cálculo é bastante aproximado e não levou em conta a espessura dos elementos condutores da tela que, no nosso caso é dada por  $b = v$ . No entanto, o modelo teórico[53] indica que o efeito de  $b$  não é importante para os nossos parâmetros, considerando  $m = 1$ . Um outro efeito da tela é diminuir a impedância da antena definida pela expressão

$$Z_a = \frac{2\bar{P}}{I^2}, \quad (3.2)$$

onde  $\bar{P}$  é a potência média num período efetivamente acoplada ao plasma e  $I$  a amplitude da corrente na antena (Cap 4). Como o efeito de blindagem eletromagnética da tela é proporcional à corrente da antena e o campo produzido pela antena fica reduzido de um fator  $T_1$ , a redução na impedância efetiva da antena é dada por

$$Z_{a,eff} \leq T_1^2 Z_a. \quad (3.3)$$

A indutância efetiva da antena, por outro lado, fica reduzida de um fator  $T_1$  com relação ao valor sem a tela.

As perdas ôhmicas na tela, por outro lado, depende da profundidade pelicular, de sua espessura  $b$  e do fluxo magnético total entre a tela e câmara de vácuo. Este fluxo pode ser estimado como  $LI$ , onde  $L$  é a indutância do elemento condutor da antena. A expressão resultante da resistência ôhmica por unidade de comprimento da tela é dada por [53]

$$R_a = \left(\frac{2}{\mu_0}\right)^{3/2} \left(\frac{\omega}{\sigma}\right)^{1/2} \frac{L^2}{d(1-v/u)^2} \frac{b}{u}, \quad (3.4)$$

onde  $d$  é a distância do anel da antena à câmara de vácuo e  $\sigma$  a condutividade do material da tela. O valor de  $L$  pode ser estimado considerando uma barra condutora retangular paralela a um plano terra (a câmara de vácuo)[54]. Para nosso caso temos  $d = 69,0mm$ ,  $b = 5,0mm$ ,  $L \approx 0,217\mu H$  e, portanto  $R_a \approx 2,0\mu\Omega$ .

### 3.3 Geração de impurezas pelas bainhas da tela

Em geral, os elementos da tela numa antena RF não estão alinhados precisamente ao longo das linhas helicoidais do campo magnético. Quando uma densidade do plasma  $n > 2\epsilon_0 V/e\theta^2 \sim 10^9 cm^{-3}$  ( $V$  é a voltagem através da ranhura de abertura  $g = u - v$  e  $\theta$  o ângulo entre as linhas de força de campo magnético e os elementos condutores da tela) está presente dentro da ranhura entre os elementos condutores, os elétrons respondem a pequenos campos elétricos para fora da ranhura, criando uma bainha estreita de carga positiva com um campo elétrico intenso ao redor dos elementos[55], até uma fração apreciável da voltagem da ranhura ( $\sim 1KV$ ), que acelera os íons o suficiente para causar *sputtering* sobre a tela. As impurezas geradas na tela constituem a principal limitação à potência liberada ao plasma.

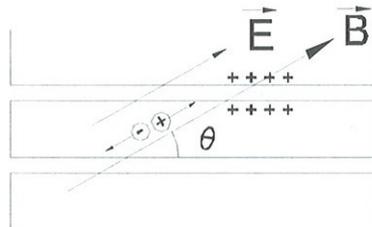


Figura 3.4: Esquema das linhas de força do campo magnético de equilíbrio e campo elétrico gerado numa tela de blindagem eletrostática.

Experimentos em grandes tokamaks, com paredes de grafite, tem apresentado três classes de fenômenos, os quais potencialmente limitam a densidade de potência RF no centro da coluna de plasma: descargas elétricas, fluxo de hidrogênio e carbono, e geração de impurezas metálicas. No entanto, a maior limitação está na geração de impurezas metálicas pela tela devido ao aumento das bainhas, devido aos elementos da tela não estarem alinhados na direção do campo magnético. O problema pode ser minimizado por um projeto apropriado da tela. Dados experimentais do JET indicam que a intensificação do fluxo de partículas vindas da parede é um fenômeno global[56]. Sensores de Langmuir montados nos cintos dos limitadores mostraram que o aumento de densidade e o achatamento do seu perfil no plasma periférico, durante o aquecimento ion-ciclotrônico, é observado somente na parte de fora, entre os cintos dos limitadores. O perfil de densidade eletrônica entre os cintos dos limitadores, onde estão localizadas as antenas ion-ciclotrônicas, mostram poucas mudanças. Com base nestes dados, pode ser concluído que o influxo de partículas depende do total de potência liberada e não

da densidade de potência da antena. Estudos experimentais têm mostrado que a geração de impurezas metálicas ocorre somente com o funcionamento da antena. Além disso, é plausível supor que a geração de impurezas é devida ao processo de *sputtering* porque os átomos neutros requerem alguns eletrovolts de energia para atravessarem a camada do plasma periférico, sem ionização. Os dados de *sputtering* mostram que energias de deuterons entre 0,1 KeV a 1KeV produzem uma taxa de  $\sim 0,04$  íon por átomo. Em outras palavras, a temperatura eletrônica  $T_e$  no plasma periférico, em torno de 20eV, é insuficiente para provocar um apreciável *sputtering*, quando se supõe  $T_i \approx T_e$ .

Resultados obtidos no *Oak Ridge National Laboratory-ORNL* demonstram que há um aumento de *sputtering* da tela coberta com grafite após o aumento de potência da antena [57]. Nos experimentos do JET[58, 59], foi encontrado forte correlação entre o desalinhamento da tela e a geração de impurezas metálicas.

Vamos considerar um modelo simples para estimar a energia adquirida pelos íons na bainha da tela de Faraday. A Fig. 3.5 mostra uma configuração representativa da antena. Todas as linhas de campo magnético que circundam os anéis passam através da ranhura da tela. Para o nosso propósito, podemos modelar o campo magnético  $B_{\perp}$ , com dependência em  $z$ , como

$$B_{\perp} = \frac{\Phi k_o}{g} \sin(k_o z) \cos(\omega t) \tag{3.5}$$

onde  $k_o = \pi/\ell$ ,  $g$  é a abertura da ranhura,  $\ell$  é o comprimento da ranhura e  $\Phi$  é o fluxo magnético rádio-frequência.

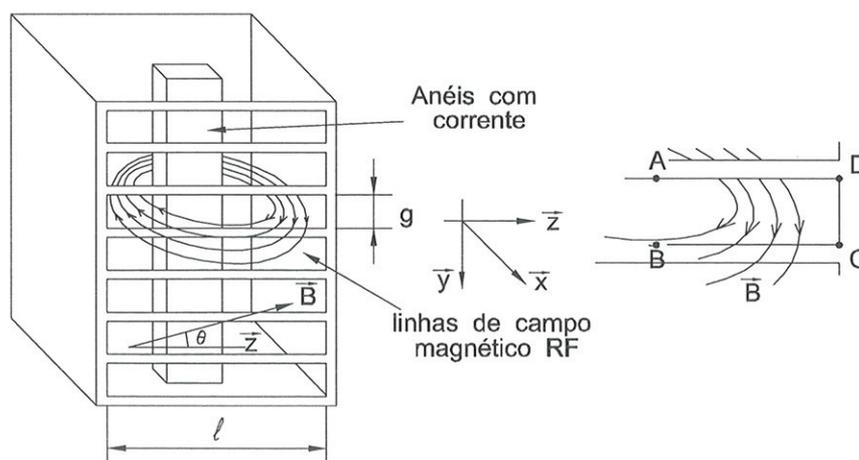


Figura 3.5: Esquema mostrando as linhas de campo magnético de RF através das ranhuras da tela eletrostática.

Os elementos da tela estão alinhados na direção toroidal e com ângulo  $\theta$  em relação a direção das linhas de força do campo magnético. Uma integral fechada, ao redor do contorno ABCDA, mostra que o fluxo de campo magnético RF induz uma voltagem através da ranhura.

$$V = \omega \Phi \cos(k_o z) \sin(\omega t) = \int_A^B E_y \cdot dl \tag{3.6}$$

Para o nosso propósito, a voltagem induzida pode ser avaliada considerando que o fluxo que atravessa a tela é aproximadamente o fluxo magnético criado pelas correntes dos anéis. Então

$$V = \frac{v_o \cos(k_o z)}{N} \quad (3.7)$$

onde  $v_o \approx 2 - 15KV$  (altamente reativo) é a voltagem da antena e  $N \approx 160$  é o número de ranhuras da tela.

Para a maioria dos tokamaks, o desalinhamento da tela  $\theta$  é da ordem

$$\theta = \frac{B_\theta}{B_T} = \frac{a}{Rq} \approx 0,1 \quad (3.8)$$

No JET, os elementos da tela são desviados de  $\theta_o = 0,25$  e no TCABR este ângulo é  $\theta_o \approx 0,1$ , para  $q_a = 3$ .

Vamos idealizar nosso estudo usando o modelo de íon imóvel formando um fundo neutralizador. Na Fig 3.5, vamos considerar o elemento  $\ell$  muito maior que o espaço da ranhura  $g$ ,  $\ell \gg g$ . Então a voltagem  $V$  na Eq. 3.6 varia pouco na distância  $z$ , na direção das linhas de campo magnético através da ranhura e, é possível idealizar a bainha em uma dimensão e tomar o movimento do elétron ao longo destas linhas como

$$m_e \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \theta e E_y \quad (3.9) \quad \text{e} \quad \frac{dy}{dt} = \theta v_{\parallel} = v_y \quad (3.10)$$

Portanto, os elétrons têm uma massa efetiva na direção  $y$  em torno de  $m^* = m_e/\theta^2$ , muito menor do que a massa iônica. A frequência ciclotrônica dos elétrons,  $\omega_p^*$ , baseada na massa efetiva, excede a frequência ion-ciclotrônica para as estimativas da densidade de plasma na abertura  $n \leq 10^{10} cm^{-3}$ . Assim, os elétrons se deslocarão rapidamente ao longo das linhas de força e serão neutralizados no elemento condutor da tela. Isto deixa uma região positivamente carregada com um campo elétrico intenso próximo de um contorno de potencial negativo. O modelo de íons imóveis dá uma estimativa útil para a intensidade do campo elétrico, supondo densidades constantes nas regiões indicadas na Fig 3.6. Esta figura retrata a situação quando o campo elétrico está na direção negativa de  $y$ . A região carregada é  $0 < y < d$ , e o campo elétrico deve se anular em  $y = d$ , isto é,

$$E = \begin{cases} 0 & y > d \\ \frac{ne(y-d)}{\epsilon_o} & 0 < y < d \end{cases} \quad (3.11)$$

$$(3.12)$$

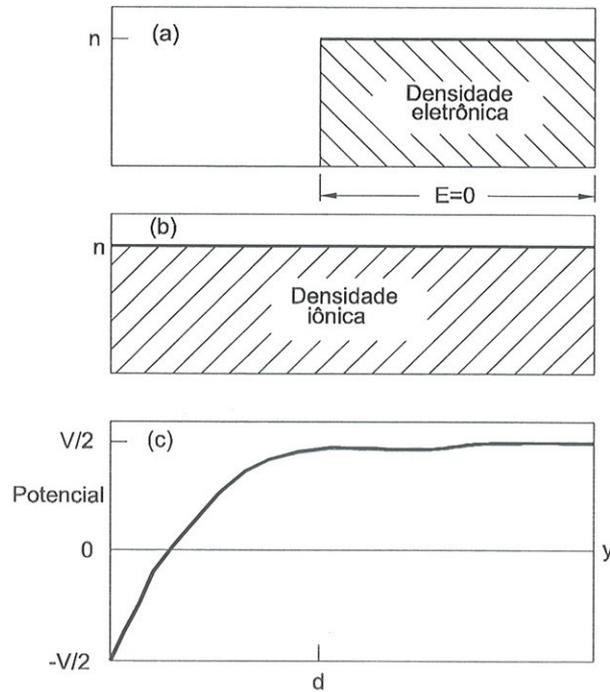


Figura 3.6: (a) Distribuição da densidade eletrônica. (b) Distribuição da densidade iônica. (c) O campo elétrico está na direção negativa de  $y$ . A região carregada é  $0 < y < d$ .

O potencial  $V_g$  cai através da abertura, conforme a Eq. 3.6, determinando o valor do comprimento de Debye  $d$  via

$$-\int_0^d E dy = \frac{ned^2}{2\epsilon_0} = V_g. \quad (3.13)$$

e impondo  $T_e = 2eV_g$ . A Eq. 3.13 é válida para  $d < g$ . Conseqüentemente, quando a densidade de plasma excede  $n_o$ , dado por

$$n_o = \frac{2\epsilon_0 V_g}{eg^2} \quad (3.14)$$

então o efeito da bainha aumenta o campo elétrico no contorno plasma-tela para um valor

$$E = \left(\frac{neV_g}{2\epsilon_0}\right)^{1/2} \quad (3.15)$$

que excede um valor representativo de  $E \sim 1KV.cm^{-1}$ , na ausência de plasma.

A energia  $U_i$  obtida por um íon não magnetizado, partindo do repouso do contorno plasma-tela, em meio período da onda, é

$$U_i = \frac{2e^2 E^2}{M\omega^2} = (eV_g) \frac{4\nu_{pi}^2}{\nu^2} \quad (3.16)$$

onde  $\nu_{pi}$  é a frequência de plasma dos íons,

$$\nu_{pi} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{ne^2}{M\epsilon_0} \right)^{1/2} = 16MHz \left( \frac{n}{10^{10} cm^{-3}} \right)^{1/2} \quad (3.17)$$

e  $\nu$  a frequência da onda. Em muitos experimentos de aquecimento na região de Alfvén,  $\omega < \omega_{ci}$ , é esperado que a densidade de plasma, na abertura entre os elementos da tela, seja suficientemente alta tal que  $n > n_o$  e  $\nu \leq 2\nu_{pi}$ . Portanto, a Eq 3.16 mostra que a energia dos íons é função da diferença de potencial entre a ranhura e a curvatura da borda da coluna do plasma. A distância que um íon não magnetizado percorre, em meio período da onda, é dada por

$$\Delta x = \frac{eE\pi}{M\omega^2} \quad (3.18)$$

Usando a Eq.3.11 achamos, finalmente

$$\frac{\Delta x}{d} = \frac{\pi\nu_{pi}^2}{\nu^2} = O(1) \quad (3.19)$$

como sendo a distância percorrida pelo íon, em meio período de onda.

### 3.4 Resultados obtidos no TCA em Lausanne

Os primeiros resultados sobre aquecimento de plasmas por ondas de Alfvén, em condições relevantes para reatores termonucleares, foram obtidos no tokamak TCA[6, 47], quando em funcionamento em Lausanne, no *Centre de Recherches en Physique des Plasmas* da *Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne*, na década de oitenta. Neste tokamak foi realizado pela primeira vez um estudo de aquecimento do plasma com ondas de Alfvén e efetuada a caracterização completa do espectro de ondas excitados.

O sistema de antenas utilizado no TCA consistia de quatro módulos igualmente espaçados na direção toroidal. Cada módulo era composto por três elementos, um conjunto acima e outro abaixo do equador do tokamak, orientados na direção poloidal, alimentados em paralelo. Com esta estrutura da antena foi possível excitar simultaneamente um espectro de RF de modos  $M = \pm 1$  e  $N = \pm 1, \pm 2$ , com ondas monocromáticas estacionárias de dupla helicidade. Foi testada também uma blindagem eletrostática em um módulo da antena, para evitar o acoplamento eletrostático da antena com o plasma periférico.

Na tabela abaixo mostramos os parâmetros do tokamak TCA, de Lausanne.

Raio menor do plasma:	$a = 0,18m$
Raio da antena:	$b = 0,21m$
Raio da câmara:	$c = 0,27m$
Raio maior do plasma:	$R = 0,61m$
Densidade do plasma:	$n_{eo} = 1,5 \sim 9,8 \times 10^{19}m^{-3}$
Corrente de plasma:	$I_p \leq 130KA$
Campo magnético de equilíbrio:	$B_o = 1,2 \sim 1,5T$
Fator de segurança:	$q_a = 3,1$
Frequência de excitação :	$f = 2,5MHz$
Massa efetiva:	$m_{eff} = 2$

Enquanto estava em funcionamento, foram conduzidos vários experimentos no TCA com diferentes espectros de modos excitados e aquecimento da coluna de plasma. A mudança do espectro foi feita variando-se a densidade do plasma e/ou a frequência de excitação e medindo-se os picos de absorção indicados pelos valores da impedância de carga de antena com o plasma. Houve excelente concordância das posições dos picos de absorção com os resultados numéricos, em função da densidade, baseados num modelo de coluna cilíndrica de plasma. No entanto, o valor da impedância de carga foi sempre bem menor do que o calculado teoricamente.

As experiências mostraram um aumento efetivo na temperatura eletrônica. Contudo, este aumento foi acompanhado de um incontrolável aumento da densidade eletrônica e da concentração de impurezas no plasma. Desta forma, o aumento da temperatura eletrônica pode ter sido devido a um aumento da resistividade do plasma causado pelo aumento de impurezas e não diretamente da absorção de ondas de Alfvén. Portanto os resultados tornaram-se ambíguos. Assim o objetivo final não foi alcançado e a interação da antena com a borda do plasma não foi eliminada[20]. Uma excitação de um espectro muito amplo de harmônicos tornou inevitável a geração de modos altos [60] na borda do plasma, que liberava potência RF tanto no centro como na borda do plasma. Uma possível excitação de um espectro de dupla helicidade  $N = \pm 1, M = \pm 2$  gerou uma dissipação alta na borda do plasma e, conseqüentemente, uma maior dissipação de energia próxima da antena. Essa dissipação de energia ativou o processo de *sputtering* próximo da antena, acarretando num aumento de impureza proveniente da antena. Segundo o modelo teórico, foi o modo ( $M = -1, N = +2$ ) que liberou maior potência próximo da borda da coluna de plasma, contribuindo para deterioração do confinamento[21].

Para reduzir a emissão destas impurezas foram definidas algumas técnicas de tratamento superficial, como boronização, das partes da antena exposta ao plasma, obtendo-se então algum êxito. Mesmo assim a potência entregue ao plasma ficou limitada em torno de 500 KW. Valores mais altos de potência RF injetada causava instabilidades disruptivas da descarga. As experiências na presença e na ausência da tela de Faraday, mostraram que a tela eliminava as correntes de bainha mas o aumento incontrolável da densidade não foi reduzido. Uma concentração relativamente alta de impureza foi uma constante em todos os experimentos. Dois tipos de elementos da antena foram utilizados: placas e barras. As características do plasma na região em torno da antena foram analisadas utilizando sondas de Langmuir.

Na Fig. 3.7 são mostrados três elementos da antena em forma de placas. Eles foram feitas de aço inox 316L e a separação entre elementos, na direção toroidal, era de aproximadamente  $10^\circ$ . As placas foram colocadas cerca de 2cm atrás dos limitadores de carbono da máquina e a superfície de todos os elementos era da ordem de 16% da superfície da coluna do plasma. Com

a utilização de placas largas, a indutância e, conseqüentemente, a queda reativa nos elementos da antena foram reduzidas, minimizando a interação com o plasma periférico. No entanto, o espectro das ondas excitadas ficou menos definido. Este tipo de elemento foi utilizado na maioria dos experimentos de Alfvén realizados em Lausanne.

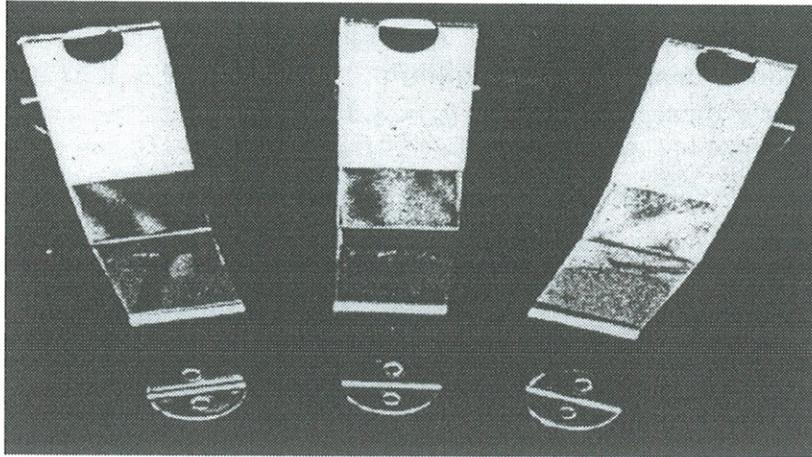


Figura 3.7: Elementos da antena do TCA (Lausanne) em forma de placas.

No gráfico da Fig. 3.8 são mostrados os perfis radiais da temperatura eletrônica do TCA, na região atrás do limitador, antes, durante e após pulsos de RF de 100KW. Os elementos em forma de placas, sem a tela de blindagem também foram testados. Foi evidente o aumento da temperatura do plasma periférico durante o pulso de Alfvén sem, no entanto, alterar seu perfil.

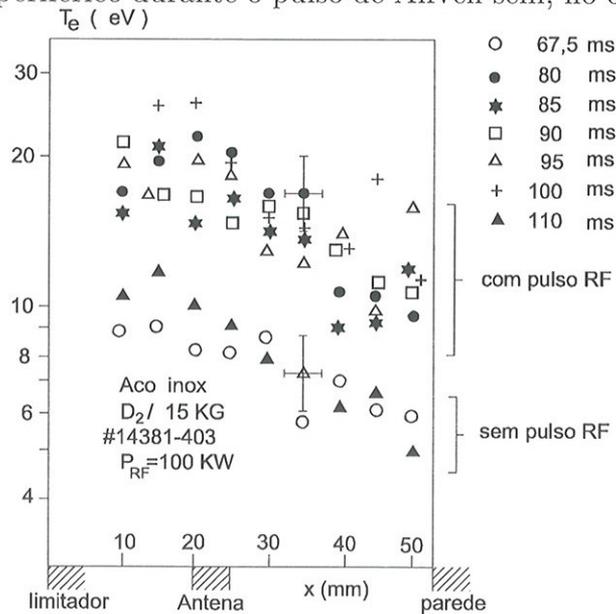


Figura 3.8: Perfil da temperatura eletrônica antes, durante e depois de pulsos de RF de 100KW no tokamak TCA (Lausanne).

Os perfis de densidade eletrônica observados, no entanto, foram bastante afetados pelo pulso de RF. Na Fig. 3.9a são mostrados os perfis de densidade do plasma periférico antes e após e na Fig 3.9b durante o pulso de RF. É evidente que não só o valor máximo de densidade do plasma diminuiu por um fator 3, aproximadamente, durante o pulso, como também o plasma tornou-se muito mais uniforme. O decréscimo da densidade do plasma foi acompanhado, consistentemente, de um decréscimo na emissão de  $D_{\alpha}(45)$ . O decréscimo da densidade pode ter sido causado pelo efeito ponderomotor dos campos oscilantes na região da antena. Infelizmente não há dados que permitissem averiguar se a densidade do plasma na região posterior ao limitador havia sido também afetada.

Uma inspeção das placas, após sua desmontagem, mostrou sinais de arcos, com frequência maior nas placas superiores, e até fusão das bordas das placas.

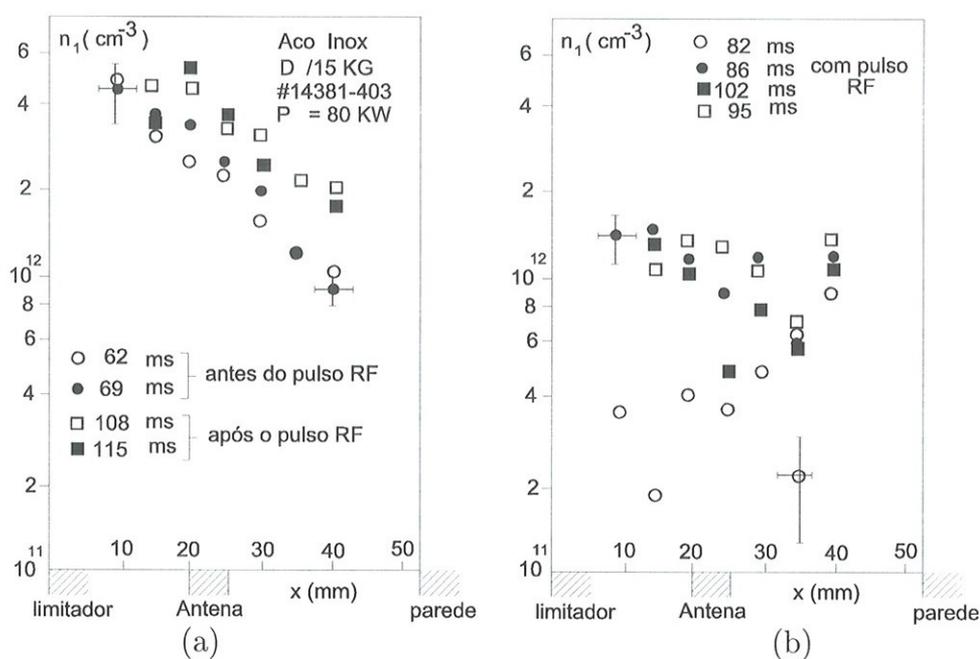


Figura 3.9: (a) Perfil de densidade eletrônica antes e depois do pulso RF; e (b) durante o pulso RF, de uma antena tipo placa.

Numa tentativa de diminuir a superfície da antena que interagiu com o plasma periférico, foram também testados elementos da antena em forma de barras, mostradas na Fig. 3.10. As barras foram recobertas com um filme dielétrico de TiN de  $6\mu\text{m}$  de espessura. Amostras de molibdênio foram acopladas aos elementos para análise posterior de impurezas utilizando espectroscopia fotoeletrônica de raios-X (XPS). As principais impurezas detectadas foram carbono, ferro e oxigênio, mais concentradas na direção perpendicular do que na direção paralela aos elementos da antena. Isto sugere que as impurezas eram produzidas principalmente por íons se movendo ao longo do campo toroidal.

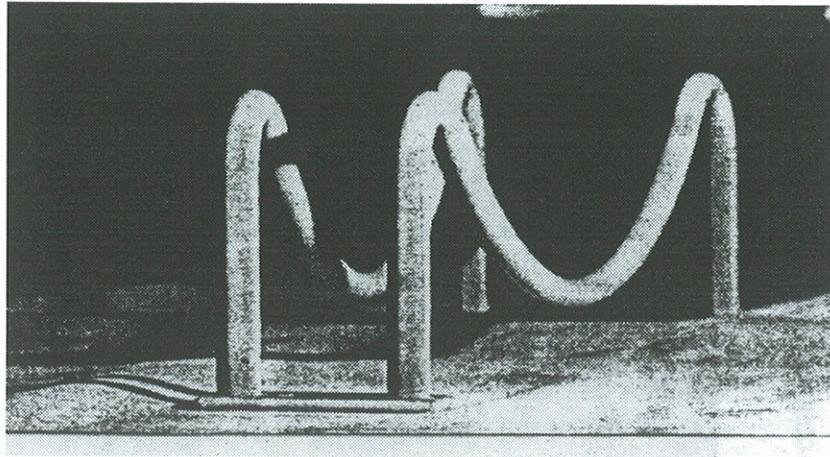


Figura 3.10: Elementos da antena do TCA (Lausanne) em forma de barras.

Os perfis de temperatura eletrônica e densidade do plasma periférico, antes, durante e depois do pulso de RF, com elementos das antenas tipo barra, são mostrados nas Figs. 3.11a e 3.11b, respectivamente. Os perfis de temperatura foram mais uniformes durante o pulso de RF, em comparação com os elementos tipo placa, mas o perfil de densidade eletrônica do plasma foi pouco afetado. Estes resultados foram de difícil interpretação mas indicaram claramente que a interação com o plasma periférico depende fortemente das características da antena.

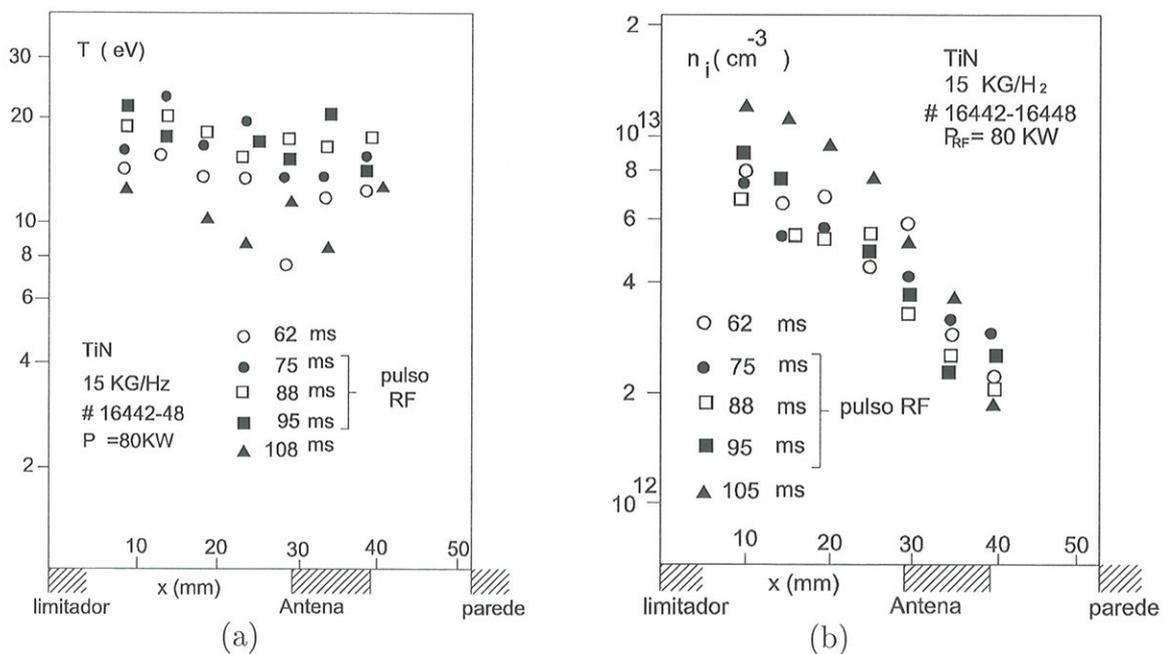


Figura 3.11: Perfil de temperatura e densidade eletrônica de uma antena-barras coberta com TiN.

Infelizmente não conhecemos dados sistemáticos do desempenho das antenas do TCA (Lausanne) com tela de blindagem eletrostática. Foi feita uma tentativa de utilizar placas laterais

de aço inox 316L, com cobertura de TiN, para proteger os elementos da antena e reduzir a densidade do plasma periférico. O método não apresentou bons resultados porque as placas condutoras distorceram o espectro, aumentando a deposição de potência de RF no plasma periférico[21].

### 3.5 Resultados obtidos no Tokamak Phaedrus-T

Conforme mencionado anteriormente, a grande contribuição dos experimentos realizados no tokamak PHAEDRUS-T, em Wisconsin, foi um estudo detalhado da utilização de protetores de BN nas laterais das antenas[23]. O uso de protetores isolantes já havia sido investigado no tokamak TEXTOR, para aquecimento na frequência ciclotrônica dos íons[24].

Os protetores laterais dielétricos têm dois efeitos importantes. Primeiro, eles bloqueiam o fluxo de elétrons, ao longo das linhas de força do campo magnético de equilíbrio, na direção dos elementos da tela. Naturalmente isto também pode ser feito com protetores metálicos. Mas os protetores dielétricos têm um segundo efeito. Como eles apresentam uma reatância capacitiva com o campo de rádio frequência, é possível projetá-las de forma que a queda capacitiva no protetor seja maior que a queda na bainha de plasma, reduzindo a dissipação de potência oscilante no plasma periférico[22]. Se a relação entre as impedâncias do protetor,  $Z_{isolante}$ , e da bainha,  $Z_{bainha}$ , satisfizer a relação

$$\frac{Z_{isolante}}{Z_{bainha}} > \frac{V_{ant}}{T_e/e} \quad (3.20)$$

a tensão oscilante no plasma fica da ordem de  $T_e/e$ , que não é suficiente para retificar a oscilação e produzir uma polarização dinâmica negativa dos elementos da antena.

O esquema de protetores laterais de BN utilizadas no tokamak PHAEDRUS-T é mostrado na Fig. 3.12. Os ‘anéis’ da antena são na realidade duas tiras curtas, colocadas ao longo da direção poloidal, no lado de baixo do campo toroidal da coluna de plasma. Estes elementos tem uma extensão poloidal de  $60^\circ$  e estão separadas de 17cm entre si, na direção toroidal. A tela é posicionada em  $r=25,7\text{cm}$ , os protetores de BN em  $r=25,4\text{cm}$  e os limitadores de carbono em  $r=23,6\text{cm}$ .

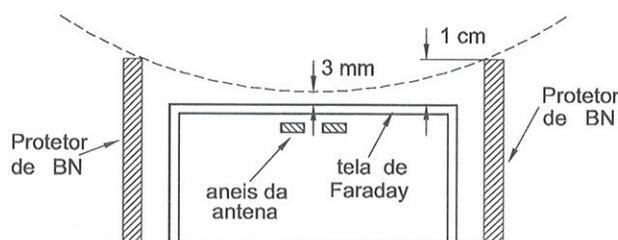


Figura 3.12: Esquema geométrico do limitador com BN.

Nos experimentos, além das medidas usuais com sonda eletrostática, as voltagens induzidas no plasma periférico foram medidas com sondas capacitivas. Pulsos de RF com aproximadamente 45 a 50KW de potência acoplada ao plasma foram aplicados entre 80 e 120ms na

descarga. Os perfis do potencial de plasma  $\phi_p$  e da temperatura eletrônica, durante e após o pulso de Alfvén, são mostrados na Fig. 3.13.

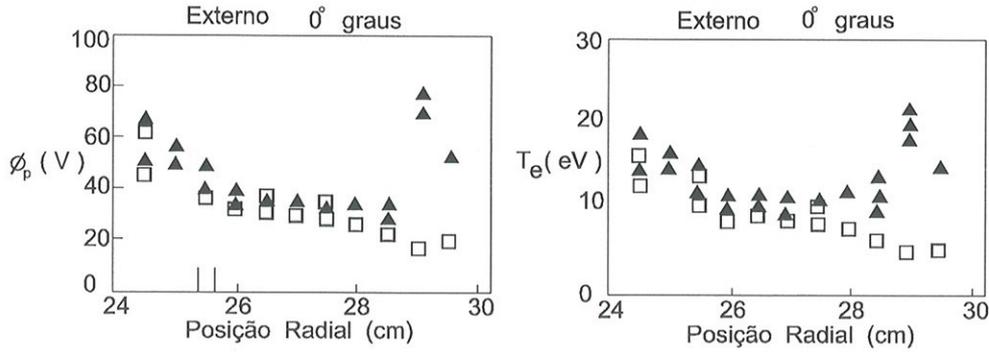
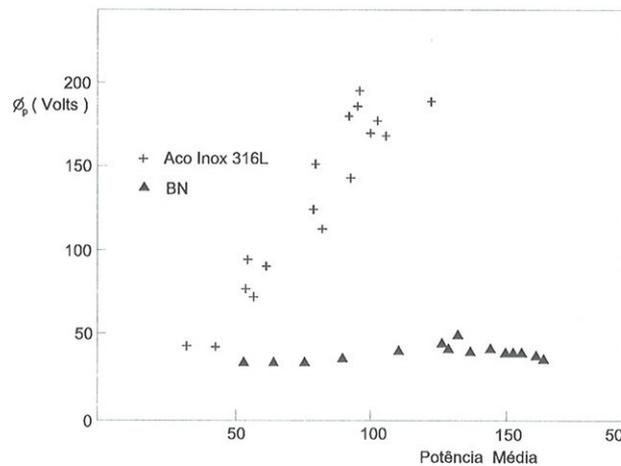


Figura 3.13: Perfis do potencial de plasma,  $\phi_p$ , e temperatura eletrônica,  $T_e$ , durante (quadrados vazios) e fora (triângulos cheios) do pulso de rádio-frequência. As marcas em  $r = 25,4\text{cm}$  e  $r = 25,7\text{cm}$  indicam as posições radiais das superfícies dos protetores laterais de BN e da tela de blindagem eletrostática, respectivamente. A superfície do limitador de carbono está em  $r = 23,6\text{cm}$ .

Tanto  $\phi_p$  como  $T_e$  só são alterados próximos da parede da câmara de vácuo, durante o pulso de RF. Na região próxima da antena não houve praticamente nenhuma variação destas grandezas, mostrando a eficiência dos protetores de BN. Para os parâmetros destas experiências, foi estimado que a impedância do sistema com protetores de BN foi cerca de 100 vezes maior do que a da bainha do plasma.

Foi feito também um estudo comparativo do desempenho dos protetores com e sem a presença de tela de blindagem eletrostática (aço inox 316L). Neste caso, foi colocado um separador de BN entre os dois elementos da antena. Na Fig. 3.14 são mostrados as medidas do potencial de plasma, obtido por uma sonda tripla instalada próxima da antena, com a tela de blindagem eletrostática e com os protetores laterais de BN. A redução no potencial de plasma periférico, com a utilização de protetores laterais isolantes é evidente.



Uma evidência mais direta do efeito da antena na geração de impurezas é mostrada na Fig. 3.15. A intensidade da linha de FeXVI, normalizada para a densidade do plasma, é mostrada em

Figura 3.14: Variação do potencial de plasma, medido no plasma periférico, com a potência de rádio-frequência, no tokamak PHAEDRUS-T.

função da potência de RF para três situações , somente com a tela de blindagem eletrostática, com a tela e protetores laterais de BN e somente com os protetores. Como pode ser observado, a geração de impurezas foi bastante reduzida na terceira situação .

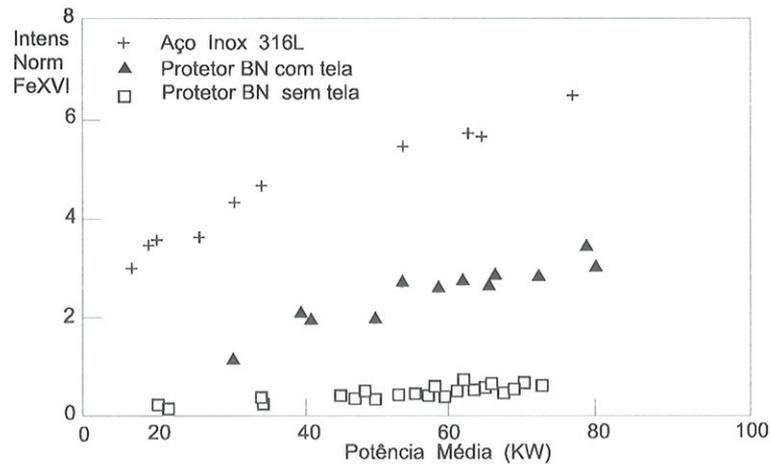


Figura 3.15: Linha de intensidade normalizada do FeXVI em função da potência RF da tela com aço inox, protetor BN com tela e protetor BN sem a tela.

Outros resultados indicam que o uso de protetores laterais provocam um decréscimo do potencial flutuante, da temperatura eletrônica e da corrente de saturação dos íons no plasma periférico. O controle da geração de impurezas com os protetores permitiu acoplar uma potência de RF de cerca de 400KW em plasmas de hidrogênio, com densidades  $n \leq 10^{19} cm^{-3}$ , demonstrando efetivamente o aquecimento e geração de corrente por ondas de Alfvén.

A única desvantagem dos protetores de BN é que eles são porosos, podendo acumular água durante as descargas. No caso do PHAEDRUS-T, este problema foi aliviado utilizando aquecedores resistivos juntos dos protetores. No caso do TCABR, devido à extensão poloidal das antenas, esta solução é difícil de ser aplicada.



## Capítulo 4

# Projeto conceitual do sistema de antenas

### 4.1 Introdução

A idéia básica que orientou o projeto do novo sistema de antenas para o TCABR foi maximizar a excitação de modos monocromáticos, na forma de ondas caminhanes, e reduzir a excitação de modos estacionários que depositam energia na borda da coluna de plasma[61].

Neste trabalho vamos representar as componentes de Fourier do campo eletromagnético excitado pela antena como

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \sum_{M,N} B_{MN}(r) \exp[i(M\theta + N\xi - \omega t)], \quad (4.1)$$

utilizando letras maiúsculas para os números de onda poloidal,  $M$ , e toroidal,  $N$ , para diferenciar o campo eletromagnético de perturbação imposto pela antena, do espectro de campo eletromagnético efetivamente excitado na coluna de plasma, para os quais utilizamos as letras minúsculas  $m$  e  $n$ . Os sentidos positivos de  $\theta$  e  $\xi$  são referidos à direção do campo toroidal, conforme indicado na Fig 2.6.

No tokamak TCA, em Lausanne, o sistema de antenas era constituído por quatro módulos, espaçados de  $90^\circ$  entre si na direção toroidal. Cada módulo compreendia um setor de aproximadamente  $20^\circ$  e possuía três elementos de antena acima e três abaixo da coluna de plasma. Como elementos condutores foram utilizados barras, ou tiras metálicas, de aproximadamente 40cm de comprimento, dentro da câmara de vácuo, alinhadas num dado plano poloidal e alimentadas por dois passadores de corrente, como é indicado na Fig.4.1.

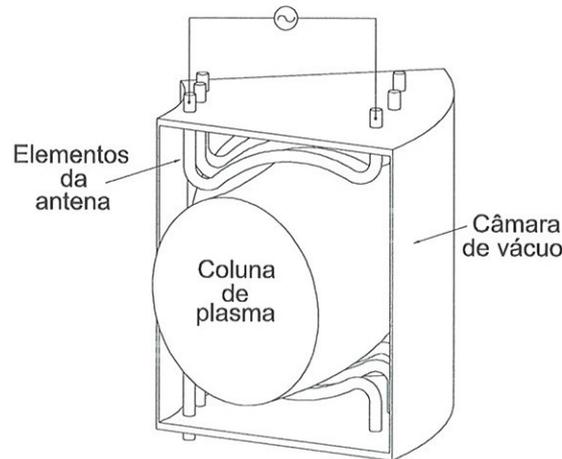


Figura 4.1: Esquema dos elementos do sistema de antenas utilizado no tokamak TCA, em Lausanne.

Os elementos das antenas não circundavam completamente a coluna de plasma, de forma que o espectro do campo eletromagnético excitado possuía componentes com vários valores do número de onda  $M$ . Através de uma escolha apropriada da defasagem entre os elementos da antena, era possível concentrar o espectro num valor principal de  $M$ , em particular  $M = \pm 1$ , diminuindo sensivelmente, mas sem eliminar completamente, as bandas laterais[62].

## 4.2 Configuração do Sistema de Antenas

O projeto do sistema de antenas do tokamak TCABR foi feito de forma a garantir, da melhor forma possível, o valor do número de onda poloidal. Para isto foi decidido utilizar elementos da antena que circundassem completamente a coluna de plasma. Conforme foi mencionado no Capítulo 3, escolheu-se o número de onda  $M = \pm 1$  porque, segundo cálculos teóricos[43] e resultados experimentais de Lausanne[62], estes modos tem melhor acoplamento com os modos excitados na coluna de plasma. Os elementos básicos do sistema de antena são portanto anéis circulares, em planos poloidais, que circundam completamente a coluna de plasma. Cada anel é dividido em duas partes, uma interna e a outra externa à coluna de plasma, alimentadas em paralelo, de forma que o campo magnético produzido pela corrente que nelas circula tem uma variação poloidal fundamental equivalente ao modo  $M = \pm 1$ [61].

Como a câmara de vácuo original do TCA não foi modificada, os anéis das antenas têm que ser alimentados por passadores de corrente instalados nas mesmas janelas de acesso utilizadas em Lausanne. Aproveitando a simetria destas janelas, com relação ao plano equatorial da câmara de vácuo, utilizamos as janelas mais externas, com relação ao eixo de simetria da máquina, para introduzir separadamente a alimentação em paralelo das duas partes de cada anel, utilizando um passador coaxial de corrente. As outras duas extremidades de cada anel são juntadas e conectadas a um passador de corrente monoaxial instalado numa janela interna, no mesmo plano poloidal da janela externa. Desta forma, as duas partes de cada anel podem ser alimentadas através de capacitores separados e pequenas indutâncias podem ser adicionadas em série, no exterior da câmara de vácuo, para compesar pequenas diferenças de indutâncias

entre as partes do anel. Em cada conjunto de janelas, num mesmo plano poloidal, são instalados dois pares de anéis; um alimentado por um passador de corrente coaxial instalado numa janela externa superior e outro por um passador instalado numa janela externa inferior. Os outros terminais destes anéis são conectados a passadores de corrente monoaxiais instalados em janelas inferior e superior, respectivamente. Portanto, as alimentações dos pares de anéis próximos ficam defasadas espacialmente de aproximadamente  $90^\circ$ , diminuindo a indutância mútua entre eles. Em cada módulo do sistema de antenas existem três pares de anéis. Um esquema simplificado da disposição dos anéis é apresentado na Fig. 4.2

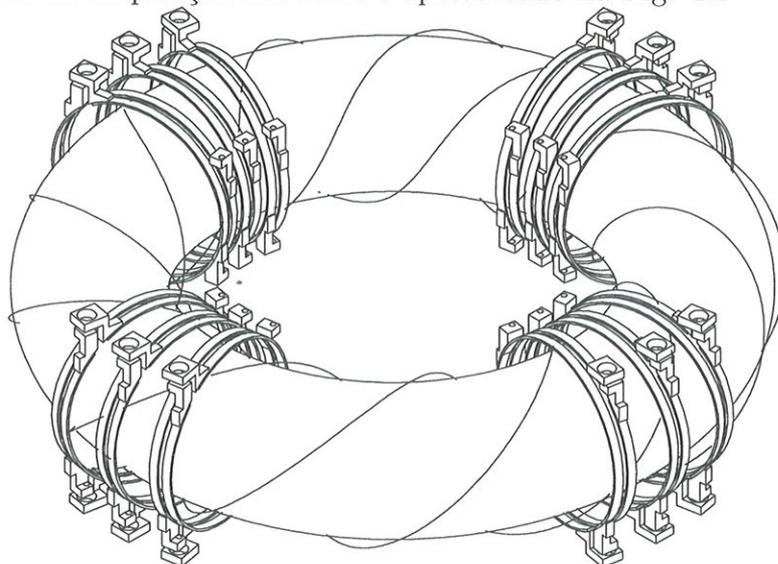


Figura 4.2: Esquema simplificado da disposição dos anéis do sistema de antenas em torno da coluna de plasma.

Alimentando os anéis com uma defasagem apropriada entre eles, é possível excitar um espectro concentrado num determinado número de onda toroidal  $N$ , com  $|M| = 1$ . Na Fig. 4.3 é mostrado um esquema das defasagens apropriadas para excitar modos com  $N = 2, 4$  e 6.

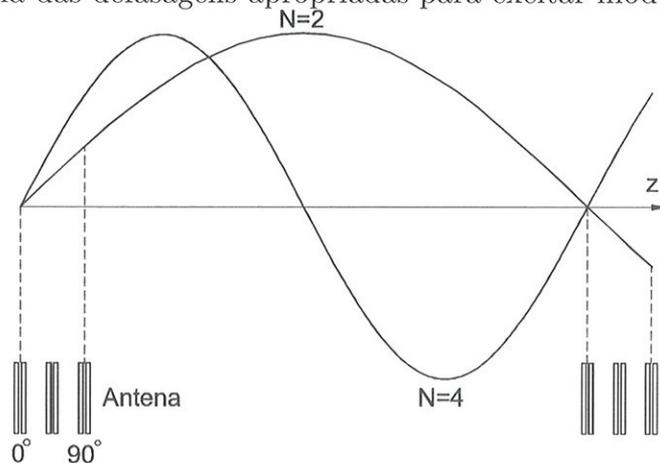


Figura 4.3: Esquema mostrando as defasagens apropriadas para excitar modos com números de onda toroidal  $N = 2, 4$  e 6.

No nosso projeto, os anéis são alimentados por um gerador de quatro fases, que mantém fases fixas de  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  e  $270^\circ$  nos seus quatro terminais, conforme é descrito no Capítulo 6. Portanto, as defasagens entre os vários anéis não podem ser variadas de forma contínua, a fim de obter os valores ideais para um dado espectro. O espectro resultante terá necessariamente componentes laterais; mas, como mostram os resultados das simulações numéricas apresentadas no final deste capítulo, a pureza do espectro é bastante satisfatória.

Para entender, de uma forma simples, com uma onda helicoidal propagante pode ser excitada, vamos considerar o esquema com apenas dois anéis do sistema de antenas, mostrado na Fig. 4.4.

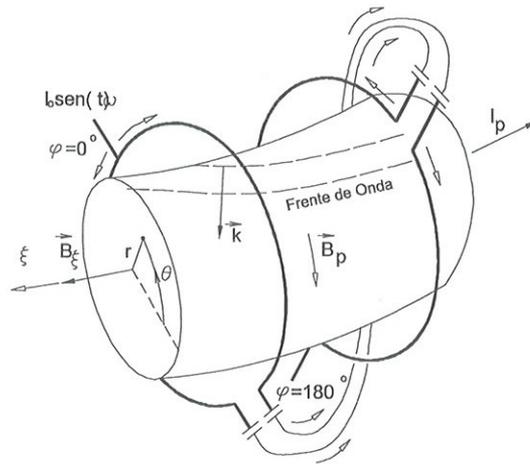


Figura 4.4: Esquema de excitação de um modo propagante helicoidal com  $M \times N < 0$ .

A corrente entra na parte interna de um anel, e sai pelo passador de corrente coaxial externo inferior e, através de cabos externos, entra no outro anel pelo passador de corrente coaxial externo superior, fazendo o percurso indicado no diagrama. Como o campo magnético gerado pela antena fica em fase com a corrente que nela circula, a frente de onda associada ao campo acompanha a torção espacial da corrente no anel, como indicado pela linha tracejada no desenho. O vetor  $\mathbf{k}$  é perpendicular à frente de onda e, portanto, tem a direção mostrada no diagrama. Lembrando (Capítulo 2) que o fator de fase das ondas é dado por

$$e^{i(m\theta+n\xi-\omega t)},$$

onde o sentido positivo de  $\hat{\xi}$  é tomado na direção do campo toroidal, temos que

$$k_{\parallel} = \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}}{B} = \frac{1}{B} \left( \frac{m}{r} B_{\theta} + \frac{n}{R} B_{\xi} \right) = \frac{B_{\xi}}{B} \frac{n}{R} \left[ 1 + \frac{m/n}{r B_{\xi} / R B_{\theta}} \right]$$

$$k_{\parallel} \approx \frac{n}{R} \left[ 1 + \frac{m/n}{r B_{\xi} / R B_{\theta}} \right]$$

No nosso caso, a corrente de plasma é oposta ao campo toroidal e, portanto  $B_{\theta}$  está no sentido negativo de  $\hat{\theta}$ . Então podemos escrever

$$k_{\parallel} = \frac{n}{R} \left[ 1 - \frac{m}{nq(r)} \right] \quad (4.2)$$

onde  $q(r) = rB_{\xi}/R|B_{\theta}|$ . Portanto, com a alimentação dos anéis de acordo com o esquema mostrado na Fig 4.4 corresponde à excitação de modos com  $M \times N < 0$ . Para estes modos, a onda se propaga na direção de fluxo dos elétrons (Fig. 4.5) e, quando a onda é acoplada à onda lenta na superfície ressonante, há forte amortecimento da onda nos elétrons através do mecanismo não colisional de Landau.

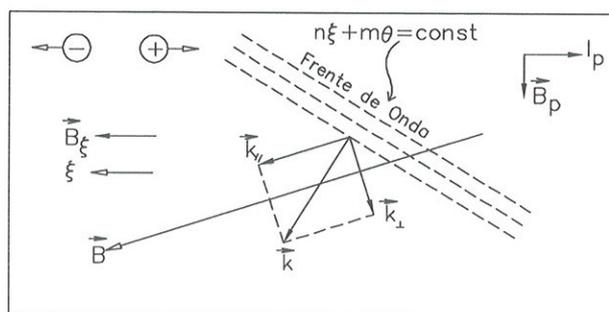


Figura 4.5: Diagrama mostrando a orientação do vetor de onda  $\mathbf{k}$  com relação ao campo magnético de equilíbrio para um modo  $M \times N < 0$ .

A configuração adotada para os elementos do sistema de antenas, embora conceitualmente simples, tornou bastante complexo o projeto executivo, devido às limitações de acesso à câmara de vácuo, irregularidades nas dimensões da câmara e necessidade de utilizar alimentadores coaxiais de corrente, especialmente projetados. No entanto, o projeto executivo de todo o sistema foi desenvolvido a contento e um módulo foi projetado, construído, instalado, testado, e utilizado para obtenção de dados experimentais com plasma, conforme descrito nos próximos capítulos.

### 4.3 Alimentação Elétrica da Antena

Os anéis das antenas são alimentados por um gerador de quatro fases, como descrito no Capítulo 6, que fornece quatro saídas com fases  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  e  $270^\circ$ . Portanto, quatro conjuntos de anéis podem ser alimentados com diferenças de fases entre eles. O circuito de alimentação de cada anel, incluindo o sistema de medida de potência acoplada ao plasma, é mostrado na Fig. 4.6.

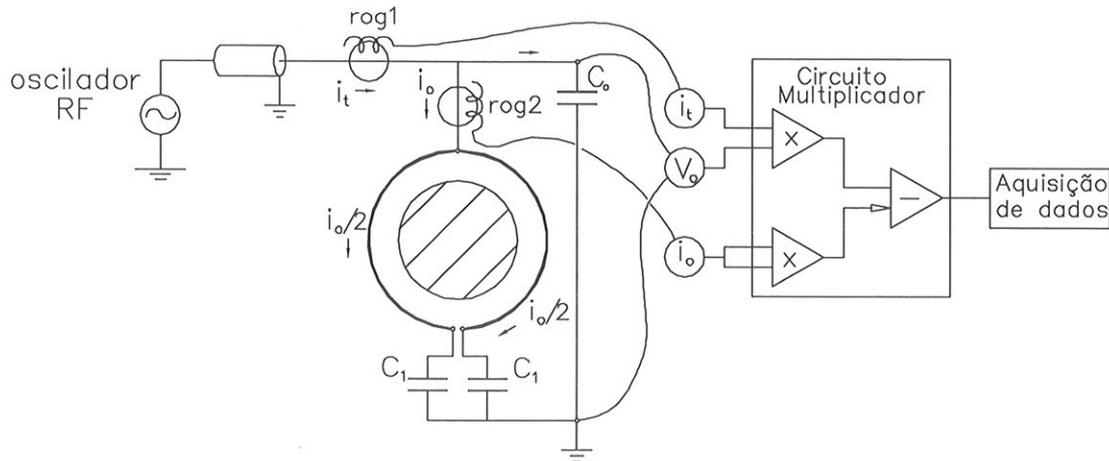


Figura 4.6: Esquema do circuito de alimentação de um anel da antena e do circuito de medida da potência acoplada do plasma.

As duas metades de um anel são conectadas à terra através dos capacitores  $C_1$  para evitar que um enlace seja fechado para baixas frequências. Caso isso ocorresse, seria induzida uma alta corrente nos anéis das antenas durante a variação do campo toroidal no início e no final das descargas de plasma. O capacitor  $C_o$  permite ajustar a impedância de carga oferecida ao gerador pelo anel da antena.

Os circuitos de medida foram desenvolvidos e testados por E. Lerche em sua dissertação de mestrado[42]. Eles são baseados em circuitos multiplicadores que permitem obter sinais de baixa frequência proporcionais à potência fornecida à antena e a efetivamente acoplada ao plasma. Como o nosso sistema de aquisição de dados, baseado em módulos VME, tem uma taxa máxima de aquisição de  $1,25 \times 10^6$  amostragens por segundo, os sinais de rádio-frequência de 5MHz não podem ser diretamente armazenados pelo sistema, para posterior processamento numérico para cálculo da potência acoplada ao plasma. Detalhes do projeto e teste dos circuitos são descritos na dissertação de Lerche e nas referências [63, 64].

O esquema básico de alimentação de quatro anéis pelo gerador de quatro fases é mostrado na Fig. 4.7. Quando todos os quatro módulos do sistema de antenas estiverem instalados, os anéis com mesma fase são alimentados em paralelo.

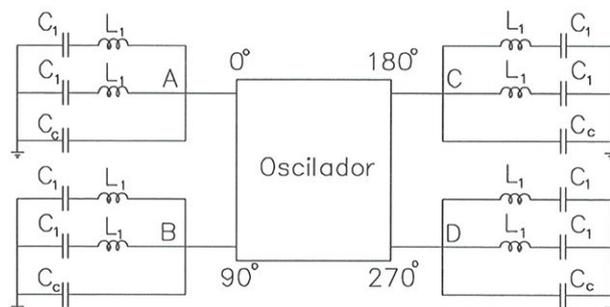


Figura 4.7: Esquema básico de alimentação de quatro anéis do sistema de antenas.

Durante os testes do sistema de antenas, na câmara auxiliar de testes, foi verificado que pequenas diferenças de indutâncias entre os vários anéis e o acoplamento mútuo residual entre eles tornava bastante difícil a sintonia do oscilador. Por isso, várias modificações foram introduzidas neste esquema básico, conforme descrito no Capítulo 7.

#### 4.4 Tela de Blindagem Eletrostática

Os princípios básicos de funcionamento da tela de blindagem eletrostática da antena foram descritos no Capítulo 3. Como, para ondas de Alfvén, a eficiência de telas eletrostáticas ou de protetores dielétricos laterais ainda é um tema em investigação [65], decidimos fazer um projeto conservador que permitisse utilizar somente a tela, a tela com protetores laterais de Nitreto de Boro, ou somente estes protetores.

Idealmente os elementos condutores da tela de blindagem eletrostática deveriam ser paralelos às linhas de força do campo magnético helicoidal, para evitar a polarização eletrostática discutida no Capítulo 3. No entanto, devido à dificuldade de construção deste sistema e à necessidade da tela ser dividida em partes, para que pudesse ser introduzida dentro da câmara de vácuo através das janelas de acesso existentes, o projeto foi feito com elementos condutores paralelos à direção toroidal. O desenho de uma metade da tela é mostrado na Fig. 4.8. Ela é basicamente um setor de  $72^\circ$  formado por feixes de barras curvas de aço inoxidável, com planos de curvatura paralelos ao plano equatorial do toroide. Há um total de 160 barras divididas em 8 subconjuntos de 13 barras e 4 subconjuntos de 14 barras, com cada conjunto fixado em placas de interligação. Todos os subconjuntos são fixados sobre molduras, por meio de pinos, e as molduras são parafusadas sobre peças de fixação que foram previamente soldadas no interior da câmara de vácuo, durante a montagem do TCABR. De acordo com o modelo teórico discutido no Capítulo 3, a transparência da tela é de  $T_1 \approx 1$ , para a faixa de frequência que estamos interessados.

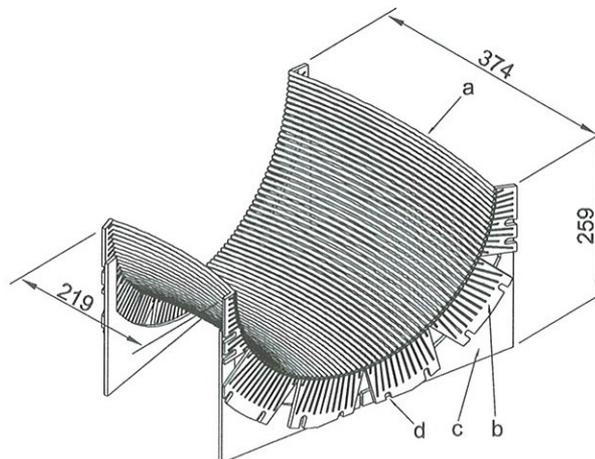


Figura 4.8: Desenho da metade da tela de blindagem eletrostática das antenas. a) barras cilíndricas de aço inox; b) placas de interligação com rasgos radiais; c) molduras de sustentação; d) pinos prisioneiros de fixação.

Para evitar uma grande distorção do espectro de ondas excitado pela antena, as placas de interligação possuem ranhuras radiais. Elétrons, mesmo na sombra do limitador, seguindo as linhas de força do campo magnético toroidal podem passar por estas ranhuras e interagir diretamente com a antena, aumentando a polarização eletrostática indesejável, conforme descrito no Capítulo 3. Este efeito foi detectado de forma bastante clara nos testes do primeiro módulo do sistema de antenas, descritos no Capítulo 8. Para evitar este problema e, considerando os resultados promissores obtidos no PHAEDRUS-T e no TEXTOR[66], foi incluído no projeto da tela a possibilidade de instalação de protetores laterais de Nitreto de Boro. Os protetores são feitos de placas de aproximadamente 6mm de espessura, divididas em 5 tipos de peças (Fig. 4.9), com geometria apropriada para facilitar a manufatura, que são fixadas nas próprias molduras de fixação da tela condutora.

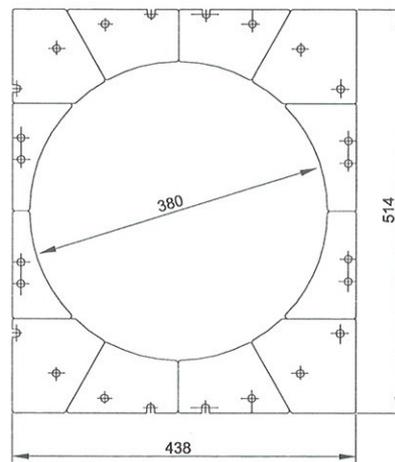


Figura 4.9: Placas de nitreto de boro para proteção lateral das antenas.

As antenas podem então ser operadas, se desejado, somente com os protetores laterais de BN, sem a tela de blindagem eletrostática. Um problema que ainda precisa ser investigado em detalhe é o comportamento do BN em alto vácuo, já que é um material sinterizado e, portanto, um pouco poroso.

A construção da tela é descrita em detalhe no Capítulo 5 e o seu efeito no desempenho da antena no Capítulo 7.

## 4.5 Simulação Numérica do Desempenho do Sistema de Antenas

Para estudar as características do espectro excitado pelo sistema de antenas, para diferentes perfis de densidade de plasma e densidade de corrente, foi utilizado um modelo numérico baseado nas equações de Appert, apresentadas no Capítulo 2. O plasma é modelado por uma coluna cilíndrica de raio  $a$  e comprimento periódico  $2\pi R$ , dentro de uma câmara de vácuo condutora de raio  $c$ . O sistema de antenas é considerado localizado na superfície cilíndrica de raio  $b$ , conforme mostra a Fig. 4.10.

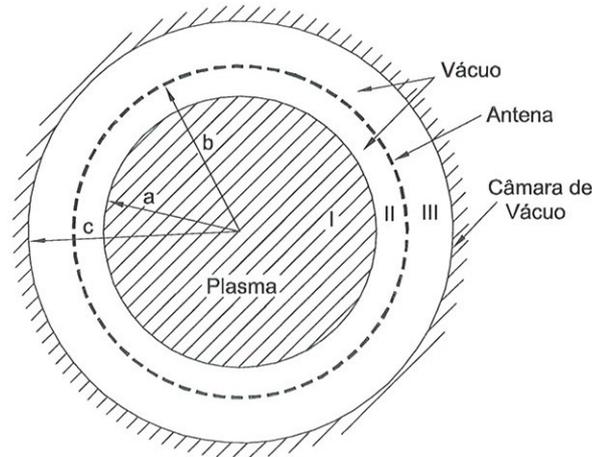


Figura 4.10: Geometria do modelo numérico utilizado para cálculo do espectro de ondas excitado pelo sistema de antenas.

Os anéis das antenas são divididos em elementos discretos, de largura  $2\Delta$  e comprimento  $2L$ , tangente a esta superfície. A corrente na antena é especificada e os campos excitados são calculados resolvendo as equações de Appert no plasma, as equações de Maxwell no vácuo e impondo as condições de contorno apropriados na interface plasma-vácuo, na superfície da antena e na câmara de vácuo.

O modelo é descrito em detalhe nas referências [61] e [67]. Aqui vamos apresentar os resultados principais dos cálculos, para excitação de ondas com somente um módulo e com todos os quatro módulos planejados para o sistema de antenas. O espectro é caracterizado pelo valor da impedância de radiação da antena, definida como

$$Z_a = \frac{2\bar{P}}{I^2}, \quad (4.3)$$

onde  $\bar{P}$  é a potência média num período efetivamente entregue ao plasma e  $I$  é a amplitude da corrente na antena [31].

O modelamento numérico foi baseado no modelo MHD unidimensional de Appert, discutido no capítulo 2. As Eqs. 2.46 e 2.47 são resolvidas para as componentes  $b_{\parallel}$  e  $E_{\perp}$  do campo da onda; no entanto, os resultados são apresentados para a componente  $b_z$ , calculada a partir destas componentes. O modelo leva em conta a corrente de plasma,  $I_p$ , na coluna de plasma, assim como correções proporcionais a  $\omega^2/\omega_{ci}^2$ . O plasma foi considerado inhomogêneo e com perfil de densidade parabólico, dado pela expressão

$$n = n_o \left[ \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right) + \delta \right], \quad (4.4)$$

onde  $\delta = 10^{-3}$  representa um salto de densidade na borda do plasma para impedir dificuldades computacionais. O perfil da densidade de corrente de plasma é suposto da forma

$$j = j_o \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^3, \quad (4.5)$$

que corresponde a

$$q(r) = \frac{q_o}{4 - 6(r/a)^2 + 4(r/a)^4 - (r/a)^6} \quad (4.6)$$

A densidade de corrente dos anéis da antena foi tratada como uma soma de elementos de correntes poloidais,  $j_k$ , onde  $k$  é o índice que determina o anel considerado no sistema de antenas. Cada anel é dividido em segmentos retos, de componentes  $2\Delta$  e largura  $2L$ , centrado na posição  $(y_k = \theta_k, z_k)$ , conforme mostra o diagrama planificado da Fig. 4.11.

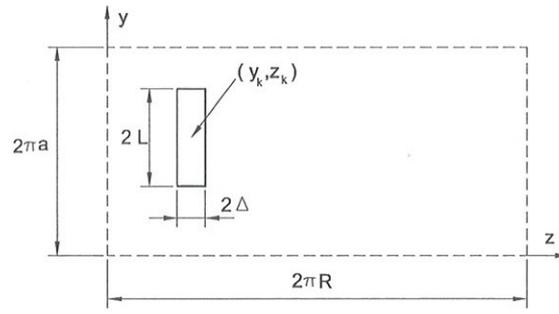


Figura 4.11: Diagrama planificado mostrando um segmento de um anel, de comprimento  $2L$  e largura  $2\Delta$ , posicionado nas coordenadas  $(y_k = \theta_k, z_k)$ .

Então podemos escrever a densidade de corrente num elemento em que  $\mathbf{j}_k = (0, j_k, 0) = j_k \cdot f_k(y, z)$ , onde  $f_k(y, z)$

$$f_k(y, z) = \begin{cases} 1 & \begin{cases} z_k - \Delta \leq z \leq z_k + \Delta \\ y_k - L \leq y \leq y_k + L \end{cases} \\ 0 & \text{fora do intervalo} \end{cases} \quad (4.7)$$

O procedimento para o cálculo da impedância da antena consiste das seguintes etapas:

1. Representação da antena real como soma de elementos de corrente  $\mathbf{j}_k$ .
2. Decomposição dos elementos de corrente em série de Fourier,  $j_{MN}^{(k)}$ .
3. Resolver o problema de contorno para obter as soluções de campo para as correntes  $j_{MN}^{(k)}$ , incluindo as correntes radiais.
4. Efetuar a soma de todos os harmônicos para determinar a potência total entregue ao plasma, segundo  $\bar{P} = \sum_{mn} c_{mn} P_{mn}$ , onde  $c_{mn}$  corresponde ao peso de cada modo  $mn$ .
5. A impedância da antena,  $Z_o$ , é obtida usando a Eq. 4.3.

A relação de dispersão da onda lenta é satisfeita, para uma dada frequência de excitação do oscilador, para muitos números de onda,  $(M, N)$ . Assim, o perigo no aquecimento do plasma

recai naqueles modos  $(M, N)$  que depositam potência próximo da borda da coluna de plasma. Portanto estes modos devem ser evitados e devem ser excitados somente os mais convenientes para deposição de potência no centro da coluna de plasma.

O modelo descrito acima foi utilizado inicialmente para simular os experimentos realizados no tokamak TCA, em Lausanne. Verificamos que os modos  $m = \pm 1, n = \pm 2$  são excitados com igual eficiência, em forma de ondas estacionárias, como é mostrado na Fig. 4.12.

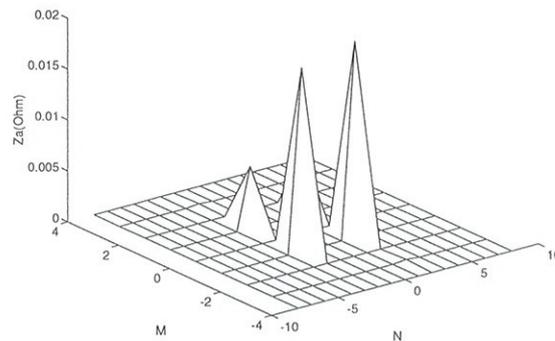


Figura 4.12: Parte real da impedância da antena do tokamak de Lausanne  $n_{eo} = 2,8 \times 10^{19} m^{-3}$ ,  $B_o = 1,2T$ ,  $q_a = 4$ ,  $f = 2,7MHz$ .

Durante os experimentos de Lausanne foram utilizados os seguintes parâmetros; raio da coluna de plasma,  $a = 18cm$ , raio da antena,  $b = 21cm$ , raio da parede,  $c = 27cm$ , densidade eletrônica,  $n_o = 2,8 \times 10^{19} m^{-3}$ , campo de equilíbrio  $B_o = 1,2T$ ; e massa efetiva dos íons,  $m_{eff} = 2$ . A excitação da coluna de plasma com  $2,7MHz$ , foi acompanhada da deposição da potência do modo  $M = -1, N = +2$  próximo do plasma periférico. Portanto este modo pode ter corroborado para gerar as impurezas e deteriorado o confinamento do plasma nos experimentos realizados.

A simulação numérica do novo sistema de antenas, desenvolvido para o tokamak TCABR, indicou a possibilidade, em princípio, de gerar ondas de Alfvén de forma eficiente. A principal característica do sistema de antenas TCABR tem o fato de ter uma versatilidade de poder variar a helicidade dos modos de excitação em forma de *onda caminantes* ao longo da direção toroidal. Esta seletividade é possível devida às variações de defasagens das correntes ao longo dos anéis na direção toroidal. A faixa espectral utilizada no modelamento numérico foi entre  $-4 \leq M \leq +4$ , para o número de onda poloidal, e entre  $-8 \leq N \leq +8$ , para o número de onda toroidal. Os cálculos apresentados foram obtidos para uma frequência de excitação de  $f = 3,6MHz$ , considerando um plasma de deutério, e com base nos seguintes parâmetros para o tokamak TCABR.

Raio maior:  $R = 0,61m$   
 Raio da coluna de plasma:  $a = 0,18m$   
 Raio da antena:  $b = 0,21m$   
 Campo Magnético de equilíbrio:  $B_o = 1,0T$   
 Fator de segurança:  $q_o(a) = 4,0$   
 Densidade do plasma em  $r = 0$ :  $n_o = 3 \times 10^{19}m^{-3}$

O gráfico da Fig 4.13 representa o resultado desta simulação numérica para um sistema de quatro módulos da antena, para excitação de ondas caminhantes na coluna de plasma, de helicidade simples. O gráfico da parte real da impedância apresenta uma proeminência em torno do modo  $M=-1$  e  $N=-4$ .

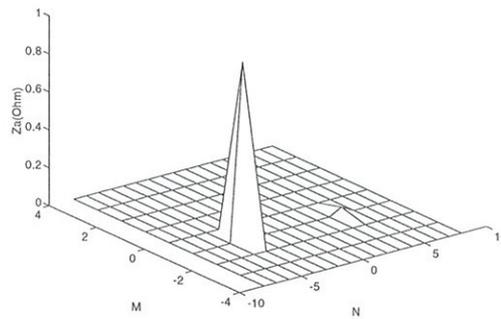


Figura 4.13: Parte real da impedância de quatro módulos da antena do tokamak TCABR, com densidade eletrônica do plasma de  $n_{eo} = 3 \times 10^{19}m^{-3}$ , campo magnético de equilíbrio de  $B_o = 1T$ ,  $q_a = 4$  e frequência de excitação de  $f = 3,6MHz$ .

Apresentamos a repetição da simulação numérica acima, com os mesmos parâmetros, para somente um módulo da antena. Percebemos a formação da proeminência em torno do modo  $M=-1$  e  $N=-3$ , conforme mostra o gráfico da Fig 4.14.

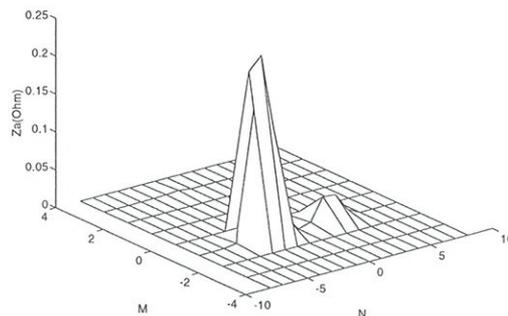


Figura 4.14: Parte real da impedância de um módulo da antena do tokamak TCABR, com densidade eletrônica do plasma de  $n_{eo} = 3 \times 10^{19}m^{-3}$ , campo magnético de equilíbrio de  $B_o = 1T$ ,  $q_a = 4$  e frequência de excitação de  $f = 3,6MHz$ .

De acordo com os resultados destas duas simulações numéricas, o sistema de antenas do tokamak TCABR pode excitar ondas caminantes ao longo da coluna de plasma, com grau de pureza monocromática bastante satisfatório. As curvas apresentaram os modos principais bem destacados dos outros secundários, como mostra a Fig 4.13, que apresenta um secundário próximo do modo  $M=-1$  e  $N=+4$ . Com a operação de somente um módulo do sistema de antenas, a pureza do espectro diminuiu. O pico no modo principal se alarga e aumenta a amplitude dos modos secundários. Mesmo assim, quando comparado com os espectros obtidos com os sistemas de antena do TCA, em Lausanne, e do PHAEDRUS-T, o resultado ainda é bastante satisfatório.

A partir de uma inversão de Fourier podemos obter a estrutura do campo magnético toroidal,  $b_z$ , durante a excitação da coluna de plasma com os quatro módulos do sistema de antenas, conforme mostra a Fig 4.15. Devido à natureza discreta do sistema de anéis da antena, a estrutura do campo de  $b_z$  apresenta quatro picos duplos nas posições dos anéis em  $b = 0,21m$ , distribuídos ao longo da direção toroidal. Mas, na posição  $r_o \approx 5cm$  dentro do plasma, notamos a presença de um pico bastante destacado, com amplitude da mesma ordem da amplitude dos anéis, que representa a superfície ressonante de Alfvén. O pico apresenta um aspecto contínuo que está de acordo com a condução de ondas de Alfvén ao longo da direção toroidal.

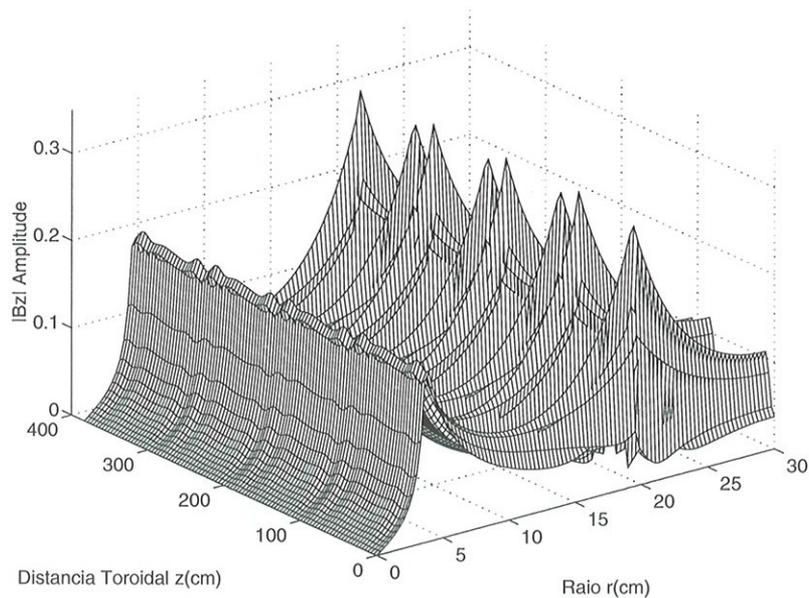


Figura 4.15: Campo magnético toroidal  $b_z$  excitado no plasma por um sistema de quatro módulos de antena para frequência de excitação de  $f = 3,5MHz$ , para o modo  $M = -1$  e  $N = -4$ .

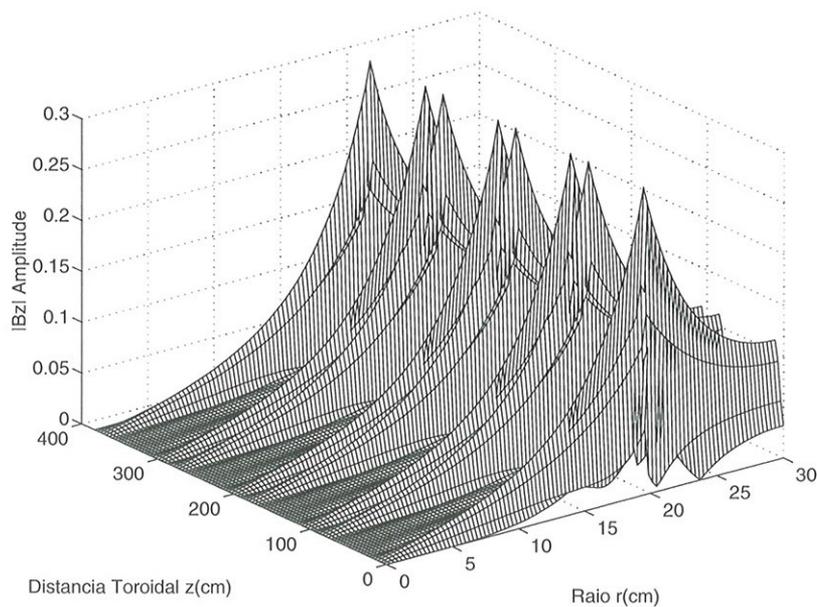


Figura 4.16: Campo magnético toroidal  $b_z$  excitado sem plasma por um sistema de quatro módulos de antena, para frequência de excitação de  $f = 3,5MHz$ , para o modo  $M = -1$  e  $N = -4$ .

A estrutura de campo magnético toroidal,  $b_z$ , obtido sem a presença do plasma, não apresenta mudanças significativas, em relação ao resultado anterior, na região dos anéis, conforme pode ser visto na Fig 4.16. No entanto, a intensidade do campo decresce mais rapidamente a partir do anel. Na sequência, obtivemos o resultado da estrutura do campo magnético,  $b_z$ , para excitação do plasma por um módulo da antena, conforme mostra a Fig 4.17. Novamente notamos que, apesar da excitação com um módulo da antena, a região de excitação apresenta uma certa continuidade.

Após as simulações numéricas, a estimativa da impedância total para os quatro módulos da antena, para excitação do plasma com modo  $M=-1$  e  $N=-4$ , apresentou como resultado a impedância total da antena de  $Z_o = 0,95\Omega$  e corrente elétrica total de  $i_o = 1,5KA$ , o que representa uma liberação de potência para o plasma de aproximadamente,  $\bar{P} \approx 1MW$ .

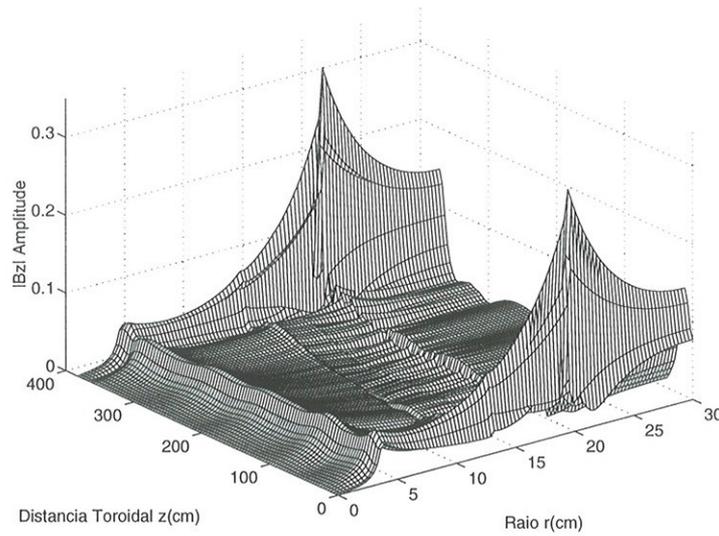


Figura 4.17: Campo magnético toroidal  $b_z$  excitado no plasma por um módulo de antena para frequência de excitação de  $f = 3,5MHz$ , para o modo  $m = -1$  e  $n = -4$ .



# Capítulo 5

## Construção da antena

### 5.1 Introdução

Neste capítulo é discutido o detalhamento do projeto executivo e dos procedimentos e processos adotados na construção do sistema de antenas, cujo projeto conceitual foi discutido no capítulo anterior. Embora a apresentação possa parecer demasiadamente tecnológica para uma tese de doutoramento em Física Experimental, o projeto e a construção de várias partes do sistema exigiram o desenvolvimento de procedimentos originais que justificam uma discussão detalhada. Tanto o projeto executivo como a usinagem e montagem de um módulo do sistema de antenas foram quase que totalmente realizados pelo autor.

Na Fig 5.1 é apresentado um esquema do sistema de antenas completo. O sistema é composto por quatro módulos equidistantes na direção toroidal, montados nas posições originais onde haviam sido instaladas as antenas do tokamak de Lausanne. Cada módulo contém três pares de anéis de cobre eletrolítico que circundam a coluna de plasma na direção poloidal. Para evitar o acoplamento capacitivo dos anéis das antenas com a coluna de plasma, eles são protegidos por uma tela de blindagem eletrostática que é aterrada na câmara de vácuo. Infelizmente foi possível finalizar somente a construção de apenas um módulo completo da antena juntamente com sua tela de Faraday. Como os anéis das antenas são instalados dentro da câmara de vácuo e alimentados com uma tensão de rádio-frequência de até 12 KV, é necessário utilizar passadores de corrente, com estanqueidade para alto vácuo, para alimentá-las. Desta forma, a construção do sistema de antenas pode ser dividido em três partes principais:

1. Antenas.
2. Tela de blindagem eletrostática.
3. Passadores de corrente.

Cada parte será discutida em detalhe nas sub-seções seguintes.

Uma restrição importante no projeto do sistema de antenas foi a imposição de que este pudesse ser inteiramente montado dentro da câmara de vácuo, do tokamak TCABR, através de suas janelas de diagnóstico, evitando uma desmontagem parcial da máquina, que levaria vários meses. O acesso através destas janelas de diagnóstico é bastante restrito, não somente pelo tamanho das janelas como também pelo espaço disponível entre as bobinas de campo toroidal, conforme pode ser visto na Fig A.2. Além disso, as dimensões da câmara de vácuo não são completamente uniformes, apresentando desvios locais com relação ao desenho de projeto, que

foram introduzidos nos processos de usinagem e soldagem da câmara. Para contornar estas dificuldades, todas as partes do sistema de antenas foram subdivididas em peças menores, com dimensões compatíveis com a necessidade de serem introduzidas através das janelas de diagnóstico. O processo de montagem da antena dentro da câmara de vácuo e o esquema adotado para compensar as imperfeições da câmara de vácuo também são descritos na sequência deste capítulo.

Finalmente, para testar a montagem do sistema de antenas, testar a estanqueidade dos passadores de corrente, caracterizar eletricamente o sistema de antenas quando alimentado pelo gerador e condicionar as superfícies das antenas, foi projetada e construída uma câmara de vácuo teste. Esta câmara reproduz, numa escala 1:1, um setor de  $72^\circ$  da câmara de vácuo do TCABR, incluindo todas as janelas de diagnóstico. O projeto e a construção da câmara de vácuo teste, descrita no apêndice A, também foi parte deste trabalho de doutoramento. A limpeza da superfícies das antena por descargas luminosas também foi feito dentro da câmara de vácuo teste.

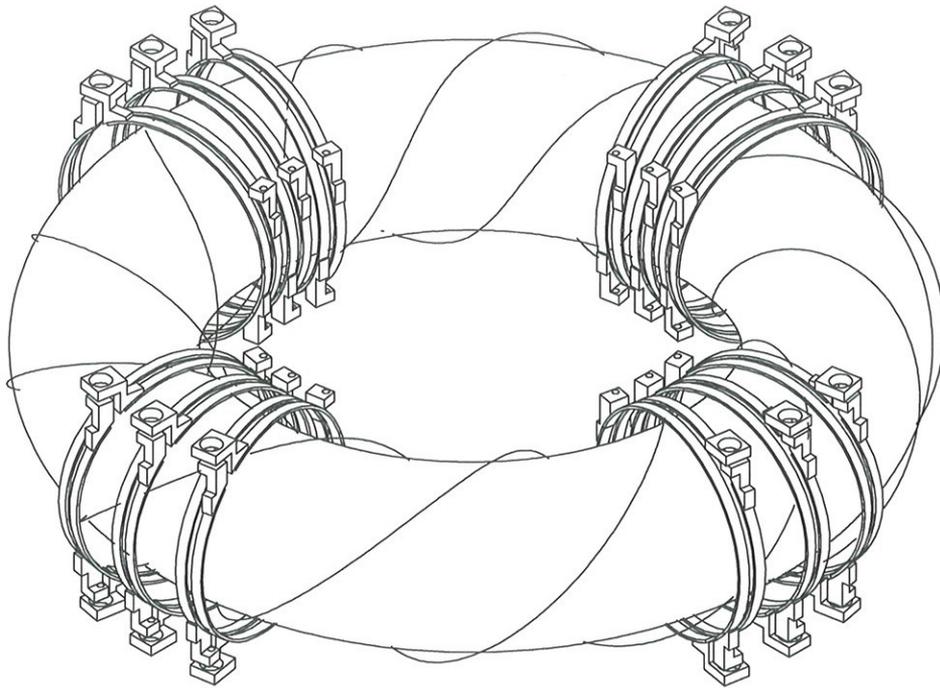


Figura 5.1: Esquema simplificado do sistema de antenas poloidais dispostas em torno da coluna de plasma.

## 5.2 Antena Poloidal

O sistema de antenas é composto por quatro módulos distribuídos igualmente na direção toroidal, montados nas posições originais onde haviam sido instaladas as antenas de Lausanne. Cada um destes módulos é constituído por três pares de anéis poloidais, de cobre eletrolítico, que estão espaçados de  $10^\circ$  na direção toroidal e eletricamente isolados da câmara de vácuo, conforme mostra a Fig 5.2.

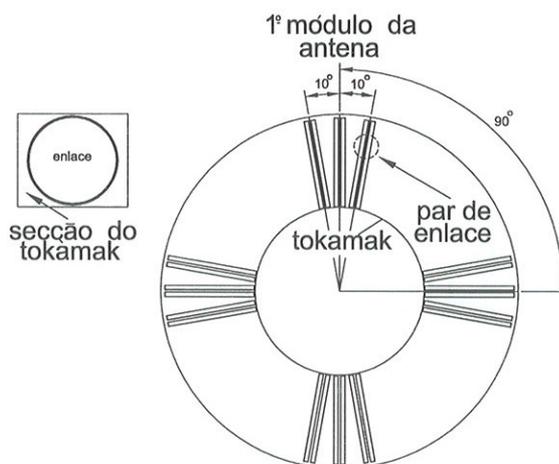


Figura 5.2: Disposição dos quatro módulos do sistema de antena.

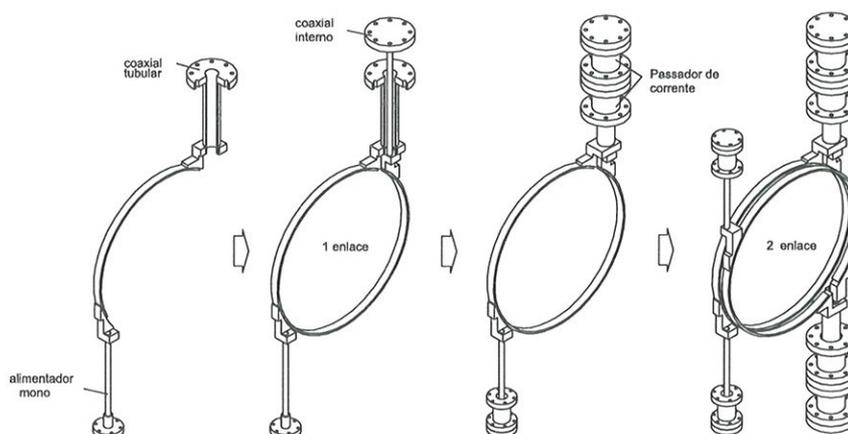


Figura 5.3: Diagrama das conexões de um par de anéis do sistema de antenas.

As alimentações de cada par são alternadas em relação ao equador do tokamak para reduzir a indutância mútua entre eles. Cada anel é dividido em dois enlases, alimentados em paralelo, de forma que o campo magnético produzido pela corrente de rádio-frequência tenha uma estrutura poloidal correspondente a um modo  $M=1$ . A entrada paralela dos dois enlases é feita através do passador de corrente coaxial instalado numa flange CF63. Os enlases passam para o outro lado da câmara, no mesmo plano poloidal, e são conectados na saída num passador de corrente monopolar instalado numa flange CF38. Na Fig 5.3 é apresentado o diagrama de conexões de

um par de anéis do sistema de antenas. Os anéis possuem 412 mm de diâmetro interno, com 5 mm de espessura por 20 mm de largura, e estão espaçados entre si de 12 mm em cada par. A conexão de cada enlace com os passadores de corrente é feita por três tipos de conectores de cobre, apresentados na Fig 5.4a. São usados dois conectores no passador de corrente coaxial, um para o núcleo e outro para o tubo, e um conector no passador de corrente monopolar. Na Fig 5.4b são apresentados os componentes, a parte do núcleo e a tubular, dos passadores de corrente coaxiais e monopolares.

Os conectores são fixados nos passadores de corrente, projetados de forma a garantir uma boa rigidez e precisão no posicionamento dos anéis feito sobre as flanges CF38 e CF63.

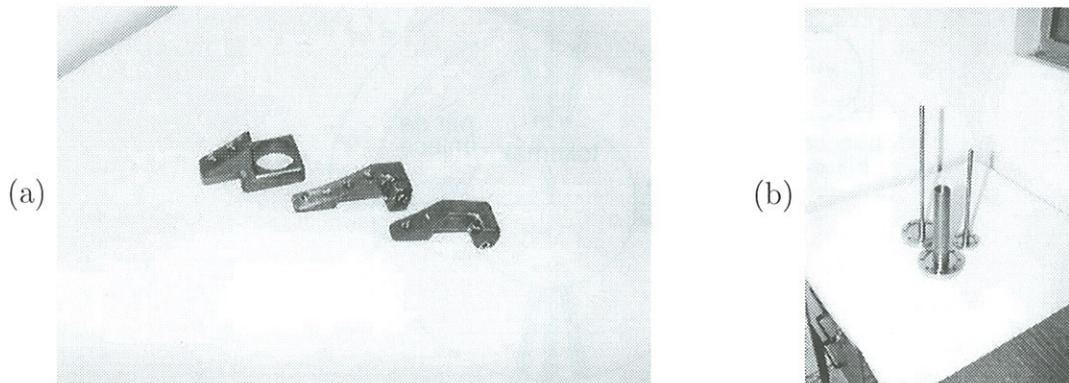


Figura 5.4: (a)Foto dos conectores de fixação dos ramos dos anéis.(b) Foto dos alimentadores tubular e mono.

Os enlaces foram usinados com 5mm de espessura e 20mm de largura e depois foram calandrados com um dispositivo de conformação especial, projetado e construído especialmente para este fim. A calandragem é feita com a chapa apoiada entre dois rolos-guia movidos por um terceiro rolo-motor de arraste. A deformação plástica é obtida em função do deslocamento do rolo de arraste, por meio do ajuste de um parafuso, que flexiona a chapa contra os dois rolos-guia, durante os arrastes repetidos. O ajuste final do perfil do anel, para um determinado raio, é obtido a partir de um gabarito, conformando a chapa ponto a ponto. Na Fig. 5.5 são apresentados dois enlaces do anel após o processo de calandragem.

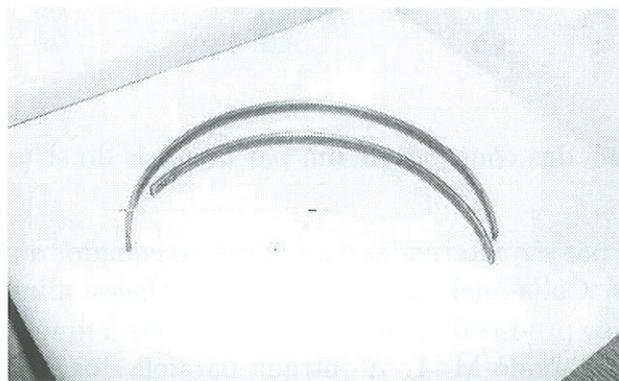


Figura 5.5: Dois ramos de um anel do sistema de antenas.

Como os anéis e os conectores são submetidos à elevadas voltagens, seus cantos foram arredondados e suas superfícies polidas. A isolamento elétrica nos passadores de corrente é obtida através dos isolantes de alumina, especialmente brasados com kovar. O desenvolvimento do processo de brasagem e construção dos passadores de corrente são descritos na próxima subseção .

O posicionamento dos anéis, como dos passadores, foi feito de forma a manter a simetria em relação ao equador do tokamak, com a finalidade de facilitar a sintonia de RF da antena com o oscilador quatro fases. Os passadores coaxiais e monopolares compõem as torres de alimentação da antena, acima e abaixo da câmara de vácuo, ocupando o espaço restrito entre os ramos horizontais das bobinas toroidais do tokamak. Este espaço é dividido também com o casador de impedâncias da antena. Na Fig 5.6, mostramos uma vista geral de três pares de anéis da antena montados no interior da câmara-teste.

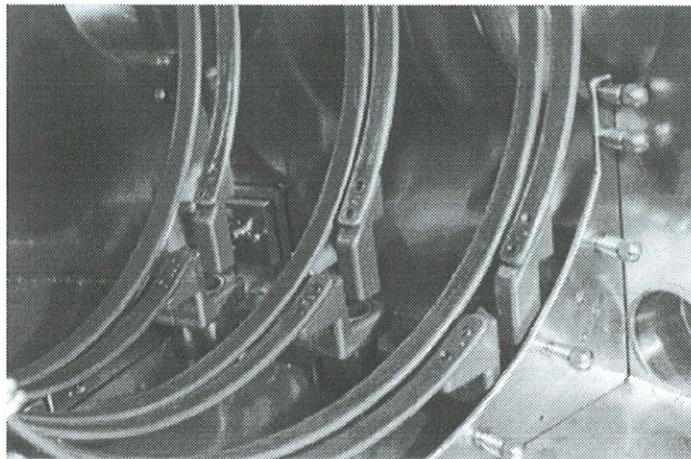


Figura 5.6: Antena dentro da câmara teste.

### 5.3 Tela de Faraday

Os elementos da tela de Faraday são feitos de bastão curvos de aço inox 316L, de 5mm de diâmetro. Os bastões foram calandrados paralelos ao plano equatorial do toroide, num setor de  $27,64^\circ$  no plano toroidal. A rede de elementos está localizada sobre uma superfície toroidal de raio menor 197,5mm e raio maior 615mm. A rede de 160 elementos é dividida em oito partes de 13 elementos e quatro de 14 elementos, com os bastões de cada parte soldados em placas de interligação, conforme mostrado na Fig 5.7.

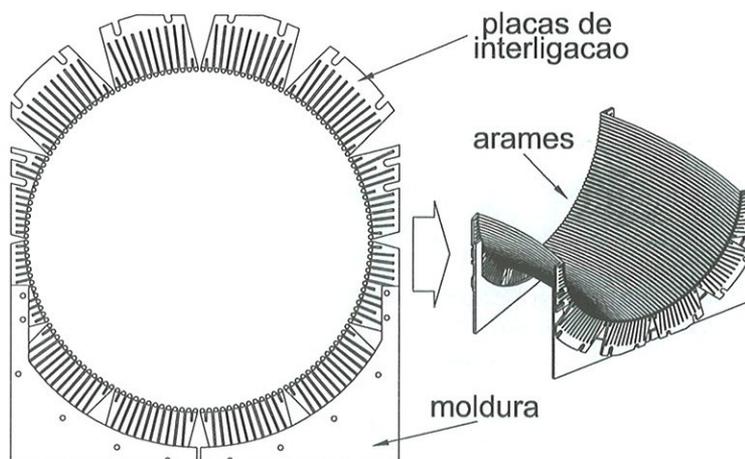


Figura 5.7: Vista em corte poloidal e em perspectiva da tela de Faraday.

Os bastões foram cortados aproximadamente no comprimento necessário para completar a rede, como apresenta a Fig 5.8. As duas extremidades dos bastões, que não são totalmente encurvadas no processo de calandragem, são corrigidas manualmente após a calandragem. A rede de elementos é composta de 80 pares de raios diferentes, entre 417,5 mm e 812,5 mm.

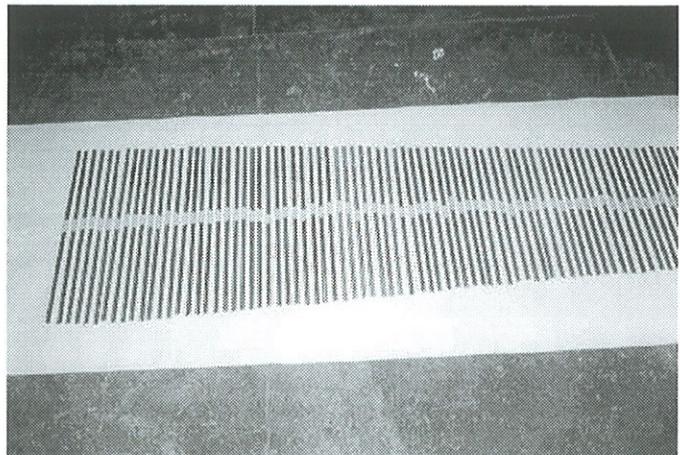


Figura 5.8: Foto dos bastões da tela de Faraday antes de serem calandrados.

Os elementos foram calandrados com o mesmo dispositivo utilizado na calandragem dos anéis da antena. As rodas-guias foram substituídas por outras, com sulcos arredondados, para manter o direcionamento dos elementos, durante a calandragem. Na Fig 5.9 é vista uma foto da calandra.



Figura 5.9: Foto da calandra com os roletes utilizados na calandragem dos elementos da tela de Faraday.

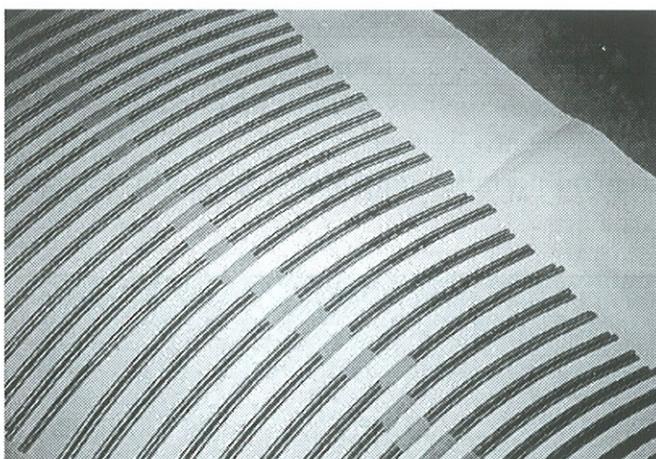


Figura 5.10: Foto dos pares de bastão da tela de Faraday, já calandrados.

O ajuste da curvatura de cada elemento foi feito a partir da corda e da flecha do arco, em função do comprimento total do elemento. Na Fig 5.10 são apresentados os elementos calandrados, com a precisão desejada para permitir a montagem final da rede de elementos acompanhando uma superfície toroidal.

As placas de interligação de 5 mm de espessura, de aço inox 316L, mostrados na Fig 5.11, foram construídas com dimensões não superiores a 150 mm, de forma que as diferentes partes, após a soldagem dos elementos, possam ser introduzidas e montadas pelas janelas de diagnósticos do tokamak. As placas de interligação apresentam ranhuras para reduzir a deformação do espectro emitido pela antena e para dissipar menos potência no plasma periférico. Nas extremidades dos dedos das placas receberam cavas para acomodação dos bastões durante a soldagem final.

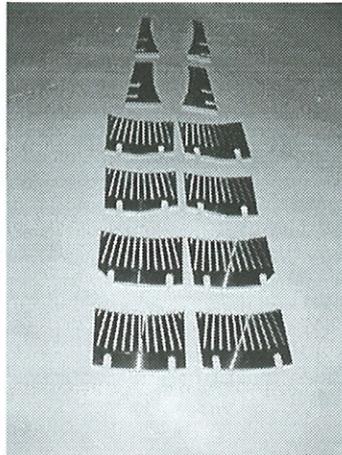


Figura 5.11: Foto das placas de interligação que sustentam os elementos da tela de Faraday.

Um dispositivo foi especialmente construído para garantir o posicionamento entre as placas de interligação e seus elementos durante a soldagem, conforme mostra a Fig 5.12. As placas de interligação são fixadas nas laterais, sobre suportes, e apoiam as duas extremidades de cada bastão. O paralelismo de curvatura dos elementos com o plano equatorial do tokamak é obtido apoiando o vão central dos elementos sobre uma placa central com ranhuras usinadas nas posições corretas de cada elemento da tela.

A comutação da placa central permite completar a soldagem dos 160 elementos da rede em duas etapas.

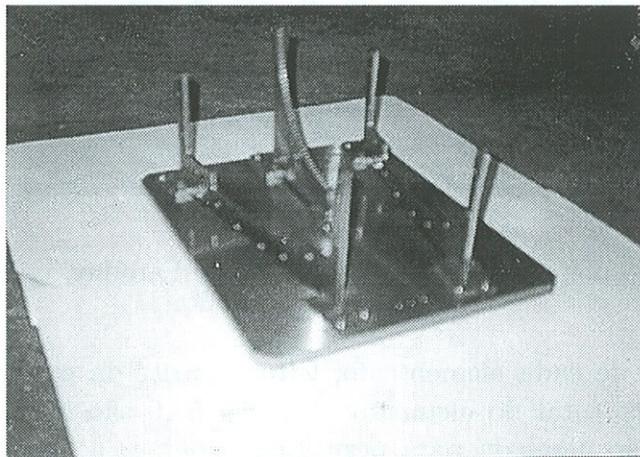


Figura 5.12: Foto do dispositivo de montagem para solda dos componentes da tela de Faraday.

Na primeira etapa foram soldados três conjuntos de elementos de raios maiores que 615 mm. Após a comutação da placa central, foram soldados mais três conjuntos com raios menores que 615mm O processo foi repetido duas vezes para completar a soldagem da tela de Faraday, como mostra a Fig 5.13. A soldagem foi feita pelo processo TIG e as superfícies foram polidas e os cantos arredondados após a soldagem. Na Fig 5.14 é apresentada a montagem final da tela de Faraday no interior da câmara de vácuo teste.

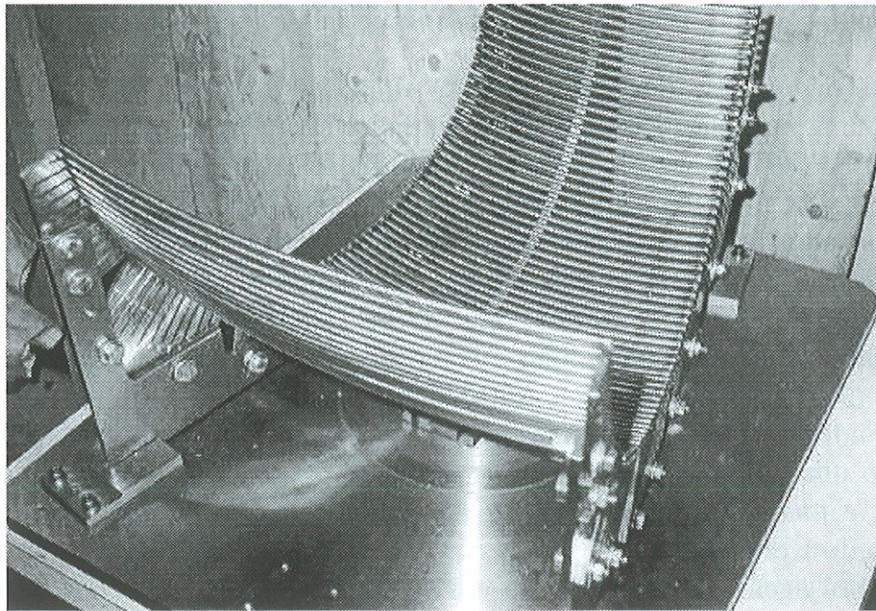


Figura 5.13: Foto de metade da tela de Faraday no dispositivo de soldagem.

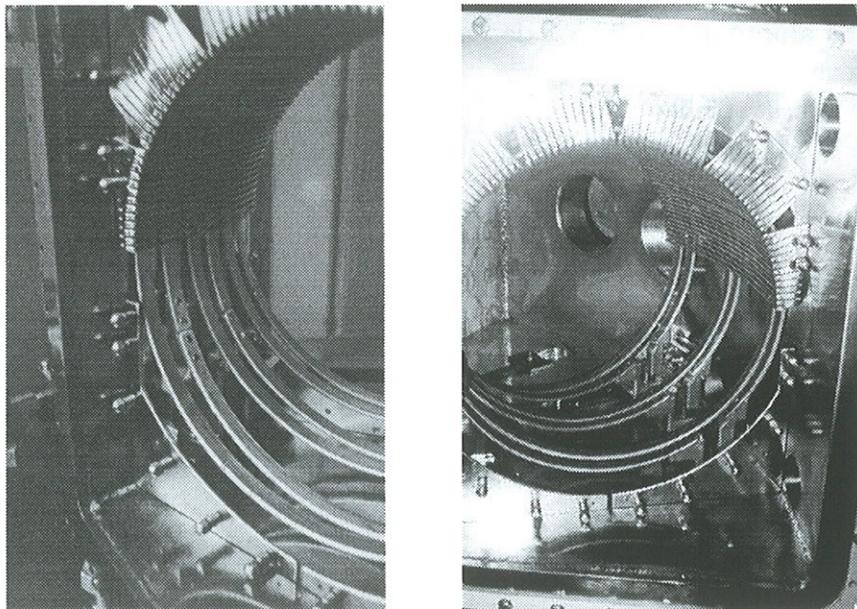


Figura 5.14: Vista geral da antena e da tela de Faraday no interior da câmara de vácuo teste.

## 5.4 Desenvolvimento dos passadores de corrente

Devido ao alto preço dos passadores de corrente vendidos no mercado exteno <sup>1</sup> e também da necessidade de uma elevada quantidade, 72 unidades ao todo, para montagem dos quatro módulos da antena RF, decidimos investir na sua produção local.

Os passadores de corrente são normalmente montados com cerâmica de alumina e adaptados com flanges padronizadas permitindo conduzir correntes elétricas para o interior da câmara de vácuo. A sua confecção depende de um processo de soldagem especial, chamado de *brasagem*, entre qualquer par de materiais, como no caso do passador, entre a alumina e o elemento metálico kovar, usando o CuSil<sup>R</sup> como filler e como metal ativo a tinta de hidreto de titânio. Durante a brasagem entre a alumina e o kovar ocorre a formação de uma liga, proveniente do 'filler' CuSil, conforme mostra a Fig 5.15, a reação química do oxigênio da alumina com o titânio formando uma liga TiO na superfície da cerâmica, com a mobilidade do titânio do hidreto de titânio, a formação de uma matriz AgCu e também o surgimento de uma liga de titânio com o ferro do Kovar[68].

O processo de brasagem foi desenvolvido em colaboração com o Departamento de Materiais do Laboratório Nacional de Luz Sincrotron- LNLS[69] e com o Departamento de Física Experimental do IFUSP.

Os quatro componentes básicos no processo de brasagem são

1. Cerâmica de alumina com 99,5% de pureza
2. Copo de kovar
3. Lâmina de CuSil<sup>R</sup> ('filler')
4. Tinta de hidreto de titânio  $TiH_2$  ('getter')

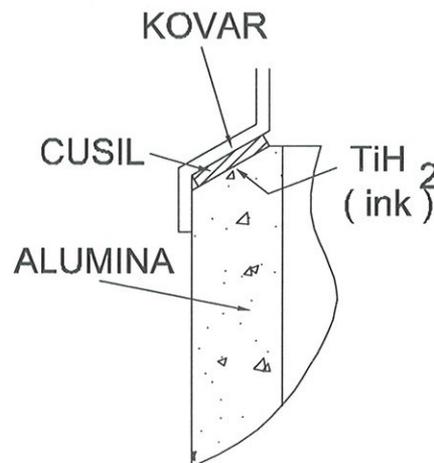


Figura 5.15: Esquema mostrando a disposição dos componentes básicos no processo de brasagem.

<sup>1</sup>cerca de US\$ 1500,00 por peça

### 5.4.1 Preparação dos componentes

#### Alumina

Os cilindros de alumina 99% foram fornecidos por um fabricante nacional, Carbus, com dimensões e formatos por nós especificados para os padrões das flanges CF38 e CF63. Suas extremidades foram chanfradas para facilitar a centralização dos copos de kovar. Os cilindros, do primeiro lote, foram submetidos a um ensaio de *líquido penetrante* para averiguar a existência de trincas e logo após foram mantidos em pré-limpeza de  $1100^{\circ}C$  num forno para eliminar qualquer resquício proveniente de manipulação. Depois os cilindros foram submetidos a um teste preliminar de pré-brasagem, à  $865^{\circ}C$  durante 20 minutos num forno á vácuo, para certificar a qualidade de fabricação. Os cilindros apresentaram na superfície uma coloração cinza, de contornos bem definidos, indicando a presença de um contaminante na constituição da cerâmica, apresentado na Fig 5.16a. O contaminante poderia comprometer a atuação do 'getter', tinta de hidreto de titânio, durante a brasagem. Provavelmente o contaminante era devido a resquícios do aglutinante utilizado na sinterização da alumina. Os cilindros foram recuperados, Fig 5.16b, junto ao fornecedor, e preparados para o processo de brasagem.

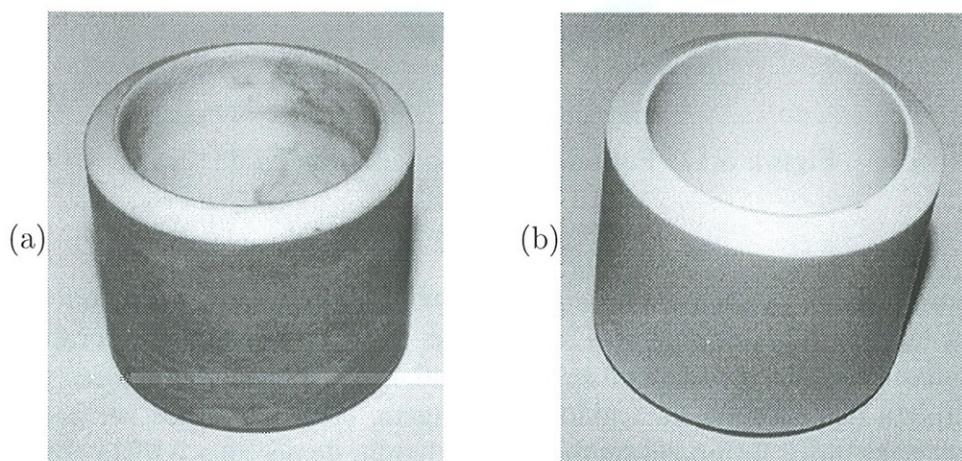


Figura 5.16: (a) Alumina reprovada. e (b) Alumina aprovada.

Para aumentar a ação do metal ativo do titânio na região cônica, as partes foram pintadas com uma camada bastante fina de tinta de hidreto de titânio. A pintura foi impregnada com um pincel de cerdas macias, com o cilindro em rotação lenta, para que a espessura da tinta pudesse ser controlada e concluída numa única volta. A estanqueidade de brasagem é obtida somente na superfície da cerâmica que estiver impregnada com 'getter'. Durante a fusão, o 'filler' se espalha por toda a superfície e é absorvido somente na região da tinta, migrando mesmo contra a gravidade. Após a secagem da tinta, os cilindros foram acondicionados dentro de um desumidificador. Como o hidreto de titânio é a base de nitrocelulose, em alguns casos foi necessário diluí-lo com acetato de isobutila.

### Kovar

O kovar é o metal ideal para formar a junção cerâmica-metal, devido ao coeficiente de dilatação térmica ser próximo da alumina<sup>2</sup>, pois isto evita o rompimento da liga de solda durante a brasagem [70]. As folhas de kovar,<sup>3</sup> de 0,5 mm de espessura, foram importadas da Goodfellow Cambridge Limited e manufaturadas em formato de copos por uma empresa, Precivale, utilizando o processo de repuxamento dinâmico em tornos. Durante o processo de rotação, as chapas de kovar são gradativamente recalçadas sobre moldes com espátulas, até se obter o formato desejado, mostrado na Fig 5.17. Foram confeccionados copos de dois tamanhos para adaptação nas flanges CF63 e CF38.



Figura 5.17: Foto de um copo de kovar CF63.

### CuSil

O CuSil é um metal de preenchimento, 'filler', entre a alumina e o kovar, que participa na formação da liga entre os dois componentes<sup>4</sup>. As folhas de 50 $\mu m$  de espessura foram importadas da Wesgo de Belmont, USA. As folhas foram recortadas em formato de setores para cobrir a área cônica completa da alumina, na região de brasagem, como podemos ver nas Fig 5.18a e 5.18b. Os setores recortados foram submetidos a um banho de acetona e ultra-som durante 15 minutos e acondicionados num desumidificador.

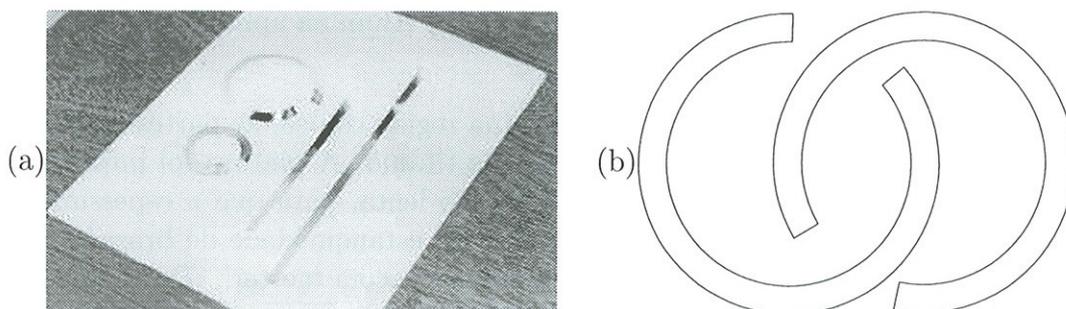


Figura 5.18: (a)Setor de CuSil recortados.e (b)Desenho do formato de recorte.

<sup>2</sup>Expansão Térmica:  $4,81 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  (20 a 200 °C)

<sup>3</sup>Glass Sealing Alloy ( Fe54, Ni 29, Co17 )

<sup>4</sup>Composto de elementos Cu28 e Ag72

### 5.4.2 Processo de brasagem

Os fornos à vácuo do LNLS, Fig 5.19, são adaptados com resistores de nióbio de  $1\Omega$  e revestidos internamente por refletores de níquel, podendo atingir uma temperatura final de até  $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ , e são refrigerados a água. A temperatura é medida por termopares instalados, estrategicamente, no interior da câmara.

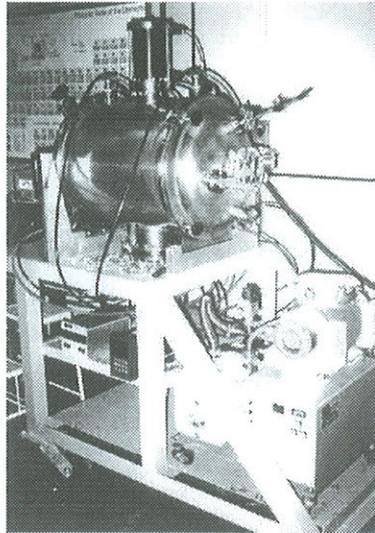


Figura 5.19: Câmara de vácuo do LNLS.

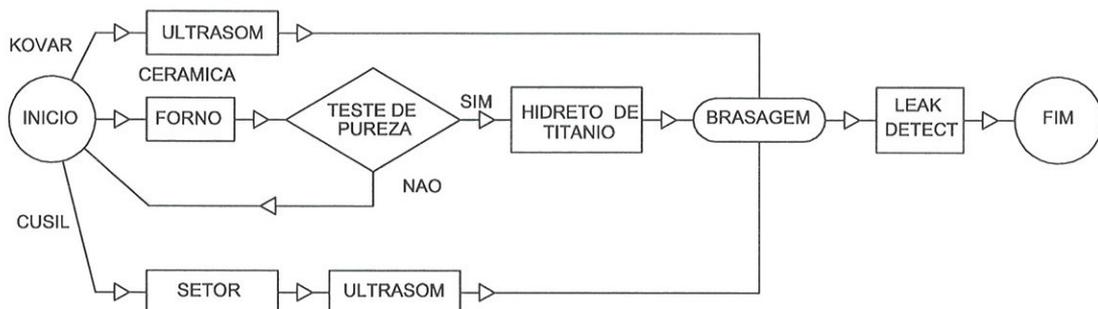


Figura 5.20: Fluxograma de brasagem.

Antes dos componentes entrarem no processo de soldagem por brasagem, eles são devidamente preparados e seguem uma orientação de acompanhamento de acordo com o fluxograma apresentado na Fig 5.20. Segundo o fluxograma, após a preparação dos componentes, explanados no item anterior, eles são levados para o processo de brasagem. Uma dupla camada de lâminas de CuSil é colocada entre o kovar e a alumina, cobrindo toda região cônica das duas extremidades da alumina, com o cuidado de não deixar nenhum espaço em vazio, o que daria margem a uma brasagem mal sucedida, conforme mostra a Fig 5.21a. Então o conjunto é montado dentro das luvas formando uma cápsula de brasagem, conforme mostra a Fig 5.21b.

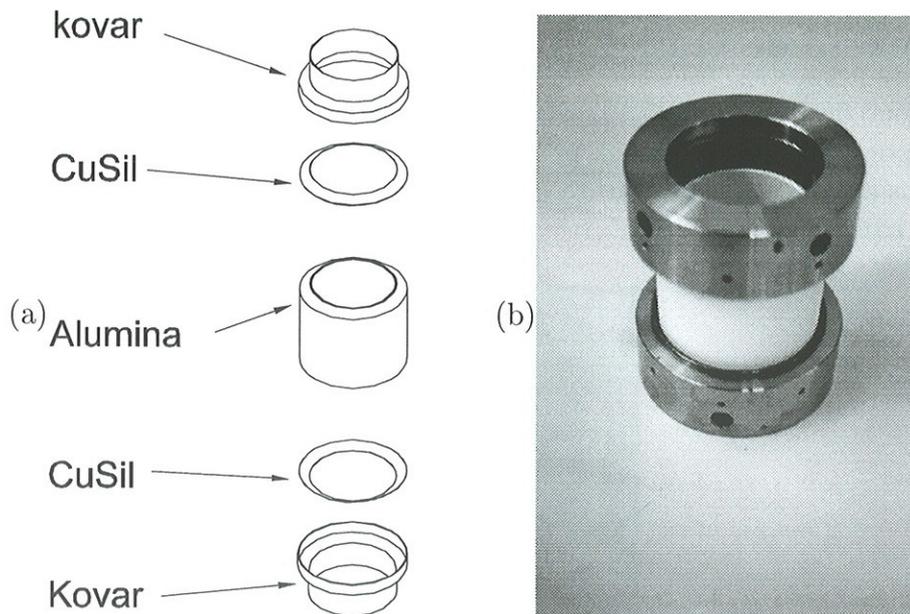


Figura 5.21: (a) Componentes da brasagem.(b) Cápsula de homogeneização .

A cápsula favorece uma homogeneidade de temperatura na região de brasagem, monitorada por um termopar acoplado diretamente na região cônica. O controle da temperatura é fundamental. A temperatura é gradativamente elevada, numa taxa de  $2^{\circ}C$  por minuto, até alcançar um patamar de  $780^{\circ}C$  e mantida fixa, durante 10 minutos, quando ocorre a formação das ligas. Temperaturas muito acima de  $780^{\circ}C$  provocariam a vaporização do 'filler'. Uma outra função importante da cápsula é o assentamento do seu peso, pressionando o copo de kovar sobre a cerâmica durante a fusão do 'filler'. A cápsula é colocada no interior da câmara e mantida numa pressão de  $1.0 \times 10^{-6}$  mbar. Neste período o CuSil se funde e o titânio migra entre a alumina e o kovar, consolidando a formação das ligas. A partir de então o sistema é resfriado lentamente até atingir a temperatura ambiente. O processo completo de preparo dos componentes, brasagem, resfriamento e verificação de vazamento com um detector de vazamentos, leva cerca de dois dias.

As duas primeiras tentativas não foram bem sucedidas. Na primeira o 'filler' não fundiu completamente, por ter faltado um maior tempo de permanência das peças no patamar de  $780^{\circ}C$  e, na segunda tentativa, talvez por excesso de hidreto de titânio, notamos uma presença muito reduzida do 'filler'. Para corrigir a primeira falha, o tempo de permanência no patamar foi aumentado de 5 minutos para 10 minutos; e para corrigir a segunda, dobramos a camada do 'filler' na região de brasagem. Assim, na terceira tentativa obtivemos a nossa primeira brasagem bem sucedida. Notamos uma coloração amarelada cintilante na região de brasagem, mostrando nitidamente a presença do 'filler'. O teste de vazamento acusou uma estanqueidade com  $10^{-10}$  de sensibilidade.

Após a primeira brasagem bem sucedida, realizamos a brasagem completa de 18 passadores de corrente de tamanhos CF63 e CF38, com êxito. Em termos de custos, cada unidade de passador de corrente contabilizou um custo de US\$ 350,00, cerca de 4 vezes mais barato do que um similar importado da Goodfellow, de US\$ 1500,00.

Na Fig 5.22 apresentamos um núcleo do passador de corrente logo após a brasagem. Os passadores foram montados nas flanges no próprio LNLS, Fig 5.23a, e finalmente testados num detector de vazamento  $10^{-10}$  de sensibilidade. A Fig 5.23b mostra uma torre com passador coaxial montada na câmara de vácuo do TCABR.



Figura 5.22: Núcleo do passador de corrente.

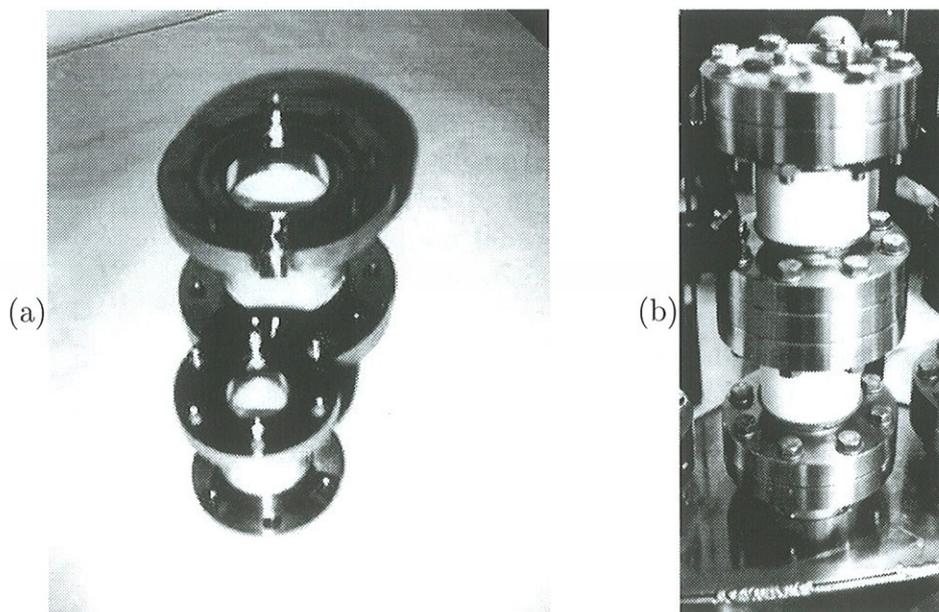
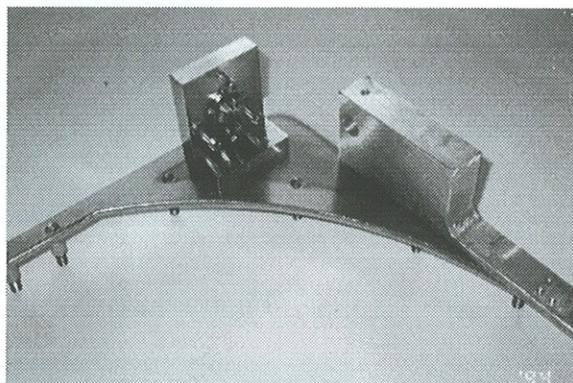


Figura 5.23: (a) Passadores de corrente.e (b) Torre de alimentação .

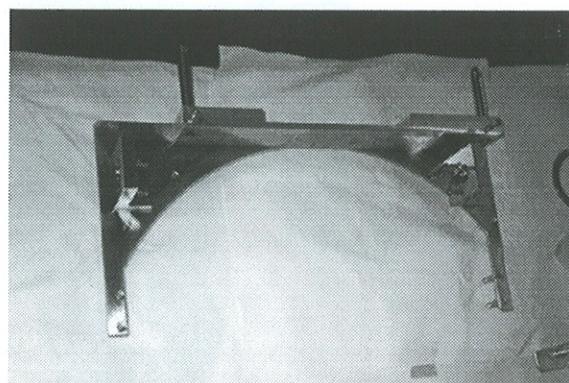
## 5.5 Processo de montagem da antena e da tela de Faraday no tokamak TCABR

Em vista das deformações constatadas na câmara do tokamak, tanto a antena como a tela de Faraday foram montadas sobre os eixos dos alimentadores. A antena foi fixada nos alimentadores por meio dos conectores de cobre e a tela de Faraday foi fixada sobre as plataformas da câmara através de um sistema orbital de parafusos, cujo ajuste foi obtido utilizando um gabarito fixado nos alimentadores pelas flanges CF63 e CF38. O subconjunto do gabarito mais as molduras possuem uma dimensão total adequada para passá-los através da janela de diagnóstico, de forma que obtemos economia de tempo na sua pré-montagem fora do tokamak. Antes da montagem foi efetuada limpeza das peças para o ambiente de vácuo, tratando-as com detergente e álcool isopropílico e finalizando com um banho em ultra-som e acetona. Nos itens seguintes descrevemos a sequência de montagem da antena e da tela de Faraday na câmara de vácuo do tokamak TCABR.

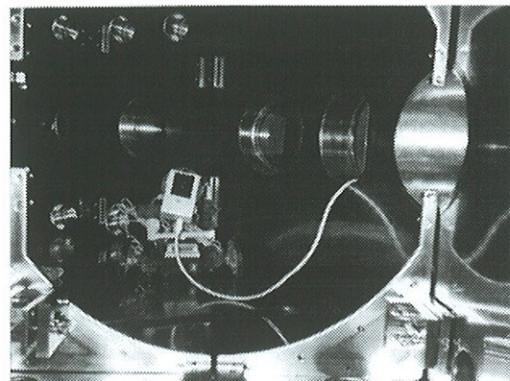
1. A cantoneira é montada sobre a moldura da tela e o conjunto fixado sobre o gabarito de alumínio. A cantoneira tem um sistema orbital de assentamento que determina o melhor plano de posicionamento espacial da tela de Faraday.



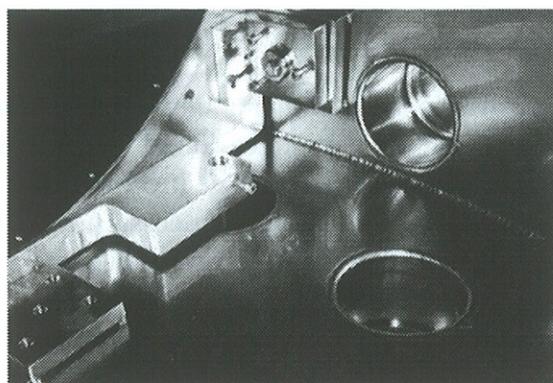
2. As duas molduras são fixadas no gabarito de alumínio. São necessárias quatro etapas para montar todas as molduras. O elo de ligação entre as flanges CF63 e CF38 são dois pinos adaptados no gabarito e distantes de 333mm um do outro. O rasgo na parte central do gabarito é um desvio para contornar as plataformas horizontais de fixação, já soldadas na câmara de vácuo.



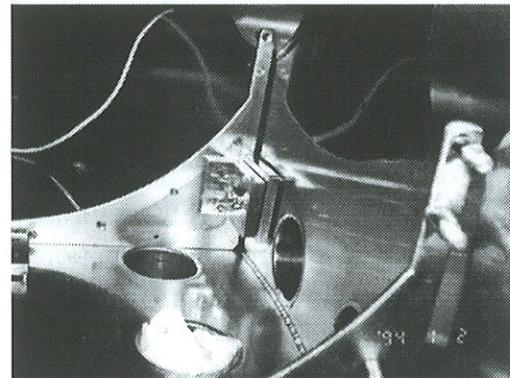
3. O espaço restrito de difícil acesso entre as bobinas toroidais exigiu o uso de um robô adaptado com uma câmera. A visualização das peças pode ser feita num monitor externo para visualizar os encaixes dentro da câmara. Iluminação apropriada e uso de espelhos também foram de extrema utilidade durante a montagem. A participação de duas pessoas na montagem foi crucial para assegurar um perfeito posicionamento nos encaixes das peças.



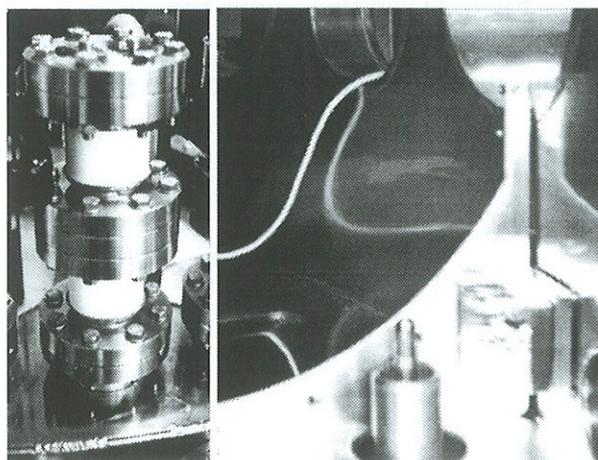
4. O subconjunto do gabarito é inserido pela janela de diagnóstico. Por dentro da câmara, os pinos do gabarito são expostos através das flanges CF63 e CF38 e parafusados pelas flanges. Então os 3 parafusos do sistema orbital são estendidos até contactar a plataforma, procurando a melhor superfície, e um quarto parafuso central da plataforma permite a fixação.



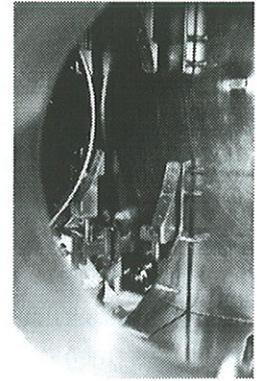
5. Após o aperto do sistema orbital, o gabarito pode ser removido, retirando-se os parafusos das molduras e soltando as flanges dos pinos. É imprescindível obstruir as aberturas das janelas inferiores, devido a descuidos que poderão ocasionar queda de objetos metálicos nestes recintos.



6. Com as molduras da tela posicionadas no seu local definitivo, as torres de alimentação são posicionadas, acima e abaixo do tokamak, conforme mostra a primeira figura. O alimentador coaxial teve a parte tubular intercalada com a parte central a partir de dois passadores de corrente. O alimentador monopolar foi montada somente com um passador de corrente.



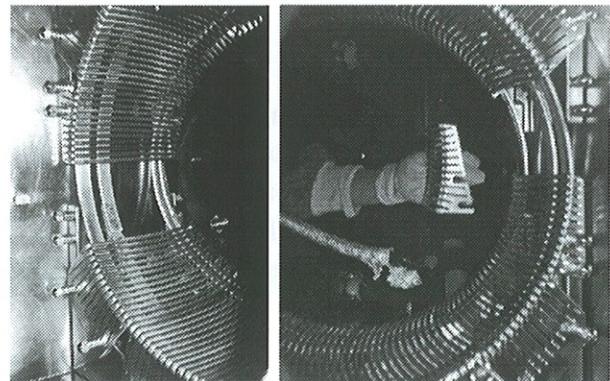
7. Os conectores são montados nas pontas dos alimentadores para fixar os enlaces da antena. Eles são montados com um leve aperto dos seus parafusos, para que as posições espaciais dos anéis possam ser ajustadas e apertadas no final da montagem.



8. Durante a montagem de um anel, em primeiro lugar é montado o enlace longo e depois o curto. A montagem do outro anel é invertida em relação ao primeiro anel. O mesmo processo é repetido 6 vezes para a montagem de 3 pares de anéis.



9. Após completar a montagem da antena, então são montados os 12 setores da tela de Faraday fixados sobre as oito molduras. Os setores foram montados com porcas sobre buchas. Um detalhe importante durante a instalação é evitar um aperto demasiado das porcas devido a fragilidade da solda TIG dos parafusos.



Na Fig 5.24 são mostradas três vistas parciais do primeiro módulo das antenas inteiramente montado dentro da câmara de vácuo. Após a montagem, a câmara foi fechada e testes de vácuo mostraram que nenhum vazamento foi introduzido no processo.

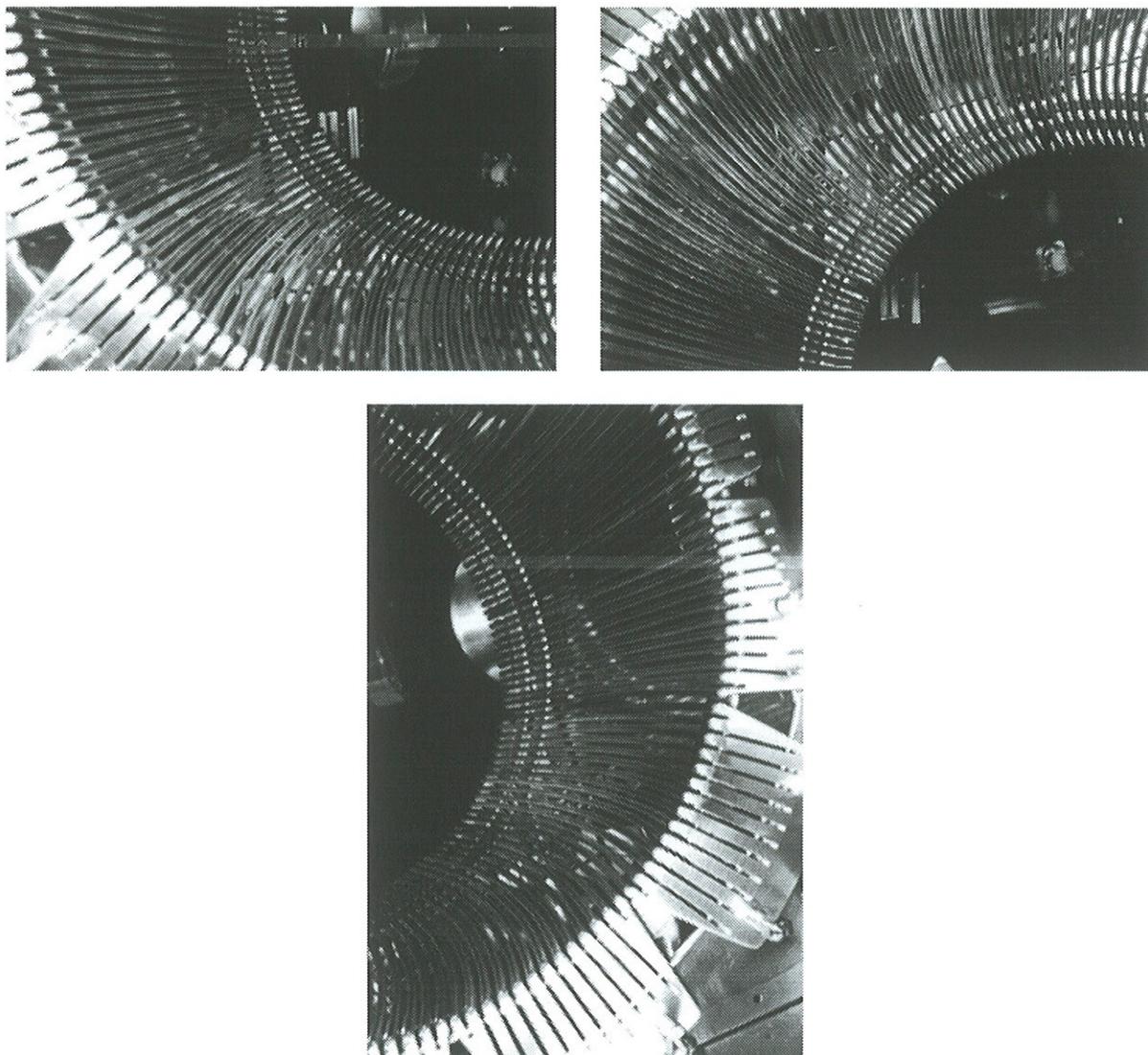


Figura 5.24: Vistas da montagem final de um módulo da antena com a tela de Faraday. Na foto superior esquerda, vista inferior da antena; na foto da direita, vista superior; e na foto inferior uma vista lateral da antena.



## Capítulo 6

# Desenvolvimento do oscilador de quatro fases

### 6.1 Introdução

Em geral, a alimentação do sistema de antenas para experiências de Alfvén ou de ressonância ciclotrônica iônica é feita amplificando-se o sinal de um oscilador de rádio-frequência, de baixa potência e bastante estável, no qual é selecionada a frequência básica de operação. No tokamak PHAEDRUS-T, por exemplo, são utilizados dois osciladores de baixa potência, com fases independentemente ajustáveis, para geração do sinal de rádio-frequência. O sinal é primeiramente amplificado para 400W, usando um amplificador de rádio convencional, e depois amplificado sucessivamente para 40KW e 400KW, usando osciladores alimentados por bancos de capacitores. O sinal do oscilador é transmitido para a antena através de cabos coaxiais e, próximo à antena, é colocada uma caixa acopladora de impedâncias, geralmente com capacitores variáveis à vácuo. As defasagens entre os vários elementos da antena podem ser obtidas através de componentes discretos ou variando-se o comprimento dos cabos de alimentação.

No tokamak TCA em Lausanne, as seis condutores da antena tipo placa de cada módulo da antena, três superiores e três inferiores, eram alimentadas em paralelo, sem nenhuma possibilidade de defasagem entre elas. Este sistema produz um espectro com números de onda poloidais concentradas em  $|M| = 1$ . Para variar o número de onda toroidal, a fase entre módulos sucessivos era mudada de  $\pi$ , produzindo um espectro concentrado no número de onda poloidal  $|N| = 2$ . Desta forma, o sistema de alimentação era bastante simples, utilizando um único oscilador ( $f = 0,3 \sim 5MHz$ ,  $P \leq 1MW$ ), conforme mostra a Fig. 6.1[71].

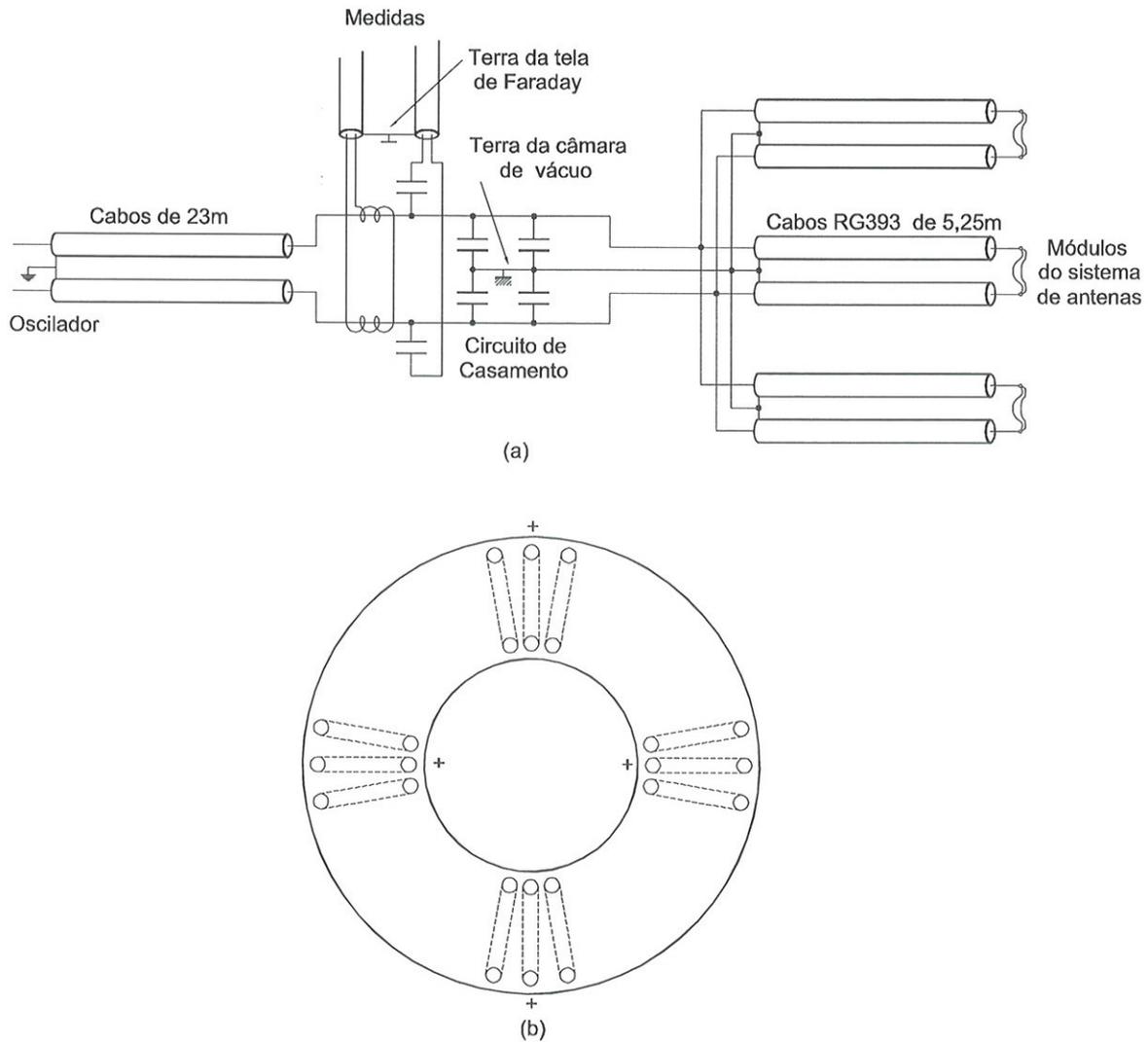


Figura 6.1: Esquema do circuito de alimentação da antena de Alfvén no tokamak TCA, em Lausanne, mostrando os circuitos de medida e de casamento de impedâncias (a). Na figura (b) é indicado o esquema de conexão dos quatro módulos para excitação de um modo  $|N| = 2$ . O sinal (+) indica o lado da entrada da corrente em cada elemento da antena.

O sistema de excitação de ondas de Alfvén projetado para o tokamak TCABR, descrito no capítulo 4, requer maior flexibilidade de defasagem entre os vários elementos da antena, para poder garantir a excitação de modos com  $|N| = 2, 4$  e  $6$ . Este requerimento exigiu o desenvolvimento de um oscilador especial de rádio-frequências, bastante original [61]. O princípio de funcionamento do oscilador é baseado no conceito de quatro fases, ou seja, são usados quatro circuitos tanques e quatro válvulas de potência. Um sinal de realimentação do circuito tanque de um estágio é defasado de  $\pi/2$  e injetado na grade da válvula do próximo estágio. Desta forma, o ciclo completo de realimentação se obtém após os quatro estágios. Este esquema foi conceitualmente desenvolvido no Laboratório de Sukhumi, Georgia, mas foi pela primeira vez detalhado e efetivamente implementado em nosso laboratório.

O desenvolvimento e construção do oscilador de quatro fases foi um processo bastante interessante. O projeto eletrônico detalhado foi feito pelo Dr. L. Ruchko. Como parte desta tese, fizemos o detalhamento do *'lay-out'* do gabinete do oscilador, incluindo a disposição das válvulas, circuitos de resfriamento e conexão de saída. A construção do gabinete do oscilador, incluindo circuitos de alimentação dos filamentos, dispositivos de refrigeração e dispositivos de segurança, foi feita na empresa POLITRON, com nosso acompanhamento. O gabinete foi então trazido para o nosso laboratório, onde foi feita a instalação dos triodos de potência e dos circuitos tanque e de realimentação.

O oscilador é alimentado por um banco de capacitores, através de uma linha formadora de pulso. Atualmente, o número de estágios na linha limita a duração do pulso em 4 a 5ms. No entanto, existem capacitores para pelo menos triplicar a duração do pulso de rádio-frequências.

O circuito casador de impedâncias foi projetado para ser instalado diretamente sobre os alimentadores dos anéis do sistema de antenas, dentro de uma caixa metálica de blindagem.

Os detalhes deste sistema de geração de rádio-frequência são apresentados neste capítulo. Começaremos descrevendo o sistema de alimentação de potência, a linha formadora de pulsos e, a seguir, descrevemos o oscilador de quatro fases, terminando por apresentar o projeto idealizado do circuito casador de impedâncias.

## 6.2 Linha formadora de pulso

A linha formadora de pulsos foi projetada de acordo com a configuração de estágios  $\pi$  padrão capacitor-indutor, conforme indicado na Fig 6.2.

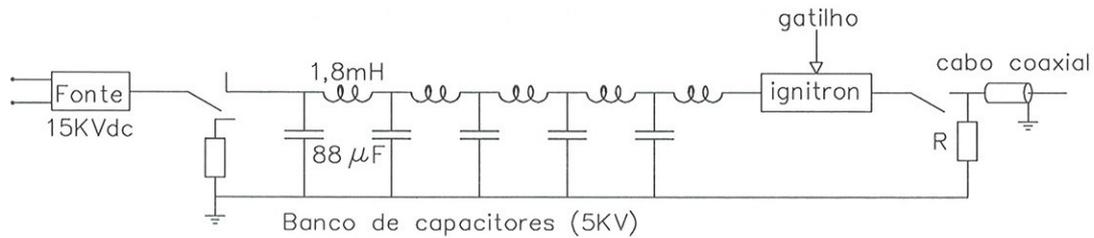


Figura 6.2: Esquema da linha formadora de pulso.

Os capacitores utilizados foram capacitores a óleo, de 15 KV nominal, obtidos por doação do Laboratório de Frascati, Itália. Todos os capacitores tiveram que ser recuperados e testados e, devido ao tempo gasto neste processo, a linha foi inicialmente montada com um número limitado de capacitores, reduzindo o tempo de duração do pulso. No entanto, existem mais capacitores disponíveis e, no futuro, a duração do pulso pode ser estendida aumentando-se o número de estágios  $\pi$ .

O diagrama do circuito da linha formadora de pulsos, na configuração atual, é mostrado na Fig 6.2. Cada capacitor de  $88\mu F$  representa, na realidade, uma associação em paralelo de 4 capacitores de  $22\mu F$ . Os indutores de  $1,8mH$  foram construídos localmente, usando cabos de  $10mm^2$  de secção reta, com as camadas sucessivas do enrolamento isoladas com uma fita de fibra de vidro impregnada em tinta epoxi. As ligações da fonte de corrente contínua, de 15 KV, e da linha formadora de pulso são feitas por chaves tipo faca, acionadas pneumaticamente, por motivos de segurança. A descarga da linha formadora de pulsos é feita através de uma válvula ignitron BK506, através de um pulso de gatilho. Maiores detalhes sobre a construção da linha, incluindo a fonte de corrente contínua, são dados na referência [42].

A indutância utilizada foi de  $L = 1,8mH$ , de forma que a impedância característica da linha ficou em  $Z_o = \sqrt{L/C} = 4,5\Omega$ . O resistor  $R$  de carga, na saída do banco de capacitores, permite-nos o acoplamento de impedância entre os dois sistemas. A duração do pulso, avaliada pela expressão  $\tau = 2N\sqrt{LC}$ [72], onde  $N = 5$  é o número de estágios  $LC$ , é  $\tau \approx 4ms$ , e a energia total é  $E = C_{tot}U^2/2 = 22KJ$ , para  $U = 10KV$ . Estes cálculos, aproximados, foram verificados através de uma simulação do desempenho do circuito, utilizando o programa MICROCAP, e comparados com resultados experimentais[42]. Os ensaios experimentais mostraram que uma resistência de saída  $R = 8\Omega$  otimiza o casamento de resistência com o oscilador. Na Fig 6.3 é apresentado um pulso de tensão da linha formadora de pulsos, tanto calculado pelo programa MICROCAP como obtido experimentalmente para uma tensão  $U = 2,5kV$  de carregamento do banco e uma resistência de carga de  $R = 8\Omega$ [42].

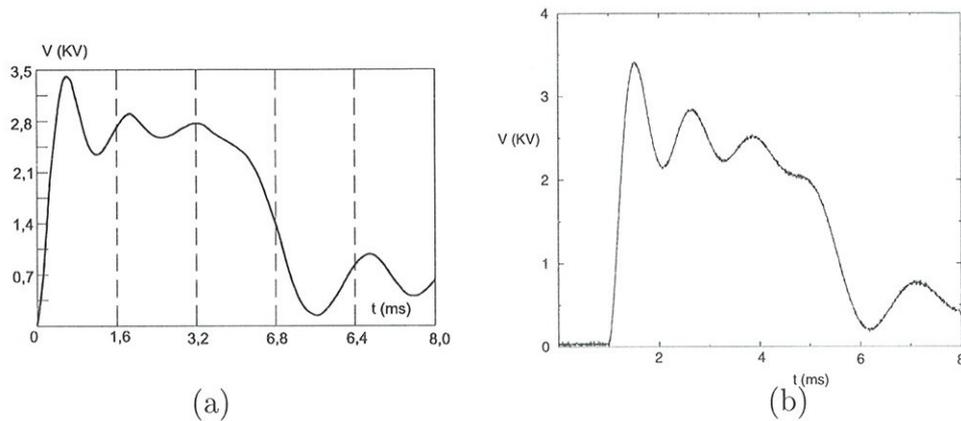
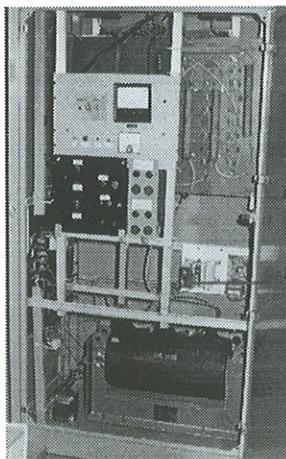


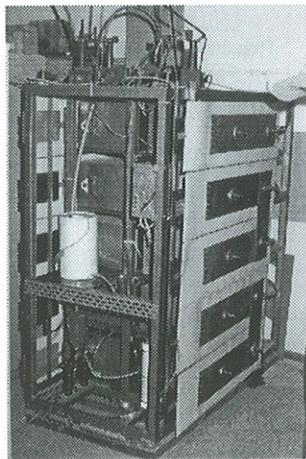
Figura 6.3: (a) Resultado de simulação numérica com o programa MICROCAP. (b) Perfil de um pulso da linha formadora de pulsos com 4,5 KV de tensão .

A concordância entre o resultado da simulação e o experimental é muito boa, embora o pulso experimental tenha uma duração ligeiramente menor que o obtido na simulação . O valor máximo da tensão do pulso é da ordem de 75% da tensão de carregamento do banco, de forma que uma tensão residual permanece no banco após um disparo. As oscilações observadas são em parte causadas por um capacitor de filtro RF existente na entrada do oscilador, em paralelo com o resistor  $R$ , não representado no circuito da Fig 6.2, mas considerado nas simulações numéricas. Tanto a largura do pulso como a qualidade do perfil podem ser melhoradas quando um maior número de estágios estiver disponível ou com adaptações de indutores variáveis.

Na Fig 6.4 é apresentada a fonte de tensão para carregamento do banco de capacitores, o banco e o detalhe de conexão da válvula ignitron. Na fotografia do banco de capacitores são mostrados dois conjuntos de três placas, conectadas em forma de U.



Fonte de tensão .



Banco.



Ignitron.

Figura 6.4: Fotografias de elementos da linha formadora de pulso.

Cada placa liga quatro capacitores em paralelo. A placa isolada, na parte superior, ligando dois capacitores em paralelo, é conectada, através de um cabo, a outra similar, do outro lado do 'rack', resultando, portanto, em quatro capacitores em paralelo. O cilindro que aparece na fotografia do meio, da Fig 6.4 é um dos indutores de 1,8mH. Acima do 'rack' se veem as chaves pneumáticas de ligação e aterramento do banco de capacitores.

### 6.3 Oscilador de quatro fases

Conforme discutido anteriormente, uma das inovações deste trabalho é utilizar um oscilador, com quatro saídas defasadas, para alimentar as antenas. Desta forma, a defasagem entre quatro conjuntos de anéis do sistema de antenas pode ser mantida fixa, praticamente independente da carga oferecida pelo plasma, garantindo a excitação de uma onda caminante com espectro bastante puro. Nesta seção apresentamos o projeto e detalhes construtivos do oscilador de quatro fases. Inicialmente é feita uma pequena recordação sobre os princípios básicos de funcionamento do oscilador de quatro fases.

Quando um amplificador é conectado a um circuito de realimentação, como indicado na Fig 6.5, obtemos um dispositivo que, dependendo dos ganhos do amplificador  $A$  e da realimentação  $\beta$ , pode ter uma realimentação negativa ou positiva em função do sinal do produto de  $\beta A$ . Isto é, o misturador do dispositivo fornece a tensão de entrada  $e_i$  como uma soma da tensão de comando  $e_d$  com a fração  $\beta$  da tensão de saída do amplificador,  $e_o$ , devido ao circuito de realimentação.

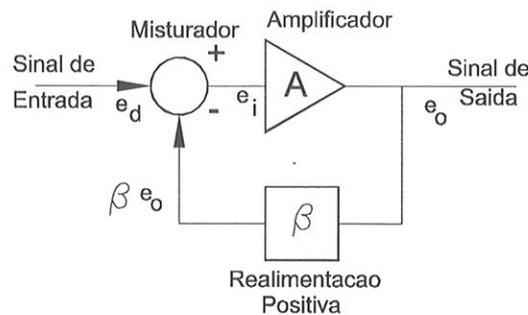


Figura 6.5: Realimentação positiva de um oscilador.

Então ,

$$e_i = e_d + \beta e_o. \quad (6.1)$$

Como a tensão de saída do amplificador é  $e_o = Ae_i$ , substituindo na Eq 6.1, temos

$$e_o = \left( \frac{A}{1 - A\beta} \right) e_d \quad (6.2)$$

O fator multiplicando  $e_d$ , na Eq 6.2, representa o ganho total  $A_d$ ,

$$A_d = \frac{A}{1 - \beta A}, \quad (6.3)$$

obtido no oscilador. O fator  $\beta$  é frequentemente chamado de *fator de realimentação*.

O denominador da expressão acima depende da frequência, devido ao caráter reativo do circuito de realimentação utilizado nos osciladores. Portanto, uma frequência pode existir para o qual o denominador se anule,  $1 - \beta A = 0$ , ou seja,  $e_o$  pode ter um valor não nulo, mesmo para  $e_d \rightarrow 0$ . De fato, esta é a condição para um circuito oscilar, um sinal de entrada nulo na entrada produzindo um sinal não nulo na saída. A condição  $\beta A = 1$  é denominada *condição de Barkhausen* para oscilação [72].

No caso de osciladores a válvula de alta potência, que estamos interessados, a realimentação na frequência desejada é obtida injetando-se uma amostra do sinal de um circuito tanque de uma válvula para a grade da válvula seguinte. Como o sinal de placa numa válvula é defasado de  $180^\circ$  com relação ao sinal de grade, para que a realimentação seja positiva ( $\beta A > 0$ ), é necessário que o sinal de realimentação também seja defasado de  $180^\circ$  com relação ao sinal de placa[72]. Esta observação é extremamente importante para se entender o princípio de funcionamento do oscilador de quatro fases, que vamos discutir a seguir.

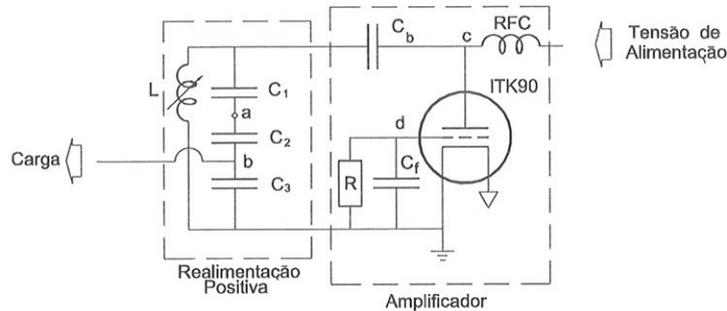


Figura 6.6: Oscilador Colpittes.

O oscilador de quatro fases é obtido montando-se quatro estágios amplificadores, do tipo Colpittes, mostrado na Fig 6.6. Cada unidade tem seu próprio circuito tanque, composto pelo indutor  $L$  e os três capacitores  $C_1$ ,  $C_2$  e  $C_3$  em série. Nesta unidade amplificadora ainda não existe o sinal de realimentação, de forma que o circuito tanque pode ser considerado simplesmente como uma impedância de carga sintonizada, com frequência característica determinada pelo indutor  $L$  e os capacitores  $C_1$ ,  $C_2$  e  $C_3$ . Estes três capacitores funcionam também como um divisor capacitivo de tensão de placa, com a tensão de saída dada pela queda no capacitor  $C_3$ . O capacitor  $C_b$  bloqueia o sinal contínuo da fonte de alimentação e o capacitor  $C_f$  e a resistência  $R = 140\Omega$  desempenham um papel importante no sinal de realimentação, conforme discutido na sequência.

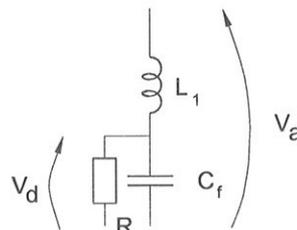


Figura 6.7: Trecho de realimentação de grade.

Suponhamos agora que quatro destes estágios amplificadores sejam combinados, na configuração mostrada na Fig 6.8, de forma que uma amostra do circuito tanque de um estágio seja tomada do ponto  $a$  e realimentada no ponto  $d$ , do circuito de grade do próximo estágio, através do indutor variável,  $L_1$ . Este elo de realimentação é projetado de forma a introduzir uma defasagem de  $90^\circ$  entre  $V_a$  e  $V_d$ , onde  $V_d$  é a tensão de grade. O ajuste da diferença de fase é obtido variando-se o número de espiras do indutor variável  $L_1$ .

No esquema da Fig 6.7, a impedância total do trecho é  $Z_{tot} = i\omega L_1 + Z_{par}$ , onde  $Z_{par}$  é dado por

$$Z_{par} = \frac{R}{1 + Ri\omega C_f} \quad (6.4)$$

Portanto a tensão  $V_d$  é dada por  $V_d = (Z_{par}/Z_{tot})V_a$ , ou seja,

$$V_d = \left[ \frac{R}{R - \omega^2 RL_1 C_f + i\omega L_1} \right] V_a, \quad (6.5)$$

Escolhendo  $L_1$  e  $C_f$  de forma a satisfazer a condição de ressonância,  $\omega^2 = 1/L_1 C_f$ , temos que  $V_d = (-i)(R/\omega L_1)V_a$ .

Portanto a tensão  $V_d$  do segundo estágio fica atrasada de  $90^\circ$  com relação à tensão  $V_a$  do primeiro estágio. Em cada estágio, a tensão  $V_a$  está em fase com a tensão de placa,  $V_c$ , já que os três capacitores  $C_1$ ,  $C_2$  e  $C_3$ , do circuito tanque, formam apenas um divisor de tensão.

Voltando para a Fig 6.8, vemos portanto que a tensão  $V_d$  do segundo estágio está atrasada de  $90^\circ$  com a tensão de placa,  $V_c$ , do primeiro estágio. Como há sempre uma defasagem de  $180^\circ$  entre a tensão de placa e a tensão de grade de cada estágio, a tensão de placa do segundo estágio ficará atrasada de  $270^\circ$ ; ou, equivalentemente, adiantada de  $90^\circ$  com relação à tensão de placa do primeiro estágio. Portanto a tensão de grade  $V_d$  do terceiro estágio ficará em fase com a tensão de placa do primeiro, e a tensão de placa  $V_c$  atrasada de  $180^\circ$ . Assim a tensão de grade do quarto estágio ficará atrasada de  $270^\circ$  e a tensão de placa atrasada de  $90^\circ$ , com relação à tensão de placa do primeiro estágio. Finalmente, o último elo de realimentação introduz mais uma defasagem de  $90^\circ$ , de forma que a tensão de grade do primeiro estágio fica defasada de  $180^\circ$ , em relação a sua tensão de placa, garantindo a condição de oscilação. Naturalmente, este esquema depende fortemente da escolha correta dos valores de  $R$ ,  $L_1$  e  $C_f$ .

Portanto a condição de ressonância pode ser afetado, tanto pelas capacitâncias e indutâncias parasíticas, como também pelos circuitos de carga das antenas, representados pelos quatro cabos que saem de cada unidade amplificadora para cada conjunto de anéis do sistema de antenas. Por isto, o ajuste da frequência de oscilação do oscilador e defasagem foi demorado e exigiu uma escolha bastante precisa dos valores de  $L_1$  e  $R$ .

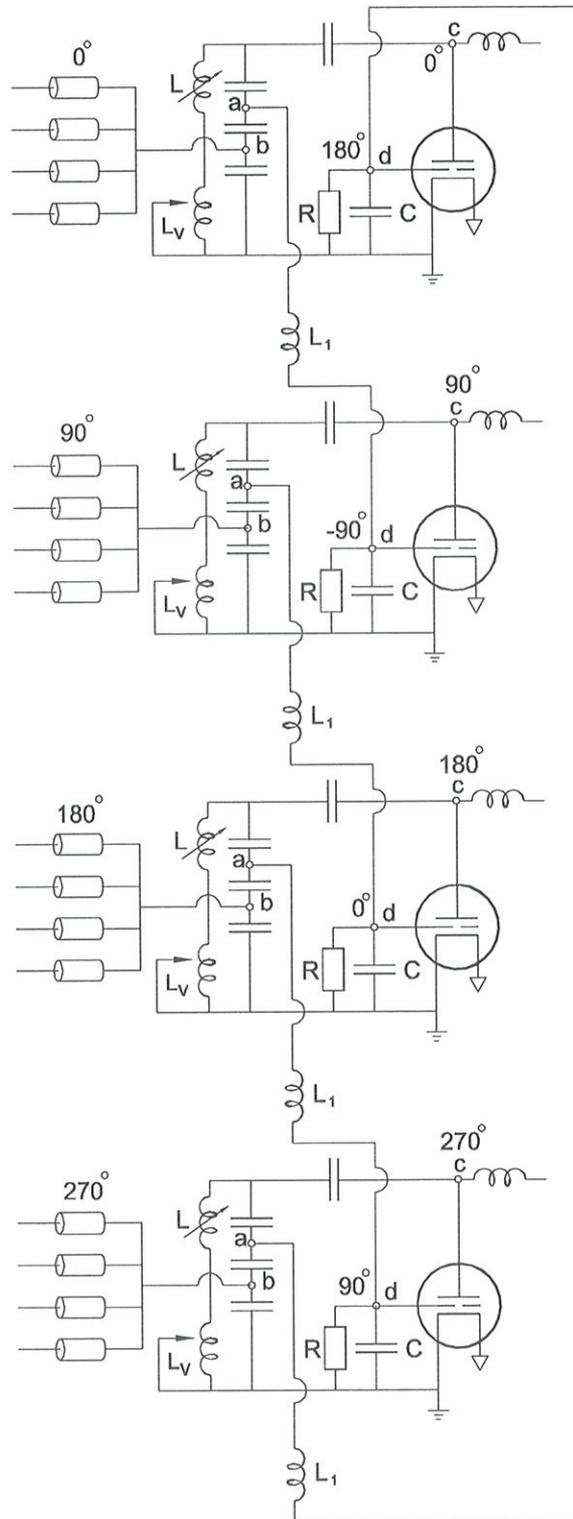


Figura 6.8: Oscilador de 4-fases.

O oscilador de quatro fases foi construído utilizando quatro válvulas ITK90-1, da empresa Thomson, cada uma conectada ao seu próprio circuito tanque de ressonância. Estas válvulas são triodos industriais de alta potência, de até 250 KW, que trabalham em regime de pulso até uma frequência máxima de 30 MHz.

O filamento da válvula é construído de tungstênio toriado e trabalha com voltagem de 12,6 V e corrente de 390 A. Cada válvula é adaptada com um controlador de temperatura que regula eletronicamente o aquecimento do filamento. O sistema do controlador é provido de refrigeração a água de 5 bar, mantendo a temperatura num regime em torno de  $60^{\circ}\text{C}$ , e munido de sensores de segurança para o corte de corrente do filamento caso haja falta de água no sistema. As quatro válvulas e cada um dos sistemas controladores foram alojados dentro de um gabinete, construído pela POLITRON, Fig6.9a.

Uma parte importante do oscilador de quatro fases é o ajuste da sintonia da frequência de ressonância do circuito tanque. O circuito tanque de sintonia, finalizado no nosso laboratório, é composto por um grupo de capacitores de  $C_1 = 2,5nF$ ,  $C_2 = 4nF$  e  $C_3 = 6nF$ <sup>1</sup>, e por um indutor variável.

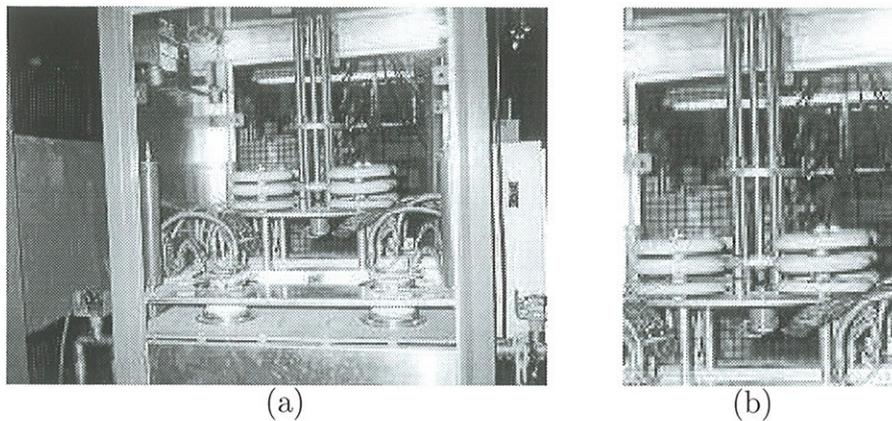


Figura 6.9: (a)Gabinete com as quatro válvulas ITK90-1 e (b)Mesa do circuito tanque do oscilador.

Para uma frequência de 5MHz, o valor da indutância ressonante para este conjunto de capacitores é de aproximadamente  $L \approx 0,8\mu\text{H}$ . Este valor de indutância corresponde aproximadamente à indutância de uma barra de 0,8m de comprimento e 1cm de diâmetro. Desta forma, os quatro indutores variáveis foram construídos na forma de barras cilíndricas verticais e paralelas. O contacto variável das barras é feito por uma mesa, em forma de disco, que se desloca verticalmente ao longo das barras. Assim, com um único controle é possível variar simultaneamente os indutores dos circuitos tanques dos quatro estágios. Na Fig 6.9b é mostrado a fotografia da mesa circular com os indutores variáveis. Na Fig 6.10 mostramos a alimentação da linha formadora de pulso para o oscilador quatro fases.

<sup>1</sup>fabricados pela Richardson

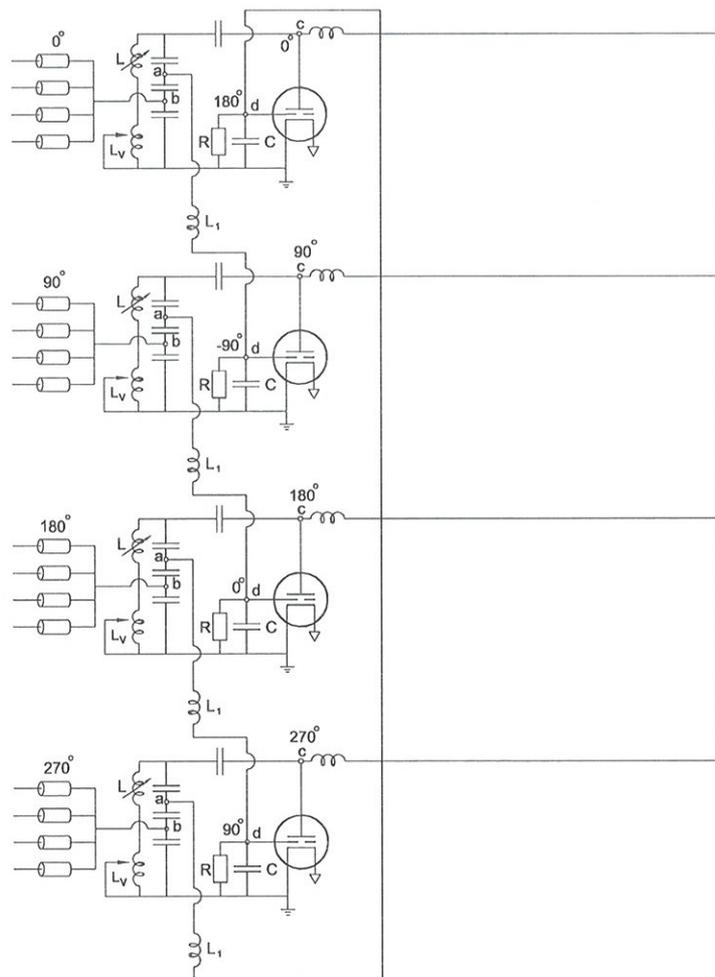
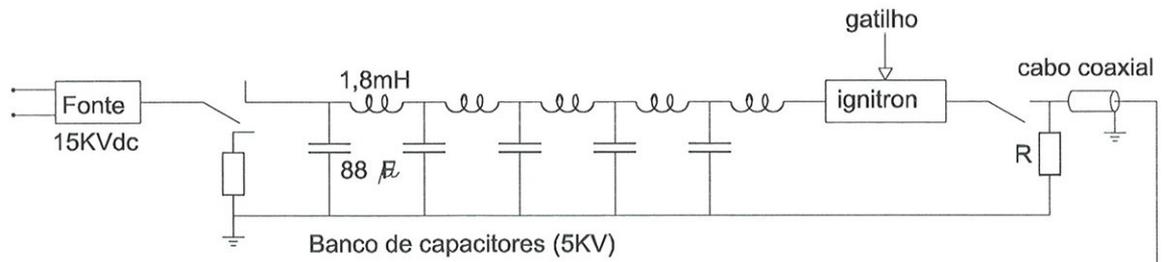


Figura 6.10: Nesta figura apresentamos a conexão da linha formadora de pulso com o oscilador quatro fases.

### 6.4 Circuito casador de impedância da antenna

O circuito casador de impedância da antenna, para o fornecimento máximo de potência pelo oscilador quatro fases, é composto por capacitores cerâmicos de 1000 pF em cada enlace do anel da antenna e de 6000 pF na junção dos enlaces, de acordo com a Fig 6.12. A outra extremidade dos capacitores é aterrada.

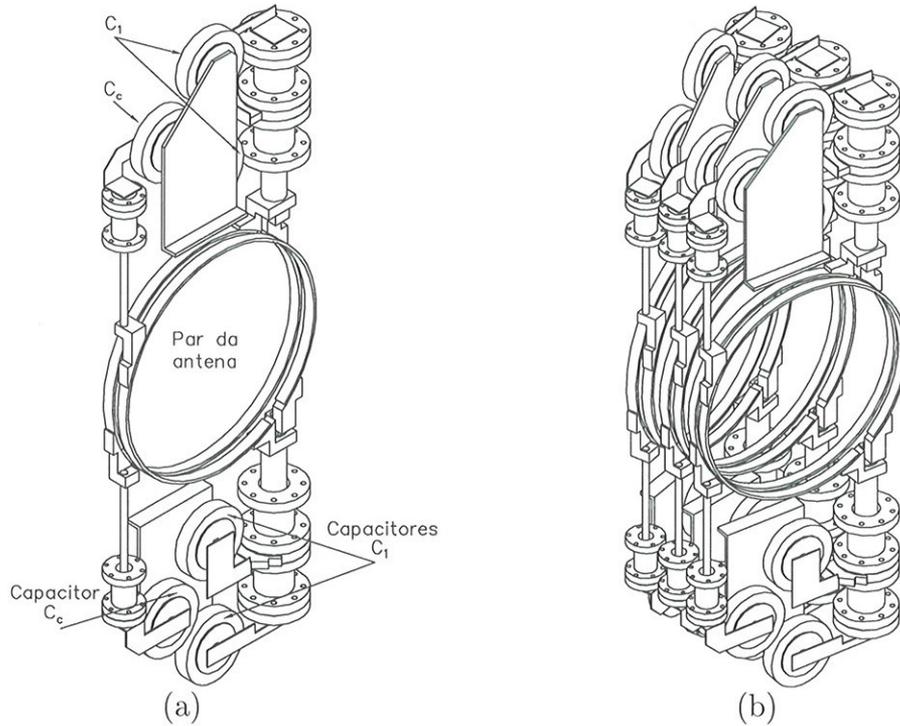


Figura 6.11: (a) Uma vista da antenna mostrando dois capacitores,  $C_1$ , de cada enlace do anel do passador de corrente coaxial; e um capacitor,  $C_c$ , no passador de corrente monopolar. Os três capacitores compõem o casador de impedância de um par da antenna. (b) Casador de impedância de um módulo da antenna, constituído de três pares de anéis.

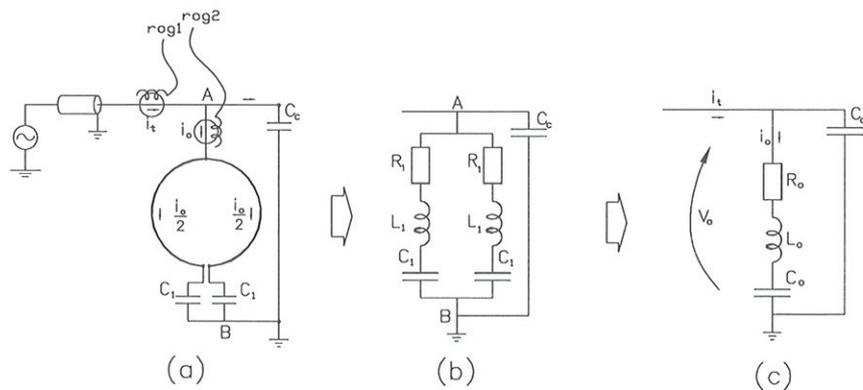


Figura 6.12: Esquemas dos circuitos de alimentação e medidas de um anel da antenna.

O circuito casador foi montado sobre bandejas de aço inox apoiadas na superfície da câmara para não comprometer sua estrutura. A entrada do sinal na antena é feita conectando o núcleo do cabo coaxial com as torres CF38. Na Fig 6.13 damos uma visão geral da conexão do oscilador quatro fases com um módulo do sistema de antenas no TCABR. Para facilitar a sintonia do circuito tanque do oscilador com os anéis da antena, suas torres de alimentação e seu casador de impedância foram montados simetricamente ao equador do tokamak.

Para a mudança do modo de excitação é necessário comutar as conexões dos cabos entre os anéis, juntamente com o ajuste de defasagens obtido entre as válvulas do oscilador quatro fases.

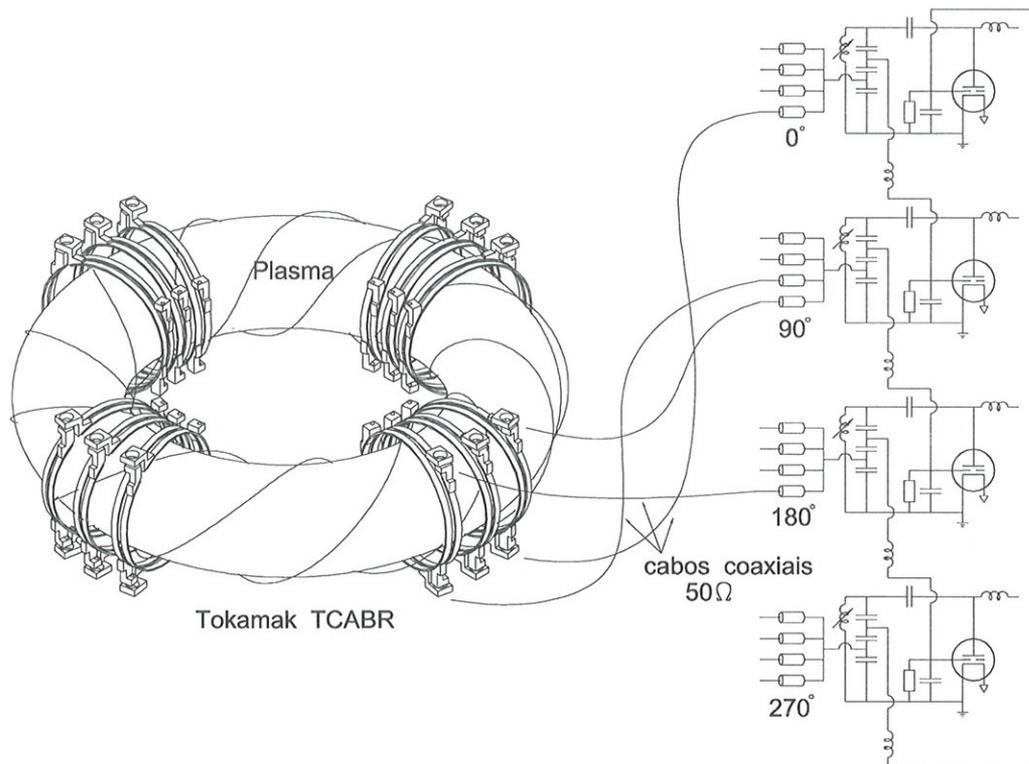


Figura 6.13: Montagem do sistema da antena com o oscilador 4-fases.

A transmissão do sinal do oscilador quatro fases, até a antena, é feita através de um cabo coaxial de  $50\Omega$ , fabricado pela RFS-Kmp, construído com tubos de cobre ondulado de raios de 17,3 mm e 45,5 mm e preenchido com uma camada dielétrica de espuma. O cabo permite uma transmissão com frequência máxima de 2750 MHz e voltagem de pico de 5,6 kV.



# Capítulo 7

## Caracterização de um módulo da antena

### 7.1 Introdução

Neste capítulo é discutida a caracterização elétrica do módulo da antena que foi projetado e construído para o tokamak TCABR. O capítulo é dividido em dois grandes grupos, a caracterização dos parâmetros da antena em baixa e em alta potência. As medidas foram coletadas num osciloscópio digital Tektronics, que usa um interfaceador, TDS-2CM, e os resultados foram armazenados em um computador através de um cabo serial RS232. A caracterização também levou em conta a influência da tela de blindagem eletrostática.

O teste de caracterização da antena em baixa potência foi feito com um oscilador auxiliar de 30 KW com o módulo da antena montado no interior da câmara-teste. Avaliamos os parâmetros elétricos do casador de impedâncias e a resistência  $R_o$  e a auto-indutância  $L_o$  do anel da antena, a partir da impedância da antena  $Z_o$ .

No teste em alta potência, a caracterização foi feita com o módulo da antena conectado ao oscilador de quatro fases. O teste de alta potência foi dividido em quatro etapas. Na primeira etapa, o oscilador foi calibrado sem nenhuma carga, com a finalidade de se obter uma estimativa prévia das diferenças de cargas e diferenças de fase necessárias para as quatro válvulas. Na segunda etapa, a calibragem das válvulas foi feita com resistores de  $50\Omega$  nas extremidades de cabos coaxiais de 4 metros de comprimento para testar o desempenho destes cabos de  $50\Omega$  na transmissão dos sinais do oscilador. Na terceira etapa, os testes foram feitos com o módulo da antena. O primeiro teste foi realizado sem a tela de Faraday. Durante os testes, tivemos alguns problemas de sintonia que foram resolvidos com adaptações de indutores variáveis, tanto no circuito tanque do oscilador como no circuito casador de impedância do anel da antena. Os circuitos dos anéis da antena foram acoplados dois a dois, obtendo-se uma defasagem de  $180^\circ$  entre os anéis com passagem de uma mesma corrente. Na última etapa, os testes de caracterização da antena foram realizados com a presença da tela de Faraday, determinando sua influência no desempenho da antena.

Analisando os resultados destas duas últimas etapas, teste da antena sem e com a tela de Faraday, em alta potência, pudemos determinar os parâmetros elétricos da antena, como a resistência  $R_o$  e a auto-indutância  $L_o$  do anel, de forma satisfatória.

Toda a caracterização do acoplamento entre o oscilador e a antena, apresentada neste

capítulo, resultou do trabalho em conjunto com E. Lerche e os resultados obtidos foram parcialmente apresentados em sua dissertação de mestrado[42].

## 7.2 Circuito elétrico da antena

O esquema do circuito de alimentação de um anel da antena é apresentado na Fig. 7.1a. O anel é formado por dois enlaces, com auto-indutância  $L_1$  e capacitância adicional  $C_1 = 1000pF$ <sup>1</sup> separadas, conforme mostra a Fig 7.1b. Então a auto-indutância e capacitância resultantes do anel são  $L_o = L_1/2$  e  $C_o = 2 \times C_1 = 2000pF$ , respectivamente. O capacitor  $C_o$ , na Fig 7.1c, define a frequência de ressonância da antena e o capacitor  $C_c = 6000pF$  promove o acoplamento de impedância entre o oscilador e o anel da antena. Portanto o circuito casador de impedância do anel pode ser esquematizado por uma resistência  $R_o$ , indutância  $L_o$  e capacitância  $C_o$ , em série, conforme a Fig 7.1c[42]. A resistência  $R_o$  inclui as perdas dissipativas por correntes induzidas na tela de Faraday, em outros anéis e na câmara de vácuo.

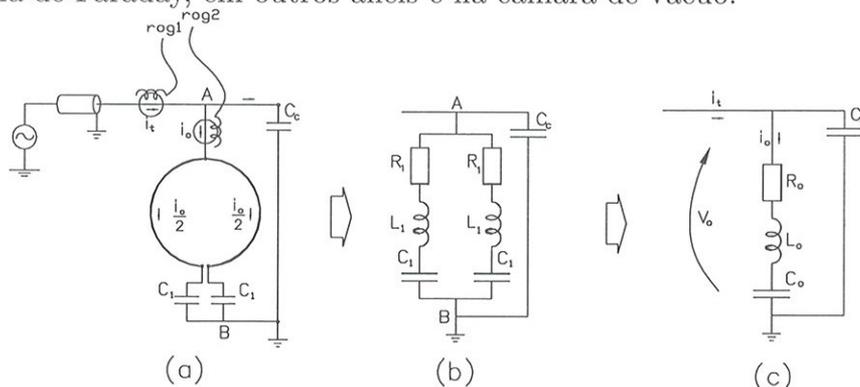


Figura 7.1: Esquemas dos circuitos de alimentação e medidas de um anel da antena.

O casamento de impedância, devidamente ajustado para  $50\Omega$  na saída do cabo, permite um fornecimento de máxima potência pelo oscilador, reduzindo a potência refletida na antena. A impedância da antena  $Z_o$  é dada por

$$Z_o = R_o + i\left(\omega L_o - \frac{1}{\omega C_o}\right). \quad (7.1)$$

Esta expressão pode também ser escrita como  $Z_o = |Z_o| \angle \psi_o$ , onde  $|Z_o| = [R_o^2 + (\omega L_o - 1/\omega C_o)^2]^{1/2}$  é o módulo e  $\psi_o$  é a diferença de fase obtida de  $\cos \psi_o = R_o/|Z_o|$ . Usando a parte imaginária da Eq. 7.1, podemos obter a indutância  $L_o$  do anel da antena, dada por

$$L_o = \frac{1}{\omega} \left( |Z_o| \sin \psi_o + \frac{1}{\omega C_o} \right). \quad (7.2)$$

<sup>1</sup>O capacitor  $C_1$  permite uma alimentação simétrica em cada enlace do anel, mantendo o potencial isolado da terra.

Portanto a impedância total no trecho AB,  $Z_t$ , é dada por

$$Z_t = \frac{Z_o \cdot X_c}{Z_o + X_c}, \quad (7.3)$$

onde  $X_c$  é a impedância devida ao capacitor  $C_c$ , dada por  $X_c = 1/i\omega C_c$ .

### 7.3 Varredura em frequência

É sempre necessário uma avaliação prévia da frequência de ressonância do anel da antena antes de investigar o acoplamento da antena com qualquer oscilador de média ou de alta potência. O ajuste prévio foi feito com um gerador de frequência, Protek B810. Aplicando uma tensão de 6 a 10V nos terminais AB da antena, no esquema da Fig 7.1, pudemos encontrar a frequência de ressonância do anel variando a frequência de excitação entre 4 e 6 MHz. A tensão no anel foi mantida fixa na determinação do ponto de ressonância, quando a reatância do anel se anula e a corrente da antena é máxima. Dentro da faixa de frequência acima, foram medidas para 17 valores diferentes a tensão aplicada no anel,  $V_o$ , a corrente total  $i_t$  e a corrente no anel,  $i_o$ . Foi obtida a curva experimental da impedância total,  $Z_t = V_o/i_t$ , sobre a qual foi comparada com a melhor curva teórica de 7.3, com auxílio das expressões 7.1 e  $X_c = 1/i\omega C_c$ , de forma que é possível avaliar a resistência,  $R_o$ , e a indutância do anel da antena,  $L_o$ .

Na tabela abaixo apresentamos o resultado desta estimativa, para a auto-indutância e a resistência do anel da antena em duas situações, com e sem a tela de Faraday.

Parâmetros		Sem Tela	Com Tela
Auto-indutância:	$(L_o \pm 0,1)\mu H =$	1,4	1,4
Resistência:	$(R_o \pm 0,1)\Omega =$	0,9	1,0

Como se observa, esta tabela indica um aumento na resistência da antena devido à dissipação ôhmica das correntes induzidas pelo anel da antena sobre a estrutura da tela de Faraday. As correntes dos anéis geram campos magnéticos na proximidade da estrutura da tela induzindo correntes nos elementos da tela. O resultado pode ser visto na Fig 7.2, onde a impedância da antena  $|Z_o|$ , com a tela eletrostática, está ligeiramente acima da impedância da antena sem a tela eletrostática.

Embora exista uma leve influência da tela de Faraday sobre a antena, notamos uma razoável *transparência ótica* da tela eletrostática, visto que os valores da impedância com e sem a tela são muito próximos.

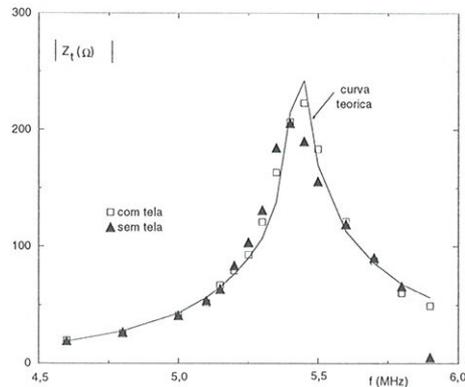


Figura 7.2: Módulo da impedância  $|Z_o|$  de um anel da antena, com e sem a tela de Faraday, em função da frequência, para excitação em baixa potência.

A indutância mútua entre a antena e a tela eletrostática pode ser estimada através da expressão  $M = \Delta R / R_o \omega$ , obtendo-se um valor de 39nH, evidenciando a transparência ótica da tela.

## 7.4 Testes em baixa potência com oscilador de 30KW

A sintonia da antena em baixa potência foi feita com um oscilador monofásico de baixa potência (30KW), feito com um triodo Phillips TBL12-38, com o catodo aterrado[42].

A tensão  $V_o$  no anel da antena, entre os pontos  $A$  e  $B$  do circuito, foi obtida através de um divisor capacitivo. A corrente no anel,  $i_o$ , e a total,  $i_t$ , foram medidas por bobinas de Rogowski, conforme mostram as ligações no esquema da Fig 7.1a. O valor  $|Z_o|$  é dado pelo quociente entre a amplitude da tensão no anel  $V_o$  e a da corrente no anel  $i_o$  e  $\psi_o$  é obtido da diferença de fase entre os dois sinais  $V_o$  e  $i_o$ . As medidas foram feitas com um anel de cada vez, aterrando os demais na câmara de vácuo, para eliminar as influências de indução mútua. As massas de terra das pontas de prova e das bobinas de Rogowski foram aterradas junto à câmara de vácuo para evitar enlaces de malha de terra, que poderiam prejudicar as medidas.

Durante as medidas foi coletado, primeiramente, o pulso inteiro dentro da sensibilidade de 1 ms, de baixa taxa de amostragem do osciloscópio, para poder escolher a região de ressonância mais adequada, com melhor patamar do pulso, para ser ampliado e analisado. Então o disparo foi repetido, ajustando o osciloscópio para uma sensibilidade de 100 ns, de modo a evitar o problema de 'alising' na frequência do oscilador.

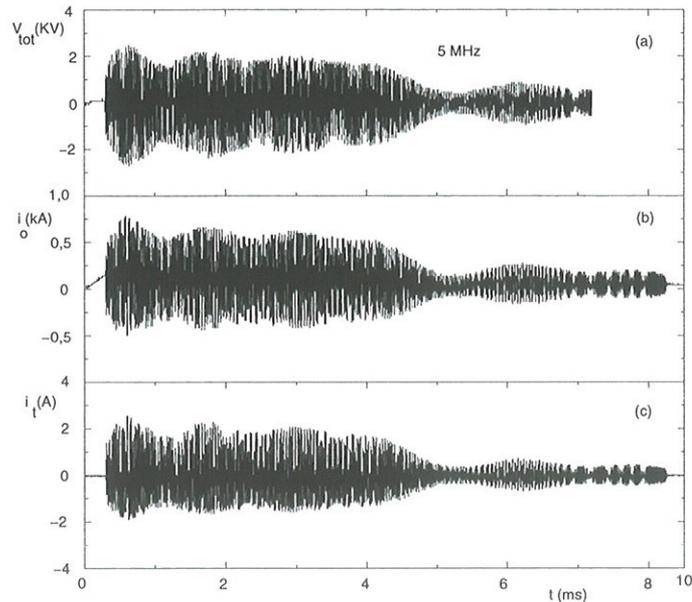


Figura 7.3: Sinais para determinar os parâmetros de um anel da antena, em baixa potência,  $P = 30KW$ ; (a) tensão total entre os pontos A e B do anel da Fig 7.1; (b) corrente,  $i_o$ , no anel da antena; (c) corrente total,  $i_t$ , fornecida para a antena, incluindo o capacitor  $C_c$  de acoplamento.

Na Fig 7.3 apresentamos um pulso completo, na sensibilidade de 1ms de baixa taxa de amostragem. O gráfico (a) apresenta a tensão aplicada,  $V_o$ , no trecho  $AB$  na antena, o gráfico (b) mostra o valor da corrente,  $i_o$ , pelo anel e o gráfico (c) representa a corrente total de entrada na antena  $i_t$ . Cada disparo compreendeu 2000 pontos de dados coletados em cada canal do osciloscópio, tanto na alta como na baixa sensibilidade. Os sinais foram digitalizados na interface do osciloscópio e enviados a um micro-computador. O programa *Getwfm.bas*[42], determina então o número total de pontos coletados, as sensibilidades horizontal e vertical de cada canal do osciloscópio e registra os resultados em arquivos tipo ASCII. É importante ressaltar aqui a necessidade de se levar em conta o sincronismo entre os sinais da corrente do anel,  $i_o$ , e da tensão,  $V_o$ , devido a uma diferença no comprimento dos cabos das pontas de prova do divisor de tensão e das bobinas. Estas diferenças de fase dos sinais foram compensadas durante a análise dos dados.

A coleta das medidas dos disparos foram realizadas para diversas amplitudes de tensão da antena  $V_o$ , desde 100 V até 600 V. A amplitude da tensão aplicada na antena depende da tensão do banco de capacitores da linha formadora de pulsos, que alimenta o oscilador.

O tratamento de dados seguiu algumas etapas essenciais de sistematização do processo para análise dos resultados, através de algumas subrotinas, feitas em *MatLab v5.1*. Foram elaboradas quatro subrotinas *file.m* para o tratamento de dados, conforme descrito abaixo <sup>2</sup>.

<sup>2</sup>As subrotinas estão apresentadas no apêndice

1. A subrotina *divi.m* multiplica as tensões e correntes pelos fatores de correção dos divisores de tensão e das bobinas de Rogowski.
2. O nível contínuo dos sinais é eliminado pela subrotina *outdc.m*.
3. A subrotina *escala.m* avalia a proporção de escala entre as amplitudes de duas medidas de referência e repassa essa proporção para as medidas amostradas.
4. A subrotina *delay.m* avalia a diferença de fase entre dois sinais. Ela ajusta um polinômio de grau 17 aos pontos experimentais, determinando o período e a diferença de fase das medidas.
5. A subrotina *pote.m* fornece a impedância,  $Z_o$ , a resistência  $R_o$ , a auto-indutância  $L_o$ , para finalizar o cálculo da potência  $P_o$  dissipada no anel.

O teste de sintonia, sem a tela de blindagem eletrostática, foi realizado na faixa de tensão entre 100V e 600V com frequência de excitação de 4,8 MHz. Na Fig. 7.4, apresentamos um disparo com tensão da antena,  $V_o = 580V$ , e corrente no anel,  $i_o = 57A$ , na sensibilidade de  $100ns$  do osciloscópio. A curva (a) representa a corrente no anel  $i_o$  e (b) a tensão de anodo  $V_o$  da antena.

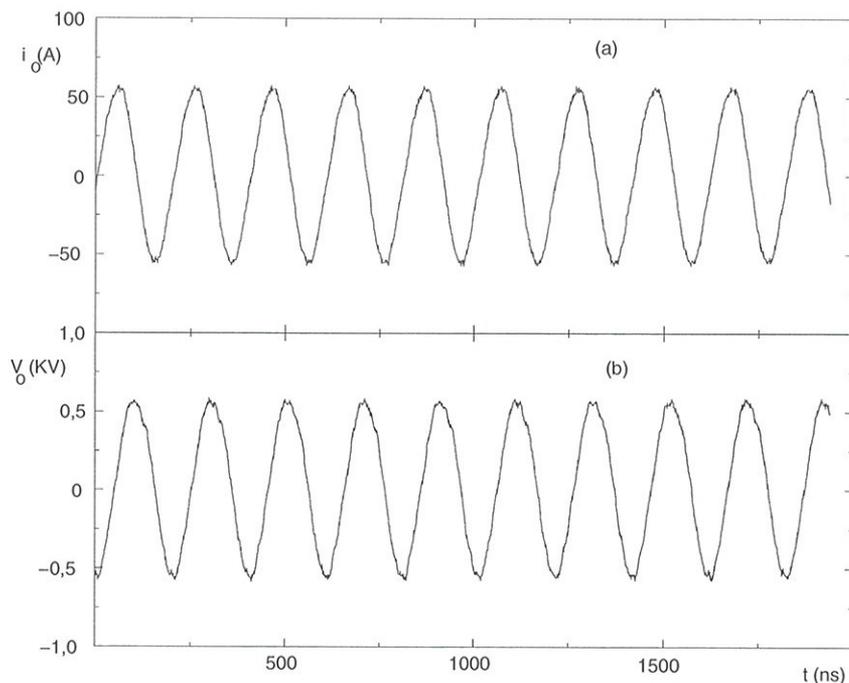


Figura 7.4: Curvas da tensão  $V_o$  (a) e da corrente  $I_o$  num anel da antena, tomadas numa sensibilidade de  $100ns$  do osciloscópio, que corresponde a uma taxa de amostragem de  $2 \times 10^9$  pulsos/segundos. A frequência de excitação do tanque foi de  $4,8MHz$ .

Os dados da tensão da antena,  $V_o$ , e da corrente no anel,  $i_o$ , foram manipulados com a subrotina *pote.m*, que permitiu calcular a impedância,  $Z_o$ , a diferença de fase,  $\psi_o$ , a auto-indutância,  $L_o$ , e a resistência,  $R_o$ , da antena.

$$\begin{aligned}
 \text{Impedância:} & \quad Z_o = (10,7 \pm 0,2)\Omega \\
 \text{Diferença de fase:} & \quad \psi_o = (1,49 \pm 0,08)rad \\
 \text{Auto-indutância:} & \quad L_o = (1,42 \pm 0,01)\mu H \\
 \text{Resistência:} & \quad R_o = (0,95 \pm 0,3)\Omega
 \end{aligned}$$

A estimativa da propagação de erros levou em consideração os erros relativos na calibração dos divisores de tensão e das bobinas de Rogowski e as flutuações das medidas no osciloscópio. A elevada incerteza na resistência foi causada pelas dissipações nos cabos e nas pequenas diferenças de fase entre os sinais da tensão e corrente. A indução mútua entre os anéis adjacentes da antena foi desprezada.

## 7.5 Testes em alta potência

A caracterização da antena com o oscilador RF de quatro fases, Fig 6.8, compreendeu quatro etapas progressivas de sintonia.

1. Ajuste sem carga.
2. Calibração com uma carga resistiva de  $50\Omega$ .
3. Calibração da antena sem a tela de Faraday.
4. Calibração da antena com a tela de Faraday.

Estas etapas facilitam o ajuste da sintonia do oscilador, uma vez que a calibração da transmissão do sinal pode ser efetuada passo a passo, evitando que o processo de ajuste se perca devido à complexidade e ao número de componentes do oscilador.

A quantidade de osciloscópios foi insuficiente para coletar todos os sinais das válvulas simultaneamente; portanto os sinais foram coletados dois a dois com um único osciloscópio disponível. O sinal da válvula *A* foi adotado como referência e os outros sinais das válvulas *B*, *C* e *D* foram coletados como sinais de medida. Foi necessário providenciar dois divisores de tensão e duas bobinas de Rogowski, calibradas convenientemente. O primeiro divisor de tensão foi conectado na válvula *A* do oscilador, como referência, e o outro foi conectado nas outras válvulas *B*, *C* e *D*, durante as medidas. Os dados coletados foram processados com as mesmas subrotinas, descritas no item anterior <sup>3</sup>, permitindo determinar as amplitudes e as diferenças de fase entre os sinais da válvula *A*. A escala das amplitudes e as diferenças de fase entre os sinais de *A* foram repassadas para as medidas *B*, *C* e *D*, de forma que estas medidas puderam ser sobrepostas e analisadas. Portanto, a partir da coleta das medidas, duas a duas, e posterior análise com as subrotinas, foi possível simular uma condição de coleta simultânea das medidas dos quatro sinais.

O tempo requerido entre um disparo e o outro do banco de capacitores, sem sobrecarregar a linha formadora de pulso, foi cerca de 5 a 7 minutos. A preparação para o disparo compreendeu as seguintes etapas:

<sup>3</sup>As subrotinas estão apresentadas no apêndice

1. Conexão da fonte de tensão com o banco de capacitores.
2. Conexão do banco de capacitores com o oscilador quatro fases.
3. Regulagem da tensão no banco de capacitores.
4. Carregamento do banco de capacitores.
5. Disparo da *ignitron*, liberando o pulso do banco de capacitores.

### 7.5.1 Sintonia do oscilador quatro fases sem carga

A estimativa prévia das amplitudes e diferenças de fase das tensões de saída das quatro válvulas do oscilador quatro fases permite, em primeira aproximação, colocar as válvulas com uma defasagem grosseira de  $90^\circ$ , de forma que, na medida em que os elementos da linha de transmissão vão sendo instalados, sejam necessários apenas pequenos ajustes para se obter uma completa defasagem de  $90^\circ$  entre as quatro válvulas.

O ajuste da frequência de oscilação das válvulas foi obtido pela regulagem do circuito tanque, próximo da ressonância, para uma frequência em torno de 4,9 MHz, conforme mostra a Fig 6.9. A regulagem é obtida pelo posicionamento da mesa circular sobre quatro barras de cobre, conforme mostra a Fig 6.9b. O comprimento total de quatro barras, acima da mesa, forma um corpo de condução que determina a indutância comum para todas as válvulas. A segunda parte da sintonia do oscilador está relacionada com o ajuste das defasagens entre os sinais das quatro válvulas, assim como de suas amplitudes. O banco de capacitores foi ajustado em 2KV e os sinais foram coletados dois a dois. O sinal da válvula A foi adotado como referência para sobrepor as medidas dos sinais de outras válvulas, conforme descrito na introdução.

Após o ajuste prévio da sintonia do oscilador pudemos verificar uma faixa de ajuste da frequência de ressonância, para todas as válvulas, de 4,5 a 5,5 MHz. Na Fig 7.5 apresentamos as diferenças de fase, razoavelmente em torno de  $90^\circ$ , entre os sinais das quatro válvulas. Suas amplitudes também apresentam bastante uniformes.



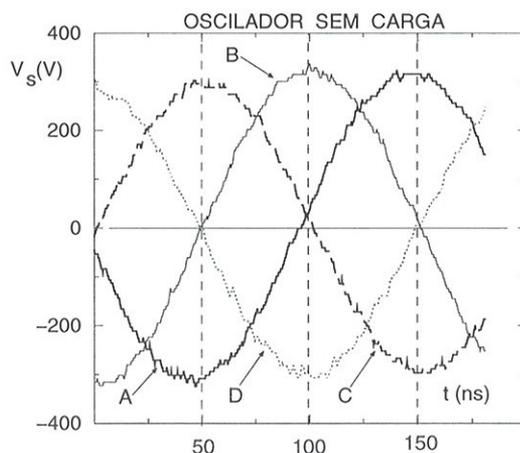


Figura 7.5: Sinais de placa das quatro válvulas triodo do oscilador, alimentado em 2KV, após ajuste.

### 7.5.2 Sintonia do oscilador quatro fases com carga resistiva de 50Ω

O objetivo desta etapa foi testar o efeito no ajuste de sintonia do oscilador com a transmissão do sinal pelos cabos coaxiais que irão alimentar o sistema de antenas. Foram avaliadas as amplitudes e diferenças de fase das tensões sobre as cargas resistivas de 50Ω colocadas nos terminais dos cabos coaxiais. Os resistores testam o desempenho dos cabos na transmissão dos sinais do oscilador quatro fases. A conexão do oscilador com os cabos coaxiais e as cargas resistivas está esquematizada na Fig 7.6.

Na Fig 7.7 são apresentados os sinais de entrada (e) e saída (s) de cada cabo, com o valor da resistência de carga indicado na figura. Vemos que os sinais de saída apresentam um atraso e um amortecimento com relação aos sinais de entrada. Os valores relativos percentuais do amortecimento e o absoluto do atraso são indicados nas figuras correspondentes para cada cabo.

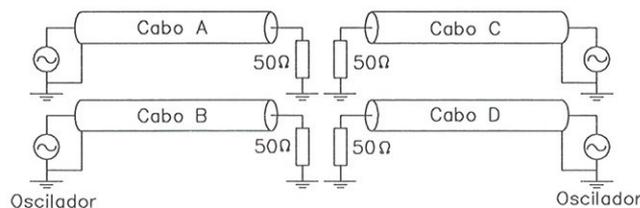


Figura 7.6: Esquema da conexão do oscilador quatro fases com resistores de carga aproximadamente de 50Ω.

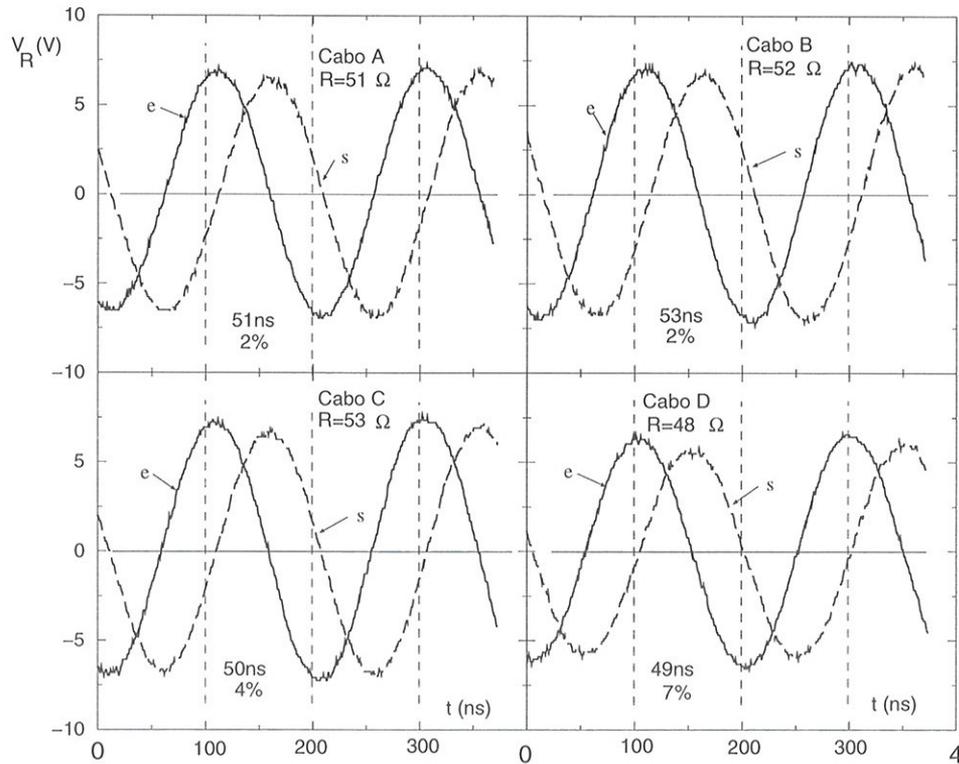


Figura 7.7: Sinais de entrada e saída para os quatro cabos coaxiais, de alimentação das antenas, com os valores exatos das resistências de carga indicadas. Comprimento dos cabos:  $\ell_A = 4,2m$ ,  $\ell_B = 4,1m$ ,  $\ell_C = 4,1m$  e  $\ell_D = 4,2m$ .

As diferenças de defasagem entre os sinais na saída dos cabos com resistências ligeiramente diferentes refletiram na sintonia do oscilador, obrigando o ajuste dos circuitos tanque de cada válvula de forma independente. Para isto, foi colocado um pequeno indutor variável  $L_v$  em série com o indutor  $L$  do circuito tanque de cada válvula. O circuito de realimentação de grade das válvulas da interligação também foi adaptado com um resistor  $R_1 = 150\Omega$  em série com o indutor  $L_1$ , para reduzir a tensão de grade da válvula e melhorar a forma dos sinais de saída. Podemos ver estas alterações na Fig 7.8 e comparar esta mudança com a Fig 6.7 do capítulo 6.

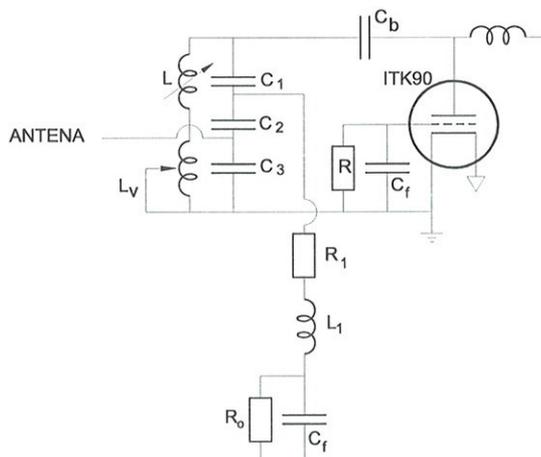


Figura 7.8: Circuito tanque da válvula do oscilador com indutor adicional  $L_v$  e um resistor  $R_1$  adicionado no circuito de realimentação da grade.

Na Fig.7.9, apresentamos o resultado final da sintonia das diferenças de fase entre as tensões das cargas resistivas, na saída dos cabos. As diferenças de fases se apresentam razoavelmente próximas de  $90^\circ$ , devido à compensação obtida com os indutores variáveis. A frequência de excitação foi de 5,0MHz.

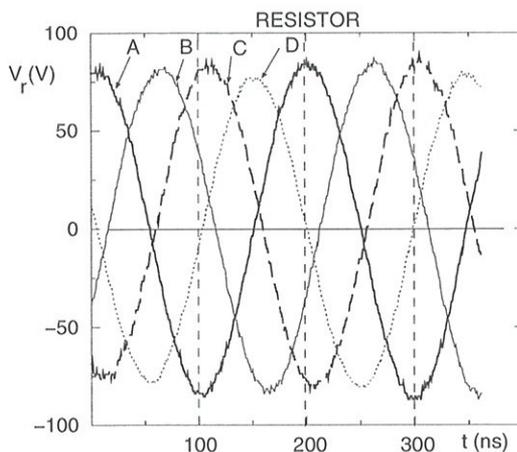


Figura 7.9: Resultados com resistor de  $50\Omega$ .

### 7.5.3 Sintonia do oscilador quatro fases com a antena

O ajuste da sintonia do oscilador quatro fases com o módulo da antena foi realizado em duas etapas, sem e com a tela eletrostática. Os cabos coaxiais foram conectados nos alimentadores mono dos pares externos da antena, conforme mostra a Fig 7.10, distanciados de  $20^\circ$  na direção toroidal, o que permite excitar o modo de helicidade ( $M = -1, N = -4$ ). Nesta primeira etapa obtivemos os sinais da tensão de placa,  $V_p$ , da tensão de saída,  $V_s$ , do oscilador; a tensão,  $V_o$ , e a corrente do anel,  $i_o$ , e a corrente total,  $i_t$ , da antena.

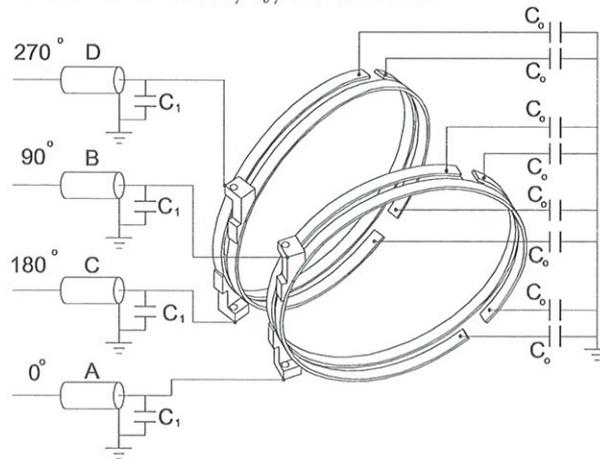


Figura 7.10: Conexão dos cabos coaxiais com os alimentadores monopolares.

#### Adaptação de indutores variáveis

Obtemos uma defasagem de  $90^\circ$ , bastante razoável, entre os sinais da tensão e corrente nos quatro anéis da antena. Contudo as amplitudes das correntes de antena,  $i_o$ , se mostraram muito diferentes nos quatro anéis. As frequências de ressonâncias também apresentaram diferenças. Para equalizar as correntes foram introduzidos indutores variáveis  $L_v$  adicionais, em série com o indutor  $L_o$  do enlace do anel, como mostra a Fig 7.11. O indutor variável permite ajustar as indutâncias dos dois enlaces do anel de modo independente, para compensar as diferenças de indutâncias entre os dois enlaces. A diferença é devida à indutância dos anéis externos dos dois pares, mais próximo da moldura da tela de blindagem, serem maiores que a indutância dos anéis internos.

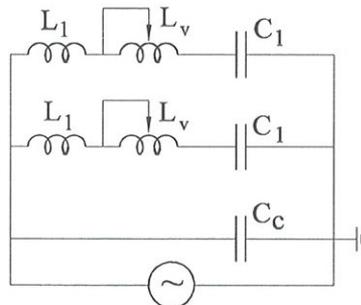


Figura 7.11: Circuito de um anel com indutor variável adicional.

Com esta adaptação pudemos melhorar a uniformidade das amplitudes da corrente da antena nos quatro anéis. No entanto, as diferenças das frequências de ressonâncias mostraram ser *muito sensíveis* a pequenas variações, devido ao valor elevado do fator de qualidade  $Q$  do circuito. Após uma análise detalhada da tensão da antena,  $V_o$ , verificamos que a sensibilidade era devida ao acoplamento indutivo entre os anéis da antena. Aparentemente o valor da indutância mútua entre os anéis está acima do previsto no projeto.

Acoplamento dos anéis

O acoplamento indutivo entre os anéis, que aumenta a sensibilidade do ajuste de ressonância, foi minimizado alterando a forma de alimentação dos anéis.

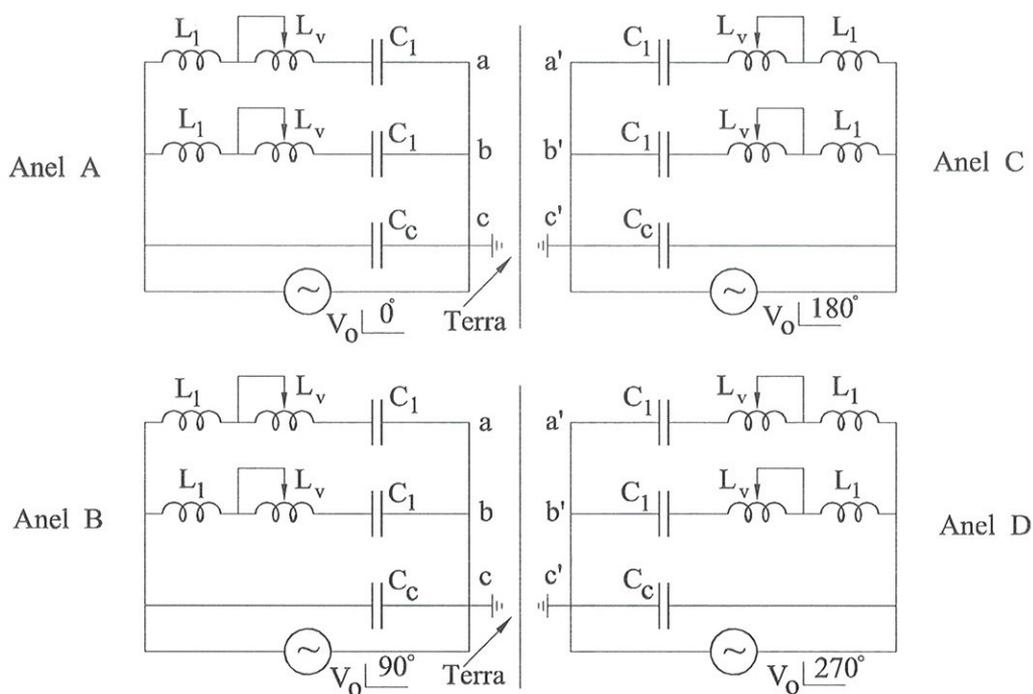


Figura 7.12: Esquema de alimentação de quatro anéis da antena, com alimentação independente.

Para entender a modificação feita, vamos considerar os circuitos equivalentes de quatro anéis, mostrados na Fig 7.12. Na condição de perfeita sintonia, deve haver uma defasagem exata de  $180^\circ$  entre os anéis A e C e entre B e D. Como os pontos  $c$  e  $c'$  de todos os circuitos estão aterrados, na condição de perfeita sintonia há simetria com relação à terra (representado pelo plano *terra* no circuito) e a corrente circulando no ramo  $\overline{abc}$  do anel A tem que ser exatamente igual em módulo e oposta em fase à corrente que circula no ramo  $\overline{a'b'c'}$  do anel C. O mesmo tem que ocorrer entre os ramos B e D. A modificação feita foi impor esta condição na interligação entre os pontos  $b$  e  $c$  e  $b'$  e  $c'$  foram abertas, os pontos  $a - a'$  e  $b - b'$  ligados entre si e os pontos  $c$  e  $c'$  ligados à terra. Os circuitos equivalentes desta nova ligação dos anéis são mostrados na Fig 7.13. Com esta configuração, as correntes nos anéis A-C e B-D ficam equilibradas, mas defasadas de  $180^\circ$ . Um eventual desbalanceamento entre as

tensões de alimentação vai aparecer nas tensões nos capacitores  $C_1$ . Para garantir uma sintonia final do circuito basta então ajustar as fases das tensões totais aplicadas aos anéis AC e BD, diminuindo substancialmente a sensibilidade da sintonia a pequenos desajustes de carga.

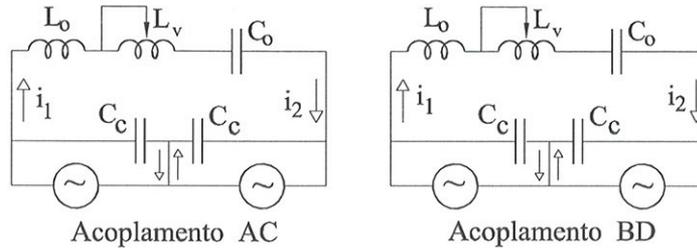


Figura 7.13: Esquema de alimentação dos anéis das antenas para a configuração modificada, com os pontos a, b, a' e b' desconectados do terra e interligados.

A nova configuração de acoplamento reduz a quantidade de circuitos a serem defasados de  $90^\circ$ , pois é suficiente garantir a defasagem de  $90^\circ$  entre os anéis A e B. Uma visão espacial das conexões resultantes é mostrada na Fig 7.14.

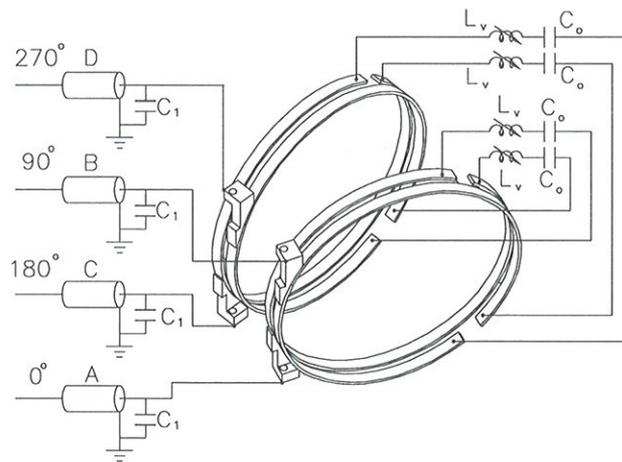
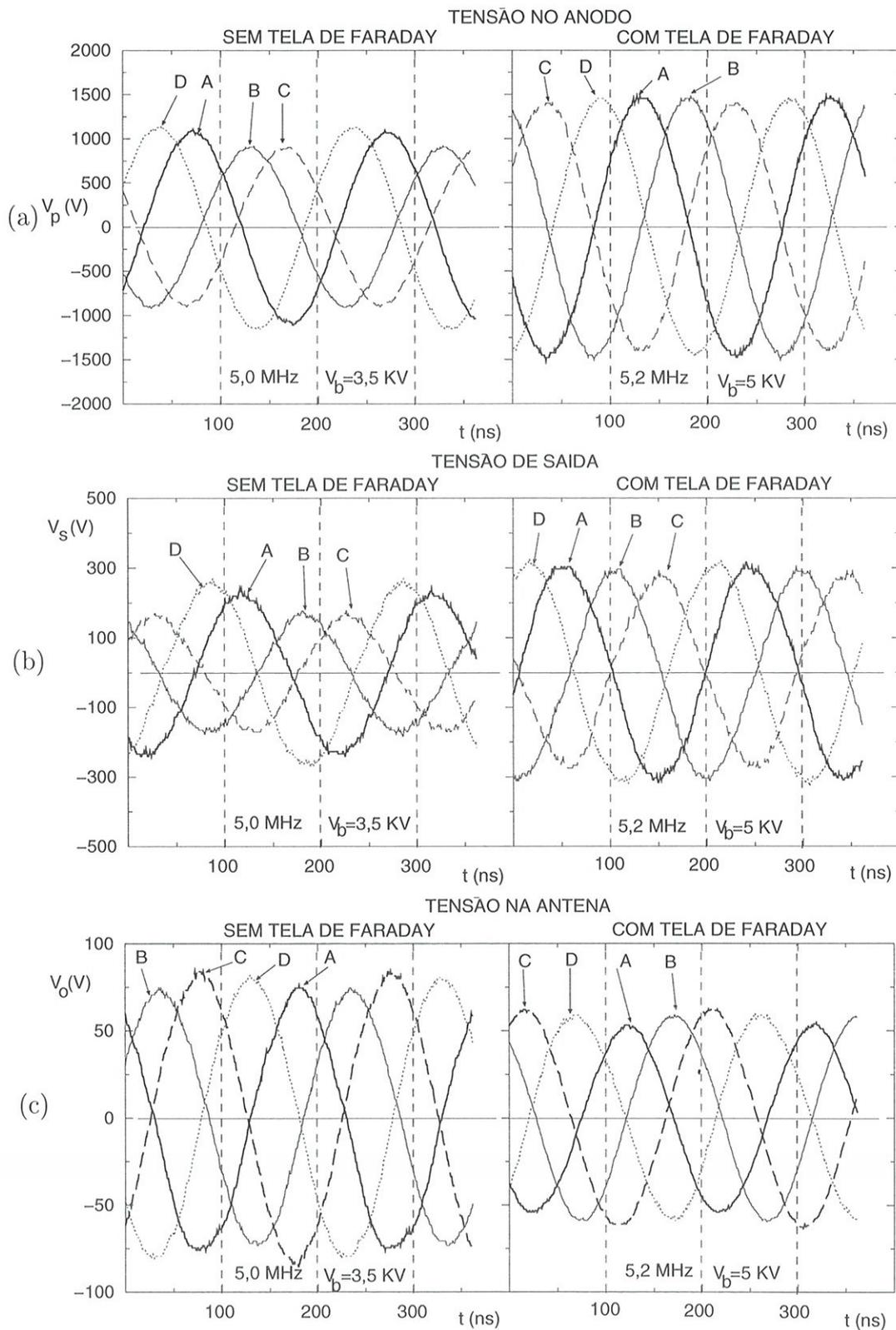


Figura 7.14: Esquema geral de acoplamentos dos anéis AC e BD.

Com esta nova configuração de acoplamento dos anéis, obtivemos uma substancial redução na sensibilidade de ajuste. O banco de capacitores foi disparado com 3,5KV e 5KV, gerando uma frequência de ressonância de 5,0MHz e 5,2MHz, para a antena, na situação sem a tela e com a tela eletrostática, respectivamente.

Nas Fig 7.15 e 7.16 apresentamos os resultados da tensão de placa,  $V_p$ , da tensão de saída do oscilador,  $V_s$ , da tensão do anel,  $V_o$ , da corrente do anel,  $i_o$ , e da corrente total,  $i_t$ , para as duas situações. Na Fig 7.15 são apresentadas as curvas da mesma grandeza para os quatro anéis, A, B, C e D, enquanto que na Fig 7.16 são mostradas as diferentes grandezas para um mesmo anel.



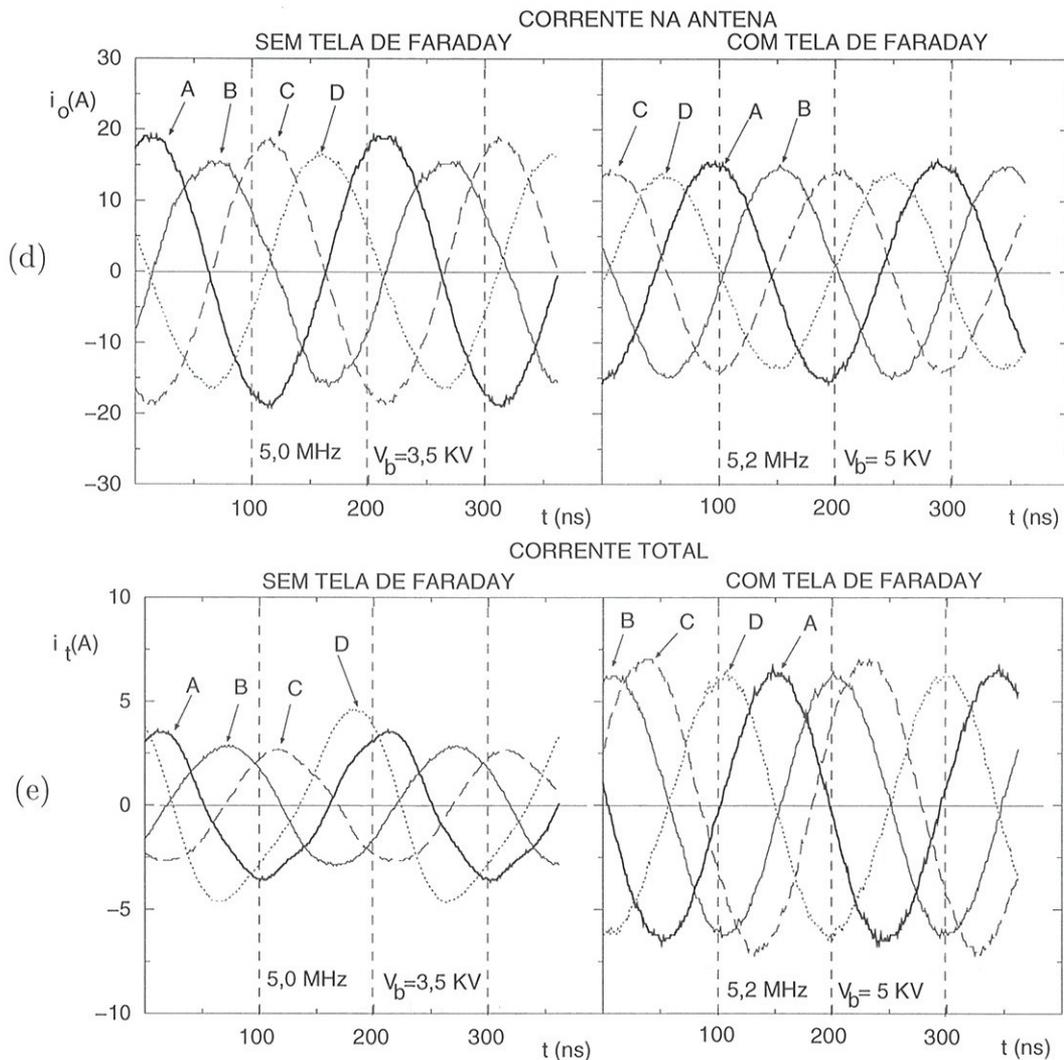


Figura 7.15: Sinais de tensão e corrente para os quatro anéis das antenas, com o oscilador alimentado numa tensão de 3,5KV sem a tela (lado esquerdo) e 5KV com a tela de Faraday (lado direito).  $V_p$  é a tensão de placa,  $V_s$  é a tensão de saída do oscilador,  $V_o$  a tensão aplicada no anel da antena,  $i_o$  a corrente no anel da antena e  $i_t$  a corrente total no circuito do anel, incluindo a que passa pelos capacitores  $C_1$ .

O resultado da amplitude da tensão de placa de 1,5KV, curva 7.15a, ser inferior à amplitude da tensão do banco de capacitores, 5,0KV, é devido às oscilações do pulso na linha formadora de pulso, como mostra a Fig 6.3 do capítulo 6. O oscilador gera um sinal de amplitude variável durante 5ms do pulso. Então a coleta do sinal pelo oscilador quatro fases, numa sensibilidade de 100ns, pode ter ocorrida num trecho em que a amplitude do pulso do banco de capacitores foi diferente da máxima.

O fato da amplitude da tensão de saída do oscilador, curva 7.15b, ter sido maior do que a tensão da antena, curva 7.15c, indica a ocorrência de *reflexões* na linha, sugerindo que a potência entregue para a antena não foi a máxima desenvolvida pelo oscilador e que a impedância na saída dos cabos foi menor do que  $50\Omega$ .

Na excitação da antena, sem a tela de Faraday, a curva da tensão de placa e de saída do oscilador, mostra a formação de agrupamentos de sinais, o sinal do anel A agrupado com o sinal de C e o de B com o de D, apresentados nas Fig 7.15a e 7.15b. Na tensão de placa, o primeiro grupo está com tensão de 1100V e o segundo com 900V. A diferença de fase dentro do agrupamento está em torno de 35ns, ao invés de 50ns para 90°. A diferença entre os dois agrupamentos é de aproximadamente 58ns. Com a montagem da tela, as diferenças entre os quatro anéis tornam-se menores, em torno de 46ns. Na saída do oscilador, as amplitudes são de 230V e 160V para os grupos AD e BC, (sem a tela), respectivamente. Com a montagem da tela, os sinais ficaram com amplitude mais uniformes em torno de 300V.

A tensão da antena, excitada sem a tela, apresenta uma uniformidade na amplitude dos quatro sinais em torno de 75V, conforme a Fig 7.15c. Com a montagem da tela, os sinais ficam um pouco mais uniformes, com 60V de amplitude e com diferenças de fase em torno de 90°, que corresponde a 48ns.

Devido ao acoplamento dos anéis, discutido anteriormente, os sinais de corrente dos anéis se apresentam agrupados, A com C e B com D. Pela curva 7.15d, a corrente do anel sem a tela de Faraday, mostra uma variação mínima na intensidade de corrente no acoplamento AC de 19 A para 18 A; e uma corrente de 16A no acoplamento BD. A defasagem entre os anéis A, B, C e D esteve dentro de 90°, com um desvio máximo de 5ns num quarto de período de 50ns. No acoplamento AC a diferença esteve em torno de 1,2ns e em BD em torno de 6,0ns. Então somente o anel B esteve 5ns mais atrasado em relação ao anel A. Com a montagem da tela de Faraday todos os quatro sinais resultaram uniformes com 15A de amplitude.

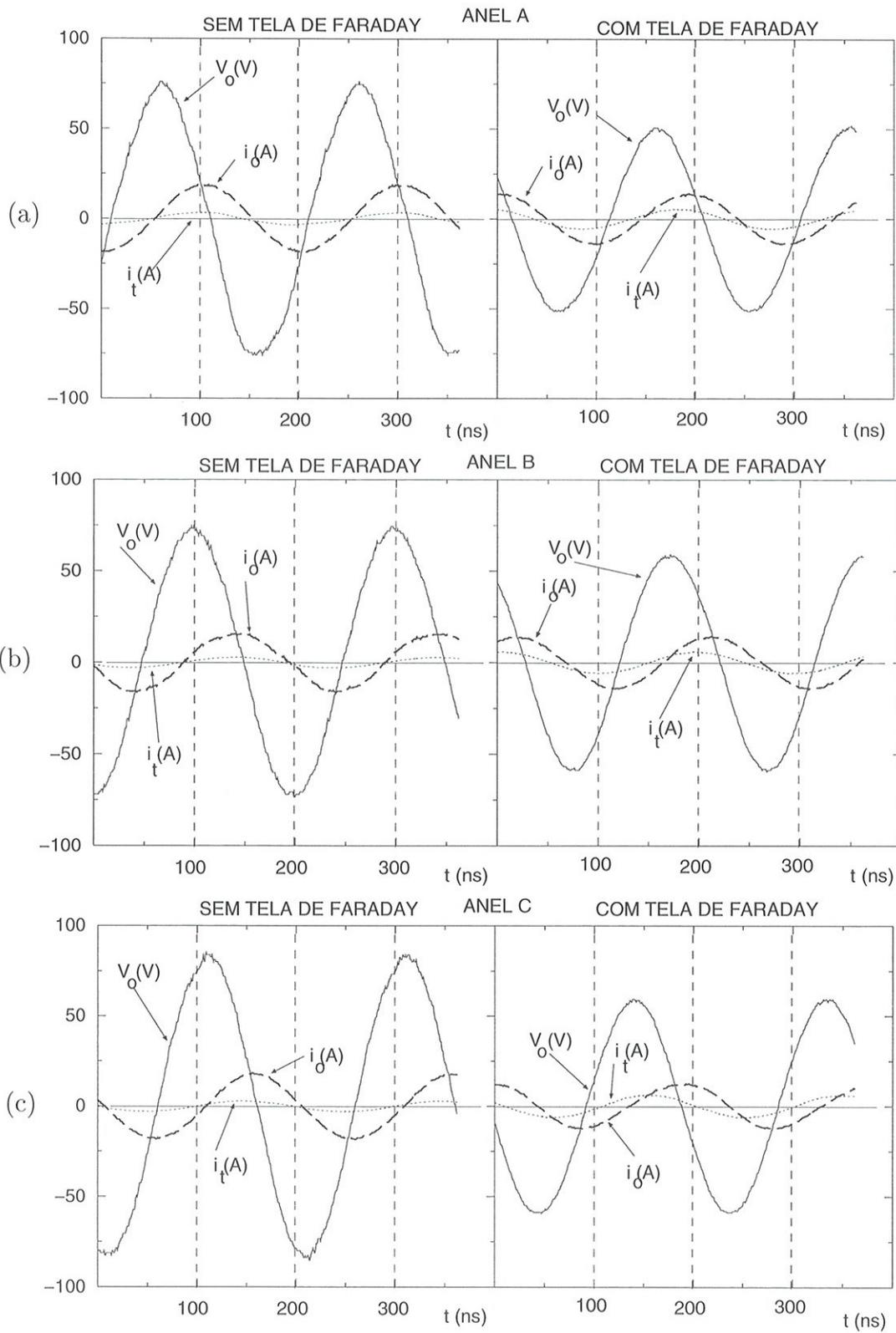
As curvas da corrente total, apresentadas na Fig 7.15e, não apresentam uma boa homogeneidade, com amplitudes oscilando entre 2,6A a 4,9A. Com a montagem da tela, os sinais continuam ruins e também as diferenças de fase estão muito fora do esperado.

Portanto os resultados da Fig 7.15, (a), (b) e (d) indicam que, com a montagem da tela, houve um aumento na amplitude da tensão no anodo de 1000 para 1500 Volts, a tensão na saída de 200 para 300 Volts, e corrente total de 3A para 6A. Por outro lado, nas figuras (c) e (e), a amplitude de tensão da antena decresceu de 75 para 50 Volts e a corrente da antena de 17A para 14 A.

A tela de Faraday contribui para uniformizar as amplitudes entre os anéis, com melhores formas dos sinais. Estes resultados podem ser vistos nas curvas do lado direito da Fig 7.15.

Os sinais de tensão da antena e da corrente do anel foram melhorados em função dos ajustes feitos no indutor variável,  $L_1$ , da Fig 7.8, e principalmente do ajuste do indutor variável,  $L_v$ , dos anéis. Não obstante, estes sinais bem ajustados na antena foram obtidos em consequência de um certo desajuste de sinais do oscilador.

Nos gráficos da Fig 7.16 apresentamos as defasagens entre os sinais da tensão  $V_o$  e corrente  $i_o$  da antena e a corrente total  $i_t$  de cada anel.



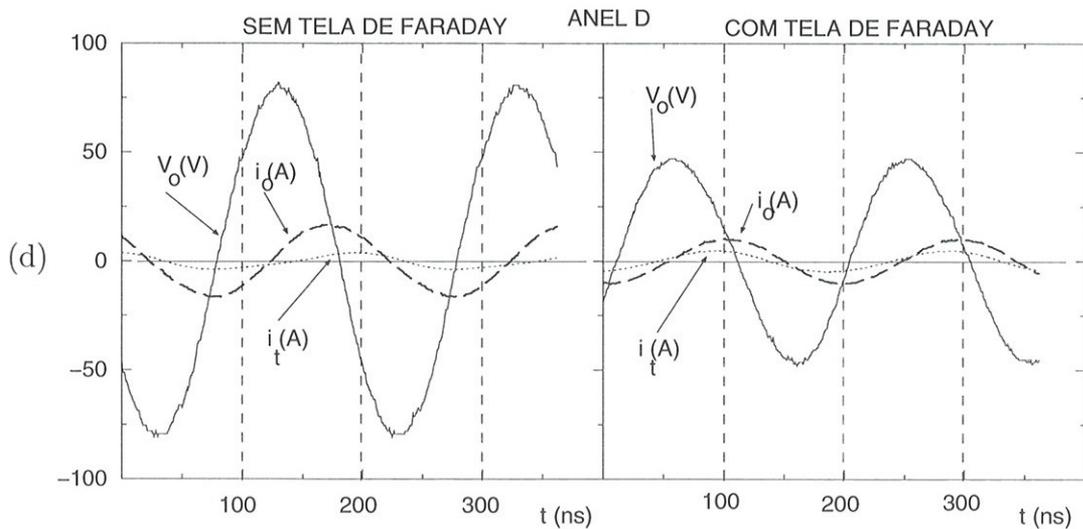


Figura 7.16: Sinais de tensão e corrente nos quatro anéis da antena, para o oscilador alimentado com uma tensão de 3,5KV (lado esquerdo) e 5 KV (lado direito), sem tela e com tela de Faraday, respectivamente.

Com os resultados da Fig 7.16 determinamos os parâmetros que caracterizam os diferentes anéis das antenas. Na Tabela 7.17 mostra um resumo dos resultados obtidos, sem (s) e com (c) a tela de Faraday, nos anéis A, B, C e D. Nesta tabela estão apresentados a resistência,  $R_o$ , a auto-indutância,  $L_o$  e o fator de qualidade,  $Q_o$ , do anel.

Parâmetros	A(s)	A(c)	B(s)	B(c)	C(s)	C(c)	D(s)	D(c)
Capacitância: $(C_o \pm 0,09)nF$	0,89	0,89	0,88	0,88	0,87	0,87	0,86	0,86
Resistência: $(R_o \pm 0,2)\Omega$	0,9	1,4	0,9	1,1	0,6	0,9	0,8	1,2
Auto-indutância: $(L_o \pm 0,1)\mu H$	1,3	1,2	1,3	1,2	1,3	1,2	1,3	1,2
Fator de qualidade: $Q_o$	45,4	26,4	45,4	34,4	68,1	41,5	51,1	32,4

Figura 7.17: Parâmetros discretos e fator de qualidade, correspondente aos sinais mostrados nas Fig 7.16.

Na estimativa dos erros da tabela foram levados em consideração os erros relativos na calibração dos divisores de tensão e das bobinas de Rogowski e as flutuações das medidas nos osciloscópios.

A montagem da tela de Faraday na antena contribuiu para aumentar o valor da resistência da antena devido à dissipação de correntes induzidas pela antena na tela, como mostra a Tabela 7.17. Por outro lado, a indutância do anel teve seu valor reduzido devido ao acoplamento indutivo, que foi produzido nos elementos constitutivos da tela. Além disso, o valor do fator de qualidade  $Q_o$ , obtido da expressão  $Q_o = \omega L_o / R_o$ , indica que a tela de Faraday reduziu a sensibilidade da antena, tornando sua sintonia menos precisa.

Podemos fazer uma estimativa grosseira da resistência do anel da antena a partir da expressão  $R = \rho(\ell/S)f$ , onde  $\ell$  é o comprimento e  $S$  a área do anel, com resistividade do cobre de  $\rho = 1,7 \times 10^{-8} \Omega m$  e o fator de condução de  $f = 0,015$  [54]. Para a frequência de excitação de 5MHz, obtemos uma resistência equivalente de  $5m\Omega$ . A indutância  $L$  do anel pode ser calculada aproximando o anel, de espessura  $w$ , por uma barra retilínea que está distante  $h$  de um plano aterrado. O valor pode ser obtido usando a expressão  $L/\ell = 1,26(h/wk_{L1})$ , onde  $k_{L1}$  é o *Fator de Borda* dado em função de  $h/w$ [54]. O valor obtido foi de  $L \approx 0,22\mu H$ . Este resultado está muito diferente dos obtidos experimentalmente, mostrando que a interação com a tela de Faraday e com a câmara de vácuo influenciou substancialmente o valor da indutância equivalente do anel.

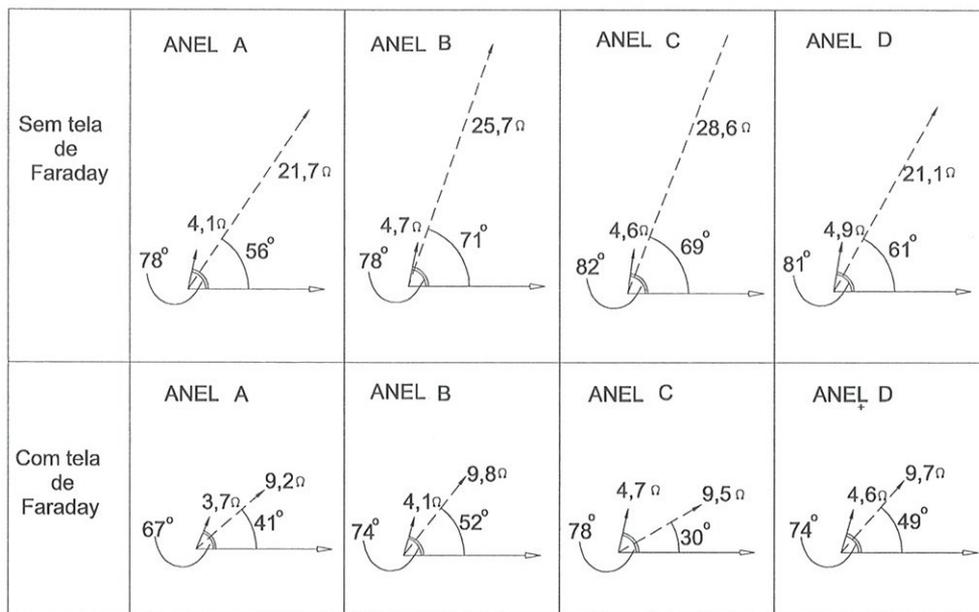


Figura 7.18: Diagrama fasor das impedâncias.

Manipulando novamente os resultados da Fig 7.16, avaliamos as defasagens entre a impedância total e a da antena. Na Fig 7.18 é apresentado um diagrama fasores mostrando a relação entre a impedância total e a do anel, para os anéis A, B, C e D. A linha tracejada indica a impedância total da antena. Notamos que o módulo da impedância total da antena é reduzido com a presença da tela de Faraday.

# Capítulo 8

## Testes iniciais da antena com plasma

### 8.1 Introdução

Após a instalação da antena na câmara de vácuo do TCABR, foram iniciados os testes para caracterizar seu desempenho. Devido à falta de passadores de corrente em número suficiente, foram instalados apenas quatro anéis, com uma separação toroidal, entre pares de anéis, de  $20^\circ$ . A Fig 8.1 mostra a conexão dos cabos de entrada entre o gerador RF e a antena para excitação do modo  $M = -1$ <sup>1</sup>. O cabo *A* é conectado ao alimentador mono superior do primeiro anel e o cabo *B* ao alimentador monopolar inferior, do par  $\alpha$ . No par  $\beta$ , o cabo *C* é ligado no alimentador monopolar inferior e o cabo *D* no alimentador coaxial inferior. Portanto obtemos duas ligações, ligação AC e a ligação BD.

A defasagem de  $\pi$  entre os terminais A e C significa apenas que, num dado instante, a corrente está entrando pelo alimentador monopolar de um anel do par  $\alpha$  e saindo pelo alimentador monopolar de um anel do par  $\beta$ . Entre os terminais A e B é mantida uma defasagem temporal de  $\pi/2$  e o mesmo ocorrendo entre os terminais C e D. Como os dois anéis de cada par estão bastante próximos, esta defasagem implica numa rotação da corrente que circula nos anéis, na direção poloidal. Para esclarecer o sentido de rotação, vamos nos referir ao esquema mostrado na Fig. 8.3, lembrando que o fator de fase das componentes de Fourier dos campos é expresso como  $\exp[i(M\theta + N\xi - \omega t)]$ , onde a direção  $\xi$  positiva é no sentido do campo toroidal. Portanto, o sentido positivo de  $\theta$  é como indicado na Fig 8.3. As setas referenciadas pela letra A indicam o sentido da corrente entrando pelo terminal A, no instante  $t=0$ . Neste mesmo instante, a corrente entrando pelo terminal B é nula, devido à defasagem temporal de  $\pi/2$ . No instante  $t = \pi/2\omega$ , a corrente entrando pelo terminal B passa a ser máxima e a pelo terminal A nula. A corrente máxima neste instante é indicada pelas setas B no diagrama. Vemos que a corrente (e o campo por ela criado) girou de aproximadamente  $\pi/2$  no sentido de  $\theta$  positivo, neste intervalo de tempo. Portanto esta defasagem corresponde ao modo  $M = +1$ . A linha curva tracejada indica a superfície de fase constante e o vetor  $\mathbf{k}$  é o vetor de propagação.

---

<sup>1</sup>Cada indutor do desenho representa um enlace do anel

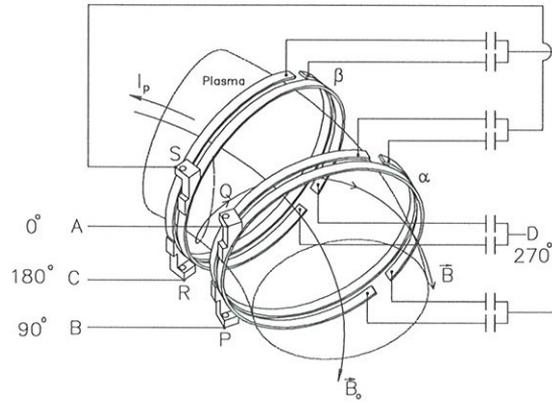


Figura 8.1: Esquema de conexão dos dois pares de anéis AC e BD para gerar modos com número de onda poloidal  $M=+1$ .

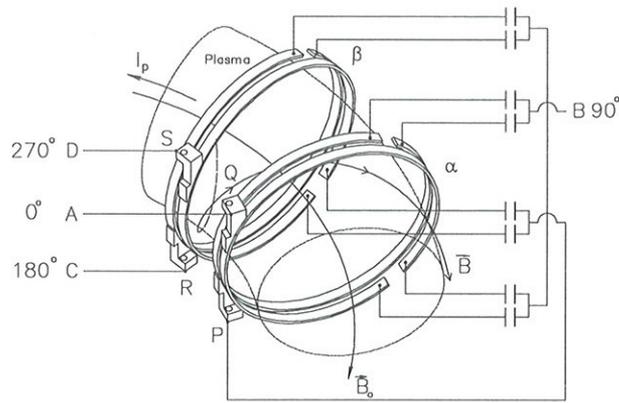


Figura 8.2: Esquema de conexão dos dois pares de anéis AC e BD para gerar modos com número de onda poloidal  $M=-1$ .

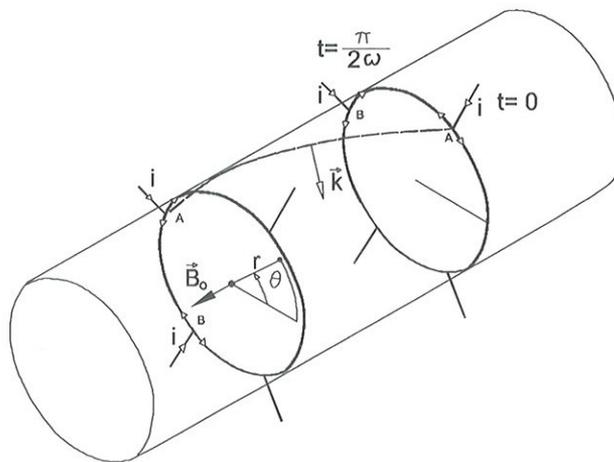


Figura 8.3: Esquema mostrando a rotação poloidal  $M=1$  da corrente na antena.

## 8.2 Análise das Descargas Iniciais com Aquecimento Alfvén

Nas descargas iniciais apresentadas a seguir, foram obtidas as evoluções temporais da tensão de enlace,  $V_{loop}$ , da corrente de plasma,  $I_p$ , das correntes no sistema vertical,  $I_{v1}$  e  $I_{v2}$ , da tensão de comando,  $V_{comm}$ , do sistema de controle do campo vertical, da emissão de luz  $H_{alfa}$ , dos sinais proporcionais aos deslocamentos vertical e horizontal da coluna de plasma,  $V_{sin}$  e  $V_{cos}$ , respectivamente, do sinal da bobina diamagnética,  $V_{dia}$ , do pulso de injeção de gas, do raio-X integrado, I, e não integrado, NI, e do campo toroidal  $B_o$ . Em descargas mais recentes, o perfil temporal da densidade de linha,  $\bar{n}_e$ , medida com o interferômetro de micro-ondas, também se tornou disponível.

Destes, os parâmetros mais relevantes para analisar a excitação de ondas de Alfvén são a tensão de enlace,  $V_{loop}$ , e a corrente de plasma,  $I_p$ , que indicam o comportamento da condutividade da coluna de plasma; e o sinal da bobina diamagnética,  $V_{dia}$ , que permite avaliar a temperatura eletrônica do plasma.

Para apresentar uma análise preliminar do desempenho do sistema de geração de ondas de Alfvén, vamos comparar os valores dos principais parâmetros de plasma em descargas semelhantes, sem e com excitação de campos de rádio frequência. As descargas escolhidas para análise foram todas no regime normal de plasma resistivo em tokamaks. Este regime é caracterizado por uma tensão de enlace aproximadamente proporcional à corrente de plasma e da ordem de 2 Volts ou maior, razão entre a corrente  $I_v$  nas bobinas de campo vertical e a corrente de plasma,  $I_p$ , dada por  $I_v/I_p \leq 0,013$ ,  $\beta_{pol} \leq 0,3$  e ausência de emissão de raios-X duros. O valor de  $\beta_{pol} = 2\mu\bar{p}/B_\theta^2$  é determinado a partir do sinal  $V_{dia}$  da bobina diamagnética através da expressão

$$\beta_{pol} = 1 - \frac{10^8 \cdot (V_{dia} - k_d I_p) B_o}{2\pi G_d I_p^2}. \quad (8.1)$$

Nestas, equações,  $\bar{p}$  é a pressão cinética média do plasma,  $B_\theta$  e  $B_o$  são respectivamente as componentes poloidal, medida na periferia da coluna de plasma, e toroidal do campo magnético de equilíbrio,  $I_p$  é a corrente total de plasma,  $k_d$  é uma constante numérica e  $G$  é o ganho do integrador da bobina diamagnética. Para o nosso caso,  $G_d = 4200s^{-1}$  e  $k_d = 0,2$ .

Dois conjuntos de descargas serão aqui analisados; o primeiro é formado pelas descargas 1299, 1300 e 1305; o segundo é formado pelas descargas 1551 a 1556. No primeiro conjunto, as antenas estavam conectadas de forma a excitar preferencialmente o modo  $M = +1$ . Durante os experimentos com este conjunto de descargas, verificou-se que a corrente na antena permanecia sempre em valores baixos, de forma que a potência total transferida para as antenas não ultrapassava 30KW, mesmo com tensões de placa da ordem de 7 a 8KV. Após os experimentos, foi verificado que dois anéis adjacentes estavam em curto. Não foi possível determinar se o curto ocorreu antes ou depois das descargas aqui analisadas, já que foi verificado que antes de iniciar esta campanha experimental os anéis não estavam em curto e várias outras descargas foram feitas após o disparo 1305.

Encontrado o problema do curto entre os dois anéis, estes simplesmente foram desligados e uma nova campanha foi iniciada, apenas com dois anéis adjacentes defasados de  $\pi$ . Neste caso, o espectro excitado é simétrico e bastante amplo, não permitindo determinar a eficiência de acoplamento de um determinado modo. De qualquer forma, a campanha foi realizada com

o objetivo de determinar os efeitos das ondas de Alfvén com a borda do plasma. O segundo conjunto de descargas foi obtido nestas condições .

Um outro problema encontrado no estudo da eficiência do sistema de geração de ondas de Alfvén foi o de ruído. O ruído de rádio-frequência foi detectado em vários sistemas de diagnóstico e, principalmente, nos módulos VME de aquisição de dados. Em alguns casos, o ruído era tão intenso que travava o computador do sistema VME, obrigando que o sistema fosse religado e causando sérias preocupações com relação à integrabilidade do sistema. Também o sistema de realimentação do campo vertical, para manter a posição da coluna de plasma, era afetado pelo pulso de rádio-frequência. Inicialmente pensou-se que o problema era causado pela radiação eletromagnética intensa, originada principalmente nos conectores da antena. Posteriormente verificou-se que o ruído aparece através de enlaces de terra, através das fontes de alimentação dos vários sistemas que compõe a máquina do tokamak. Apenas uma pequena parcela do ruído era acoplada diretamente através dos cabos de sinais. Porém, somente, após as campanhas das descargas aqui analisadas, é que a razão deste problema foi encontrada. O ponto de neutro da cabine primária que alimenta o Laboratório de Plasma, não havia sido aterrado na instalação do transformador. Feito o aterramento, o problema de ruído foi sanado. No entanto, os resultados destas descargas iniciais com aquecimento Alfvén foram obtidos ainda com a presença de ruído.

A seguir apresentamos uma análise detalhada dos resultados para os dois conjuntos de descargas. É importante recordar que o oscilador de quatro fases é alimentado por uma linha formadora de pulso. O pulso tem duração de 5ms e sua amplitude não é constante. Portanto, o sinal de rádio-frequência é modulado por um pulso da forma mostrada na Fig 6.3.

### 8.2.1 Descargas 1299, 1300 e 1305

Neste conjunto de descargas, a duração do pulso de corrente de plasma foi de aproximadamente 143ms. A descarga de referência, sem o sistema Alfvén, é a de número 1300. Na Fig 8.4 são mostrados os perfis temporais da tensão de enlace,  $V_{loop}$ , corrente de plasma,  $I_p$ , sinal da bobina diamagnética,  $V_{dia}$ , da descarga de número 1300. Vemos que a corrente de plasma atinge um valor máximo  $I_p \approx 87KA$ , cerca de 15,6ms após o início da descarga (a descarga inicia em  $t=29ms$ ), e depois decresce monotonicamente.

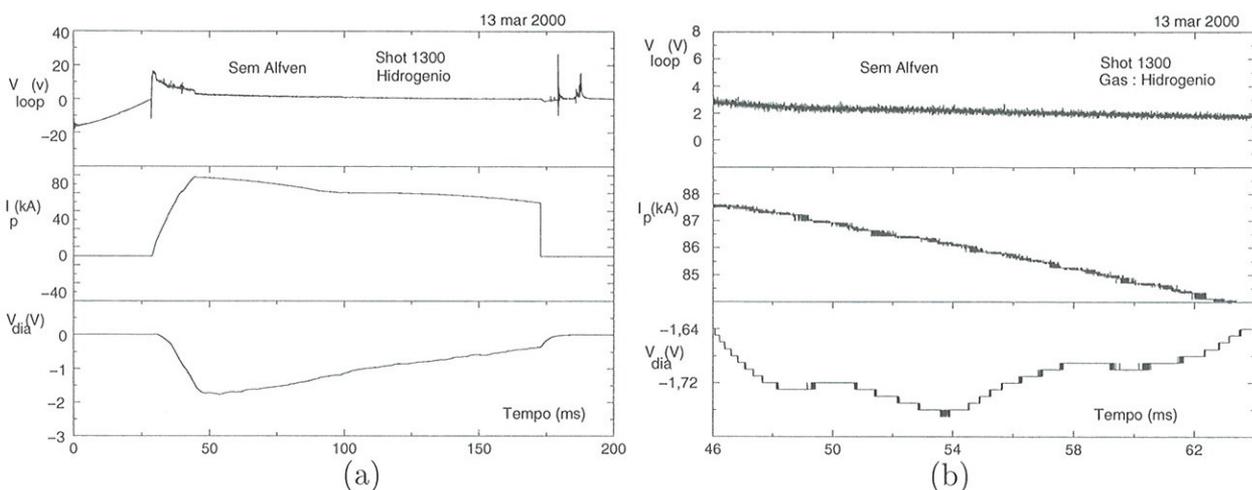


Figura 8.4: Perfis temporais de  $V_{loop}$ ,  $I_p$  e  $V_{diam}$  para a descarga 1300 (a) com pulso inteiro e (b) ampliado no intervalo entre 46 e 64ms.

Este decréscimo da corrente de plasma ocorre porque duas chaves a vácuo, que normalmente são acionadas no circuito ôhmico para dar dois pequenos acréscimos na tensão de enlace, não estavam operacionais na época. Nesta sequência de descargas, o interferômetro de micro-ondas também não encontrava-se operacional, de forma que não se conhece o valor da densidade de plasma.

O primeiro disparo relevante com o sistema Alfvén foi o 1299, obtido com a conexão BD, somente, e caracterizado por uma onda estacionária. O banco de capacitores foi disparado com 4 kV gerando uma frequência de 5,5 MHz na antena. O engatilhamento foi ajustado para disparar o sistema Alfvén em 50 ms, com a descarga iniciando em 29 ms. Na Fig 8.5 são apresentados os perfis temporais das mesmas grandezas para a descarga de número 1299. O súbito decréscimo no sinal da bobina diamagnética, no início do pulso de Alfvén, é devido ao ruído mencionado anteriormente. Devido a este problema, não é possível analisar a variação de  $\beta_{dia}$  durante o pulso de Alfvén.

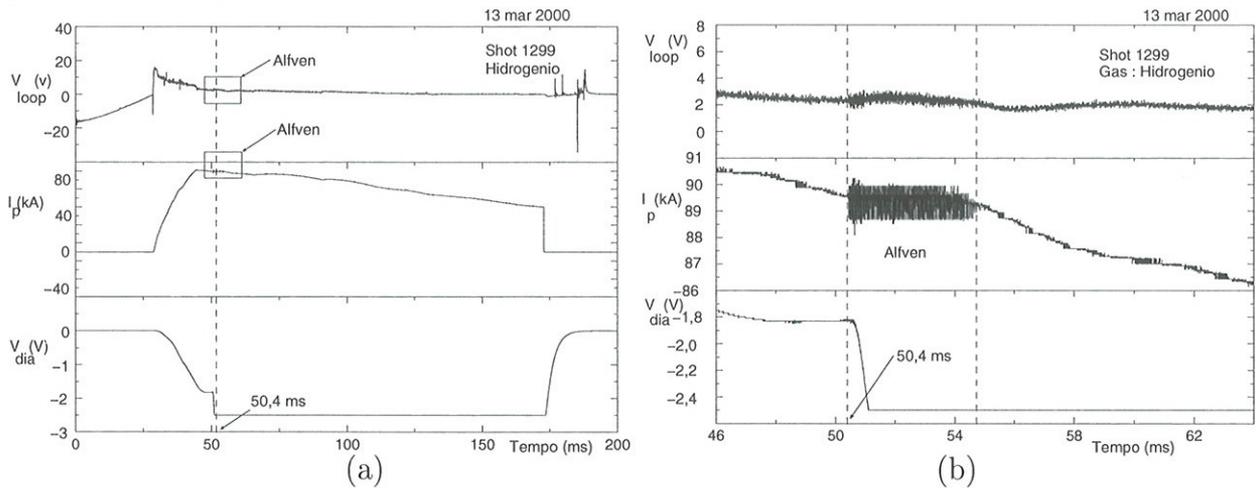


Figura 8.5: Perfis temporais de  $V_{loop}$ ,  $I_p$  e  $V_{diam}$  para a descarga 1299 (a) com pulso inteiro e (b) ampliado no intervalo entre 46 e 64ms.

As descargas com o sistema Alfvén foram produzidas nas mesmas condições da descarga 1300, tendo o pulso de rádio-freqüência sido aplicado após o máximo da corrente de plasma, na descarga 1299, e antes do máximo na descarga 1305. Na Fig 8.6 são mostrados sobrepostos os pulsos de corrente das três descargas. No intervalo de aplicação do pulso de Alfvén, entre 40 e 55ms, aproximadamente, as condições das três descargas são bastante semelhantes.

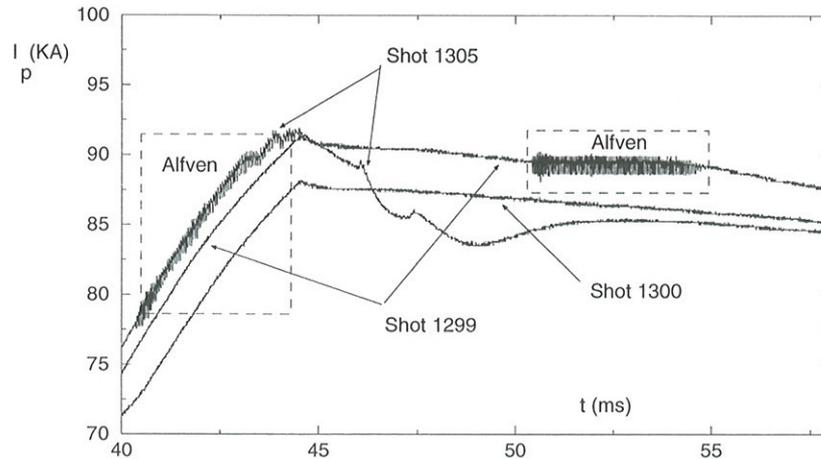


Figura 8.6: Perfil temporal da corrente de plasma nas descargas 1299 (com Alfvén em  $t=50,4\text{ms}$ ), 1300 (sem Alfvén) e 1305 (com Alfvén em  $t=40\text{ms}$ ).

Na Fig 8.7a e Fig 8.7b mostramos os perfis temporais de  $V_{loop}$ ,  $I_p$  e  $V_{dia}$ , ampliados no intervalo  $46 \leq t \leq 64\text{ms}$ , de forma a mostrar em detalhe o comportamento desses parâmetros durante o pulso de Alfvén, para a descarga 1299 (8.5b) em comparação com a descarga 1300 (8.4b), sem Alfvén. Notamos que, em consequência do pulso de Alfvén, foi detectado um pequeno aumento na tensão de enlace,  $V_{loop}$ , e na corrente de plasma  $I_p$ . Na descarga 1300, sem Alfvén, a corrente de plasma decresce monotonicamente neste intervalo, enquanto que na descarga 1299, com Alfvén, a corrente de plasma se mantém aproximadamente constante durante o pulso de rádio-frequência. Notamos na curva da tensão de enlace, na Fig 8.7b, um aumento de amplitude de aproximadamente uma unidade, chegando a 2,8 Volts. Na curva da corrente de plasma, nesta mesma figura, notamos a formação de um *platô* na região Alfvén, correspondendo a 89 kA de corrente de plasma. Como nas descargas do TCABR não há sistema de realimentação para manter a corrente de plasma constante, é plausível que o pequeno aumento de corrente tenha sido ocasionado pelas ondas de Alfvén. No entanto, vemos que a tensão de enlace também aumentou durante o pulso. Este aumento pode ter sido provocado por um influxo de impurezas, causado pelo pulso de rádio-frequência, aumentando a resistividade do plasma. Mas, neste caso, seria de se esperar que a corrente de plasma simplesmente diminuísse, mantendo a tensão de enlace aproximadamente constante. É possível que o aumento da tensão de enlace juntamente com a corrente de plasma seja consequência de uma evolução complexa do plasma, com influxo de impurezas e redistribuição do perfil de densidade. Uma investigação mais detalhada desta possibilidade será feita mais tarde, utilizando um código de transporte.

Infelizmente, o ruído introduzido pelo pulso de Alfvén interferiu no sinal da bobina diamagnética nesta sequência de descargas. A curva da tensão diamagnética, do disparo 1299 na Fig 8.7b, apresentou um sinal de amplitude muito grande devido ao mal funcionamento do integrador de sinal diamagnético. Este problema foi solucionado mais tarde, filtrando o sinal da bobina, colocando-se um filtro RC de  $\tau = 10\mu\text{s}$  na saída da bobina diamagnética. Por isso não é possível inferir nada sobre aquecimento do plasma nesta descarga 1299. Pelo perfil temporal de  $V_{dia}$  na descarga 1300, obtemos que  $\beta_{pol} \approx 0,16$ , antes do pulso de Alfvén.

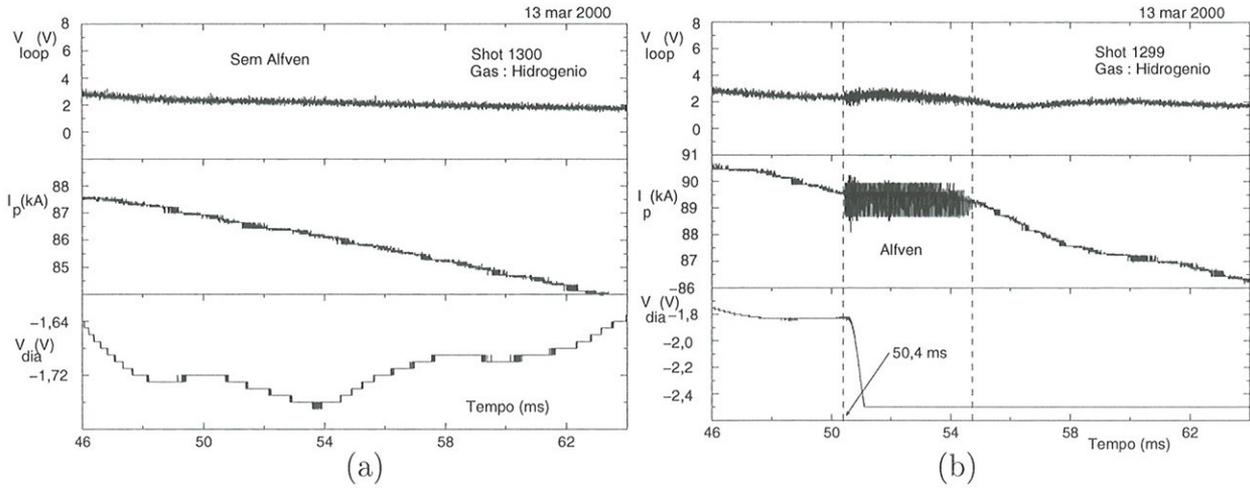


Figura 8.7: Perfis temporais de  $V_{loop}$ ,  $I_p$  e  $V_{diam}$  para as descargas 1300 (a) e 1299 (b), ampliados no intervalo entre 46 e 64ms.

Na Fig 8.8b mostramos os perfis temporais da descarga 1305, com o pulso de rádio-freqüência aplicado em 40ms, ou seja, durante a fase de subida da corrente de plasma, em comparação com o pulso sem Alfvén pela Fig. 8.8. Comparando com os mesmos traços da Fig 8.5, vemos que o pulso de rádio-freqüência engatilhado antes do máximo altera a formação e a evolução da corrente de plasma obtida durante a descarga.

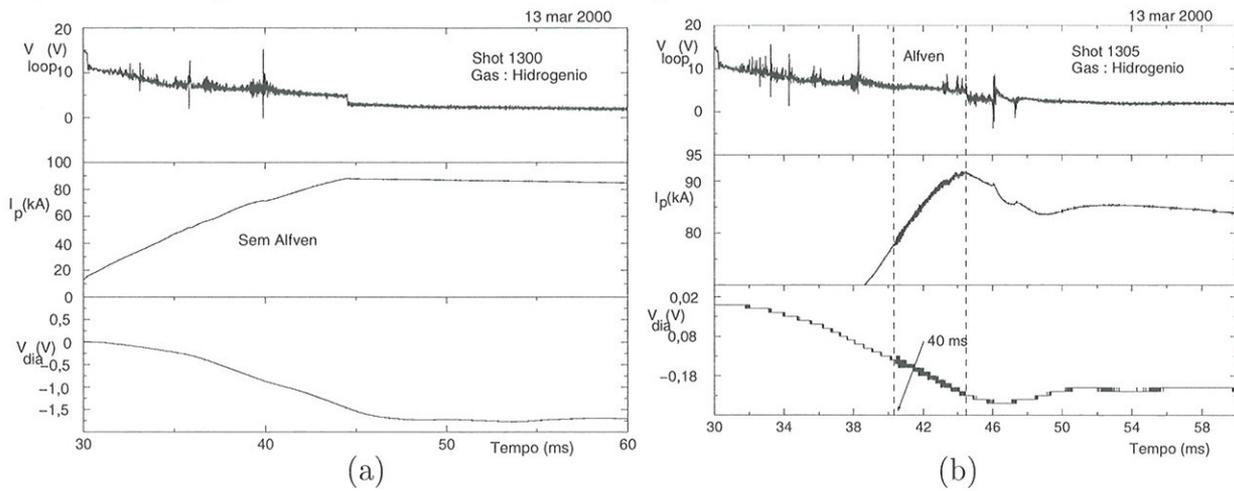
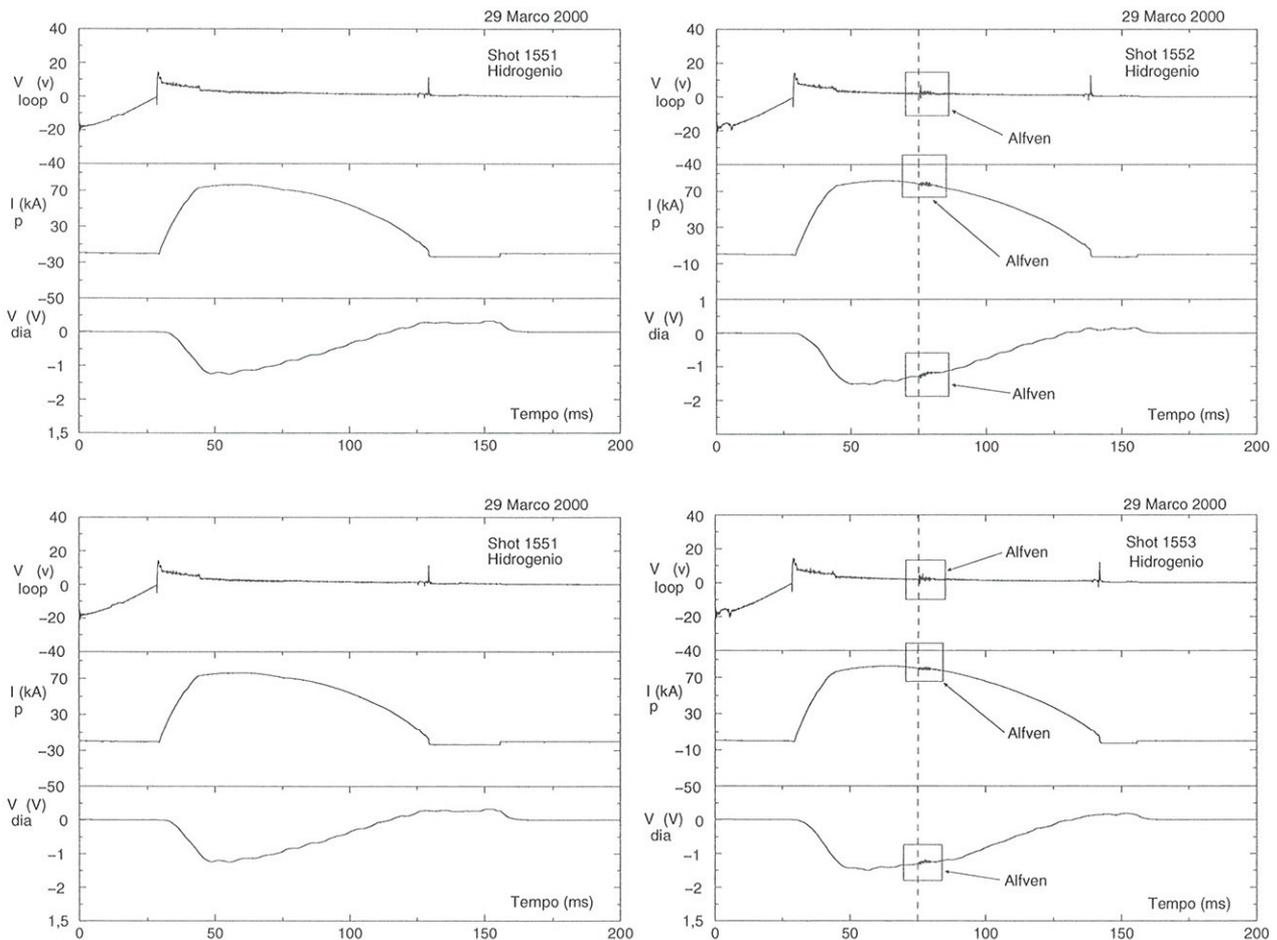


Figura 8.8: Perfis temporais de  $V_{loop}$ ,  $I_p$ ,  $V_{dia}$  e  $I_v$  para a descarga 1305, com o pulso de rádio-freqüência aplicada em  $t=40ms$ .

Na Fig 8.8a e 8.8b mostramos os perfis temporais de  $V_{loop}$ ,  $I_p$  e  $V_{dia}$ , ampliados no intervalo  $30 \leq t \leq 60ms$ , para as descargas 1300 e 1305. Neste caso o sinal da bobina diamagnética está filtrado e obtemos que  $\beta_{dia} \approx 0,9$ , praticamente não se modifica com relação ao da descarga sem Alfvén. Este valor elevado de  $\beta_{dia}$ , indica uma presença de eletrons fugitivos nesta descarga.

### 8.2.2 Descargas 1551, 1552, 1553, 1554, 1555 e 1556

Na Fig 8.9 apresentamos os resultados dos disparos de número 1551 a 1556. O disparo 1551 foi obtido sem o sistema Alfvén. Os disparos restantes foram executados com o sistema Alfvén ligado. O oscilador quatro fases foi disparado com frequência em torno de 5 MHz. Cada um dos resultados com Alfvén é apresentado junto com os resultados do pulso 1551, sem o sistema Alfvén, com o objetivo de compará-los e avaliar o desempenho do sistema de antena com plasma. Na Fig 8.9 mostramos os perfis temporais no intervalo do pulso inteiro de cerca de 100ms de duração da corrente de plasma. O comportamento das curvas da corrente de plasma continuou apresentando um decréscimo monotônico durante o disparo, a partir de 80kA.



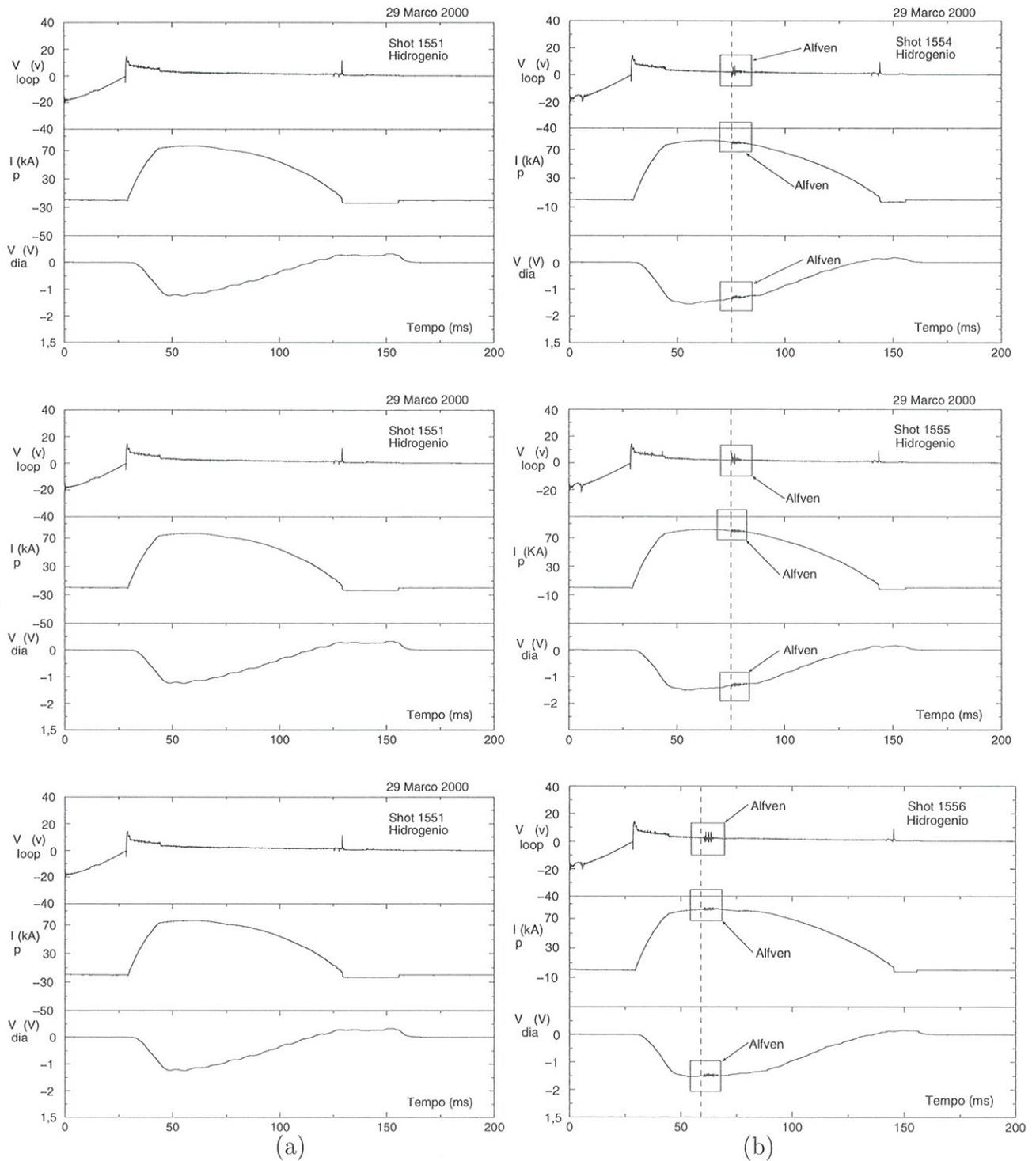
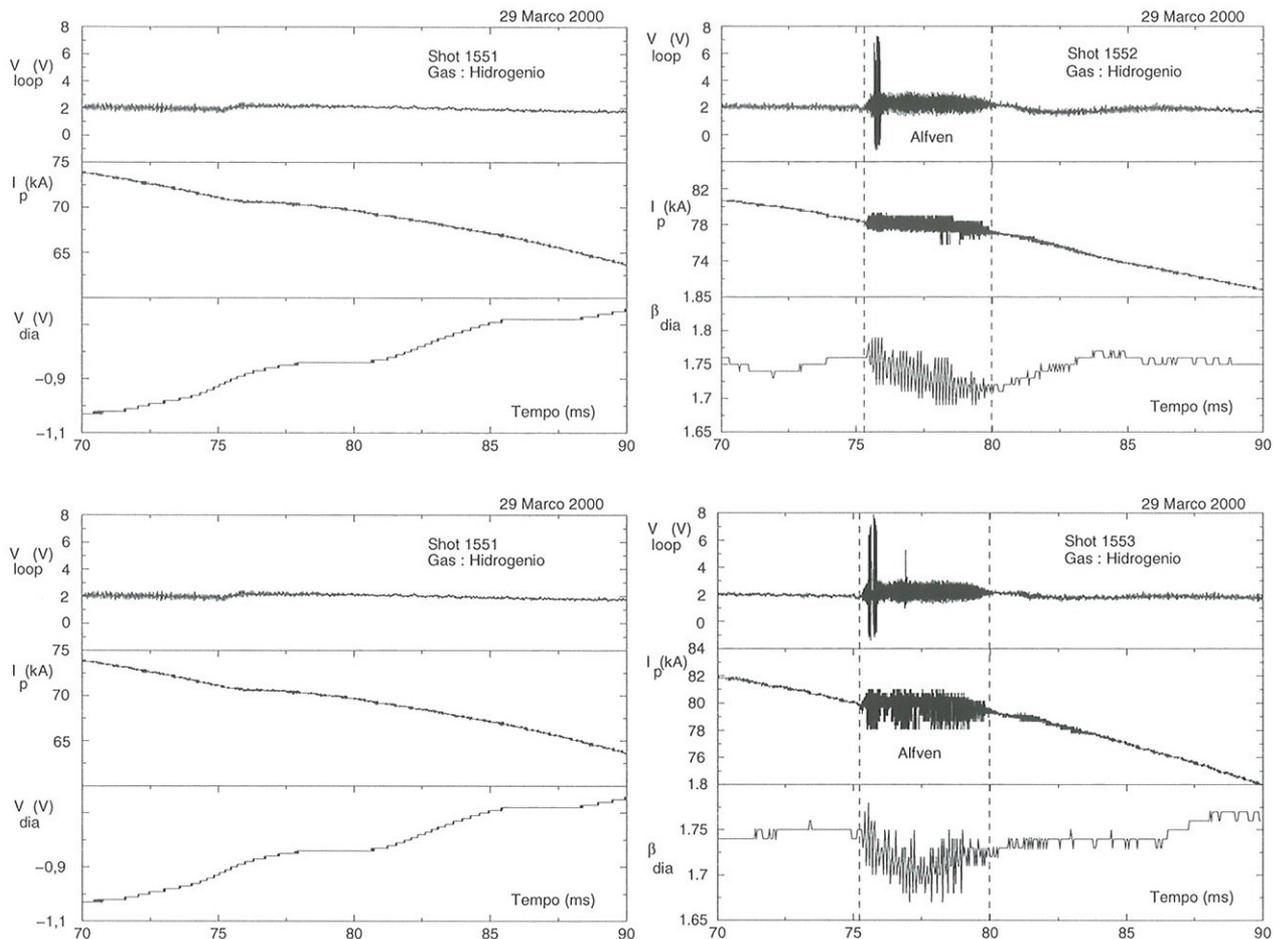


Figura 8.9: Perfis temporais de  $V_{loop}$ ,  $I_p$  e  $V_{dia}$  para as descargas de 1551 a 1556, com o pulso de rádio-freqüência aplicada em 75ms. No disparo 1556 o sistema Alfvén foi engatilhado em 60,2ms.

Os resultados com Alfvén, após serem ampliados, foram comparados com o resultado 1551 no intervalo entre 70 e 90ms e apresentados na Fig 8.10. Neste grupo de resultados, observa-se que a tensão de enlace teve um ligeiro acréscimo no seu valor, enquanto que a curva da corrente de plasma apresentou novamente uma sustentação na corrente durante a excitação Alfvén. Na descarga de número 1556 o pulso Alfvén foi antecipado de 10ms, ou seja, disparado a partir de 60,2ms. Nas curvas da tensão de enlace percebemos o surgimento de alguns picos de ruídos durante a excitação Alfvén. A origem destes picos na tensão parece estar relacionada com o problema de ruído já mencionado anteriormente.



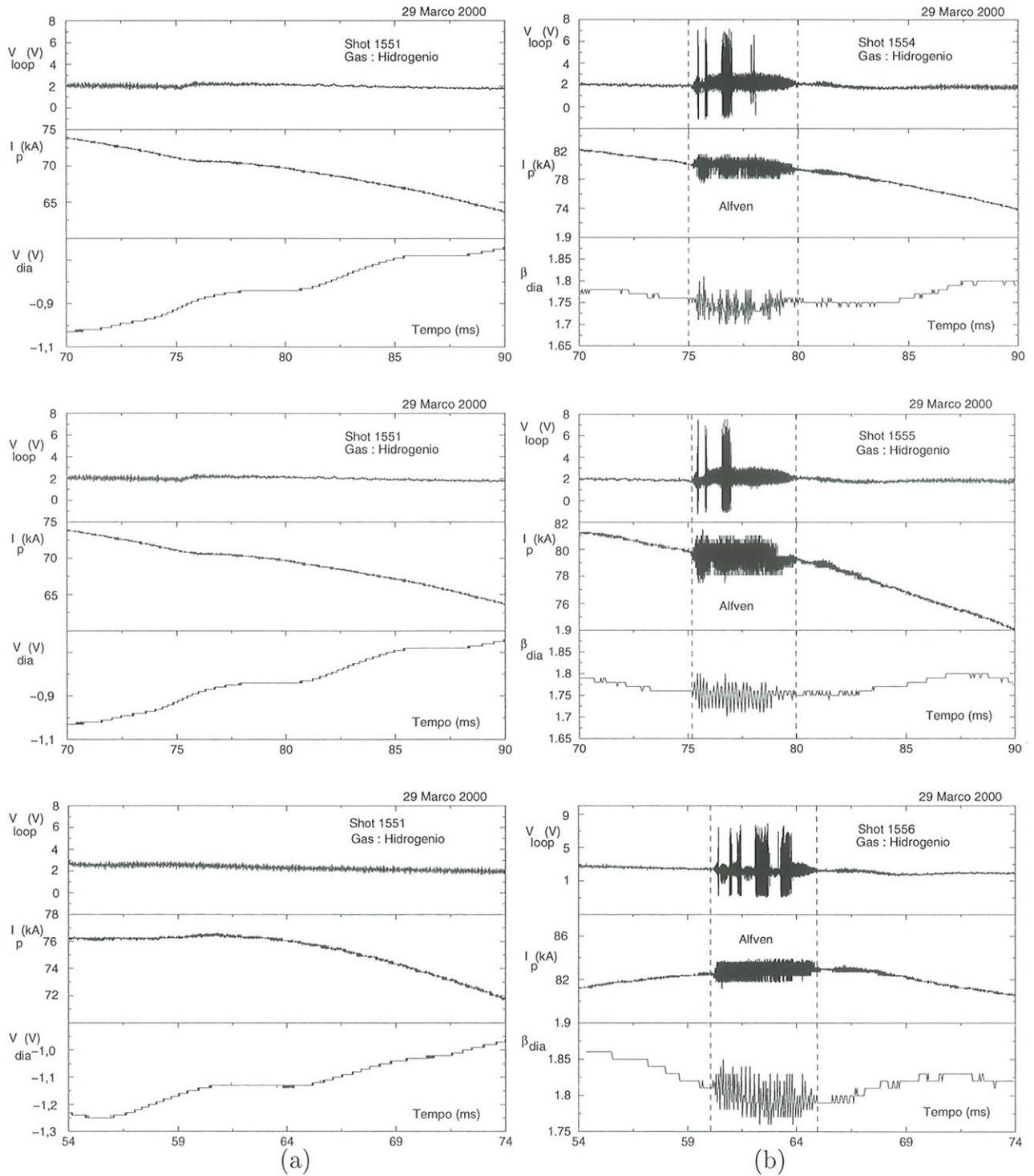


Figura 8.10: Perfis temporais de  $V_{loop}$ ,  $I_p$  e  $V_{dia}$  para descargas de 1551 a 1556, com o pulso de RF engatilhado em 75ms. No teste 1556, foi disparado em 60,2ms. Cada curva com Alfvén foi apresentada conjuntamente com o resultado 1551 para avaliar o desempenho do sistema de antenas.

As curvas da corrente de plasma dos resultados obtidos sem o sistema Alfvén, 1551, e com o sistema Alfvén, foram sobrepostas num mesmo gráfico, mostrado na Fig 8.11. A aparência do comportamento das curvas mostra uma certa reprodutibilidade dos pulsos, tanto na região da excitação Alfvén como também fora desta região .

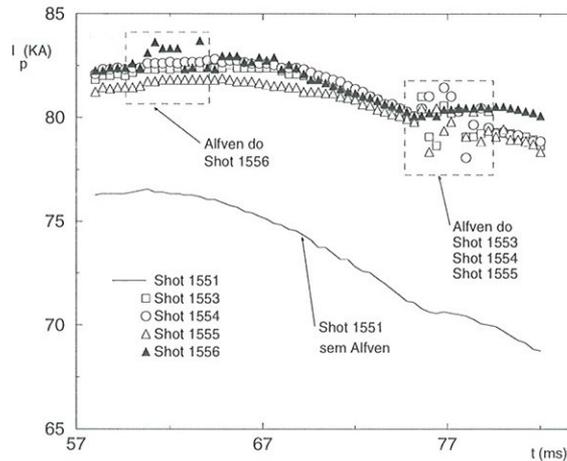


Figura 8.11: Gráficos da corrente de plasma dos resultados 1551, 1553, 1554, 1555 e 1556 sobrepostos mostrando a reprodutibilidade dos sinais produzidos pelo tokamak conjuntamente com o sistema Alfvén.

Felizmente foi possível tornar o interferômetro operacional nos disparos 1551, 1552 e 1555, obtendo os perfis temporais de densidade de linha  $\bar{n}_e$ . O interferômetro possui três canais, permitindo determinar a densidade média da linha ao longo de três cordas. No entanto, nestas descargas um canal sempre apresentou problemas. Os outros dois viam duas cordas verticais, uma a 1,2cm do eixo magnético e outra a 4cm.

Na Fig 8.12 notamos que a densidade de linha máxima, para a descarga 1551, ao longo da corda dos 4cm do eixo da coluna de plasma foi de  $\bar{n} \approx 1,8 \times 10^{19} m^{-3}$ , entre o intervalo de 75ms e 80ms.



Figura 8.12: Evolução da linha de densidade da descarga de número 1551, sem o sistema Alfvén, medida ao longo de uma corda vertical a 4cm do eixo da coluna de plasma.

Na Fig 8.13 apresentamos a evolução da densidade de dois disparos 1552 e 1555 com o sistema Alfvén acionados em 65,0 e 60,2ms, respectivamente. O sistema de Alfvén induz um ruído no circuito de determinação da defasagem do interferômetro que impede seguir a evolução da descarga durante o pulso de rádio-frequência. O valor da densidade sofre uma queda de  $1,8 \times 10^{19} m^{-3}$  para  $1,5 \times 10^{19} m^{-3}$  no disparo 1552, e de  $1,6 \times 10^{19} m^{-3}$  para  $1,3 \times 10^{19} m^{-3}$  no disparo 1555. Entretanto, apesar destes resultados, não sabemos na realidade se houve um aumento ou redução da densidade na evolução do tempo durante a excitação das ondas Alfvén, devido a uma possível perda de fase.

Usando o valor da densidade no início do pulso Alfvén, podemos avaliar a velocidade de Alfvén na meia distância entre a borda e o centro da coluna de plasma, no campo toroidal de equilíbrio do tokamak TCABR, de  $B_o = 1,1T$ . Nesta posição a curva da Fig. 8.13 fornece, no início do ruído, um valor médio entre  $1,6$  e  $1,8 \times 10^{19} m^{-3}$ , para a densidade do plasma. Substituindo a velocidade de Alfvén  $v_A = B_o / \sqrt{\mu_o \rho_i}$  na expressão da relação de dispersão da onda lenta, dada por

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{v_A} [1 - (\frac{\omega}{\omega_{ci}})^2]^{-1/2} \quad (8.2)$$

temos condições de avaliar o número toroidal  $n$ , que está sendo excitado na coluna de plasma. O número de onda é dado por  $k_{\parallel} = 2\pi/\lambda_{\parallel}$  e, usando o comprimento na direção toroidal dado por  $\lambda_{\parallel} = 2\pi R/N$ , podemos estimar o número toroidal  $N \approx 3$ . A velocidade de Alfvén foi calculada entre  $6,1$  e  $6,6 \times 10^6 m/s$ , considerando a massa iônica,  $m_i = 1,67 \times 10^{-27} kg$ . Nestes cálculos, desprezamos o termo entre colchetes que é igual aproximadamente a unidade,  $\approx 1,04$ .

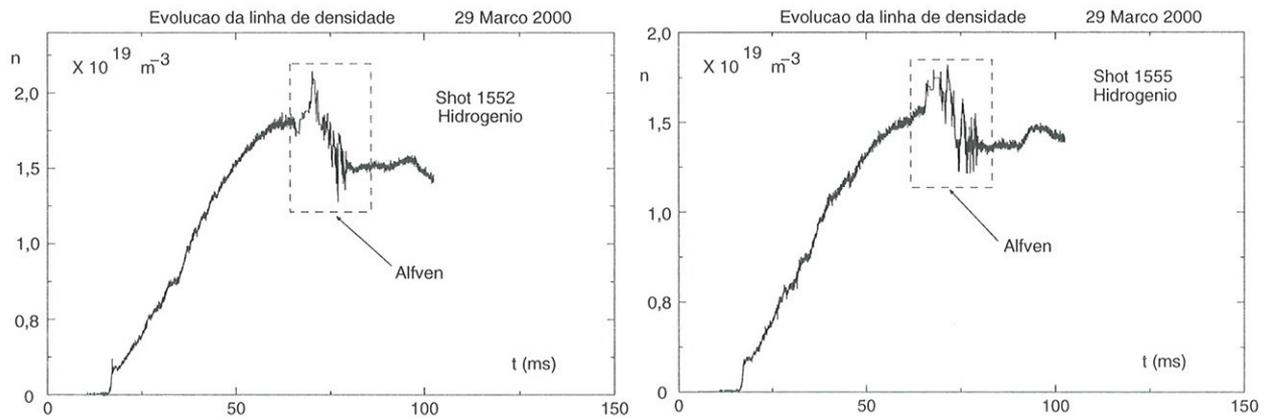


Figura 8.13: Evolução da linha de densidade das descargas de números 1552 e 1555, com engatilhamento Alfvén em 65ms.

Com o objetivo de avaliar o desempenho do sistema Alfvén na evolução dos perfis das densidades, as curvas das descargas com Alfvén, 1552 e 1555, foram sobrepostas com a curva do disparo sem Alfvén, de número 1551. Aparentemente notamos que durante a excitação de ondas de Alfvén houve uma redução na densidade de linha. A evolução das densidades de linha dos disparos 1552 e 1555 seguem abaixo da densidade de linha do disparo 1551, sem o sistema Alfvén. Esta comparação está apresentada na Fig 8.14.

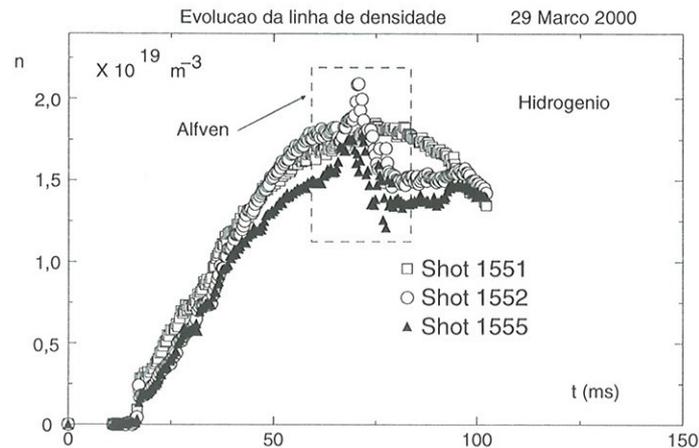


Figura 8.14: Comparação entre os perfis das descargas 1552 e 1555, com excitação Alfvén, com o perfil de número 1551, sem o engatilhamento Alfvén.

### 8.2.3 Resultado do disparo 2624

A descarga mais recente, com resultados mais expressivos, foi o disparo 2624. Durante este disparo, notamos que a tensão de enlace,  $V_{loop}$ , mostrada na Fig. 8.15a, manteve-se constante em torno de 2,4V, enquanto que a corrente de plasma,  $I_p$ , da Fig. 8.15b, sofreu um acréscimo na sua intensidade de 92,0kA para 92,7kA. Isto significa que houve um aumento da condutividade,  $\sigma$ , de acordo com a lei de Ohms,  $I_p \approx \sigma V_{loop}$ , indicando um aumento da corrente de plasma na coluna. Mas como a condutividade varia em função do  $Z_{eff}$  e da temperatura eletrônica,  $T_e$ , de acordo com a expressão de Spitzer,

$$T_e^{3/2} \approx \sigma Z_{eff}, \quad (8.3)$$

o aumento da condutividade pode ter ocorrido mais diretamente pelo aumento da temperatura,  $T_e$ , do que pelo aumento do  $Z_{eff}$ . Pois, conforme pode ser visto pela curva do beta diamagnético Fig. 8.15d, indicou um aumento de temperatura eletrônica durante o pulso Alfvén. Enquanto que a forma constante na densidade eletrônica, como mostra a Fig 8.15c, e um pequeno sinal da corrente de saturação dos íons, Fig 8.15f, indicaram somente um pequeno aumento do  $Z_{eff}$  na coluna de plasma revelando uma pequena geração de impurezas.

O pequeno aumento de 0,7kA da corrente de plasma foi devido a excitação de ondas caminhanantes por apenas um par de anéis, com pequena potência, da ordem de 40kW, acoplada ao plasma. Mesmo assim, o resultado mostrado na Fig. 8.15 é muito importante pois, pela primeira vez na literatura, é obtida evidência direta da geração de corrente por ondas de Alfvén, com a tensão de enlace mantida aproximadamente constante. Em outros experimentos, este resultado foi obtido de forma indireta, com a corrente mantida constante e a tensão de enlace diminuindo. Naturalmente, quando fôr possível excitar os outros pares de anéis da antena e acoplar maior potência ao plasma, o aumento relativo da corrente de plasma deve ser bem maior.

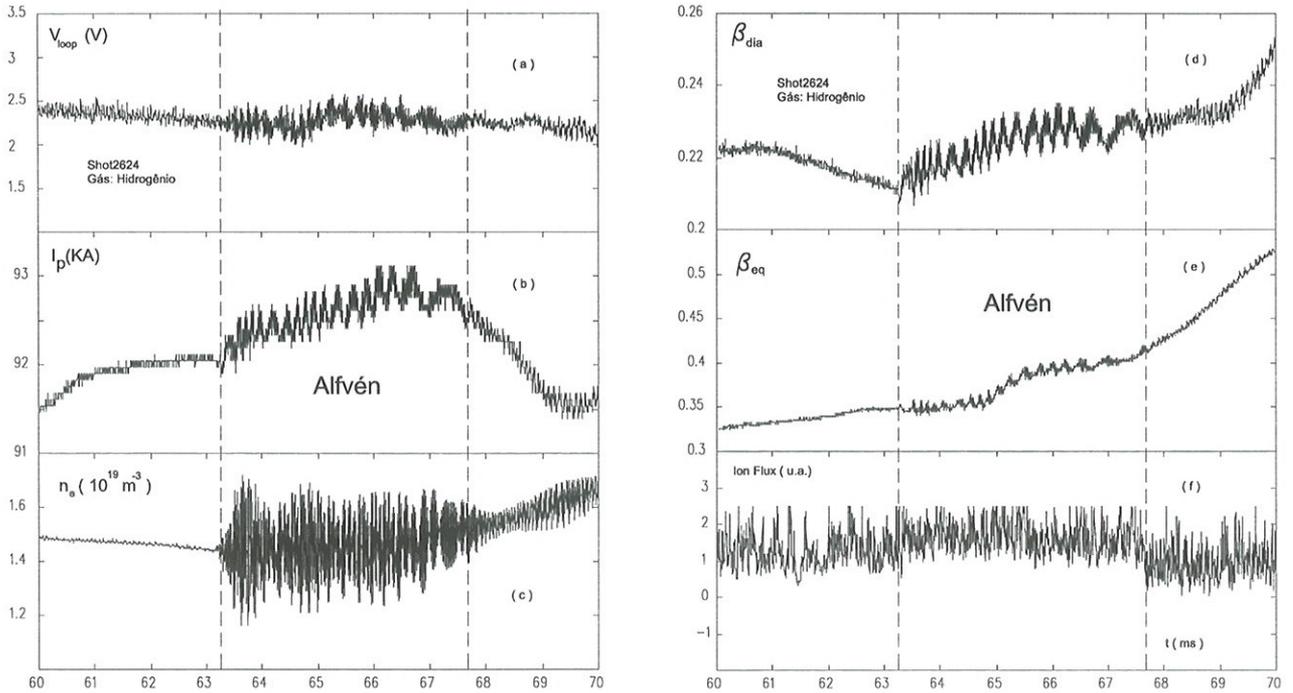


Figura 8.15: Resultados do disparo 2624: (a) Tensão de enlace,  $V_{loop}$ , (b) Corrente de plasma,  $I_p$ , (c) Densidade eletrônica,  $n_e$ , (d) Beta diamagnético,  $\beta_{dia}$ , (e) Beta de equilíbrio,  $\beta_{eq}$  e (f) Fluxo de íons.

Para comparação dos resultados do disparo 2624 com a teoria cinética, podemos simular a evolução da temperaturas eletrônicas,  $T_e$ , e iônicas,  $T_i$ , das densidades eletrônicas,  $n_e$ , e de correntes,  $j$ , e do grau da geração de impurezas pelo  $Z_{eff}$ , a partir de um código toroidal ASTRA. Como condições iniciais para simulação foram utilizados os valores iniciais da corrente de plasma e de densidade eletrônica, antes do pulso Alfvén, iguais a 92,1KA e  $1,44 \times 10^{19} m^{-3}$ , respectivamente. A Fig. 8.16 apresenta a evolução temporal das temperaturas eletrônica e iônica (b), da densidade eletrônica (c), e do beta diamagnético (d), com o pulso de Alfvén entre 49,0ms e 56,5ms. A Fig 8.17 representa as evoluções espaciais dos mesmos parâmetros em função do raio da coluna de plasma, tomados no início, 49ms, e no fim, 56,5ms, do intervalo do pulso Alfvén da Fig 8.16. A posição radial foi normalizada, isto é,  $x = r/a$ . Na Fig 8.17, as curvas da temperatura eletrônica e iônica (a), da densidade eletrônica (b) e de corrente (c) são monotonicamente decrescentes. O gráfico apresenta uma variação do grau de impurezas geradas durante o pulso Alfvén pelo aumento do  $Z_{eff}$ , de 5,9 no início, coluna esquerda, para 8,0 no final do pulso, coluna direita. A curva  $P_d$  localizada em torno de  $x = 0,7$ , na Fig 8.17b, representa a potência dissipada em torno da superfície ressonante. O platô da curva da densidade de corrente,  $j$ , na Fig 8.17c, foi reduzido de  $x = 0,2$  para  $x = 0,15$  como consequência da passagem de uma parte do fluxo da corrente pela superfície de ressonante. A curva do fluxo de calor,  $Q_e$ , apresenta um crescimento monotônico na Fig. 8.17d com perfil mais achatado e deslocado para fora da superfície ressonante.

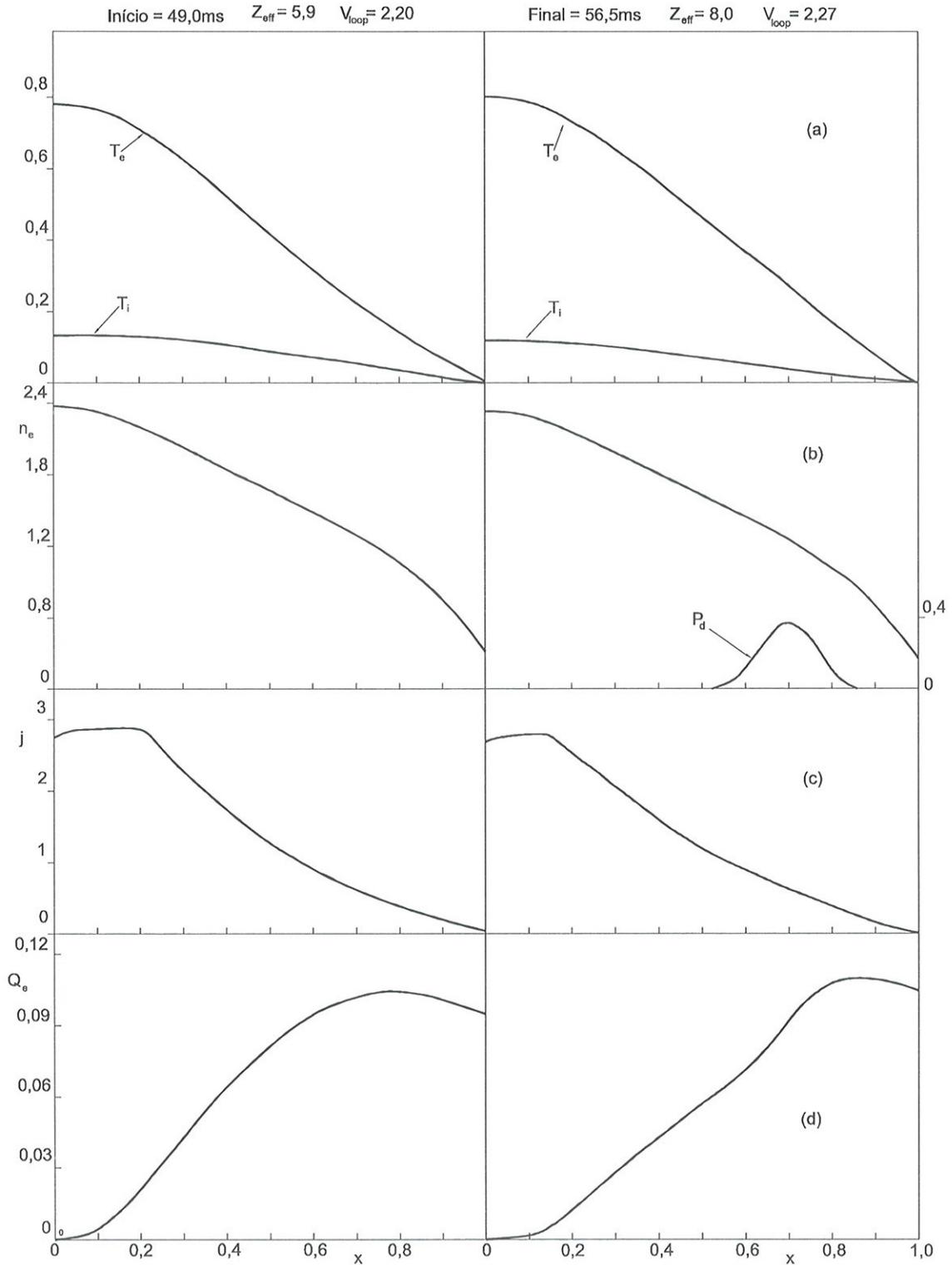


Figura 8.16: Evolução temporal das temperaturas,  $T_e$  e  $T_i$ , das densidades,  $n_e$  e  $j$ , obtidos a partir de um código toroidal ASTRA.

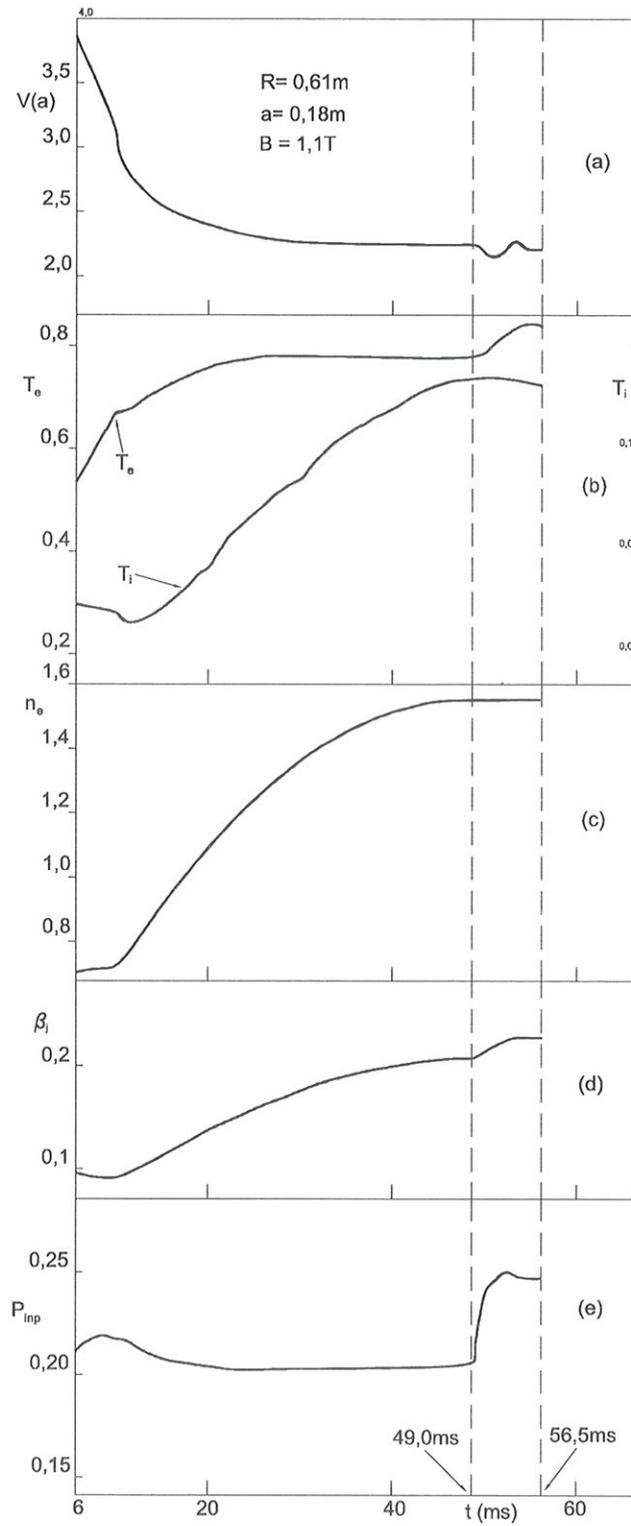


Figura 8.17: São evoluções espaciais dos mesmos parâmetros da Fig 8.16 ao longo do raio da coluna de plasma nos instantes, 49ms e 56,5ms.



## Capítulo 9

# Conclusões e Sugestões para trabalhos futuros

Nesta tese descrevemos o projeto conceitual, projeto executivo, construção e teste do primeiro módulo do sistema de excitação de ondas de Alfvén para o tokamak TCABR. O projeto conceitual envolveu várias inovações com relação aos sistemas anteriormente utilizadas no tokamak TCA, em Lausanne, e em outros tokamaks. Em primeiro lugar, os elementos da antena foram projetados na forma de anéis circulares, que circundam completamente a coluna de plasma, de forma a garantir a pureza do espectro em torno do número de onda poloidal  $|M| = 1$ . A possibilidade de variar o número de onda toroidal,  $N$ , foi obtida através do desenvolvimento de um oscilador de quatro fases, de forma a manter uma defasagem fixa ( $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  e  $270^\circ$ ) entre diferentes elementos do sistema de antenas.

As inovações introduzidas no projeto conceitual tornaram bastante complexo o projeto executivo e construção do sistema. Por outro lado, restrições orçamentárias exigiram o desenvolvimento de vários componentes localmente ou em colaboração com a indústria nacional, como no caso do oscilador de quatro fases. Um módulo do sistema de antenas foi quase que inteiramente projetado e construído pelo autor. A caracterização deste módulo foi feita numa câmara de vácuo teste, também construída pelo autor, que reproduz um setor da câmara de vácuo do TCABR. Foi possível sintonizar o oscilador quatro fases com dois pares de anéis da antena com defasagens de  $90^\circ$  e amplitudes constantes entre os quatro anéis A, B, C e D. Provamos que é possível, em princípio, sintonizar o oscilador para excitar um modo de número poloidal  $M=1$  e qualquer número toroidal  $N$ , bastando para isto alterar as diferenças de fase das correntes entre os anéis da antena. O método de acoplamento dos anéis, dois a dois, permitiu um controle maior das diferenças de fase dos anéis e reduziu substancialmente as diferenças entre as amplitudes das correntes nos anéis. Na Tabela 7.17, apresentamos os resultados finais da caracterização da antena com o oscilador quatro fases, sem e com a tela de Faraday. A montagem da tela de Faraday contribuiu para aumentar o valor da resistência da antena devido às dissipações de correntes induzidas da antena sobre a tela. Por outro lado a indutância do anel teve seu valor reduzido, indicando a formação da blindagem magnética devido ao estrangulamento da componente  $B_\perp$  entre as ranhuras do elementos que constituem a tela. A tela de Faraday contribuiu para uniformizar as amplitudes entre os anéis, com melhores formas dos sinais mas, em contrapartida, reduziu a sensibilidade de sintonia da antena como mostra a redução do fator de qualidade  $Q_o$  da Tabela 7.17, indicando que a tela de Faraday tornou a sintonia da antena

menos precisa.

O desempenho do sistema de antenas foi analisado em descargas resistivas no TCABR. Os resultados das experiências iniciais do módulo do sistema de antenas para excitação de ondas de Alfvén indicam que ainda há um acoplamento parasítico bastante forte com o plasma periférico, em torno da antena. Este acoplamento ocorre porque os rasgos nos protetores laterais da tela de Faraday permitem uma interação forte com os elétrons ao longo das linhas de força do campo magnético toroidal. A comutação das conexões AC e BD, com ligações  $\pi$ , permitiu excitar ondas estacionárias de modos  $M=-1$  e  $M=+1$ . A análise dos resultados para avaliar o desempenho obtido com o sistema de antenas Alfvén foi feita através de comparações dos disparos entre descargas sem e com excitação Alfvén. As descargas escolhidas foram todas no regime normal de plasma resistivo. O primeiro resultado relevante com o sinal Alfvén foi o disparo de número 1299, caracterizado por uma *onda caminhante*, produzida por um pulso de 4 kV do banco de capacitores, gerando uma frequência de ressonância de 5,5 MHz. Notamos, no gráfico da tensão de enlace, Fig. 8.5, um aumento na sua amplitude da ordem de uma unidade, em torno de 2,8 Volts. Este aumento pode ter sido provocado pelo influxo de impurezas para o interior da coluna de plasma. Na curva da corrente de plasma notamos a formação de um *platô* na região Alfvén, correspondendo a 89 kA de corrente de plasma. A formação do *platô* pode indicar uma geração de corrente no plasma. Todos os disparos foram bem sucedidos, alguns com o engatilhamento do sistema Alfvén antecipados e, em outros, atrasados, mas sempre mostrando-se satisfatoriamente reproduzíveis. Apresentamos no final, a evolução da linha de densidade ao longo do disparo, mostrando o comportamento crescente do perfil da curva até sua amplitude alcançar um valor máximo em torno de  $1,6 \times 10^{19} m^{-3}$ . Com o engatilhamento do sistema Alfvén notamos o aparecimento de um picos no início do pulso RF, indicando a geração de impurezas. Pudemos estimar a velocidade de Alfvén em torno de  $6,3 \times 10^6 m/s$  que permitiu avaliar um provável número toroidal,  $N \approx 3$ , excitado pelo par de anéis numa frequência de 5,0MHz, durante os experimentos. Infelizmente não foi possível testar os protetores laterais de nitreto de boro, previstos no projeto, devido a dificuldades de fornecimento pelo fabricante (atualmente este problema já foi solucionado).

Para facilitar a sintonia do oscilador e seu acoplamento com a antena, diferentes formas de conectar eletricamente os anéis foram testadas, alterando a configuração prevista no projeto original. Embora ainda não tenha sido possível medir a impedância de acoplamento, para diferentes condições de operação, os resultados preliminares indicam um acoplamento efetivo com o plasma, com o aumento de  $\beta_{dia}$  em algumas descargas.

A descarga com resultados mais expressivos foi o disparo 2624, cujo aumento da corrente de plasma significou num aumento da condutividade e *geração de corrente*. O aumento de condutividade do plasma indicou um aumento da temperatura eletrônica do plasma, segundo a fórmula de Spitzer, uma vez que não houve aumento do  $Z_{eff}$  com geração de *impurezas* indicado pelo resultado constante da densidade eletrônica e também pelo baixo sinal de corrente de saturação dos íons. A simulação dos resultados do disparo 2624, a partir de um código de equilíbrio toroidal ASTRA, usando as condições iniciais da corrente de plasma e de densidade eletrônica, também revelou um pequeno aumento de temperatura eletrônica e geração de corrente durante o pulso Alfvén.

O pequeno aumento de 0,7kA da corrente de plasma foi devido a excitação de ondas caminhantes por apenas um par de anéis, com pequena potência, da ordem de 40kW, acoplada ao plasma. Mesmo assim, o resultado mostrado na Fig. 8.15 é muito importante pois,

pela primeira vez na literatura, é obtida evidência direta da geração de corrente por ondas de Alfvén, com a tensão de enlace mantida aproximadamente constante. Em outros experimentos, este resultado foi obtido de forma indireta, com a corrente mantida constante e a tensão de enlace diminuindo. Naturalmente, quando fôr possível excitar os outros pares de anéis da antena e acoplar maior potência ao plasma, o aumento relativo da corrente de plasma deve ser bem maior.

Naturalmente, a otimização do acoplamento e escolha das melhores condições de operação irá exigir uma longa campanha experimental. No entanto, mesmo considerando que os resultados relevantes sobre o aquecimento do plasma não tenham ainda sido obtidos, os objetivos iniciais do trabalho relacionados com, projeto, construção, instalação, caracterização e teste do sistema de excitação de ondas de Alfvén no tokamak TCABR foram plenamente realizados. Embora o enfoque do trabalho tenha sido no desenvolvimento instrumental, os conceitos originais nele incluídos permitiram a publicação de um trabalho científico[61] e a apresentação de vários outros em congressos [73, 74, 67, 63]. (Com a obtenção de alguns resultados interessantes em algumas descargas recentes, outros trabalhos certamente serão publicados.)

Como sugestões para trabalhos futuros podemos citar; a construção de mais três módulos da antena com passadores de corrente nos alimentadores para enviar o pulso até os anéis da antena na câmara do tokamak TCABR; e, finalmente, a confecção e estudo do desempenho dos protetores laterais da antena.



# Bibliografia

- [1] H.Alfvén; *Nature* 150, 450 (1942).
- [2] T.K.Allen, W.R.Baker, R.V.Pyle, and J.M.Wilcox: *Phys. Rev.Lett.* 2, 383 (1959).
- [3] E.R.Priest: *Solar Magnetohydrodynamics*; Reedel, Dordrecht, Hilland (1982).
- [4] T.H.Stix: *Waves in Plasmas*; AIP, NY (1992).
- [5] R.C.Cross: *An Introduction to Alfvén Waves*; Adam Hilger, Bristol, (1998).
- [6] W.Grossmann, J.Tataronis; *Z Phys.* 261m, 217 (1973).
- [7] A.Hasegawa, L.Chen; *Phys. Rev. Lett.* 32, 454 (1974).
- [8] D.J.Wort: *Plasma Phys.* 15, 58 (1971).
- [9] K.G.Budden: *Radio Waves in the Ionosphere*; Cambridge Press, (1961).
- [10] A.G.El'fimov, A.G.Kirov, V.P.Sidorov: *High-frequency Plasma Heating* edited by Litvak, A.G. (Transl. series, AIP, New York, 1992) p235.
- [11] R.A.Demirkhanov, A.G.Kirov, M.A.Stotland, N.J.Malikh; *Plasma Phys.*, 10, 444 (1968).
- [12] R.A.Demirkhanov, A.G.Kirov, L.F.Ruchko, A.V.Sukachev; *Soviet Phys.JETP Letters*, 33, 28 (1981).
- [13] A.G.Kirov, L.F.Ruchko; *Controlled Fusion and Plasma Physics* Oxford, vol1, p18 (1981).
- [14] S.N.Golovato and J.L.Shohett; *Phys. Fluids* 21, 1421 (1978).
- [15] A.G.El'fimov, V.Petržílka and J.A.Tataronis; *Radial Plasma Transporte and Toroidal Current Driven by Nonresonant Ponderomotive Forces*, Preprint PLR-93-12, University of Winconsin (1993).
- [16] T.Obiki, T.Mutoh, S.Adachi, A.Sasaki, A.Iiyoshi, and K.Uo; *Phys. Rev. Lett.* 39, 812, (1977).
- [17] V.W.Dolgorolov, K.M.Stepanov: *Nuclear Fusion* 5, 276 (1965).
- [18] L.Chen, A.Hasegawa: *Phys. Fluids* 17, 1399 (1974).
- [19] A.Hasegawa, L.Chen: *Phys. Fluids* 19, 1924 (1976).

- [20] A.Chambrier, A.D.Cheetham, A.Heym, Alfvén wave absorption studies in TCA, Proc. Third Joint Varenna Grenoble International Symposium on Heating in Toroidal Plasmas (CEC, Brussels,1982), Vol. 1, pp. 161-172.
- [21] L.Ruchko, M.C.Andrade, R.M.O.Galvao, *Nucl.Fusion* 36 (1996) 503-508.
- [22] D.A.D'Ippolito and J.R.Myra; *Plasma Phys. Contr. Fusion* 33 (1991) 607.
- [23] T.Inrator, P.Probert, S.Wukitch; *Phys.Plasmas* 2 (1995) 2263-2271.
- [24] R.V.Nieuwenhove, R.Koch, G.V.Oost, T.Delvigne, F.Durodie, P.Lamalle, R.Leners, A.M.Messiaen, J.Ongena, G.Telesca, P.E.Vandenplas, G.V.Wassenhove, and R.R.Weynants; *Nucl.Fusion* 31 (1991) 1770.
- [25] W.D.Booth, M.E.Oakes e P.M.Valanju: *Global Alfvén eigenmode studies*, Phys. Fluids, 9-B2 p2024-2034, (1990).
- [26] D.W.Ross, G.L.Chen, and S.M.Mahajan; *Phys. Fluids*, 25, 652 (1982).
- [27] A.D.Cheetham, A.Heym, P.Hofman; 11th Symposium on Fusion Technology, Oxford, Vol. 1 (1980) 601.
- [28] G.A.Collins, F.Hofmann, B.Joye, R.Keller, A.Lietti, J.B.Lister, and A.Pochelon; *Phys.Fluids* 29 p2260-2272 (1986).
- [29] L.Ruchko, M.C.R.Andrade, R.M.O.Galvão , I.C.Nascimento, RF system for Alfvén wave heating and current drive in the TCABR tokamak, Proc. of International Conference on Plasma Physics (ICPP). Foz do Iguaçu-Brazil, 1, p365-368 (1994).
- [30] J.Frenkel: *Princípios de Eletrodinâmica Clássica*; EDUSP, São Paulo (1996).
- [31] K.Appert, J.Vaclavik, L.Villard: *Introduction to the Theory of Alfvén Wave Heating*, Report LRP 238/84, Confédération Suisse - Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Lausanne (1984).
- [32] K.Appert; *Phys. Rev. Lett.* 54, 1671 (1995).
- [33] D.G.Swanson: *Plasma Waves*, Boston Academic Press, (1989).
- [34] G.B.Arffen: *Mathematical Methods for Physicists*, Orlando Academic Press, (1985).
- [35] P.M.Morse and H.Freshbach: *Methods of Theoretical Physics*, New York McGraw Hill, 1 5.2 (1953).
- [36] Z.Sedlaček, *J.Plasma Phys.* 5 p237 (1971), *ibid* 6 p187 (1971), and Czech, *J.Phys* B23 p892 (1973).
- [37] L.D.Landau, *J. Phys. (USSR)* 10 p25 (1946).
- [38] M.Vukovic: *Toroidal Effects on the Alfvén Resonance in the Phaedrus-T Tokamak*, Tese de doutorado, University of Wisconsin-Madison, (1995).

- [39] J.P.Friedberg: *Ideal Magnetohydrodynamics*, Plenum Press, New York, (1987).
- [40] K.Appert, J.Vaclavik, *J.Plasma Phys.* 25 p551 (1983).
- [41] L.Spitzer: *Physics of Fully Ionized Gases*, John Willey, (1962).
- [42] E.A.Lerche: *Desenvolvimento e caracterização dos sistemas de Alimentação e Diagnóstico para excitação de Ondas de Alfvén no tokamak TCABR*; IFUSP, Dissertação de Mestrado, Brasil, São Paulo - SP (1998).
- [43] G.S.Amarante Segundo: *Análise Numérica do Aquecimento de Plasma, Geração de Corrente e Fluxo por Ondas de Alfvén no Tokamak TCABR*, Tese de Doutorado (1999).
- [44] A.G.Elifimov, J.A.Tataronis and N.Hershkowitz; *Phys. Plasmas*, 1 p2637 (1994).
- [45] T.Intrator et al; *Phys. Plasmas*, 3 p1331 (1996).
- [46] A.G.Elifimov, R.M.O.Galvão , I.C.Nascimento and G.Amarante-Segundo; *Plasma Phys. Control. Fusion*, 39 p1551-1560 (1997).
- [47] G.G.Borg, J.B.Lister, S.D.Piazza, and Y.Martin; *Nuc. Fusion* 33, 841 (1993).
- [48] B.Chapman: *Glow Discharge Processes*, Cap 5.
- [49] K.Odajima, H.Kimura, S.Iizuka, *Nucl.Fusion* 20 p226 (1980).
- [50] M.A.Rothman; *Plasma Phys.* 8 p241 (1966).
- [51] J.M.Noterdaeme, R.Ryter, M.Söll; Contr. Fusion and Plasma Heating (Proc. 13th Eur. Conf. Schliersee), 10C-II, European Physical Society 137 (1986).
- [52] V.S.Mukhovatov and V.D.Shafranov; *Nucl. Fusion*, 11 p605 (1971).
- [53] D.W.Faulconer; *J.Appl.Phys.* 54 p3810 (1983).
- [54] C.S.Walker: *Capacitance, Inductance, and Crosstalk Analysis* (1990).
- [55] J.Roth; *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, Plenum Press, New York p351 (1986).
- [56] H.Blinkschulte, S.Clement, J.P.Coad; *ibid.* p659.
- [57] J.B.O.Caughman II, D.N.Ruzix, D.J.Hofman; *J. Vac.Sci. Technol.*, A5 p2301 (1987).
- [58] F.W.Perkins; *Nucl. Fusion* 29 p583 (1989).
- [59] M.Bures, V.Bhatnagar, S.Corti; in Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 15th Eur. Conf. Dubrovnic), 12B-II, p713 (1988).
- [60] G.A.Collins; *Phys. Fluids* 29, p2260 (1986).
- [61] L.F.Ruchko, E.Ozono, R.M.O.Galvão , I.C.Nascimento, F.T.Degasperi and E.Lerche; *Fusion Engineering and Design* 43 p15-28 (1998).

- [62] J.Vaclavick, K.Appert; *Nucl. Fusion* 31, p1945 (1991).
- [63] E.Lerche, L.Ruchko, E.Ozono, R.M.O.Galvão , I.C.Nascimento, F.T.Degasperi: *Preliminary experimental study of the antenna module for Alfvén wave excitation system in TCABR tokamak*, Proceeding of the VIII LAWPP-Latin American Workshop on Plasma Physics - II-4.1, Tandil, Argentina (1998).
- [64] L.F.Ruchko, E.Lerch, R.M.O.Galvão , E.Ozono, A.N.Fagundes and I.C.Nascimento: *Alfvén Wave Spectrum Control in Heating and Current Drive Experiments*, Proceeding of the 20th Symposium on Fusion Technology, Marseille, France (1998).
- [65] A.C.J.Paes, R.D.Sydora; J.M.Danson; *Phys. Fluids* B4, p2699 (1992).
- [66] T.Tanaka, R.Majeski, D.A.Diebold, N.Hershkowitz; Relatório PRL-95-13, Universidade de Winconsin, Nuclear Fusion.
- [67] E.Ozono, L.Ruchko, E.Lerche, R.M.O.Galvão , F.T.Degasperi e I.C.Nascimento : *Development of Alfvén wave antenna system for TCABR tokamak*, Proceeding of the VIII LAWPP-Latin American Workshop on Plasma Physics - II-3.1, Tandil, Argentina (1998).
- [68] E.Lugscheider, M.Boretius: *Production of Vacuum Tight Alumina-Metal-Joints by Active Brazing and Brazing of Metallized Alumina*, AWS Brazing and Soldering Conference, Detroit MI (1991).
- [69] O.R.Bagnato: *Estudo de Juntas Metal-Cerâmicas Brasadas com Metal Ativo para Aplicações em Ultra-Alto Vácuo*, Campinas, São Paulo, Brasil (1992).
- [70] B.Wielage, M.Turpe and D.Ashoff: *Strength and Fracture Behavior of Active Brazed Ceramic-Metal-Joints*, AWS Brazing and Soldering Conference, Detroit MI (1991).
- [71] R.Breun: *Fusion Technology*, 19 p1327 (1991).
- [72] T.Korneff: *Introduction to Eletronics* (1966).
- [73] L. Ruchko, R.M.O.Galvão , I.C.Nascimento, E.Ozono, F.T.Degasperi and E.Lerche: *Generating system for Alfvén waves in TCABR*, Anais do 19th Symposium on Fusion Technology - 1 p581, Lisboa, Portugal (1996).
- [74] E.Ozono, L.Ruchko, E.Lerche, R.M.O.Galvão , F.T.Degasperi e I.C. Nascimento : *Development of Alfvén wave antenna system for TCABR tokamak*, Anais do 5<sup>o</sup> Encontro Brasileiro de Física de Plasma - p289, Águas de Lindóia, Brasil (1998).
- [75] Y.K.M.Peng, D.J.Streckler: *Nucl. Fusion*, 26, p769 (1986).
- [76] A.Sykes; *Plasma Phys. and Control Fusion*, 35, p1051 (1991).
- [77] R.J.Beckerton: *Comm. Plasma Phys. Control Fusion*, 1, p95 (1972).
- [78] A.G.Elifimov, S.Puri: *Nucl. Fusion*, 30, p1215 (1990).
- [79] T.Ohkawa: *Comm. on Plasma Phys. Control Fusion*, 12, p165 (1989).

[80] R.R.Mett, J.A.Tatarpmos: *Phys. Rev. Lett.*, 63, p1380 (1989).

[81] J.B.Taylor: *Phys. Lett.*, 63, p1384 (1989).

## Apêndices

### A. Câmara-teste com sistema de vácuo

O setor de vácuo é uma reprodução de 72° do tokamak TCABR, construída de aço inox 316L, com corpo principal de seção retangular interna de 445 mm por 520 mm, formada por chapas de 5mm e 12mm e fechadas nas laterais por duas janelas retangulares. As chapas foram soldadas pelo processo TIG, de forma contínua na parte interna e descontínua na parte externa, evitando desta forma a formação de vazamentos virtuais.

A primeira parte da execução da câmara foi feita pela Tecinox Ltda, que usinou e soldou o corpo principal e as portas retangulares. Cada uma das partes do setor recebeu um pré-acabamento, antes de serem montadas, para o acabamento com uma superfície polida.

Foram feitos exaustivos testes de vazamento com um detector de vazamento e vedações com chapas de alumínio utilizando massa de Apiezon. Os testes de vazamento revelaram um vácuo da ordem de  $10^{-9}$  de sensibilidade, mostrando que para o nível de pressão de  $10^{-3}$  mbar todos os vazamentos possíveis foram eliminados. Foram montados no corpo principal as flanges redondas CF38, CF63, CF150 e flanges oblongas.

A câmara de vácuo foi acoplada a um sistema de vácuo e ambos montados sobre carrinhos. O sistema de vácuo é formado por um sistema de bombas turbomolecular e mecânica, adaptado diretamente sobre a porta retangular da câmara, conforme mostra a Fig. A1. As duas portas estão adaptadas com anéis de vedação duplos para efetuar bombeamento diferencial, onde também é feito um vácuo entre os dois anéis. A pressão mínima no interior da câmara chegou ao nível de  $4.0 \times 10^{-6}$  mbar.

O sistema de vácuo é adaptado com um controle automático que aciona uma válvula borboleta, separando a câmara do sistema de bombas. Então um solenóide permite arejar com nitrogênio o espaço entre as duas bombas, na altura da bomba turbomolecular, impedindo que o gradiente de pressão na saída da bomba mecânica arraste vapores de óleo na direção da câmara e da turbomolecular.

As medidas de pressão são feitas por dois tipos de medidores: Pirani e ion-gauge. O medidor Pirani avalia pressão de até  $4.0 \times 10^{-2}$  mbar, com um sensor montado próximo da bomba mecânica e outro na câmara. O medidor ion-gauge mede pressões de até  $4 \times 10^{-7}$  mbar, com sensores localizados, uma na bomba turbomolecular e outro na câmara de vácuo.

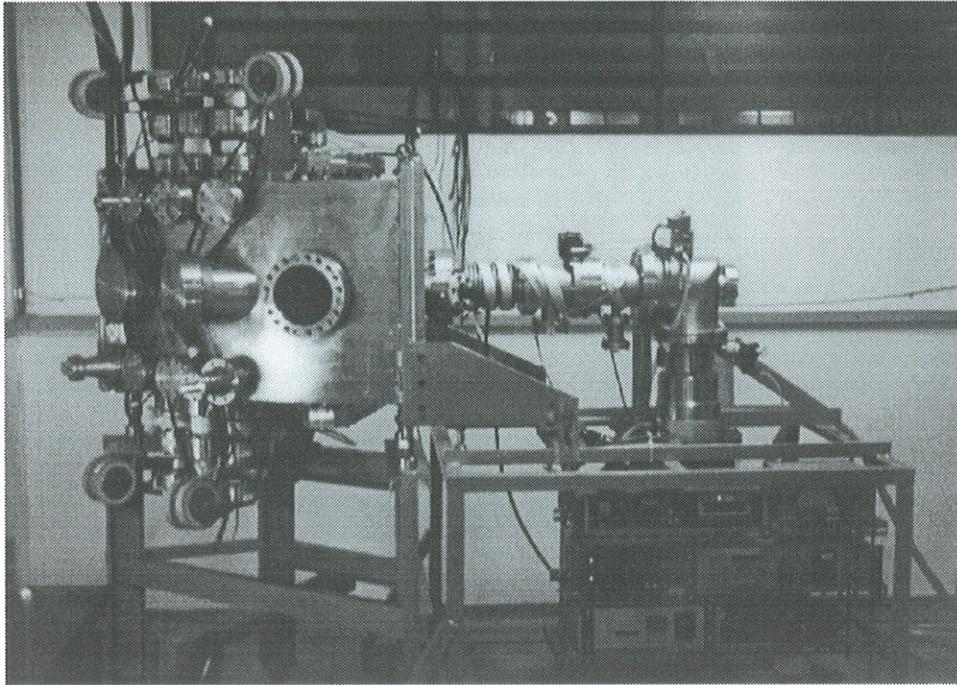


Figura A1: A câmara-teste acoplada ao sistema de vácuo.

## B. Tokamak TCABR do Instituto de Física da USP

Na Fig. B2 apresentamos uma foto do tokamak do Instituto de Física da USP transferida de Lausanne, Suíça. Nas Figs. B3 e B4 apresentamos uma vista lateral e de planta do tokamak, respectivamente, mostrando suas partes operacionais como a bobina toroidal, o núcleo central do sistema ôhmico com solenóide e as bobinas auxiliares, as bobinas do campo vertical, a câmara de vácuo, todos apoiados sobre a estrutura de sustentação própria da máquina.

Durante as descargas de funcionamento do tokamak TCABR, o sistema ôhmico e o sistema vertical estão sincronizados para operarem durante o intervalo da formação do patamar de 0,2 segundos do sistema toroidal.

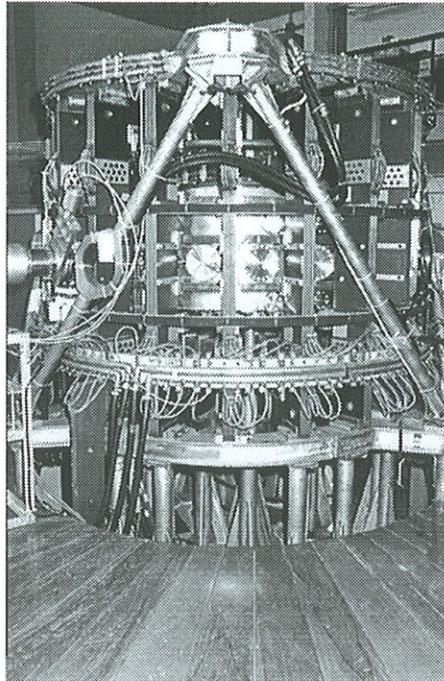


Figura B2: Vista geral do tokamak TCABR do IFUSP da Universidade de São Paulo.

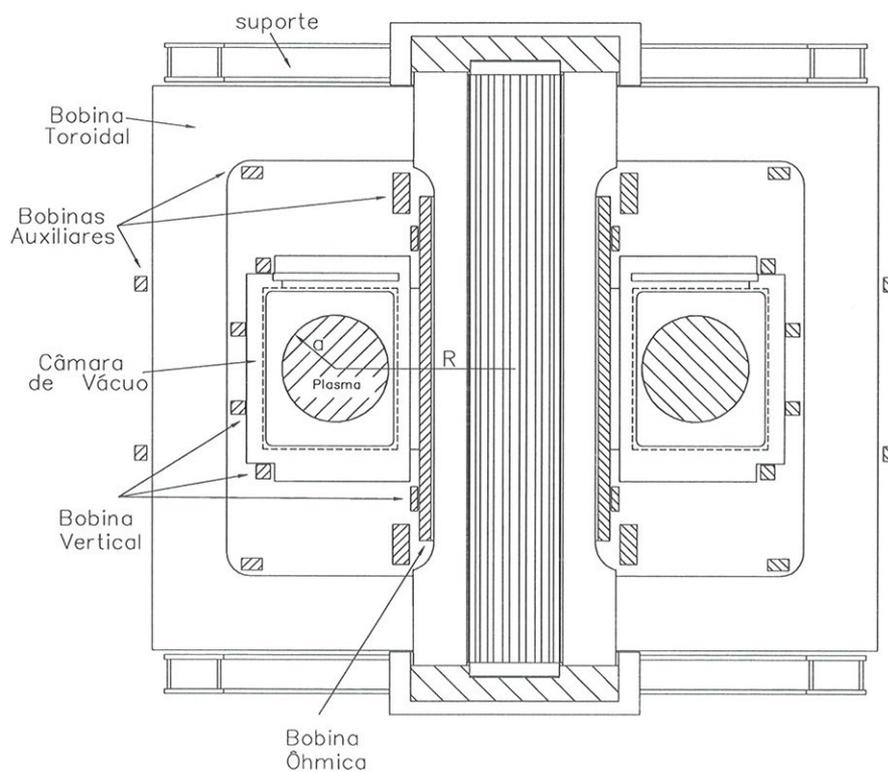


Figura B3: Corte lateral do tokamak TCABR mostrando a bobina toroidal, o núcleo central do sistema ôhmico com solenóide e as bobinas auxiliares, as bobinas do campo vertical, a câmara de vácuo, e a estrutura de sustentação .

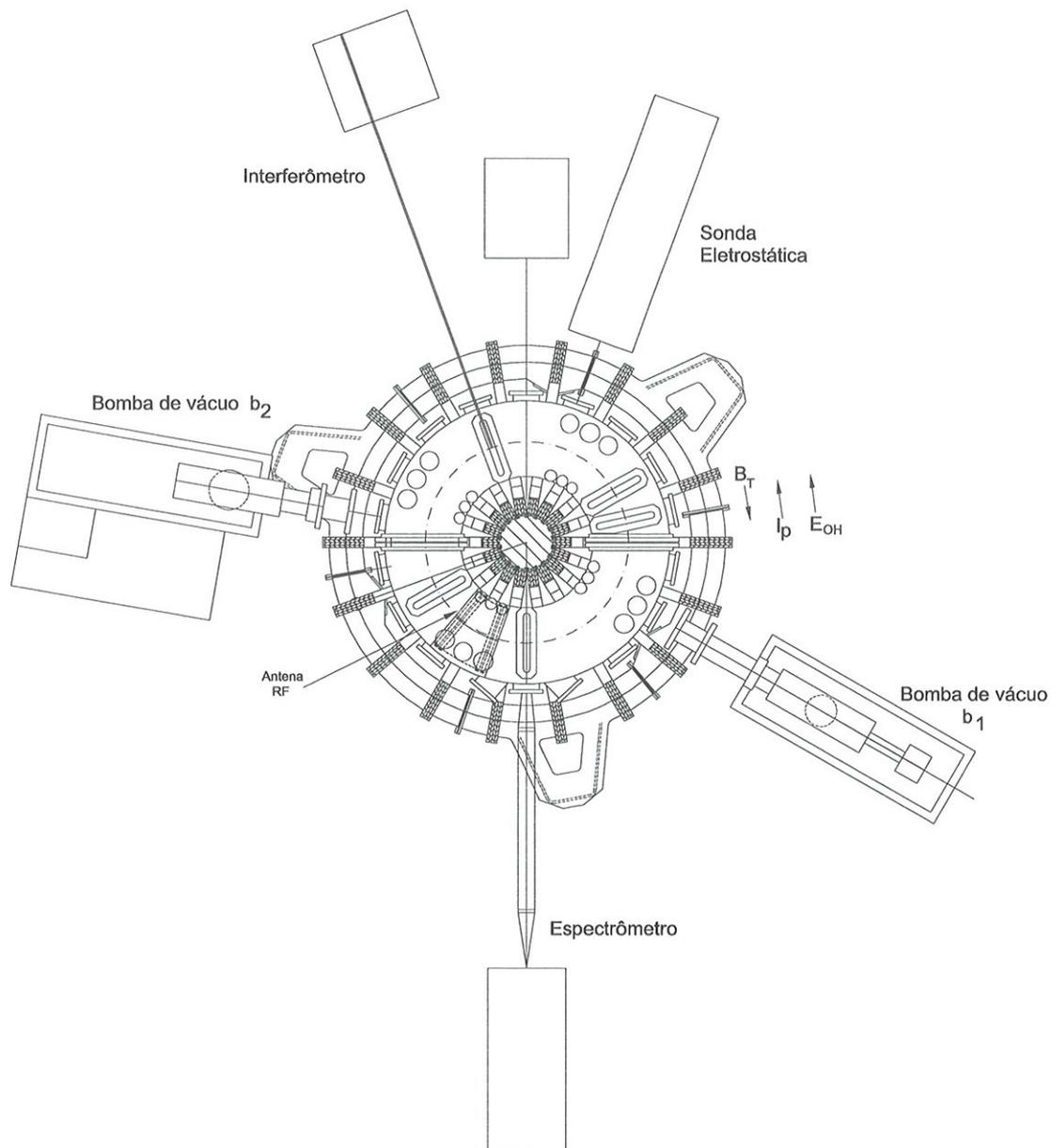


Figura B4: Vista de planta do tokamak TCABR mostrando a posição da antena de ondas Alfvén com todos os instrumentos de diagnósticos.

## Campo Magnético Toroidal

O campo magnético toroidal é criado por uma bobina composta por 72 espiras retangulares de cobre, agrupadas em 18 conjuntos de 4 espiras, igualmente espaçadas na direção toroidal, conforme mostra a Fig. B3. Pelo esquema da Fig. B5, um diodo-retificador hexapolar recebe uma tensão de grade de 50kV do transformador e induz uma tensão de 12,4kV no secundário, criando uma corrente elétrica quase-estacionária de 47,6 KA que gera um campo magnético toroidal de 1,2 Tesla no raio maior  $R=0,61\text{m}$  do tokamak. Com a interação da corrente no toroidal com o campo magnético do vertical, os quadros do campo toroidal ficam sujeitas à forças magnéticas da ordem de  $60\text{N}/\text{mm}^2$ .

Durante o ciclo do sistema toroidal, o circuito é fechado até a corrente atingir um valor máximo em 2 segundos, então a corrente é mantida neste patamar durante 0,2 segundos, após o qual o circuito é aberto e a corrente cai exponencialmente, com constante de tempo de 0,9 segundos.

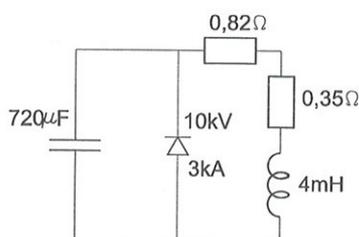


Figura B5: Esquema do circuito que mostra a atuação do capacitor, do diodo e do indutor no sistema toroidal.

## Sistema Ôhmico

A bobina do sistema ôhmico apresenta uma forma tubular com núcleo de ar para gerar uma indutância de 9mH. A Fig. B3 mostra o posicionamento da bobina tubular na parte central do tokamak, envolvendo a torre feito de fibra de vidro. O princípio básico de funcionamento do sistema ôhmico consiste, como num transformador, a partir de uma descarga de um banco de capacitores de 40mF que cria uma corrente primária  $I_{OH}$  na bobina, que induz uma voltagem de enlace  $V_L$  no secundário na coluna de plasma, gerando uma corrente de plasma  $I_p$  na direção toroidal.

Após a corrente da bobina alcançar um valor máximo, o decaimento é controlado por chaves *ignitrons* que, numa ordem controlada, liberam a atuação de resistores variáveis definindo o perfil da corrente de plasma. Os resistores controlam as rampas de subida, descida e o patamar da tensão de enlace para obter o máximo da corrente de plasma.

O circuito ABCDEF da Fig.B6 mostra todas as chaves fechadas, no instante inicial. O ignitron  $ig_1$  abre  $ch_1$  para que o capacitor de 40mF forneça uma corrente de 11,5 KA para bobina tubular de 9mH carregada, o comando abre o 'vacuum switch'  $ch_1$  cujo arco é extinto pela descarga do capacitor de  $140\mu\text{F}$ , comandada pelo ignitron  $ig_2$ , que também abre a chave  $ch_2$ . O capacitor ainda fornece uma carga para o circuito menor ABCD. Neste instante o ignitron  $ig_3$  libera um rápido decaimento da tensão de enlace pelos resistores variáveis  $R_1$  e  $R_2$ , induzindo 15 Volts no plasma e pré-ionizando o gás. Após o início da pré-ionização, a abertura do ignitron  $ig_4$  isola o resistor  $R_1$ , reduzindo o decaimento da corrente e reduzindo a tensão de enlace no plasma, obtendo uma taxa menor no aumento da corrente de plasma. Após a corrente de plasma atingir um valor entre 80kA e 90kA, o ignitron  $ig_5$  fecha

a chave  $ch_3$  colocando os resistores  $R_2$ ,  $R_3$  e  $R_4$ , todos em paralelos, reduzindo a voltagem de enlace e produzindo o 1º máximo na corrente de plasma. Com a corrente de plasma abaixo de um valor,  $ig_7$  abre-se a chave  $ch_3$  que permite aumentar a resistência colocando somente  $R_2$  e  $R_3$  em paralelo, fazendo com que a voltagem de enlace produza um 2º máximo de curta duração . Novamente com a corrente de plasma abaixo de um valor,  $ig_6$  abre a chave  $ch_2$  deixando somente o resitor variável  $R_3$  no circuito. O aumento da voltagem de enlace produz o 3º máximo de curta duração que, finalmente, tem o valor anulado no final do ciclo. A corrente de plasma tem a sua intensidade anulada após um certo intervalo de tempo posterior. Na Fig. B7 apresentamos, no disparo 1046, as curvas características de tensão de enlace e de corrente de plasma, mostrando os instantes de acionamentos dos ignitrons.

O sistema ôhmico ainda conta com 3 bobinas auxiliares de correção do campo magnético, conforme mostra a Fig.B3. A bobina auxiliar B estrangula o campo magnético na saída da bobina tubular, extendendo o campo para fora da câmara de vácuo, a bobina D reduz o campo magnético do ôhmico da região da câmara de vácuo, e a bobina E alinha a coluna de plasma na parte central, minimizando os campos de erros refletidos.

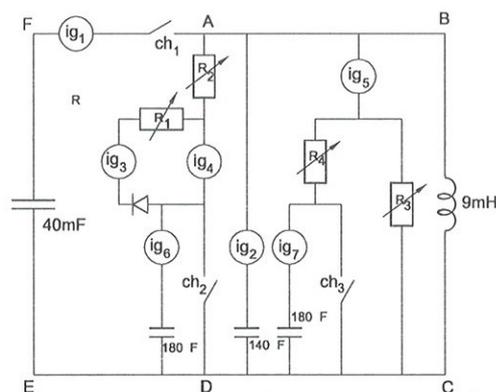


Figura B6: Circuito mostrando as posições dos ignitrons.

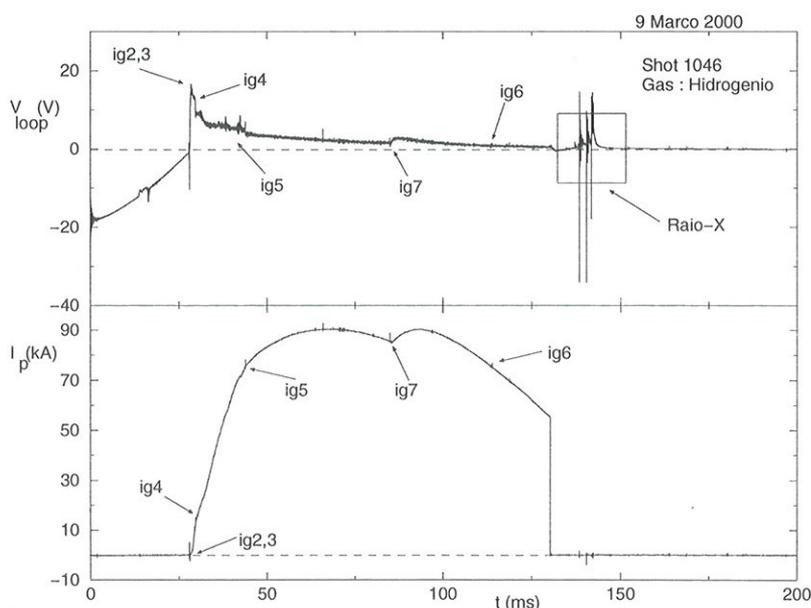


Figura B7: Curvas da tensão de enlace e da corrente de plasma mostrando os instantes de acionamentos dos ignitrons.

## Sistema de Campo Magnético Vertical

O sistema de campo magnético vertical é responsável pelo posicionamento e equilíbrio da coluna de plasma no centro do toro. Um sistema de 8 bobinas instaladas em série e paralelamente ao equador do tokamak produz um campo transversal na coluna de plasma para três tipos de configurações : campo vertical  $B_{v1}$ , campo horizontal  $B_{v2}$  e campo oscilatório para descarga de limpeza e pré-ionização . Estas 8 bobinas estão localizadas ao redor da bobina tubular do sistema ôhmico na parte central, conforme indica a Fig. B3. As correntes das bobinas do vertical estão com sentidos opostos para minimizar a voltagem induzida com o campo ôhmico. A Fig. B8 apresenta o esquema simétrico do circuito do vertical mostrando as conexões das 8 bobinas com os amplificadores e os ADC's.

A região de estabilidade da coluna de plasma está em função do índice de curvatura do campo magnético vertical  $n$ , dado por

$$n = -\frac{R}{B_v} \frac{\partial B_v}{\partial R}. \quad (9.1)$$

Seu valor está entre  $0 < n < 3/2$ .

A soma das correntes provenientes dos amplificadores  $A_1$  e  $A_2$  fornece o campo vertical sobre o eixo do toro e a diferença fornece o campo horizontal. Os amplificadores são constituídos de muitos resistores em paralelo, cuja resistências variam em escala logarítmica. Cada resistor é chaveado pelo seu transistor controlado pelo ADC numa certa ordem, obtendo uma variação contínua da resistência.

O sistema vertical trabalha com o sistema de realimentação em conjunto com o sistema ôhmico, trabalhando com taxa de elevação da bobina de controle de 800 A/ms, correspondendo a uma elevação da corrente de plasma de  $\sim 50KA/ms$ . Uma corrente máxima de 2000A na bobina, limitada pelo amplificador, corresponde a uma corrente de plasma de 130KA. Desta forma é possível desenvolver um campo magnético vertical de até 700Gauss no eixo do toro.

A descarga de limpeza tem por objetivo aquecer as paredes do toro para liberar as moléculas de água da superfície. Para limpeza, também pode ser usado hidrogênio altamente reativo para remover quimicamente as impurezas da parede como o oxigênio e o carbono. <sup>1</sup> Na limpeza de descarga é criado uma voltagem induzida de 100 KW de potência pulsada de 5KHz no oscilador, com duração do pulso de 5 a 20 ms, na taxa de 1 a 5 Hz. É produzida uma corrente de plasma pulsada de 1,5 KA por um pequeno campo magnético toroidal pulsado de 350 Gauss aplicado durante a descarga de limpeza.

A pré-ionização do hidrogênio é obtida a partir de pulsos de 16 KHz.

---

<sup>1</sup>É desejável que a parede esteja numa temperatura baixa. A temperatura do elétron de 2 a 3 eV tem sido oportuno para este propósito

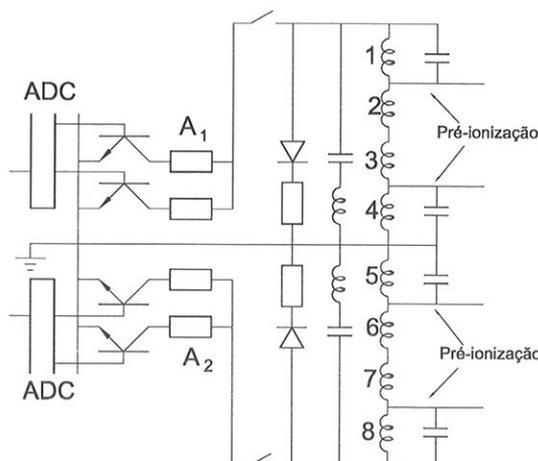


Figura B8: Esquema simétrico do circuito do vertical mostrando as conexões das 8 bobinas com os amplificadores e os ADC's.

### Sistema de vácuo

A câmara de vácuo toroidal do tokamak TCABR é construída de aço inox 316L, de secção interna quadrada de 420mm por 520mm. Sofreu um polimento mecânico e uma limpeza eletroquímica quando chegou no Brasil. O toro é dividido em duas metades e conectadas através de duas portas retangulares que estão isoladas eletricamente uma da outra. Um anel de vedação duplo de viton estanca o acoplamento destas duas metades, onde pode ser feito um bombeamento diferencial entre viton para eliminar os focos residuais.

A câmara possui dois sistemas de bombeamento mecânico e turbomolecular que consegue uma pressão, próxima da primeira bomba de  $p_{b1} = 6 \times 10^{-8} \text{ mbar}$ , e da segunda de  $p_{b2} = 7,1 \times 10^{-9} \text{ mbar}$ , efetivando uma pressão média na câmara por volta de  $p = 1,2 \times 10^{-7} \text{ mbar}$ .

A descarga da máquina opera com duas formas de injeção de gás, a injeção contínua e a injeção pulsada. A injeção contínua de hidrogênio é mantida a uma pressão média de  $1,0 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ , enquanto que, a injeção pulsada é obtida numa sequência controlada de pulsos de gás de 1ms de período. A pressão do hidrogênio é medida através de um espectrômetro de massa, e a entrada do hidrogênio é controlado por válvulas piezo-elétricas, a partir dos sinais provenientes do medidor de densidade central.

### Sistemas de diagnósticos

O tokamak TCABR é equipado com vários sistemas de diagnósticos que permitem medir vários parâmetros durante a caracterização do plasma durante a descarga.

Tensão de enlace  $V_{loop}$ : é medido com uma bobina auxiliar, montada na direção toroidal

Corrente de plasma  $I_p$ : é medida com uma bobina de Rogowsky

Posição da coluna de plasma: é monitorado por um conjunto de bobinas seno e cosseno.

Correntes do vertical: é controlado pelas correntes  $I_{v1}$  e  $I_{v2}$

Campo de equilíbrio  $B_o$ : são medidos através de bobinas ortogonais

Perfil do plasma: é avaliado pelas bobinas  $\sin 2\theta$  e  $\sin 3\theta$

Sinal Diamagnético  $\beta_{pol}$ : é medido por bobinas diamagnéticas instaladas no plano poloidal.

### Densidade eletrônica

A densidade de eletrônica é medida ao longo de uma corda vertical da coluna do plasma, a partir de um interferômetro de microondas de 12 GHz, produzindo uma diferença de fase. Guias de onda modulada (faixa X) são usadas entre o interferômetro e o tokamak. O perfil de densidade eletrônica será medido através de até 7 canais ópticos, adaptados com laser de  $447\mu m$ .

### Temperatura eletrônica

A temperatura eletrônica pode ser avaliada por espectroscopia da emissão absoluta de luz  $H_\alpha$  ( $6563\text{\AA}$ ) é medido em várias posições da coluna de plasma que permitem avaliar o tempo de confinamento dos elétrons. Filtros de interferências estreitas de 4415, 2600, 4646 e  $3920\text{\AA}$  podem ser usados para estudar os comportamentos dos baixos níveis de ionização do ferro, carbono e do oxigênio.

## C. Sistema de tratamento superficial das antenas

### C.1. Descargas luminescentes para tratamento superficial

As superfícies dos anéis da antena e da tela de Faraday foram tratadas com *descarga luminescente* na própria câmara teste, como mostra a fotografia tirada pela janela de diagnóstico da câmara, Fig. C9.

Durante a operação foi aplicada uma tensão negativa de 900V entre o anéis e a câmara de vácuo, criando uma corrente contínua de  $200mA$  e gerando um plasma luminescente de argônio em torno da estrutura dos anéis. Após a operação notamos que as superfícies dos anéis e da tela de Faraday ficaram completamente limpas por bombardeamento iônico, o cobre apresentou uma tonalidade avermelhada forte e a superfície do aço inox apresentou características de jateamento.

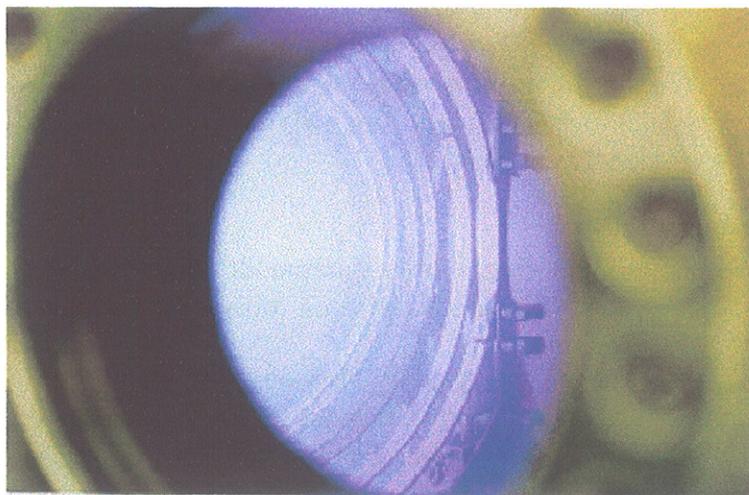


Figura C9: Vista de uma descarga de plasma de argônio com tensão de  $-900V$  e corrente de  $200mA$ , numa pressão de  $3 \times 10^{-3}mbar$ .

## C.2. Sistema Magnetron

Durante o aquecimento Alfvén, as antenas são submetidas a campos elétricos de alta intensidade produzidos pelas bainhas na borda do plasma, sofrendo 'sputtering' do plasma e gerando impurezas. A geração de impurezas pode ser minimizada através de um tratamento adequado da superfície da antena, antes da sua instalação no tokamak. A deposição de uma camada protetora, como *Nitreto de Titânio*, TiN, reduz a interação direta do plasma com a antena, sem o aumento de impurezas, evitando a formação da bainha próxima da antena. O tratamento será feito na própria câmara de vácuo-teste, onde foram feitos os primeiros testes elétricos iniciais e a descarga luminescente. Um esquema simplificado do sistema é apresentado na Fig. C10. A Fig. C11 apresenta uma fotografia da montagem do magnetron dentro da câmara teste. O magnetron é feito de aço inox 316L e composto de uma panela conectada a um tubo de prolongamento de 70mm de diâmetro, Fig. C11a, e montado na porta retangular da câmara teste, sendo sustentado pelo tubo de prolongamento, que permite alinhá-lo com o eixo toroidal da antena, conforme mostra a Fig. C11b. A panela aloja discos de ímãs anisotrópicos dentro de um copo de ferro doce para gerar um campo magnético frontal. O disco substrato, com o material a ser depositado, é fixado na parte frontal da panela, do lado de fora, a qual é presa por uma coroa de latão. O compartimento do magnetron é vedado com um disco de cobre por meio de um o-ring de viton.

A deposição da camada de recobrimento será obtida por um plasma injetado pela parte frontal do magnetron, que é alimentado pelo gerador-teste RF de 30 KW. A antena também será alimentada, em regime pulsado, pelo oscilador quatro fases conectado por um capacitor  $C$ , para permitir uma auto-polarização dinâmica negativa e produzir as condições para implantação iônica por imersão em plasma. O campo elétrico obtido da diferença de potencial do magnetron e o campo magnético dos ímãs gera um plasma frontal de alta densidade na proximidade do substrato.

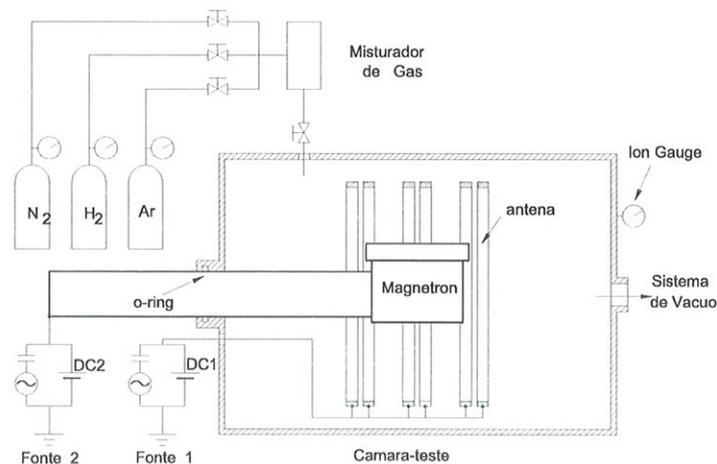


Figura C10: Desenho do sistema magnetron, no interior da câmara-teste, conectado com uma fonte DC. A câmara-teste é adaptada com um compartimento de mistura de gases.

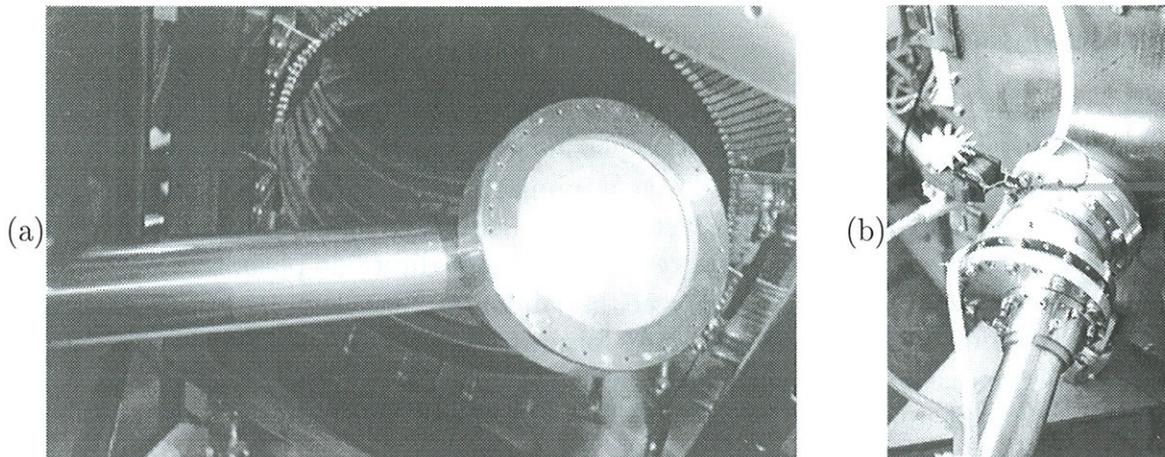


Figura C11: (a) Fotografia mostrando o compartimento da panela com seu tubo de prolongamento. A coroa na panela que fixará o substrato. (b) Vista da parte externa da instalação do magnetron, mostrando a bomba d'água de refrigeração .

A refrigeração do magnetron é feita pela circulação de água bombeada de um reservatório externo. O disco de cobre do substrato faz uma separação entre água e o vácuo.

## D. Subrotinas do MatLab

### divi.m

```
%Este programa leva em conta os divisores e as bobinas de
%Rogowsky em consideração sobre os dados.
clear all;

load vro.dat;
file=vro;
xa=file(:,1); ya=file(:,2); yb=file(:,3); yc=file(:,4); yd=file(:,5);

div=1; %divisor verde div=333 para medidas, div=1 para referência
ya=ya*div; yb=yb*div; yc=yc*div; yd=yd*div;

fim=fopen('vro1.dat','wb'); %onde 1 significa multiplicado pelo div
for i=1:2000
    fprintf(fim,'%1.3e    %6.2f    %6.2f',xa(i),ya(i),yb(i));
    fprintf(fim,'    %6.2f    %6.2f n',yc(i),yd(i));
end
fclose(fim);
```

### outdc.m

```
%Este programa elimina o nível DC dos dados.
clear all;

load vo1.dat; %usar o arquivo file1.dat

xa=vo1(:,1);

for k=2:5
    v=vo1(:,k);
    m=(max(v)+min(v))/2; %nível DC no canal
    if (m<0)
        v=(v-m);
    else
        m=abs(m);
        v=(v+m);
    end;
    if k==2 ya=v; end;
    if k==3 yb=v; end;
    if k==4 yc=v; end;
    if k==5 yd=v; end;
end;

fim=fopen('vo2.dat','wb'); %onde 2 significa sem o nível DC.
for i=1:2000
    fprintf(fim,'%1.3e    %6.2f    %6.2f',xa(i),ya(i),yb(i));
    fprintf(fim,'    %6.2f    %6.2f n',yc(i),yd(i));
end
fclose(fim);
```

**escala.m**

```

%O programa faz a avaliação da escala entre as referências.
clear all;

load vro2.dat; file1=vro2;
load vo2.dat; file2=vo2;
xra=file1(:,1);
yra=file1(:,2); yrb=file1(:,3); yrc=file1(:,4); yrd=file1(:,5);
xa=file2(:,1);
ya=file2(:,2); yb=file2(:,3); yc=file2(:,4); yd=file2(:,5);

%traca uma curva media entre os pontos.
pa=polyfit(xra,yra,17); %polinomio de grau 17
fa=polyval(pa,xra);
pb=polyfit(xra,yrb,17);
fb=polyval(pb,xra);
pc=polyfit(xra,yrc,17);
fc=polyval(pc,xra);
pd=polyfit(xra,yrd,17);
fd=polyval(pd,xra);

%plot(xra,fa,'r-',xra,fb,'b-',xra,fc,'g',xra,fd,'k')
%break

mb=max(fb)/max(fa); % fator de escala.
mc=max(fc)/max(fa);
md=max(fd)/max(fa);

ya=ya/1; yb=yb/mb; yc=yc/mc; yd=yd/md;
fa=fa/1; fb=fb/mb; fc=fc/mc; fd=fd/md;

%plot(xra,fa,'r-',xra,fb,'b-',xra,fc,'g',xra,fd,'k')
%plot(xa,ya,'r-',xa,yb,'b-',xa,yc,'g',xa,yd,'k')
%break

fim=fopen('vo3.dat','wb'); %onde 3 significa multiplicado pela escala
for i=1:2000
    fprintf(fim,'%1.3e      %6.2f      %6.2f',xa(i),ya(i),yb(i));
    fprintf(fim,'      %6.2f      %6.2f',yc(i),yd(i));
end
fclose(fim)

fim=fopen('vro3.dat','wb'); %onde 3 significa multiplicado pela escala
for i=1:2000
    fprintf(fim,'%1.3e      %6.2f      %6.2f',xra(i),fa(i),fb(i));
    fprintf(fim,'      %6.2f      %6.2f',fc(i),fd(i));
end
fclose(fim)

```

**delay.m**

```

%O programa avalia o delay entre as referências.
clear all;

load vro3.dat; file1=vro3;
load vo3.dat; file2=vo3;

t=file1(:,1);
yra=file1(:,2); yrb=file1(:,3); yrc=file1(:,4); yrd=file1(:,5);
xa=file2(:,1);
ya=file2(:,2); yb=file2(:,3); yc=file2(:,4); yd=file2(:,5);

nf=2000;

tx=nf/xa(nf);

%traca uma curva media entre os pontos.
pa=polyfit(t,yra,17);
fa=polyval(pa,t);
dfa=polyder(pa);
fa1=polyval(dfa,t);
pb=polyfit(t,yrb,17);
fb=polyval(pb,t);
pc=polyfit(t,yrc,17);
fc=polyval(pc,t);
pd=polyfit(t,yrd,17);
fd=polyval(pd,t);

%plot(t,fa1,'r-');
plot(t,fa,'r-',t,fb,'b-',t,fc,'g',t,fd,'k')

%break

%calcula os zeros dos dados na curva obtida pelo polyfit
j=0; k=0; l=0; m=0;
for i=100:nf;
    if fa(i)*fa(i-1)<= 0
        %if dfa(i)>= 0
            j=j+1;
            zea(j)=(t(i)+t(i-1))/2;
        %end;
    end;
    if fb(i)*fb(i-1)<= 0
        k=k+1;
        zeb(k)=(t(i)+t(i-1))/2;
    end;
    if fc(i)*fc(i-1)<= 0
        l=l+1;
        zec(l)=(t(i)+t(i-1))/2;
    end;
    if fd(i)*fd(i-1)<= 0
        m=m+1;
        zed(m)=(t(i)+t(i-1))/2;
    end;
end;

```

```

end;

%break

% cálculo da frequência.
Ta=mean(diff(zea));
Tb=mean(diff(zeb));
Tc=mean(diff(zec));
Td=mean(diff(zed));
fa=1/(2*Ta);
fb=1/(2*Tb);
fc=1/(2*Tc);
fd=1/(2*Td);

%break

for j=1:7
    taua(j)=abs(zeb(j)-zea(j));
    taud(j)=abs(zeb(j)-zed(j));
    tauc(j)=abs(zeb(j)-zec(j));
end

%break

taua=mean(taua);
taud=mean(taud);
tauc=mean(tauc);

Nta=round(taua*tx);
Ntd=round(taud*tx);
Ntc=round(tauc*tx);
NTa=round(Ta*tx);
NTd=round(Td*tx);
NTc=round(Tc*tx);

nf=nf-100;

%Compensação das defasagens.
for i=1:nf
    q(i)=xa(i);
    y1(i)=yb(i);
    y2(i)=ya(i+26);
    y3(i)=yd(i+54);
    y4(i)=yc(i+100);
end;

%plot(q,y1,'b-',q,y2,'r-',q,y3,'k-',q,y4,'g-')

fim=fopen('vp4.dat','wb'); %4 significa que foi compensado a defasagem
for i=1:nf
    fprintf(fim,'%1.3e      %6.2f      %6.2f',q(i),y1(i),y2(i));
    fprintf(fim,'      %6.2f      %6.2f',y3(i),y4(i));
end
fclose(fim);

```

**pote.m**

```
% Impedancia da antena
clear all;

% Parâmetros
pi=3.1415;
C1=2000*10^(-12);
div=580/1000; % divisor de voltagem
rog1=0.053; % Rogowsky gain (V/A) Preta

%seleciona a regioa de analise
n1=1;
n=1;
n2=1940;

% carrega dados
load vol.dat;
load pe1.dat;
t=vol(n1:n:n2,1);
vt=vol(n1:n:n2,2);
it=pe1(n1:n:n2,2);
inter=t(n2);

%compensacao do comprimento do cabo.
taxa=n2/inter; %e a taxa de pontos por tempo.
tcabo=5.2*10^(-8); %e o tempo (segundos) total de atraso.
Ncabo=round(taxa*tcabo); %round arredonda para o proximo inteiro e
it=pe1(53:n:1992,2); %it tem o mesmo numero de pontos que vt.

%este trecho elimina o nivel dc.
vs=max(vt);
vi=min(vt);
dcv=(vs+vi)/2;
if (dcv<0)
    vt=(vt-dcv)*div;
else
    dcv=abs(dcv);
    vt=(vt+dcv)*div;
end;

vo=max(vt); % vo e a amplitude de vt.
%plot(t,vt,'r');
is=max(it);
ii=min(it);
dci=(is+ii)/2;
if (dci<0)
    it=(it-dci)/rog1;
else
    dci=abs(dci);
    it=(it+dci)/rog1;
end;
io=max(it); %io e a amplitude de it.
%plot(t,it,'r');
```

```

%traca uma curva media entre os pontos.
%ela so serve para auxiliar no calculo dos zeros de vt e it.
ts=[0:inter/200:t(n2)];
vts=spline(t,vt,ts);
its=spline(t,it,ts);
plot(ts,vts)
break
% calcula os zeros de vt e it na curva obtida pelo spline.
j=0;k=0;
for i=2:length(ts);
    if vts(i)*vts(i-1)<= 0
        j=j+1;
        zerov(j)=(ts(i)+ts(i-1))/2;
    end;
    if its(i)*its(i-1)<= 0
        k=k+1;
        zeroi(k)=(ts(i)+ts(i-1))/2;
    end;
end;

% cálculo da frequência.
T=2*mean(diff(zerov));
f=1/T;
w=2*pi*f;
Pm=mean(it.*vt);
Zo=vo/io;
for i=1:19
    tau(i)=abs(zerov(i)-zeroi(i));%podemos notar aqui que zerov e sempre
end;%maior que zeroi em cada par.
tau=mean(tau);
phi=tau*w;
Ro=Zo*cos(phi);
imZo=Zo*sin(phi);
Zant=(Ro2+imZo2)0.5;

fim=fopen('pote.txt','w');
for i=1:1940
    fprintf(fim,'%12.9f %8.2f %4.2fn',t(i),vt(i),it(i));
end
fclose(fim);

%este trecho salva os valores de potencia em funcao da voltagem aplicada.
%fim=fopen('acum.txt','a');
%fprintf(fim,'%6.2f %8.4fn',vo, Pm);
%fclose(fim);
%plot(t,vt,'r');ylabel('voltagem(V)');
%plot(t,it,'r'); ylabel('corrente(A)'); xlabel('tempo (s)');
%Lo=(1/w)*(imZo+1/(w*C1))

```