Universidade de São Paulo
Instituto de Física

EMISSÃO ELETROCICLOTRÔNICA NO TOKAMAK TCABR:

UM ESTUDO EXPERIMENTAL.

ANTÓNIO MANUEL MARQUES FONSECA

Tese submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni (INPE)

Pror. Dr. Paulo R. da Silva Rosa (UFMS)

Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva (Orientador) (IFUSP)

Prof. Dr. Mario Ueda (INPE)

Prof. Dr. Álvaro Vannucci (IFUSP)

Orientador: Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva

São Paulo
2005

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

Fonseca, António Manuel Marques

Emissão Eletrociclotrônica no Tokamak TCABR: Um Estudo Experimental. São Paulo 2005.

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

Orientador: Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva
Área de Concentração: Física

Unitermos:

1. Radiômetria CE520.5.4.6.4.2.4;
2. Física dos Plasmas – diagnósticos de plasmas;
3. Física dos Plasmas - instabilidades magnetohidro-dinâmicas;
4. Tokamaks;
5. Condução de calor – meios dielétricos.

USP/IF/SBI-057/2005

À minha filha Verônica,

“Dever Cumprido”

Naqueles dias de inverno,
Os primeiros raios de sol espreitavam.
Os campos cobertos de gelo madrugavam,
Da noite fria, que agora findava.

De pé, no reboque do trator,
As lágrimas pelo rosto escorriam.
Os braços se cruzavam,
Para sentir algum conforto.

O dia cedo acordava, pois cedo ele terminava.
A madeira precisava ser retirada!
Seria para fazer as escadas de uma casa rica,
Ou dar segurança aos que moram numa barraca?

À noite, já em casa,
Com o corpo e os braços cansados.
Não sabia para onde aquela madeira iria.
(e também não interessava).
Apenas sentia o prazer do dever cumprido!

Agradecimentos

Os meus sinceros agradecimentos a todos aqueles que em mim depositaram a confiança necessária para o desenvolvimento deste trabalho. Do trabalho intenso e de vários desafios passados juntos, laços de amizade foram criados que certamente perdurarão para lá do termino deste.

Por estes motivos agradeço, ao Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva por me ter atribuído a responsabilidade da instalação do radiômetro de EEC, do seu detalhamento e da aplicação deste nas diversas medidas feitas no laboratório. Agradeço a sua orientação, à correção rigorosa da Tese, assim como na resolução dos problemas burocráticos com as entidades de pesquisa e de ensino brasileiras.

Ao Prof. Dr. Ricardo Galvão e Prof. Dr. Ivan C. Nascimento, que na dedicação e no empreendedorismo, prestam um excelente serviço à Física assim como servem de exemplo para os mais novos.

Agradeço ao Prof. Dr. Vladimir S. Tsypin pelo seu dinamismo e sua capacidade de entendimento da Física, que vai muito além da teoria.

Ao Eng. Jorge Raffaelli pelo seu claro entendimento sobre radiômetria de microondas, tendo sempre respostas simples, assim como bastante esclarecedoras, para várias questões. Bastante afável, encontrava sempre disponibilidade para ajudar na procura da solução para qualquer dificuldade experimental.

Ao Prof. Leonid Ruchko, Prof. Yu. K. Kusnetzov e Prof. Dr. Arthour Elfimov pelas longas discussões que tivemos nestes anos.

Ao Prof. Dr. Álvaro Vannucci pela motivação transmitida e o sentido prático na resolução dos problemas.

Ao Eng. Ablício, Eng. Nelson Cuevas, Edson K. Sanada, Nélio Nunes, Prof. Dr. Aluísio Fagundes, Eleonora de Lucca, Dr. Francisco Tadeu, Dr. Juan Iraburu, Rogério, Ivan Cardoso, Dr. Wanderley de Sá, pelas prestativas colaborações no bom funcionamento do laboratório.

Ao Prof. Dr. GianCarlo e colaboradores, do Laboratório de Cristalografia do IFUSP, pela sua pronta disposição em ceder o forno mufla, importante para as medidas de calibração do radiômetro.

À Lia, Inês e Sílvia pela amizade.

À minha esposa Mónica pelo companheirismo.

Agradeço de coração os ensinamentos de Vida transmitidos pelos meus pais.

Aos meus irmãos (Anabela e Luis) e sobrinhos (André e Rita) pelos laços de família.

À Celeste, Franklin, Dna. Irene e Sr. José pelo carinho e pelos laços ternos com Portugal.

Aos pais da Mónica, Margarida e António, pelo carinho demonstrado.

Aos Prof. Masao e família pela amizade espontânea mostrada nestes anos.

Ao Sr. Caibar e à Lurdes, do Centro de Cooperação Internacional – Ccint, pela infindável amabilidade nos assuntos ligados à regularização dos estudantes estrangeiros perante as Autoridades Federais Brasileiras.

O meu agradecimento aos colegas Pedro Fidelman, Fábio Palladino, Kai Ullmann, Edson Ozono, Ibrahim El Chamaa, Carlos Pires, John Mantilla, André Ferreira, Ernesto Lerche, Erich Saettone, António da Matta, Omar Usuriaga, Ismael Santos, Paulo Cortez, Valdemar Júnior, Hélder Severo, Eduardo Calderon, entre muitos outros.

Mais uma vez agradeço a todos aqueles que viabilizaram a minha vinda para o Instituto de Física da USP; Prof. Dr. Artur Jorge (AIEA), Prof. Dr Ricardo Galvão, Prof. Dr. Aluísio Fagundes, Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva, e às pessoas pertencentes ao Departamento de Física da Universidade de Coimbra: Prof[a]. Dra. Constança Providência, Prof. Dr. Francisco Cardoso e ao Prof. Dr. Carlos Correia.

Agradeço aos elementos da banca de defesa de tese pelas sugestões sugeridas.

Ao Departamento de Física Aplicada e ao Laboratório de Física de Plasmas pela disponibilidade das infraestruturas, necessárias à execução deste trabalho.

Finalmente, agradeço à FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) pela disposição de recursos materiais e financeiros, fomentando a formação qualificada de recursos Humanos, indispensáveis para o desenvolvimento do Conhecimento e da Ciência.

Lista de figuras.

Fig. 1.1: Evolução do parâmetro de confinamento, $n_i(0)\tau_E$, em função da temperatura iônica central, para várias máquinas de confinamento toroidal e linear [Kik04].

Fig. 2.1: (a) Representação dos campos e correntes em máquinas Tokamak [Bos81]: I_p é a corrente de plasma, E é o campo elétrico criado pela corrente que passa no primário do transformador de Aquecimento Ôhmico (I_{TAO}), B_T é o campo magnético toroidal criado pela corrente (I_T) que passa nas espiras do Sistema Toroidal, B_V é o campo vertical criado pela corrente I_V que passa nas espiras do Sistema Vertical e B_θ é o campo magnético poloidal criado pela corrente de plasma; (b) Superfícies de fluxo e as linhas de campo numa máquina tokamak.

Fig. 2.2: Desenho esquemático do tokamak TCABR onde se encontram representadas: (A) bobinas do Sistema de Aquecimento Ôhmico (S.A.O.), (B) bobinas auxiliares para minimizar o campo de fuga do S.A.O. (conectadas em série com as bobinas do S.A.O), (B') bobinas auxiliares para minimização do campo de erro, (C) bobinas do Sistema Vertical, D- bobinas do Sistema Toroidal, (E) Vaso e (F) janelas de diagnóstico.

Fig. 2.3: (a) Evolução temporal do campo magnético toroidal no centro do vaso; (b) Dependência radial do campo magnético toroidal, dentro do vaso do tokamak TCABR, para três valores distintos de campo magnético no centro do vaso.

Fig. 2.4: Desenho mostrando a disposição dos diagnósticos atualmente instalados no tokamak TCABR.

Fig. 2.5: Perfis de densidade de corrente de plasma para alguns valores de α_1 e α_2 representados na figura.

Fig. 2.6: Fig. 2.6: (a) Deslocamento de Shafranov para alguns perfis radiais de $j(r)$, $n_e(r)$ e $T_e(r)$; (b) Deslocamento de Shafranov, num plano transversal, para as superfícies

magnéticas geradas para os perfis de $j(r)$, $n_e(r)$ e $T_e(r)$ com os seguintes parâmetros $\alpha_1 = 4{,}5$; $\alpha_2 = 1{,}7$; $\delta_1 = 3{,}0$; $\delta_2 = 0{,}0$ e $\alpha = 0{,}85$, respectivamente. As superfícies magnéticas com os raios 2 cm; 8 cm; 12 cm; e 18 cm representadas por linhas contínuas (geometria cilíndrica), e as linhas tracejadas representam estas mesmas superfícies quando sujeitas ao deslocamento de Shafranov (geometria toroidal).

Fig. 2.7: (a) Perfis de $q(r)$ simulados para dois perfis radiais de temperatura e para dois valores diferentes de corrente de plasma representados na figura; (b) Fator de segurança no centro da coluna de plasma em função da corrente de plasma, para os valores δ_1 e δ_2 (parâmetros que definem o perfil de temperatura) apresentados na figura.

Fig. 2.8: Diagrama com os principais componentes do SAO do TCABR.

Fig. 3.1: Ilustração da trajetória percorrida por um raio atravessando um meio dielétrico.

Fig. 3.2: Intensidade de emissão do corpo negro, no intervalo de freqüências entre 0,1 GHz e 10^6 GHz, obtida para as temperaturas 77 K, 300 K, $4{,}6.10^4$ K ($\approx$ 4 eV) e $4{,}6.10^6$ K ($\approx$ 400 eV).

Fig. 3.3: Trajetória de um elétron em torno de uma linha de campo magnético. A distribuição angular da radiação emitida pelo elétron encontra-se representada com a cor cinza.

Fig. 3.4: Densidade de potência espectral obtida para as três primeiras harmônicas, (utilizando a expressão 3.27), em $\theta = \pi/2$, para ambas as polarizações, com $\beta_\perp = 0{,}1$ e $\beta_{//} = 0$, e normalizada pela potência máxima (obtida para $m = 1$). O campo magnético externo utilizado nestas simulações foi de $B_0 = 1{,}14$ T.

Fig. 3.5: Emissividade total para as três primeiras harmônicas da EEC, com $B_0 = 1{,}14$ T no centro da coluna de plasma. Para o perfil de densidade utilizamos $n_{e0} = 2{,}0.10^{19}$ m^{-3} e $\alpha = 0{,}86$ e para o perfil da temperatura eletrônica utilizamos $T_{e0} = 500$ eV, $\delta_1 = 3{,}0$, $\delta_1 = 0{,}0$ e $\theta = 90^o$.

Fig. 3.6: Alargamentos da EEC, representados pelas funções de forma, em torno da freqüência ($\omega = 2\omega_{ce}$) para parâmetros típicos do TCABR no centro do vaso.

(a) Alargamento Doppler, para os ângulos 80º, 85º e 87º; (b) Alargamento relativístico para as temperaturas de pico de 300 eV, 400 eV e 500 eV.

Fig. 3.7: Distribuição da emissividade, para m = 2, nas posições da coluna de plasma em r = 0 cm, r = -10 cm, e r = 10 cm, devido aos efeitos: (a) Doppler (θ = 85º); e (b) relativístico (T_{e0} = 500 eV e B_o=*1,14T*).

Fig. 3.8: Absorvibilidade total no plasma para as três primeiras harmônicas da EEC, no tokamak TCABR.

Fig. 3.9: Distribuição do coeficiente de absorção, para a segunda harmônica da EEC, nas posições da coluna de plasma, r = 0 cm, r = -10 cm, e r = 10 cm, para T_{e0} = 500 eV e B_0=*1,14T*, com alargamento devido aos efeitos de: (a) Doppler para θ = 85º; (b) Relativístico.

Fig. 3.10: Perfil radial da profundidade ótica obtida a partir das expressões (3.41) e (3.42), para a segunda harmônica da radiação EC, no modo X, para temperaturas eletrônica de pico 400 eV e 500 eV (com δ_1 = 3,0 e δ_2 = 1,7), e densidades eletrônicas de $1{,}7.10^{19}$ m^{-3} e $2{,}3.10^{19}$ m^{-3} (com α = 0,85).

Fig. 3.11: Intensidade da radiação recebida pelo radiômetro, normalizada pela intensidade emitida por um corpo negro, em função da profundidade ótica para os valores de coeficiente de reflexão nas paredes do vaso ρ = 0 e ρ = 0,95.

Fig. 3.12: Disposição dos vetores de onda, campo elétrico da onda eletromagnética, e campo magnético externo (na direção do eixo Z) no sistema de coordenadas cartesianas adotado. Por simplicidade assume-se que $\vec{k}$ encontra-se no plano XZ.

Fig. 3.13: Perfis radiais obtidos, com n_{e0} = $3{,}9.10^{19}$ m^{-3} e B_0 = 1,14 T, para: primeira e segunda harmônicas da EEC, f_{ce} e 2 f_{ce} respectivamente; freqüência de plasma f_{pe}; freqüência híbrida superior f_{HS} e freqüências de corte f_R e f_L. A onda extraordinária não se propaga nas regiões cinzas.

Fig. 3.14: Diagrama CMA onde se considera somente os elétrons. As linhas contínuas representam as ressonâncias, e as linhas pontilhadas representam os cortes. Para o modo X, a onda é evanescente nas regiões mostradas em cinza.

Fig. 3.15: (a) Seção transversal do Tokamak TCABR onde são mostradas duas antenas receptoras próximas aos pontos I (r = 18 cm) e G (r = -18 cm). Uma onda com f = 73,4 GHz é gerada em D (r = -8,6 cm). O ponto B tem raio r = -7.6 cm; (b) Diagrama CMA representando a propagação da onda gerada no ponto D, para duas densidades de pico: $2{,}0.10^{19}$ m^{-3} (curva) e $3{,}9.10^{19}$ m^{-3} (curva). O parâmetro para o perfil radial da densidade eletrônica escolhido foi de α = 0,85. Na região cinza não há propagação de ondas no modo X. Para estas curvas utilizou-se B_0 = 1,14 T.

Fig. 4.1: Esquema de montagem do radiômetro de varredura EEC no tokamak TCABR. As unidades de comprimento encontram-se em metros.

Fig. 4.2: Diagrama de blocos do diagnóstico de EEC do TCABR.

Fig. 4.3: a) Esquema elétrico do *BWO*; b) Curva que relaciona a freqüência, na saída do Módulo Oscilador, com a tensão de comando aplicada externamente, V_c, e a tensão no anodo, V_{anodo}.

Fig. 4.4: Potência na saída do tubo de descarga para a faixa de freqüências entre 50 GHz e 75 GHz [Elv05].

Fig. 4.5: Perfis temporais para a varredura de treze níveis da tensão de comando do anodo (curva preta) e da tensão de anodo (curva vermelha). A tensão de comando é mantida constante em intervalos de tempo de 100 μs. Em cada degrau da tensão do anodo tem-se a freqüência de oscilação correspondente. Os intervalos de tempo t_a e t_b indicam os tempos necessários para a estabilização da tensão no anodo, quando a freqüência é mudada de 53 GHz para 56 GHz e de 85 para 50 GHz, respectivamente.

Fig. 4.6: Tensão na saída do detector Schottky (diodo Schottky HSMS2850 da HP®) em função da potência na sua entrada. A escala no lado direito do gráfico corresponde à tensão de saída do radiômetro, considerando-se um ganho do Amplificador de Vídeo de ≈ 250.

Fig. 4.7: Diagrama de blocos do Gerador de Harmônicas.

Fig. 4.8: Tensão na saída do radiômetro obtida com o Gerador de Harmônicas. As harmônicas estão centradas nas freqüências 54 GHz; 60 GHz; 66 GHz; 72 GHz; 78 GHz e 84 GHz.

Fig. 4.9: Pulso duplo para a terceira harmônica gerada pelo Gerador de Harmônicas onde são vistas as duas bandas, *USB* e *LSB*, em torno da freqüência central f_{OL} = 66 GHz.

Fig. 4.10: Resolução espacial radial do radiômetro, para a coluna de plasma, utilizando-se os valores do campo magnético toroidal de *1,14 T; 1,2 T;* e *1,5 T* (no centro do vaso).

Fig. 4.11: Perfil de temperatura $T_e(r)=400[1-(r/a)^2]^3[1+1.7(r/a)^2]$, representado pela linha contínua e o perfil da temperatura média resultante do alisamento provocado pela resolução espacial do radiômetro, mostrada por pontos. A curva tracejada representa o erro absoluto, obtido a partir da diferença entre os dois perfis da temperatura.

Fig. 4.12: Variação da amplitude na saída do radiômetro em função do tempo, para algumas freqüências escolhidas.

Fig. 4.13: Tensão na saída do radiômetro (unidades arbitrárias), em função do tempo, para a quarta harmônica do Gerador de Harmônicas. As medidas foram feitas num intervalo de tempo de cerca de 4 horas.

Fig. 4.14: Fluxo de energia irradiada por: (a) antena isotrópica (independe da direção) – fluxo de potência irradiada é a mesma em todas as direções; (b) Na detecção da radiação EC, onde se empregam antenas altamente direcionais, o ganho $G(\theta,\phi)$ é muito alto na direção do eixo da antena.

Fig. 4.15: Esquema da antena gaussiana usada no radiômetro. Basicamente esta antena é formada por uma antena cônica (A) e por uma lente espessa biconvexa (B). O lóbulo principal da figura de radiação da antena cônica é representado por C. A largura da cintura (foco) do feixe gaussiano é W_o, e 2θ é o ângulo de divergência do feixe gaussiano.

Fig. 4.16: Perfil radial da intensidade de um feixe gaussiano, para a posição onde se encontra a cintura do feixe gaussiano. A largura do feixe gaussiano é definida pelo ponto onde a intensidade da radiação cai de $1/e^2$ do valor de intensidade máxima e $W_{máx.}=1{,}52W$.

Fig. 4.17: (a) Largura do feixe gaussiano para $\theta = 7^0$, e para três valores diferentes de freqüência. (b) Largura da cintura do feixe gaussiano para a faixa de freqüência entre 50 GHz e 85 GHz, e para os ângulos 5^0, 7^0 e 9^0.

Fig. 4.18: Geometria e parâmetros principais da antena gaussiana instalada no radiômetro.

Fig. 4.19: Montagem experimental usada para as medidas da distribuição da intensidade da radiação da antena receptora em função da distância da antena emissora e em função do ângulo θ que esta faz com o eixo ótico.

Fig. 4.20: Variação da intensidade, normalizada em relação à intensidade máxima, em dB, em função da distância ao vértice da lente, (medida sobre o eixo ótico), obtida para $f = 56{,}1$ GH$_z$.

Fig. 4.21: Distribuição radial da intensidade (normalizada pela intensidade máxima), em função da posição radial (normalizada em relação a W_0) medida experimentalmente (pontos no gráfico) e o ajuste obtido a partir da expressão (4.12) para $W_0 = 1{,}1$ cm (linha pontilhada).

Fig. 4.22: Distribuição angular da intensidade, normalizada, para antena gaussiana.

Fig. 4.23: Montagem experimental usada na calibração absoluta do radiômetro.
As unidades de comprimento encontram-se em metros.

Fig. 4.24: Curvas da tensão na saída do radiômetro em função da freqüência, para dois corpos com temperaturas de 923 K e 77 K, indicadas na figura por C_q e C_f, respectivamente.

Fig. 4.25: (a) Curva da diferença entre as tensões de saída do radiômetro obtidas com os corpos quente e frio, em função da freqüência. Essa curva foi obtida a partir de cinco conjuntos de medidas independentes; (b) Curva de calibração absoluta do radiômetro.

Fig. 4.26: Curva de calibração absoluta do radiômetro onde foi considerado o efeito do vidro da janela de diagnóstico.

Fig. 4.27: (a) Sinal de tensão na saída do radiômetro, para a carga casada na temperatura ambiente, $T_{quente} = 295$ K, e quando imersa no nitrogênio líquido, $T_{frio} = 77$ K; (b) Curva do

fator Y, determinada a partir da equação (4.23) para seis medidas independentes e nas mesmas condições experimentais.

Fig. 4.28: Temperatura de ruído do radiômetro.

Fig. 4.29: (a) Curvas de tensão na Saída do radiômetro para a fonte de ruído instalada na entrada de RF e para a carga casada instalada na entrada de RF, à temperatura ambiente; (b) Curva para o *fator Y* obtido a partir das duas curvas mostradas em (a).

Fig. 4.30: (a) Temperatura do Gerador de Ruído, T_{NS}; (b) Razão equivalente de ruído (*ENR*- "*Equivalente Noise Ratio*") da fonte de ruído.

Fig. 5.1: Desenho esquemático de uma ilha magnética com largura *W*. Na horizontal tem-se a posição radial e na vertical o ângulo χ. As linhas de fluxo do campo magnético encontram-se centradas em torno do ponto *O* e reconectadas nos pontos *X* da ilha magnética.

Fig. 5.2: Ilustração da instabilidade dente de serra observada nos perfis da T_e, no tokamak DIII-D: (a) perfil radial da T_e antes e imediatamente após o colapso da temperatura eletrônica. No ponto onde r = r_s = $r_{(q = 1)}$ ocorre a inversão do dente de serra; (b) Perfil temporal da T_e para várias posições da coluna de plasma, no qual se observar o comportamento do dente de serra na região central da coluna ($q < 1$) e na região periférica onde há uma inversão do dente de serra ($q > 1$) [Aus02].

Fig. 5.3: Desenho das linhas de campo magnético do plasma para uma seção poloidal da coluna onde é destacada a superfície racional $q = 2$. É mostrada uma ilha $m = 6$ e $n = 3$. As oscilações dente de serra são detectadas fora da superfície $q = 1$. Vê-se também o deslocamento de Shafranov Δ resultante do efeito de deslocamento das superfícies de campo magnético devido à curvatura do campo toroidal nas máquinas Tokamak.

Fig. 5.4: Superfícies de fluxo magnético e de calor dentro e próximo a uma ilha magnética de largura W, sendo W_c a largura crítica da ilha.

Fig. 5.5: Perfil radial da temperatura de elétrons obtido a partir do sinal da EEC para 12 posições diferentes. A linha pontilhada é o perfil médio ajustado para $T_0(r)$. As linhas com pontos O e X foram obtidas a partir das oscilações de Mirnov no sinal de EEC

respectivamente para o máximo e mínimo das oscilações (mostradas na Fig. 5.7). Vê-se um achatamento no perfil da temperatura eletrônica na região 9 cm < r < 10 cm indicando a possível existência de uma ilha magnética nessa região.

Fig. 5.6: Perfis temporais, para o mesmo disparo, observados (a) bobina de Mirnov e (b) no sinal da EEC para 12 posições radiais da coluna de plasma indicadas na figura. Note que a inversão de fase ocorre, entre as oscilações, dos dois sinais, em $r \approx 9{,}5$cm.

Fig. 5.7: Perfil radial das amplitudes de oscilação em T_e, $\widetilde{T}_e \equiv T_{e,X} - T_{e,O}$, devido à presença de uma ilha magnética localizada em $r_s \approx 9{,}5$ cm.

Fig. 5.8: Perfis temporais correspondentes ao disparo 10028: (a) corrente de plasma; (b) tensão de enlace; (c) corrente no transformador de aquecimento Ôhmico; (d) temperatura de elétrons em r = 1,2 cm; (e) densidade eletrônica de linha em r = -6,5 cm; (f) densidade de partículas neutras. Os valores registrados experimentalmente são mostrados por linhas pretas e as linhas em azul representam os resultados obtidos por simulação utilizando o modelo apresentado no capítulo 2. Finalmente, as linhas vermelhas representam os resultados obtidos apenas por simulação, pois não temos resultados experimentais dessas grandezas. O campo toroidal no centro da coluna de plasma foi de B_0 = 1,14 T. Em (b) e (c) as linhas vermelhas são simulações sem a contribuição do secundário (plasma) e as azuis com plasma.

Fig. 5.9. Perfis temporais da EEC mostrando as oscilações dente de serra para posições radiais diferentes, durante o intervalo de tempo entre 42 ms e 45 ms. Esses resultados foram obtidos “pulso-a-pulso” com o radiômetro de EEC em modo freqüência única.

Fig. 5.10: Perfis radiais obtidos em disparos com dente de serra para: (a) Amplitude da variação da Te, $|\Delta T_e|$; (b) temperatura eletrônica. Os resultados apresentados indicam que na região das faixas cinzas têm-se uma maior condutividade térmica, indicando a presença das ilhas magnéticas nestas regiões.

Fig. 5.11: Amplitude da transformada de Fourier dos perfis temporais da T_e, para dez posições radiais da coluna de plasma.

Fig. 5.12: Perfil radial do fator de segurança e da densidade de corrente de plasma (obtidos a partir do perfil radial da T_e pelo procedimento mostrado no Capítulo 2). São indicadas também as localizações e as larguras das ilhas magnéticas.

Fig. 6.1: (a) Curvas de corte da EEC em função da densidade eletrônica de pico obtida para vários valores de α; (b) Parâmetro α em função da posição do primeiro/último corte na EEC.

Fig. 6.2: Curvas de corte da EEC para vários valores do campo magnético toroidal no centro do vaso. Para estas simulações escolhemos o valor de $\alpha = 0{,}75$.

Fig. 6.3: Perfis temporais obtidos no disparo #8560: (a) corrente de plasma, I_p; (b) tensão de enlace, V_l; (c) temperatura eletrônica obtido no centro da coluna de plasma, T_{e0}; (d) densidade eletrônica média medida pelo interferômetro para a corda localizada em r = -1,25 cm, $\overline{n}_e$; (e) tensão de controle da válvula de injeção de gás, *Gas*; (f) posição horizontal da coluna de plasma, Δr e (g) posição vertical da coluna de plasma, Δz.

Fig. 6.4: (a) Temperatura eletrônica medida, para o pulso #8560, em 11 regiões do plasma (valores de r, em centímetros, indicados entre parêntesis); (b) Representação tridimensional da evolução temporal/radial da temperatura eletrônica para o mesmo pulso.

Fig. 6.5: Perfis temporais entre os instantes t = 30 ms e t = 75 ms: (a) densidade eletrônica de pico, n_{e0}, (curva continua) obtida a partir das medidas do interferômetro, assumindo $\alpha = 0{,}86$, (valor obtido a partir do primeiro corte), e o valor para a densidade eletrônica determinada a partir do estudo dos cortes na EEC (pontos experimentais representados por círculos). As barras verticais indicam o intervalo de densidade para que a banda de freqüências do radiômetro seja completamente cortada; (b) Perfis temporais da EEC para sete posições radiais da coluna de plasma (posições radiais apresentadas em centímetros) [Fon04].

Fig. 6.6: Circuito associado ao eletrodo de polarização usado no tokamak TCABR. Fisicamente o eletrodo e o limitador estão colocados no plano equatorial e em posições toroidais diametralmente opostas.

Fig. 6.7: Perfis temporais, obtidos para a descarga #15129, a saber: (a) Corrente de plasma; (b) corrente no primário do transformador de aquecimento ôhmico; (c) tensão de enlace;

(d) densidade eletrônica em r = -1,25 cm (com α = 0,80); (e) temperatura eletrônica de pico; (f) potência ôhmica e potência total das perdas do plasma; (g) resistência do plasma e (h) densidade de partículas neutras. Os resultados experimentais são mostrados por linhas pretas contínuas e as curvas pontilhadas em azul representam os resultados obtidos por simulação utilizando o modelo apresentado no Capítulo 2. Finalmente, as curvas pontilhadas, vermelha e verde, representam os resultados obtidos apenas por simulação, pois não dispomos de resultados experimentais para essas grandezas.

Fig. 6.8: Perfis temporais obtidos para as descargas #15126, com eletrodo e sem injeção adicional de gás (curva preta) e #15129 (sem eletrodo e com injeção externa de gás, curva vermelha): (a) Corrente de plasma, I_p; (b) Tensão de enlace, V_l; (c) densidade eletrônica média, medida pelo interferômetro na posição r = -1,25 cm, $\overline{n}_e$; (d) sinal do radiômetro; (e) densidade eletrônica, medida pela sonda de Langmuir, na posição r = 19 cm, (1 cm fora da coluna de plasma, i.e. na sombra do limitador); (f) Tensão e corrente no eletrodo, V_{elet} e I_{elet}, respectivamente e (g) beta-poloidal, β_p.

Fig. 6.9: Posições onde ocorreram os cortes (observados a partir do sinal de EEC e representados pelos pontos na figura) em função da densidade eletrônica média obtida com o interferômetro (r = - 1,25 cm). As curvas, tracejada e pontilhada, foram obtidas a partir de um ajuste da expressão (6.3), tendo α como parâmetro livre [Nas05].

Fig. 6.10: Perfis temporais obtidos na descarga 8467, com injeção de RF, entre os instantes $t \approx$ 44 ms e $t \approx$ 65 ms, para as medidas da: (a) Corrente de plasma, I_p; (b) tensão de enlace, V_l; (c) Temperatura eletrônica medida na posição r = 4,4 cm; (d) densidade eletrônica obtida pelo interferômetro na posição r = - 1,2 cm, $\overline{n}_e$ e, (e) potência recebida pelo bolômetro para uma corda passando próximo do centro da coluna de plasma.

Fig. 6.11: Perfis temporais da temperatura eletrônica para o pulso #8467: (a) para oito posições radiais do plasma (valores em centímetros e indicados entre parêntesis); (b) os mesmos dados numa representação tridimensional.

Fig. 6.12: Perfis temporais, no intervalo de tempo entre t = 30 ms e t = 75 ms, para: (a) perfil temporal da densidade eletrônica de pico, com α = 0,84, (obtida pelo interferômetro até o instante t ≈ 44 ms) e estimada a partir dos cortes na EEC (círculos);

(b) EEC obtida para oito posições radiais diferentes da coluna de plasma (valores indicados na figura em cm). O feixe de RF foi injetado no plasma entre $t \approx 44$ ms e $t \approx 65$ ms.

Fig. A.1: Esquema do trajeto dos raios emitidos por um corpo emissor. Esses raios atravessam a lâmina de material dielétrico com intensidade I_e e atingem a antena do radiômetro com intensidade I_A.

Fig. A.2: Montagem experimental usada para as medidas da intensidade da radiação originada de um corpo quente/frio, para a obtenção das curvas do fator $(1-r)^2 e^{-\tau}$ correspondente às placas de quartzo fundido e do vidro.

Fig. A.3: Tensão na saída do radiômetro para os corpos quente e frio, sem o dielétrico (Q e F) e com o dielétrico (Q+D, F+D).

Fig. A.4: Curva do fator $(1-r)^2 e^{-\tau}$ para a placa de quartzo fundido (espessura d = 7,7 mm) obtida a partir dos resultados mostrados na Fig A.3.

Fig. A.5: Curva de transmissão teórica (curva tracejada) obtida a partir da eq. (A.4) com um índice de refração n = 1,95. A espessura da lâmina é d = 7,7 mm. As curvas de transmissão, obtidas para a placa de quartzo fundido, são determinadas utilizando a eq. (A.3). A curva experimental mostrada é uma média de seis medidas.

Fig. A.6: Curva de transmissão experimental do vidro (com espessura d = 12,0 mm) obtida a partir de cinco conjuntos de medidas independentes.

Fig. Ap.1: Perfis radiais obtidos para a primeira e segunda harmônicas da emissão eletrociclotrônica, f_{ce} e 2 f_{ce}, respectivamente; e freqüência de corte, f_R. Os pontos A, B, C e D correspondem às posições no plano equatorial da coluna de plasma, onde as ondas com freqüências diferentes são refletidas (obtidas a partir do programa para a determinação da trajetória dos raios no plasma). Para essa simulação foi utilizou-se n_{e0} = 3,9.10^{19} m^{-3} e α = 0,85.

Fig. Ap.2: Trajetórias dos raios no plasma, para 8 freqüências, lançados com $h = 0,5$ cm e θ_0 = 0º, num plasma com densidade eletrônica de pico n_{e0} = 3,9.10^{19} m^{-3}, α = 0,85 e B_0=1,14 T.

Fig. Ap.3: Velocidade de grupo na direção dos eixos X e Y, e também o seu módulo, para ondas com freqüências 74,25 GHz e 80,00 GHz em função do tempo no plasma. Para esta simulação foram utilizados os valores para $n_{e0} = 3{,}9.10^{19}$ m^{-3} ($\alpha = 0{,}86$) e $B_0 = 1{,}14$ T.

Fig. Ap.4: (a) Trajetória dos raios para vários ângulos de entrada; (b) k_x e k_y para o raio com $f = 65$ GHz, e para os ângulos de entrada de 1º, 3º e 10º.

Fig. Ap.5: Índice de refração para as ondas com $f = 65$ GHz, com ângulos de entrada de $\theta_0 = 0$º e $\theta_0 = 10$º, e para as densidades de pico de $n_{e0} = 2{,}3.10^{19}$ m^{-3} e $n_{e0} = 3{,}9.10^{19}$ m^{-3} ($\alpha = 0{,}85$).

Fig. Ap.6: Caminho percorrido pelos raios para: (a) diferentes valores de densidade de pico, e mantendo fixo o parâmetro $\alpha = 0{,}86$; (b) diferentes valores de α e mantendo fixo o valor da densidade eletrônica de pico $n_{eo} = 2{,}0.10^{19}$ m^{-3}.

Resumo

Descreve-se neste trabalho um estudo experimental da Emissão Eletrociclotrônica (EEC) no tokamak TCABR. Um radiômetro de EEC foi instalado, calibrado e utilizado para o estudo do plasma em descargas térmicas. O radiômetro é do tipo heteródino de varredura operando na faixa de 50-85 GHz, no modo extraordinário e na segunda harmônica. Determinou-se a temperatura de ruído do radiômetro e também sua estabilidade em amplitude e freqüência. Foi medida a largura de banda em freqüência do radiômetro (resolução espacial horizontal). A antena utilizada é do tipo gaussiana sendo que o raio da cintura do feixe gaussiano e a posição do foco foram experimentalmente determinados ($W_0 \approx 1$ cm e $d \approx 37$ cm, respectivamente). A posição da cintura da antena foi posicionada próxima do centro geométrico do vaso. Foi feita a calibração absoluta do equipamento considerando-se os efeitos das janelas de diagnóstico (reflexão e absorção). O sistema pode operar em modo varredura, para a obtenção de perfis radiais de T_e ou modo freqüência única onde se tem alta resolução temporal.

As medidas da radiação EC foram feitas, na sua maioria, em descargas com densidade eletrônica média, $\overline{n}_e$, entre 1.10^{19} m^{-3} e $1{,}5.10^{19}$ m^{-3} de forma a se ter acessibilidade da radiação EC e também minimizar-se a presença de elétrons fugitivos. Para $\overline{n}_e \geq 1{,}5.10^{19}$ m^{-3} (com $B_0 \approx 1{,}14$ T) verifica-se o corte parcial da radiação EC. Nesta condição, o corte na EEC foi utilizado na determinação do perfil radial da densidade eletrônica e aplicado em três diferentes situações: descargas com injeção adicional de gás, com a aplicação do eletrodo de polarização e em descargas com injeção de ondas de radiofreqüência na região das ondas de Alfvén para o TCABR. Usando um perfil parabólico típico para a densidade eletrônica, $n_e(r) = n_{e0}(1-(r/a)^2)^{\alpha}$ observou-se que, para descargas com injeção adicional de gás ou em descargas com a aplicação de ondas de

radiofreqüência tem-se $0{,}85 \leq \alpha \leq 1$, e para descargas com aplicação do eletrodo de polarização obteve-se $\alpha \approx 0{,}6$.

Foram feitas observações simultâneas da temperatura eletrônica, a partir do sinal da EEC, e das oscilações de Mirnov (freqüência ≈ 11,7 kHz) em descargas térmicas com $q(r=0)>1$. Os resultados indicam a presença de um modo de ruptura dominante em $r_s \approx 9{,}5$ cm com a largura da ilha magnética de $W \approx 2{,}0$-$2{,}5$ cm. Estes resultados experimentais obtidos estão em acordo com os resultados indicados por teorias de transporte na região das ilhas magnéticas. Observou-se também que a localização da ilha magnética coincide com uma região onde o perfil radial da temperatura de plasma é aproximadamente plano.

Num outro cenário, com $q(r=0) < 1$, observaram-se oscilações dente de serra com período de $\approx 440\ \mu s$, tempo de queda de $\approx 120\ \mu s$, e raio de inversão em $r \approx 4$ cm. Neste tipo de descargas observou-se que, no perfil radial da amplitude das oscilações da T_e, $|\Delta T_e|$, devido à propagação dos pulsos dente de serra, apresentavam posições de mínimos e que estes coincidiam com as posições onde ocorrem patamares no perfil radial da temperatura eletrônica. Partindo destes resultados, juntamente com o perfil de $q(r)$, dão-nos os modos racionais (m/n), posições (r) e larguras(W) para as ilhas magnéticas, presentes nestas descargas, a saber: $m/n = 4/3$ ($r \approx 9$ cm, $W_{4/3} \approx 0{,}9$ cm), $m/n = 3/2$ ($r \approx 11{,}8$ cm, $W_{3/2} \approx 0{,}9$ cm) e $m/n = 2/1$ ($r \approx 13{,}7$ cm, $W_{2/1} \approx 1{,}4$ cm). Este novo método, aqui proposto, permite a determinação direta da posição e da largura das ilhas magnéticas, em descargas onde a instabilidade dente de serra encontra-se presente.

Abstract

In this work, an experimental study of the Electron Cyclotron Emission (ECE) in the TCABR Tokamak, is described. An ECE sweeping heterodyne radiometer, operating in the 50-85 GHz frequency range, was installed, calibrated and used to detect ECE radiation in the second harmonic extraordinary mode from thermal plasma discharges. The noise temperature, amplitude and frequency stability of the radiometer were determined. The frequency bandwidth (horizontal space resolution) was measured. A Gaussian Antenna is used and the gaussian beam waist radius ($W_0 \approx 1\ cm$) and the focus position ($d \approx 37\ cm$) were experimentally determined. The focus of the antenna was positioned close to the center of the vacuum vessel. The absolute calibration of the equipment was done and the effect of the diagnostic window was considered (reflections and absorptions). The system can operate in sweeping mode, in order to obtain the radial electron temperature profiles, and also in the single frequency mode to obtain temporal electron temperature profiles with high time resolution.

Due to the TCABR accessibility conditions and also to avoid runaway electrons, most of the ECE measurements were obtained in discharges with line electron density between $1\text{x}10^{19}$ m^{-3} and $1.5\text{x}10^{19}$ m^{-3}. For $\bar{n}_e \geq 1.5\times10^{19}$ m^{-3} (with $B_0 \approx 1.14$ T) the cutoff in the ECE radiation was observed. The ECE cutoff was used to determine the radial profile of the electron density and applied to three different situations: discharges with additional gas puffing, with the application of a biasing electrode and in discharges with radio-frequency wave injection. Using a parabolic profile, $n_e(r) = n_{e0}(1-(r/a)^2)^{\alpha}$, it was observed that, $0.85 \leq \alpha \leq 1$ for discharges with additional gas injection or with *RF* injection, and $\alpha \approx 0.6$ for the electrode biasing experiments.

The electron temperature profiles and Mirnov oscillations ($f \approx 11.7\ kHz$) were simultaneously measured in discharges with $q(r=0)>1$. The position and the width of the magnetic island were therefore calculated. The results indicate the presence of a dominant tearing mode in $r_s \approx 9.5\ cm$ and the magnetic island width $W \approx 2.0\text{-}2.5\ cm$. These experimental results are in agreement with the theoretical results foreseen by models of

heat transport in the presence of magnetic islands. It was also observed that, the position of the magnetic island coincided with the region where the temperature radial profile is approximately flat.

In another plasma scenario, with $q(r=0)<1$, sawteeth oscillations with a period $\approx 440\mu s$, crash time $\approx 120\mu s$, inversion radius $r \approx 4\ cm$, were measured. Peculiarities in the T_e radial profile associated with the amplitude of T_e oscillations, $|\Delta T_e|$, due to the sawtooth instability, were observed. It was verified that the minimum values of the $|\Delta T_e|$ profile coincided with the region where the temperature radial profile was approximately flat. These results together with the $q(r)$ profile yielded the following mode numbers (m/n), positions (r) and widths (W) of the magnetic islands: $m/n = 4/3$ ($r \approx 9\ cm$, $W_{4/3} \approx 0.9\ cm$), $m/n = 3/2$ ($r \approx 11.8\ cm$, $W_{3/2} \approx 0.9\ cm$) and $m/n = 2/1$ ($r \approx 13.7\ cm$, $W_{2/1} \approx 1.4\ cm$). A novel method to determine the position and width of the magnetic islands, in discharges with the presence of sawtooth instability, is presented here.

Índice.

1. Introdução. 1

1.1. A Fusão Termonuclear Controlada e a demanda por energia abundante e limpa. . 2

1.2. Estrutura deste trabalho. 5

2. Confinamento magnético em máquinas Tokamak. O tokamak TCABR. 8

2.1. O Tokamak. 9

2.2. O Tokamak TCABR. 11

2.3. Diagnósticos do TCABR. 16

2.4. O deslocamento de Shafranov. 18

2.5. O fator de segurança. 21

2.6. O Sistema de Aquecimento Ôhmico. 25

3. Propagação, emissão, absorção e condições de acessibilidade para a radiação eletrociclotrônica em tokamaks. 30

3.1. Transporte de radiação. 32

3.2. Emissão eletrociclotrônica. 36

3.3. Absorção da radiação eletrociclotrônica. 48

3.4. As condições de acessibilidade para a radiação EC em máquinas tokamak. 54

4. Radiômetro para a detecção de Emissão EC no TCABR. 64

4.1. Radiômetria de Emissão Eletrociclotrônica. 65

4.2. O Radiômetro para detecção da radiação EC no TCABR. 66

4.2.1. O Módulo Oscilador. 68

4.2.2. O Módulo Receptor. 72

4.2.3. O Módulo Interno de Calibração. 74

4.3. A largura de banda do radiômetro. 75

4.4. Estabilidade em amplitude e em freqüência do radiômetro. 79

4.5. A Antena. 81

4.5.1. A Antena Gaussiana – Aspectos teóricos. 84

4.5.2. Determinação experimental dos parâmetros da antena. 89
4.6. A calibração absoluta do radiômetro. 92
4.7. Figura de ruído e sensibilidade. 96

5. Estudo das instabilidades dente de serra e de ruptura. 103
5.1. Introdução. 104
5.2. Determinação da localização da superfície racional e da largura da ilha magnética. 114
5.3. Determinação da posição e da largura das ilhas magnéticas a partir das oscilações dente de serra. 118

6. Medida da densidade eletrônica a partir da EEC. 125
6.1. Método para a determinação experimental do perfil da densidade eletrônica a partir do corte da EEC. 126
6.2. Medida da densidade eletrônica em descargas com eletrodo de polarização. 134
6.3. Medida da densidade em descargas com injeção de RF. 140

7. Conclusões e propostas para um desenvolvimento futuro. 147

Anexo: Método para a determinação do efeito da janela de diagnóstico na radiação EC detectada. 151
A.1. O método. 152
A.2. Montagem experimental e resultados. 153

Referências Bibliográficas. 161

Apêndice: Trajetória dos raios no plasma. I

Capítulo 1

Introdução.

O aumento da produção e do consumo de bens materiais e a conseqüente demanda por mais energia está levando rapidamente ao esgotamento dos recursos energéticos naturais. Dentre as possíveis fontes alternativas para a produção de energia em larga escala, em fase de estudo e que podem ser economicamente viáveis, a fusão nuclear apresenta-se como uma séria candidata para suprir as necessidades energéticas futuras. Se comparada à fissão, estudos indicam que a energia obtida a partir de um reator baseado na fusão nuclear terá um custo menor, será mais limpa e poderá ser obtida de forma sustentável [Ite05]. Um projeto internacional bastante ambicioso para a construção de um Reator Experimental Termonuclear Internacional (*ITER* na sigla em inglês) [Ite05] está sendo desenvolvido. Neste projeto pretende-se estudar a viabilidade tecnológica e econômica da fusão nuclear numa máquina de confinamento magnético de plasmas a alta temperatura.

1.1. A Fusão Termonuclear Controlada e a demanda por energia abundante e limpa.

A sociedade atual debate-se o problema da exploração exaustiva, com grande impacto na natureza, dos recursos naturais que são limitados. Por exemplo, os combustíveis fósseis como carvão, gás e petróleo deverão se esgotar em um ou dois séculos [Wwf05]. Temos também os conseqüentes malefícios que atingem a natureza e o homem como o efeito estufa, as chuvas ácidas, os poluentes lançados no meio ambiente e tendo como conseqüência direta a morte das florestas e os problemas relacionados com a saúde do homem. No caso dos combustíveis fósseis, o principal produto resultante de sua queima é o dióxido de carbono. A emissão deste composto poluente para a atmosfera praticamente quintuplicou em menos de cinco décadas [Une05]. Além disso, estima-se que o consumo de energia triplique nos próximos 50 anos [Ong00]. Estes fatos impõem uma urgente substituição, total ou parcial, do uso dos combustíveis fósseis por fontes de energia renováveis.

A demanda por energia tem crescido de forma consistente numa taxa de crescimento maior que a do aumento da população mundial [Sum04]. Até 1900 observa-se o uso exclusivo do carvão como fonte de matéria-prima para a obtenção da energia. A partir do início do Séc. XX é observada uma diversificação no uso das fontes de energia (petróleo, energia hídrica, etc.) e mais recentemente acrescenta-se a energia nuclear (por fissão) e da biomassa. Num futuro próximo, supõe-se que a energia nuclear será aquela que suprirá majoritariamente as necessidades energéticas humanas [Sum04].

As fontes energéticas originárias de reações nucleares baseiam-se em dois diferentes processos: fissão e fusão. A fissão nuclear corresponde à fragmentação de um núcleo pesado, normalmente de plutônio ou de urânio, em núcleos com massas mais leves. Esse processo é acompanhado da liberação de uma elevada quantidade de energia. Na fusão nuclear tem-se uma reação na qual núcleos atômicos leves (por exemplo, deutério e trítio, ambos isótopos do hidrogênio) se combinam formando núcleos mais pesados. Da mesma forma que na fissão, o processo de fusão é acompanhado da liberação de uma grande quantidade de energia. A reação de fusão nuclear ocorre quando a energia cinética de dois núcleos leves é suficiente para vencer a barreira colombiana de repulsão entre estes.

A fissão nuclear tem sido uma alternativa possível para a produção de energia, mas somente para alguns países ricos (Japão, Alemanha, França, EUA, etc). E mesmo nesses países existe uma forte resistência da sociedade e de grupos ambientalistas ao uso dessa fonte. Deve-se acrescentar a isso que a energia obtida a partir da fissão apresenta elevados custos tanto no que diz respeito à obtenção do combustível como na instalação e manutenção das usinas. Há também o problema da eliminação e reutilização dos resíduos radioativos produzidos.

Quanto à fusão nuclear, caso se prove tecnicamente e economicamente viável, deve-se tornar uma fonte de energia inesgotável, segura, e com baixo impacto ambiental [Int03].

As pesquisas em andamento na área de fusão termonuclear controlada são realizadas com plasmas a elevada temperatura. O plasma é o estado da matéria conhecido mais comum no universo e é basicamente um gás ionizado a elevada temperatura. Nesse estado tem-se a quase–neutralidade elétrica, ou seja, a densidade de carga dos íons é aproximadamente igual a dos elétrons. Também as partículas do plasma exibem um comportamento coletivo em seu movimento.

Num futuro reator, as reações de fusão serão auto-sustentadas. Para se obter energia útil de uma reação de fusão, as partículas do plasma devem atingir altas temperaturas, altas densidades e serem confinadas por tempos suficientemente longos. A condição para se obter energia útil de reações de fusão e conhecido como critério de Lawson [Law57]. Para a reação de Deutério-Trítio tem-se, por esse critério, $n\tau_E > 6.10^{19}\ \ [m^{-3}s]$ [Wes87], onde *n* é a densidade do plasma e τ_E é o tempo de confinamento de energia. Nesta situação, a temperatura no plasma deverá ser superior a *10KeV* para que essa reação ocorra.

O interesse pela fusão nuclear não está ligado somente a interesses econômicos, mas também ao interesse científico. Deve-se salientar que a energia proveniente das estrelas, e em particular do Sol, origina-se da fusão nuclear. Nas estrelas, a fusão nuclear ocorre pela ação do campo gravitacional que provoca um efeito compressional do gás estelar. Devido ao plasma ser constituído de um gás ionizado, o efeito compressional, em laboratório, pode ser também obtido pela ação de campos magnéticos.

Além do confinamento gravitacional e magnético, a fusão nuclear pode ser também obtida por confinamento inercial. Neste processo, o combustível (pastilha congelada de deutério-trítio) é fortemente comprimido por meio de feixes de raios laser de alta potência.

Dado o interesse no confinamento magnético, existem vários centros de pesquisa em plasmas focados nesse tipo de confinamento em atividade em diversos países. Nesses centros têm-se máquinas com configuração geométrica linear ou toroidal.

Na Fig. 1.1 é mostrada a evolução do parâmetro de confinamento, $n_i(0)\tau_E$, em função da temperatura iônica central para várias máquinas de confinamento magnético toroidal e linear. Nesta figura pode-se observar que o JET (Europa) e o JT60-U (Japão) já atingiram a condição de *Break-even*, ou seja, o ponto onde a potência resultante das reações nucleares é igual à potência injetada (fator de qualidade $Q = 1$). Contudo, para que a reação seja auto-sustentada, o fator de qualidade (razão ente a potência resultante da fusão e a potência injetada no tokamak) terá de ser muito maior que a unidade ($Q >> 1$). Os melhores resultados para o confinamento do plasma foram obtidos em máquinas do tipo Tokamak, considerada a mais forte candidata para o futuro reator a fusão.

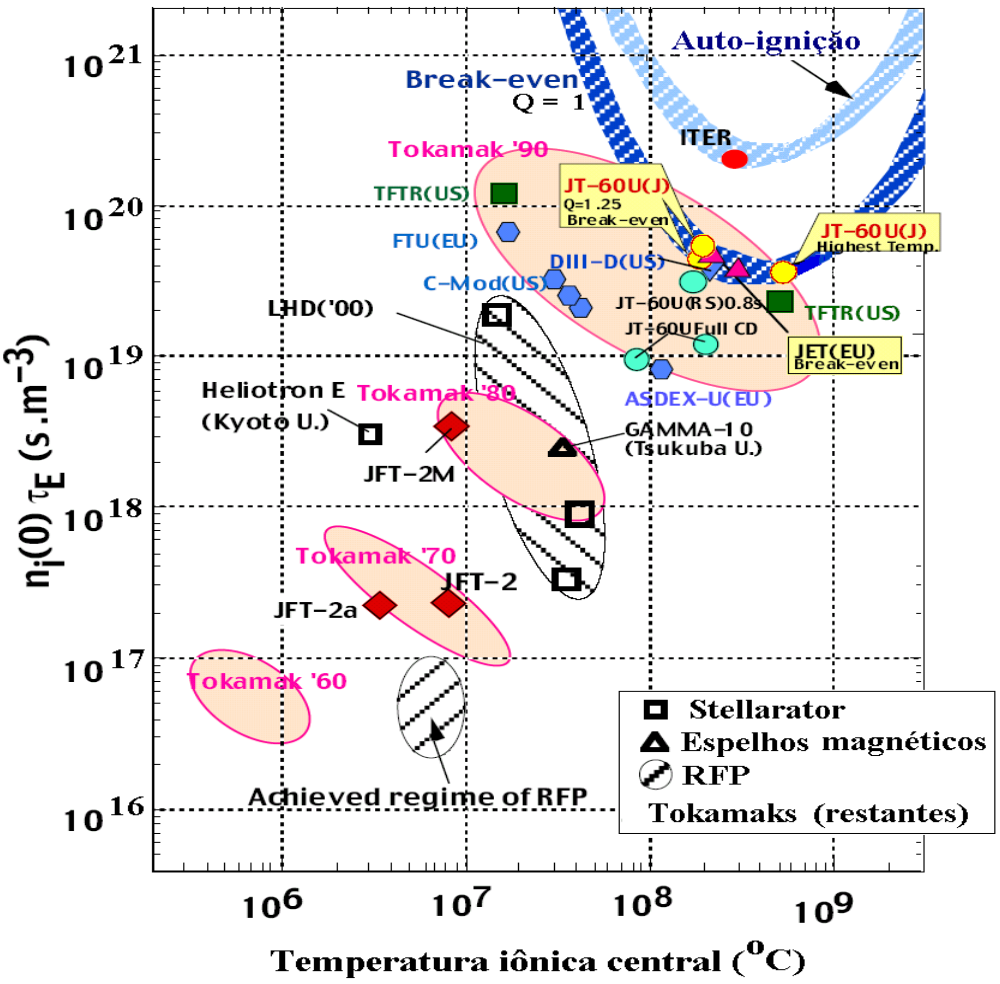


Fig. 1.1: Evolução do parâmetro de confinamento, $n_i(0)\tau_E$, em função da temperatura iônica central, para várias máquinas de confinamento toroidal e linear [Kik04].

Um projeto internacional para a construção de um Reator Experimental Termonuclear Internacional, o *ITER* (que em latim significa "*o caminho*"), está sendo desenvolvido por um consórcio de vários países (países da União Européia, Japão, Rússia, Estados Unidos e Coréia do Sul). Outros países, inclusive o Brasil, já demonstraram interesse em se juntar ao projeto. Alguns dos parâmetros principais dessa máquina serão [Ite05]: Raio maior R_0 = 6,2 m; Raio menor, a = 2,0 m; Corrente de Plasma $I_p = 15.10^6$ A; Campo Toroidal no raio 6,2 m, B_0 = 5,3 T; Temperatura eletrônica máxima de ≈ 40 keV e Volume do Plasma, $V = 837$ m^3. A potência gerada pelas reações nucleares deverá ser de $P = 5.10^8$ W, e o fator qualidade deverá ser $Q \geq 10$.

As pesquisas em fusão inserem-se no processo de busca pela viabilidade de se obter energia a partir da fusão nuclear controlada. Em função desse processo, iniciado em meados do século passado, houve uma intensificação das pesquisas na área da física de plasmas voltados para a fusão nuclear.

1.2. Estrutura deste trabalho.

Em tokamaks modernos, sistemas sofisticados para a medida de grandezas físicas de plasmas, denominados por diagnósticos, são vitais para a identificação e a compreensão dos fenômenos observados nos plasmas [Jet05]. Juntamente com esses diagnósticos tem-se também as teorias a eles associados que ao lado de sistemas computacionais, muitas vezes muito poderosos, permitem interpretar os sinais obtidos. Atualmente os diagnósticos utilizados em plasmas de alta temperatura encontram-se em fase bastante desenvolvida [Ite05a], e os principais desafios estão ligados à integração desses sistemas de diagnósticos de forma a permitir o controle, em tempo real, dos processos ligados aos plasmas de fusão.

Muitos são os sistemas de diagnóstico em operação nos tokamaks atuais. Dentre eles um sistema de grande importância, utilizado na maioria das máquinas desse tipo, é o diagnóstico de detecção da Emissão Eletrociclotrônica (EEC). O presente trabalho está centrado no estudo experimental da Emissão Eletrociclotrônica no tokamak TCABR. Para esse estudo um radiômetro, operando na faixa das microondas, foi recentemente instalado no TCABR. Uma cuidadosa caracterização deste equipamento permitiu o uso deste diagnóstico em um estudo experimental de alguns aspectos ligados ao plasma observado no TCABR. Dentre estes são destacados aspectos ligados à acessibilidade da EEC e às instabilidades dente de serra e de ruptura. O estudo da acessibilidade permitiu determinar o

perfil radial da densidade eletrônica e o estudo das instabilidades permitiu determinar a localização e a largura das ilhas magnéticas.

A seguir é apresentada resumidamente a estrutura do presente trabalho.

No Capítulo 2 é feita uma breve discussão sobre o funcionamento do Tokamak com ênfase em aspectos relacionados a este trabalho. São descritos os principais parâmetros do tokamak TCABR e seus diagnósticos. Discute-se o deslocamento de Shafranov e sua determinação partindo dos perfis radiais da temperatura e da densidade eletrônica. Analisa-se a dependência do fator de segurança com os perfis radiais da temperatura eletrônica e da densidade de corrente. Esse fator é importante para o estudo da instabilidade dente de serra. Finalmente apresenta-se, com mais detalhe, o sistema de aquecimento ôhmico do TCABR a partir de um modelo zero-dimensional associado a um programa computacional, que foi desenvolvido especialmente para o estudo do desempenho do TCABR. Esse programa permite a comparação dos perfis temporais de vários parâmetros com os obtidos experimentalmente (por exemplo, os perfis temporais da temperatura de elétrons obtidos com o sistema de detecção da EEC).

No Capítulo 3 discute-se o transporte da radiação em meios dielétricos e analisam-se os processos físicos envolvidos na emissão e absorção da radiação eletrociclotrônica em plasmas gerados em máquinas tokamak. A teoria da propagação de ondas em plasmas frios é aplicada para se estudar a acessibilidade da radiação EC em tokamaks. Nessas discussões, mostra-se o comportamento de grandezas importantes ligadas à teoria da emissão, absorção e propagação de ondas eletromagnéticas na região eletrociclotrônica, através de gráficos, para cenários típicos do plasma do TCABR.

Descrevem-se, no Capítulo 4, as principais características do diagnóstico utilizado para a detecção da radiação Eletrociclotrônica no tokamak TCABR. Mostra-se a montagem deste sistema junto à máquina, assim como as principais partes do equipamento. Discute-se a largura de banda do amplificador de Freqüência Intermédia (amplificador de FI), que determina a resolução espacial no sentido radial, e também a medida desse parâmetro. É feita uma discussão sucinta da teoria e de algumas relações empregadas em lentes gaussianas. Para a antena instalada no radiômetro de EEC são feitas algumas estimativas, bem como a determinação experimental, dos seguintes parâmetros: distância focal, largura mínima do feixe gaussiano e resolução espacial do sistema no sentido vertical. Em seguida é obtida a curva de calibração absoluta do sistema para toda faixa útil de freqüência. Na curva de calibração final são considerados os efeitos do vidro da janela de diagnóstico (reflexões e absorção). Esses efeitos são discutidos em Anexo. Finalmente são discutidas a

figura de ruído, F, e a temperatura de ruído, $T_{ruído}$, de um radiômetro e é descrita a metodologia utilizada na obtenção experimental desses parâmetros. Com o mesmo método é determinada a temperatura de um gerador de ruído em função da freqüência.

No Capítulo 5 relacionam-se aspectos observados nos perfis radiais da temperatura eletrônica com a presença das instabilidades de ruptura e dente de serra, em descargas ôhmicas no TCABR. A partir de previsões teóricas, de modelos existentes na literatura, estima-se o perfil de temperatura eletrônica na região das ilhas magnéticas. Dos resultados experimentais obtém-se informações sobre as localizações e as larguras de ilhas magnéticas. Finalmente propõe-se um método novo para a determinação da localização e da largura das ilhas magnéticas baseado nos efeitos da propagação dos pulsos de calor gerados pela instabilidade dente de serra. Nesse método, o efeito da presença de ilhas na condutividade térmica é utilizado para a interpretação dos resultados.

No Capítulo 6 abordam-se as condições de acessibilidade para a radiação EC. As condições de corte dessa radiação são utilizadas para a determinação experimental da densidade eletrônica em descargas no TCABR. Nessa determinação utiliza-se um perfil de densidade parabólico. Com esse método, a evolução da densidade eletrônica é determinada, durante o corte na EEC, para descargas com injeção adicional de gás e descargas com a introdução de um eletrodo de polarizado na borda da coluna de plasma. Estudam-se também os efeitos da injeção de um feixe de ondas de Alfvén, na evolução da densidade eletrônica.

No Capítulo 7, apresentam-se as principais conclusões deste trabalho e são também feitas propostas para trabalhos futuros.

Em Anexo descreve-se um método útil na determinação da intensidade da radiação absorvida e refletida no vidro da janela de diagnóstico do tokamak TCABR. Esses efeitos são incorporados à curva de calibração absoluta do radiômetro.

Finalmente, no Capítulo 8 são apresentadas as referências bibliográficas.

Em Apêndice são discutidos os efeitos da refração na trajetória dos raios no plasma do TCABR, para a faixa de freqüências da radiação EC. O estudo é feito a partir de um programa computacional de *ray tracing* para o modo extraordinário especialmente desenvolvido para este trabalho.

As grandezas físicas, utilizadas neste trabalho, encontram-se apresentadas nas unidades do Sistema Internacional (unidades S.I.), exceto para a temperatura eletrônica (apresentada em elétron-Volt, eV ≈ 11.600 K) ou quando explicitamente assinaladas no texto.

Capítulo 2

Confinamento magnético em máquinas Tokamak. O Tokamak TCABR.

Neste capítulo são descritas as características básicas das máquinas tokamak, os principais parâmetros do tokamak TCABR e seus principais diagnósticos. Serão discutidos, de forma mais detalhada, o deslocamento de Shafranov e o fator de segurança, que serão utilizados na discussão dos resultados. Finalmente é apresentado um modelo *zero-dimensional* desenvolvido especialmente para o estudo do desempenho do TCABR e que permitirá a comparação dos perfis temporais da temperatura de elétrons obtidos experimentalmente com os previstos pelo modelo.

2.1. O Tokamak.

Tokamak é a designação dada a um tipo de máquina de confinamento magnético de plasmas de alta temperatura com simetria toroidal e inventada em 1951 pelos físicos I.E. Tamm e A.D. Sakharov [Tam61]. A palavra Tokamak deriva da contração das palavras em russo: "toroidalnaya", "kamera", "magnitnaya", e “katushka” cuja tradução significa "câmara toroidal com bobinas magnéticas”.

Nas máquinas Tokamak (Fig. 2.1.(a)) tem-se uma câmara, em geral de aço inoxidável, onde um campo magnético na direção toroidal, B_T, é gerado a partir de uma corrente, I_T, que circula num conjunto de bobinas regularmente espaçadas em torno do eixo secundário da máquina (direção toroidal). O campo magnético toroidal é o mais intenso e o principal responsável pelo confinamento do plasma.

A corrente de plasma (I_p) é gerada indutivamente pelo transformador de Aquecimento Ôhmico e esta corrente gera o campo magnético poloidal (B_θ) que tem, também, importância na estabilidade da coluna de plasma. O Sistema de Aquecimento Ôhmico é igualmente responsável pelo aquecimento do plasma.

Num tokamak os campos magnéticos mais importantes são o toroidal, B_T, e o poloidal, B_θ. A soma desses campos é dada por:

$$\vec{B} = B_\theta \hat{e}_\theta + B_T \hat{e}_z \quad , \tag{2.1}$$

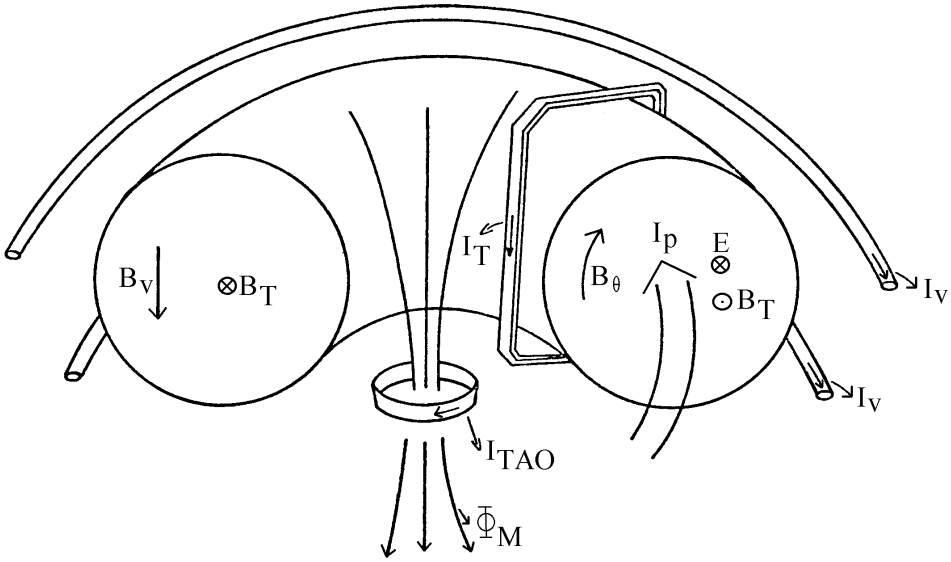
onde $\hat{e}_\theta$ e $\hat{e}_z$ são os versores nas direções poloidal e toroidal, respectivamente. As linhas do campo magnético resultante são helicoidais (Fig. 2.1.(b)) e descritas pela seguinte equação:

$$\frac{d\phi}{d\theta} = \frac{r}{R_0}\frac{B_T}{B_\theta} \quad , \tag{2.2}$$

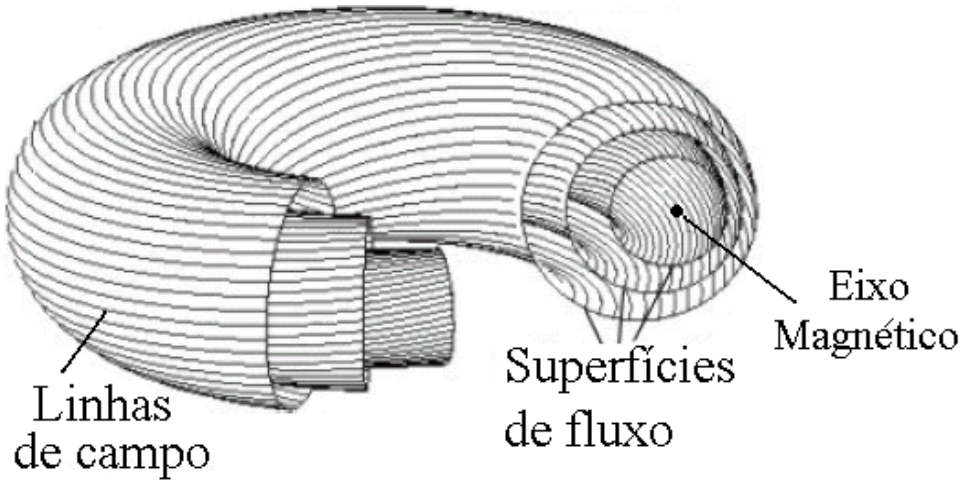
onde R_0 é o raio maior (distância entre o centro da máquina e o centro geométrico do vaso), r é a distância entre o centro da coluna de plasma e um ponto em seu interior, ϕ é a coordenada toroidal e θ a coordenada poloidal. O campo poloidal B_θ, na aproximação cilíndrica, pode ser obtido a partir da lei de Ampère e é dado por:

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0}{r}\int_0^r j_\phi(r_1) r_1 dr_1 \quad . \tag{2.3}$$

Na expressão anterior, o termo j_ϕ representa a densidade de corrente da coluna de plasma na direção toroidal.



(a)



(b)

Fig. 2.1: (a) Representação dos campos e correntes em máquinas Tokamak [Bos81]: I_p é a corrente de plasma, E é o campo elétrico criado pela corrente que passa no primário do transformador de Aquecimento Ôhmico (I_{TAO}), B_T é o campo magnético toroidal criado pela corrente (I_T) que passa nas espiras do Sistema Toroidal, B_V é o campo vertical criado pela corrente I_V que passa nas espiras do Sistema Vertical e B_θ é o campo magnético poloidal criado pela corrente de plasma; (b) Representação das superfícies de fluxo, das linhas de campo e do eixo magnético numa máquina tokamak.

A coluna de plasma tem tendência a expandir-se e conseqüentemente chocar-se contra as paredes do vaso. Para manter a coluna de plasma no centro do vaso utiliza-se um campo vertical (B_v) que, interagindo com a corrente de plasma, cria uma força $\vec{J} \times \vec{B}$ na direção radial com sentido apontando para o centro da máquina, e que se opõe ao gradiente de pressão (∇p) gerado pela coluna de plasma.

A relação que exprime o equilíbrio MHD é dada por $\nabla p = \vec{J} \times \vec{B}$, de onde se conclui que as superfícies de fluxo são também superfícies de pressão constante, e que o vetor ∇p é perpendicular a $\vec{B}$ e a $\vec{J}$, pois, $\vec{B} \cdot \nabla p = 0$ e $\vec{J} \cdot \nabla p = 0$. As superfícies magnéticas, quando se caminha em direção ao centro da coluna do plasma, tem secções de raios decrescentes e convergindo para uma linha denominada por eixo magnético (ver Fig. 2.1.(b)). Existem ainda as linhas de campo magnético que se fecham sobre si mesmas após um número finito de voltas em torno da coluna de plasma (*m* voltas na direção toroidal e *n* voltas na direção poloidal), definindo as chamadas superfícies racionais. Estas superfícies magnéticas têm um papel importante nos fenômenos de instabilidade e de transporte, pois nessas regiões poderá ocorrer o aparecimento das ilhas magnéticas, bem como de outros fenômenos (por exemplo, barreiras de transporte).

2.2. O Tokamak TCABR.

O Tokamak TCABR [Nas98] (*Tokamak Brasileiro de Aquecimento Alfvén*) é uma máquina de pequeno porte instalada no Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LFP-IFUSP). Esta máquina foi transferida do laboratório CRPP - *Centre de Recherches en Physique de Plasmas, Lausanne*, cujo nome original era TCA (*Tokamak Chauffage Alfvén*), entrando em operação no LFP-USP no ano de 1999.

Na tabela 2.1 são apresentados os parâmetros principais do Tokamak TCABR [Cha84], e na Fig. 2.2 encontra-se um desenho esquemático do TCABR onde são mostrados os principais sistemas que formam esta máquina.

Tabela 2.1: Parâmetros principais do Tokamak TCABR.

PARÂMETRO	SÍMBOLO	UNIDADE	VALOR
Raio maior (geométrico); Raio menor (limitador)	R_0 ; a	m	0,615; 0,18
Corrente de plasma	I_p	A	$\leq 135.10^3$
Duração da descarga	t_d	s	$\leq 150.10^{-3}$
Temperatura iônica e eletrônica de pico	T_{i0} ; T_{e0}	eV	≤ 500; < 600
Densidade eletrônica de pico	n_{e0}	m^{-3}	$\leq 6.10^{19}$
Tempo de confinamento de energia dos elétrons	τ_E	s	$\leq 3.10^{-3}$
Campo magnético toroidal no centro do vaso	B_0	T	1,0 à 1,2
Número atômico efetivo	Z_{ef}	----	1,5 à 5
Campo elétrico mínimo de ruptura do gás (obtido à pressão de $2{,}1.10^{-8}$ bar)	$E_{min.}$	V/m	2,0
Gás de trabalho	H_2	Hidrogênio	---
Pressão de base	P_{base}	bar	$3{,}5.10^{-10}$

Os principais sistemas associados ao TCABR que envolvem a iniciação, confinamento, aquecimento do plasma e o condicionamento das paredes do vaso são denominados por: Toroidal, Vertical, Aquecimento Ôhmico, Vácuo e Injeção de gás, e Limpeza.

A disposição geométrica dos diversos conjuntos de bobinas encontra-se representada na Fig. 2.2. Estas bobinas estão ligadas aos respectivos sistemas de potência e de controle. A seguir faremos uma breve descrição dos sistemas que formam o tokamak TCABR.

O Sistema Toroidal é responsável pela geração do campo magnético toroidal. As linhas do campo magnético toroidal fecham-se concentricamente ao redor do eixo principal da máquina, e a intensidade desse campo é dada por:

$$B_T = \frac{\mu_0 N I_T}{2\pi R} = \frac{B_0 R_o}{R} \quad , \tag{2.4}$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo, I_T é a corrente que passa nas espiras das bobinas toroidais, $R = R_0 + r$ é a distância entre o eixo principal e um ponto no plano equatorial da máquina, N é o número de espiras da bobina toroidal (72 espiras retangulares divididas em 18 grupos de 4 espiras cada), e B_0 é o valor do campo magnético no centro do

vaso. Da expressão (2.4) vemos que $B_T \alpha 1/R$ e que o valor de B_T é constante para qualquer posição numa linha vertical.

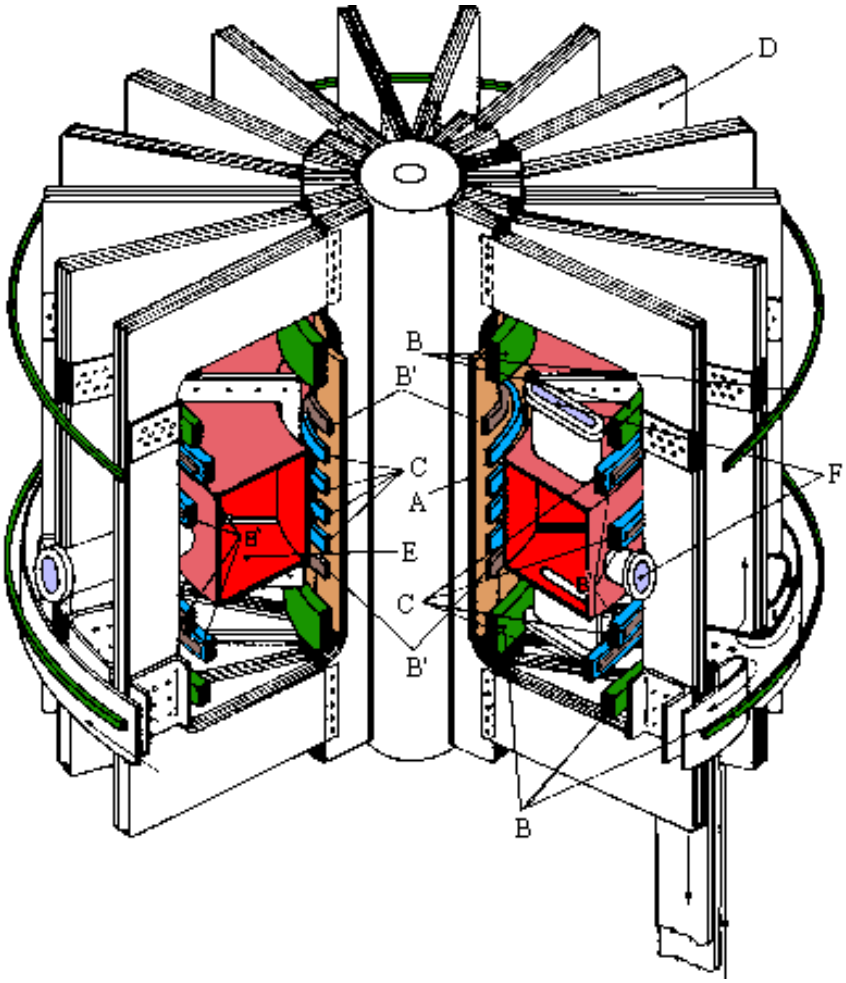


Fig. 2.2: Desenho esquemático do tokamak TCABR onde se encontram representadas: (A) bobinas do Sistema de Aquecimento Ôhmico (S.A.O.), (B) bobinas auxiliares para minimizar o campo de fuga do S.A.O. (conectadas em série com as bobinas do S.A.O), (B') bobinas auxiliares para minimização do campo de erro, (C) bobinas do Sistema Vertical, D- bobinas do Sistema Toroidal, (E) Vaso e (F) janelas de diagnóstico.

Na Fig. 2.3.(a) mostramos a evolução temporal típica do campo magnético no TCABR, medido por uma sonda Hall quando colocada no centro geométrico do vaso. No intervalo de tempo entre A e B (após ≈ 3 segundos do início da energização das bobinas do Sistema Toroidal) dá-se a descarga do Sistema de Aquecimento Ôhmico (com duração de ≈ 200 ms) e a conseqüente formação da corrente de plasma (regime de operação Tokamak). No instante C é desligada a alimentação das bobinas do Sistema Toroidal e

tem-se um descaimento exponencial da corrente e, conseqüentemente, do campo magnético toroidal.

Na Fig. 2.3.(b) encontra-se representada a dependência radial do campo magnético toroidal para três valores diferentes de B_0 (valor do campo magnético no centro do vaso). Observamos desta figura que, por exemplo, para B_0 = 1,14 T, o valor do campo magnético toroidal varia entre 0,88 T (para $R = R_0 + a$) e 1,61 T (para $R = R_0 - a$).

A dependência radial do campo magnético toroidal é fundamental para a determinação da localização ou da freqüência da EEC, assim como para a determinação da resolução espacial do radiômetro de Emissão Eletrociclotrônica (EEC) instalado no TCABR.

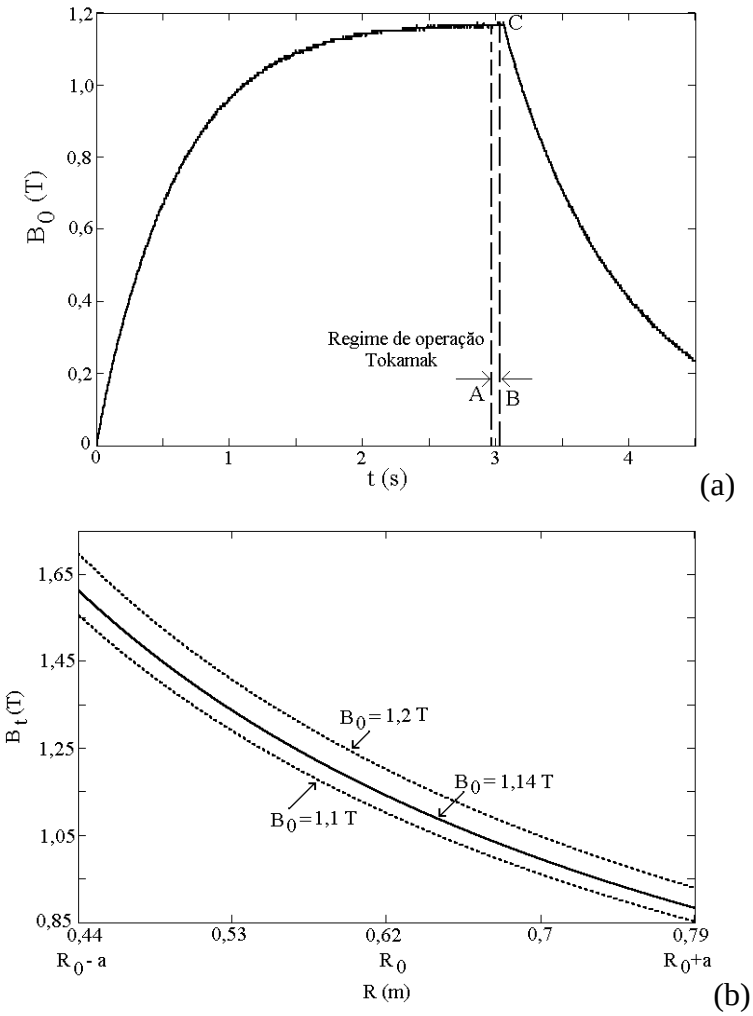


Fig. 2.3: (a) Evolução temporal do campo magnético toroidal no centro do vaso; (b) Dependência radial do campo magnético toroidal, dentro do vaso do tokamak TCABR, para três valores distintos de campo magnético no centro do vaso.

O Sistema Vertical é responsável pelo controle da posição da coluna de plasma, feito em tempo real, nas direções vertical e horizontal em relação ao centro do vaso. A posição do centro da coluna de plasma é determinada através de um conjunto de bobinas seno e cosseno [Vuo97]. A descrição deste Sistema, do seu funcionamento e a configuração dos campos magnéticos por ele gerado encontra-se na referência [Fon00].

O Sistema de Vácuo é responsável pela remoção dos gases que se encontram no interior do vaso, sendo este composto por: bombas mecânicas, bombas turbo-moleculares, medidores de pressão (instalados no vaso e nas linhas de bombeamento), válvulas para a injeção de gás no vaso e um analisador de gás residual. O Sistema de Injeção de Gás é responsável pela admissão do Hidrogênio no vaso, podendo esta ser feita a uma taxa constante (válvula agulha) ou a uma taxa pulsada (válvula piezoelétrica). Um analisador de gás residual permite efetuar a medida das pressões parciais dos gases no interior do vaso. As bombas (mecânicas e turbo-moleculares) operam continuamente, seja no modo limpeza, no modo tokamak ou apenas para manter a pressão de base (pressão mais baixa possível dentro do vaso) que, atualmente, encontra-se em torno de $3{,}5.10^{-10}$ bar. O Hidrogênio é o gás de preenchimento utilizado para o funcionamento do TCABR no regime de limpeza (injetado com taxa constante) e também no regime tokamak (injetado de forma pulsada). Um sistema de monitoramento e controle do funcionamento da bomba mecânica e da bomba turbomolecular foi construído para atuar nas bombas (desligando-as) e fechando as válvulas, em situações de emergência, tais como na de queda de força, perda de pressão no vaso, falha no sistema de refrigeração na bomba turbomolecular, etc.

A função principal do Sistema de Limpeza é a redução do nível de impurezas na câmara de vácuo e o método utilizado é o de Taylor [Ore77, Tay78]. Os produtos resultantes do processo de limpeza, normalmente água e metano, são retirados da câmara através do Sistema de Vácuo. No processo de limpeza por descarga é utilizado um oscilador de alta potência ($\approx$ 100 kW), operado com a freqüência de $\approx$ 5 kHz em regime pulsado. Um campo toroidal de confinamento de $\approx$ 350 Gauss é aplicado durante o processo. Este oscilador é conectado ao conjunto de espiras do Sistema Vertical durante o processo de limpeza. Em regime tokamak, o oscilador de limpeza é obrigatoriamente desconectado das bobinas verticais através de chaves controladas pneumaticamente.

2.3. Diagnósticos do TCABR.

As medidas experimentais das diversas grandezas físicas, ligadas aos plasmas gerados nas máquinas Tokamak, requerem o uso de instrumentos chamados de diagnósticos do plasma.

Na Fig. 2.4 apresentamos um esquema geral dos diagnósticos atualmente instalados no tokamak TCABR que são: bobina de Rogowski (utilizada para a medida da corrente de plasma); espiras de tensão de enlace (monitoram a tensão induzida pela corrente de plasma em espiras colocadas na direção toroidal ao redor do vaso); bobinas seno e cosseno (determinam a posição da coluna de plasma); bobina diamagnética (medida da tensão de enlace induzida pela corrente de plasma numa espira colocada numa seção transversal da coluna de plasma); bobinas de Mirnov (conjunto de bobinas colocadas numa seção transversal do vaso para as medidas da flutuação do campo magnético poloidal).

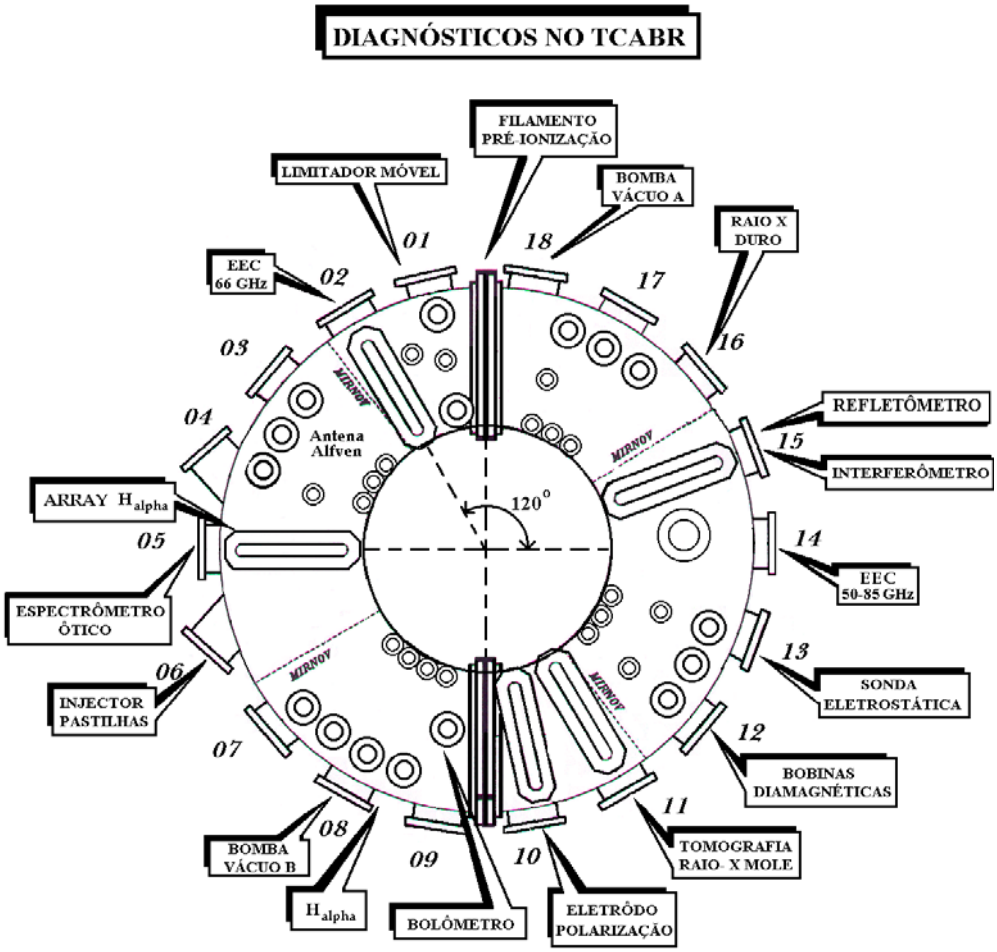


Fig. 2.4: Desenho mostrando a disposição dos diagnósticos atualmente instalados no tokamak TCABR.

Os diagnósticos magnéticos são normalmente formados por enrolamentos de fios metálicos, que medem os campos magnéticos de interesse, variáveis no tempo. Além dos diagnósticos magnéticos temos também as sondas de Langmuir que permitem-nos obter as medidas da densidade de elétrons, além do potencial de plasma e da temperatura na borda da coluna de plasma. A temperatura e a densidade do plasma são obtidas localmente através de uma varredura de tensão nas sondas de Langmuir.

As medidas das intensidades de radiação eletromagnética (emissão de linha, recombinação e frenagem (*Bremsstrahlung*)) são feitas utilizando-se os seguintes diagnósticos: Raios-X moles (detecção da radiação do plasma com energia entre ≈ 100 eV e ≈ 10 keV), Bolômetro (medida das perdas totais de energia pelo plasma), H-Alfa (medidas da emissão de linha da transição do nível 3 para o nível 2 do átomo de hidrogênio), Espectrômetro ótico (medidas da intensidade de radiação de linha das impurezas no plasma) e Raios-X duros (detecção da radiação com alta energia, ou seja para valores de energia > 100 Kev).

A potência total irradiada, normalizada pela densidade eletrônica e das impurezas, é dada pela soma das contribuições dos três processos radiativos, e pode ser quantificada pela seguinte expressão [Vas62]:

$$P_t \Big/ n_e n_z = C_l Z_{eff}^6 T_e^{-3/2} + C_r Z_{eff}^4 T_e^{-1/2} + C_b Z_{eff}^2 T_e^{1/2} \quad , \qquad (2.5)$$

sendo que os termos descritos no lado direito dessa equação, da esquerda para a direita, correspondem às radiações de linha, recombinação e frenagem, respectivamente, e onde C_l, C_r e C_b são as constantes correspondentes a cada um desses processos radiativos. Podemos concluir, da expressão (2.5) e das potências típicas irradiadas por algumas impurezas do plasma [Bre78, Ite99] que, as perdas totais por radiação das impurezas são devidas principalmente às perdas por radiação de linha para temperatura eletrônica T_e < 1 keV. Para T_e > 1 keV temos que as perdas totais são devidas principalmente às perdas por radiação de frenagem. O processo de recombinação tem uma contribuição menor para a potência total irradiada pelas impurezas e, por isso mesmo, pode ser desprezado.

Finalmente tem-se ainda os diagnósticos padrões para a medida da densidade eletrônica (Interferômetro de microondas) e da temperatura eletrônica (Radiômetro de Emissão Eletrociclotrônica, EEC). Recentemente foi instalado um refletômetro que será útil

na determinação do perfil radial da densidade eletrônica e também na determinação da posição de ressonância das ondas de Alfvén no plasma [Ruc03].

O radiômetro de EEC é o objeto de estudo desta Tese e será apresentado nos próximos capítulos.

Nos itens seguintes serão discutidas algumas questões teóricas, úteis para a interpretação dos resultados a serem apresentados neste trabalho.

2.4. O deslocamento de Shafranov.

Na aproximação cilíndrica tem-se que todas as superfícies de fluxo do campo magnético encontram-se centradas em torno do eixo magnético. Contudo, devido à curvatura do campo toroidal nas máquinas Tokamak, existe um efeito de deslocamento das superfícies de campo magnético para as regiões mais externas da coluna de plasma. Este deslocamento, chamado de *deslocamento de Shafranov*, introduz assimetrias nos perfis de temperatura e de densidade, que muitas vezes têm que ser consideradas. Para uma coluna de plasma com seção circular, larga razão de aspecto e baixo β (razão entre a pressão cinética e a pressão magnética, $\beta = p/(B^2/2\mu_0)$), o deslocamento de Shafranov pode ser expresso pela seguinte equação [Wes87]:

$$\frac{d\Delta}{dr} = \frac{2\mu_0}{rR_0 B_\theta^2(r)}\{r^2 p_1(r) - \int_0^r (2p_1(r_1) + \frac{B_\theta^2(r)}{2\mu_0}) r_1 dr_1\} \quad , \tag{2.6}$$

onde $p_1(r)$ é o perfil radial da pressão cinética normalizada, $p_1(r) = n_e(r)T_e(r)/(n_{eo}T_{eo})$, e B_θ dado pela expressão (2.3). Como condições de fronteira é imposto que $d\Delta/dr = 0$ em $r = 0$ e que $\Delta(a) = 0$ na borda da coluna de plasma.

Nas máquinas tokamak também é comum o aparecimento de perfis com concavidade central (*Hollow profiles*) [Hog96]. Para levarmos em conta esse tipo de comportamento podemos utilizar perfis de densidade de corrente com a seguinte forma:

$$j(r) = j_o[1-(\frac{r}{a})^2]^{\alpha_1}[1+\alpha_2(\frac{r}{a})^2] \quad , \tag{2.7}$$

onde j_0 é a densidade de corrente no centro da coluna de plasma e α_1, α_2 são os parâmetros de ajuste do perfil radial. Na Fig. 2.5 representamos perfis da densidade de corrente de plasma, normalizados pelo valor de pico, para vários valores de α_1 e α_2.

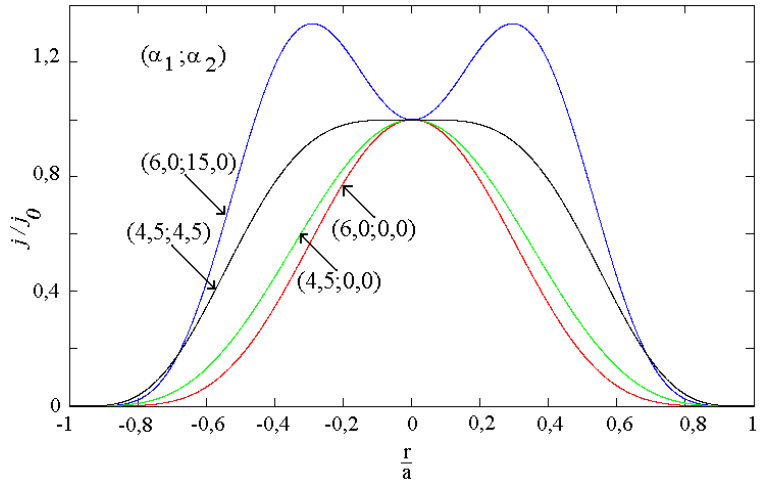


Fig. 2.5: Perfis de densidade de corrente de plasma para alguns valores de α_1 e α_2 representados na figura.

Da Fig. 2.5 observa-se que, com a expressão (2.7), pode-se modelar desde perfis parabólicos ($\alpha_2 = 0$) até perfis com concavidade central.

Para o tokamak TCABR vamos utilizar o perfil da temperatura eletrônica dado por:

$$T_e(r) = T_{e0}[1-(\frac{r}{a})^2]^{\delta_1}[1+\delta_2(\frac{r}{a})^2] \quad , \qquad (2.8)$$

na qual T_{e0} é a temperatura eletrônica de pico e δ_1 e δ_2 são os parâmetros de ajuste do perfil radial da temperatura eletrônica.

Finalmente, para a densidade eletrônica, vamos usar perfis parabólicos do tipo:

$$n_e(r) = n_{e0}[1-(\frac{r}{a})^2]^{\alpha} \quad , \qquad (2.9)$$

sendo que n_{e0} é a densidade eletrônica de pico e α é o parâmetro de ajuste para o perfil radial da densidade eletrônica.

Partindo-se de perfis típicos para as máquinas tokamak, na Fig. 2.6.(a) representam-se os valores de deslocamento de Shafranov, obtidos a partir da integração da

equação (2.6), para alguns perfis de densidade de corrente de plasma, de densidade eletrônica e de temperatura eletrônica. Nesses perfis foram utilizados os parâmetros geométricos do tokamak TCABR (ver tabela 2.1). Na Fig. 2.6.(b) é representado o deslocamento de Shafranov, num plano transversal, para as superfícies magnéticas com os raios r = 2 cm, r = 8 cm, r = 14 cm e r = 18 cm, tanto na configuração cilíndrica (linhas continuas) assim como na configuração toroidal (linhas tracejadas).

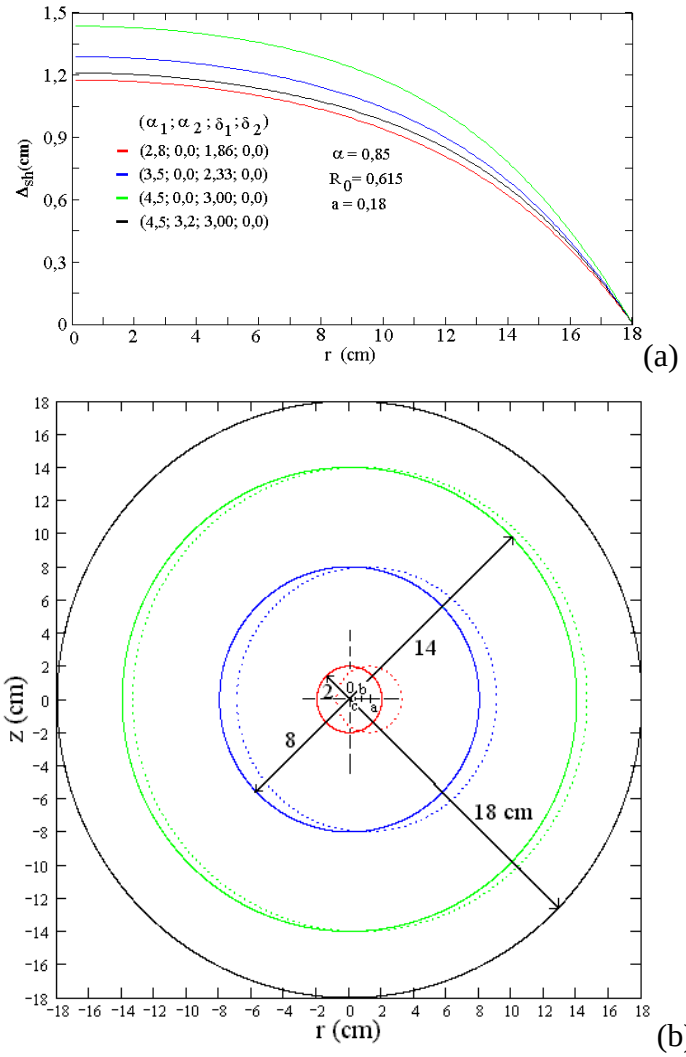


Fig. 2.6: (a) Deslocamento de Shafranov para alguns perfis radiais de $j(r)$, $n_e(r)$ e $T_e(r)$; (b) Deslocamento de Shafranov, num plano transversal, para as superfícies magnéticas geradas para os perfis de $j(r)$, $n_e(r)$ e $T_e(r)$ com os seguintes parâmetros α_1 = 4,5; α_2 = 1,7; δ_1 = 3,0; δ_2 = 0,0 e α = 0,85, respectivamente. As superfícies magnéticas com os raios 2 cm; 8 cm; 12 cm; e 18 cm representadas por linhas contínuas (geometria cilíndrica), e as linhas tracejadas representam estas mesmas superfícies quando sujeitas ao deslocamento de Shafranov (geometria toroidal).

Da Fig. 2.6.(a), ou da Fig. 2.6.(b), observa-se que o deslocamento de Shafranov é máximo no eixo magnético.

Outro parâmetro importante para analisar-se a estabilidade em máquinas tokamak é o fator de segurança [Wro91].

2.5. O Fator de segurança.

A helicidade de equilíbrio das linhas de campo é descrita pelo fator de segurança, *q*, [Dol00]. Este fator é definido pelo número *m* de voltas que uma linha de campo magnético circula na direção toroidal, sobre uma superfície magnética, para que esta realize uma volta completa na direção poloidal, isto é:

$$q = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \quad . \tag{2.10}$$

Substituindo a expressão (2.2) na expressão (2.10) obtemos:

$$q(r) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{B_T}{R_0 B_\theta} r d\theta = \frac{r B_T}{R_0 B_\theta(r)} \quad . \tag{2.11}$$

A seguir mostramos que o perfil de *q* pode ser determinado partindo do perfil radial da temperatura eletrônica.

Em descargas térmicas, temos que o perfil de densidade de corrente e o campo elétrico do plasma encontram-se relacionados pela Lei de Ohm:

$$E_{//} = \eta_{//} j(r) \quad , \tag{2.12}$$

sendo que $E_{//}$ é o campo elétrico no plasma, na direção toroidal ($E_{//} = V_l/2\pi R_o$, constante durante o platô da descarga, e onde V_l é a tensão de enlace), e $\eta_{//}$ é a resistividade paralela de *Spitzer*, dada por [Che74]:

$$\eta_{//} = 5{,}2.10^{-5}\frac{Z_{ef}\ln(\Lambda)}{T_e^{3/2}} \quad , \tag{2.13}$$

sendo que Z_{ef} é o número atômico efetivo, e ln(Λ) o logaritmo de Coulomb dado pela seguinte relação:

$$\ln(\Lambda) = \ln(10{,}9.10^{13}\frac{T_{e0}}{Z_{ef}n_{e0}^{1/2}}) \quad . \tag{2.14}$$

Para as descargas típicas obtidas no TCABR, tomando $T_{e0} \approx 450$ eV, $n_{e0} \approx 2{,}5.10^{19}$ m^{-3} e $Z_{ef} \approx 2$, obtém-se ln(Λ) ≈ 15. Finalmente, substituindo as equações (2.13) e (2.14) na expressão (2.12), e considerando-se o perfil de temperatura dado pela expressão (2.8), obtém-se a seguinte expressão para o perfil radial da densidade de corrente:

$$j(r) = \frac{12{,}8.10^{2}E_{//}T_{eo}^{\frac{3}{2}}}{Z_{ef}}\left\{[1-(\frac{r}{a})^2]^{\delta_1}[1+\delta_1(\frac{r}{a})^2]\right\}^{\frac{3}{2}} \quad . \tag{2.15}$$

Da expressão (2.15) observa-se que os perfis radiais da densidade de corrente do plasma e da temperatura eletrônica, desta forma, encontram-se relacionadas por um expoente 3/2. O valor do campo elétrico pode ser estimado a partir das medidas da tensão de enlace e de Z_{ef}. Os valores estimados para Z_{ef} encontram-se entre 1,5 e 5, para o tokamak TCABR [Fon01].

Em seguida, substituindo a equação (2.15) na expressão (2.3) obtém-se a seguinte expressão para o campo magnético poloidal:

$$B_\theta(r) = \frac{25{,}6.10^{-5}V_l T_{eo}^{\frac{3}{2}}}{rZ_{ef}R_0}\int_0^r [1-(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}\delta_1}[1+\delta_2(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}}r.dr \quad . \tag{2.16}$$

O campo magnético poloidal em $r = a$, é dado por:

$$B_\theta(a) = \frac{\mu_o I_p}{2\pi a} \quad . \tag{2.17}$$

Finalmente, substituindo a expressão (2.16) na expressão (2.11):

$$q(r) = \frac{8{,}2.10^6 r^2 B_0 \int_0^a [1-(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}\delta_1} [1+\delta_2(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}} rdr}{I_p \int_0^r [1-(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}\delta_1} [1+\delta_2(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}} rdr} \quad . \qquad (2.18)$$

Desta expressão vê-se que, o perfil radial de $q(r)$ pode ser calculado, para descargas térmicas, a partir do conhecimento do perfil radial da temperatura eletrônica, dos valores da corrente total de plasma e do campo magnético toroidal no centro do vaso. De (2.18) tem-se também que o fator segurança na borda do plasma é dado por:

$$q_a = \frac{8{,}2.10^6 a^2 B_0}{I_p} = \frac{a}{R_0}\frac{B_0}{B_\theta(a)} \quad , \qquad (2.19)$$

sendo que $B_\theta(a)$ é dado pela expressão (2.17). Observa-se que esta expressão está de acordo com o mostrado na literatura, e que esta pode ser facilmente obtida a partir da expressão (2.11).

Finalmente, substituindo a expressão (2.19) na expressão (2.18) tem-se uma nova expressão para $q(r)$ dada por:

$$q(r) = \frac{q_a(\frac{r}{a})^2 \int_0^a [(1-(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}\delta_1} [1+\delta_2(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}} rdr}{\int_0^r [(1-(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}\delta_1} [1+\delta_2(\frac{r}{a})^2]^{\frac{3}{2}} rdr} \quad . \qquad (2.20)$$

Na Fig. 2.7.(a) representa-se o perfil de $q(r)$, obtido a partir da expressão (2.20), para dois perfis radiais de temperatura, correspondentes a dois valores diferentes de corrente de plasma, e, ao mesmo tempo, utilizando-se os parâmetros geométricos do TCABR apresentados na tabela 2.1.

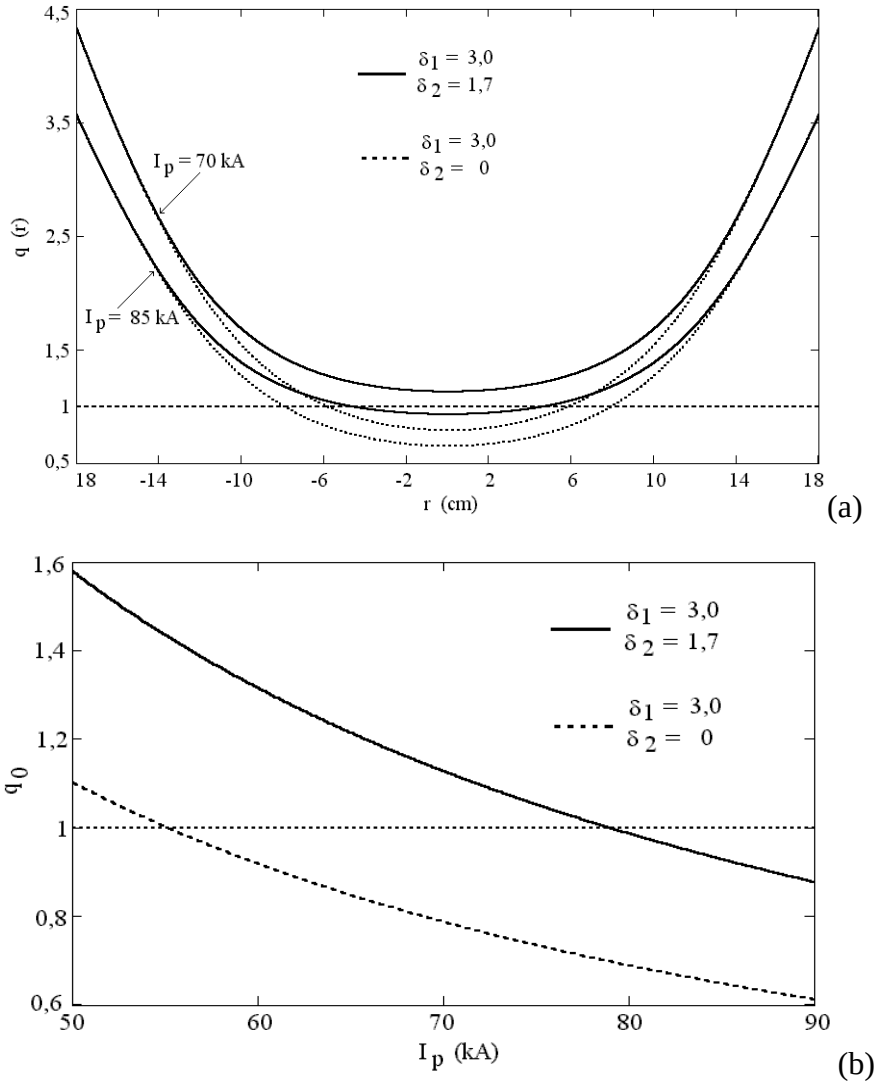


Fig. 2.7: (a) Perfis de $q(r)$ simulados para dois perfis radiais de temperatura e para dois valores diferentes de corrente de plasma representados na figura; (b) Fator de segurança no centro da coluna de plasma em função da corrente de plasma, para os valores δ_1 e δ_2 (parâmetros que definem o perfil de temperatura) apresentados na figura.

Na Fig. 2.7.(a) observa-se que o fator de segurança na região central da coluna de plasma, q_0, pode ter valor menor que a unidade. Esse fato leva ao aparecimento de instabilidades dente de serra [Goe74]. Na Fig. 2.7.(b) encontra-se representado o valor de q_0 em função da corrente de plasma, para dois perfis de temperatura eletrônica diferentes.

Das relações aqui apresentadas verifica-se que o perfil do fator de segurança, para descargas térmicas, pode ser determinado a partir do perfil radial da temperatura eletrônica.

Como será mostrado no Capítulo dos resultados experimentais, o perfil radial do fator de segurança poderá ser determinado utilizando-se os valores do fator de segurança

na borda da coluna de plasma e na posição onde $q(r) = 1$, juntamente com peculiaridades observadas na amplitude da oscilação dente de serra.

Outro fator importante na estabilidade da coluna de plasma é o cisalhamento do campo magnético, *S*, dado por [Dol00]:

$$S(r) = \frac{r}{q} \left| \frac{dq}{dr} \right| \quad . \tag{2.21}$$

Este parâmetro caracteriza a variação da helicidade das linhas de campo magnético. A partir do perfil radial do fator de segurança, o perfil de $S(r)$ pode ser facilmente determinado.

2.6. O Sistema de Aquecimento Ôhmico.

Como anteriormente referido, o tokamak é composto de vários sistemas, importantes para a formação e manutenção da coluna de plasma. Entretanto o Sistema de Aquecimento Ôhmico é de particular interesse tendo em vista sua importância no funcionamento do tokamak e na simulação das descargas. Na análise dos resultados deste trabalho pretende-se utilizar um programa desenvolvido especialmente para o estudo do desempenho do TCABR [Fon00, Fon01]. Esse programa permite a realização de um estudo da evolução temporal de vários parâmetros importantes do plasma do TCABR, entre eles a temperatura do plasma. A medida experimental da temperatura de elétrons, obtida no presente trabalho, a partir da radiação eletrociclotrônica, foi comparada com os perfis temporais obtidos teoricamente. A seguir será descrito com mais detalhes o Sistema de Aquecimento Ôhmico.

O Sistema de Aquecimento Ôhmico gera um campo elétrico na direção toroidal, que é responsável pela pré-ionização (ruptura do gás na fase inicial da descarga em regime tokamak) e também pelo aquecimento da coluna de plasma (por efeito Joule). O princípio básico do funcionamento do Sistema de Aquecimento Ôhmico (SAO) é semelhante ao de um transformador, encontrando-se o circuito primário e o circuito secundário (plasma) do transformador de A.O. acoplados indutivamente.

Na Fig. 2.8 mostra-se um esquema simplificado do SAO do TCABR. No circuito primário tem-se: um banco de capacitores, C_{AO} (6.200V, 38.10^{-3} F); a bobina de aquecimento ôhmico (L_t = $9{,}1.10^{-3}$ H); e um conjunto de resistores representados por R_B .. R_F. Esses resistores são inseridos ou retirados do sistema por meio de chaves eletrônicas (*ignitrons* Ig_2 a Ig_7). No circuito secundário, a coluna de plasma é representada pela indutância, $L_P = 4\pi.10^{-7} R_o[\ln(8R_o/a)(1+a^2/2R_o) - 7/4 + a^2/6R_o{}^2]$ = $1{,}32.10^{-6}$ H, [Kal86], e por sua resistência R_p. O acoplamento entre o primário e o secundário é representado pela indutância mútua M ($M = K\sqrt{L_P L_t}$ = 0,48 H, onde K é o fator de acoplamento).

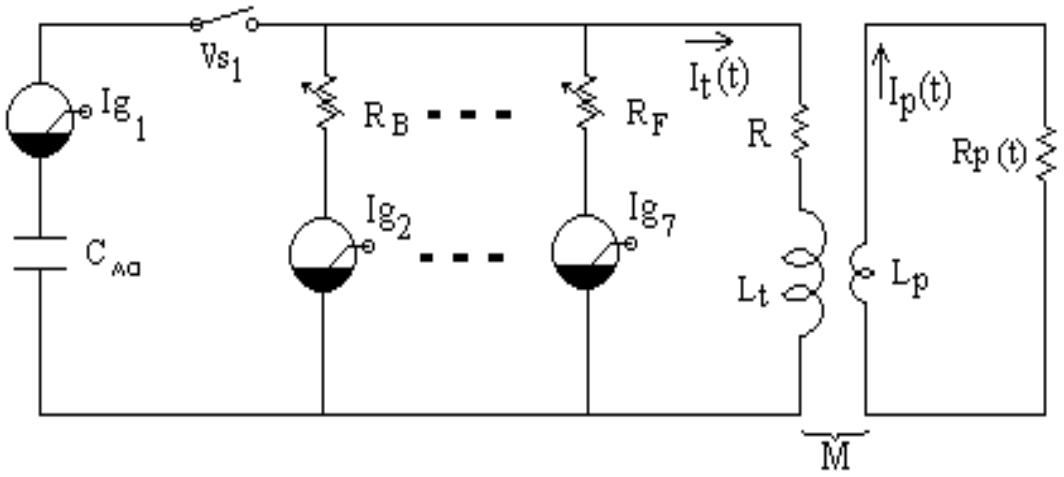


Fig. 2.8: Diagrama com os principais componentes do SAO do TCABR.

Numa descarga do TCABR, o funcionamento do SAO compreende duas etapas: inicialmente tem-se a descarga de C_{AO} sobre L_t (fase A) e, a seguir, a descarga da energia armazenada em L_t sobre os resistores R_B … R_F (fase B e seguintes). O circuito primário do SAO, durante a fase A, é descrito pela seguinte equação:

$$\frac{1}{C_{AO}}\int I_t(t)dt + RI_t(t) + L_t\frac{d}{dt}I_t(t) = 0 \qquad , \tag{2.22}$$

sendo R = 0,048 Ω é a resistência interna da bobina e I_t é a corrente que circula no primário do transformador de aquecimento ôhmico (TAO).

Na fase B, a resistência inserida no circuito é alta, provocando o aparecimento de um alto campo elétrico toroidal, $E = V_l/2\pi R_o$, que é suficiente para provocar a ruptura do gás. Um estudo sobre as condições de ruptura do gás no tokamak TCABR poderão ser obtidas na referência [Fon01a]. O crescimento da corrente de plasma, até atingir o seu valor de patamar, ocorre na fase C. No patamar da corrente de plasma, fase D e seguintes, são aplicados campos elétricos de menor intensidade de forma a manter a descarga estável.

Após a ruptura do gás (fase B) e seguintes, é levado em conta o efeito de acoplamento entre o circuito secundário (plasma) e o circuito primário. Neste caso, a equação que descreve eletricamente o circuito primário do SAO, para as fases de B a F, é dada por:

$$L_t\frac{d}{dt}I_t(t) - M\frac{d}{dt}I_P(t) + R_t(t)I_t(t) = 0 \qquad , \tag{2.23}$$

sendo R_t a resistência associada ao circuito primário para cada fase da descarga.

A equação do circuito associado ao secundário do SAO é dada por:

$$L_P\frac{d}{dt}I_P(t) - M\frac{d}{dt}I_t(t) + R_P(t)I_P(t) = 0 \qquad , \tag{2.24}$$

na qual R_p é a resistência da coluna de plasma (obtida a partir da integração da expressão (2.13), e considerando-se o perfil radial da T_e dado pela expressão (2.8). Antes da ruptura do gás, a tensão de enlace, ou seja, a tensão induzida ao redor do eixo secundário da máquina é dada por $V_l = M.dI_t/dt$. Por questões de simplicidade consideramos, para este modelo, apenas a contribuição dos elétrons.

Nas máquinas tokamak, as perdas de energia são representadas por τ_{Ee} (tempo de confinamento de energia dos elétrons). Nessas condições, o balanço de energia é expresso por [Hug83]:

$$\frac{d}{dt}E_t = I_P{}^2(t)R_P(t) - \frac{E_t}{\tau_{E_e}} \quad , \tag{2.25}$$

sendo $P_{OH} = I_P{}^2(t)R_P(t)$ a potência ôhmica fornecida pelo SAO ao plasma, E_t é a energia térmica total da coluna do plasma, $E_t = \int \mu dV$, μ é a densidade de energia e τ_{Ee} é o tempo de confinamento de energia dado pela lei de escala do Alcator ($\tau_{Ee} = 2{,}5.10^{-21}\overline{n_e}a^2R_o q_a{}^{0,75}$) [Eji82]. O termo $E_t / \tau_{Ee} = P_{OH} - dE_t / dt$, na expressão (2.25), representa as perdas totais dos elétrons.

Substituindo a expressão da energia total das partículas E_t (obtida a partir dos perfis de densidade e temperatura) na equação (2.25), obtêm-se:

$$\frac{d}{dt}T_e(t) = \frac{I_p{}^2(t)R_p(t) - \dfrac{0{,}251.10^{-19}n_e(t)T_e(t)}{\tau_{Ee}}}{0{,}251.10^{-19}n_e(t)} - \frac{T_e(t)}{n_e(t)}\frac{d}{dt}n_e(t) \quad . \tag{2.26}$$

Para a evolução da densidade eletrônica, durante a descarga tokamak, utiliza-se a equação da conservação da carga:

$$\frac{d}{dt}n_e(t) = n_e(t)\nu_{ion}(t) - D\frac{n_e(t)}{a^2} - S_{rec} \quad , \tag{2.27}$$

onde ν_{ion} é a taxa de criação das partículas devida à ionização, $\Gamma = -D\cdot\nabla_r^2 n_e = -D\dfrac{n_e(t)}{a^2}$ é a taxa de perda de partículas devida à difusão e S_{rec} representa as perdas por recombinação.

Existe ainda uma equação que considera a conservação das partículas neutras. Nessa equação leva-se em conta: a injeção externa de gás; o bombeamento devido ao sistema de vácuo e o processo de reciclagem nas paredes. Neste modelo é assumido que o coeficiente de reciclagem é próximo da unidade [Fon01].

Nessas condições, a conservação de partículas neutras é dada por:

$$\frac{d}{dt}n_n(t) = -n_e(t)(\nu_{ion} - \frac{D}{a^2}) + S_{rec.} + Inj_{ext.}(t) \quad , \tag{2.28}$$

sendo que Inj_{ext} representa a taxa de injeção externa de gás, conjuntamente com a taxa de bombeamento pela bomba de vácuo.

A solução do sistema de cinco equações diferenciais, que compõem o modelo apresentado, permite a obtenção de perfis temporais dos parâmetros mais importantes de uma descarga tokamak bem como de grandezas que deles dependam. Por exemplo, os termos mostrados na equação (2.5) correspondem às perdas por radiação de linha, recombinação ou frenagem. Termos correspondentes a algum outro processo de aquecimento também podem ser adicionados à equação (2.25).

Capítulo 3

Propagação, emissão, absorção e condições de acessibilidade para a radiação eletrociclotrônica em tokamaks.

Neste capítulo será inicialmente discutido o transporte da radiação em meios dielétricos e, a seguir, são analisados os processos físicos envolvidos na emissão e absorção da radiação eletrociclotrônica em plasmas. Aplica-se a teoria da propagação de ondas em plasmas frios para se estudar a acessibilidade da radiação EC em tokamaks.

Na discussão da emissão e absorção da radiação eletrociclotrônica podem-se utilizar basicamente três diferentes modelos [Bek66, Bor83 e Hut87].

O modelo de plasma tênue, aplicável para baixas densidades ($\omega << \omega_{pe}$), está baseado na radiação de um elétron em seu movimento em torno das linhas do campo magnético (equação de Schott-Trubnikov). Nesse modelo admite-se que o movimento dos elétrons está completamente não correlacionado e a emissividade do plasma é calculada por uma integração das intensidades de todos os elétrons do plasma, utilizando-se a função distribuição dos elétrons. Nesse modelo, a absorção é calculada para plasmas térmicos, a partir da lei de Kirchhoff.

O segundo modelo está baseado nas equações de Vlasov-Maxwell e permite a determinação da absorção para uma ampla variedade de cenários. Como é um modelo de fluídos no espaço $(\vec{r},\vec{V})$ ou $(\vec{r},\vec{p})$, o movimento discreto das partículas não é levado em conta e portanto este modelo não permite o cálculo da emissão. Aqui, a emissão pode ser calculada a partir da lei de Kirchhoff.

Finalmente tem-se o modelo baseado nas equações Klimontovich-Maxwell [Kli67] onde o caráter discreto das partículas é explicitado. A emissão é calculada a partir de métodos que envolvem a teoria das flutuações.

Nas discussões que se seguem utilizam-se os resultados da teoria de plasmas tênues que, além de ter uma estrutura matemática mais simples, permite explicitar de maneira mais clara os processos físicos associados à emissão e à absorção eletrociclotrônica. Nessas discussões, sempre que possível, será mostrado o comportamento das várias grandezas ligadas à emissão e à absorção, através de gráficos, para alguns cenários típicos do plasma do TCABR.

3.1. Transporte de radiação.

Um feixe de radiação, ao atravessar um meio material, sofre variações na energia transportada devido aos processos de absorção e de emissão. A detecção dessa radiação fornece informações valiosas para a caracterização desse meio.

A equação de transporte da radiação, ao longo da trajetória de um raio, é dada por [Hut87]:

$$\frac{d}{ds}I(\omega) = j(\omega) - \alpha(\omega)I(\omega) \quad , \tag{3.1}$$

sendo que s é a coordenada espacial ao longo da trajetória do raio, $I(\omega)$ é a intensidade da radiação ou seja é a potência por unidade de área, por unidade de ângulo sólido, por unidade de freqüência angular, ($W.m^{-2}.sr^{-1}.s$), e $j(\omega)$ é o coeficiente de emissão, definido como sendo a taxa de radiação emitida por unidade de volume, por unidade de ângulo sólido, por unidade de freqüência angular ($W.m^{-3}.sr^{-1}.s$). O coeficiente de absorção, $\alpha(\omega)$, é a fração da radiação absorvida por unidade de comprimento, e sua unidade é o inverso do comprimento (m^{-1}).

A profundidade ótica, τ, é definida como sendo a integral do coeficiente de absorção ao longo da trajetória de um raio com comprimento *s,* dada por:

$$\tau \equiv \int_s \alpha(\omega) ds \qquad . \tag{3.2}$$

Na Fig. 3.1 é ilustrada a trajetória de um raio atravessando um meio dielétrico. Por convenção, considera-se que a medida da profundidade ótica é feita a partir do ponto onde o raio deixa o meio (ponto A).

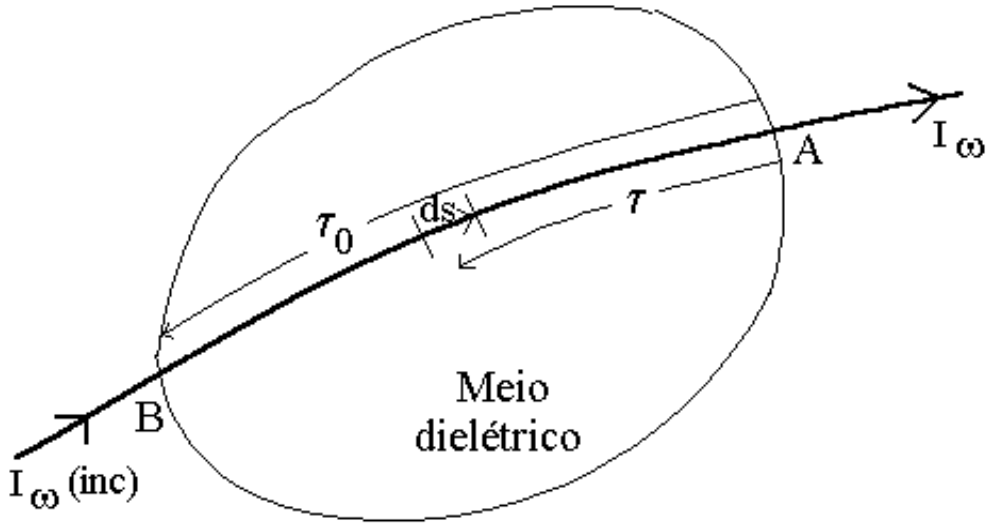


Fig. 3.1: Ilustração da trajetória percorrida por um raio atravessando um meio dielétrico.

Substituindo a equação (3.2) na expressão (3.1) e integrando ao longo da trajetória do raio, obtêm-se:

$$I_A(\omega) = I_B(\omega) e^{-(\tau_B - \tau_A)} + \int_{\tau_A \equiv 0}^{\tau_B} S(\omega) e^{-\tau} d\tau \qquad , \tag{3.3}$$

onde $I_A(\omega)$ é a intensidade da radiação no ponto A (intensidade da radiação que deixa o meio), $I_B(\omega)$ é a intensidade da radiação no ponto B (intensidade da radiação que entra no meio).

O termo $S(\omega)$, representado na equação (3.3), é chamado de função fonte e dado por:

$$S(\omega) = \frac{j(\omega)}{\alpha(\omega)} \quad . \tag{3.4}$$

No caso de um plasma térmico e não relativístico tem-se que o coeficiente de emissão, $j(\omega)$, e o coeficiente de absorção, $\alpha(\omega)$, encontram-se relacionados com a intensidade de radiação do corpo negro através da Lei de Kirchoff:

$$I_{CN}(\omega) = \frac{j(\omega)}{\alpha(\omega)} \quad . \tag{3.5}$$

Sabendo-se que a intensidade da emissão de um corpo negro com temperatura T_e, em função da freqüência ω, é dada pela relação de Planck:

$$I_{CN}(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3 c^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega / k_b T_e} - 1} \quad , \tag{3.6}$$

onde $\hbar$ = 1,05.10^{-34} (*Joule.s*) é a constante de Planck dividida por 2π, k_b=1,38.10^{-23} (*Joule/K*) é a constante de Boltzmann e c é a velocidade da luz.

No limite clássico, $\hbar\omega << k_b T_e$, a expressão (3.6) leva à relação clássica de Rayleigh-Jeans:

$$I_{CN}(\omega) = \frac{\omega^2 k_b T_e}{8\pi^3 c^2} \quad . \tag{3.7}$$

Nas expressões (3.6) e (3.7) considera-se apenas a contribuição de uma das polarizações da onda, e a temperatura eletrônica encontra-se em unidades Kelvin.

Na Fig. 3.2 representa-se a intensidade de emissão do corpo negro, utilizando a relação (3.6), no intervalo de freqüências entre 0,1 GHz e 10^6 GHz, para quatro valores diferentes de temperatura. Na mesma figura é representada a faixa de freqüências de operação do radiômetro para detecção da radiação EC (50 GHz à 85 GHz) no TCABR.

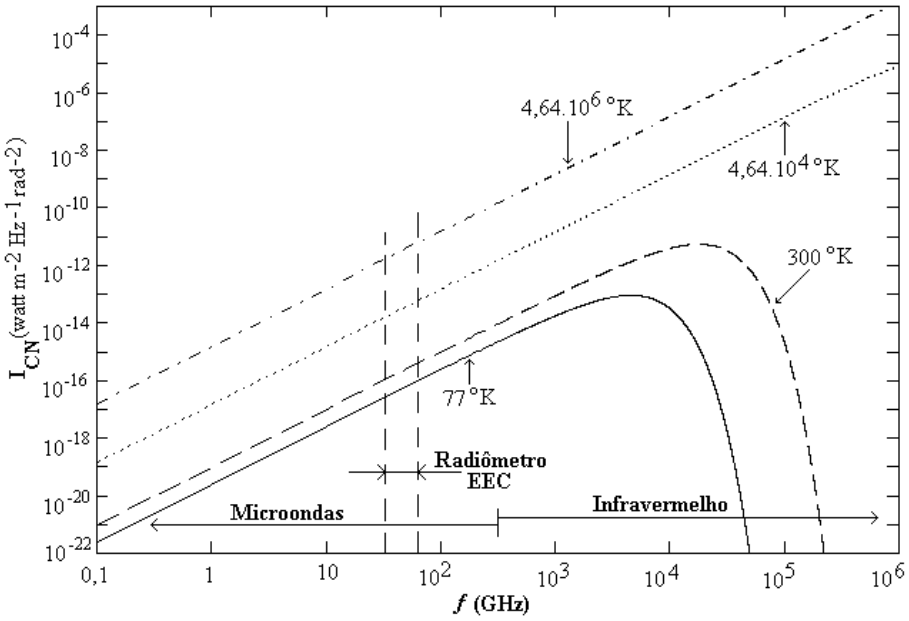


Fig. 3.2: Intensidade de emissão do corpo negro, no intervalo de freqüências entre 0,1 GHz e 10^6 GHz, obtida para as temperaturas 77 K, 300 K, 4,6.10^4 K (≈ 4 eV) e 4,6.10^6 K (≈ 400 eV).

A seguir é considerar uma situação para a qual a função fonte, dada pela equação (3.4), independe da posição. Nessas condições, a equação de transporte da radiação, dada em (3.3), pode ser escrita como:

$$I_A(\omega) = I_B(\omega)e^{-\tau} + \frac{j(\omega)}{\alpha(\omega)}(1-e^{-\tau}) \quad , \tag{3.8}$$

onde $\tau \equiv \tau_B$.

Desta expressão vê-se que, a intensidade da radiação que deixa o meio, $I_A(\omega)$, é resultado da soma da intensidade da radiação que entra no meio, $I_B(\omega)$, atenuada por um fator $e^{-\tau}$ devido a absorção pelo meio e da intensidade de radiação gerada pelo próprio meio, representada por $j(\omega)/\alpha(\omega)$ e atenuada por um fator $(1-e^{-\tau})$ que representa a reabsorção da radiação pelo meio.

A expressão (3.8) mostra a importância da profundidade ótica na intensidade da radiação que deixa o meio. Dependendo do valor de τ, podemos classificar o comportamento do meio, com relação à absorção, em três diferentes regimes, a saber: a) para $\tau << 1$, ou meio oticamente transparente, a radiação é fracamente absorvida ao atravessar o meio e a emissão

que sai do meio dielétrico é essencialmente a soma das contribuições individuais de cada elemento de volume ao longo da trajetória do raio; b) para $\tau >> 1$, meio chamado de oticamente espesso, e para este caso tem-se que a intensidade que deixa o meio é dada pela função fonte; e finalmente; c) numa situação intermediária, o meio é chamado de corpo semitransparente ou corpo "cinza".

Pode-se ainda considerar o efeito da reflexão nas interfaces meio-vácuo. Para este caso, em que a radiação incidente sofrerá uma reflexão parcial na interface entre os meios e, conseqüentemente, a intensidade da radiação, após ter atravessado a primeira face do meio (entrada), $I_{B^1}(\omega)$, é dada por:

$$I_{B^1}(\omega) = I_B(\omega)(1-r) \quad , \tag{3.9}$$

sendo *r* o coeficiente de reflexão dado por [Hec74]:

$$r = (\frac{n-1}{n+1})^2 \quad , \tag{3.10}$$

e *n* o índice de refração do meio.

A radiação ao atravessar o meio será atenuada e, ao chegar à segunda da face do material dielétrico, terá uma intensidade, $I_{A^1}(\omega)$, dada por:

$$I_{A^1}(\omega) = I_{B^1}(\omega)e^{-\tau_B} \quad . \tag{3.11}$$

onde $I_{B^1}(\omega)$ é dada pela equação (3.9).

Finalmente, na segunda face do meio ocorrerá uma segunda reflexão, resultando que a intensidade da radiação que deixará o meio é dada por:

$$I_A(\omega) = I_B(\omega)(1-r)^2 e^{-\tau_B} + \frac{j(\omega)}{\alpha(\omega)}(1-e^{-\tau_B})(1-r) \quad . \tag{3.12}$$

Esta é a equação de transporte de radiação onde são consideradas as reflexões nas interfaces de entrada e saída do meio, e onde a função fonte, dada pela equação (3.4), independe da posição. O segundo termo dessa equação incorpora a emissão do meio.

Essa relação será útil na determinação do efeito das janelas de vidro do vaso do TCABR na medida da intensidade da radiação EC detectada pela antena (veja o Anexo da Tese).

Como visto neste item, o transporte de radiação envolve processos de emissão que aparece na equação (3.12), através da emissividade $j(\omega)$, e de absorção representado pelo coeficiente de absorção $\alpha(\omega)$. No item seguinte será discutida mais detalhadamente a forma de calcularem-se esses dois parâmetros para o caso especial da emissão e absorção eletrociclotrônicas.

3.2. Emissão eletrociclotrônica.

A emissão eletrociclotrônica é uma conseqüência direta do movimento de giração dos elétrons em torno das linhas de um campo magnético. Na Fig. 3.3 encontra-se representada a trajetória de um elétron em torno de uma linha do campo magnético. Em torno do elétron vê-se a distribuição angular da intensidade da radiação, que é emitida preponderantemente na direção da velocidade, podendo-se definir um "cone de radiação". O meio-ângulo de abertura desse cone é dado por $\alpha = \cos^{-1}(V/c)$, onde V é o módulo da velocidade do elétron. Para elétrons não relativísticos, $\beta = V/c \rightarrow 0$, tem-se que as intensidades da radiação emitidas pelo elétron no sentido de $\vec{V}$, e também no sentido oposto, são aproximadamente iguais (radiação de dipolo). Para elétrons relativísticos, o cone de emissão é estreito $(\alpha \rightarrow 0)$, sendo que quase toda a emissão a radiação é emitida no sentido do vetor velocidade do elétron.

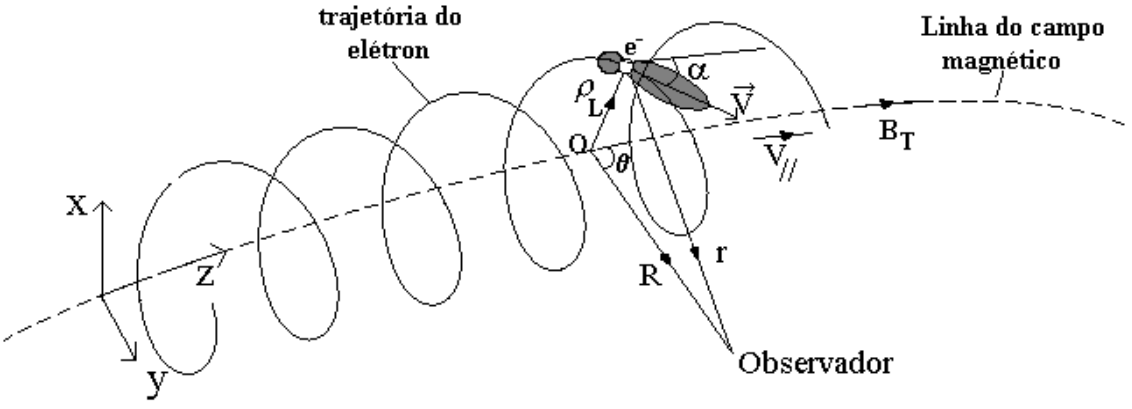


Fig. 3.3: Trajetória de um elétron em torno de uma linha de campo magnético. A distribuição angular da radiação emitida pelo elétron encontra-se representada com a cor cinza.

O raio da trajetória do elétron, chamado de raio de Larmor, ρ_L, é dado por:

$$\rho_L = \frac{V_\perp}{\omega_{ce}} = \frac{m_e V_\perp}{eB_T} \quad , \tag{3.13}$$

na qual $V_\perp$ é a componente da velocidade do elétron na direção perpendicular ao campo magnético, m_e é a massa do elétron em repouso, e a carga do elétron e B_T é o campo magnético. O elétron movimenta-se em torno das linhas do campo magnético com freqüência angular $\omega_{ce} = (eB_T)/m_e$. A radiação a ser detectada por um observador corresponde às freqüências [Bek66]:

$$\Omega_{ce,m} = \frac{meB_T}{m_e\gamma(1-\frac{V_{//}}{c}\cos\theta)} = \frac{m\omega_{ce}}{\gamma(1-\frac{V_{//}}{c}\cos\theta)} \quad , \tag{3.14}$$

sendo que θ é o ângulo formado entre a linha do observador e a direção do campo magnético, $V_{//}$ é a componente da velocidade do elétron na direção paralela ao campo magnético, $\gamma = (1-V^2/c^2)^{-1/2}$ é o fator relativístico. Para a harmônica fundamental, onde m = 1, temos $\Omega_{ce,m=1} \equiv \Omega_{ce}$.

A equação (3.14) mostra dois mecanismos de alargamento da radiação EC, a saber: efeito Doppler, devido ao termo $(1-V_{//}\cos\theta/c)$, e efeito relativístico, devido ao fator γ. Para um plasma térmico, o alargamento das linhas de emissão devido aos efeitos Doppler e relativístico podem ser estimados, respectivamente, por [Bor83]:

$$\Delta\omega_{Dopp.} \approx \frac{meB_t}{m_e}\frac{V_{Te}}{c}|n\cos\theta| \quad \text{, e} \tag{3.15}$$

$$\Delta\omega_{rel.} \approx \frac{meB_t}{m_e}\left(\frac{V_{Te}}{c}\right)^2 \quad , \tag{3.16}$$

onde V_{Te} é a velocidade térmica dos elétrons, dada por:

$$V_{Te} = \left(k_b T_e / m_e\right)^{1/2} \quad . \tag{3.17}$$

Note-se que na expressão (3.17) a temperatura eletrônica encontra-se em unidades Kelvin.

O efeito Doppler, para os elétrons de um plasma térmico, produz um alargamento da linha de emissão na forma de uma gaussiana simétrica em relação à freqüência original. No caso do efeito relativístico, o alargamento é assimétrico, deslocando as freqüências de emissão para valores abaixo das respectivas harmônicas. Numa situação em que $V << c$ e θ = 90º, a expressão (3.14) é substituída por:

$$\omega_{ce,m} = \frac{meB_T}{m_e} \quad , \tag{3.18}$$

onde, para a harmônica fundamental, temos $\omega_{ce,m=1} \equiv \omega_{ce}$.

A seguir é indicado, de forma resumida, o modo como é calculada a distribuição espectral e espacial da radiação emitida por um elétron em seu movimento ciclotrônico. Detalhes do cálculo podem ser encontrados nas referências [Bek66, Hut87].

Os campos elétricos e magnéticos gerados pelo movimento de um elétron, na posição do observador (ver Fig. 3.3), podem ser calculados a partir das relações [Gri99]:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = -\vec{\nabla}\phi(\vec{r},t) - \frac{\partial \vec{A}(\vec{r},t)}{\partial t} \quad \text{, e} \tag{3.19}$$

$$\vec{B}(\vec{r},t) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r},t) \quad , \tag{3.20}$$

onde $\phi(\vec{r},t)$ e $\vec{A}(\vec{r},t)$ são os potenciais de Liénard-Wiechert, dados respectivamente por:

$$\phi(\vec{r},t) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{1}{kR}\right]_{t'} \quad \text{,e} \tag{3.21}$$

$$\vec{A}(\vec{r},t) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 c^2}\left[\frac{\vec{v}}{kR}\right]_{t'} \quad , \tag{3.22}$$

sendo $\vec{R}$ é o vetor definido pela posição do elétron no tempo retardado e ao observador, $\kappa = (1 - \vec{\beta}.\vec{R}/R)$ e $\vec{\beta} = \vec{v}/c$. As quantidades colocadas entre colchetes, $[\ ]_{t'}$, são calculadas no instante de tempo retardado *t'*. A relação entre o instante de tempo de observação e o retardado, para um observador posicionado a uma distância *R* do elétron, é dada por $t' = t - R(t')/c$.

Usando os potenciais (3.21) e (3.22) nas expressões para o campo elétrico (3.19) e magnético (3.20), e desprezando os termos do campo próximo, tem-se que [Gri99]:

$$\vec{E} = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{1}{c\kappa^3 R}\hat{R}\times\left\{(\hat{R}-\vec{\beta})\times\dot{\vec{\beta}}\right\}\right]_{t'} \quad \text{, e} \tag{3.23}$$

$$\vec{B} = \frac{1}{c}\left[\hat{R}\right]\times\vec{E} \quad , \tag{3.24}$$

onde se considera o eixo ZZ coincidente com o campo magnético externo e o observador localizado no plano XY. Nestas condições, o versor $\hat{R}$ é dado por $\hat{R} = \vec{R}/R = \hat{x}\sin\theta + \hat{z}\cos\theta$.

Os campos $\vec{E}$ e $\vec{B}$ resultantes para o movimento helicoidal do elétron, em torno de uma linha de campo magnético, podem ser obtidos a partir das expressões (3.23) e (3.24) levando-se em conta a equação do movimento ciclotrônico. Como passo intermediário, para obter-se o espectro da potência irradiada pelo elétron, calcula-se a transformada de Fourier do campo elétrico $\vec{E}(\omega)$ no espaço das freqüências, ou seja:

$$\vec{E}(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t}\vec{E}(t)dt \quad . \tag{3.25}$$

Usando as expressões que envolvem as funções de Bessel e a função delta de Dirac, no sistema de coordenadas cartesiano descrito, obtêm-se a seguinte relação para $\vec{E}(\omega)$:

$$\vec{E}(\omega) = \frac{ie\omega}{4\pi\varepsilon_0 cR}\sum_{-\infty}^{\infty}\delta\left[(1-\beta_{//}\cos\theta)\omega - m\omega_{ce}\right]\cdot$$
$$\cdot\left\{\hat{x}\left(-\frac{\cos\theta}{\sin\theta}(\cos\theta-\beta_{//})J_m(\xi) + \hat{y}(-i\beta_{\perp})J_m'(\xi) + \hat{z}(\cos\theta-\beta_{//})J_m(\xi)\right\}\right. \quad , \tag{3.26}$$

sendo que $J_m(\xi)$ e $J_m^{`}(\xi)$ são, respectivamente, a função de Bessel e sua derivada, com o argumento dado por $\xi = \omega\beta_\perp sin\theta / \omega_{ce}$.

A expressão acima mostra claramente que a radiação emitida é composta de um número infinito de harmônicas. Usando a propriedade das funções de Bessel $J_m(\xi_m) = J_{-m}(-\xi_m)$ e calculando a anti-transformada de Fourier de (3.26), obtêm-se o valor do vetor de *Poynting*, <|S|> = $\varepsilon_0 c|\mathbf{E}|^2/2$. Deste modo, partindo da potência irradiada pelo elétron por ângulo sólido que chega ao observador e, por um processo adicional de transformação de Fourier, obtém-se a potência espectral por unidade de freqüência, por unidade de ângulo sólido, numa direção θ:

$$\frac{d^2P}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega^2}{8\pi^2\varepsilon_0 c}\sum_{m=1}^{\infty}\left\{\left(\frac{\cos\theta - \beta_{//}}{sin\theta}\right)^2 J_m^2(\xi) + \beta_\perp^2 J_m^{,2}(\xi)\right\} \cdot \frac{\delta\{(1-\beta_{//}\cos\theta)\omega - m\omega_c\}}{1-\beta_{//}\cos\theta} \quad , \tag{3.27}$$

na qual esta expressão é denominada por equação de Schott-Trubnikov.

Na expressão (3.27), o termo $J_m^2(\xi)$ está associado às ondas polarizadas no modo ordinário (campo elétrico da onda paralelo ao campo magnético externo, $\vec{E}$ // $\vec{B}_T$), e o termo $J_m^{,2}(\xi)$ está associado às ondas com polarização extraordinária (campo elétrico da onda na direção perpendicular ao campo magnético externo, $\vec{E} \perp \vec{B}_T$).

Na Fig. 3.4 representa-se a densidade de potência espectral (utilizando-se a expressão 3.27), na direção normal ao campo magnético externo (θ = π/2), para as três primeiras harmônicas da EEC, para $\beta_{//}$ = 0 e para $\beta_\perp$ = 0,1. A potência espectral, nesse gráfico, está normalizada pela potência máxima (obtida para m = 1). O campo magnético utilizado foi de B_T = 1,14 T.

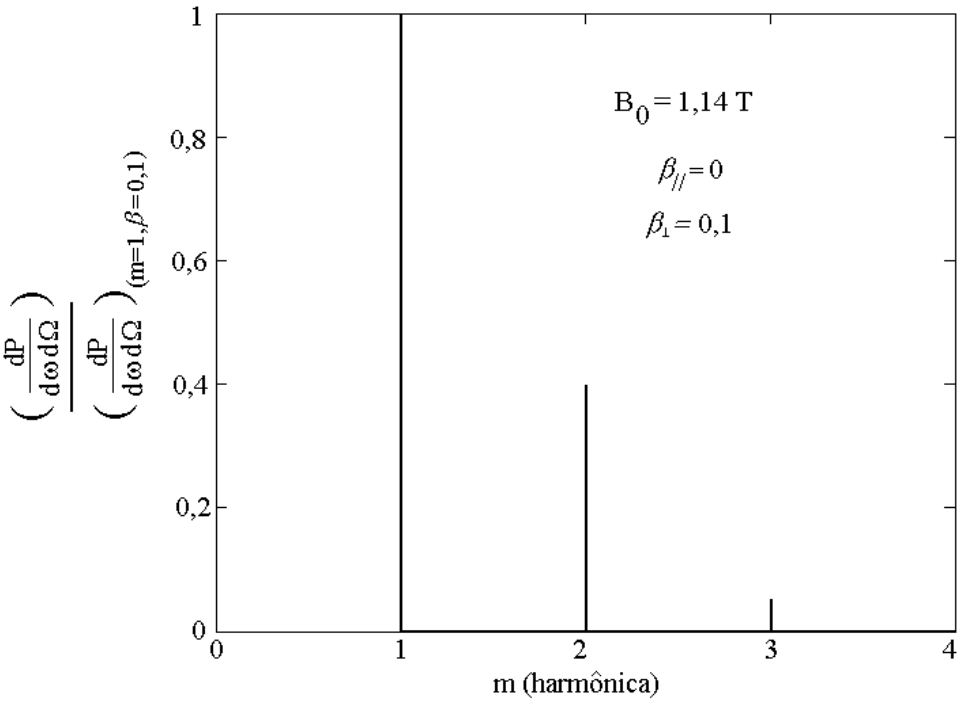


Fig. 3.4: Densidade de potência espectral obtida para as três primeiras harmônicas, (utilizando-se a expressão 3.27), em $\theta = \pi/2$, para ambas as polarizações, com $\beta_{\perp} = 0{,}1$ e $\beta_{//} = 0$, e normalizada pela potência máxima (obtida para $m = 1$). O campo magnético externo utilizado nestas simulações foi de $B_0 = 1{,}14$ T.

Do gráfico acima observa-se que a densidade de potência espectral, para as condições escolhidas, cai rapidamente com o número da harmônica.

Para um plasma tênue, assume-se que a emissão entre os elétrons é completamente não correlacionada e, por conseguinte, a potência total de um conjunto de elétrons é obtida a partir da soma de todas as contribuições individuais. Neste caso, o coeficiente de emissão total do plasma, $j(\omega)$, (também chamado de emissividade total do plasma) para uma função de distribuição de velocidades $f(\beta_{\perp}, \beta_{//})$, é dada por:

$$j(\omega) = c^3 \int \frac{d^2P}{d\omega d\Omega}(1 - \beta_{//}\cos\theta) f(\beta_{\perp}, \beta_{//}) 2\pi\beta_{\perp} d\beta_{\perp} d\beta_{//} \quad , \qquad (3.28)$$

onde o termo $(1 - \beta_{//}\cos\theta)$ é multiplicado por $d^2P / d\omega d\Omega$ (dado pela expressão 3.27) em virtude da potência obtida em (3.27) ser calculada no ponto de observação e, em (3.28), no ponto de emissão.

Para um plasma térmico, a função de distribuição $f(\beta_\perp, \beta_{//})$ é descrita por uma distribuição Maxwelliana que pode ser colocada na forma:

$$f(\beta_\perp, \beta_{//}) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi e T_e}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e c^2 (\beta_\perp^2 + \beta_{//}^2)}{2 e T_e}\right) \quad . \qquad (3.29)$$

No caso em que o alargamento da emissão é menor que o intervalo entre as harmônicas ($\Delta\omega << \omega_{ce}$), e para plasmas não muito quentes, tem-se que a emissão para cada harmônica pode ser tratada de forma independente. Nesse caso fica visível que a emissão é um fenômeno ressonante e que esta ocorre numa pequena região em volta de cada harmônica. A emissividade total para a harmônica m é obtida a partir da substituição das expressões (3.27) e (3.29) na expressão (3.28), fazendo-se a integração para cada um dos termos mostrados em (3.27). Neste caso, onde $\beta << 1$, as funções de Bessel podem ser aproximadas pelo primeiro termo de sua expansão em série, ou seja $j_m(\xi) \approx (\xi/2)^m / m!$. Destas considerações obtêm-se que a emissividade total (integrada em ω), para uma harmônica m, é dada por [Hut87]:

$$j_m = \frac{e^2 \omega_{ce}^2 n_e}{8\pi^2 \varepsilon_0 c} \frac{m^{2m+1}}{(m-1)!} (sin\theta)^{2m-2} (\cos^2\theta + 1) \left(\frac{e T_e}{2 m_e c^2}\right)^m \; . \qquad (3.30)$$

Na Fig. 3.5 encontram-se representadas as emissividades totais, utilizando-se a expressão (3.30), obtidas para as três primeiras harmônicas da EEC e para condições típicas do plasma do TCABR. Nestas simulações foram utilizados os perfis parabólicos para a densidade e temperatura eletrônicas. Para a densidade eletrônica foram utilizados n_{e0} = 2,0.10^{19} m^{-3} e α = 0,86 (ver expressão 2.9) e para a temperatura eletrônica utilizou-se T_{e0} = 500 eV, δ_1 = 3,0 e δ_2 = 0,0 (ver expressão 2.8). Para o campo magnético toroidal no centro do vaso, o valor utilizado foi de B_0 = 1,14 T. Desta figura observa-se que a emissividade total máxima da primeira harmônica é ≈ 65 vezes maior que a da segunda harmônica, e ≈ 3.900 vezes superior à terceira harmônica. Observa-se também que o máximo da emissividade total, para cada harmônica, ocorre em diferentes posições da coluna de plasma: r ≈ -1,4 cm para m = 1; r ≈ - 0,7 cm para m = 2, e r ≈ - 0,5 cm para m = 3.

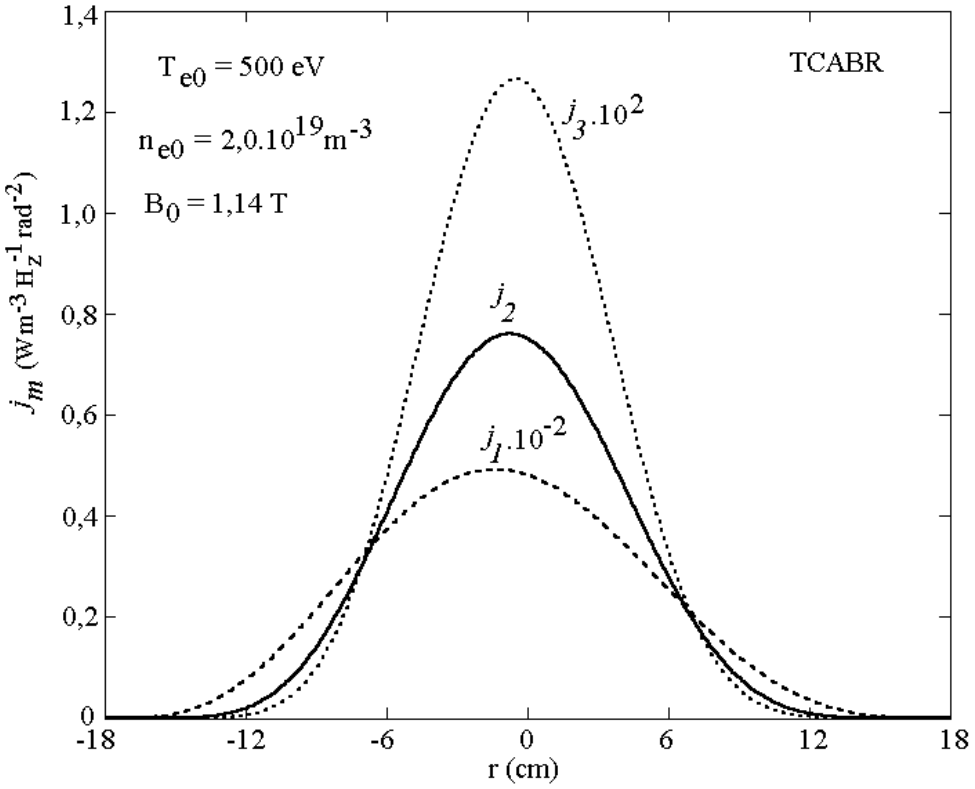


Fig. 3.5: Emissividade total para as três primeiras harmônicas da EEC, com B_0 = 1,14 T no centro da coluna de plasma. Para o perfil de densidade utilizou-se n_{e0} = 2,0.10^{19} m^{-3} e α = 0,86 e para o perfil da temperatura eletrônica utilizou-se T_{e0} = 500 eV, δ_1 = 3,0, δ_1 = 0,0 e θ = 90º.

Nas situações em que a função distribuição é conhecida, como no caso de plasmas térmicos, os efeitos de alargamento da emissão eletrociclotrônica (Doppler e relativístico) podem ser representados por uma função de forma $\phi(\omega)$. Essa função obedece a uma condição de normalização dada por:

$$\int \phi(\omega) d\omega = 1 \quad . \tag{3.31}$$

A distribuição espectral da emissividade para a harmônica *m*, $j_m(\omega)$, é então dada por:

$$j_m(\omega) = j_m \phi(\omega) \quad , \tag{3.32}$$

sendo que j_m é dada pela expressão (3.30).

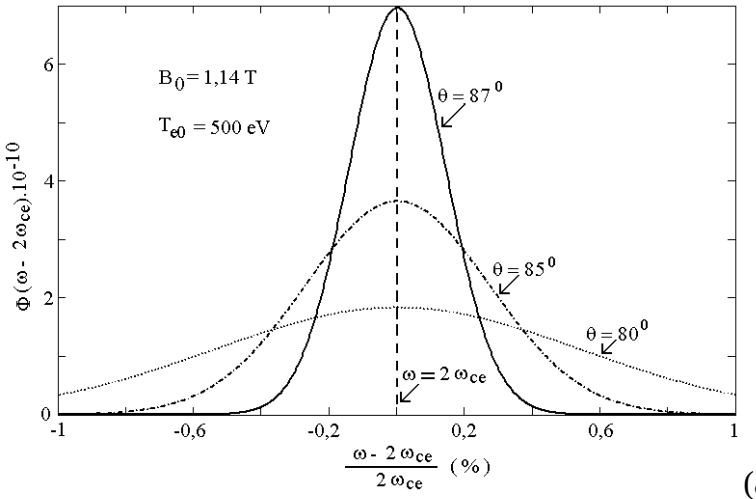
As funções de forma para os efeitos Doppler e relativístico, são dadas, respectivamente, pelas seguintes expressões [Hut87]:

$$\phi(\omega) = \left(\frac{m_e c^2}{2\pi T_e e}\right)^{1/2} \frac{\exp\left\{-\frac{m_e c^2}{2eT_e}\left\{\frac{\omega - m\omega_{ce}}{m\omega_{ce}\cos(\theta)}\right\}^2\right\}}{m\omega_{ce}\cos(\theta)} \quad , \qquad (3.33)$$

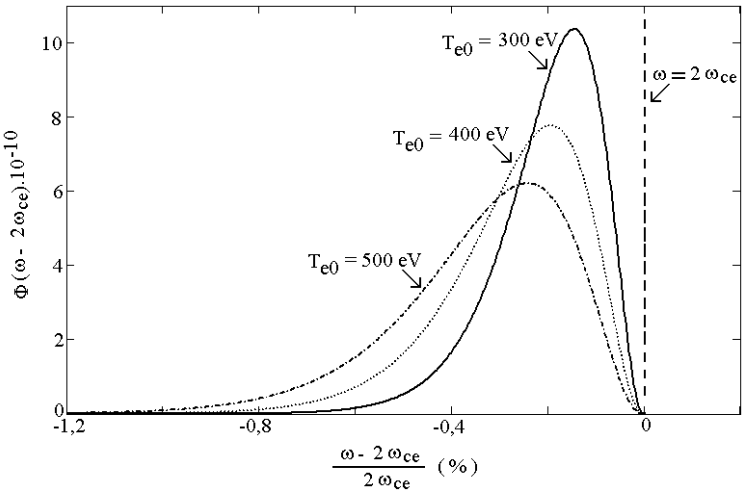
$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{2\sqrt{\pi}(m\omega_{ce})^2}\left[\frac{2m_e c^2}{eT_e}\right]^{m+3/2} \frac{m!}{(2m+1)!}\left[1 - \frac{\omega^2}{(m\omega_{ce})^2}\right]^{m+1/2} \cdot \exp\left\{\frac{m_e c^2}{2eT_e}\left[\frac{\omega^2 - (m\omega_{ce})^2}{(m\omega_{ce})^2}\right]\right\} \quad . \qquad (3.34)$$

A expressão (3.33) tem a forma de uma Gaussiana e em (3.34) tem-se uma forma assimétrica.

Na Fig. 3.6.(a) representa-se a função de forma, devida ao efeito de Doppler, para vários ângulos, e para a EC na segunda harmônica, gerada no centro da coluna de plasma. Na Fig. 3.6.(b) representa-se a função de forma, para o efeito relativístico, obtida para valores diferentes de temperatura eletrônica, com θ = 90º, e também para o centro da coluna de plasma. Essas curvas ilustram claramente o caráter ressonante da emissão. Se o valor da temperatura do plasma for diminuído tem-se que essas curvas tendem, conseqüentemente, para uma função delta de Dirac, com picos localizados nas linhas tracejadas. Nestas figuras fica claro que o efeito Doppler produz um alargamento simétrico em torno de $\omega_{ce,m}$. Já o efeito relativístico produz um alargamento da emissão com deslocamento para freqüências mais baixas em relação a $\omega_{ce,m}$. Vê-se também que o alargamento Doppler, para uma dada temperatura, aumenta com o aumento do ângulo de observação, enquanto que o relativístico aumenta com a temperatura.



(a)



(b)

Fig. 3.6: Alargamentos da EEC, representados pelas funções de forma, em torno da freqüência ($\omega = 2\omega_{ce}$) para parâmetros típicos do TCABR no centro do vaso. (a) Alargamento Doppler, para os ângulos 80º, 85º e 87º; (b) Alargamento relativístico para as temperaturas de pico de 300 eV, 400 eV e 500 eV.

A distribuição espectral da emissividade $j_m(\omega)$ para a harmônica *m*, considerando-se o efeito do alargamento de Doppler, é determinada a partir da substituição das expressões (3.30) e (3.33) na relação (3.32), ou seja:

$$j_m(\omega) = \frac{e^2 \omega_{ce} n_e}{16\pi^{5/2}\varepsilon_0 c \cos\theta} \frac{m^{2m}}{(m-1)!} (\sin\theta)^{2m-2} (\cos^2\theta + 1) \left(\frac{eT_e}{2m_e c^2}\right)^{m-1/2} \cdot \exp\left\{-\left(\frac{m_e c^2}{2eT_e}\right)\left(\frac{m\omega_{ce} - \omega}{m\omega_{ce}\cos\theta}\right)^2\right\} \quad . \quad (3.35)$$

Da mesma forma, a distribuição espectral da emissividade para a harmônica *m*, devido ao efeito relativístico, é determinada a partir da substituição das expressões (3.30) e (3.34) na expressão (3.32), obtendo-se:

$$j_m(\omega) = \frac{e^2 n_e \omega}{16\pi^{5/2}\varepsilon_0 c}\frac{m!}{(m-1)!(2m+1)!}\left(\frac{2m_e c^2}{eT_e}\right)^{3/2}\left(1-\frac{\omega^2}{m^2\omega_{ce}^2}\right)^{m+1/2} \cdot \exp\left\{\frac{m_e c^2}{2eT_e m^2\omega_{ce}^2}(\omega^2 - m^2\omega_{ce}^2)\right\} \quad . \qquad (3.36)$$

Na Fig. 3.7.(a) representa-se a distribuição radial da emissividade, para m = 2, com um alargamento devido ao efeito Doppler, para algumas posições da coluna de plasma e θ = 85º. Na figura fica explícito que a emissão é um efeito ressonante. Comparando a emissividade máxima para duas posições simétricas, em relação ao centro da coluna de plasma, observa-se que o valor da emissividade é maior na parte interna da coluna (por exemplo, a emissividade em r = 10 cm é maior do que para r = -10 cm). Isto resulta do fato de que o valor do campo magnético é mais intenso para as regiões mais internas da coluna de plasma. A largura da linha a meia-altura para r = 0 cm é de $\Delta r_{Dopp.} \sim 0{,}4$ cm. Observa-se também que a largura a meia-altura é maior para os valores de r mais próximos do centro da coluna de plasma, em decorrência da temperatura ser mais elevada nesta região. Finalmente, vê-se que, a largura a meia-altura para r = 10 cm ($\Delta r_{Dopp} \sim 0{,}3$ cm) é maior do que para r = - 10 cm ($\Delta r_{Dopp} \sim 0{,}2$ cm). O alargamento em freqüência, devido ao efeito de Doppler, para o centro da coluna de plasma, é de $\Delta f_{Doppl.} = \Delta\omega_{Doppl}/2\pi \sim 0{,}4$ GHz.

Na Fig. 3.7.(b) representa-se a distribuição da emissividade para a segunda harmônica, ou seja, m = 2, considerando o efeito relativístico, para algumas posições radiais da coluna de plasma. Para os parâmetros do plasma mostrados na figura, obtém-se para o alargamento em freqüência, devido ao efeito relativístico, de $\Delta f_{relat.} = \Delta\omega_{relat.}/2\pi \sim 0{,}2$ GHz, para o centro da coluna de plasma. O efeito relativístico provoca um deslocamento da freqüência da emissão original para uma freqüência mais baixa e, conseqüentemente, representa um deslocamento da emissividade para as regiões de campo magnético mais baixo nas máquinas tokamak, como é claramente visto nesta figura.

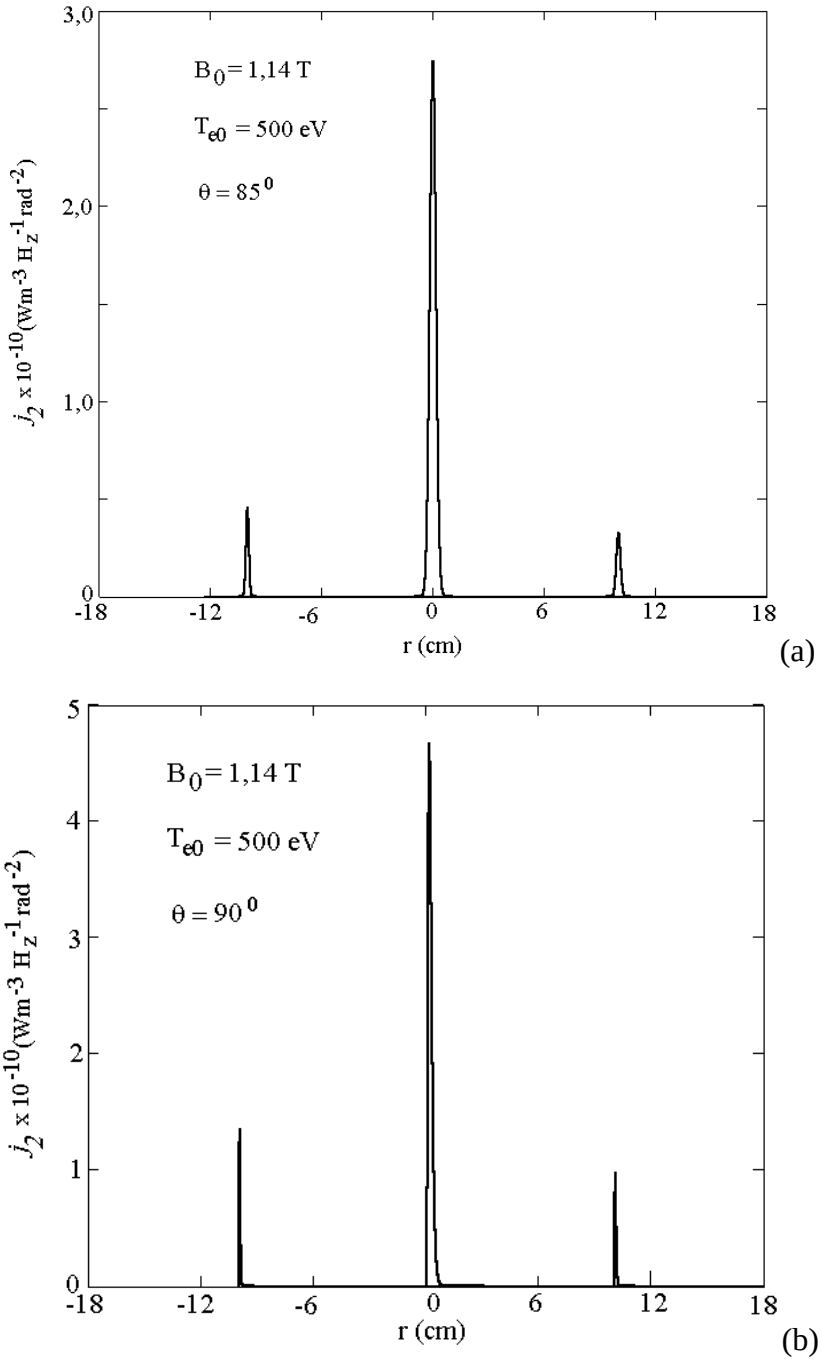


Fig. 3.7: Distribuição da emissividade, para m = 2, nas posições da coluna de plasma em r = 0 cm, r = -10 cm, e r = 10 cm, devido aos efeitos: (a) Doppler (θ = 85º); e (b) relativístico (T_{e0} = 500 eV e B_o=*1,14T*).

Além da emissão, descrita neste item, tem-se também a absorção que é o outro processo envolvido no transporte de radiação, (ver equação (3.3)). No item seguinte são discutidos alguns aspectos da absorção eletrociclotrônica no plasma gerado nas máquinas tokamak.

3.3. Absorção da radiação eletrociclotrônica.

O coeficiente de absorção total para uma harmônica *m*, α_m, é também chamado de absorvibilidade total. Para um plasma em equilíbrio térmico, o coeficiente de absorção total pode ser obtido diretamente da expressão da emissividade total para a harmônica *m* (eq. 3.30) e da lei de Kirchoff (eq. 3.5):

$$\alpha_m = \frac{\pi e c n_e}{\varepsilon_0 T_e} \frac{m^{2m-2}}{(m-1)!} (sin\theta)^{2m-2} (\cos^2\theta + 1)(\frac{eT_e}{2m_e c^2})^m \quad . \quad (3.37)$$

Na Fig. 3.8 é representada a absorvibilidade total, para as três primeiras harmônicas da EEC, utilizado-se os mesmos parâmetros anteriormente usados para a construção da Fig. 3.5.

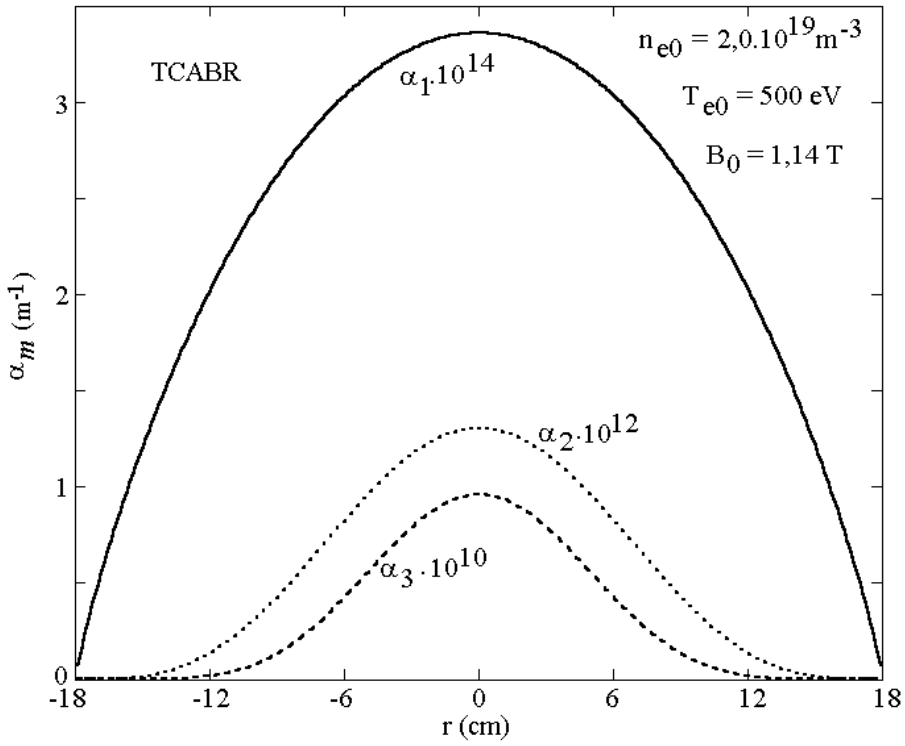


Fig. 3.8: Absorvibilidade total no plasma para as três primeiras harmônicas da EEC, no tokamak TCABR.

Utilizando-se um procedimento análogo ao usado na obtenção de $j_m(\omega)$, pode-se calcular a distribuição espectral do coeficiente de absorção $\alpha_m(\omega)$ para a harmônica *m* (partindo-se da função de forma):

$$\alpha_m(\omega) = \alpha_m \phi(\omega) \quad , \tag{3.38}$$

onde α_m é dado pela expressão (3.37) e $\phi(\omega)$ é a função de forma que deverá obedecer à condição de normalização dada na expressão (3.31).

Substituindo as equações (3.33) e (3.37) na expressão (3.38) e considerando o efeito Doppler é obtida a distribuição do coeficiente de absorção para a harmônica *m*:

$$\alpha_m(\omega) = \frac{\pi^{1/2} e n_e c}{2\varepsilon_0 T_e \omega_{ce}} \frac{m^{2m-2}}{(m-1)!} \frac{(sin\theta)^{2m-1}(\cos^2\theta + 1)}{\cos\theta} \cdot \left(\frac{eT_e}{2m_e c^2}\right)^{m-1/2} \exp\left\{\frac{m_e c^2}{2eT_e}\left(\frac{\omega - m\omega_{ce}}{m\omega_{ce}\cos\theta}\right)^2\right\} \quad . \tag{3.39}$$

A distribuição espectral do coeficiente de absorção para a harmônica *m*, considerando o efeito relativístico, é obtida substituindo as equações (3.34) e (3.37) na expressão (3.38). Para $\theta = 90^o$ tem-se:

$$\alpha_m(\omega) = \frac{\pi^{1/2} e n_e c \omega}{2\varepsilon_0 T_e \omega_{ce}^{\ 2}} \frac{m^{2m-3} m!}{(m-1)!(2m+1)!} \left(\frac{eT_e}{2m_e c^2}\right)^{-3/2} \times \left(\frac{m^2\omega_{ce}^2 - \omega^2}{m^2\omega_{ce}^2}\right)^{m+1/2} \exp\left\{\frac{m_e c^2}{2eT_e}\frac{\omega^2 - m^2\omega_{ce}^2}{m^2\omega_{ce}^2}\right\} \quad . \tag{3.40}$$

Na Fig. 3.9.(a) é representada a distribuição do coeficiente de absorção para a segunda harmônica referente a três posições da coluna de plasma, considerando-se o efeito Doppler para θ = 85º. Na Fig. 3.9.(b) tem-se a mesma representação, considerando-se agora o efeito relativístico. Em ambos os casos utilizou-se T_{e0} = 500 eV e B_0=*1.14T*.

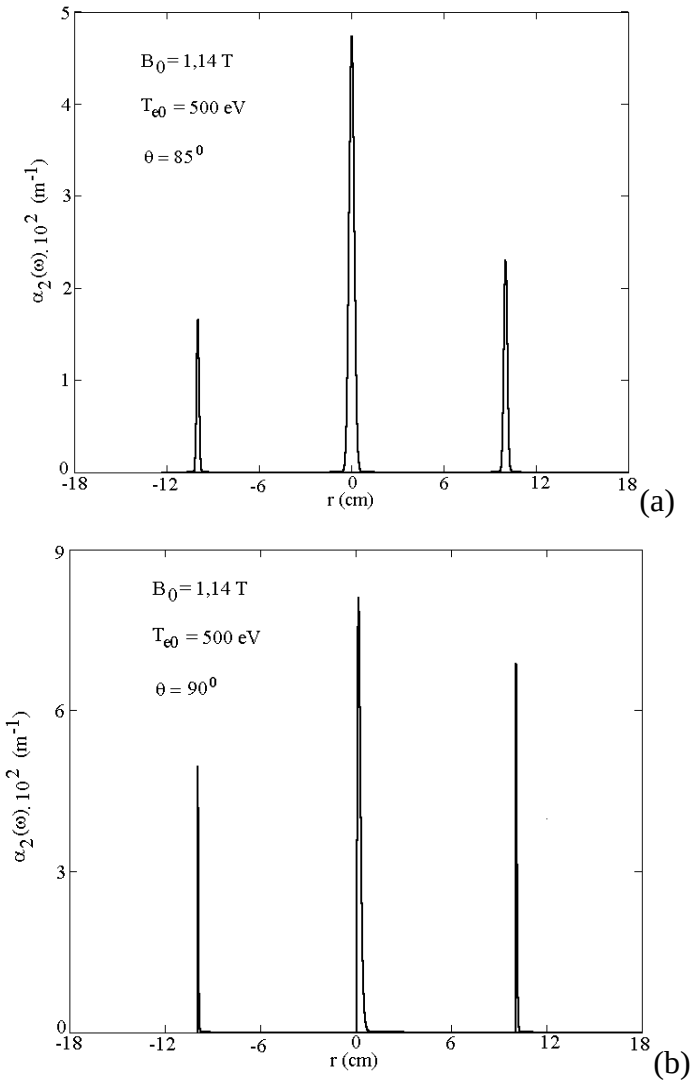


Fig. 3.9: Distribuição do coeficiente de absorção, para a segunda harmônica da EEC, nas posições da coluna de plasma, r = 0 cm, r = -10 cm, e r = 10 cm, para T_{e0} = 500 eV e B_0=*1,14T*, com alargamento devido aos efeitos de: (a) Doppler para θ = 85º; (b) Relativístico.

Também fica claro pela Fig. 3.9 o caráter ressonante do coeficiente de absorção. Esse parâmetro é máximo no centro da coluna de plasma e diminui quando se dirige para as regiões periféricas da coluna de plasma.

Conforme visto, a profundidade ótica também é uma grandeza importante no estudo do transporte da radiação num plasma e, tem-se que a profundidade ótica, τ, (ver eq. (3.2)) é dada pela integral do coeficiente de absorção ao longo da trajetória do raio.

Devido ao caráter ressonante do coeficiente de absorção, a profundidade óptica pode ser colocada em função da freqüência ciclotrônica, ou da posição, para o caso de máquinas tokamak [Hut87].

Na determinação do perfil radial da profundidade ótica, para $m \geq 2$ no modo extraordinário, com a radiação propagando-se no plano equatorial e $\theta = 90^{o}$, pode-se usar uma expressão encontrada na referência [Bor83] e dada por:

$$\tau_m^{(X)} = \frac{\pi^2 m^{2(m-1)}}{2^{m-1}(m-1)!}\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}}\right)^2\left(\frac{V_{te}}{c}\right)^{2(m-1)}\mu_m^{(X)}\frac{R_0}{\lambda_0} \quad , \tag{3.41}$$

sendo que λ_0 é o comprimento de onda no vácuo e V_{te} é a velocidade térmica dos elétrons (ver equação (3.17)). A função $\mu_m^{(X)}$ é dada por:

$$\mu_m^{(X)} = 1 - \left(\frac{m - \frac{3}{2} - \frac{2}{m}}{m^2 - 1}\right)\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}}\right)^2 \quad . \tag{3.42}$$

Na Fig. 3.10 encontram-se representados os perfis radiais obtidos para a profundidade ótica, calculados a partir dessas expressões, para os valores de temperatura eletrônica de pico 400 e 500 eV, com δ_1 = 3,0 e δ_2 = 1,7 , densidades eletrônicas de pico de $1{,}7.10^{19}$ m^{-3} e $2{,}3.\ 10^{19}$ m^{-3}, e α = 0,85. Nestas simulações utilizou-se B_0 = 1,14 T.

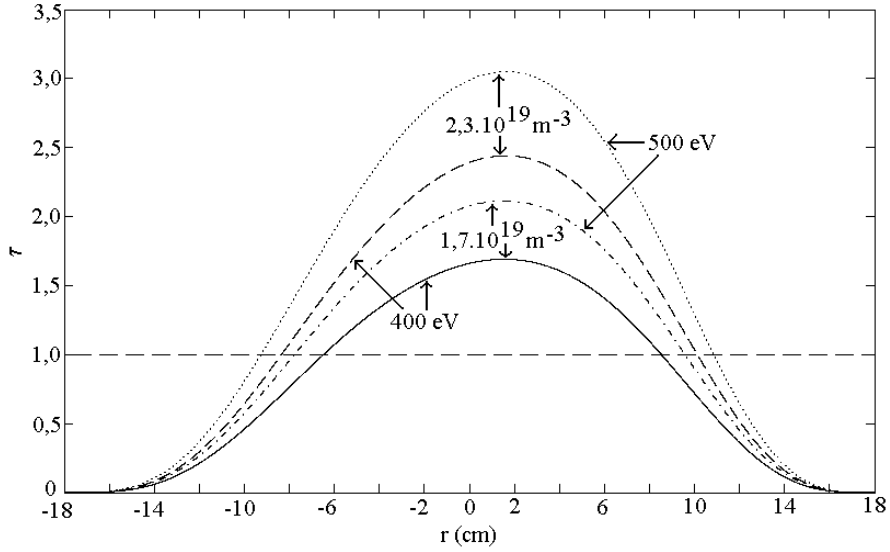


Fig. 3.10: Perfil radial da profundidade ótica obtida a partir das expressões (3.41) e (3.42), para a segunda harmônica da radiação EC, no modo X, para temperaturas eletrônica de pico 400 eV e 500 eV (com δ_1 = 3,0 e δ_2 = 1,7), e densidades eletrônicas de $1{,}7.10^{19}$ m^{-3} e $2{,}3.10^{19}$ m^{-3} (com α = 0,85).

Após algumas simplificações na expressão (3.41), a profundidade ótica pode ser também estimada, para $m = 2$ e no modo X, utilizando-se a seguinte expressão:

$$\tau_{m=2}^{(X)}(r) \approx 3{,}7.10^{-22}\,\frac{(r+R_0)}{B_0} n_e(r) T_e(r) \quad . \tag{3.43}$$

É interessante estudar também o efeito das reflexões nas paredes internas do vaso. No caso de um plasma opticamente semitransparente, parte da radiação recebida pela antena é devida a reflexões nas paredes internas do vaso e parte é originada no próprio plasma. Nessas condições, tem-se que a intensidade total que deixa a coluna de plasma na direção da antena do radiômetro é dada por [Wos81]:

$$I_A(\omega) = I_{CN}(\omega)\frac{1-e^{-\tau}}{1-\rho e^{-\tau}} \quad , \tag{3.44}$$

sendo ρ o coeficiente de reflexão do metal das paredes internas do vaso do tokamak.

Na Fig. 3.11 representa-se graficamente a expressão (3.44), ou seja, a intensidade da radiação recebida pelo radiômetro, normalizada pela intensidade da radiação do corpo negro, em função da profundidade ótica. Foram considerados os casos em que o coeficiente de reflexão toma os valores de $\rho = 0$ (as paredes absorvem completamente a radiação que incide sobre elas) e de $\rho = 0{,}95$ (valor típico para paredes metálicas).

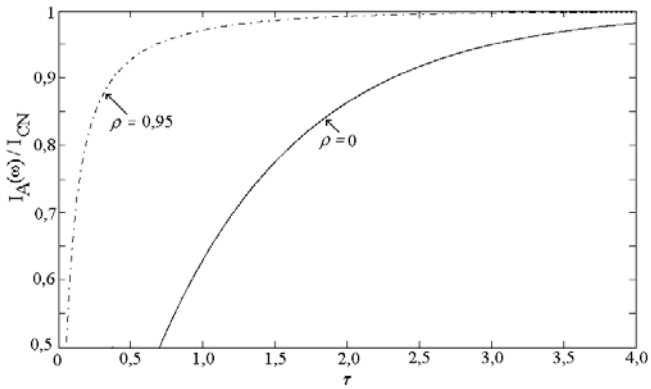


Fig. 3.11: Intensidade da radiação recebida pelo radiômetro, normalizada pela intensidade emitida por um corpo negro, em função da profundidade ótica para os valores de coeficiente de reflexão nas paredes do vaso $\rho = 0$ e $\rho = 0{,}95$.

Dessa figura observa-se que a intensidade recebida pelo radiômetro tende para a intensidade do corpo negro, ou seja, $I_A(\omega)/I_{CN}(\omega) \to 1$, quando $\tau \to \infty$ ou $\rho \to 1$. Nesta análise foi desconsiderado o efeito de eventuais mudanças de polarização das ondas quando refletidas nas paredes do vaso.

A seguir, substituindo o termo $(1-e^{-\tau})/(1-\rho e^{-\tau})$, dado na expressão (3.44), por [Alb02]:

$$\frac{1-e^{-\tau}}{1-\rho e^{-\tau}} \approx 1-e^{-\tau_{eff}} \quad , \tag{3.45}$$

sendo que τ_{eff} é a profundidade ótica efetiva dada por:

$$\tau_{eff} = \frac{\tau}{1-\rho} \quad . \tag{3.46}$$

Desta expressão tem-se que, para ρ = 0,95, a profundidade ótica efetiva apresenta um valor 20 vezes maior que o valor de τ determinado pelas relações (3.41) ou (3.43). Têm-se, portanto que, as possíveis reflexões nas paredes do vaso tendem a aumentar o valor de τ.

Resumindo, para plasmas térmicos não relativísticos em tokamaks, a intensidade da radiação EC observada depende da freqüência, da temperatura eletrônica e da profundidade ótica locais. Nessas máquinas, o campo magnético toroidal é dominante e de comportamento bem conhecido ($\propto 1/R$). Conseqüentemente a determinação experimental do perfil radial da intensidade da EC permite a determinação do perfil radial da temperatura de elétrons. Isso mostra a importância do diagnóstico por EEC para a medida da temperatura eletrônica em plasmas gerados nas máquinas tokamak.

No tokamak TCABR, em particular, a EEC na segunda harmônica e modo X, obedece à condição de plasma opticamente denso para a região da coluna de plasma -10 cm $\leq r \leq$ 10 cm. Além disso, conforme acima discutido, se se considerar o efeito da reflexão nas paredes do vaso, as regiões oticamente semitransparentes poderão também ser consideradas como oticamente espessas.

No item seguinte será analisado um tópico, também importante, relacionado com a propagação das ondas EC no plasma magneticamente confinado. Utilizando-se a teoria de

plasmas frios são estudadas as condições de corte e ressonância, visando determinarem-se as condições de acessibilidade para a radiação EC.

3.4. As Condições de acessibilidade para a radiação EC em máquinas tokamak.

Neste item são revistos alguns aspectos da propagação de ondas eletromagnéticas em plasmas frios. Neste caso, a velocidade térmica das partículas é muito menor que a velocidade de fase da onda, $V_{Te} << \omega/\kappa$, onde V_{Te} é dada pela equação (3.17), e ω e κ são, respectivamente, a freqüência e o número de onda da onda eletromagnética. Nestas condições, a função de distribuição de velocidades para os elétrons pode ser tomada como uma função delta de Dirac, centrada na velocidade do fluido macroscópico. A partir do modelo de plasma frio, obtém-se a relação de dispersão, $f(\boldsymbol{k},\boldsymbol{\omega}) = 0$, que contém as informações necessárias sobre a propagação da onda no plasma.

As equações utilizadas neste modelo [Bit03] são as equações de Maxwell e a equação de movimento (equação de Langevin), dadas por:

$$\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad , \tag{3.47}$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{B} = \mu_o(\vec{J} + \varepsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \quad , \tag{3.48}$$

$$m_e \frac{d\vec{V}_e}{dt} = -e\left(\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}\right) - \nu_c m_e \vec{V}_e \quad , \tag{3.49}$$

onde $\vec{E}$ e $\vec{B}$ são respectivamente os campos elétrico e magnético da onda, $\vec{V}_e$ é a velocidade de deriva dos elétrons e ν_c é a freqüência de colisão dos elétrons. No caso do TCABR, como a freqüência de colisões dos elétrons é muito menor que a freqüência de onda da emissão eletrociclotrônica, o termo de colisões, mostrado na expressão (3.49), pode ser desprezado.

A densidade de corrente, $\vec{j}$, é dada por:

$$\vec{j} = \rho_e \vec{V}_e = -en_e \vec{V}_e \quad , \tag{3.50}$$

onde ρ_e = -en_e é a densidade de carga e n_e é a densidade eletrônica.

Aplicando o operador $\vec{\nabla}\times$ na expressão (3.47), e substituindo o resultado na expressão (3.48), obtêm-se a equação de onda:

$$\vec{\nabla}\times(\vec{\nabla}\times\vec{E}) = -\left[\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}\right] \quad . \tag{3.51}$$

Supondo que: i) as grandezas tem variações harmônicas dadas por $\exp(i\vec{k}.\vec{r} - \omega t)$; ii) que as amplitudes dos campos são suficientemente pequenas (desprezando os termos de segunda ordem e superiores); e iii) que a corrente é uma função linear do campo elétrico e que o plasma é homogêneo. Conseqüentemente para esse tipo de onda, pode-se então substituir os operadores $\vec{\nabla}\times$ e ∂/∂t, respectivamente, por $i\vec{k}$ e -iω.

Deste modo, as relações (3.49) e (3.51) podem ser reescritas na seguinte forma:

$$\vec{k}\times(\vec{k}\times\vec{E}) + i\omega(\mu_0 \vec{j} - \frac{i\omega}{c^2}\vec{E}) = 0 \qquad \text{e} \ , \tag{3.52}$$

$$-i\omega m_e \vec{V}_e = -e(\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}_0) \quad . \tag{3.53}$$

Supondo também que a direção do vetor de onda $\vec{k}$ encontra-se no plano XZ e que este forma um ângulo θ com campo magnético externo $\vec{B}_0$, ou seja, $\vec{k} = ksin(\theta)\hat{i} + k\cos(\theta)\hat{k}$. O campo magnético externo encontra-se na direção do eixo Z, $\vec{B}_0 = B_0\hat{k}$. O sistema de coordenadas utilizado é mostrado na Fig. 3.12. Neste sistema, o campo elétrico da onda é descrito por $\vec{E} = E_x\hat{i} + E_y\hat{j} + E_z\hat{k}$. Usando-se as expressões (3.50), (3.52) e (3.53) nesse sistema de coordenadas, tem-se as equações:

$$\begin{bmatrix} 1-n^2\cos^2\theta & 0 & n^2 sin\theta\cos\theta \\ 0 & 1-n^2 & 0 \\ n^2 sin\theta\cos\theta & 0 & 1-n^2 sin^2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{bmatrix} = \frac{ien_e}{\omega\varepsilon_0} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix} \quad \text{,e} \quad (3.54)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & i\frac{\omega_{ce}}{\omega} & 0 \\ -i\frac{\omega_{ce}}{\omega} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix} = -\frac{ie}{n\omega} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad , \quad (3.55)$$

onde $n = kc/\omega$ corresponde ao índice de refração do meio, e $\omega_{pe} = (\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0})^{\frac{1}{2}}$ é a freqüência de plasma dos elétrons.

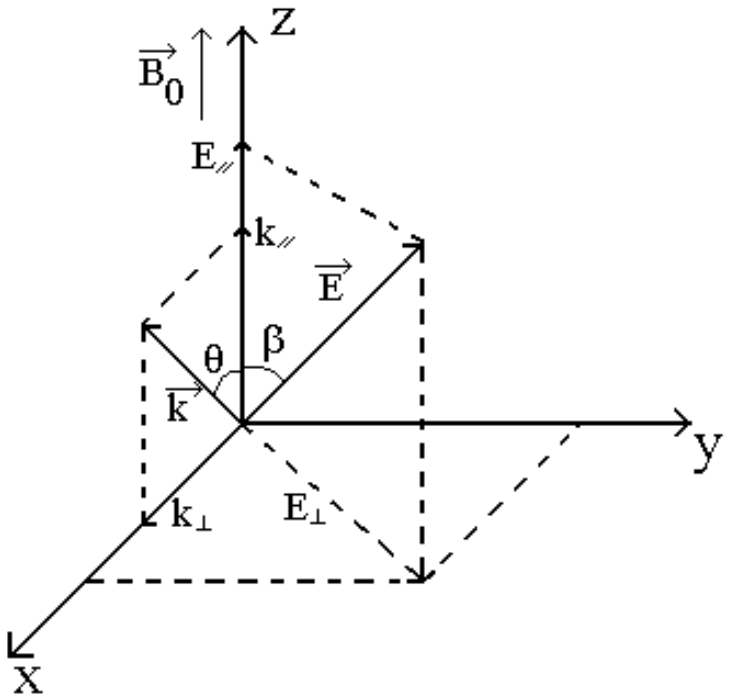


Fig. 3.12: Disposição dos vetores de onda, campo elétrico da onda eletromagnética, e campo magnético externo (na direção do eixo Z) no sistema de coordenadas cartesianas adotado. Por simplicidade assume-se que $\vec{k}$ encontra-se no plano XZ.

Combinando as equações (3.54) e (3.55), conseqüentemente, são eliminadas as componentes do vetor velocidade, obtendo-se:

$$\begin{bmatrix} -n^2\cos^2\theta+1-\dfrac{X}{1-Y^2} & -i\dfrac{XY}{1-Y^2} & 0 \\ i\dfrac{XY}{1-Y^2} & -n^2+1-\dfrac{X}{1-Y^2} & n^2 sin\theta\cos\theta \\ 0 & n^2 sin\theta\cos\theta & -n^2 sin^2\theta+1-X \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{bmatrix} = 0 \quad , \qquad (3.56)$$

onde $X = (\omega_{pe}/\omega)^2$ e $Y = \omega_{ce}/\omega$.

Da matriz dada em (3.56) obtêm-se as três equações homogêneas para as componentes do campo elétrico.

No caso em que o observador encontra-se numa posição perpendicular ao campo magnético, ou seja $\theta = 90^o$, obtêm-se da matriz (3.56):

$$\begin{bmatrix} -n^2+1-\dfrac{X}{1-Y^2} & i\dfrac{XY}{1-Y^2} & 0 \\ -i\dfrac{XY}{1-Y^2} & -n^2+1-\dfrac{X}{1-Y^2} & 0 \\ 0 & 0 & -n^2+1-X \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{bmatrix} = 0 \quad . \qquad (3.57)$$

Para se obter uma solução não trivial ($\vec{E} \neq 0$), o determinante da matriz 3X3 dada acima deverá ser nulo (relação de dispersão). Aqui interessam apenas as relações de dispersão para o modo ordinário ($E_z \neq 0, E_x, E_y = 0$), e para o modo extraordinário ($E_z = 0, E_x, E_y \neq 0$) dadas, respectivamente, por:

$$n_0^2 = 1-(\frac{\omega_{pe}}{\omega})^2 \qquad \text{(modo ordinário)} \quad , \qquad (3.58)$$

$$n_X^2 = 1-(\frac{\omega_{pe}}{\omega})^2 \frac{\omega^2-\omega_{pe}^2}{\omega^2-\omega_{HS}^2} \qquad \text{(modo extraordinário)}, \qquad (3.59)$$

sendo ω_{HS} a freqüência híbrida superior dada por:

$$\omega_{HS} = \sqrt{\omega_{ce}^2+\omega_{pe}^2} \quad . \qquad (3.60)$$

Os índices O e X, nas equações (3.58) e (3.59), referem-se aos modos ordinário e extraordinário, respectivamente.

Em determinadas situações a radiação EC, gerada numa região interna da coluna de plasma, não consegue atingir uma antena localizada externamente à coluna. Este fato ocorre devido à existência de regiões onde a onda não se propaga (onda evanescente). Da equação (3.58) observa-se que uma onda, no modo ordinário, atinge a condição de corte quando $\omega = \omega_{pe}$. Vê-se também que, para este modo de propagação, não existe nenhuma condição de ressonância.

Para o modo extraordinário, a condição de ressonância ocorre para $\omega = \omega_{HS}$. A condição de corte, atingida quando $n_X = 0$, é dada pelas seguintes relações:

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce} + (\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{\frac{1}{2}}}{2} \tag{3.61}$$

e,

$$\omega_L = \frac{-\omega_{ce} + (\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{\frac{1}{2}}}{2} \quad . \tag{3.62}$$

Na Fig. 3.13 são mostradas as curvas para a freqüência de plasma, f_{pe}, freqüência eletrociclotrônica na primeira e segunda harmônicas, f_{ce} e $2f_{ce}$, freqüência híbrida superior, f_{HS}, e freqüências de corte, f_L e f_R, utilizando-se os parâmetros típicos do plasma do TCABR. Na construção deste gráfico foi utilizado, para o perfil radial de densidade eletrônica, uma densidade de pico $n_{e0} = 3{,}9.10^{19}$ m^{-3}, com $\alpha = 0{,}86$, e $B_0 = 1{,}14$ T para o campo magnético toroidal. Da teoria de propagação de ondas em plasmas frios sabe-se que uma onda no modo extraordinário não se propaga nas regiões onde $f_{HS} < f < f_R$ e $f < f_L$. Essas regiões estão mostradas em cinza na figura. Relembra-se aqui que $\omega = 2\pi f$.

Da condição de corte, $f = f_R$, observa-se da Fig. 3.13 que a emissão proveniente de qualquer posição entre A e B não atinge um observador localizado externamente na região de campo baixo. O mesmo ocorre para a emissão proveniente de qualquer posição entre os pontos B e D (corte não-local). Isto sempre ocorre, para esse observador, quando a freqüência da onda, emitida num dado ponto, tem uma freqüência menor que a freqüência máxima do perfil de $f_L(r)$. Entretanto, para emissões entre B e D, a radiação é acessível, por exemplo, para um observador localizado no plano equatorial para $\theta = 90^0$ mas posicionado na região de campo magnético toroidal alto.

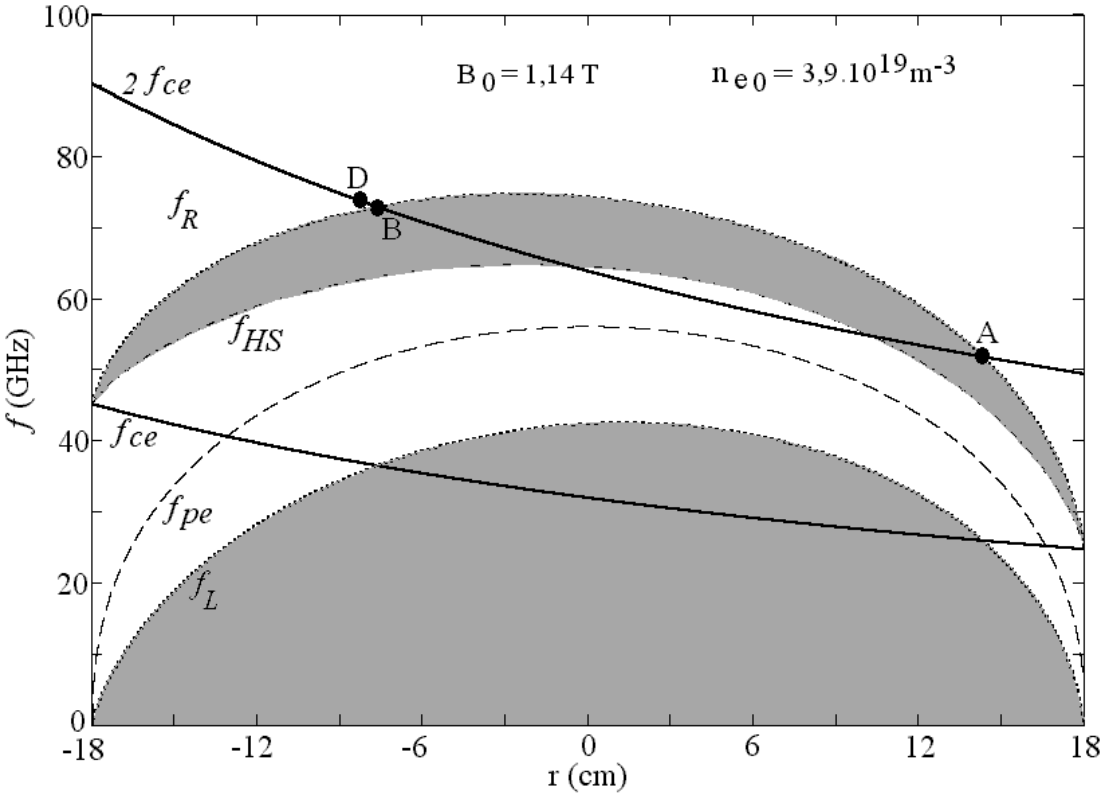


Fig. 3.13: Perfis radiais obtidos, com n_{e0} = 3,9.10^{19} m^{-3} e B_0 = 1,14 T, para: primeira e segunda harmônicas da EEC, f_{ce} e 2 f_{ce} respectivamente; freqüência de plasma f_{pe}; freqüência híbrida superior f_{HS} e freqüências de corte f_R e f_L. A onda extraordinária não se propaga nas regiões cinzas.

Outra forma de mostrar-se as condições de propagação de ondas num plasma frio, magnetizado, é através do diagrama de CMA (*Clemmow, Mullaly e Allis*) [Bit03].

No diagrama CMA são representadas graficamente as soluções para as relações de dispersão acima mostradas. Este diagrama é construído num espaço bi-dimensional, onde no eixo horizontal é colocado o parâmetro $X = \omega^2_{pe}/\omega^2$ (proporcional à densidade eletrônica) e no eixo vertical é colocado o parâmetro $Y^2 = \omega^2_{ce}/\omega^2$ (proporcional ao quadrado do campo magnético toroidal), e onde se representam as condições de ressonância e de corte. Uma onda de freqüência ω que se propaga na coluna de plasma é representada, nesse diagrama, por uma trajetória que passa por regiões com diferentes valores de campo magnético e densidade e, possivelmente, atingindo as superfícies de corte e de ressonância.

Na Fig. 3.14 encontra-se representado um diagrama CMA para a propagação da onda em um plasma frio e onde se consideram apenas os elétrons. As linhas pontilhadas representam as condições de cortes, e as linhas contínuas as ressonâncias.

A curva **a** representa a curva de corte para o modo X, obtida impondo-se $n_X = 0$ na expressão (3.59) e usando X e Y^2, obtêm-se:

$$Y^2 = (1-X)^2 \quad . \tag{3.63}$$

Note que o lado esquerdo da curva **a** representa f_R e o lado direito desta curva representa f_L.

A curva **b** representa a ressonância para o modo X que é obtida da expressão (3.59) fazendo $\omega^2 - \omega_{HS}^2 = 0$. Dessa condição, usando X e Y^2, obtêm-se:

$$Y^2 = 1- X \quad . \tag{3.64}$$

A curva **c** é obtida da condição de corte para o modo O, ou seja, fazendo $n_O = 0$ na expressão (3.58). Para essa condição obtêm-se:

$$X = 1 \quad . \tag{3.65}$$

Finalmente, a curva **d** é dada por:

$$Y^2 = 1 \quad , \tag{3.66}$$

e representa a condição de ressonância para $\theta = 0^0$.

Vamos agora, com ajuda do diagrama CMA, verificar o comportamento, no que diz respeito a acessibilidade, para uma onda no modo X propagando-se no plano equatorial da máquina e para $\theta = 90^0$. Considerando f = 73,4 GHz, ou seja, que a onda é gerada dentro da coluna de plasma na posição r = -8,6 cm (B_0 = 1,14 T) na segunda harmônica da EEC. A seguir são analisadas as condições de acessibilidade para os valores de densidade eletrônica de pico de $2{,}0.10^{19}$ m^{-3} e $3{,}9.10^{19}$ m^{-3} (ambas com perfil parabólico simples e α = 0,85).

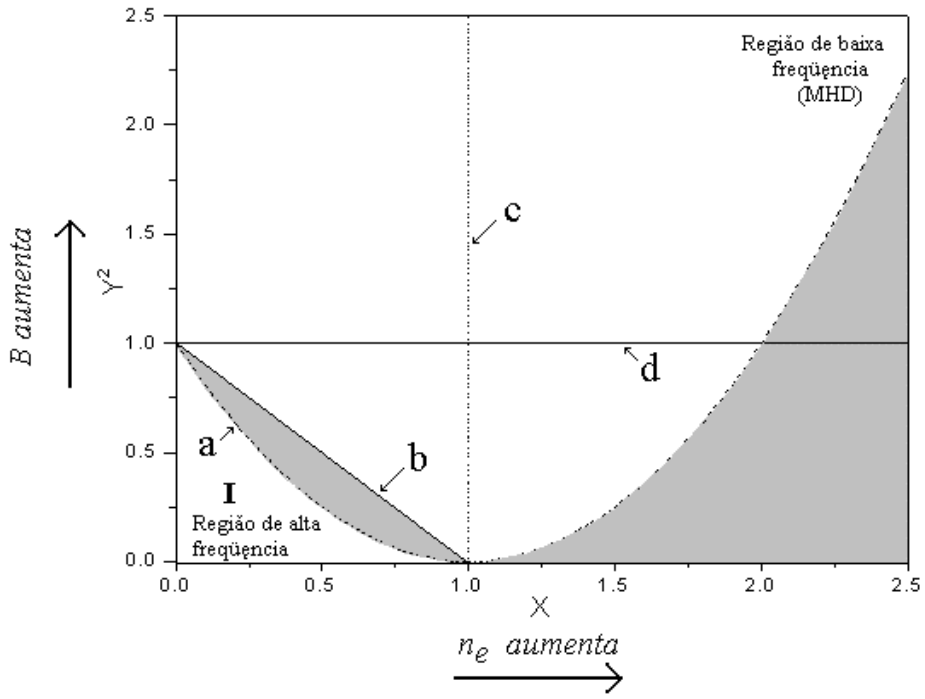
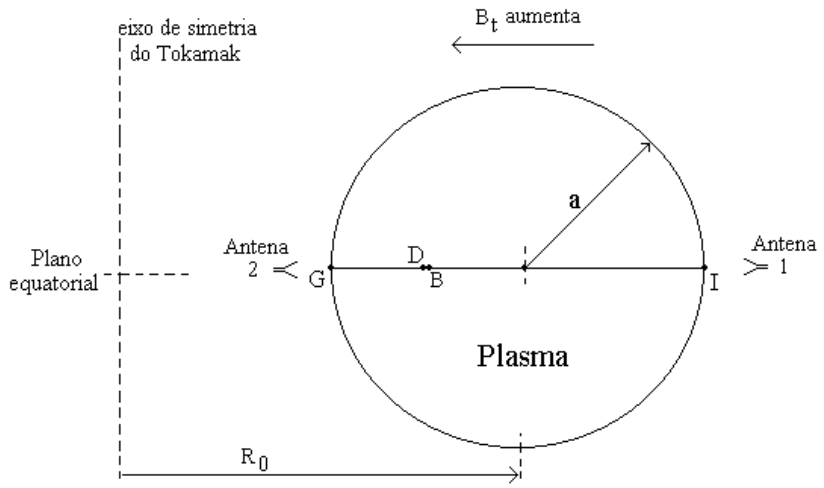
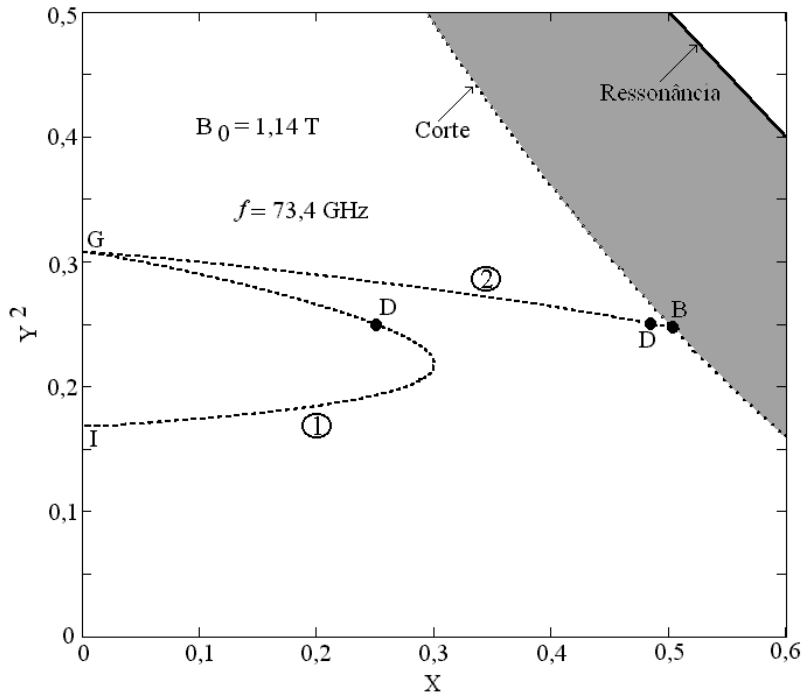


Fig. 3.14: Diagrama CMA onde se considera somente os elétrons. As linhas contínuas representam as ressonâncias, e as linhas pontilhadas representam os cortes. Para o modo X, a onda é evanescente nas regiões mostradas em cinza.

Na Fig. 3.15.(a) mostra-se uma seção transversal da coluna do tokamak onde é representada a posição de origem da onda (ponto D - f = 73,4 GHz). Também são mostradas as posições de uma antena colocada na região de campo baixo (Antena 1), localizada próxima ao ponto I, e também de uma antena (Antena 2) na região de campo alto localizada próximo ao ponto G. Na Fig. 3.15.(b) são mostradas, num diagrama CMA, as duas trajetórias correspondentes as densidades $2{,}0.10^{19}$ m^{-3} (trajetória 1) e $3{,}9.10^{19} m^{-3}$ (trajetória 2. Verifica-se que, para a densidade eletrônica alta, uma onda originária em D e dirigindo-se para a região de campo magnético toroidal baixo encontra a faixa de não propagação em B e, conseqüentemente, esta não será acessível à Antena 1. Nas mesmas condições, a onda originária em D, mas propagando-se na direção de campo magnético toroidal alto, será acessível à Antena 2. Para a situação de densidade baixa, a onda pode ser acessada pelas duas antenas.



(a)



(b)

Fig. 3.15: (a) Seção transversal do tokamak TCABR onde são mostradas duas antenas receptoras próximas aos pontos I (r = 18 cm) e G (r = -18 cm). Uma onda com f = 73,4 GHz é gerada em D (r = -8,6 cm). O ponto B tem raio r = -7.6 cm; (b) Diagrama CMA representando a propagação da onda gerada no ponto D, para duas densidades de pico: $2{,}0.10^{19}$ m^{-3} (curva) e $3{,}9.10^{19}$ m^{-3} (curva). O parâmetro para o perfil radial da densidade eletrônica escolhido foi de α = 0,85. Na região cinza não há propagação de ondas no modo X. Para estas curvas utilizou-se B_0 = 1,14 T.

Desta análise vê-se que o diagrama de CMA é uma ferramenta interessante para o estudo das condições de acessibilidade da radiação EC em maquinas tokamak.

Do estudo aqui feito verifica-se que as condições de acessibilidade, determinadas pela densidade e campo magnético de um tokamak, impõem limitações para o uso do diagnóstico por EEC. Contudo, como será visto no Capítulo 6, as relações que envolvem cortes para ondas no modo X poderão ser utilizadas para a medida da densidade eletrônica.

Além do corte e da ressonância, anteriormente tratados, a propagação da onda no plasma pode ser também afetada por efeitos de refração. Esse assunto é tratado em Apêndice.

No capitulo seguinte será descrito o radiômetro utilizado na detecção da radiação EC no tokamak TCABR.

Capítulo 4

Radiômetro para detecção da Emissão EC no TCABR.

Neste capítulo discute-se o sistema utilizado para a detecção da radiação EC emitida pelo plasma do tokamak TCABR. Para esse fim foi instalado um sistema baseado em um radiômetro heteródino de varredura em freqüência operando na faixa 50 GHz a 85 GHz. Aqui é mostrada a montagem do sistema junto à máquina bem como são discutidas as principais partes do instrumento, a saber: o oscilador interno, a antena, o misturador-detector-amplificador, o módulo interno de calibração e o módulo de aquisição de dados e controle. Discute-se ainda a largura de banda do amplificador de Freqüência Intermédia (amplificador de FI) que determina a resolução espacial no sentido radial do radiômetro. Mostra-se também a medida desse parâmetro.

Um elemento importante é a antena, que determina a resolução espacial no sentido vertical. É feita uma discussão sucinta da teoria e de algumas relações empregadas em lentes gaussianas. Com essas relações fazem-se estimativas da distância focal e da largura mínima do feixe (cintura do feixe) para antena. Esses parâmetros são determinados experimentalmente.

Em seguida é abordado o método experimental utilizado na obtenção da curva de calibração absoluta do sistema. Na curva de calibração consideram–se também os efeitos do vidro da janela de diagnóstico (reflexões e absorção). Esse efeito é discutido em detalhes no Anexo da tese.

Finalmente discute-se a figura de ruído, F, e a temperatura de ruído, $T_{ruído}$, de um radiômetro, parâmetros estes que estão diretamente ligados com a sensibilidade do instrumento. Discute-se o método para a obtenção de F e $T_{ruído}$ e, também, mostram-se os resultados das medidas desses dois parâmetros para o radiômetro. Usando o mesmo método mostra-se a dependência da $T_{ruído}$ do gerador de ruído interno com a freqüência.

4.1. A Radiômetria de Emissão Eletrociclotrônica.

A radiômetria de EEC é uma técnica de diagnóstico de plasmas na qual a radiação eletromagnética, emitida pelo plasma devido ao movimento ciclotrônico dos elétrons, na faixa de microondas, é usada principalmente para a medida da temperatura eletrônica de plasmas confinados magneticamente.

No diagnóstico por EC empregado em tokamaks pode-se utilizar diferentes tipos de sistemas [Cos82] cada qual com características e custos específicos. Entre eles podem-se citar: Sistemas heteródinos, Espectrômetros de Michelson, Interferômetros de Fabri-Perot e Espectrômetros de rede de difração. Na tabela 4.1 encontram-se resumidas as características principais para os tipos de diagnóstico da EEC mais freqüentemente usados nestas medidas.

Tabela 4.1: Principais sistemas utilizados para medida da EEC em tokamaks [Cos82].

Diagnóstico de EEC	**Características**
Sistema Heteródino de microondas	Medidas do espectro de EEC para freqüências ≤ 150 GHz. Excelente resolução temporal (≈ 1 μs) e espectral (Δf > 100 MHz). Boa sensibilidade.
Espectrômetro Michelson	Medidas do espectro de EEC para freqüências entre ≈ 60 e 600 GHz. Boa resolução temporal (≈ 1 ms) e espectral (≈ 10 GHz). Permite a medida do espectro completo (entre ≈ 60 e 600 GHz) no intervalo de tempo de ≈ 1 ms. Boa sensibilidade. Exige bastante esforço computacional.
Interferômetro de Fabri-Perot	Medidas do espectro de EEC para freqüências entre 120 e 600 GHz. Excelente resolução temporal para freqüência fixa (≥ 1 μs), e com uma resolução espectral de $\Delta f \geq 5$ GHz. Permite operar em modo varredura com resolução temporal ≥ 2 ms. Diagnóstico de difícil calibração e alinhamento.
Espectrômetro de rede de difração	Medida simultânea do espectro de EEC (entre 100 e 300 GHz) para diferentes freqüências. Resolução espectral de $\Delta f \approx 5$ GHz, e excelente resolução temporal (≈ 1 μs). A razão sinal ruído é tipicamente de 20/1. Diagnóstico de difícil calibração.

Dentro dos radiômetros heteródinos [Har97] podem-se ter dois subtipos principais, a saber: sistema multicanal ou de varredura. O radiômetro heteródino multicanal é constituído por um sistema de vários radiômetros do tipo heteródino cada qual operando numa dada freqüência fixa. Este tipo de montagem permite a obtenção dos perfis temporais da EEC (resolução temporal de ≈ 1 μs) simultaneamente para várias posições (canais) da coluna de plasma. A principal desvantagem desta montagem é seu elevado custo. No radiômetro de varredura a freqüência pode ser ajustada varrendo-se assim várias posições da coluna de plasma. É um sistema flexível e de baixo custo, mas com baixa resolução temporal na obtenção dos perfis radiais da EC.

Para o tokamak TCABR optou-se por um radiômetro de varredura para a medida da EEC, na segunda harmônica, e modo extraordinário. Suas características principais serão descritas nos itens que se seguem.

4.2. O Radiômetro para detecção da emissão EC no TCABR.

O radiômetro de varredura, em freqüência de 50 GHz a 85 GHz, foi instalado no tokamak TCABR para a detecção da EEC. Na fig. 4.1 é mostrado o esquema de montagem do radiômetro junto à máquina. A antena do sistema encontra-se colocada no plano equatorial da máquina e o eixo ótico da antena encontra-se na direção perpendicular ao eixo do vaso.

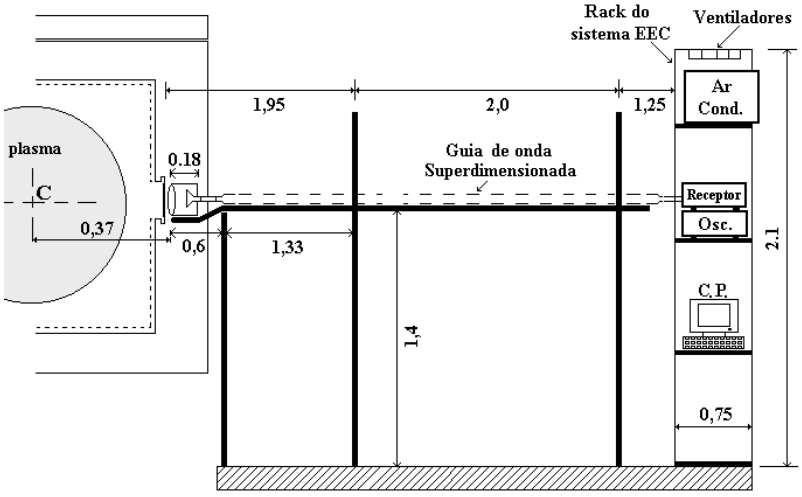


Fig. 4.1: Esquema de montagem do radiômetro de varredura EEC no tokamak TCABR. As unidades de comprimento encontram-se em metros.

A borda da antena foi colocada a uma distância de ≈ 0,37 m do centro geométrico do vaso para uma otimização da recepção da radiação EC, como será visto no item 4.5. A propagação das ondas, desde a antena até ao radiômetro, é feita através de guias de onda superdimensionados para a minimização das perdas. Os módulos de alta freqüência (Oscilador e Receptor) e os componentes eletrônicos de baixa freqüência do radiômetro estão colocados dentro de um bastidor metálico com ventilação e temperatura controlada. Toda a estrutura metálica foi aterrada e utilizaram-se filtros de rede nas entradas de alimentação. O bastidor está localizado a ≈ 5,5 m da janela de diagnóstico do tokamak. Um módulo de Aquisição de dados e Controle, instalado num computador pessoal (C.P.), procede à digitalização do sinal de tensão de saída do radiômetro. Esse módulo também controla os módulos Oscilador e Receptor como será visto.

Na Fig. 4.2 apresenta-se o diagrama de blocos do radiômetro. O sinal proveniente da Entrada de RF, ou do Módulo de Calibração Interna, é misturado no misturador balanceado (Mist. Balanc.) com o sinal de freqüência previamente escolhida proveniente do Módulo Oscilador. A onda resultante da diferença entre a freqüência do sinal de RF e a freqüência do sinal do Oscilador é em seguida amplificada dentro da banda de freqüência do Amplificador de Freqüência Intermediária (Amp. FI). A seguir, o sinal passa por um detector do tipo diodo *Schottky*, com resposta quadrática (Detector *Schottky*). Finalmente, o sinal de saída do detector é filtrado e digitalizado no Módulo Aquisição & Controle, ou ligado diretamente aos módulos *VME* do Sistema de Aquisição do TCABR [Fag02].

Para descrever o diagnóstico por EEC do TCABR, este será dividido em cinco módulos principais, conforme é mostrado na Fig. 4.2, a saber: a) Módulo Oscilador cujo elemento mais importante é um oscilador do tipo BWO (*Backward Wave Oscilator*) e cuja função básica é gerar ondas de Rádio-Freqüência na faixa de 50 GHz a 85 GHz. A freqüência do *BWO* é determinada por uma tensão de controle; b) Módulo de Entrada RF, formado por uma Antena Gaussiana, guias de onda super-dimensionados e um atenuador variável (*At. 1*); c) Módulo Receptor que compreende todos os componentes entre os guias super-dimensionados e a entrada do sistema de aquisição de dados; d) Módulo Calibração Interno, formado por um Gerador de Ruído de largo espectro para testes da estabilidade em amplitude do radiômetro e um Gerador de Harmônicas para a calibração em freqüência, verificação da estabilidade em freqüência e também na determinação da largura de banda do sistema; e) Módulo de Aquisição & Controle, usado para a digitalização dos sinais de tensão da saída do amplificador de vídeo e saída do amplificador *Lock-In* (sinais C e D, respectivamente). Esse módulo é também responsável

pelos sinais de controle da freqüência do Oscilador (sinal A) e pelo controle da atenuação (do atenuador *At.2*) do sinal de RF que entra no misturador balanceado (sinal B).

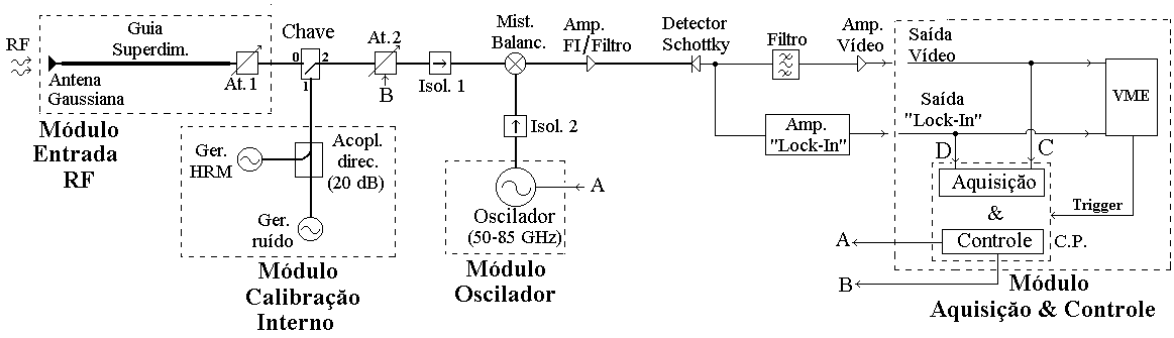


Fig. 4.2: Diagrama de blocos do diagnóstico de EEC do TCABR.

Uma chave de RF (microondas) permite a escolha entre o sinal de RF vindo do plasma e o sinal vindo do Módulo de Calibração. Portanto, tem-se dois modos de operação do radiômetro, a saber, um para medidas de radiação que incide na antena (Chave na posição 0- Modo Medida) e outro para calibração onde são utilizados os sinais do Gerador de Harmônicas ou do Gerador de Ruído (Chave na posição 1- Modo calibração).

O radiômetro pode também trabalhar em Modo Freqüência Fixa, quando a freqüência de oscilação do Módulo Oscilador não é alterada durante a detecção da radiação. Tem-se, nessa situação, uma resolução temporal de ≈ 10 μs. Pode-se também trabalhar com ele em Modo Varredura onde a freqüência de oscilação do Módulo Oscilador é alterada durante a detecção da radiação. Nesse modo tem-se um tempo mínimo de 50 μs entre cada freqüência escolhida.

4.2.1. O Módulo Oscilador.

A técnica de radiômetria utilizada em sistemas heteródinos exige o uso de um oscilador cuja função é gerar ondas com freqüências na faixa de freqüências desejada. Como já mencionado antes, o Módulo Oscilador gera ondas de 50 GHz a 85 GHz, ou seja ondas na região milimétrica. O elemento central desse módulo é o tubo de descargas a vácuo do tipo *BWO* ("*Backward Wave Oscillator*").

Na Fig. 4.3.(a) é apresentado um diagrama simplificado desse tipo de gerador de microondas. Os elementos principais do *BWO* são [Bha84]: o filamento, cuja função é aquecer o catodo; o catodo que, por emissão termiônica, gera elétrons, e o anodo, que os

acelera devido à diferença de tensão entre o catodo e o anodo. Esses três elementos são responsáveis pela geração de um feixe de elétrons cuja velocidade depende da tensão entre o anodo e o catodo. No *BWO* o feixe de elétrons entra numa região onde irá interagir com uma onda criada dentro de uma estrutura periódica existente na direção longitudinal do tubo. Essa onda propaga-se no sentido contrário ao feixe de elétrons. A estrutura é projetada de tal forma que o campo elétrico da onda tem uma componente radial. Quando a velocidade de fase dessa onda for igual à velocidade dos elétrons do feixe, haverá uma transferência de energia do feixe para a onda. Tem-se também, no *BWO*, um magneto que é responsável por um campo magnético longitudinal utilizado para minimizar o espalhamento do feixe devido à mútua repulsão dos elétrons. A freqüência de oscilação do tubo depende da tensão anodo-catodo (velocidade dos elétrons) e da sua geometria. Verifica-se que o *BWO* é um gerador de ondas controlado por tensão que opera na faixa de microondas.

O tempo de estabilização da freqüência do oscilador está ligado ao tempo de estabilização da tensão do anodo quando se aplica uma variação, em forma de degrau, na tensão de controle do módulo oscilador (V_c na Fig. 4.3.(a). Para o radiômetro de EEC do TCABR este tempo é de ~50 μs.

Na Fig. 4.3.(b) é representada a curva que relaciona a tensão de controle (V_c = 2,2 - 8 V) ou tensão de anodo (entre 0,38 kV e 1,54 kV) do Módulo Oscilador, com a freqüência na saída. A tensão de controle é gerada a partir de uma das saídas analógicas de um dos conversores analógico-digitais do Módulo Aquisição de Dados e Controle (sinal de tensão A na Fig. 4.2), ou então a partir de uma fonte de tensão ajustável manualmente.

Na Fig. 4.4 mostra-se a dependência da potência de saída do *BWO* com a freqüência que, para a faixa de freqüências de 50 GHz a 75 GHz, varia entre 23 mW e 79 mW.

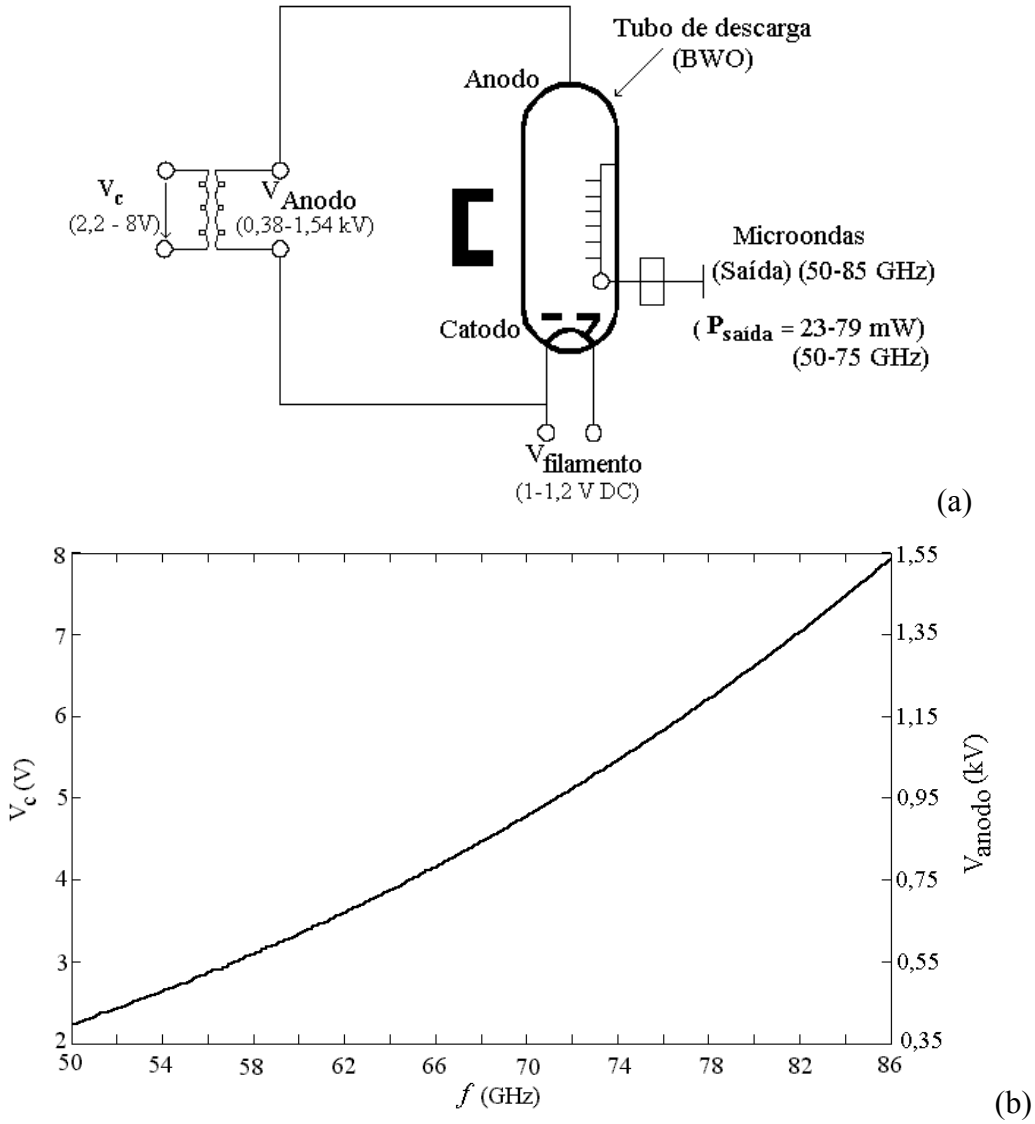


Fig. 4.3: (a) Esquema elétrico do *BWO*; (b) Curva que relaciona a freqüência, na saída do Módulo Oscilador, com a tensão de comando aplicada externamente, V_c, e a tensão no anodo, V_{anodo}.

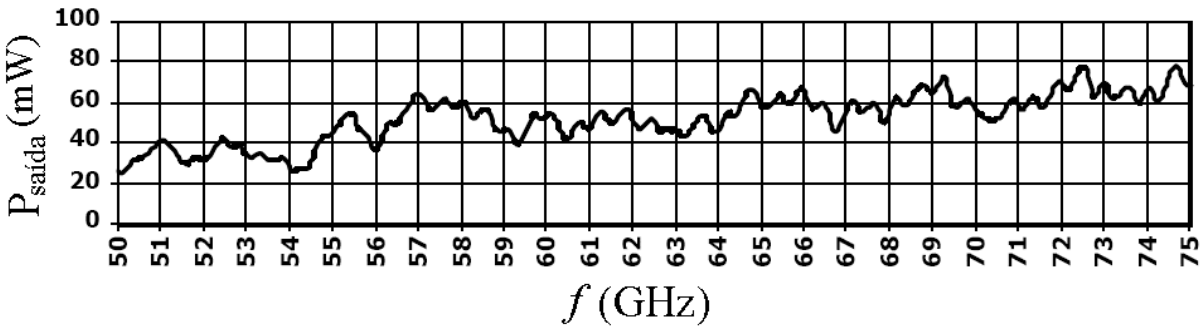


Fig. 4.4: Potência na saída do tubo de descarga para a faixa de freqüências entre 50 GHz e 75 GHz [Elv05].

Na Fig. 4.5 é mostrado o perfil temporal para uma varredura de treze valores da tensão de controle do anodo (curva preta). Na figura indicam-se as freqüências correspondentes do *BWO* para cada degrau da tensão de controle. O intervalo de tempo de cada degrau é de 100 μs (valor ajustado por software, que controla o Módulo de Aquisição & Controle). A curva de resposta do anodo em tensão (curva cinza) é obtida externamente a partir de um divisor de tensão com fator ≈ 262.

Desta figura observa-se que o tempo necessário para que a tensão no anodo se estabilize, após uma mudança da tensão de controle entre dois valores de tensão consecutivos, é de $t_a \approx 43$ μs. Desta mesma figura, vê-se que o intervalo de tempo necessário para a estabilização da tensão no anodo, para a transição da tensão de controle máxima (correspondente à freqüência de 85 GHz) para o valor da tensão de controle mínimo (para a freqüência de 50 GHz), é de $t_b \approx 170$ μs. Portanto, vê-se que a medida obtida para a freqüência de 50 GHz é inexata, pois o tempo para a estabilização da tensão no anodo é superior ao tempo selecionado para cada passo de tensão (100 μs para o exemplo aqui mostrado).

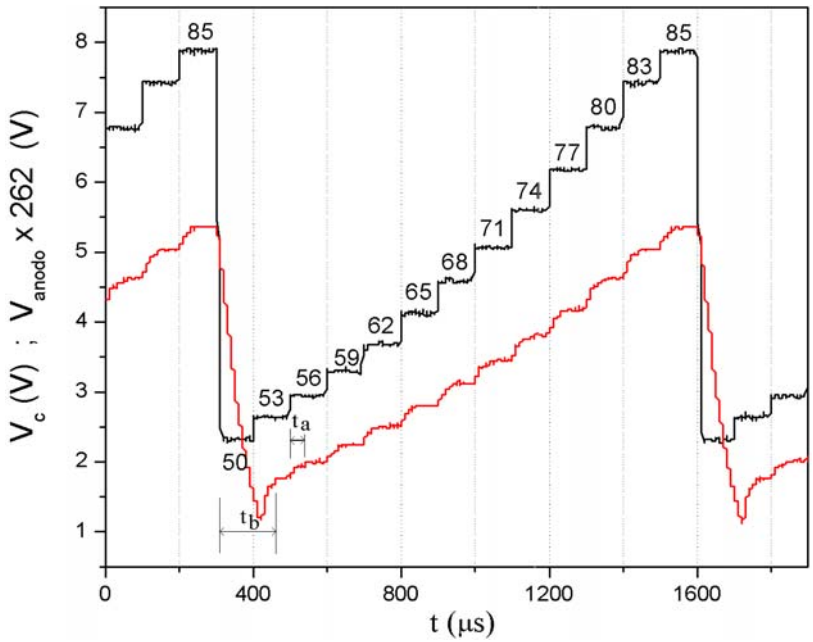


Fig. 4.5: Perfis temporais para a varredura de treze níveis da tensão de comando do anodo (curva preta) e da tensão de anodo (curva cinza). A tensão de comando é mantida constante em intervalos de tempo de 100 μs. Em cada degrau da tensão do anodo tem-se a freqüência de oscilação correspondente.Os intervalos de tempo t_a e t_b indicam os tempos necessários para a estabilização da tensão no anodo, quando a freqüência é mudada de 53 GHz para 56 GHz e de 85 para 50 GHz, respectivamente.

As ondas geradas pelo Módulo Oscilador são conduzidas, através de um isolador de ferrite (*Isol. 2* na Fig. 4.2), até o misturador.

No item seguinte faz-se uma descrição do Módulo Receptor.

4.2.2. O Módulo Receptor.

O princípio básico desse tipo de receptor utilizado consiste em misturar o sinal de entrada, $A_{RF}(t)$, com o sinal gerado pelo Oscilador, $A_{OL}(t)$, de forma que a onda resultante tenha uma freqüência muito menor que a do sinal de entrada.

Tomando a onda proveniente do Módulo de Entrada RF, como sendo uma onda senoidal dada por:

$$A_{RF}(t) = A_0 \cos(2\pi f_{RF} t + \phi) \quad , \tag{4.1}$$

e a onda gerada pelo Módulo Oscilador dada por:

$$A_{OL}(t) = B_0 \sin(2\pi f_{OL} t + \psi) \quad , \tag{4.2}$$

na saída do misturador (que é um componente não linear) tem-se o produto dessas duas ondas, dado por :

$$A_{FI}(t) = \frac{1}{2} A_0 B_0 [\sin(2\pi(f_{RF} + f_{OL})t + \phi + \psi) - \sin(2\pi(f_{RF} - f_{OL})t + \phi - \psi)] \quad . \tag{4.3}$$

O sinal $A_{FI}(t)$ passa, em seguida, pelo Amplificador de Freqüência Intermediária (*Amp. FI* na Fig. 4.2) que, para o radiômetro EEC do TCABR, tem ganho $G_{FI}(\text{dB}) \approx$ 40dB e largura de banda entre 0,4 GHz e 0,9 GHz. Esse amplificador tem tanto a função de amplificar o sinal como a de eliminar (como filtro passa-baixos) o sinal ($f_{\text{RF}} + f_{\text{OL}}$). O sinal de interesse tem amplitude proporcional a $A_0 B_0$ e freqüência $f_{\text{RF}} - f_{\text{OL}}$, e é chamado de sinal de Freqüência Intermédia.

Em seguida tem-se um detector de quadratura, ("*Schottky Detector*") cuja função é converter a potência da onda de FI em um sinal de tensão proporcional à potência de

entrada. Finalmente, tem-se um filtro e um amplificador de Vídeo, com ganho $G_{Video} \sim 250$ e largura de banda, B_V, ajustável manualmente (2 kHz, 10 kHz, 100 kHz e 1 MHz).

A linearidade da resposta em amplitude do radiômetro (com a potência de entrada) é um outro aspecto importante no funcionamento deste equipamento. Na Fig. 4.6 mostra-se a curva resposta (em escala Log-Log) do diodo Schottky (HSMS2850®) utilizado no radiômetro como detector de quadratura. Essa curva mostra a tensão na saída do diodo em função da potência de entrada e, nesta, escolhem-se quatro trechos identificados por tons cinza diferentes. Junto a esses trechos apresentam-se a sensibilidade média em V/mW correspondente. Observa-se que as sensibilidades são bastante diferentes para cada trecho apresentado e, portanto, deve-se operar o radiômetro de tal forma que o intervalo de potência de entrada seja o menor possível. Por exemplo, como pode ser visto pela Fig. 4.6, para o radiômetro funcionando dentro da faixa de potências de – 50 dBm a – 40 dBm (sensibilidade ≈ 40 V/mW) e com o ganho do Amplificador de Vídeo de ≈ 250, deve-se ter uma tensão de saída do radiômetro < 1 V. Como as temperaturas das fontes de radiação utilizadas na calibração absoluta do radiômetro (de 77 K a 900 K) são muito menores que a temperatura típica do plasma em descargas térmicas (≈ 400 eV) devem ser utilizados atenuadores (At.1 e/ou *At.2* indicados na Fig. 4.2) de forma que o detector quadrático opere sempre na mesma região. Note que as temperaturas medidas no plasma são tipicamente da ordem de ≈ 60.000 (≈ 47 dB) maiores que as temperaturas envolvidas na calibração.

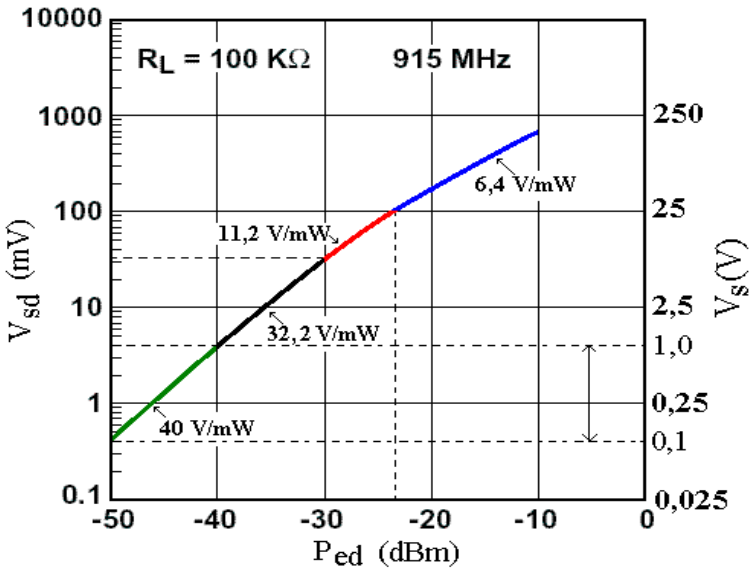


Fig. 4.6: Tensão na saída do detector Schottky (diodo Schottky HSMS2850 da HP®) em função da potência na sua entrada. A escala no lado direito do gráfico corresponde à tensão de saída do radiômetro considerando o ganho do Amplificador de Vídeo de ≈ 250.

Na tabela 4.2 apresenta-se resumidamente os principais parâmetros dos componentes que compõem o radiômetro de varredura.

Tabela 4.2*:* Parâmetros principais dos componentes do radiômetro de varredura.

Componente	***f*** **(GHz)**	**Figura de Ruído (dB)**	**Perda (dB)**	**Ganho (dB)**
Guia de onda super-dimensionada - Tipo R100 -Dim. Interna: (23mm X 10,1 mm)	8,2 –12,5 (modo dominante) [Leb73]		$L_{guia} \approx 0,11$ db/m (teórico) [Leb73]	
Misturador	50-85		$L_m=8$ *	
Amplificador de FI	Δf_{FI} =0,4-0,9 **	F_{FI} = 2,5 *		- 40 < G_{FI} < - 45 *
Amplificador de Vídeo				$G_{Video} \sim 250$
Diodo de quadratura HSMS2850	0,47≤ *f.* ≤ 1,33			Ganhos médios por faixa a) 40 V/mW (-50 dBm<P_{ed}<-40 dBm) * b) 32,2 V/mW (-40 dBm<P_{ed}<-30 dBm) c) 11,2 V/mW (-30 dBm<P_{ed}<-23 dBm) d) 6,4 V/mW (-23 dBm<P_{ed}<-10 dBm) *

* valores fornecidos pelo fabricante; ** valores obtidos experimentalmente.

4.2.3. O Módulo Interno de Calibração.

Este Módulo é constituído por um Gerador de Ruído com resposta em amplitude plana, em toda a banda de freqüência do radiômetro, e um Gerador de Harmônicas com alta estabilidade em freqüência. O Gerador de ruído é utilizado para a verificação e controle de possíveis variações da curva de calibração do radiômetro, enquanto que o Gerador de Harmônicas é usado na calibração em freqüência. Estas duas fontes de microondas são ligadas ao Módulo Receptor através de um acoplador direcional de 20 dB e uma chave de microondas (Fig. 4.2 - “Chave” colocada na posição 1-2). A utilização do Gerador de Ruído ou do Gerador de Harmônicas é feita de forma exclusiva.

Na Fig. 4.7 mostra-se o diagrama de blocos do Gerador de Harmônicas. Um Oscilador Ressonador Dielétrico (*DRO*) é utilizado como elemento gerador de oscilações. Sua freqüência é fixa (de 6 GHz) e tem uma largura estreita em freqüência. O ressonador dielétrico é formado por um pequeno disco de material dielétrico, na qual a onda ressonante depende da constante dielétrica relativa do material (ε_r) e também das dimensões físicas do disco [Pea02].

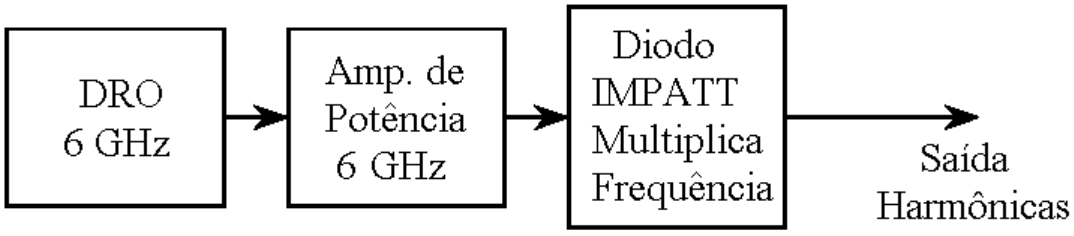


Fig. 4.7: Diagrama de blocos do Gerador de Harmônicas.

O sinal gerado pelo *DRO* é amplificado e o sinal passa por um elemento não linear (diodo *IMPATT*) responsável pela geração dos harmônicos. Na saída do Gerador de Harmônicas têm-se sinais com freqüências múltiplas da freqüência fundamental de oscilação do *DRO*.

Um outro elemento instalado no Módulo de Calibração Interno é o Gerador de Ruído. Esse elemento gera um espectro largo de ruído e é bastante estável no tempo. Um diodo *IMPATT* é o elemento principal desta fonte de sinal. A alimentação deste componente é feita por uma fonte de 27V - DC.

4.3. A Largura de banda do radiômetro.

Vamos aqui discutir a determinação da largura de banda do radiômetro utilizando o Gerador de Harmônicas. Fazendo a varredura completa dentro da faixa de freqüências do Módulo Oscilador com o Gerador de Harmônicas conectado ao Modulo Receptor através do acoplador direcional 20 dB (Fig. 4.2 - “Chave” na posição 1-2) obtêm-se o perfil temporal, com pulsos retangulares duplos, mostrado na Fig. 4.8. O centro de cada pulso duplo está localizado em freqüências conhecidas e múltiplas da freqüência do DRO (54 GHz; 60 GHz; 66 GHz; 72 GHz; 78 GHz e 84 GHz). Com esses pontos obtêm-se uma curva que relaciona a tensão de controle do BWO com sua freqüência de oscilação. Esta é a curva de calibração em freqüência do radiômetro.

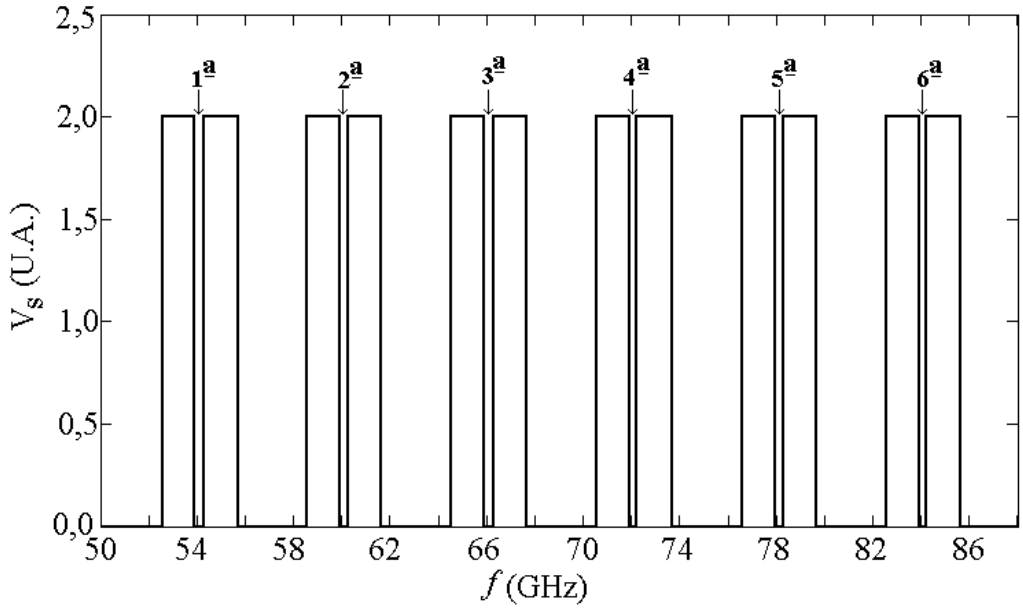


Fig. 4.8: Tensão na saída do radiômetro obtida com o Gerador de Harmônicas. As harmônicas estão centradas nas freqüências 54 GHz; 60 GHz; 66 GHz; 72 GHz; 78 GHz e 84 GHz.

Examinando um pulso retangular duplo típico pode-se determinar a largura de banda do radiômetro. Esse parâmetro é importante para a determinação da resolução radial do radiômetro.

O sistema utilizado no radiômetro é de banda dupla (*DSB - Double-Side Band*) [Har97] e as bandas em torno de cada freqüência permite obter a largura de banda do radiômetro. Centradas em torno de cada freqüência observam-se duas bandas com larguras aproximadamente iguais, que são designadas por: banda de freqüência baixa (*LSB- Lower Side-Band*) e banda de freqüência alta (*USB- Upper Side-Band*). Na Fig. 4.9 são mostradas as duas bandas para a terceira harmônica que está centrada em torno da freqüência $f = 66$ GHz.

A largura de banda do amplificador de FI é dada por $B_{FI} = B_{FI,e} + B_{FI,d} \approx 1{,}1$ GHz. Também foi determinada a diferença entre a freqüência da harmônica e a freqüência central para as bandas no lado esquerdo e no lado direito, obtendo-se os valores, $f_{FI,e} \approx 0{,}8$ GHz e $f_{FI,d} \approx 1{,}0$ GHz, respectivamente. Neste caso, a largura total da banda para o nosso Receptor, do tipo DSB (*Double-Side Band*), pode ser obtida fazendo-se:

$$B_{DSB} = f_{FI,e} + f_{FI,d} \quad . \tag{4.4}$$

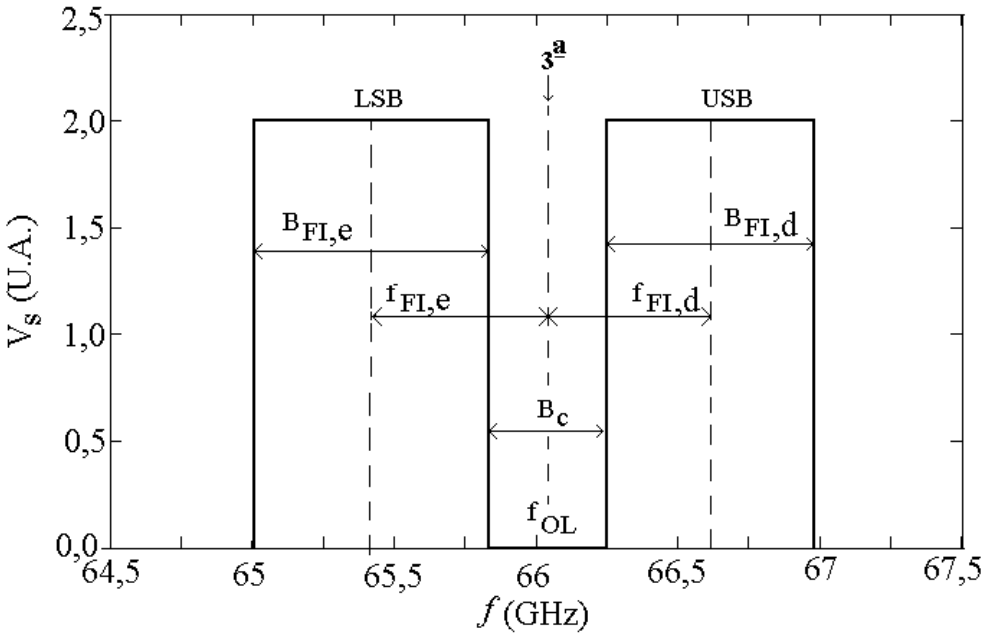


Fig. 4.9: Pulso duplo para a terceira harmônica gerada pelo Gerador de Harmônicas onde são vistas as duas bandas, *USB* e *LSB*, em torno da freqüência central f_{OL} = 66 GHz.

Uma largura total de banda $B_{DSB} \approx 1{,}8$ GHz é obtida da soma dos valores para $f_{FI,e}$ e $f_{FI,d}$, anteriormente determinados. Ainda da figura obtêm-se o valor de $B_c \approx 790$ MHz.

Experimentalmente verifica-se que a largura de banda para todas as harmônicas tem valores aproximadamente idênticos.

Em máquinas tokamak, a EEC depende diretamente do campo magnético toroidal que tem uma dependência com a posição radial. Portanto, a partir da largura de banda do radiômetro, B_{DSB}, é determinada a resolução espacial ao longo do eixo ótico, dada por:

$$\Delta r = \frac{m_e \pi (r + R_0)^2}{e B_0 R_0} B_{DSB} \quad , \tag{4.5}$$

sendo que r é a posição correspondente à freqüência escolhida e ao valor do campo magnético toroidal. Na Fig. 4.10 mostram-se curvas para a dependência da resolução radial, Δr, com o raio r, para três valores do campo magnético toroidal.

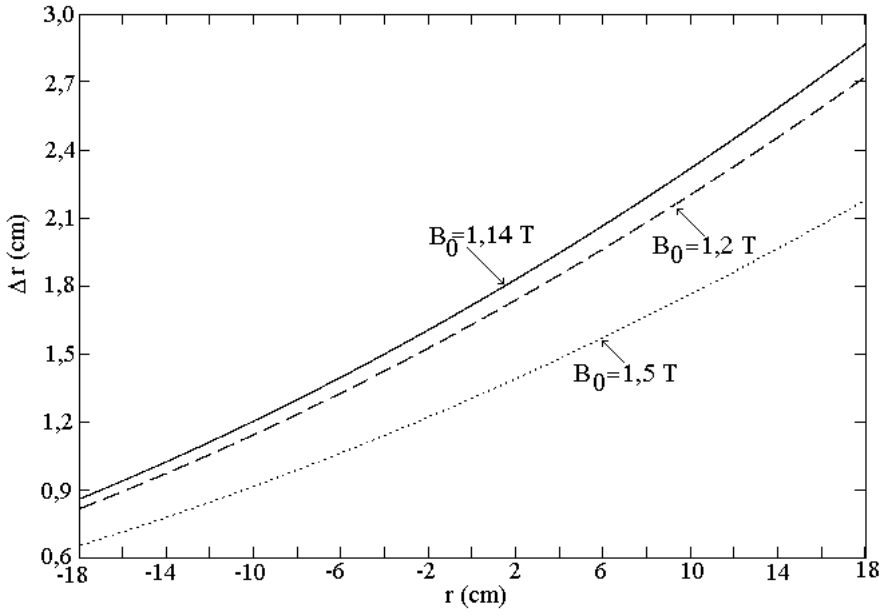


Fig. 4.10: Resolução espacial radial do radiômetro, para a coluna de plasma, utilizando-se os valores do campo magnético toroidal de *1,14 T; 1,2 T;* e *1,5 T* (no centro do vaso).

Da figura observa-se que Δr aumenta com o raio. No centro da coluna, a resolução radial é de ≈ 1,7cm para um campo toroidal de 1,14 T.

Com a resolução espacial radial obtida, pode-se estimar o erro na determinação da temperatura de elétrons do plasma, provocado pela resolução espacial do radiômetro para perfis de temperatura típicos. Para isso determina-se a temperatura média num volume correspondente pela resolução radial Δr e pela secção circular do feixe de ≈ 3,8 cm^2 (ver item 4.5) e considerando-se um perfil radial de T_e dado por $T_e(r) = 400[1-(r/a)^2]^3[1+1{,}7(r/a)^2]$. Na Fig. 4.11 são representados dois perfis radiais $T_e(r)$, um deles é o perfil considerado e o outro é o perfil da temperatura média. O erro absoluto, mostrado pela curva tracejada na Fig. 4.11 é obtida da diferença entre os dois perfis da temperatura eletrônica, tendo-se observando um valor inferior a 2 eV.

Desta análise pode-se concluir que, para um perfil típico da temperatura eletrônica, o erro introduzido pela resolução espacial do nosso radiômetro, nas medidas da temperatura eletrônica, é pequeno, e por esse motivo, poderá ser desconsiderado. Entretanto, quando os perfis apresentam variações bruscas em T_e(r), esse erro poderá ser consideravelmente maior (por exemplo, na presença das ilhas magnéticas).

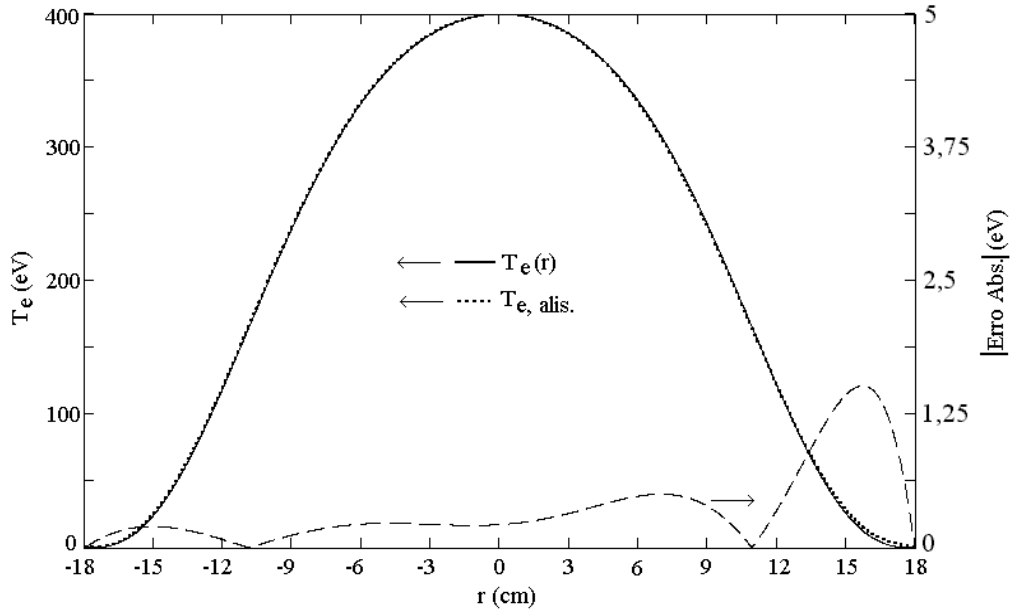


Fig. 4.11: Perfil de temperatura $T_e(r)=400[1-(r/a)^2]^3[1+1.7(r/a)^2]$, representado pela linha contínua e o perfil da temperatura média resultante do alisamento provocado pela resolução espacial do radiômetro, mostrada por pontos. A curva tracejada representa o erro absoluto, obtido a partir da diferença entre os dois perfis da temperatura.

Além da resolução espacial originada pela largura de banda do radiômetro, na direção radial, tem-se ainda a resolução espacial na direção perpendicular ao eixo ótico, que é dada pelas propriedades óticas da antena. Essas duas resoluções espaciais têm causas diferentes.

No item seguinte mostra-se o uso dos Geradores de Ruído e de Harmônicas na verificação da estabilidade do radiômetro em amplitude e em freqüência com o tempo de operação do equipamento.

4.4. Estabilidade em amplitude e freqüência do radiômetro.

A estabilidade da resposta em amplitude do radiômetro, com o tempo de operação, foi investigada. Para esta análise, foi medida a tensão na saída do radiômetro, tendo o Gerador de Ruído e o Gerador de Harmônicas como fontes de RF, por um período de tempo superior a 5 horas.

Na Fig. 4.12 mostra-se a tensão na saída do radiômetro utilizando o Gerador de Ruído como fonte de RF, para algumas freqüências e medidas em diversos instantes de tempo. Observa-se que, para a maioria das freqüências, a variação observada ficou em torno de 5%. Entretanto para algumas poucas freqüências, por exemplo, para 50,9 GHz, verificou-se uma variação superior a 10%, sendo esta freqüência desconsiderada para as medidas da EEC. Como critério de seleção, optou-se por desconsiderar as freqüências nas quais a instabilidade com o tempo tenha sido superior a 7% (barra de erro máxima obtida da calibração do equipamento, como veremos mais adiante).

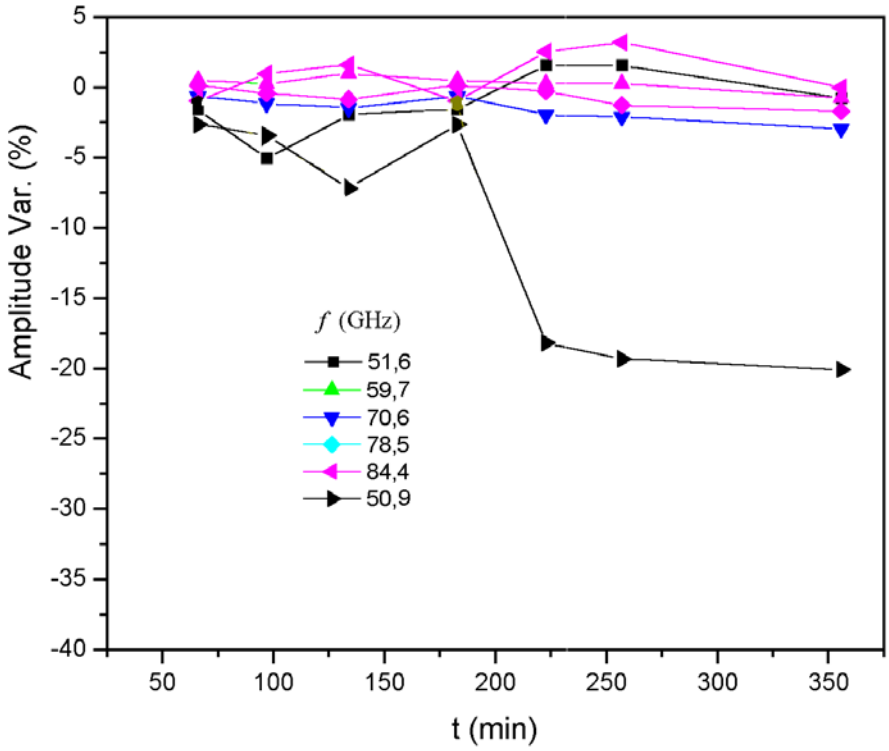


Fig. 4.12: Variação da amplitude na saída do radiômetro em função do tempo, para algumas freqüências escolhidas.

A estabilidade em freqüência do radiômetro é outra exigência nas medidas de EEC. Esta análise de estabilidade é feita periodicamente utilizando-se o Gerador de Harmônicas. Na Fig. 4.13 apresenta-se a amplitude de saída do radiômetro em função da freqüência, para a quarta harmônica do Gerador de Harmônicas, em instantes de tempo diferentes. As medidas foram feitas num intervalo de tempo de cerca de 4 horas.

Da Fig. 4.13 observa-se que a variação máxima observada da freqüência foi de $\Delta f \approx 200$ MHz. Em termos de porcentagem esta variação é de $\Delta f/f$. $100 \approx 0{,}28\%$.

Esse valor se comparado com a largura de banda do radiômetro (≈ 1,8 Ghz) é pequeno e, portanto, pode-se considerar o radiômetro estável em freqüência.

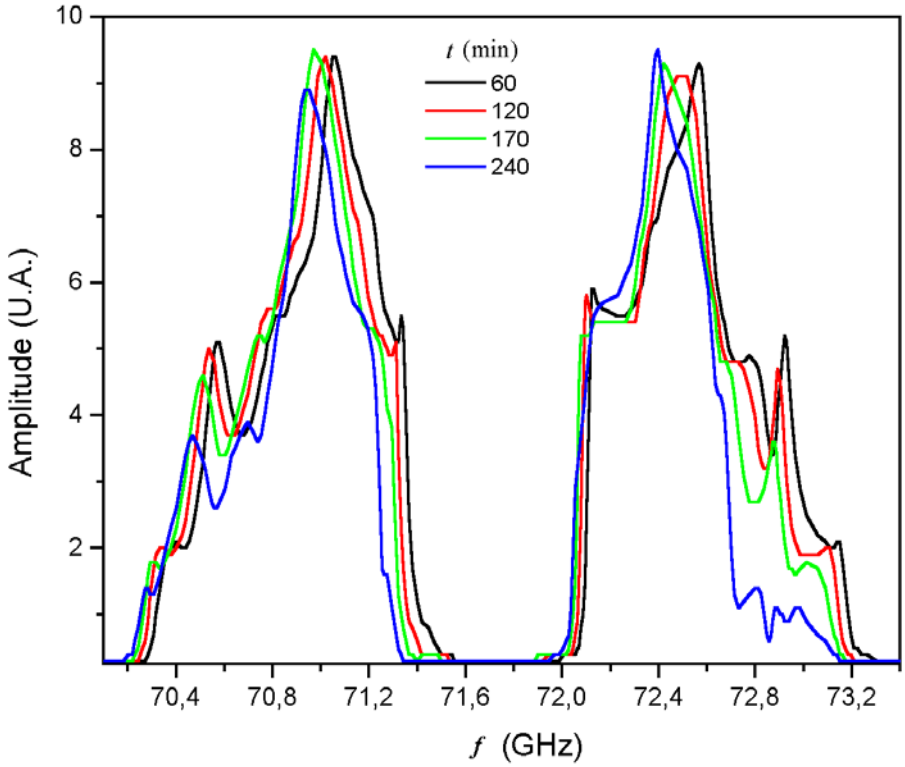


Fig. 4.13: Tensão na saída do radiômetro (unidades arbitrárias), em função do tempo, para a quarta harmônica do Gerador de Harmônicas. As medidas foram feitas num intervalo de tempo de cerca de 4 horas.

4.5. A Antena.

Um dos elementos importantes de um radiômetro é a antena. Este componente tem a função de servir de interface entre a propagação das ondas no espaço livre e as ondas no interior do guia de onda. O ganho da antena, $G(\theta,\phi)$, é definido pela razão entre a potência irradiada pela antena por ângulo sólido numa dada direção, definida pelos ângulos θ e ϕ (medidos em relação ao eixo da antena) e a potência emitida por um radiador isotrópico, ou seja:

$$G(\theta,\phi) = \frac{dP/d\Omega}{P/4\pi} \quad . \qquad (4.6)$$

Nesta equação dP é a potência irradiada no ângulo sólido $d\Omega = sin\theta d\theta d\phi$, na direção (θ,ϕ), e P é a potência total irradiada. Na Fig. 4.14 encontra-se representado visualmente este conceito.

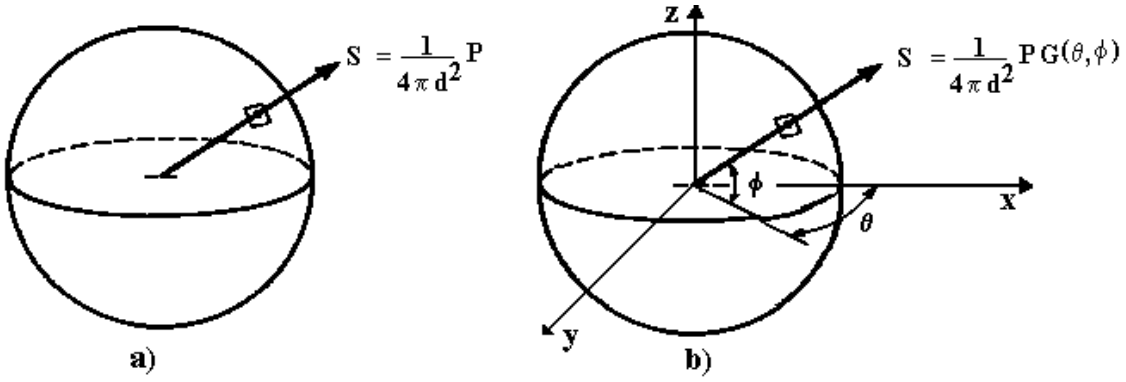


Fig. 4.14: Fluxo de energia irradiada por: (a) antena isotrópica (independe da direção) – fluxo de potência irradiada é a mesma em todas as direções; (b) Na detecção da radiação EC, onde se empregam antenas altamente direcionais, o ganho $G(\theta,\phi)$ é muito alto na direção do eixo da antena.

Se um fluxo de radiação S, em W/m^2, irradiada por uma antena, segundo uma direção (θ,ϕ) em relação a seu eixo, e a energia entregue ao guia de onda é P, em W, então a área efetiva dessa antena $A_e(\theta,\phi)$, em m^2, que também depende da direção, é definida por $A_e(\theta,\phi)=P/S$.

O ganho de uma antena $G(\theta,\phi)$ está relacionado com sua área efetiva $A_e(\theta,\phi)$ pela relação [Kra66]:

$$G(\theta,\phi) = 4\pi \frac{A_e(\theta,\phi)}{\lambda^2} \quad , \tag{4.7}$$

na qual λ é o comprimento de onda e:

$$\oint G(\theta,\phi) d\Omega = 4\pi \quad . \tag{4.8}$$

Se uma antena está envolvida por um corpo de temperatura T, então a potência total recebida por esta é dada por:

$$P = k_b T \Delta f \quad , \qquad (4.9)$$

onde $\Delta f = B_{FI}$ é a largura da banda do radiômetro. Essa é uma equação importante em radiômetria, pois, uma vez definido Δf existe uma relação direta entre P e T.

Na realidade, dada a potência detectada P, o que se determina pela equação (4.9) é a temperatura de antena T_a, ou seja, corresponde ao valor da uma temperatura média onde o ganho funciona como peso. A temperatura da antena é dada por:

$$T_a = \frac{1}{4\pi} \sum_i T_i G_i \Omega_i \quad . \qquad (4.10)$$

onde dividiu-se o espaço em regiões, cada qual com ângulo sólido Ω_i, ganho G_i e temperatura T_i.

Se considerarmos que a temperatura da antena é idêntica à temperatura da região do plasma observado, $T_a = T_e$, e do valor para $\Delta f = B_{FI} \approx 1{,}1$ GHz, tem-se da expressão (4.9) que a potência recebida pelo radiômetro é de ≈ 70 nW, para uma região central da coluna de plasma ($T_e \approx 400$ eV).

Da equação (4.10) concluímos que a maior contribuição para T_a vem das regiões onde a temperatura e/ou onde o ganho da antena são maiores. Usando a expressão (4.9), tem-se a partir da expressão (4.10) que a potência recebida pelo radiômetro é:

$$P = \frac{k_b \Delta f}{4\pi} \sum T_i G_i \Omega_i \quad , \qquad (4.11)$$

onde $G_i = 4\pi A_i / \lambda^2$ é o ganho da antena na direção do enésimo elemento.

No item seguinte serão estudados alguns aspectos teóricos da antena utilizada e determinada a posição e diâmetro de seu foco (cintura do feixe gaussiano).

4.5.1. A Antena Gaussiana - Aspectos teóricos.

Neste item serão discutidos sucintamente alguns dos parâmetros relacionados com antenas gaussianas e, também, algumas relações básicas entre eles. Dessas relações foi possível estimar os valores das principais características da antena instalada no radiômetro, particularmente a posição e o diâmetro de seu foco (cintura do feixe gaussiano), que são importantes na detecção da radiação EC do TCABR.

O esquema da antena gaussiana usada no radiômetro é mostrado na Fig. 4.15. O feixe de radiação produzido pode ser estudado utilizando-se a teoria de feixes gaussianos [Mou97].

A intensidade irradiada pela antena, I, pode ser aproximada pela seguinte função:

$$I = I_0 e^{-2(\frac{r}{W})^2} \quad , \qquad (4.12)$$

onde r é a distância medida na direção perpendicular ao eixo ótico, I_0 é a intensidade máxima obtida sobre o eixo ótico e W é a largura do feixe gaussiano, que depende da posição z.

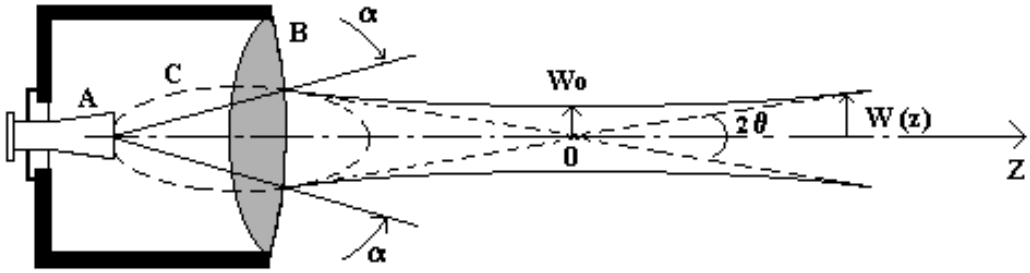


Fig. 4.15: Esquema da antena gaussiana usada no radiômetro. Basicamente esta antena é formada por uma antena cônica (A) e por uma lente espessa biconvexa (B). O lóbulo principal da figura de radiação da antena cônica é representado por C. A largura da cintura (foco) do feixe gaussiano é W_o, e 2θ é o ângulo de divergência do feixe gaussiano.

A menor largura do feixe ocorre quando $r = W_0$, ou seja, quando a intensidade do feixe cai de $1/e^2 \approx 0{,}135$ de sua intensidade máxima I_0. Para antenas gaussianas, no cálculo total da energia do feixe, trunca-se o feixe para $I/I_0 = 0{,}01$, ou seja, $W_{máx.} = 1{,}52W$ [Mou97].

Na Fig. 4.16 mostra-se o perfil radial do feixe gaussiano obtido a partir da expressão (4.12) para $W = W_0$.

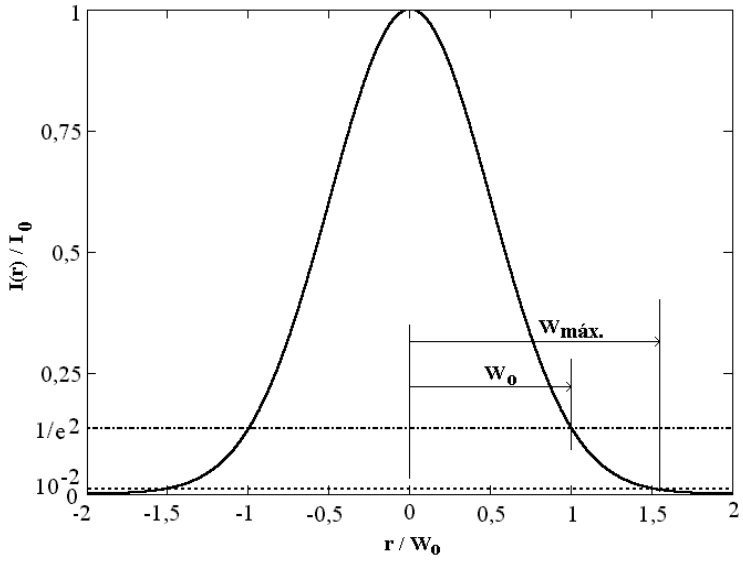


Fig. 4.16: Perfil radial da intensidade de um feixe gaussiano, para a posição onde se encontra a cintura do feixe gaussiano. A largura do feixe gaussiano é definida pelo ponto onde a intensidade da radiação cai de $1/e^2$ do valor de intensidade máxima e $W_{máx.}$=1,52W.

Existe uma relação entre λ, a largura da cintura do feixe gaussiano W_o, e o ângulo de divergência 2θ, dada por [Mou97]:

$$W_0 = \frac{\lambda}{\pi\theta} \quad , \tag{4.13}$$

A abertura do feixe gaussiano W em função de z, ou seja, medida a partir da distância da posição onde se encontra a cintura do feixe gaussiano ($z = 0$), é dada por:

$$W(z) = W_0\left[1 + (\frac{z}{z_R})^2\right]^{1/2} \quad , \tag{4.14}$$

onde z_R é o intervalo de Rayleigh definido pela posição onde o raio do feixe aumenta de um valor de $\sqrt{2}$ em relação ao valor da cintura, dado por [Mou97]:

$$z_R = \frac{\lambda}{\pi\theta^2} \quad . \tag{4.15}$$

Na Fig. 4.17.(a) mostra-se a largura do feixe gaussiano, em função da distância da posição da cintura da antena *z*, obtida para as freqüências 50 GHz, 56 GHz e 85 GHz, e para um ângulo de divergência de 7º (os valores típicos para antenas cônicas com lentes gaussianas encontram-se entre 0,1º e 10 º [Mil05]). Desta figura observa-se que, a cintura do feixe gaussiano diminui para valores de freqüência maior, e que a largura do feixe depende fracamente do valor da freqüência para distâncias mais afastadas da cintura do feixe (pelas simulações realizadas observa-se que as larguras dos feixes são aproximadamente idênticas para $z \geq 40$ cm). Na Fig. 4.17.(b) mostra-se a dependência da largura da cintura do feixe gaussiano (isto é, para $z = 0$) com a freqüência, na faixa de freqüência entre 50 GHz e 85 GHz, e para $\theta = 5^o$, $\theta = 7^o$ e $\theta = 9^o$.

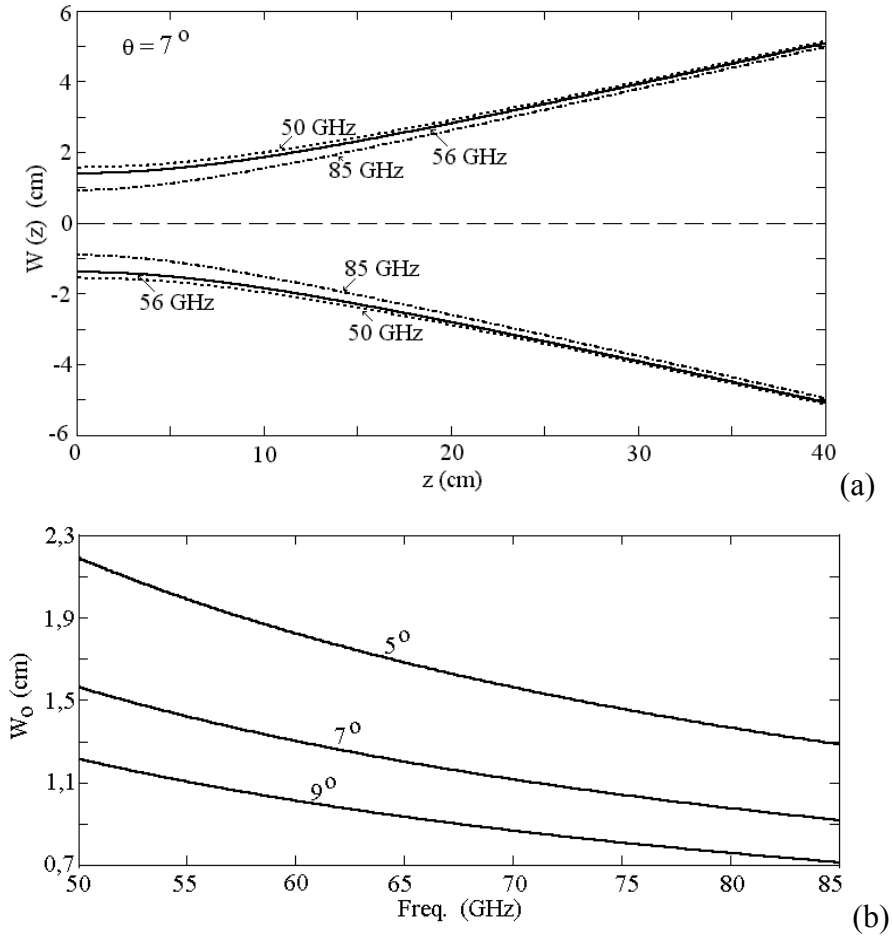


Fig. 4.17: (a) Largura do feixe gaussiano para $\theta = 7^0$, e para três valores diferentes de freqüência. (b) Largura da cintura do feixe gaussiano para a faixa de freqüência entre 50 GHz e 85 GHz, e para os ângulos 5^0, 7^0 e 9^0.

Da Fig. 4.17.(b) vê-se que, para um dado ângulo θ, a largura da cintura do feixe gaussiano diminui com o aumento da freqüência da onda. Observa-se também que, a largura da cintura do feixe gaussiano aumenta com a diminuição de θ.

Na Fig. 4.18 mostram-se graficamente os parâmetros principais da antena gaussiana. Esta antena é constituída por uma antena cônica e uma lente espessa (espessura d_L = 55,5 mm) biconvexa, com os raios de curvatura R_1 = 10,9 cm e R_2 = -12,3 cm (por convenção considera-se negativo).

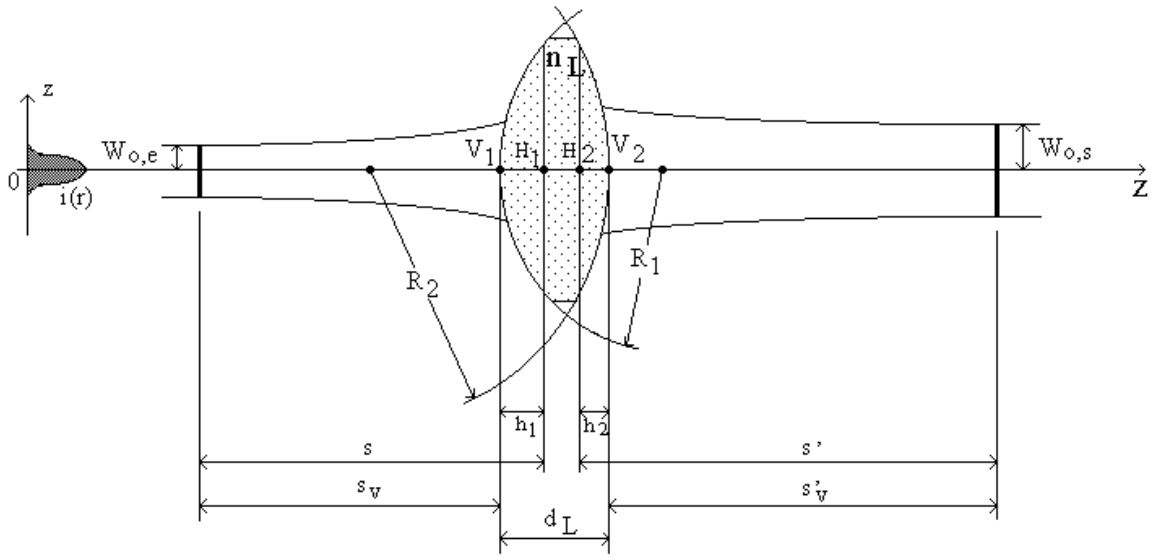


Fig. 4.18: Geometria e parâmetros principais da antena gaussiana instalada no radiômetro.

A seguir apresentam-se algumas relações associadas às antenas gaussianas construídas com lentes espessas [Coj95, Nem90].

A distância focal equivalente, f, para lentes espessas, é dada por:

$$f = \frac{n_L}{(n-1)\left[n(R_1 - R_2) + R_1 R_2 d_L (n-1)\right]} \quad , \tag{4.16}$$

sendo n_L o índice de refração da lente e d_L a sua espessura.

As distâncias entre os vértices da lente, V_1 e V_2, e os planos principais (primeiro plano principal em H_1 e segundo plano principal em H_2) podem ser obtidos a partir das seguintes relações:

$$h_1 = \left(\frac{1}{n} - 1\right) R_2 d_L f \quad , \tag{4.17}$$

$$h_2 = -(1-\frac{1}{n})R_1 d_L f \quad . \tag{4.18}$$

Substituindo os valores R_1, R_2 e usando $n_L = 2{,}1$ (valor estimado) nessas expressões obtem-se para $h_1 = 1{,}4$ cm e para $h_2 = -1{,}2$ cm.

As larguras para a cintura do feixe gaussiano $W_{0,e}$ e $W_{0,s}$, encontram-se relacionados pelo coeficiente de ampliação $m = W_{0,s}/W_{0,e}$ dado por [Coj95]:

$$m = \left[(\frac{z_R}{f})^2 + (1+\frac{s}{f})^2 \right]^{-1/2} \quad , \tag{4.19}$$

onde s é a distância entre a posição da cintura do feixe gaussiano, na entrada do sistema ótico, e a posição do primeiro plano principal, H_1. Para um feixe gaussiano com freqüência 56 GHz ($\lambda = 5{,}35$ mm), $\theta = 2{,}3^o$ obtêm-se para $z_R \approx 1{,}1$ m (utilizando a expressão 4.15). Substituindo os valores de z_R, de $s = s_V + h_1 = 9{,}6$ cm (onde $s_V = 8{,}3$ cm é a distância entre a boca da antena e o vértice V_1 da lente), e $f \approx 3{,}9$ m, na expressão (4.19) obtêm-se um coeficiente de amplificação de $m = 0{,}94$, e conseqüentemente tem-se $W_{0,s} = 0{,}7$ cm.

A localização da cintura gaussiana do feixe de saída, s', é determinada utilizando a seguinte expressão [Coj95]:

$$s' = f\frac{s^2 + {z_R}^2 + sf}{(f+s)^2 + {z_R}^2} \quad . \tag{4.20}$$

Substituindo os valores para os parâmetros da equação anterior obtêm-se $s' = 36{,}3$ cm ou $s'_V = s' + h_2 = 35{,}1$ cm (distância entre a posição da cintura do feixe gaussiano e o vértice V_2 da lente).

Feitas as estimativas a partir de resultados da teoria da óptica gaussiana, a seguir, procede-se à determinação experimental dos parâmetros da antena gaussiana utilizada no radiômetro de EEC do TCABR.

4.5.2. Determinação experimental dos parâmetros da antena.

Na Fig. 4.19 encontra-se representada a montagem utilizada na caracterização experimental da antena. Nestes experimentos foi utilizado o Módulo Oscilador com uma freqüência fixa de 56,1 GHz e um analisador de espectros (492BP da Tektronix®) como detector para a medida da intensidade da radiação. Durante a tomada dessas medidas o detector foi movimentado ao longo do eixo óptico da antena. Num segundo experimento, o detector foi mudado na direção angular em relação ao eixo ótico da antena emissora (variando θ).

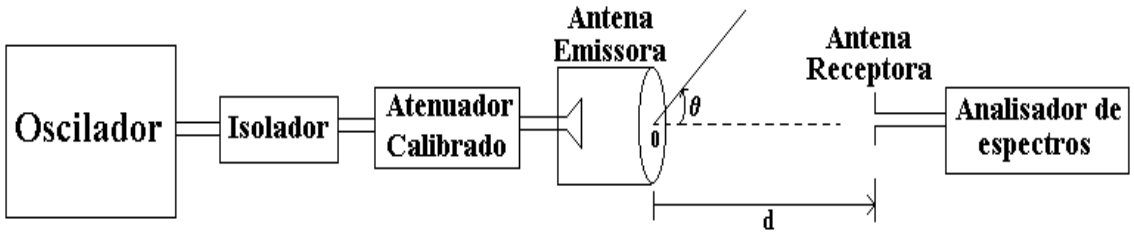


Fig. 4.19: Montagem experimental usada para as medidas da distribuição da intensidade da radiação da antena receptora em função da distância da antena emissora e em função do ângulo θ que esta faz com o eixo ótico.

Inicialmente foi medida a intensidade da radiação recebida pela antena receptora em função da distância à antena emissora medida no eixo óptico. Na Fig. 4.20.(a) é apresentada a intensidade normalizada recebida pela antena receptora, normalizada pelo valor da intensidade máxima (no foco) e, com o valor apresentado em decibéis [Atenuação (dB) = $10.\log(I_d / I_{máx.})$], em função da distância d. A intensidade máxima recebida pela antena receptora é $I_d = I_{max} \approx 0{,}1$ mW, e este valor ocorre quando a antena receptora encontra-se localizada na posição da cintura do feixe gaussiano, ou seja $d \approx 37$ cm.

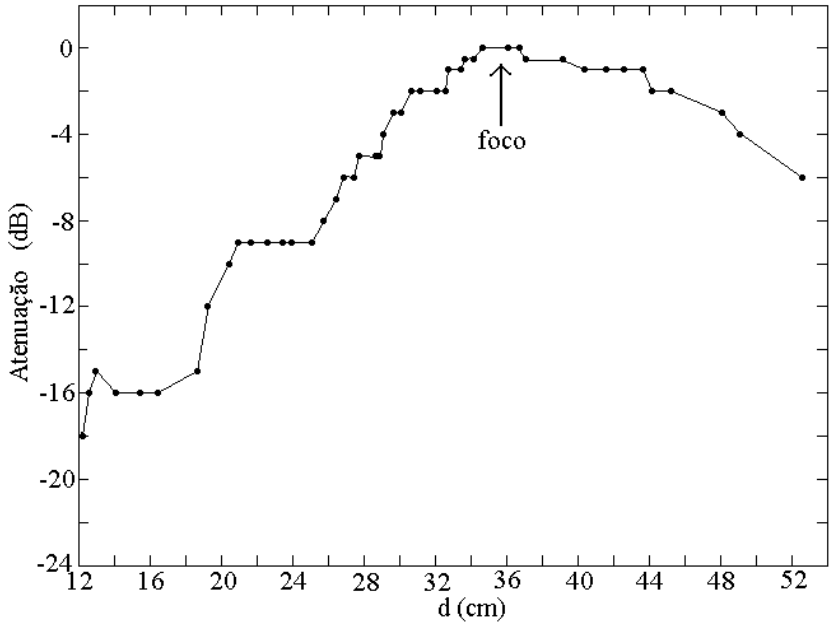


Fig. 4.20: Variação da intensidade, normalizada em relação à intensidade máxima, em dB, em função da distância ao vértice da lente, (medida sobre o eixo ótico), obtida para $f = 56{,}1\ GH_z$.

Na Fig. 4.21 mostra-se a distribuição radial da intensidade (normalizada pela intensidade máxima), em função da posição radial (normalizada em relação a W_0). A curva tracejada foi obtida a partir da relação (4.12), escolhendo o valor de W_0 = 1,1 cm, e conseqüentemente, é obtido um melhor ajuste sobre os pontos obtidos experimentalmente.

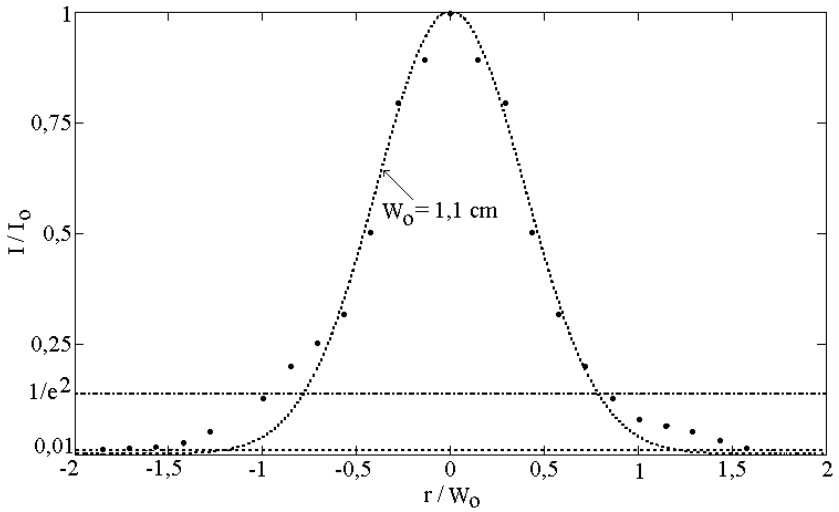


Fig. 4.21: Distribuição radial da intensidade (normalizada pela intensidade máxima), em função da posição radial (normalizada em relação a W_0) medida experimentalmente (pontos no gráfico) e o ajuste obtido a partir da expressão (4.12) para W_0 = 1,1 cm (linha pontilhada).

Destas medidas concluí-se que a cintura do feixe gaussiano é de $W_0 \approx 1{,}1$ cm e $W_{max} \approx 1{,}7$ cm.

Finalmente, na Fig. 4.22 é mostrada a distribuição angular da intensidade (normalizada pela intensidade máxima), em decibel, recebida pela antena receptora. Para a montagem experimental, as antenas emissora e receptora foram colocadas a uma distância de ≈ 37 cm, e a antena receptora é rodada de um ângulo θ em torno do vértice da antena emissora (ver Fig. 4.19).

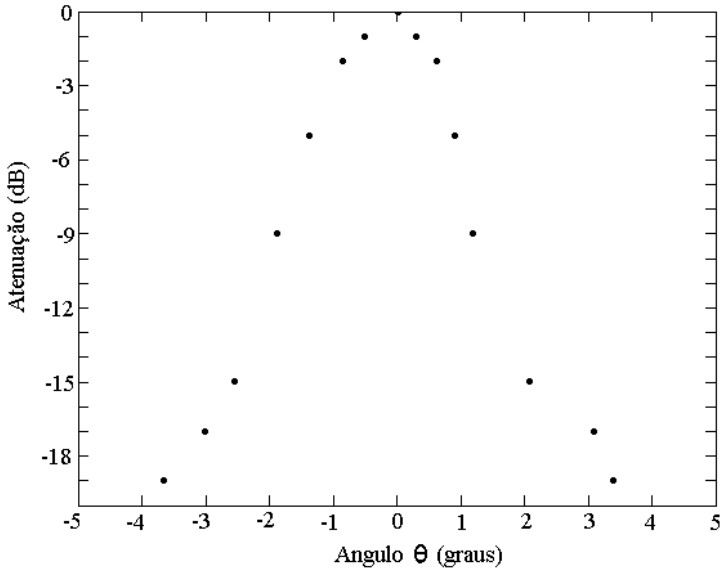


Fig. 4.22: Distribuição angular da intensidade, normalizada, para antena gaussiana.

Da Fig. 4.22 observamos que a potência recebida pela antena receptora cai de metade do valor de pico para $\theta \approx 1^{\circ}$, concluindo-se que a antena gaussiana utilizada no radiômetro é bastante direcional.

Do valor obtido para W_0 e das relações mostradas acima, obtive-se teoricamente um valor de $s_V' = 35{,}1$ cm. Experimentalmente, o valor obtido foi de $s_V' \approx 37{,}0$ cm, de onde pode-se concluir que existe uma razoável concordância entre ambos.

4.6. A calibração absoluta do radiômetro.

Neste item são mostrados os procedimentos experimentais necessários para a obtenção da curva de calibração do radiômetro, ou seja, a relação entre a temperatura de um corpo visto pela antena e a tensão de saída do radiômetro. Esta curva permite determinar a temperatura do plasma a partir da tensão obtida na saída do radiômetro.

Na Fig. 4.23 tem-se a montagem experimental utilizada para a obtenção da curva de calibração. O corpo emissor (corpo negro) foi colocado a uma distância de ≈ 37 cm da face da antena. O método, aqui utilizado, consiste na determinação da tensão de saída do radiômetro em função da freqüência para dois corpos negros com temperaturas diferentes. Utilizou-se como fonte fria um corpo imerso em nitrogênio líquido e, como fonte quente, foi usado um corpo à temperatura de algumas centenas de graus centígrados. Para o aquecimento do corpo à temperatura desejada, utilizou-se um forno com temperatura ajustável de até aproximadamente 1.000 ^{o}C. Para a medida da temperatura de superfície do corpo quente utilizou-se um par termoelétrico como sensor. Este mesmo sensor foi também utilizado para o controle do funcionamento do forno, de forma a manter-se a temperatura na superfície do corpo quente dentro do valor previamente escolhido.

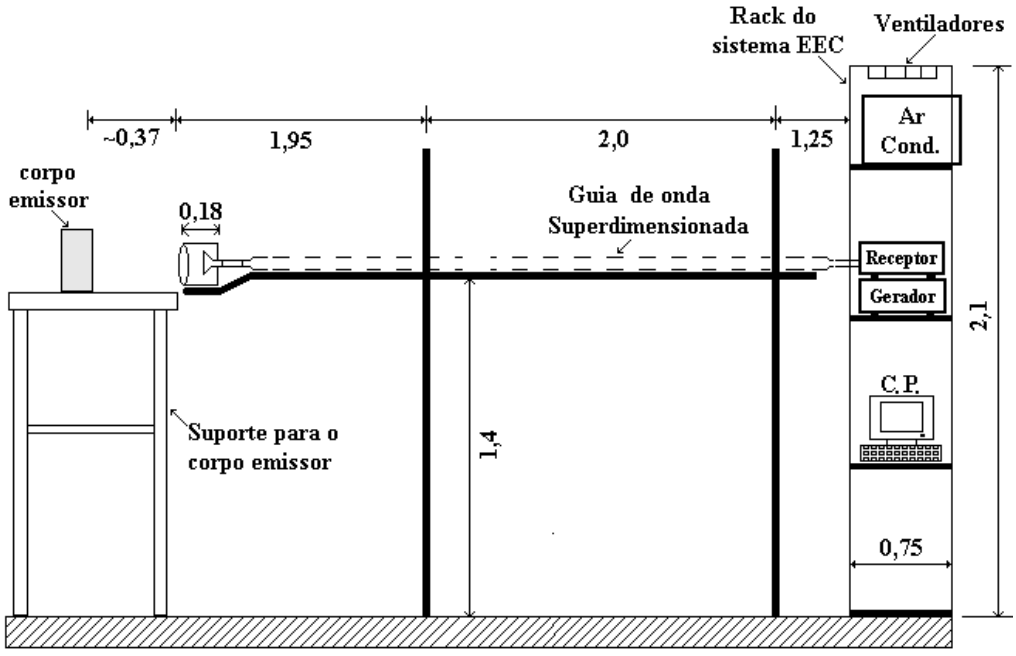


Fig. 4.23: Montagem experimental usada na calibração absoluta do radiômetro. As unidades de comprimento encontram-se em metros.

Na Fig. 4.24 encontram-se representadas as curvas de tensão medidas na saída do radiômetro, em função da freqüência, para um corpo quente à temperatura de 923 K (650^{o}C), e um corpo frio à temperatura de 77 K (nitrogênio líquido).

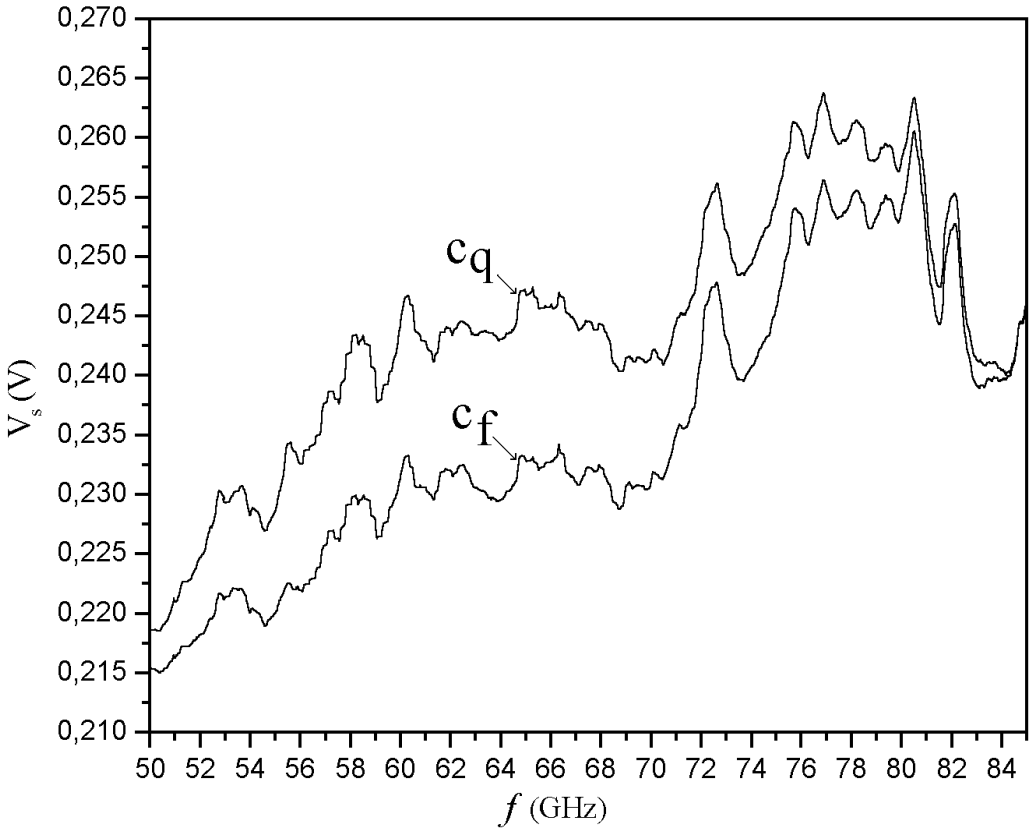


Fig. 4.24: Curvas da tensão na saída do radiômetro em função da freqüência, para dois corpos com temperaturas de 923 K e 77 K, indicadas na figura por C_q e C_f, respectivamente.

Na Fig. 4.25.(a) é mostrada a diferença entre as curvas da tensão (em função da freqüência), medida na saída do radiômetro, obtida de cinco conjuntos de medidas independentes para o corpo frio (77 K) e para o corpo quente (923 K), e para as quais foram mantidas mesmas condições experimentais. As barras de erro mostram a dispersão das medidas em torno do valor médio.

Na Fig. 4.25.(b) apresentamos a curva de calibração absoluta do radiômetro, obtida a partir da divisão do valor da ordenada mostrado na curva Fig. 4.25.(a), pela diferença das temperaturas (em eV) dos dois corpos utilizados nestes experimentos.

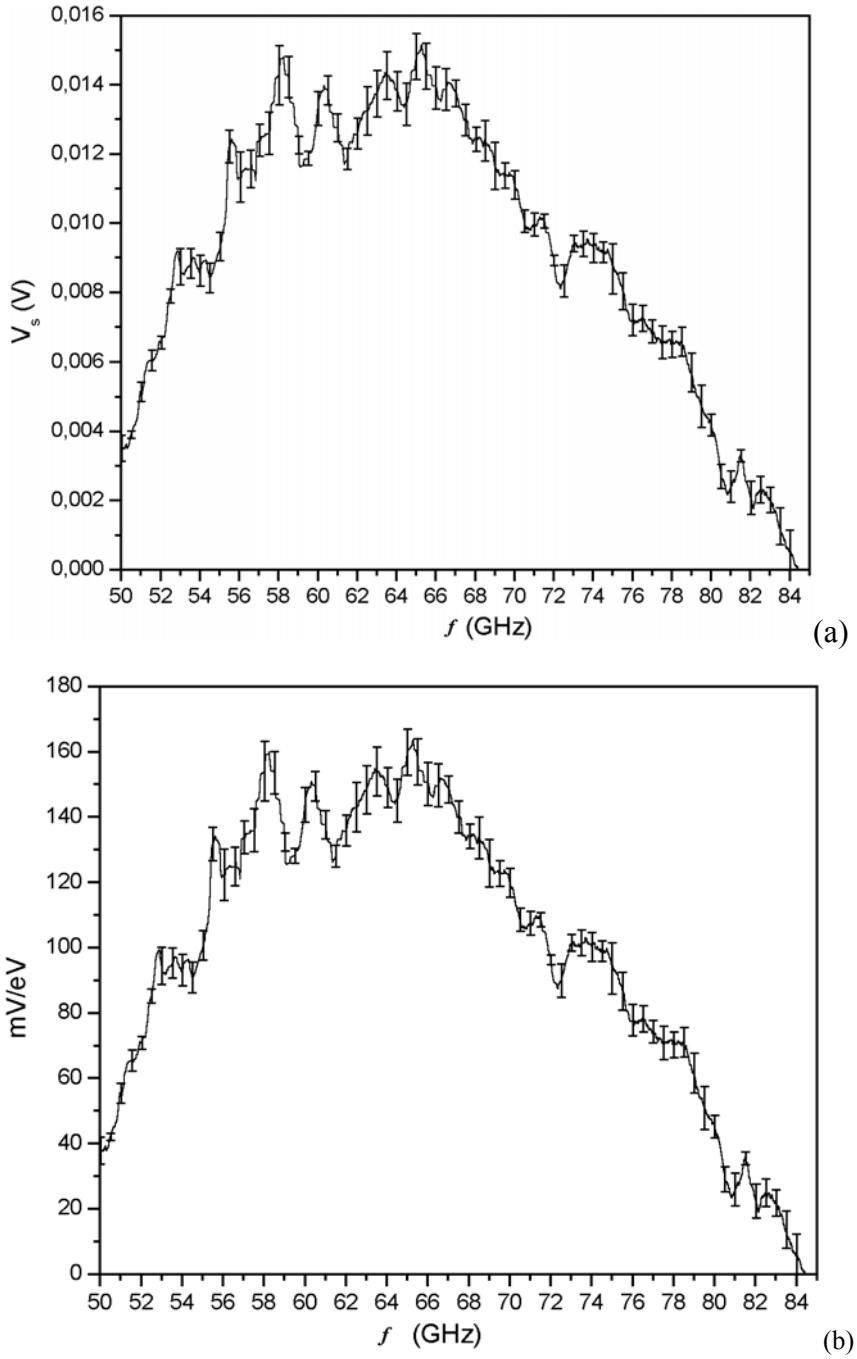


Fig. 4.25: (a) Curva da diferença entre as tensões de saída do radiômetro obtidas com os corpos quente e frio, em função da freqüência. Essa curva foi obtida a partir de cinco conjuntos de medidas independentes; (b) Curva de calibração absoluta do radiômetro.

A antena do sistema para detecção da radiação EC no TCABR foi instalada externamente ao vaso. Como a observação da radiação é feita através de uma janela de diagnóstico, foi necessário levar-se em consideração o efeito da absorção e reflexão da radiação pelo vidro da janela. Como a sensibilidade do radiômetro não é suficientemente grande para a calibração do radiômetro conjuntamente com o vidro, foi necessária a

obtenção em separado da curva de transmissão do vidro. Em Anexo é discutida a determinação experimental desse fator, bem como a sua dependência com a freqüência.

Finalmente, na Fig. 4.26 mostra-se a curva de calibração absoluta, obtida a partir da Fig. 4.25.(b) e do fator de atenuação devido ao vidro, para a faixa de freqüências do radiômetro.

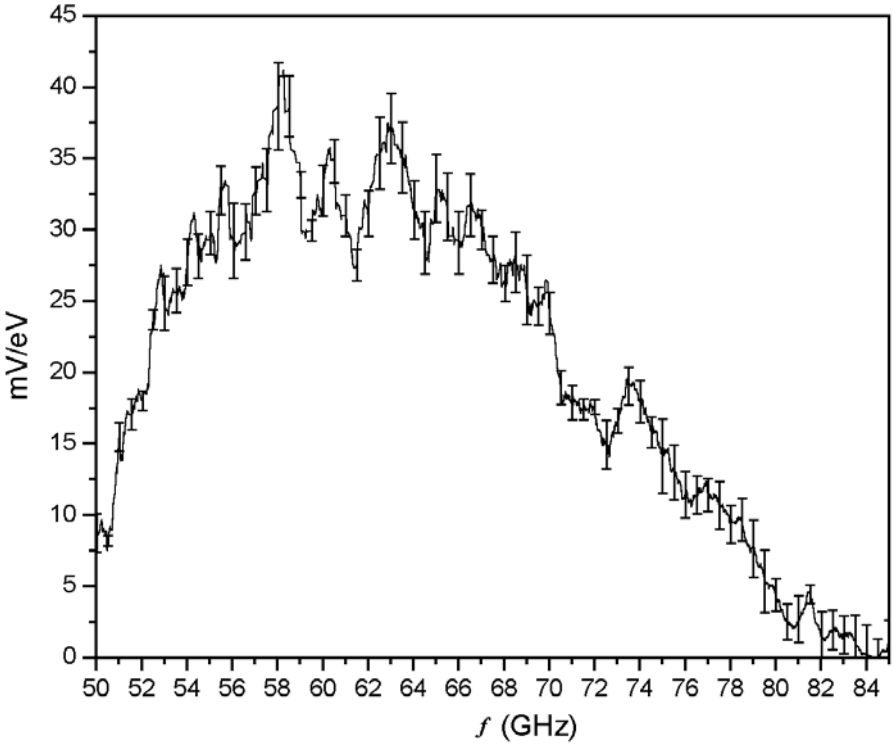


Fig. 4.26: Curva de calibração absoluta do radiômetro onde foi considerado o efeito do vidro da janela de diagnóstico.

Mostra-se aqui a curva de calibração absoluta, com a qual a temperatura de elétrons do plasma é obtida a partir do sinal em tensão na saída do radiômetro. A antena gaussiana encontra-se a uma distância entre 2 e 5 cm do vidro de modo que a posição da cintura do feixe gaussiano da antena esteja próxima do centro geométrico do vaso do TCABR.

Finalmente, no item seguinte, será completada a caracterização do sistema de detecção de radiação EC, determinando-se experimentalmente a figura de ruído do radiômetro e também do Gerador de Ruído interno.

4.7. Figura de ruído e sensibilidade.

As propriedades de ruído de um radiômetro fixam o limite inferior para a potência da radiação que pode ser detectada por este equipamento. Os sinais abaixo de um certo limite mínimo de potência serão completamente mascarados pelo ruído do sistema, não sendo mais possível a sua detecção. A figura de ruído (ou temperatura de ruído) é o parâmetro que determina os limites mínimos de operação do radiômetro.

A figura de ruído F é definida pela relação: (razão entre o sinal e o ruído na entrada) / (razão entre o sinal e o ruído na saída).

Seja $P_e = k_b T_0 \Delta f$ a potência de sinal na entrada do radiômetro de um sinal de ruído térmico de temperatura T_0 na entrada, conseqüentemente, a potência do sinal medida na saída do radiômetro será $G_r P_e \Delta f$, onde $\Delta f = B_{FI}$ é a largura de banda do radiômetro, e G_r é o ganho em potência do radiômetro. Além deste, tem-se que o radiômetro possui um ruído interno, gerado pelo próprio sistema, dado por $P_r = k_b T_{ruído} \Delta f$, onde $T_{ruído}$ é a temperatura de ruído equivalente do sistema. A potência total de ruído na saída do sistema é dada por $P_{saida} = G_r k_b T_0 \Delta f + P_{sr}$ onde $P_{sr} = G_r k_b T_{ruído} \Delta f$ é a potência de ruído interno do radiômetro medida na saída do sistema. Nessas condições, a figura de ruído será dada pela seguinte relação:

$$F = \frac{P_e / P_{ruído}}{G_r P_e / P_{saída}} = \frac{P_e / k_b T_0 \Delta f}{G_r P_e / G_r (k_b T_0 \Delta f + k_b T_{ruído} \Delta f)} = 1 + \frac{T_{ruído}}{T_0} \quad . \qquad (4.21)$$

Da expressão (4.21) tem-se que, a temperatura e a figura de ruído encontram-se relacionadas pela seguinte expressão:

$$T_{ruido} = (F - 1) T_0 \quad . \qquad (4.22)$$

Ou seja, a relação entre $T_{ruído}$ e F depende da escolha de T_0. Normalmente adota-se $T_0 = 290K$ ($17^0 C$). Nestas condições, o ruído de um radiômetro pode ser especificado por meio de $T_{ruído}$ ou F.

Nesta experiência, para a determinação experimental de $T_{ruído}$ ou de F, utilizou-se uma carga casada que é acoplada à entrada do radiômetro. A carga casada é basicamente um trecho de guia de onda onde, numa de suas extremidades, existe um absorvedor quase

perfeito para a faixa de freqüências de interesse. Essa carga é colocada a uma temperatura conhecida. Nesta experiência utilizou-se a temperatura do nitrogênio líquido (77 K) e a temperatura ambiente. A carga casada, nessas duas temperaturas, funciona ora como um corpo frio (quando imersa em nitrogênio líquido) ora como corpo quente (quando colocada à temperatura ambiente).

O *fator Y* é definido pela razão entre as potências detectadas pelo radiômetro, provenientes de dois corpos com temperaturas diferentes, sendo dado por:

$$fator \quad Y = \frac{P_{quente}}{P_{frio}} = \frac{T_{quente} + T_{ruido}}{T_{frio} + T_{ruido}} \quad , \tag{4.23}$$

onde P_{quente} é a potência detectada proveniente de um corpo quente (T_{quente} = 295 K), e P_{frio} é a potência detectada proveniente de um corpo frio (T_{frio} = 77 K).

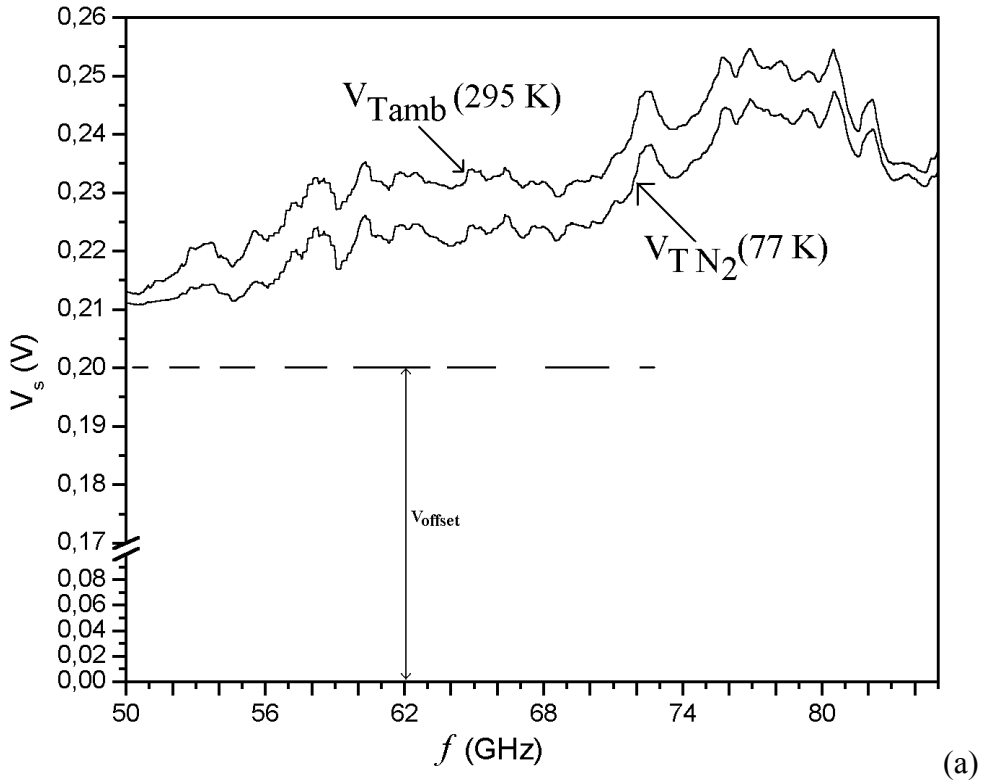
Dessa equação, obtêm-se a temperatura de ruído do radiômetro:

$$T_{ruido} = \frac{T_{quente} - T_{frio} Y}{Y - 1} \quad . \tag{4.24}$$

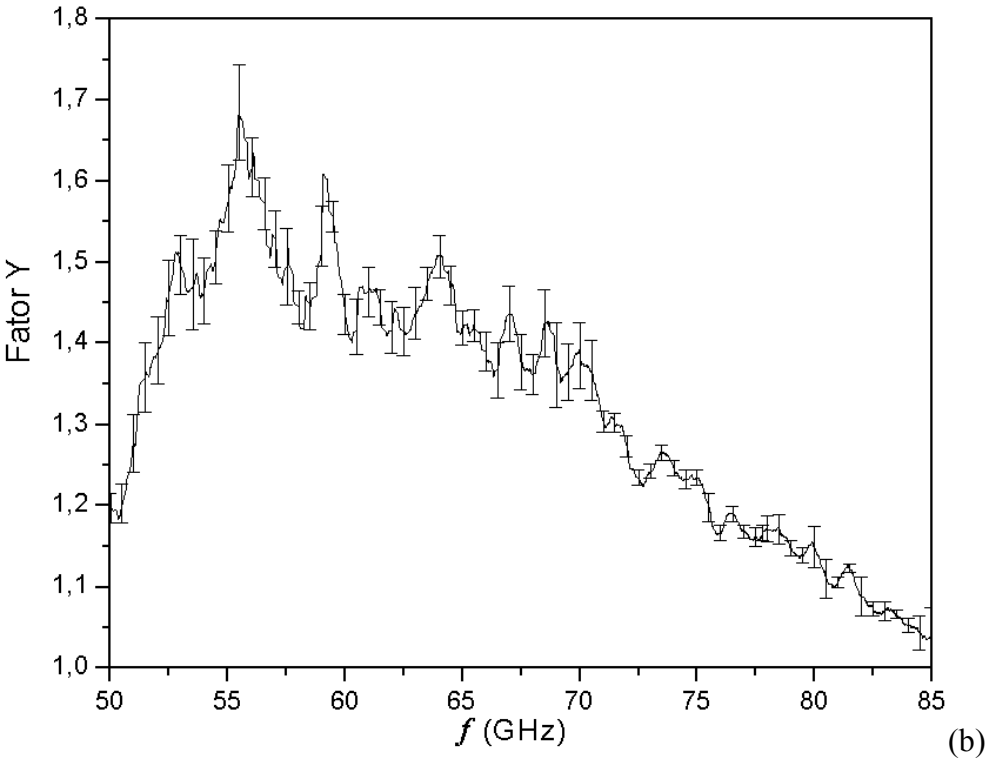
Portanto, a partir da medida das potencias detectadas pelo radiômetro para duas temperaturas conhecidas, T_{quente} e T_{frio}, determina-se o *fator Y* e, finalmente, a $T_{ruído.}$

Na Fig. 4.27.(a) mostra-se a tensão de saída do radiômetro, em função da freqüência, quando é medida a radiação da carga casada à temperatura ambiente e à temperatura do nitrogênio líquido. Na Fig. 4.27.(b) representa-se a curva para o *fator Y*, determinado pela relação (4.23), para seis medidas independentes e nas mesmas condições experimentais.

Na Fig. 4.28 mostramos a curva para a temperatura de ruído do radiômetro, obtida da expressão (4.24) e da curva para o *fator Y* representada na Fig. 4.27.(b).



(a)



(b)

Fig. 4.27: (a) Sinal de tensão na saída do radiômetro, para a carga casada na temperatura ambiente, T_{quente} = 295 K, e quando imersa no nitrogênio líquido, T_{frio} = 77 K; (b) Curva do *fator Y*, determinada a partir da equação (4.23) para seis medidas independentes e nas mesmas condições experimentais.

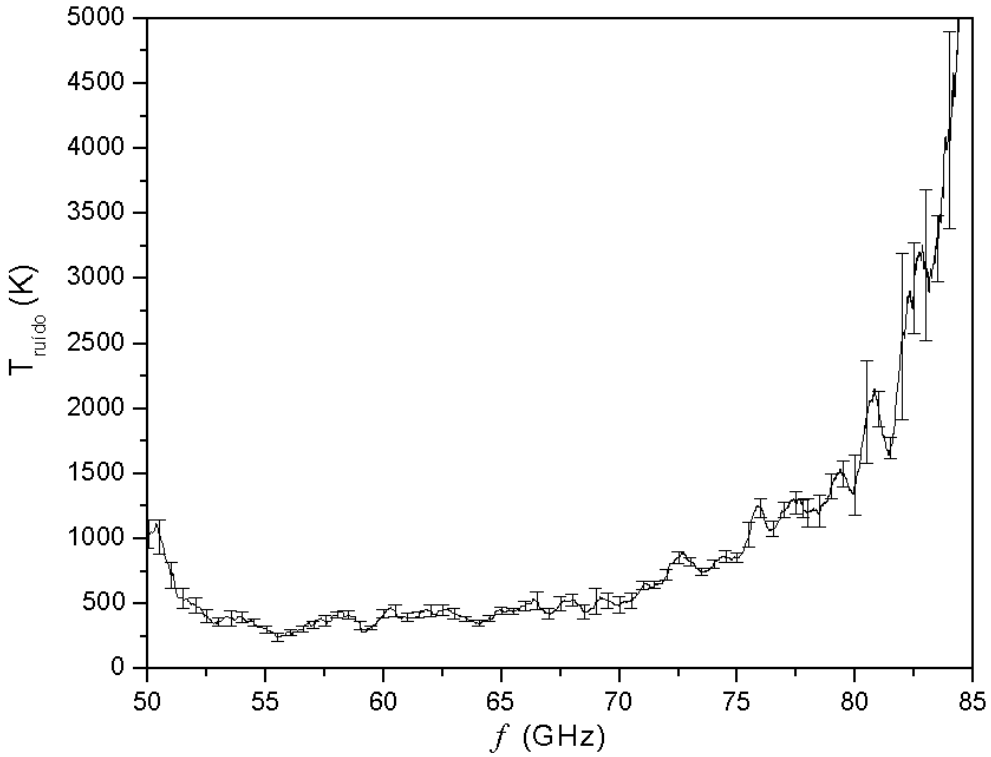


Fig. 4.28: Temperatura de ruído do radiômetro.

Finalmente, é estimada a sensibilidade ΔT do radiômetro, grandeza que está ligada à temperatura de ruído do radiômetro segundo a expressão [Har97]:

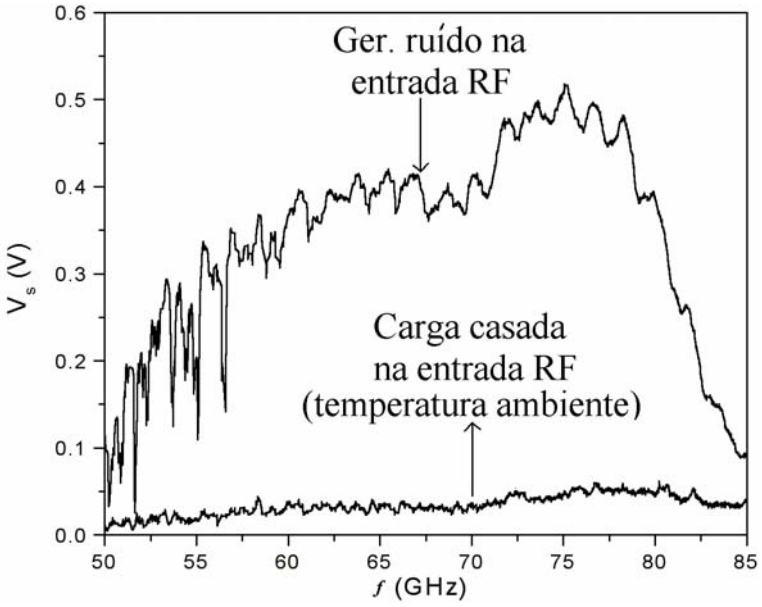
$$\Delta T = T_{ruido}\sqrt{\frac{2B_V}{B_{FI}}} \quad , \tag{4.25}$$

onde $B_{FI} \approx 1{,}1$ GHz (valor determinado no item 4.3), e $B_V \approx 100$ kHz é a largura de banda do amplificador de Vídeo (largura da banda do amplificador de vídeo normalmente utilizada nas medidas da EEC em regime tokamak). Substituindo estes valores na expressão (4.25), e para uma temperatura de ruído do radiômetro entre 250 K e 5000 K (ver Fig. 4.28), obtêm-se para ΔT valores entre 4 K e 67 K.

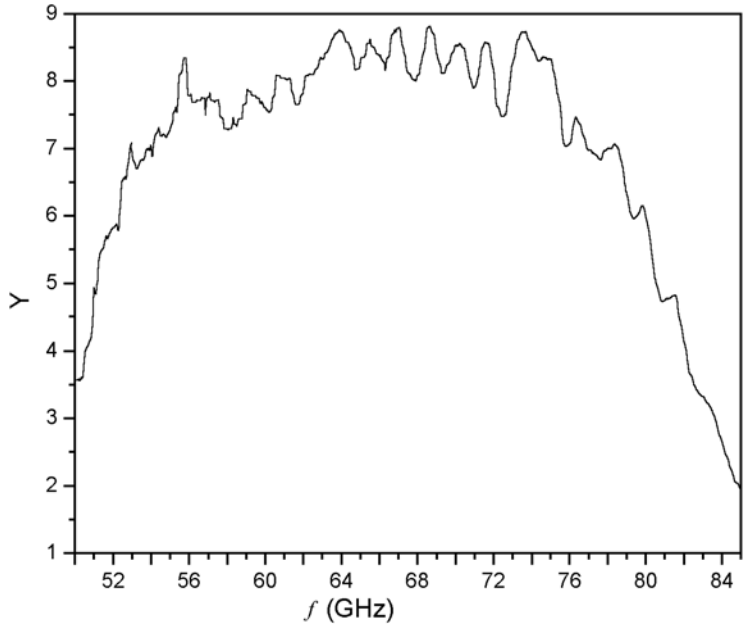
Pode-se ainda determinar a temperatura equivalente do Gerador de Ruído, usando a expressão (4.24), onde o corpo frio encontra-se à temperatura ambiente ($T_{frio} \approx 295$ K), $T_{ruído}$ é a temperatura de ruído do radiômetro, e assumindo-se que a temperatura do Gerador de Ruído equivale ao termo T_{quente}, nesta expressão. Na Fig. 4.29.(a) mostram-se as curvas de resposta em tensão do radiômetro, à temperatura ambiente, e do Gerador de

Ruído (colocado na Entrada RF do equipamento). Na Fig. 4.29.(b) mostra-se o *fator Y*, determinado a partir da expressão (4.23), e das curvas apresentadas em 4.29.(a).

Na Fig. 4.30.(a) mostramos a temperatura equivalente do Gerador de Ruído, T_{NS}, e na Fig. 4.30.(b) é apresentada a grandeza denominada Razão Equivalente de Ruído, *ENR* (*Equivalente Noise Ratio*), que freqüentemente é utilizada em lugar da temperatura de ruído ou da figura de ruído. Essa grandeza é determinada por $ENR = 10.\log[T_{NS}/(295\text{-}1)]$ [Leb73].

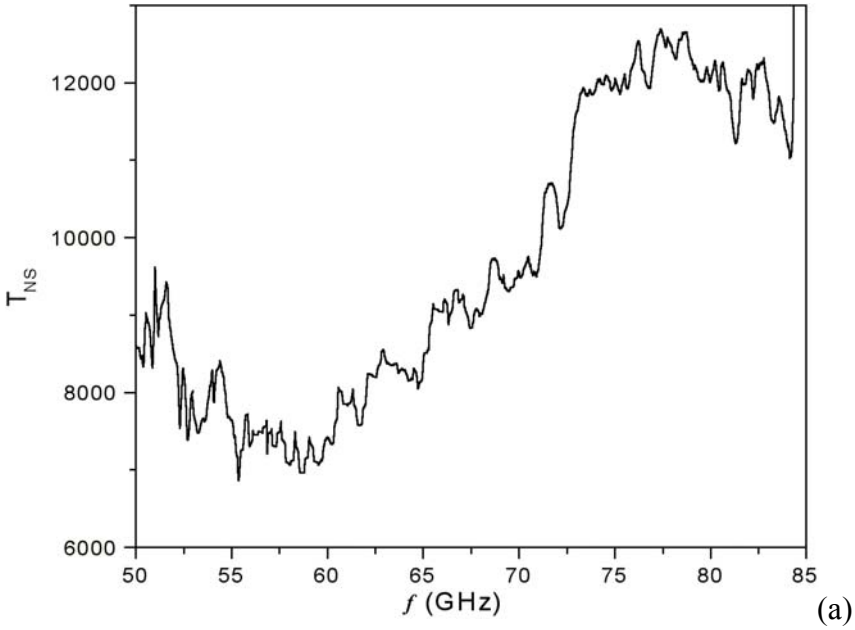


(a)

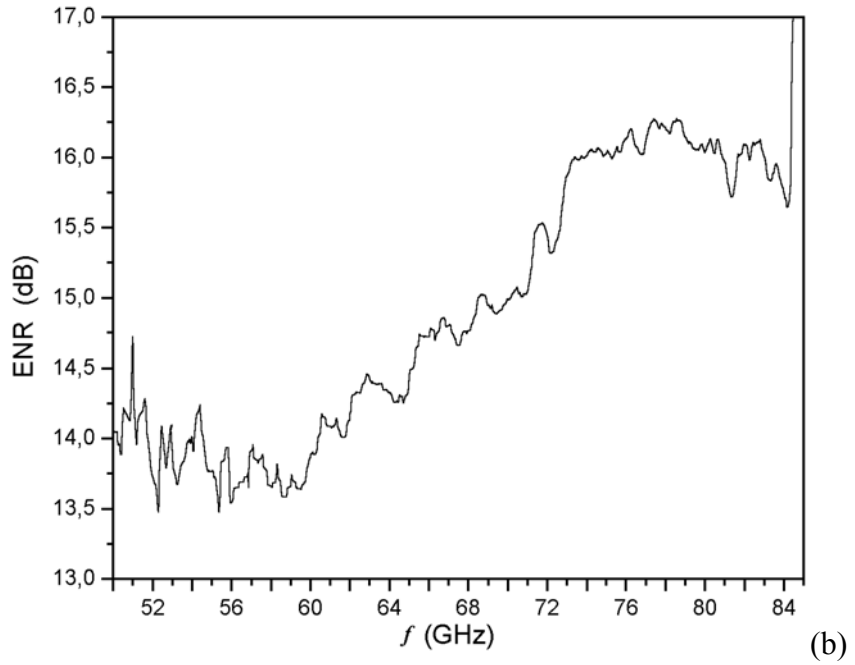


(b)

Fig. 4.29: (a) Curvas de tensão na Saída do radiômetro para a fonte de ruído instalada na entrada de RF e para a carga casada instalada na entrada de RF, à temperatura ambiente; (b) Curva para o *fator Y* obtido a partir das duas curvas mostradas em (a).



(a)



(b)

Fig. 4.30: (a) Temperatura do Gerador de Ruído, T_{NS}; (b) Razão equivalente de ruído (*ENR*- "*Equivalente Noise Ratio*") da fonte de ruído.

Da Fig. 4.30.(a) observa-se que a temperatura do Gerador de Ruído varia entre 6.900 K (para $f \approx 55$ GHz) e 12.800 K (para $f \approx 77$ GHz). Comparando os resultados apresentados na Fig. 4.30.(a) e na Fig. 4.28, pode-se concluir que a fonte de ruído apresenta uma temperatura ≥ 28 vezes a temperatura de ruído do radiômetro e, portanto

esta fonte pode ser utilizada como elemento auxiliar na verificação de possíveis variações na curva de calibração do radiômetro que podem ocorrer, por exemplo, devido às variações na resposta do *BWO*.

Neste capítulo discutiram-se alguns aspectos importantes do radiômetro que devem ser considerados nas medidas da radiação EC no TCABR. Fez-se um estudo sobre os parâmetros principais da antena. Discutiu-se a curva de calibração absoluta do radiômetro e analisou-se a estabilidade do equipamento em amplitude e freqüência. A temperatura de ruído do radiômetro e a temperatura do Gerador de Ruído foram experimentalmente determinadas. Foi feita uma estimativa do erro nas medidas da EEC provocadas pela temperatura de ruído do radiômetro. Alguns desses resultados são discutidos e apresentados na referência [Sil04].

Nos próximos capítulos serão mostrados resultados experimentais obtidos com o radiômetro aqui descrito e caracterizado. Na interpretação desses resultados utilizaremos o tratamento teórico descrito nos Capítulos 2 e 3.

Capítulo 5

Estudo das instabilidades dente de serra e de ruptura.

Neste capítulo é apresentado um estudo sobre os efeitos das instabilidades dente de serra e de ruptura a partir de medidas dos perfis temporais e radiais da temperatura eletrônica.

Inicialmente é feita uma descrição da formação e das características das ilhas magnéticas. Mostra-se através de um modelo simples, que as ilhas magnéticas modificam as propriedades de transporte do plasma nas regiões próximas delas. Essa modificação se reflete em alterações no perfil da temperatura eletrônica.

A seguir utilizam-se os resultados experimentais obtidos com o radiômetro de EEC e com bobinas de Mirnov para, assim, se obterem informações sobre a localização e a largura das ilhas magnéticas. Isso é feito para descargas ôhmicas e sem a presença da instabilidade dente de serra, ou seja, quando o fator de segurança no centro da coluna de plasma é maior que a unidade.

No final deste capítulo propomos um método novo para a determinação da posição e da largura das ilhas magnéticas, fazendo-se uso também das mudanças das propriedades de transporte causada pelas ilhas e do efeito da propagação do calor, do centro para a periferia da coluna de plasma, gerada pela instabilidade dente de serra.

5.1. Introdução.

Nas pesquisas em andamento em tokamaks, particularmente em grandes máquinas, as instabilidades *MHD* têm merecido especial atenção, pois estas provocam a degradação das condições de confinamento da coluna de plasma e, desta forma, impõem limitações nos valores da corrente de plasma e da pressão que poderão ser atingidas. Em experimentos realizados em máquinas tokamak é comum o aparecimento de instabilidades magneto-hidrodinâmicas (*MHD*) [Bat78] podendo estas degradar o confinamento ou até mesmo levar a destruição completa da coluna de plasma.

Algumas das instabilidades *MHD* estão associadas à energia do campo magnético e ao perfil da densidade de corrente como, por exemplo, as instabilidades de dobra (*kink instabilities*) e as instabilidades de ruptura (*tearing instabilities*). As primeiras são explicáveis pela teoria *MHD* ideal e as instabilidades de ruptura envolvem o modelo *MHD* resistivo.

As instabilidades de ruptura e de dobra, apesar de terem a mesma origem, no campo magnético, ocorrem em diferentes regimes de temperatura. Para temperaturas baixas, a resistividade do plasma é mais alta e as estabilidades de ruptura são importantes. Elas estão associadas à taxa com que as linhas de campo magnético são quebradas e re-conectadas para, assim, formarem as ilhas magnéticas. Para temperaturas do plasma elevadas, o efeito da resistividade é desprezível e a principal instabilidade aparece como deformações helicoidais na coluna do plasma (*kink modes*). As várias instabilidades *MHD*, que têm sido objeto de estudos, encontrando-se abordadas na literatura [Bat78].

As principais instabilidades resistivas [Wes87], que ocorrem em máquinas tokamak, são as instabilidades disruptivas, as instabilidades de ruptura e as instabilidades dente de serra.

A instabilidade disruptiva maior é caracterizada por uma abrupta expansão da coluna de plasma, resultando normalmente na destruição completa da coluna de plasma e também acompanhada por um forte pico negativo na tensão de enlace.

As oscilações dente de serra são instabilidades observadas no perfil temporal da temperatura eletrônica e que apresentam a forma de dente de serra. Para as regiões onde q é menor que um, observa-se um crescimento lento da temperatura eletrônica, seguida por uma queda abrupta no final dessa instabilidade. Para as regiões externas ao raio de inversão observamos um comportamento oposto, com um aumento rápido no perfil da temperatura e

queda lenta. Este comportamento está relacionado com um processo difusivo de calor do centro da coluna de plasma para a periferia. A condição necessária para o aparecimento desta instabilidade é que o fator de segurança no centro da coluna de plasma seja menor que um, $q_0 < 1$. O raio onde $q = 1$ é chamado por raio de inversão, $r_s = r_{(q=1)}$.

Finalmente, a instabilidade de ruptura é originada pela presença de uma resistividade finita da coluna de plasma, fazendo com que as linhas de campo magnético sejam quebradas e reconectadas na região das superfícies ressonantes. O aspecto mais interessante, associado a essas instabilidades, é a formação de ilhas magnéticas em torno das superfícies racionais.

Na Fig. 5.1 é representado um desenho esquemático das superfícies de fluxo de uma ilha magnética. As superfícies de fluxo reconectadas encontram-se fechadas em torno de um novo eixo magnético (ponto O). A última superfície reconectada, que separa a ilha magnética das superfícies de fluxo levemente deformadas, é chamada de separatriz da ilha magnética. Os pontos onde ocorrem as reconexões das linhas de campo magnético são chamados de pontos X. A largura da ilha magnética, *W*, é dada pela distância máxima entre duas linhas de campo magnético que pertencem à separatriz. As ilhas magnéticas ocorrem nas superfícies racionais, isto é quando $q(r = r_s) = m/n$.

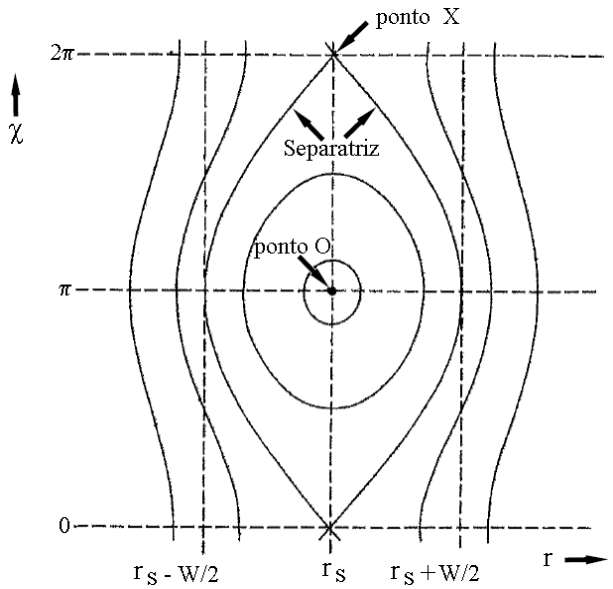


Fig. 5.1: Desenho esquemático de uma ilha magnética com largura *W*. Na horizontal tem-se a posição radial e na vertical o ângulo χ. As linhas de fluxo do campo magnético encontram-se centradas em torno do ponto *O* e reconectadas nos pontos *X* da ilha magnética.

Numa superfície racional com $q_s = m/n$, em uma situação de equilíbrio, temos que as linhas de campo têm a forma de uma hélice que passa por um mesmo ponto após um número inteiro de voltas nas direções poloidal e toroidal. Uma expressão para a perturbação é escrita na forma $e^{im\chi}$, com $\chi = \theta - \frac{n}{m}\phi$, sendo θ o ângulo poloidal e ϕ o ângulo toroidal.

Uma perturbação no campo radial com variação senoidal ao longo de χ na forma $B_r = \tilde{B}_r \sin(m\chi)$ onde $\tilde{B}_r$ (que depende de r) é a intensidade da perturbação, faz com que as linhas se re-conectem formando ilhas, como é mostrado na Fig. 5.1. É interessante notar que a existência de uma perturbação radial, formando ilhas, somente é possível se a condutividade do plasma for finita [Bat78].

Nessas condições, a equação que define as linhas de campo em torno dessa superfície ressonante (em $r = r_s$) onde se localiza uma ilha magnética, é dada por [Wes87]:

$$\frac{dr}{r_s d\chi} = \frac{B_r}{B^*} \quad , \tag{5.1}$$

Considerando-se apenas variações em θ, ou seja, examinando as ilhas num plano poloidal, tem-se que o campo de equilíbrio B^*, visto a partir da superfície ressonante [Bat78] em r_s, e também assumindo pequenos valores para $(r - r_s)$, é dado por:

$$B^* = -\left[B_\theta \frac{q'_{r_s}}{q_{r_s}} (r - r_s) \right] \quad . \tag{5.2}$$

onde q' é a derivada do fator de segurança $q(r)$ em relação a r.

Das expressões (5.2) e (5.1) obtêm-se:

$$-(B_\theta \frac{q'_{r_s}}{q_{r_s}})(r - r_s)dr = r_s \tilde{B}_r sin(m\chi)d\chi \quad . \tag{5.3}$$

Assumindo que $\tilde{B}_r$ é constante sobre a extensão radial da ilha e integrando a relação acima obtêm-se uma expressão que dá $z = r - r_s$ (distância radial entre o ponto considerado e a superfície racional) em função de χ:

$$z^2 = \frac{W^2}{8}[\cos(m\chi) - \cos(m\chi_0)] \quad , \tag{5.4}$$

sendo que a largura da ilha magnética é dada por:

$$W = \left[4\left(\frac{rq\tilde{B}_r}{mq'B_\theta}\right)^{1/2} \right]_{r=r_s} \quad . \tag{5.5}$$

Os efeitos dessas ilhas magnéticas podem ser registrados a partir de oscilações que aparecem no campo magnético (oscilações de Mirnov) e que são detectadas externamente por meio de bobinas colocadas ao redor do vaso (bobinas de Mirnov) [Mir71]. O valor do campo magnético perturbativo, $\tilde{B}_r$, associado à ilha magnética localizada na superfície racional r_s, pode ser medido pelas bobinas de Mirnov utilizando-se a relação [Mil93]:

$$\tilde{B}_{r,b} = \tilde{B}_r\left(\frac{r_s}{r_b}\right)^{m+1} \quad , \tag{5.6}$$

onde r_b é a distância da bobina de Mirnov em relação ao centro da coluna de plasma, e $\tilde{B}_{r,b}$ é o campo detectado pela bobina de Mirnov.

As oscilações de Mirnov com números poloidais $m \geq 6$ são freqüentes no início das descargas tokamak. No decorrer da descarga diminuem para os modos poloidais $m = 2$, $m = 3$ e $m = 4$ [Bat78].

Outro tipo de instabilidade resistiva, observada em máquinas tokamak, é a instabilidade dente de serra, que tem esse nome devido às oscilações terem a forma de dente de serra que aparecem, por exemplo, no sinal de temperatura detectado por um radiômetro de EEC. Ou seja, o perfil temporal da temperatura central, quando observado por um diagnóstico, tem a forma de um dente de serra com um aumento lento e aproximadamente linear, seguido de uma queda brusca. Para ilustrar esse processo, na

Fig. 5.2.(a) é mostrado o perfil radial da temperatura antes e após o colapso do dente de serra no tokamak DIII-D [Aus02] e na Fig. 5.2.(b) é mostrado o comportamento do perfil temporal da temperatura eletrônica para diferentes posições radiais (de $\rho = r/a \approx 0{,}08$ até $\rho \approx 0{,}76$). Observa-se que, nas regiões onde $q < 1$, os perfis temporais da temperatura apresentam um crescimento lento seguido por uma queda abrupta. Para as regiões externas, onde $q > 1$, tem-se um comportamento inverso. Na região onde $q \approx 1$ a amplitude do dente de serra é aproximadamente nula. Este comportamento, observado nos perfis da T_e, indica que se tem um processo de difusão de calor do centro para a periferia da coluna de plasma [Goe74].

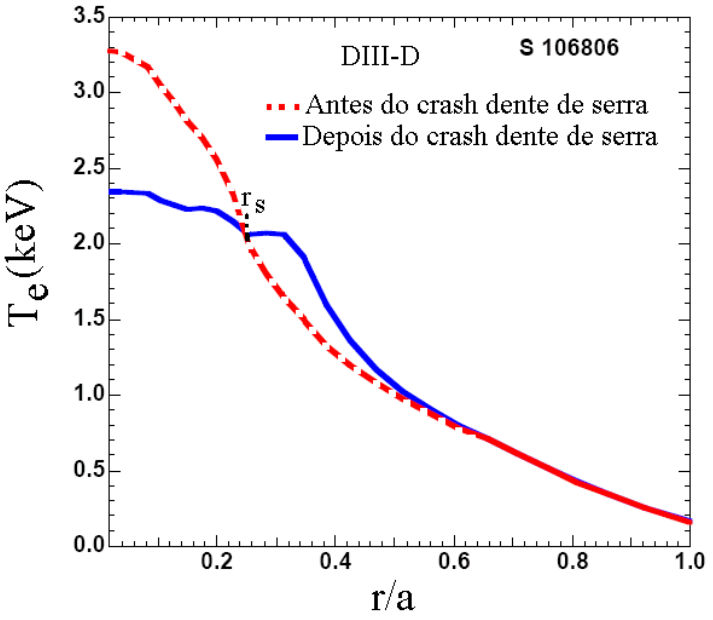
O aumento progressivo do valor de temperatura na região central da coluna de plasma é explicado pelo efeito do aquecimento ôhmico [Jah78], enquanto que a queda abrupta está associada com a instabilidade dente de serra, que se forma na superfície magnética $q = m/n = 1/1$.

Depois da descrição de alguns aspectos relacionados com as ilhas magnéticas, será feita uma análise, de uma forma qualitativa, dos efeitos que estas causam nas propriedades de transporte do plasma. As teorias relacionadas com mudanças das propriedades de transporte pelas ilhas magnéticas estão descritas em detalhes, por exemplo, nas referências [Fit95, Mik05].

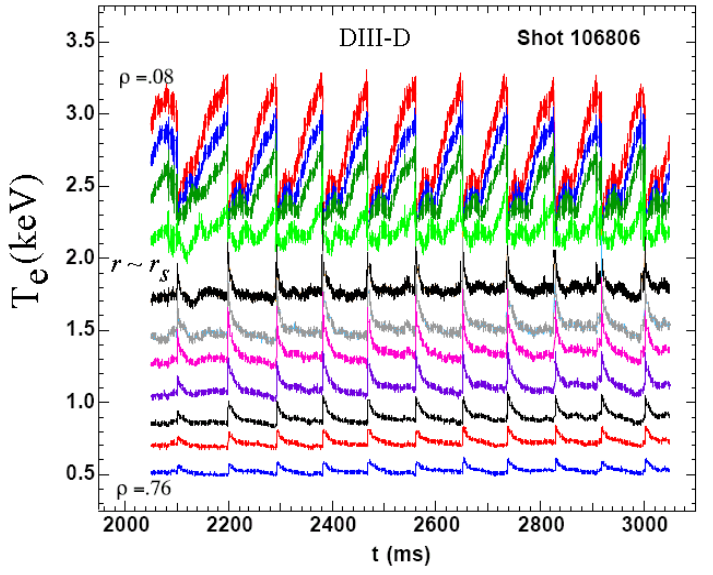
Sabe-se que, o principal efeito do campo magnético no plasma é uma redução do transporte das cargas elétricas na direção perpendicular ao campo, o que pode ser visto pela teoria clássica de transporte em plasmas magnetizados [Bra65]. Devido às colisões entre as cargas, a difusão na direção perpendicular ao campo magnético se dá por passos da ordem do raio de Larmor, ρ_L, sendo que o coeficiente de difusão clássico é da ordem de $\chi_c \approx \nu_{ei}\rho_L^2 \propto T_e^{-1/2} B_T^{-2}$, onde ν_{ei} é a freqüência de colisão elétron-íon. Vê-se, portanto, que o confinamento é melhorado com o aumento do campo magnético (diminuição do raio de Larmor) e da temperatura (redução da freqüência de colisões).

Existem outros fatores decorrentes, por exemplo, da geometria toroidal e da não uniformidade do campo magnético em máquinas tokamak, que fazem aumentar o coeficiente de difusão acima do valor estimado pela teoria clássica. Para uma situação de um campo magnético com simetria axial temos a teoria de transporte neoclássica [Wes87] onde os efeitos da curvatura e da dependência radial do campo magnético são considerados. Nesse modelo têm-se três regimes de transporte: banana, platô e colisional (*Pfirsch-Schluter*).

Entretanto as estimativas feitas a partir dos coeficientes neoclássicos estão ainda subestimadas quando comparadas com os resultados experimentais obtidos em máquinas tokamak. Vários são os efeitos que podem explicar essas diferenças, por exemplo, têm-se os efeitos devido às flutuações do campo magnético (turbulência), às ondulações do campo magnético toroidal, às configurações caóticas das linhas de campo magnético, etc [Dol00].



(a)



(b)

Fig. 5.2: Ilustração da instabilidade dente de serra observada nos perfis da T_e, no tokamak DIII-D: (a) perfil radial da T_e antes e imediatamente após o colapso da temperatura eletrônica. No ponto onde r = r_s = $r_{(q\,=\,1)}$ ocorre a inversão do dente de serra; (b) Perfil temporal da T_e para várias posições da coluna de plasma, no qual se observar o comportamento do dente de serra na região central da coluna (q < 1) e na região periférica onde há uma inversão do dente de serra (q >1) [Aus02].

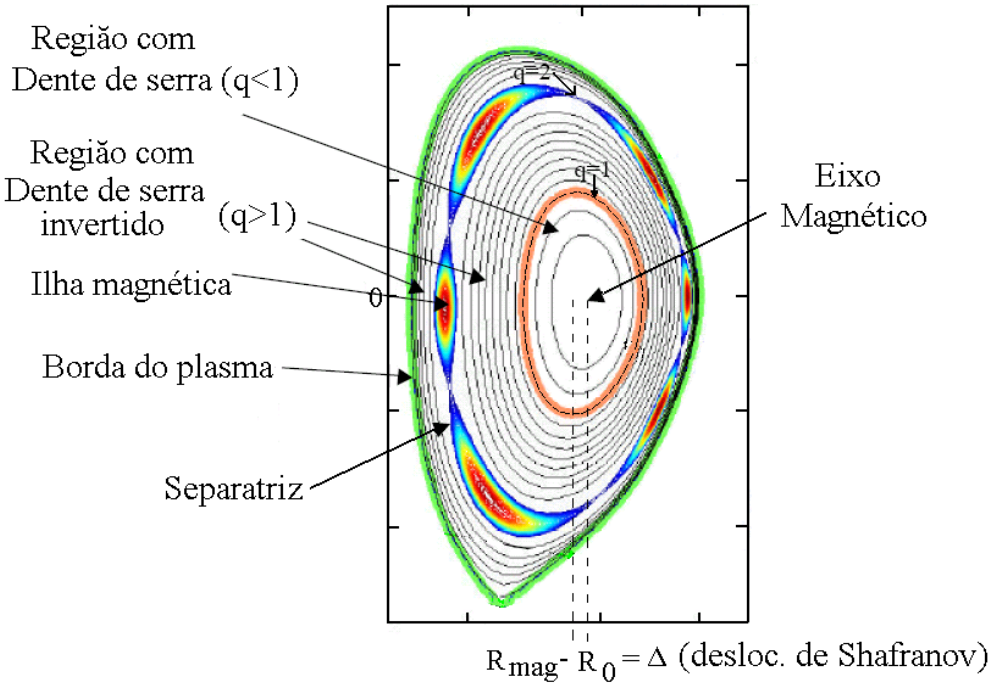


Fig. 5.3: Desenho das linhas de campo magnético do plasma para uma seção poloidal da coluna onde é destacada a superfície racional q = 2. É mostrada uma ilha m = 6 e n = 3. As oscilações dente de serra são detectadas fora da superfície q = 1. Vê-se também o deslocamento de Shafranov Δ resultante do efeito de deslocamento das superfícies de campo magnético devido à curvatura do campo toroidal nas máquinas Tokamak.

Vários trabalhos indicam que a presença das ilhas magnéticas pode levar a mudanças nas propriedades de transporte do plasma, modificando os perfis radiais da temperatura e da densidade eletrônica nas regiões próximas das superfícies racionais. Além disso, têm-se trabalhos experimentais mostrando que esses perfis se tornam mais planos [Nav92] indicando um aumento da condutividade térmica nessa região. Também, na região das ilhas, são observadas variações nos perfis temporais de temperatura quando vistos, por exemplo, a partir de medidas de T_e registradas por um radiômetro sintonizado nessa região [Vri97].

Deste modo, a temperatura eletrônica poderá ser representada por:

$$T_e(r) = T_0(r) + \tilde{T}_e(r) \quad , \tag{5.7}$$

onde $T_0(r)$ é o perfil médio de temperatura de equilíbrio e $\tilde{T}_e(r)$ é a perturbação devida à existência das ilhas magnéticas. A expressão (5.7) indica que, devido à presença das ilhas,

o perfil de temperatura $T_e(r)$ se desvia de $T_0(r)$ pela perturbação $\tilde{T}_e(r)$. Esse comportamento pode ser explicado por mecanismos peculiares de transporte de calor.

Considerando-se a presença das ilhas magnéticas e seus efeitos nos coeficientes de condutividade térmica na direção paralela e perpendicular ao campo magnético toroidal, $\kappa_{//}$ e $\kappa_{\perp}$ respectivamente, pode-se tentar explicar alguns comportamentos observados nos perfis de T_e.

O fluxo de calor transportado pelos elétrons, $\vec{q}_e$, é dado por pela lei de Fourier [Bra65]:

$$\vec{q}_e = -k_{//}\nabla_{//}T_e - k_{\perp}\nabla_{\perp}T_e \quad , \tag{5.8}$$

onde aqui o fluxo é dividido nas direções paralela e perpendicular ao campo magnético.

Em regiões do plasma em que não há fontes ou sorvedouros de calor, isto é fora da região central ou da região da borda do plasma, tem-se:

$$\nabla.\vec{q}_e = 0 \quad , \tag{5.9}$$

que juntamente com a expressão (5.8) obtêm-se:

$$k_{//}\nabla^2_{//}T_e + k_{\perp}\nabla^2_{\perp}T_e = 0 \quad , \tag{5.10}$$

sendo que aqui é admitido que $\kappa_{//}$ e $\kappa_{\perp}$ são constantes.

Na Fig. 5.4 é ilustrado o efeito exercido pelas ilhas magnéticas no fluxo do calor. Pode-se ver, da figura, as direções preferenciais de escoamento do calor ao redor das ilhas magnéticas (indicadas pelas setas). O transporte de calor ao redor da ilha magnética, do lado interno da superfície racional, (ou seja, $r < r_s$) para o lado externo da superfície,($r > r_s$) ocorre ao longo de uma camada superficial localizada sobre a separatriz da ilha magnética (região cinza da figura). Esse fluxo atravessa a superfície racional na região do ponto X da ilha. Vê-se assim que o efeito das ilhas magnéticas é o de “curto-circuitar” o caminho do fluxo do calor aumentando assim o fluxo global perpendicular às superfícies racionais e, conseqüentemente, achatando o perfil médio da temperatura eletrônica nessa região.

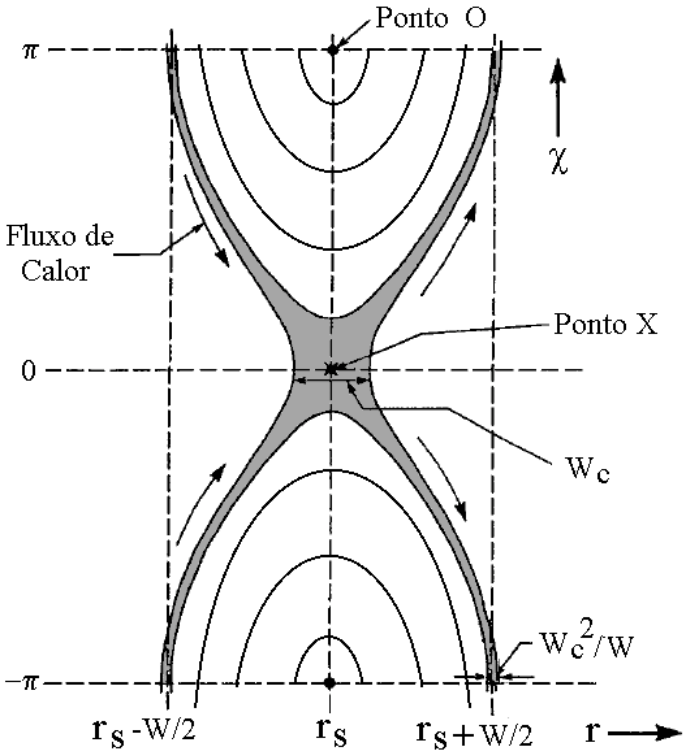


Fig. 5.4: Superfícies de fluxo magnético e de calor dentro e próximo a uma ilha magnética de largura W, sendo W_c a largura crítica da ilha.

A Fig. 5.4 mostra que a espessura da camada em volta da ilha magnética, onde ocorre o escoamento de calor, é máxima no ponto X, onde tem largura W_c (largura crítica), e mínima na região do ponto O valendo $(W_c)^2/W$. Para ilhas pequenas, a largura crítica é muito maior que a largura da ilha magnética e, conseqüentemente, não ocorrerá o achatamento no perfil de temperatura [Vri97].

O fluxo de calor ao redor da borda da ilha é dado por [Fit95]:

$$q_{//} = \frac{\pi}{m}\kappa_{\perp} r_s T_0' \quad , \tag{5.11}$$

onde T_0' é o gradiente da temperatura próximo da superfície racional de modo poloidal *m*.

O fluxo de calor canalizado para a região do ponto X através da separatriz, q_X, é dado por:

$$q_X = -\frac{2\pi}{m}\kappa_{\perp} r_s T_0' \quad . \tag{5.12}$$

Esse fluxo é igual ao fluxo perpendicular ao campo $q_\perp$ fora da separatriz. O fator 2, nessa expressão, deve-se ao fato de que o fluxo de calor que atravessa a região do ponto X, q_X , é a soma dos dois fluxos paralelos $q_{//}$ (ver eq. 5.11) que escoam ao redor das duas superfícies da ilha magnética adjacentes ao ponto X. Para o processo de transporte envolvendo ilhas magnéticas, as condutividades térmicas paralela e perpendicular, $k_{//}$ e $k_\perp$, nas regiões próximas das ilhas são dadas por [Fit95]:

$$k_{//} \sim n_e V_e \lambda_{//} \qquad \text{e,} \qquad (5.13)$$

$$k_\perp \sim \frac{n_e a^2}{6\tau_E} \qquad , \qquad (5.14)$$

na qual V_e = 4,19.10^5(T_e)$^{1/2}$ é a velocidade térmica dos elétrons, τ_E é o tempo de confinamento anômalo de energia global obtido por leis de escala, $\lambda_{//} = (mrWq' / R_0 q)_s$ e q' é a derivada espacial de q. Substituindo alguns dos valores típicos para o tokamak TCABR nas expressões (5.11) e (5.12), para a superfície racional q = 2 localizada em $r \approx$ 10 cm, obtêm-se para $\kappa_{//} \approx$ 1,55.10^{26} [m^{-1}s^{-1}], $\kappa_\perp \approx$ 5.10^{19} [m^{-1}s^{-1}] e $\kappa_{//}/\kappa_\perp \approx$ 9.10^6, valores bastante razoáveis se comparado com estimativas feitas para máquinas do mesmo porte do TCABR [Fit95].

A parte perturbada de $T_e(z)$, isto é $\tilde{T}_e(z)$ onde $z = r\text{-}r_s$, é obtida calculando-se as derivadas parciais da equação diferencial (5.10). Fisicamente esses perfis dependem da competição entre as condutividades de calor nas direções paralela e perpendicular. Essa questão é discutida nos modelos teóricos de Fitzpatrick [Fit95] e de Gates [Gat97]. Esses dois modelos apresentam resultados similares, contudo são embasados em discussões físicas um pouco diferentes. Desses modelos, tem-se que os perfis radiais para as regiões próximas $\tilde{T}_e^{(c)}(z)$ ($z < W/2$), e afastadas $\tilde{T}_e^{(f)}(z)$ ($z > W/2$) das ilhas magnéticas, são dados por:

$$\tilde{T}_e^{(c)}(z) = -C^{te}\left(\frac{W}{W_c}\right)^2 T_0' z \qquad \text{e} \qquad (5.15)$$

$$\tilde{T}_e^{(f)}(z) = \frac{-W^2 T_0'}{16z} \quad , \tag{5.16}$$

onde T_0' é a derivada radial do perfil médio.

As expressões (5.15) e (5.16) podem ser fundidas em uma só função, obtendo-se:

$$\tilde{T}_e(z) = -\frac{1}{16}\frac{W^2 T_0' z}{z^2 + C^{te} W_c^2} \quad . \tag{5.17}$$

No item seguinte são apresentados os perfis experimentais para T_e e $\tilde{T}_e$ obtidos numa descarga do TCABR, na qual as oscilações de Mirnov são observadas simultaneamente com as medidas de temperatura obtidas com o radiômetro. Com essas medidas determina-se a localização da superfície racional e a largura da ilha magnética associada ao modo dominante.

5.2. Determinação da localização da superfície racional e da largura da ilha magnética.

Neste item são apresentados os resultados experimentais obtidos para descargas ôhmicas, nas quais as oscilações de Mirnov são observadas simultaneamente nos perfis temporais da EEC e nas perturbações do campo magnético (medidas pelas bobinas de Mirnov). A freqüência do *BWO* foi varrida, durante o mesmo disparo, de forma a se obter o perfil radial da T_e. A partir desse perfil foi possível ver também a perturbação $\tilde{T}_e$ devida à presença das ilhas magnéticas. A varredura em freqüência do radiômetro foi feita para doze diferentes freqüências, correspondentes a pontos localizados desde o centro até a periferia do plasma. Foram feitas várias medidas para descargas bastante reprodutíveis que indicaram a existência de uma perturbação no perfil radial de T_e em torno de $r \approx 9{,}5$cm. Isso mostrou que as medidas se deveriam concentrar na região 6cm < r < 14cm para assim melhor definir-se a forma da perturbação.

Na Fig.5.5 apresenta-se o perfil radial da temperatura eletrônica para as 12 posições radiais. A linha pontilhada representa o perfil médio no qual foram ajustados os pontos experimentais a um perfil parabólico do tipo mostrado na expressão. (2.8). As linhas com

pontos O e X foram obtidas a partir dos valores na temperatura eletrônica, respectivamente para o máximo e mínimo das oscilações. Da figura vê-se um achatamento no perfil da temperatura eletrônica para 9 cm < r < 10 cm indicando a possível existência de uma ilha magnética nessa região. Tem-se também que na região 6 cm < r < 9 cm, a derivada radial da temperatura eletrônica é $T'_0 \approx 35$ eV/cm e, na região da ilha, $T'_0 \approx 14$ eV/cm.

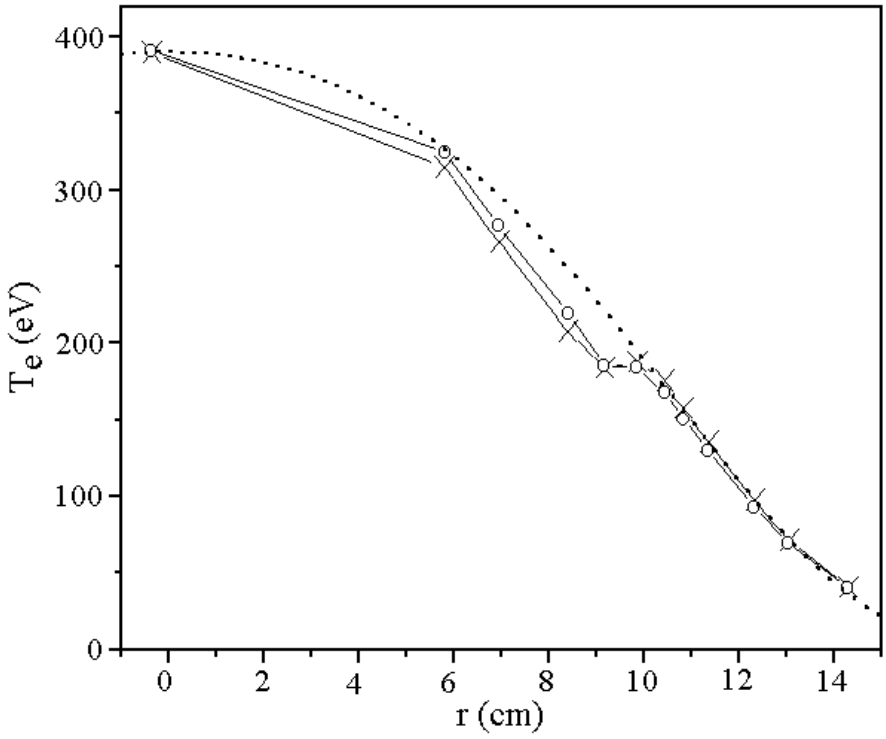


Fig. 5.5: Perfil radial da temperatura de elétrons obtido a partir do sinal da EEC para 12 posições diferentes. A linha pontilhada é o perfil médio ajustado para $T_0(r)$. As linhas com pontos O e X foram obtidas a partir das oscilações de Mirnov no sinal de EEC respectivamente para o máximo e mínimo das oscilações (mostradas na Fig. 5.7). Vê-se um achatamento no perfil da temperatura eletrônica na região 9 cm < r < 10 cm indicando a possível existência de uma ilha magnética nessa região.

Na Fig. 5.6 apresentam-se dois perfis temporais; um deles é o sinal de uma bobina de Mirnov e o outro o sinal do radiômetro para as doze freqüências correspondentes às posições da coluna de plasma e indicadas na Fig. 5.5. No sinal do radiômetro, e para cada posição radial, observam-se de três a quatro oscilações no sinal da temperatura eletrônica com freqüência idêntica às observadas nos sinais da bobina Mirnov. Observa-se também que a amplitude das oscilações dos sinais nas bobinas de Mirnov mantiveram-se aproximadamente constantes durante a varredura para todas as posições (tempo total de

varredura ≈ 5,9 ms). Da análise espectral de Fourier dos sinais medidos pelas bobinas de Mirnov mostrou-se a existência de um modo dominante, com uma freqüência de ≈ 11,7 kHz. O deslocamento horizontal e vertical da coluna de plasma manteve-se praticamente constante durante o intervalo de tempo da descarga aqui analisado.

Comparando os dois perfis temporais e comparando as oscilações detectadas pela bobina de Mirnov com as do sinal de EEC, observa-se que a fase entre os dois sinais altera-se em $r \approx 9{,}5$cm. Antes e depois dessa posição tem-se uma diferença de fase de $\approx 180^0$, como pode ser observado pela figura. Essa é mais uma indicação da presença de uma superfície racional em $r \approx 9{,}5$ cm.

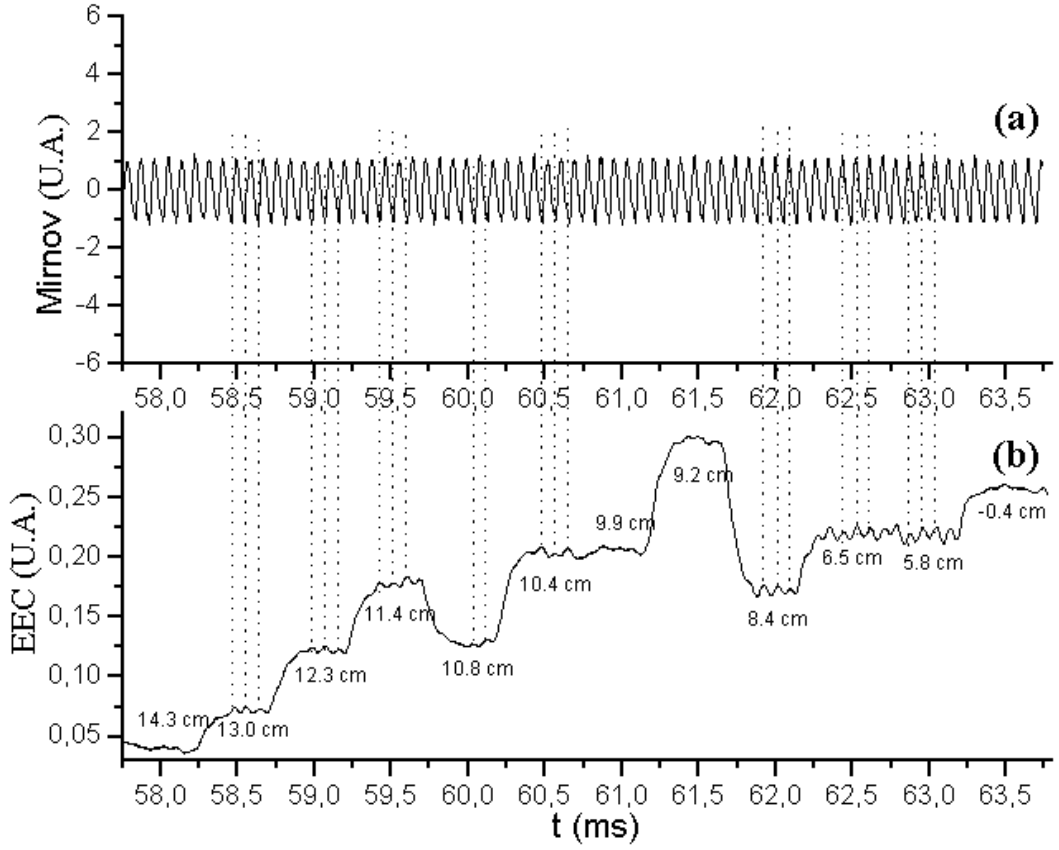


Fig. 5.6: Perfis temporais, para o mesmo disparo, observados (a) bobina de Mirnov e (b) no sinal da EEC para 12 posições radiais da coluna de plasma indicadas na figura. Note que a inversão de fase ocorre, entre as oscilações, dos dois sinais, em $r \approx 9{,}5$cm.

Na Fig. 5.7 mostra-se o perfil radial da perturbação da temperatura $\tilde{T}_e(r)$. A distância radial entre as posições onde $\tilde{T}_e(r)$ são máximas (em módulo) é de $W \approx 2$ cm, e conforme pode ser visto na figura, esse valor corresponde aproximadamente à largura da

ilha magnética. Para a posição em $r_s \approx 9{,}5$ cm, onde $\tilde{T}_e$ muda de sinal, corresponde à localização da superfície racional.

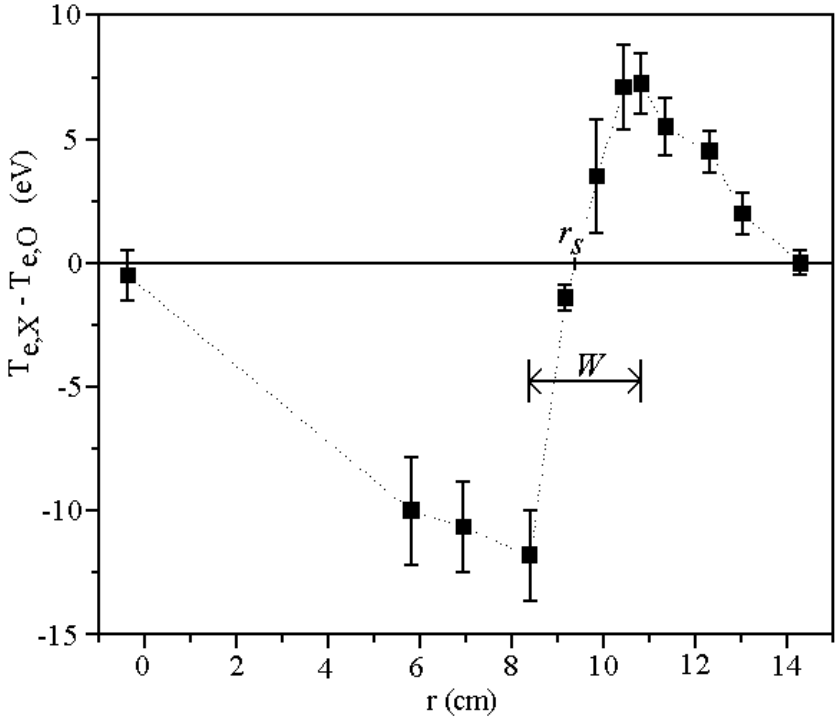


Fig. 5.7: Perfil radial das amplitudes de oscilação em T_e, $\tilde{T}_e \equiv T_{e,X} - T_{e,O}$, devido à presença de uma ilha magnética localizada em $r_s \approx 9{,}5$ cm.

Da Fig. 5.7 observa-se também que a amplitude máxima para $\tilde{T}_e(r)$ é de ≈ 12 eV.

Dos resultados aqui apresentados pode-se então concluir que a posição e a largura das ilhas magnéticas podem ser estimadas, para descargas ôhmicas obtidas no tokamak TCABR, a partir da medida da temperatura eletrônica T_e. O valor da largura da ilha magnética, obtido a partir das medidas da T_e e de $\tilde{T}_e$, foi comparado com o resultado obtido pelas bobinas de Mirnov, tendo-se obtido uma razoável concordância entre ambos [Fon05].

No item seguinte é proposto um novo método para a determinação da posição e da largura das ilhas magnéticas a partir da detecção das oscilações dente de serra.

5.3. Determinação da posição e da largura das ilhas magnéticas a partir das oscilações dente de serra.

Neste item são mostrados os resultados experimentais obtidos em descargas térmicas no TCABR nos quais as oscilações dente de serra são observadas nos perfis temporais da EEC. Conforme visto, essas oscilações são devidas à propagação de pulsos de calor através da coluna de plasma. A amplitude das oscilações, ΔT_e, em cada posição radial, depende do coeficiente de transporte de calor local. Conforme será visto, a propagação de um pulso de calor, devido à instabilidade dente de serra, poderá ser útil para a determinação das características das ilhas magnéticas. Outros trabalhos já publicados sobre a instabilidade dente de serra estão principalmente associados ao estudo dos efeitos desta instabilidade sobre o confinamento do plasma [Jah78], à difusão radial de calor [Cal77, Fre90, Fre00], e também sobre o transporte de impurezas [Kin98].

Como já referido, tem-se que a instabilidade dente de serra ocorre no interior da coluna de plasma onde o fator de segurança toma valores menores que a unidade. A queda abrupta da T_e, na região onde $q < 1$, e a subida rápida da T_e para as regiões onde $q > 1$, sugere que se trata de um processo difusivo de calor [Goe74]. Como a condutividade de calor é alterada devido à presença das ilhas magnéticas, como discutido no item 5.1, é de se supor que também as amplitudes das oscilações dente de serra sejam modificadas em função dessa variação radial dos coeficientes de transporte.

A caracterização da instabilidade dente de serra requer que as medidas da T_e e de ΔT_e sejam feitas com boa resolução temporal e radial. Tendo em vista esta exigência, os perfis temporais de EEC foram obtidos com o radiômetro ajustado numa freqüência fixa para cada disparo, e as medidas radiais da EEC foram feitas “pulso-a-pulso”, ou seja, a freqüência do oscilador local (*BWO*) foi mudada entre um disparo e outro. Uma quantidade considerável de descargas ôhmicas, bastante reprodutíveis, foi utilizada para a obtenção dos resultados mostrados abaixo. Todos os pulsos mostraram uma densidade eletrônica de linha de $\approx 1{,}2.10^{19}$ m^{-3} e um campo magnético toroidal de $B_0 \approx 1{,}14$ T.

Na Fig. 5.8 são comparados os perfis temporais obtidos para a descarga #10028 com os resultados obtidos por simulação utilizando o modelo apresentado no capítulo 2. Os perfis obtidos experimentalmente são mostrados por linhas contínuas pretas. Os perfis obtidos por simulação e que podem ser comparados com os perfis experimentais são

representados por linhas azuis. Finalmente, linhas vermelhas são usadas para representar os resultados obtidos apenas por simulação (resultados experimentais não obtidos para essas grandezas).

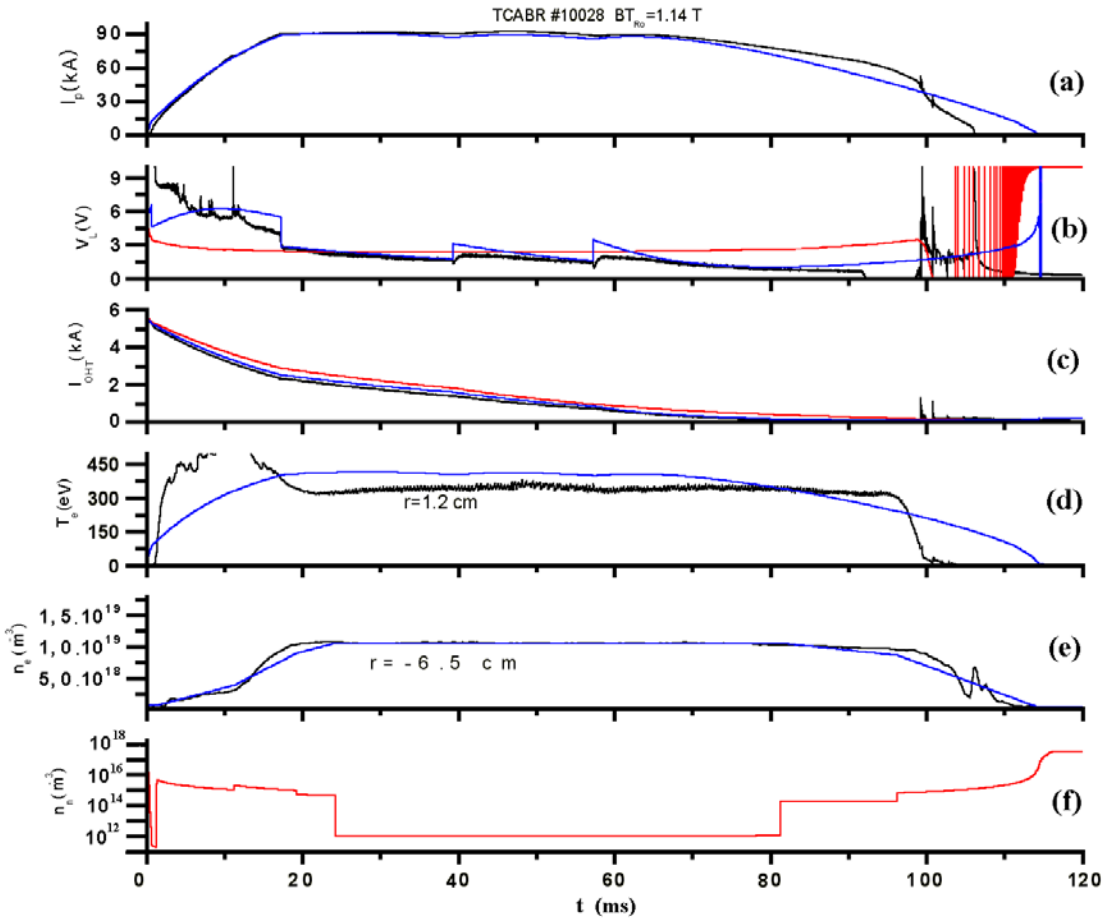


Fig. 5.8: Perfis temporais correspondentes ao disparo 10028: (a) corrente de plasma; (b) tensão de enlace; (c) corrente no transformador de aquecimento Ôhmico; (d) temperatura de elétrons em r = 1,2 cm; (e) densidade eletrônica de linha em r = -6,5 cm; (f) densidade de partículas neutras. Os valores registrados experimentalmente são mostrados por linhas pretas e as linhas em azul representam os resultados obtidos por simulação utilizando o modelo apresentado no capítulo 2. Finalmente, as linhas vermelhas representam os resultados obtidos apenas por simulação, pois não temos resultados experimentais dessas grandezas. O campo toroidal no centro da coluna de plasma foi de B_0 = 1,14 T. Em (b) e (c) as linhas vermelhas são simulações sem a contribuição do secundário (plasma) e as azuis com plasma.

Na Fig. 5.9 mostram-se os perfis temporais típicos da EEC para dez posições radiais diferentes da coluna de plasma. Observam-se claramente os pontos de inversão do

dente de serra, onde *q=1*, em $r \approx$ +/-4 cm. Para $|r| < 4$ cm tem-se *q<1*, condição necessária para o aparecimento das oscilações dente de serra.

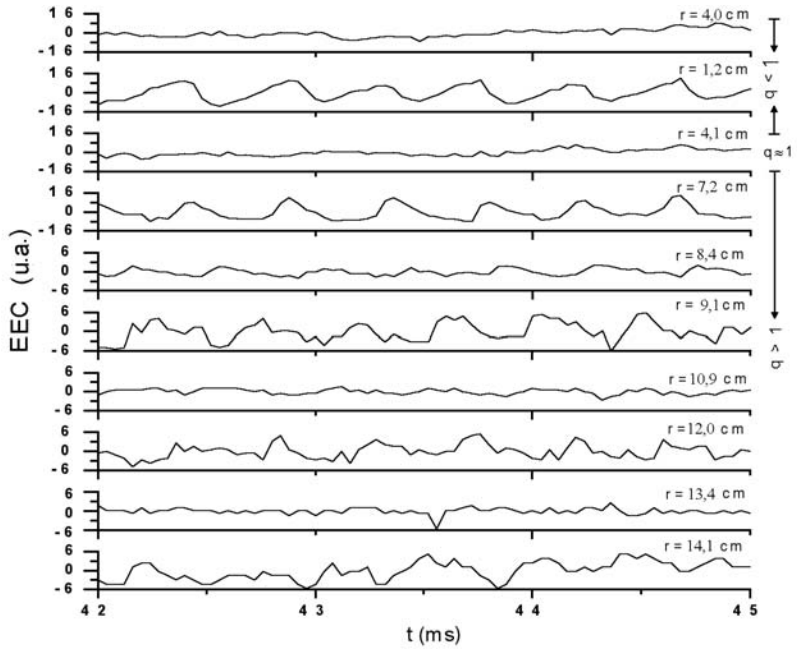


Fig. 5.9. Perfis temporais da EEC mostrando as oscilações dente de serra para posições radiais diferentes, durante o intervalo de tempo entre 42 ms e 45 ms. Esses resultados foram obtidos “pulso-a-pulso” com o radiômetro de EEC em modo freqüência única.

Nos resultados aqui obtidos, as oscilações dente de serra foram observadas durante todo o platô da temperatura eletrônica, ou seja, no intervalo de tempo da descarga entre $t > 19$ ms e $t < 95$ ms. Nesta série de disparos, a corrente de plasma foi de $I_p \approx 90$ kA, correspondendo a um valor para o fator de segurança na borda da coluna de plasma de $q_a \approx 3{,}5$ (determinado a partir da expressão 2.19). O período de oscilação do dente de serra medido foi de ≈ 0,44 ms e o tempo de *crash* foi de ≈ 120 μs. Entre os raios $r < 4{,}1$ cm e $r > -4{,}0$ cm tem-se a região onde $q < 1$. Para a região externa a esse intervalo (onde $q > 1$) são observados os dentes de serra invertidos em relação à região central. Para o cenário de descargas ôhmicas aqui utilizado, as oscilações dente de serra não foram observadas no perfil temporal da densidade eletrônica, sugerindo que para essa situação ocorre um maior transporte radial de calor difusivo.

Na Fig. 5.10.(a) mostra-se o módulo da amplitude das oscilações dente de serra $|\Delta T_e|$, em função do raio. Estas medidas foram obtidas em $t \approx 45$ ms. Na Fig. 5.10.(b)

representa-se o perfil radial da T_e obtido para o mesmo instante de tempo. Da Fig. 5.10.(a) podem-se observar três regiões, preenchidas com cor cinza, onde o valor para $|\Delta T_e|$ é menor que para as regiões vizinhas. Tem-se, portanto, que a amplitude das oscilações dente de serra tem uma dependência radial, aumentando ou diminuindo com o raio. Por exemplo, a amplitude é mais alta para $r \approx 9{,}1$ cm, e mais baixa para $r \approx 8{,}4$ cm e para $r \approx 10{,}9$ cm.

Destes resultados observa-se um achatamento no perfil radial da T_e (menor gradiente de temperatura), indicando um coeficiente de transporte de calor maior nessas regiões. Também, para essas regiões foram observados menores valores de $|\Delta T_e|$. O achatamento do perfil radial da T_e e as variações radiais menores observadas em $|\Delta T_e|$ podem ser explicados a partir de mudanças na condutividade térmica locais, o que sugere a presença de ilhas magnéticas nessas regiões.

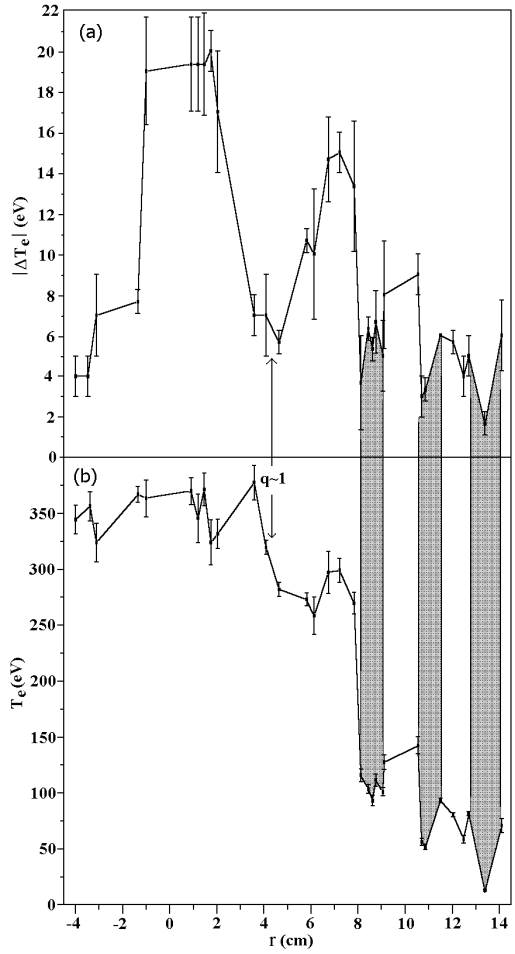


Fig. 5.10: Perfis radiais obtidos em disparos com dente de serra para: (a) Amplitude da variação da *Te*, $|\Delta T_e|$; (b) temperatura eletrônica. Os resultados apresentados indicam que na região das faixas cinzas têm-se uma maior condutividade térmica, indicando a presença das ilhas magnéticas nestas regiões.

Uma outra forma de se analisar estes resultados é fazer a análise de Fourier dos sinais temporais da T_e. Esses espectros são apresentados na Fig. 5.11 onde se mostra a amplitude da transformada de Fourier para os perfis temporais de T_e, obtidos para as dez posições radiais da coluna de plasma apresentadas na Fig. 5.10. Observa-se que a freqüência dominante é ≈ 2,3 kHz, que corresponde à freqüência de oscilação do dente de serra. Para as regiões onde ocorre a inversão do dente de serra, para r_s = 4,1 cm e r_s = -4,0 cm, nenhuma oscilação é observada. O comportamento mostrado na Fig. 5.10.(a) onde se vêem máximos e mínimos da amplitude da oscilação na *Te*, $|\Delta T_e|$ é também visível nesses espectros.

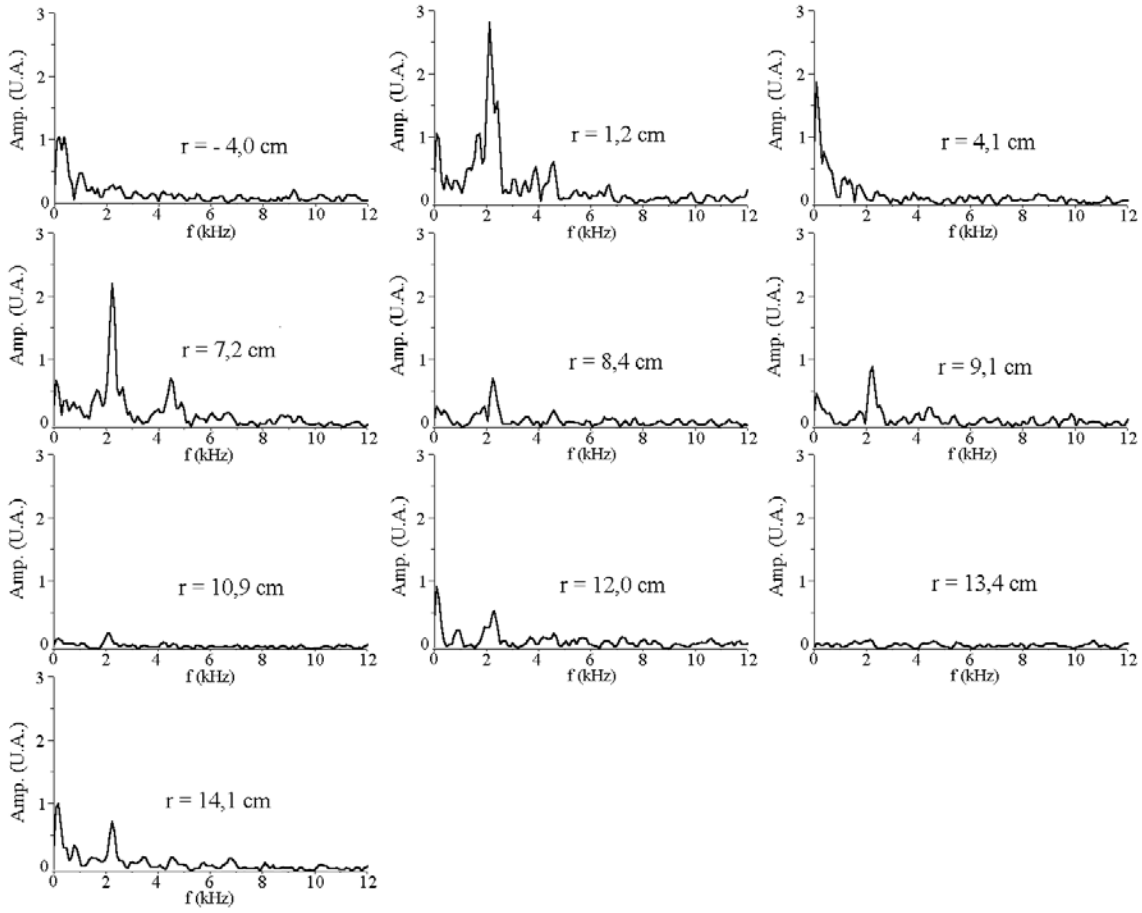


Fig. 5.11: Amplitude da transformada de Fourier dos perfis temporais da T_e, para dez posições radiais da coluna de plasma.

A seguir, são determinadas as superfícies ressonantes a partir da posição radial onde $q = 1$, do valor de q na borda (veja relação 2.11) e das regiões onde são identificadas a existência das ilhas magnéticas. Para a determinação destes modos, correspondentes às regiões sombreadas da Fig. 5.10, é necessário conhecer-se o perfil radial do fator de

segurança, $q(r)$, ou o perfil radial da densidade de corrente de plasma, $j(r)$. Para isso, é utilizado o que foi discutido no Capítulo 2 (item 2.5) onde foi determinado o perfil radial do fator de segurança $q(r)$ a partir do perfil da temperatura eletrônica. Partindo do perfil radial experimental de T_e foi feito um ajuste do perfil, utilizado a expressão (2.8). O melhor ajuste obtido foi com $\delta_1 \approx 3{,}0$ e $\delta_2 \approx 1{,}7$. Foi também usado o valor de $q_a \approx 3{,}5$ para o fator de segurança na borda (valor determinado a partir do valor da corrente de plasma e da expressão (2.19)). Substituindo estes valores na expressão (2.20), obtem-se o perfil para o fator de segurança, $q(r)$, para as descargas ôhmicas aqui analisadas. A densidade de corrente de plasma, no centro da coluna de plasma, é de $j_0 \approx 2{,}7.10^3$ [kA/m^2], calculada a partir da expressão (2.15) e usando-se os valores de $T_{e0} \sim 375$ eV (Fig. 5.8.(b) e $E_{//} \sim 0{,}52$ V/m (Fig. 5.8.(b)). Para a obtenção dos perfis simulados, mostrados na Fig. 5.8, utilizou-se $Z_{ef} = 1{,}8$, que é uma variável livre utilizada no programa de simulação de descargas ôhmicas descrito no Capítulo 2 (item 2.6).

As posições radiais de localização das ilhas magnéticas, apresentadas na Fig. 5.10, necessitam ainda de correções que levam em conta o deslocamento de Shafranov (descrito no Capítulo 2, item 2.4) e das medidas de deslocamento do centro da coluna de plasma (em relação ao centro geométrico da máquina) obtidas através das bobinas de posição. O deslocamento de Shafranov, Δ, foi determinado utilizando a expressão (2.6), além dos perfis radiais da densidade eletrônica $n_e(r)$ e da temperatura eletrônica $T_e(r)$, determinados experimentalmente.

Finalmente, na Fig. 5.12 são mostrados os perfis do fator de segurança e da densidade de corrente normalizada em relação a seu valor de pico $[\, j(r) / j_0 \,]$. Para o traçado do perfil de q utilizou-se a posição onde $q = 1$ (obtido a partir do ponto de inversão das oscilações dente de serra), e o valor de q na borda, $q(a)$. Os outros pontos, correspondentes às posições das superfícies racionais, foram determinados a partir dos resultados apresentados na Fig. 5.10. São representadas também as larguras das ilhas acima mostradas.

O modo m/n para cada ilha magnética é determinado utilizando-se o perfil de q (partindo do perfil experimental da T_e), do ponto onde $q = 1$ e do valor de q na borda da coluna de plasma, q_a.

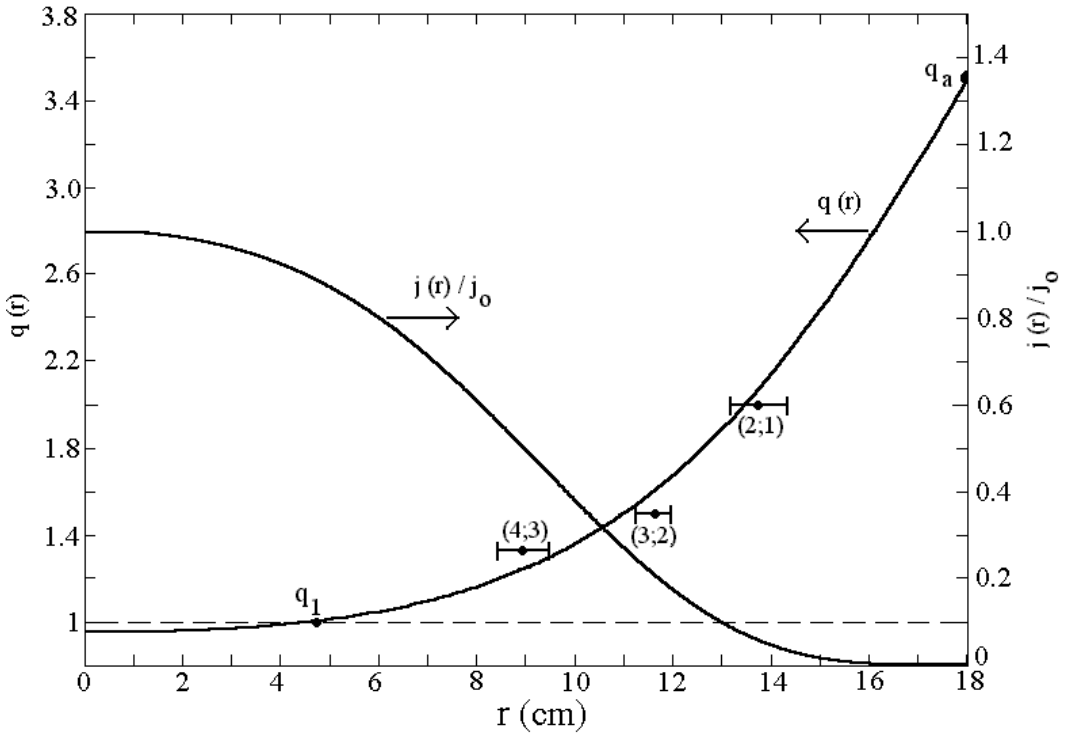


Fig. 5.12: Perfil radial do fator de segurança e da densidade de corrente de plasma (obtidos a partir do perfil radial da T_e pelo procedimento mostrado no Capítulo 2). São indicadas também as localizações e as larguras das ilhas magnéticas.

Vemos que os resultados apresentados neste item indica que, as peculiaridades observadas nos perfis radiais da T_e e de $|\Delta T_e|$, devidas às instabilidades dente de serra, podem ser uma ferramenta útil na determinação da posição e da largura das ilhas magnéticas em plasmas de tokamaks.

Capítulo 6

Medida da densidade eletrônica a partir da EEC.

Neste capítulo serão utilizados os resultados teóricos descritos no Capítulo 3, onde foram abordadas as condições de acessibilidade da radiação EC, para a determinação experimental da evolução da densidade eletrônica em descargas no TCABR. Supondo-se que o perfil de densidade eletrônica seja descrito por dois parâmetros e sabendo que a posição do primeiro corte da radiação EC, quando se tem um aumento de densidade, conseqüentemente pode-se obter informações sobre esse perfil. Na primeira parte deste capítulo descreve-se o método que, em seguida, é aplicado experimentalmente. Os resultados obtidos são comparados, quando possível, com as medidas de densidade feitas com um interferômetro de microondas.

A seguir aplica-se o método para a determinação da densidade em uma descarga onde se utiliza um eletrodo de polarização. A comparação das medidas de densidade obtidas com dois pulsos, um somente com injeção adicional de gás e outro somente com o eletrodo, é feita. O pulso com injeção adicional de gás é utilizado para comparação dos resultados experimentais com os obtidos a partir de simulações feitas com o modelo apresentado no Capítulo 2.

Finalmente emprega-se o mesmo método para determinar a evolução da densidade eletrônica resultante da injeção de ondas de radiofreqüência (ondas de RF) na região de Alfvén. Nessa situação, o método aqui discutido é muito útil uma vez que o interferômetro de microondas não podia ser utilizado devido à ação de ruídos eletromagnéticos neste sistema.

6.1. Método para a determinação experimental do perfil da densidade eletrônica a partir do corte da EEC.

Como mencionado no Capítulo 3 que, os perfis radiais do campo toroidal e a da densidade eletrônica obtidos em máquinas tokamak impõem restrições à detecção da emissão eletrociclotrônica. Para a segunda harmônica, no modo X, e a densidade eletrônica está aumentando, existe uma condição em que a freqüência da EEC atinge a freqüência de corte (ω_R) ou seja, $\omega_R = 2\omega_{ce}$. Quando a densidade ultrapassa esse valor crítico, a radiação não consegue mais atingir a antena e o sinal detectado pelo radiômetro cai. Usa-se aqui esse efeito como base para um método experimental que, como será visto, permitirá a obtenção de informações sobre o perfil radial da densidade eletrônica.

O método baseia-se na determinação da primeira freqüência de corte da radiação EC. Esta técnica foi pela primeira vez usada por Lohr [Loh88] no tokamak DIII-D.

Da equação 3.61, tem-se que:

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce} + (\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2}}{2} \quad . \tag{6.1}$$

Dessa expressão, observa-se que a freqüência de corte, ω_R, depende apenas do campo magnético ($\omega_{ce} \propto B_T$) e da densidade eletrônica ($\omega_{pe} \propto \sqrt{n_e}$). Quando a densidade eletrônica atinge a condição de corte temos $\omega_R = 2\omega_{ce}$, e como o campo magnético toroidal é conhecido, a determinação da posição onde a EEC é cortada permite o conhecimento da densidade eletrônica local.

Partindo então da expressão (6.1), da condição do corte $\omega_R = 2\omega_{ce}$, assumindo um perfil radial da densidade eletrônica com dois parâmetros do tipo $n_e(r) = n_{e0}(1-(\frac{r}{a})^2)^\alpha$ e, finalmente, notando que $f_{pe} = 8{,}98\sqrt{n_e}$ (Hz), obtêm-se:

$$n_{e0} = \frac{1{,}94.10^{19} B_0}{(1+\frac{r_c}{R_0})^2 (1-\frac{r_c^2}{a^2})^\alpha} \quad , \tag{6.2}$$

onde r_c é a posição onde ocorre o primeiro corte na EEC. Uma expressão equivalente, escrita em termos da densidade eletrônica de linha, é dada por:

$$\overline{n_e}(r) = \frac{1{,}94.10^{19} B_0 \int_{-l}^{l} [1-(\frac{r}{a})^2]^{\alpha} dr}{\frac{1}{2l}(1+\frac{r_c}{R_0})^2 (1-\frac{r_c^2}{a^2})^{\alpha}} \quad , \qquad (6.3)$$

onde *2l* é o comprimento total da corda dentro da coluna de plasma. Essa última expressão é útil quando se quer utilizar diretamente as medidas da densidade eletrônica obtidas com o interferômetro de microondas.

O valor mínimo para densidade onde ocorre o primeiro corte é obtido a partir da derivação da equação (6.2), em relação a *r*, igualar essa derivada a zero, ou seja, $dn_{eo}/dr_c = 0$. Nessas condições, obtemos:

$$\alpha = \frac{a^2 - r_{fc}^2}{r_{fc}^2 + r_{fc} R_o} \quad , \qquad (6.4)$$

na qual r_{fc} é a posição onde ocorre o primeiro corte na EEC. Note que quando ω_R ultrapassa $2\omega_{ce}$ temos dois pontos onde a condição $\omega_R = 2\omega_{ce}$ é satisfeita. Isso pode ser visto pela Fig. 3.13. Na condição do primeiro corte tem-se apenas uma raiz, que é dada pela relação 6.4.

Também da equação (6.4), pode-se concluir que o parâmetro α do perfil da densidade eletrônica pode ser diretamente determinado, bastando conhecer-se a posição onde ocorre o primeiro corte, r_{fc}, na EEC. Caso a densidade esteja decrescendo, r_{fc} será a posição do último corte. Como a posição radial tem uma relação biunívoca com a freqüência do radiômetro, r_{fc} é facilmente determinado experimentalmente.

Na Fig. 6.1.(a) representam-se graficamente as curvas de corte na EEC em função da densidade eletrônica de pico, para vários valores de α (parâmetro do perfil radial da densidade eletrônica). Essas curvas são obtidas a partir da expressão (6.2) e definem os pontos onde ocorrem os cortes locais. A radiação, vinda de posições correspondentes a pontos acima de uma dada curva, é cortada. Por exemplo, para um perfil de densidade eletrônica com $\alpha = 2{,}0$ e B_0 = 1,14 T, a região cinza mostrada na Fig.6.1.(a) representa a

região onde a EEC é cortada. O mínimo para cada curva de corte corresponde à posição onde ocorre o primeiro (último) corte na EEC (ver expressão 6.4). Na Fig. 6.1.(b) mostra-se a dependência do parâmetro α em função da posição onde ocorre o primeiro (último) corte na EEC. Destes gráficos vê-se que, o parâmetro α pode ser imediatamente obtido desde que seja conhecida a posição onde ocorre o primeiro (último) corte na EEC. Observa-se também que a posição onde ocorre esse corte encontra-se sempre no lado do campo magnético toroidal mais baixo, e que esse ponto aproxima-se do centro da coluna de plasma à medida que α aumenta.

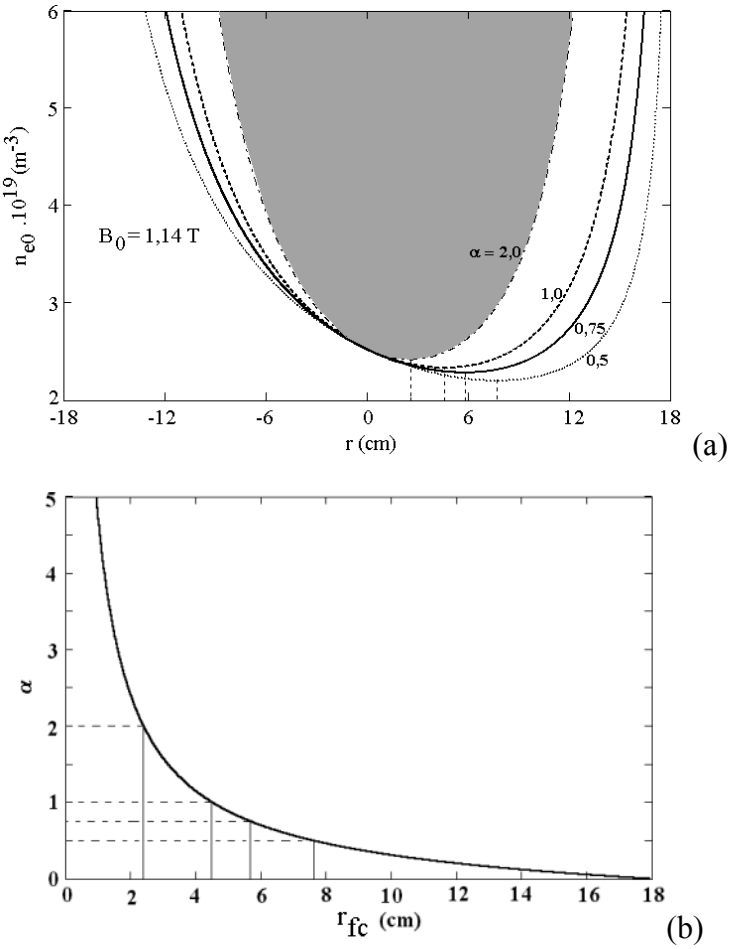


Fig. 6.1: (a) Curvas de corte da EEC em função da densidade eletrônica de pico obtida para vários valores de α; (b) Parâmetro α em função da posição do primeiro/último corte na EEC.

Na Fig. 6.2 representa-se graficamente a expressão (6.2) para alguns valores do campo magnético no centro da coluna de plasma e para $\alpha = 0{,}75$. A região cinza representa a região onde a radiação EC é cortada para um campo toroidal B_0 = 1,4 T. Desta figura

observa-se que quanto maior for o valor do campo magnético, maior deverá ser o valor da densidade eletrônica de pico para que ocorra o primeiro (último) corte na EEC. Observa-se também que esse corte na EEC ocorre sempre para a mesma posição radial, ou seja, independe do valor do campo magnético. Finalmente, para valores de campo magnético maior, tem-se que a região da coluna de plasma onde a EEC cortada é menor.

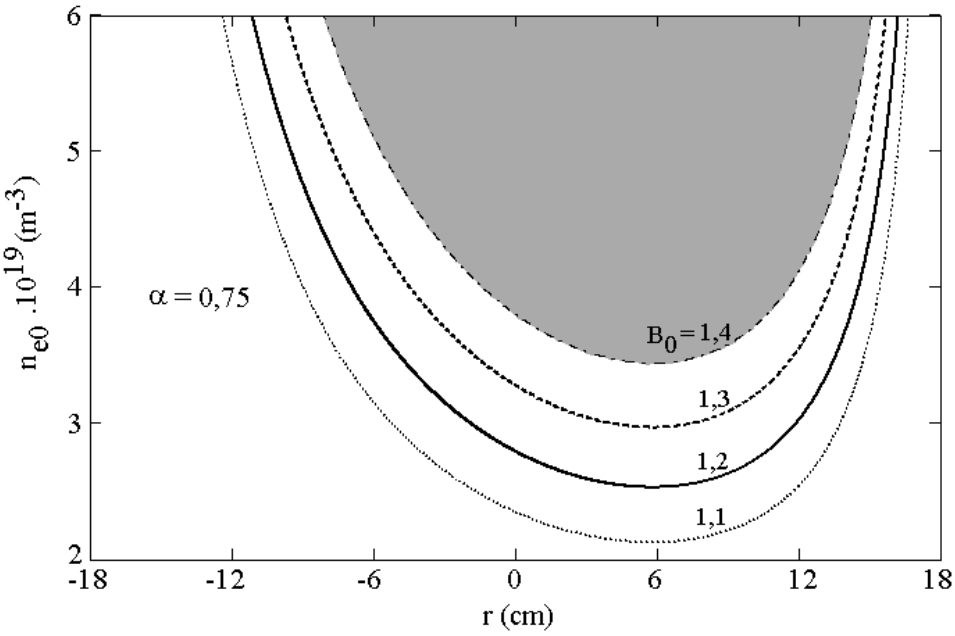


Fig. 6.2: Curvas de corte da EEC para vários valores do campo magnético toroidal no centro do vaso. Para estas simulações escolhemos o valor de $\alpha = 0{,}75$.

Mostram-se agora os resultados experimentais obtidos para um disparo onde foi observado o corte na radiação EC. Neste caso, o perfil da densidade eletrônica foi controlado externamente, através do sistema de injeção de gás (*gas puffing*), fazendo-se com que a densidade eletrônica suba de forma contínua. Desta forma, foi possível observar-se a evolução do corte da EEC em diversas posições radiais da coluna de plasma.

Na Fig. 6.3 mostram-se os perfis temporais de vários parâmetros para a descarga #8560: (a) corrente de plasma, I_p; (b) tensão de enlace, V_l; (c) temperatura eletrônica no centro da coluna de plasma, T_{e0}; (d) densidade de linha medida pelo interferômetro em r = - 1,25 cm, $\overline{n}_e$; (e) sinal de controle da válvula de injeção de gás, *Gas*; (f) posição horizontal da coluna de plasma, Δr e (g) posição vertical da coluna de plasma, Δz. Nesse pulso, a subida e a queda suave na densidade eletrônica, com a forma triangular, foi obtida a partir do controle da taxa de injeção de gás externo.

Para este disparo a corrente de plasma, foi de $I_p \approx 90$ kA (no patamar) e a duração total do pulso foi de $t_p \approx 100$ ms. Aumentando-se a taxa de injeção de gás entre $t \approx 30$ ms e $t \approx 52$ ms, obteve-se um aumento linear na densidade eletrônica. Entre os instantes de tempo $t \approx 52$ ms e $t \approx 60$ ms, a válvula de injeção de gás foi fechada e, conseqüentemente, observa-se uma diminuição linear na densidade eletrônica. Para $t > 60$ ms (e durante o patamar da descarga) a tensão de controle da válvula foi ajustada de forma a se manter o valor da densidade eletrônica aproximadamente constante. Dentro do intervalo de tempo de interesse para o estudo do corte na EEC, ou seja, de 30 ms até 80 ms, a posição da coluna de plasma foi mantida praticamente inalterada, através da ação do sistema de controle automático realimentado do Sistema Vertical.

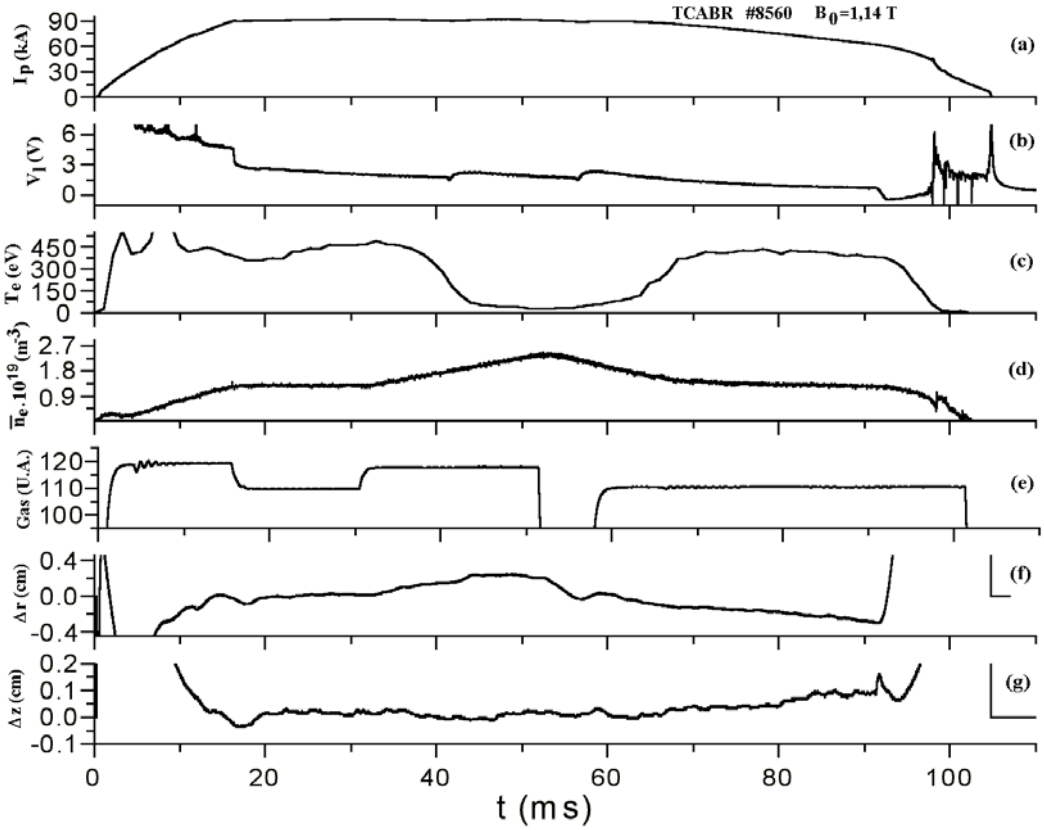
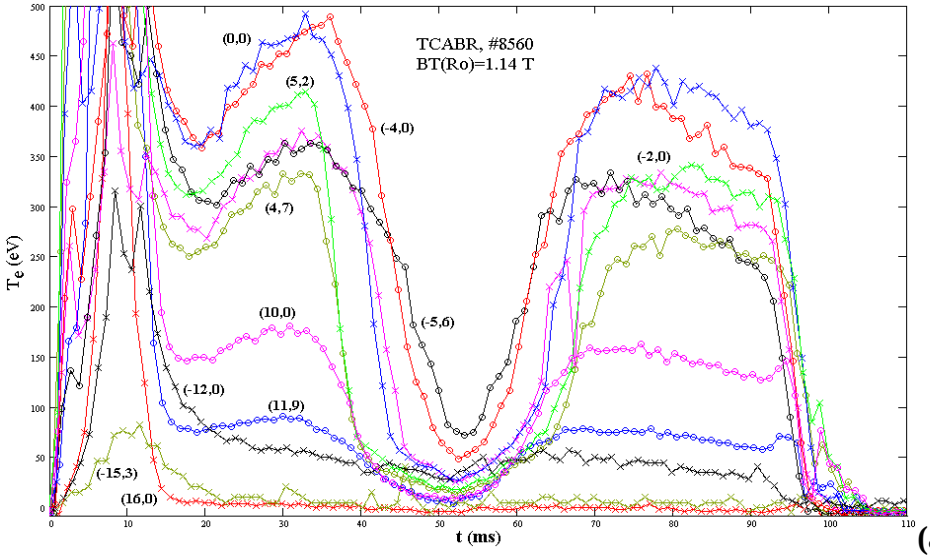


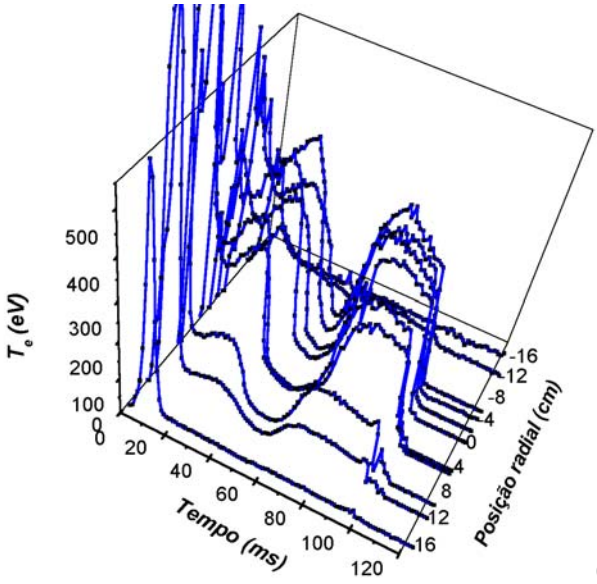
Fig. 6.3: Perfis temporais obtidos no disparo #8560: (a) corrente de plasma, I_p; (b) tensão de enlace, V_l; (c) temperatura eletrônica obtido no centro da coluna de plasma, T_{e0}; (d) densidade eletrônica média medida pelo interferômetro para a corda localizada em r = -1,25 cm, $\overline{n}_e$; (e) tensão de controle da válvula de injeção de gás, *Gas*; (f) posição horizontal da coluna de plasma, Δr e (g) posição vertical da coluna de plasma, Δz.

Para determinar-se a evolução do perfil radial da densidade eletrônica, utilizando o estudo do corte da EEC, deve-se ter um número suficiente de freqüências (posições

radiais). Para o estudo apresentado a seguir, foram escolhidas onze freqüências, correspondendo a onze posições radiais da coluna de plasma. O intervalo de tempo das medidas para cada posição radial foi de 100 μs e os perfis temporais obtidos são mostrados na Fig. 6.4.(a). Na Fig. 6.4.(b) tem-se as mesmas medidas numa representação tridimensional.



(a)



(b)

Fig. 6.4: (a) Temperatura eletrônica medida, para o pulso #8560, em 11 regiões do plasma (valores de *r*, em centímetros, indicados entre parêntesis); (b) Representação tridimensional da evolução temporal/radial da temperatura eletrônica para o mesmo pulso.

O comportamento típico do corte na EEC é observado na Fig. 6.4, onde claramente se observa a queda na radiação detectada no radiômetro para cada posição radial. A seqüência de cortes na EEC é iniciada pela posição que definimos acima por primeiro

(último) corte, e a posição onde esta ocorre permite determinar os dois parâmetros do perfil radial da densidade eletrônica. Além disso, o comportamento do corte permite também avaliar a evolução temporal da densidade eletrônica. Para se determinar o parâmetro α e a evolução temporal da densidade eletrônica analisa-se com mais detalhe, o intervalo de tempo onde ocorrem os cortes na EEC.

Na Fig. 6.5 mostram-se os perfis temporais da densidade eletrônica de pico (Fig. 6.5.(a) e também o sinal do radiômetro para sete posições diferentes da coluna de plasma (Fig. 6.5.(b)), entre os instantes de tempo t = 30 ms e t = 75 ms. Neste intervalo de tempo, a densidade eletrônica sobe linearmente de $\approx 2{,}1.10^{19}$ m^{-3} ($t \approx 31{,}5$ ms) até um valor máximo de $\approx 3{,}9.10^{19}$ m^{-3} ($t \approx 53$ ms). Para $t > 53$ ms, a densidade eletrônica cai desde o seu valor máximo e atinge o valor $n_{e0} \approx 2{,}2.10^{19}$ m^{-3} em $t \approx 75$ ms. Na Fig. 6.5.(b) observa-se que o corte na EEC ocorre primeiro, e quase que simultaneamente, para as posições 5,2 cm e 4,7 cm. Substituindo estes valores de r_{fc}, na expressão (6.4) obtêm-se os valores $\alpha = 0{,}86$ e $\alpha = 0{,}97$, respectivamente. Após o aparecimento dos primeiros cortes na EEC, a densidade eletrônica continua subindo e, conseqüentemente, outras posições radiais diferentes da EEC são cortadas, uma após outra. Observa-se também, por exemplo, que a EEC não é cortada em nenhum instante para a posição r = 16 cm. Como é assumido que α é constante durante a descarga, essa transição entre freqüências cortadas e não cortadas permite determinar o valor máximo de n_{eo}. O ponto de interseção entre a reta determinada pelo patamar (região plana) e a reta de máxima inclinação da EEC, dá o instante onde ocorre o corte na EEC.

Partindo-se do valor do parâmetro α determinado e das posições onde é observado o corte na EEC, pode-se determinar os valores para a densidade eletrônica de pico a partir do corte na EEC, utilizando a expressão (6.2).

Na Fig. 6.5.(a) mostra-se, por pontos representados no gráfico, os resultados obtidos por este método. Como a largura de banda do radiômetro é finita ($\approx$ 1,8 GHz para o radiômetro, como vimos no Capítulo 4), tem que se considerar um intervalo para a densidade eletrônica para que toda esta banda seja completamente cortada. Este intervalo para a densidade eletrônica é indicado pelas barras representadas na mesma figura. Para esta análise assume-se que o perfil radial da densidade eletrônica não muda durante a subida ou descida da densidade eletrônica.

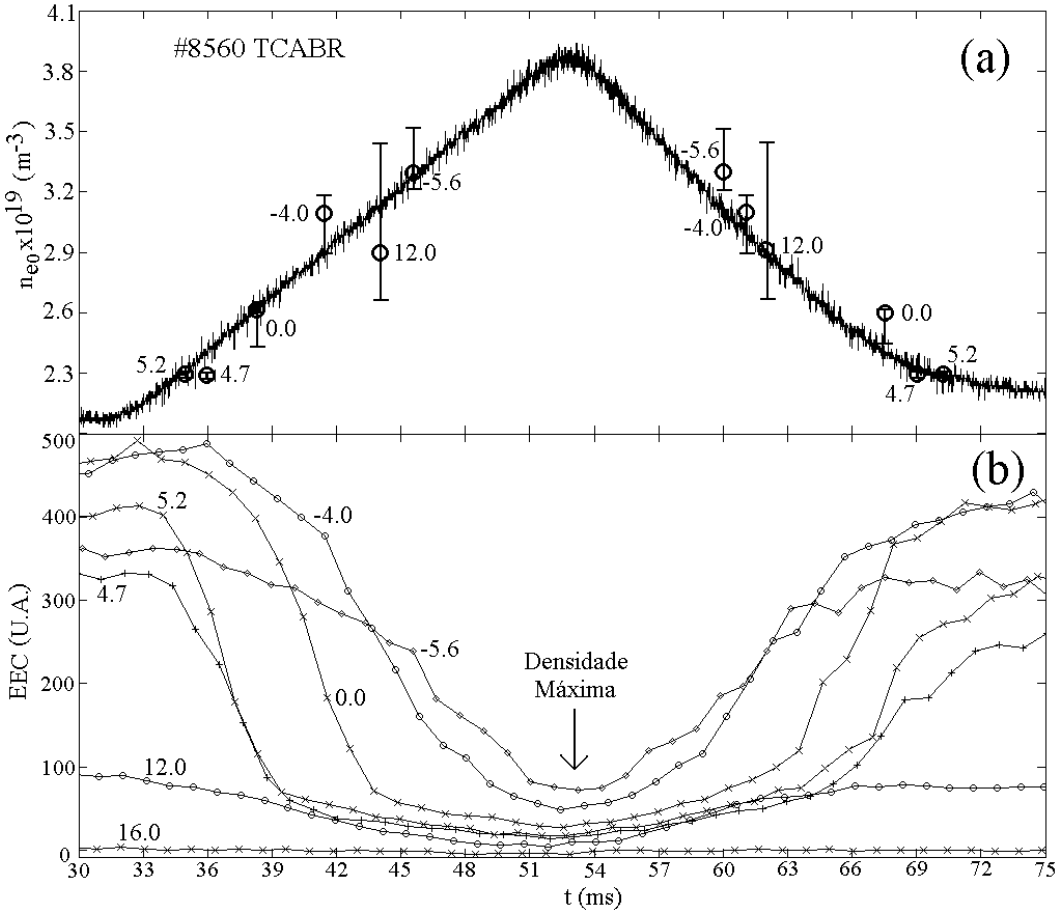


Fig. 6.5: Perfis temporais entre os instantes t = 30 ms e t = 75 ms: (a) densidade eletrônica de pico, n_{e0}, (curva continua) obtida a partir das medidas do interferômetro, assumindo α = 0,86, (valor obtido a partir do primeiro corte), e o valor para a densidade eletrônica determinada a partir do estudo dos cortes na EEC (pontos experimentais representados por círculos). As barras verticais indicam o intervalo de densidade para que a banda de freqüências do radiômetro seja completamente cortada; (b) Perfis temporais da EEC para sete posições radiais da coluna de plasma (posições radiais apresentadas em centímetros) [Fon04].

Pelos resultados obtidos verifica-se uma boa concordância entre as medidas da densidade realizadas com o interferômetro e as obtidas com a EEC.

A seguir mostram-se outras duas séries de medidas onde é aplicado o método acima descrito para a determinação da densidade eletrônica. Na primeira delas, estuda-se a influência de eletrodo de polarização na evolução do perfil radial da densidade eletrônica. Na segunda, determina-se o perfil temporal da densidade eletrônica para uma descarga térmica onde foram injetadas ondas de RF.

6.2. Medida da densidade eletrônica em descargas com eletrodo de polarização.

O comportamento global das descargas térmicas, em máquinas tokamak, pode ser definido por diferentes regimes: Ôhmico, Modo-L e Modo-H [Kei87].

No regime Ôhmico, o aquecimento da coluna de plasma é feito pela aplicação dos campos elétricos gerados pelo Sistema de Aquecimento Ôhmico, que produzem o aquecimento da coluna de plasma pelo efeito de colisão entre as partículas, conforme descrito no Capítulo 2. Neste regime, o tempo de confinamento de energia aumenta linearmente com a densidade eletrônica [Kei87]. Contudo, observações experimentais mostram que esta melhora no confinamento pela densidade atinge uma saturação.

Para se atingir o Modo-L de confinamento, métodos de aquecimento auxiliar são usados, como por exemplo, a injeção de partículas neutras altamente energéticas, ondas íon-ciclotrônicas ou ondas eletrociclotrônicas. Porém, já foi observado que os métodos de aquecimento auxiliares deterioram o confinamento global do plasma para valores baixos de potência injetada, quando comparados com o regime ôhmico [Wag82]. Entretanto, a partir de um determinado nível de potência, o confinamento é melhorado.

Finalmente, temos os regimes "melhorados" de confinamento do plasma, designados por Modo-H, que são de grande interesse para a fusão termonuclear. Os métodos utilizados para se atingir o Modo-H são: a) aquecimento adicional da coluna de plasma com potência suficiente para que ocorra a transição do Modo-L para o Modo-H [Wag82]; b) eletrodos polarizados e inseridos na borda da coluna de plasma [Tay89] e c) eletrodos emissivos [Tay79]. As principais características do Modo-H são [Kei87]: a) aumento da densidade eletrônica (sem a ação do sistema de injeção externa de gás), que se atribui a uma melhoria no tempo de confinamento das partículas; b) diminuição da emissão H-Alfa, o que indica uma menor taxa de reciclagem com as paredes do vaso; c) perfil radial da densidade eletrônica mais plana; d) aumento nos gradientes para os perfis de densidade e temperatura na borda da coluna de plasma, sugerindo uma melhoria no tempo de confinamento das partículas e energia (de 2 a 3 vezes maior que o obtido para plasmas aquecidos ohmicamente); e e) diminuição da turbulência na borda do plasma.

O eletrodo de polarização é um método experimental freqüentemente utilizado para a melhoria dos parâmetros de confinamento do plasma e que pode facilitar a transição para o Modo-H.

Na Fig. 6.6 mostra-se o esquema simplificado do eletrodo polarizado instalado no tokamak TCABR [Nas05], sendo a tensão do eletrodo aplicada em relação ao limitador. O eletrodo e o limitador estão localizados no plano equatorial em posições diametralmente opostas em relação ao eixo da máquina. A tensão e corrente máximas fornecidas ao eletrodo são de 750V e 300 A, respectivamente, podendo este ser polarizado positivamente ou negativamente. O caminho percorrido pela corrente (I_E) do circuito do eletrodo (medida pelo "*shunt*" resistivo) passa pelo Capacitor (C), chave (S_1), Eletrodo, Plasma e Limitador [Nas05]. O capacitor que funciona como fonte de tensão, é carregado a partir de um circuito não representado na figura. A queda de tensão dentro da coluna de plasma é estimada a partir da diferença de tensão entre os pontos **a** e **b,** assinalados na figura.

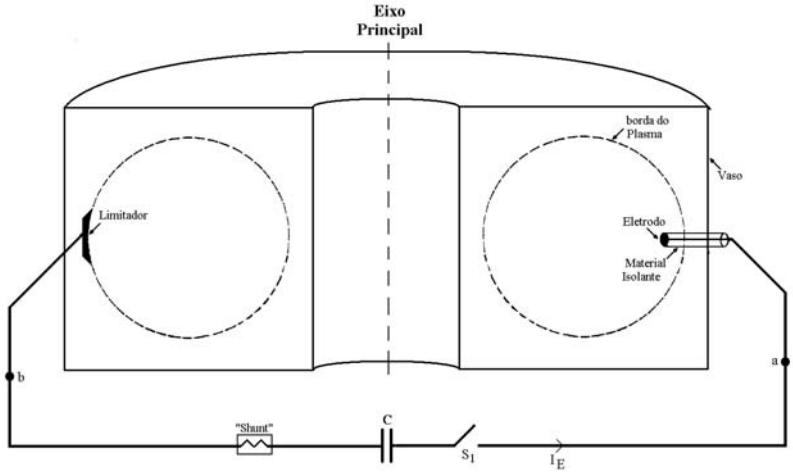


Fig. 6.6: Circuito associado ao eletrodo de polarização usado no tokamak TCABR. Fisicamente o eletrodo e o limitador estão colocados no plano equatorial e em posições toroidais diametralmente opostas.

Em termos experimentais, para que não ocorra a disruptura da coluna de plasma, o valor máximo de tensão aplicada entre o eletrodo e o limitador é de $V_{ab} \sim +/-500$ V e a corrente máxima é de $I_E \sim 200$ A para $V_{ab} > 0$ e $I_E \sim -20$ A para $V_{ab} < 0$.

Após essa descrição da montagem e das características gerais do eletrodo polarizado, a seguir será analisado o comportamento da subida da densidade eletrônica devida à ação do eletrodo.

É conhecido da literatura que o efeito principal do eletrodo é provocar um aumento do tempo de confinamento de partículas e, conseqüentemente, um aumento na densidade eletrônica [Tay89]. O comportamento radial/temporal da densidade eletrônica é obtido do sinal do radiômetro de EEC e do interferômetro. Medidas auxiliares, com injeção de gás e sem a ação do eletrodo, foram utilizadas para comparação.

Inicialmente mostram-se, na Fig. 6.7, os resultados de uma descarga com injeção externa de gás e sem a aplicação do eletrodo (pulso #15129). Como esta descarga é puramente ôhmica, e sem transições entre modos de confinamento, conseqüentemente, esse pulso é aproveitado para se fazerem comparações entre os perfis temporais de vários parâmetros do plasma obtidos experimentalmente, com os obtidos por simulações feitas com o modelo apresentado no Capítulo 2. As curvas experimentais são mostradas por linhas contínuas pretas e para os resultados obtidos por simulação e possíveis de serem comparados com os perfis experimentais, usamos linhas pontilhadas azuis. Finalmente, as linhas pontilhadas vermelhas e verdes representam os resultados obtidos apenas por simulação, pois não se dispõe de resultados experimentais para essas grandezas.

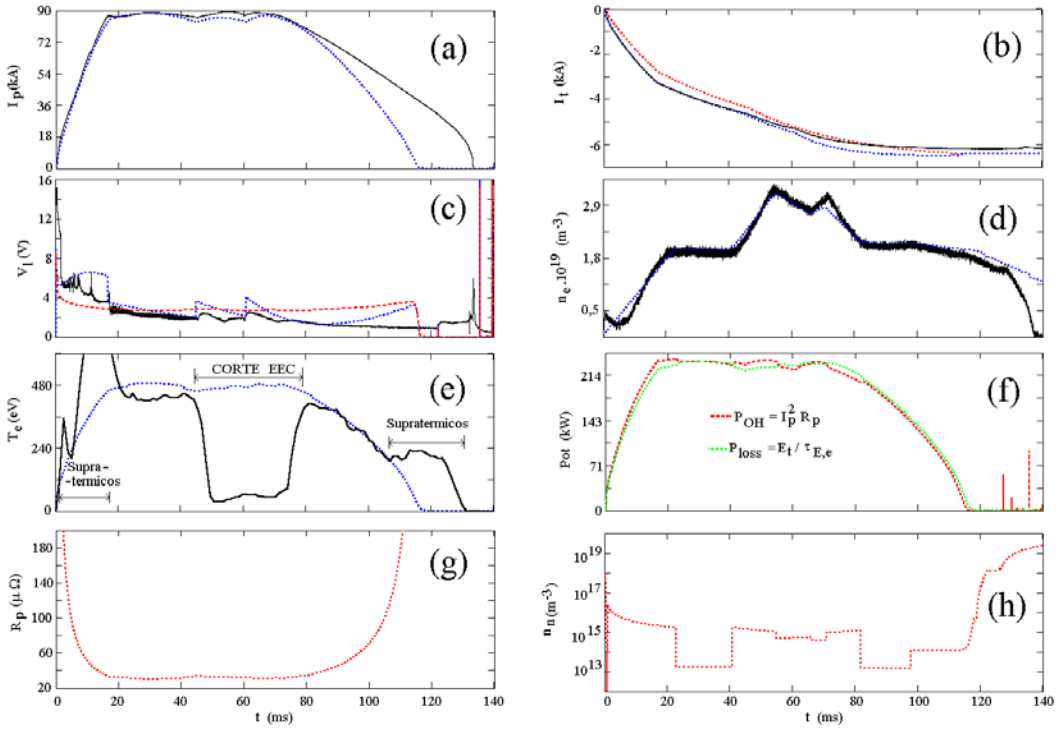


Fig. 6.7: Perfis temporais, obtidos para a descarga #15129, a saber: (a) Corrente de plasma; (b) corrente no primário do transformador de aquecimento ôhmico; (c) tensão de enlace; (d) densidade eletrônica em r = -1,25 cm (com α = 0,80); (e) temperatura eletrônica de pico; (f) potência ôhmica e potência total das perdas do plasma; (g) resistência do plasma e (h) densidade de partículas neutras.

Os resultados experimentais são mostrados por linhas pretas contínuas e as curvas pontilhadas em azul representam os resultados obtidos por simulação utilizando o modelo apresentado no Capítulo 2. Finalmente, as curvas pontilhadas, vermelha e verde, representam os resultados obtidos apenas por simulação, pois não dispomos de resultados experimentais para essas grandezas.

Para a descarga mostrada na Fig. 6.7 obtive-se uma corrente de plasma de $I_p \approx 90$ kA, aproximadamente constante durante o platô da descarga, (de ≈ 50 ms) e com um tempo total da descarga de ≈ 136 ms. A densidade eletrônica manteve-se aproximadamente constante entre $t \approx 20$ ms e $t \approx 42$ ms. Para $t > 42$ ms, a taxa de injeção de gás é aumentada de forma a que a densidade eletrônica ultrapasse o valor necessário para que ocorra o corte da EEC. A temperatura eletrônica de pico foi de $T_{e0} \approx 450$ eV, obtida em $t \approx 41$ ms (conforme pode ser visto na simulação esse valor é de 475 eV). De $t \approx 44$ ms até $t \approx 80$ ms, a EEC encontra-se cortada. Na simulação observa-se que o valor da temperatura eletrônica de pico é de 490 eV (para $t \approx 30$ ms). Observa-se também que o menor valor de temperatura, durante o patamar da descarga, é $T_{e0} \approx 460$ eV (para $t \approx 45$ ms). Esse valor decorre da injeção externa de gás, com o conseqüente aumento na densidade eletrônica. Durante o período em que ocorre o corte na EEC observa-se que a temperatura eletrônica, obtida por simulação, é aproximadamente constante, e o sinal do radiômetro decresce devido ao corte. Na região de corte, o sinal do radiômetro não mais representa a temperatura eletrônica. Observa-se também que, a discrepância existente entre os perfis para a temperatura eletrônica, obtidos por simulação e os medidos pelo radiômetro, na fase inicial e final da descarga, pode estar associada à presença de elétrons supratérmicos. A presença destes elétrons poderia também explicar o aumento do tempo total de duração da descarga em ≈ 17 ms (116 ms no perfil simulado e 133 ms no experimental). Observa-se ainda, por simulação, que a temperatura eletrônica atinge o patamar de T_e na descarga em $t \approx 25$ ms, ou seja, ≈ 10 ms depois de I_p ter atingido o patamar de corrente. Estes tempos estão coerentes com os observados experimentalmente. A potência ôhmica e a potência total perdida pelo plasma, ambas obtidas por simulação, são aproximadamente iguais. A resistência do plasma, obtida pela simulação, é de $R_p \approx 3.10^{-5}$ Ω, durante o platô da descarga. Para a simulação da descarga aqui analisada utilizou-se, como fator de ajuste, $Z_{ef} = 2{,}7$. O perfil temporal da injeção externa de gás, foi escolhido de forma que o perfil de densidade eletrônica simulada coincidisse com o

medido experimentalmente. Durante o platô do perfil temporal da densidade eletrônica, tem-se que a densidade de partículas neutras no plasma é de $n_n \approx 2.10^{13}$ m^{-3}.

Na Fig. 6.8 mostram-se os perfis temporais obtidos para duas descargas ôhmicas com aplicação do eletrodo (perfis temporais representados em preto (descarga #15126) e com injeção externa de gás e sem a aplicação do eletrodo (perfis temporais representados em vermelho (descarga #15129)).

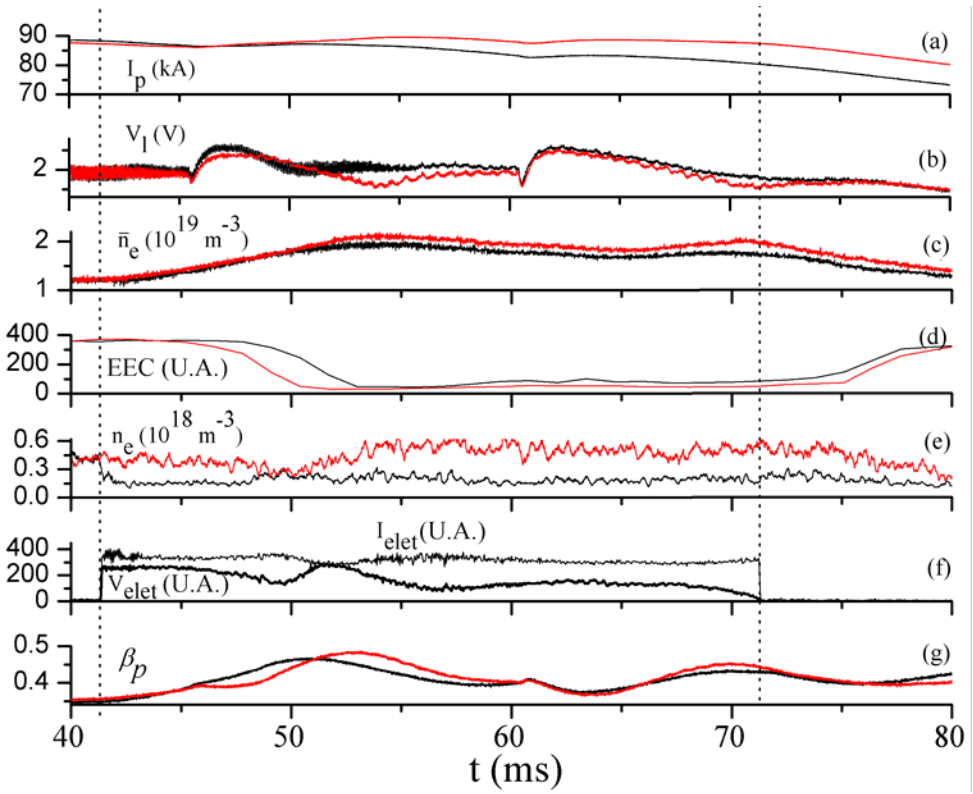


Fig. 6.8: Perfis temporais obtidos para as descargas #15126, com eletrodo e sem injeção adicional de gás (curva preta) e #15129 (sem eletrodo e com injeção externa de gás, curva vermelha): (a) Corrente de plasma, I_p; (b) Tensão de enlace, V_l; (c) densidade eletrônica média, medida pelo interferômetro na posição r = -1,25 cm, $\overline{n}_e$; (d) sinal do radiômetro; (e) densidade eletrônica, medida pela sonda de Langmuir, na posição r = 19 cm, (1 cm fora da coluna de plasma, i.e. na sombra do limitador); (f) Tensão e corrente no eletrodo, V_{elet} e I_{elet}, respectivamente e (g) beta-poloidal, β_p.

No disparo com o eletrodo, a taxa de entrada externa de gás foi mantida constante (não houve injeção adicional de gás) e, devido à ação do eletrodo, observa-se um aumento da densidade eletrônica média (medida pelo interferômetro colocado em r = -1,25 cm). No disparo sem o eletrodo (pulso #15129), a taxa de injeção externa de gás foi ajustada de forma que o perfil temporal da densidade medida coincidisse aproximadamente com a do

pulso com eletrodo (pulso #15126). Na região da subida da densidade, as curvas se se mostraram bastante próximas (ver Fig. 6.8.(c)). Contudo, observa-se que, apesar do perfil temporal da densidade eletrônica mostrar o mesmo comportamento, os corte nos sinais da EEC, obtidos para a mesma posição radial, ocorrem em instantes de tempo diferentes (Fig. 6.8.(d)). Este fato sugere que os perfis radiais da densidade eletrônica são diferentes para os disparos aqui analisados, como veremos a seguir.

Pela relação (6.4) tem-se que o achatamento do perfil da densidade eletrônica (expresso pelo parâmetro α) está diretamente ligado com a freqüência, ou seja, com a posição do primeiro corte. Para perfis achatados (com α pequeno), esse ponto ocorre mais à direita e também para densidades mais altas. Esse comportamento é mostrado na Fig. 6.9, que é uma expressão da relação (6.3), onde o valor médio do perfil de densidade (obtido diretamente pelo interferômetro) é uma função de r_c (posição do corte medida pelo radiômetro).

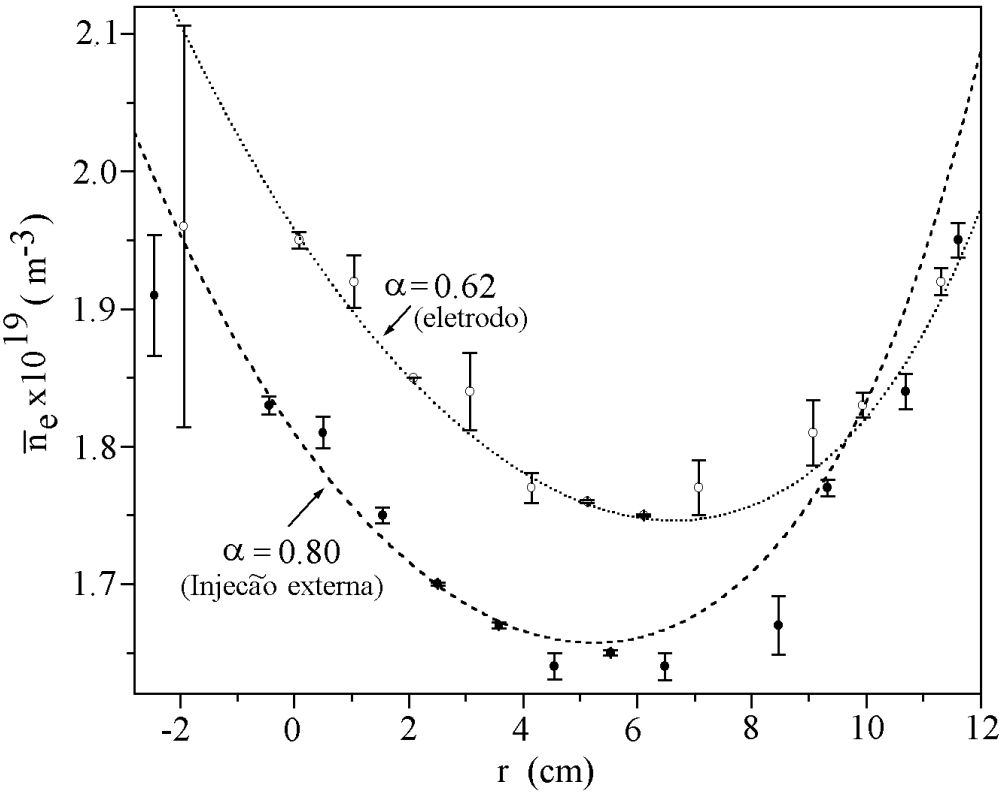


Fig. 6.9: Posições onde ocorreram os cortes (observados a partir do sinal de EEC e representados pelos pontos na figura) em função da densidade eletrônica média obtida com o interferômetro (r = - 1,25 cm). As curvas, tracejada e pontilhada, foram obtidas a partir de um ajuste da expressão (6.3), tendo α como parâmetro livre [Nas05].

As curvas de ajuste, tracejada e pontilhada, foram obtidas a partir de um ajuste da expressão (6.3) tendo-se α como parâmetro livre. Para as descargas com o eletrodo, e com injeção externa de gás pulsada obtivemos $\alpha = 0{,}62$ e $\alpha = 0{,}80$, respectivamente. As barras verticais indicam a incerteza na determinação do instante em que ocorre o corte na EEC, e conseqüentemente a incerteza na determinação do valor da densidade eletrônica.

Verifica-se dessas duas curvas que: a) o perfil radial da densidade eletrônica torna-se mais plano quando se aplica uma tensão no eletrodo, comparativamente ao pulso em que se utiliza somente a injeção externa de gás pulsada; b) durante a subida da densidade, α permanece o mesmo, e c) o valor de α obtido somente com injeção de gás, está próximo do valor de α encontrado no item anterior.

O estudo do corte na EEC é a seguir aplicado para a determinação da evolução da densidade eletrônica em descargas com injeção de RF.

6.3. Medida da densidade em descargas com injeção de RF.

A injeção de RF em plasmas é um tema importante nos estudos do aquecimento adicional e geração de correntes em plasmas confinados magneticamente. É também tema de particular interesse para o grupo ligado ao TCABR [Gal03, Ler03, Elf04]. Experimentalmente é observado que a aplicação de RF no plasma muitas vezes provoca um aumento da densidade eletrônica [Beh84]. No TCABR, em pulsos onde há injeção de RF na região das ondas Alfvén, temos, muitas vezes, ruídos indesejáveis em vários diagnósticos. Isto também ocorre com o interferômetro de microondas. Neste caso, a medida da densidade eletrônica, pode ser obtida a partir do método do corte da EEC.

Na Fig. 6.10 mostram-se os perfis temporais, obtidos na descarga #8467, a saber: (a) corrente de plasma, I_p; (b) tensão de enlace, V_l; (c) temperatura eletrônica medida em r = 4,4 cm; (d) densidade eletrônica obtida pelo interferômetro em r = - 1,2 cm, $\overline{n}_e$; (e) potência radiativa total, medida por um bolômetro [Val05], para uma corda passando próximo do centro da coluna de plasma.

Nesta descarga injetou-se RF no plasma entre os instantes $t \approx 44$ ms e $t \approx 65$ ms. Durante a injeção observamos diversos cortes na EEC. Este fato sugere, para este disparo, que a injeção de RF provoca um aumento da densidade eletrônica acima da densidade de corte para a EEC. A taxa de injeção externa de gás foi mantida constante durante o platô da descarga e, portanto, o *gas puffing* foi descartado como sendo o responsável pela subida da densidade eletrônica.

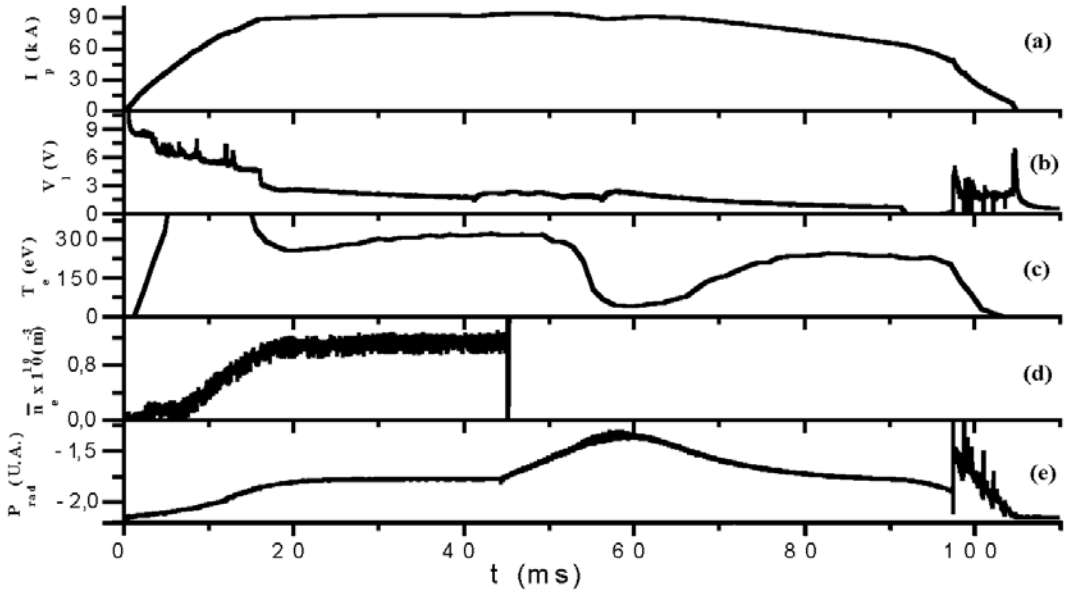


Fig. 6.10: Perfis temporais obtidos na descarga 8467, com injeção de RF, entre os instantes $t \approx 44$ ms e $t \approx 65$ ms, para as medidas da: (a) Corrente de plasma, I_p; (b) tensão de enlace, V_l; (c) Temperatura eletrônica medida na posição r = 4,4 cm; (d) densidade eletrônica obtida pelo interferômetro na posição r = - 1,2 cm, $\overline{n}_e$ e, (e) potência recebida pelo bolômetro para uma corda passando próximo do centro da coluna de plasma.

Na Fig. 6.11.(a) mostram-se os perfis temporais da EEC, para o mesmo pulso, obtidos para oito posições radiais da coluna de plasma, e na Fig. 6.11.(b), os mesmos perfis temporais mostrados numa representação tridimensional.

Da Fig. 6.11 observa-se que os cortes vistos nos perfis temporais da EEC, durante a aplicação das ondas de RF no plasma, possuem um comportamento semelhante aos resultados obtidos com a injeção externa de gás, como apresentados anteriormente (Fig. 6.4). Isso sugere uma subida uniforme da densidade eletrônica em toda a coluna de plasma.

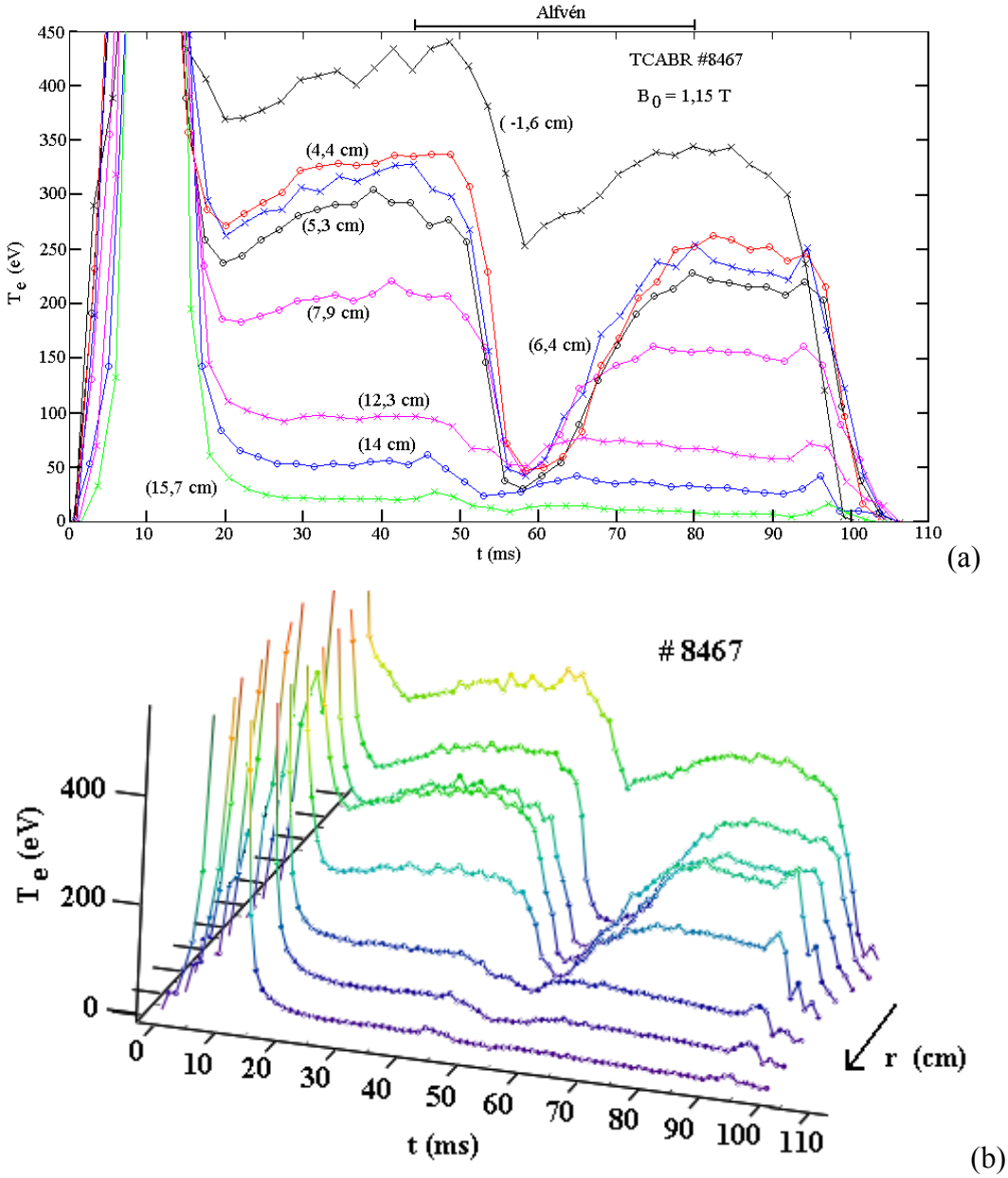


Fig. 6.11*:* Perfis temporais da temperatura eletrônica para o pulso #8467: (a) para oito posições radiais do plasma (valores em centímetros e indicados entre parêntesis); (b) Os mesmos dados numa representação tridimensional.

Partindo destas observações experimentais, pode-se então estimar o comportamento da densidade eletrônica durante a aplicação de RF no plasma.

Na Fig. 6.12.(a) mostra-se o perfil temporal para a densidade eletrônica, no intervalo de tempo entre t = 40 ms e t = 80 ms, onde se observa que o valor da densidade eletrônica para $t \approx 44$ ms, antes da aplicação de RF, é de $\approx 1{,}7.10^{19}$ m^{-3} (obtida pelo

interferômetro). A aplicação de RF no plasma ocorre entre $t \approx 44$ ms e $t \approx 65$ ms.

Observa-se que o sinal do interferômetro desaparece imediatamente após o acionamento do sistema de RF, provavelmente devido a ruídos.

Na Fig. 6.12.(b) mostram-se os perfis temporais para a EEC, onde se observa que o corte na EEC ocorre primeiramente para $r = 5{,}3$ cm. Para esses dados, usando a expressão 6.4, obtêm-se $\alpha \sim 0{,}84$. Após o primeiro corte na EEC observa-se que, as emissões provenientes de outras regiões da coluna de plasma são consecutivamente cortadas, indicando uma subida contínua da densidade eletrônica. Observa-se também que, a EEC não é cortada em nenhum instante de tempo durante a descarga, para as posições $r = 14$ cm e $r = 15{,}7$ cm. Neste caso, o valor máximo da densidade eletrônica para que não ocorra o corte em $r = 14$ cm deverá ser $n_{e0} \leq 3.10^{19}$ m^{-3}. Para $t > 58$ ms, vê-se que o sinal de EEC sobe, o que indica uma queda da densidade e, para $t > 72$ ms, nenhum dos sinais da EEC encontra-se cortado. Da Fig. 6.12.(b) observa-se que o sinal da EEC aparece por último em $r = 5{,}3$ cm e da expressão (6.4) obtêm-se para α o valor de $\approx 0{,}84$. Os valores para α tanto para o primeiro como para o último corte são iguais indicando que o perfil da densidade eletrônica foi o mesmo. A evolução do perfil temporal da densidade eletrônica é sugerida pela linha tracejada mostrada na Fig. 6.12.(a). Aqui é também admitido que o parâmetro α não muda durante o aumento da densidade.

Para complementarmos a análise sobre a evolução da densidade eletrônica, durante a aplicação das ondas de RF, analisa-se agora o sinal detectado pelo bolômetro (Fig. 6.10.(e)). No TCABR, este diagnóstico é utilizado para medir as perdas totais por radiação da coluna de plasma. Para descargas térmicas com $T_{e0} < 500$ eV, tem-se que as perdas pelo processo de radiação de linha são dominantes em toda a coluna de plasma [Ite99]. Por este motivo considera-se apenas o primeiro termo do lado direito da expressão 2.5. Tem-se então que a potência medida pelo bolômetro, P_{bol}, é dada por:

$$P_{bol} \approx C_1 Z_{ef}^6 n_e n_z T_e^{-3/2} \quad . \qquad (6.5)$$

Substituindo nessa expressão a temperatura T_e obtida a partir da resistência da coluna de plasma e da resistividade de *Spitzer* , ou seja, $R_p = \frac{V_l}{I_p} \propto c^{te} Z_{ef} \ln(\Lambda) T_e^{3/2} / a^2$, obtêm-se:

$$P_{bol} \approx c^{te} \frac{V_l}{I_p} \frac{a^2}{\ln \Lambda} Z_{ef}^5 n_e n_z \quad . \tag{6.6}$$

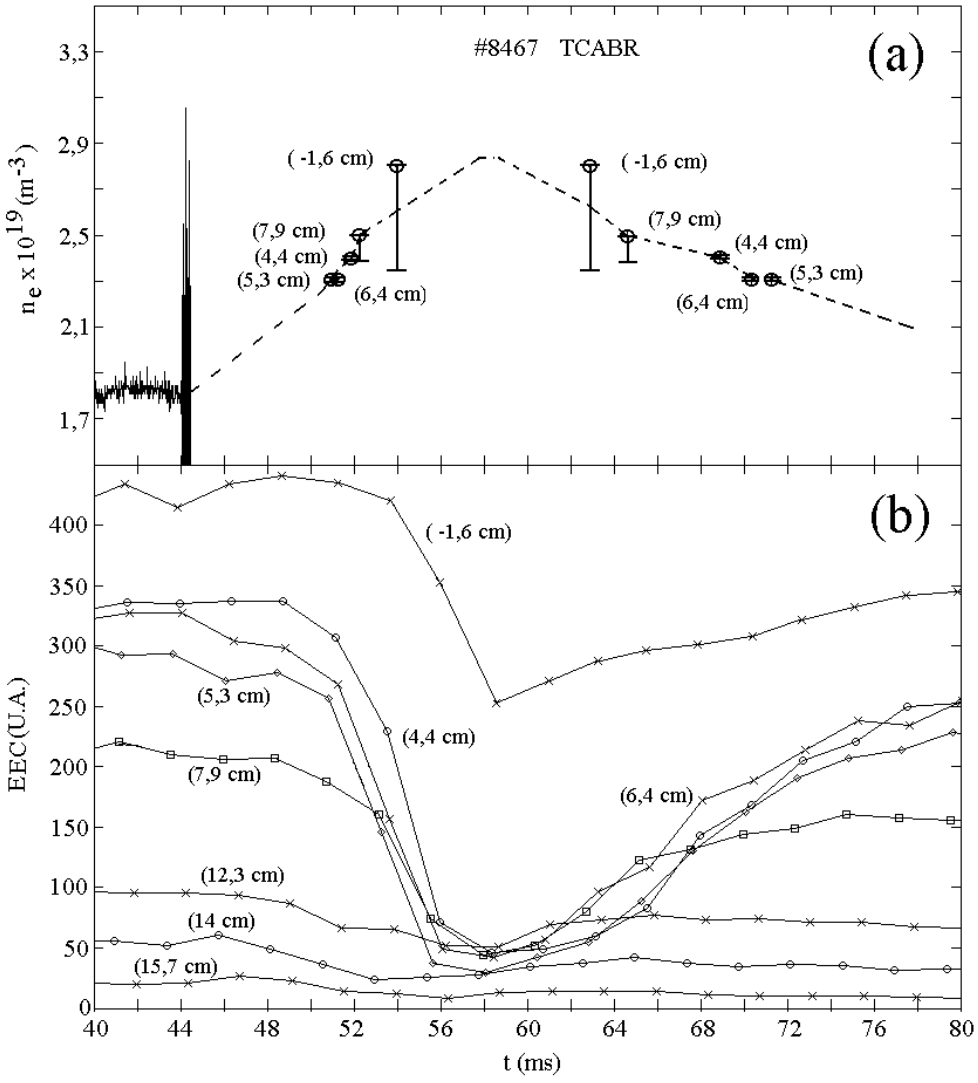


Fig. 6.12: Perfis temporais, no intervalo de tempo entre t = 30 ms e t = 75 ms, para: (a) perfil temporal da densidade eletrônica de pico, com α = 0,84, (obtida pelo interferômetro até o instante t ≈ 44 ms) e estimada a partir dos cortes na EEC (círculos); (b) EEC obtida para oito posições radiais diferentes da coluna de plasma (valores indicados na figura em cm). O feixe de RF foi injetado no plasma entre $t \approx$ 44 ms e $t \approx$ 65 ms.

Durante a injeção de RF, para o disparo aqui analisado, observa-se que a corrente de plasma I_p e a tensão de enlace V_l são aproximadamente constantes (ver Figs. 6.10.(a) e 6.10.(b)). Isso indica que $V_l/I_p = R_p \sim 2{,}2.10^{-5}$ Ω é também aproximadamente constante.

Como o número atômico efetivo, Z_{ef}, tem uma forte influência na resistência do plasma, é razoável admitir-se que esse parâmetro permanece aproximadamente constante (assim como a densidade de impurezas, n_z). Conseqüentemente o sinal do bolômetro tem uma dependência aproximadamente linear com a densidade eletrônica. Portanto, o perfil temporal do bolômetro dá uma estimativa da evolução da densidade eletrônica durante a injeção de RF. Pode-se, portanto concluir que o sinal do bolômetro confirma o perfil da evolução da densidade eletrônica obtido a partir do sinal da EEC.

Do estudo apresentado neste capítulo, verifica-se que o corte na EEC constitui um método adicional útil para a obtenção de informações do perfil da densidade eletrônica. Os resultados acima discutidos mostraram que isso é possível nas seguintes situações: a) durante a injeção externa de gás [Fon04]; b) durante a ação de um eletrodo de polarização [Nas05], e c) nas descargas com injeção de RF. Para se aplicar este método, necessita-se conhecer apenas o valor do campo magnético total e o efeito do corte no sinal da EEC. É indispensável que o radiômetro esteja devidamente calibrado em freqüência. Além disso, o método aqui apresentado, pode ser também usado em plasmas oticamente finos.

Capítulo 7

Conclusões e propostas para um desenvolvimento futuro.

Neste trabalho foram descritos os cuidados tomados com a instalação e caracterização de um radiômetro de microondas, necessários para a obtenção de medidas da radiação eletrociclotrônica proveniente do plasma do tokamak TCABR. Além da caracterização do radiômetro foram feitas várias medidas da radiação EC para vários cenários de plasmas. Partindo das medidas feitas com esse diagnóstico, dois pontos foram abordados com mais detalhes. Foi feito um estudo das condições corte da EEC, objetivando a determinação do perfil radial da densidade eletrônica, e também um estudo sobre as instabilidades de ruptura e dente de serra no tokamak TCABR. Alguns aspectos teóricos, úteis para estes estudos, foram mostrados nos Capítulos 2 e 3 e serviram para a interpretação dos dados experimentais mostrados nos capítulos subseqüentes.

O radiômetro é do tipo heteródino de varredura, operando na faixa de freqüência de 50 GHz a 85 GHz, e foi instalado com sucesso junto ao TCABR. No Capítulo 4 discutiram-se alguns aspectos deste sistema e que são importantes para a interpretação das medidas da radiação EC obtidas. Para a largura total de banda do amplificador de FI obteve-se $B_{DSB} \approx 1{,}8$ GHz, valor que dá uma resolução espacial, no sentido radial, entre 0,9 cm e 2,9 cm na região da coluna de plasma, para uma situação em que o campo toroidal no centro do vaso é de $B_0 = 1{,}14$ T. A resolução espacial na direção perpendicular ao eixo ótico é dada pelo raio da cintura do feixe gaussiano, para a qual obteve-se o valor de $W_0 = 1{,}1$ cm (que corresponde a uma área de $\approx 3{,}8$ cm^2 no centro da coluna de plasma). A cintura do feixe localiza-se a uma distância $d \approx 37$ cm da borda da lente. Com esses valores estimou-se o erro introduzido pela resolução espacial nas medidas da temperatura eletrônica. Para um perfil típico da temperatura eletrônica esse erro é pequeno (< 2 eV).

A curva de calibração absoluta do radiômetro foi determinada e obteve-se uma sensibilidade máxima de ≈ 40 mV/eV (para $f \approx 58$ GHz). Na calibração do sistema de EEC levou-se em conta o efeito do vidro da janela de diagnóstico. Esse efeito é uma combinação dos efeitos de reflexão e absorção do vidro e foi medido para a faixa de freqüências do radiômetro. Verificou-se que o efeito combinado absorção/reflexão, para o vidro, reduz de cerca de 70% (para $f \approx 70GHz$) a radiação que passa pela janela de diagnóstico. Para o quartzo fundido, essa redução cai para cerca de 6%, o que indica que esse material tem um menor coeficiente de absorção. Verificou-se também que, para o quartzo fundido, o efeito *Fabry-Perot* é perfeitamente identificado. A partir desse efeito obteve-se que o índice de refração do quartzo fundido é de 1,95.

Determinou-se a temperatura de ruído do radiômetro que, para a faixa de freqüências de interesse, varia de 250 K a 5.000 K. Para o Gerador de Ruído obteve-se temperaturas de 6.900 K ($f \approx 55$ GHz) a 12.800 K ($f \approx 77$ GHz).

Foi feita uma análise experimental da estabilidade em amplitude do radiômetro durante um intervalo de tempo de cerca de 5 horas para toda faixa útil de freqüências. Com base nessa análise, para as medidas feitas neste trabalho, somente foram utilizadas freqüências com estabilidade melhor que ≈ 7%. A estabilidade em freqüência (com o tempo) foi de ≈ 200 MHz [ou $(\Delta f / f).100 \approx 0{,}28\%$]. Determinou-se também o tempo de estabilização da freqüência do oscilador quando se aplica um degrau na tensão de controle do módulo oscilador (≈ 50 μs).

A seguir descrevem-se resumidamente os principais resultados obtidos a partir das medidas feitas com o radiômetro, em descargas térmicas, no tokamak TCABR.

Os perfis radiais e temporais da temperatura eletrônica foram obtidos pela primeira vez no tokamak TCABR. Utilizando-se para a temperatura eletrônica, $T_e(r)$, perfis do tipo $T_e(r) = T_{e0}[1-(\frac{r}{a})^2]^{\delta_1}[1+\delta_2(\frac{r}{a})^2]$, obtiveram-se valores de T_{e0} entre 375 eV e 500 eV. Para os parâmetros de ajuste δ_1 obtiveram-se valores entre 2,5 e 3,0 e para δ_2 os valores ficaram entre 0,0 e 2,0.

Também foi feito o uso de um código "zero-dimensional", especialmente desenvolvido para a análise das descargas térmicas no TCABR. Confrontando os perfis da temperatura eletrônica de pico, obtidos experimentalmente, com os obtidos com o código, foi possível fazer uma estimativa do nível de impurezas (Z_{ef}) para descargas térmicas. Desse confronto, obtiveram-se valores de Z_{ef} em torno de 2.

Estudaram-se os efeitos das instabilidades de ruptura e dente de serra nos perfis temporais e radiais da temperatura eletrônica. Observações simultâneas da temperatura e das oscilações de Mirnov indicaram a existência de um modo dominante nas descargas do TCABR. Com base nos perfis radiais da temperatura eletrônica determinou-se a posição e a largura das ilhas magnéticas presentes. Para o cenário de plasma em que foram obtidos esses resultados, a posição da superfície racional estava em $r_s \approx 9{,}5$ cm e a largura da ilha magnética foi de W entre 2,0 cm e 2,5 cm. Observou-se, também, que a localização da ilha magnética coincidia com uma região onde o perfil radial da temperatura de plasma era aproximadamente plano, indicando uma maior condutividade térmica, conforme previsto pela teoria.

Também, com base na estreita ligação entre o perfil radial de temperatura e as propriedades de transporte térmico do plasma, foi proposto um método para a determinação da posição e da largura das ilhas magnéticas a partir da medida das oscilações dente de serra. Para a série de disparos utilizado neste estudo, a corrente de plasma foi de $I_p \approx 90$ kA, correspondendo a um valor $q_a \approx 3{,}5$ para o fator de segurança na borda da coluna de plasma. O período de oscilação do dente de serra medido foi de $t_{\mathrm{sawt}} \approx 0{,}44$ ms (correspondendo a uma freqüência de oscilação de ≈ 2,3 kHz) e o tempo de queda (*crash*) foi estimado em $t_{crash} \approx 120$ μs. As posições radiais obtidas, da inversão do dente de serra, foram de $r \approx +/- 4\ cm$ (na superfície ressonante $q = 1$). Verificou-se que o perfil radial das amplitudes da oscilação da temperatura $|\Delta T_e|$ apresentava posições de mínimos que coincidiam com regiões aproximadamente planas para o perfil radial da temperatura. Estas observações experimentais sugerem que esses efeitos podem estar associados com as variações nas propriedades de transporte devido à presença das ilhas magnéticas. As posições de mínimo no perfil de $|\Delta T_e|$ correspondem a uma região de maior condutividade térmica. Esses resultados indicam que é possível utilizar a dependência radial da amplitude das oscilações dente de serra para se diagnosticar a presença de ilhas magnéticas.

Os resultados obtidos envolvendo: o cálculo do perfil radial do fator de segurança, (determinado a partir do perfil radial da T_e), e da posição radial onde q (r ≈ +/- 4 cm) = 1 (obtido a partir do ponto de inversão das oscilações dente de serra) e de $q(a) \approx 3{,}5$ (obtido a partir do valor da corrente de plasma), apresentaram valores compatíveis.

Finalmente, com a curva $q(r)$ e conhecendo-se as posições das ilhas indicadas pelos mínimos de $|\Delta T_e|$, determinou-se os possíveis modos m/n presentes no plasma que, para os

dados obtidos são: m/n = 4/3 ($r \approx$ 9,0 cm, $W_{4/3} \approx$ 0,9 cm), m/n = 3/2 ($r \approx$ 11,8 cm, $W_{3/2} \approx$ 0,9 cm) e m/n = 2/1 ($r \approx$ 13,7 cm, $W_{2/1} \approx$ 1,4 cm). A superfície q = 1 encontra-se localizada, nas descargas aqui analisadas, em $r \approx$ 4,8 cm. Essas posições estão corrigidas pelos deslocamentos de Shafranov e da coluna de plasma.

Com base no estudo teórico das condições de acessibilidade para a radiação EC (Capítulo 3) utilizaram-se as expressões do corte dessa radiação para a determinação do perfil radial de densidade eletrônica. Nesse estudo foi usado, para a densidade eletrônica, um perfil do tipo $n_e(r) = n_{e0}(1-(r/a)^2)^{\alpha}$. O método foi utilizado em descargas térmicas: com injeção externa de gás adicional (*gas puffing*); com a aplicação de um eletrodo de polarização e em descargas com injeção de RF. Nesses cenários obtiveram-se, para o parâmetro α, os valores: 0,86 < α < 0,97 para a primeira situação, α = 0,62 para a segunda e α = 0,84 para o plasma com injeção de ondas de RF. Nas situações em que foi possível a comparação da densidade obtida a partir do corte da EEC e das medidas obtidas com o interferômetro de microondas, os resultados obtidos dois diagnósticos se mostraram bastante próximos. Pode-se então concluir que esse é um método alternativo para a determinação da densidade eletrônica.

A seguir são indicadas algumas propostas para continuação dos trabalhos aqui desenvolvidos.

Uma aplicação menos rotineira da EEC como meio de diagnóstico está na obtenção experimental de informações da função distribuição dos elétrons em plasmas não térmicos. Sabendo que o espectro de emissão da radiação EC [Fon03] depende da função distribuição dos elétrons e que a existência de uma população não térmica de elétrons tem uma grande influência nesse espectro [Bru94]. A obtenção dessas informações poderá ser feita a partir da comparação dos espectros obtidos experimentalmente com os obtidos por meio das simulações de espectros gerados a partir de códigos numéricos.

A utilização da antena receptora da radiação EC fora do plano equatorial, ou inclinada em relação a esse plano, demandaria que se considerasse o efeito da refração na trajetória dos raios. Nessa situação, o uso do programa de tracejamento de raios desenvolvido (e apresentado em Apêndice) seria de grande utilidade. Seria também de interesse estender o programa de tal forma que também englobasse o modo ordinário.

O método apresentado no Capítulo 6, para a determinação da densidade eletrônica a partir da radiação EC, pode também, em princípio, ser utilizado em plasmas não térmicos (por exemplo, no regime de descargas descritas na referência [Gal01]) e também em

plasmas oticamente finos. Seria interessante a comparação dos resultados obtidos com o radiômetro, nesses cenários, com os obtidos com o interferômetro de microondas. O método baseado no corte da radiação EC permite a determinação da densidade local e, portanto, ele seria de muita utilidade no estudo experimental da trajetória de pastilhas (*pellets*) injetadas no plasma. No TCABR foi construído recentemente um sistema de injeção de pastilhas, que está em fase de testes [Van04], e o método aqui apresentado poderá ser de grande utilidade nos trabalhos que envolvam esse sistema. Está também prevista a instalação de um diagnóstico por espalhamento Thomsom (*Thomsom Scatering*) no TCABR. O método baseado no corte da EEC poderá ser útil para a calibração em densidade deste diagnóstico [Zhu05].

No Capítulo 5 foram apresentados dois métodos para obtenção de informações a respeito das ilhas magnéticas. Ambos baseiam-se na modificação das propriedades de transporte do plasma devido à presença de ilhas magnéticas. Seria interessante a realização de experiências em que os dois métodos fossem utilizados simultaneamente para comparação dos resultados. Além disso, seria bastante interessante o uso de bobinas de Mirnov dispostas ao redor do vaso [Sae04] de forma a se obter informações adicionais, através dessas bobinas, sobre as ilhas magnéticas no TCABR. Poderíamos também aplicar os métodos apresentados em descargas com diferentes cenários de plasma onde seriam estudadas as características das ilhas magnéticas.

Finalmente, o sistema de detecção de EEC é um diagnóstico muito importante nos estudos experimentais, em andamento, para se demonstrar a viabilidade do aquecimento e geração de correntes não indutivas por injeção de RF na região ondas Alfvén, no tokamak TCABR [Fon03, Ler03, Elf04]. O efeito dessa injeção no perfil da temperatura de elétrons dará indicações da região onde a interação onda-plasma é mais forte.

Anexo

Método experimental para a determinação do efeito da janela de diagnóstico na radiação EC detectada.

Neste anexo é apresentado um método experimental para a determinação do efeito da janela de diagnóstico na radiação EC emitida pelo plasma do TCABR. Esse método permite determinar a dependência com a freqüência do efeito combinado da absorção e reflexão da janela. As medidas foram feitas na faixa de freqüências de microondas do radiômetro, isto é de 50 a 85 GHz. O método a seguir descrito foi empregado para determinar esse efeito em janelas de vidro e quartzo fundido. Utiliza-se basicamente, para essas medidas, o radiômetro descrito no Capítulo 4, a lâmina de material dielétrico usada na janela de diagnósticos e dois corpos emissores com temperaturas diferentes. A teoria empregada na análise usa basicamente a equação de transferência da radiação e considera-se o efeito Fabry-Perot. Para o caso da lâmina de quartzo fundido com faces paralelas pode-se determinar, considerando-se o último efeito, o índice de refração médio para a faixa de freqüências considerada.

Tal como foi visto nos Capítulos deste trabalho, as medidas da temperatura eletrônica requerem uma calibração cuidadosa do radiômetro de EEC. Como a antena do radiômetro de microondas encontra-se instalada fora do vaso do tokamak, então parte da emissão proveniente da coluna de plasma é absorvida pela janela de diagnóstico do tokamak.

A.1. O método.

Na Fig. A.1 mostra-se um esquema mostrando o caminho percorrido pela radiação emitida de um corpo negro ao atravessar um material dielétrico, e atingindo a antena do radiômetro.

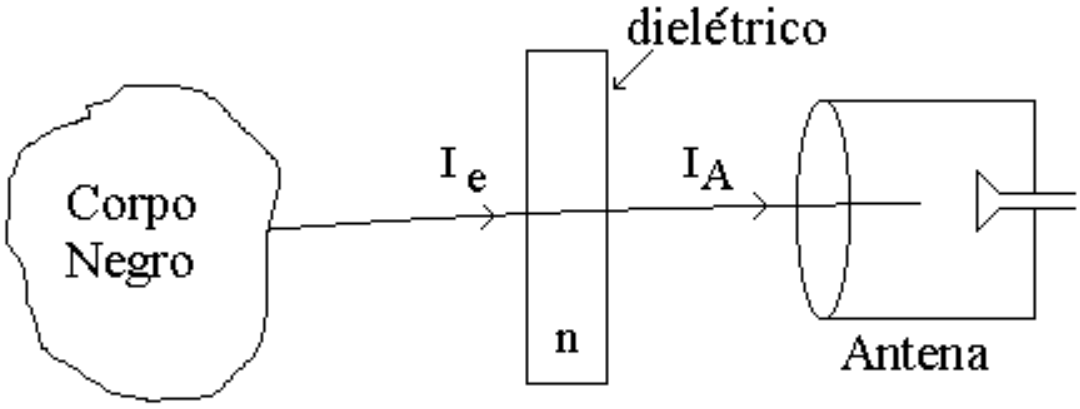


Fig. A.1: Esquema do trajeto dos raios emitidos por um corpo emissor. Esses raios atravessam a lâmina de material dielétrico com intensidade I_e e atingem a antena do radiômetro com intensidade I_A.

A intensidade da radiação que atinge a antena (I_A) depende da intensidade emitida pelo dielétrico (I_b) e da intensidade da radiação que atinge a lâmina I_e. Essas grandezas estão ligadas pela relação [Bek66]:

$$I_A = I_e e^{-\tau} + I_b(1-e^{-\tau}) \quad , \qquad \text{(A.1)}$$

onde τ é a profundidade ótica do material dielétrico.

Considerando-se o efeito das reflexões múltiplas nas faces do material, tem-se para a relação (A.1):

$$I_A = I_e(1-r)^2 e^{-\tau} + I_b(1-e^{-\tau})(1-r) \quad , \qquad \text{(A.2)}$$

onde $r = (\frac{n-1}{n+1})^2$ é o coeficiente de reflexão e *n* o índice de refração do material.

Este método consiste em medir-se a intensidade que atinge a antena em quatro diferentes situações. Duas usando um corpo quente como fonte de radiação com e sem o material dielétrico, ou seja, $I_A = I_{Q+D}$ e $I_A = I_Q$, respectivamente. Nas outras duas utilizou-se um corpo frio, com e sem o material dielétrico, ou seja, $I_A = I_{F+D}$ e $I_A = I_F$, respectivamente. A temperatura é controlada de modo a que não sofra variações durante as medidas.

Utilizando a expressão (A.2) para as quatro situações, conseqüentemente, pode-se eliminar I_b, de forma que o fator $(1-r)^2 e^{-\tau}$ seja dado por:

$$(1-r)^2 e^{-\tau} = \frac{I_{Q+D} - I_{F+D}}{(I_Q - I_F)} \quad . \tag{A.3}$$

Este método foi aplicado para o quartzo fundido e para o vidro na região de freqüências de 52 GHz a 83 GHz. Detalhes da montagem experimental e resultados são mostrados a seguir.

A.2. Montagem experimental e resultados.

Na Fig. A.2 mostra-se a montagem experimental utilizada, que consiste basicamente de um corpo quente (colocado dentro de um forno com temperatura ajustável até 1100 K), um corpo frio (absorvedor de microondas imerso em nitrogênio líquido), o radiômetro de varredura (descrito no Capítulo 4) e as lâminas de material dielétrico (vidro e quartzo fundido com espessuras de 12,0 mm e 7,7 mm respectivamente). As lâminas são colocadas perpendicularmente ao eixo ótico da antena. Para o corpo quente utiliza-se uma placa de tijolo cerâmico colocado dentro do forno previamente aquecido. A temperatura dentro do forno é controlada por um termopar instalado na superfície do corpo negro quente. O sistema de controle de temperatura é do tipo Liga/Desliga. A posição da antena é ajustada de forma que a cintura do feixe gaussiano (com largura de ≈ 2 cm) se situe sobre a

superfície do corpo negro quente. Isso é feito de forma a reduzir-se a área observada pela antena e para garantir que a temperatura da região observada pela antena seja uniforme. Um fluxo de ar, originado por ventilador, é direcionado para a superfície da amostra de forma a prevenir seu aquecimento. A temperatura na superfície da amostra é verificada permanentemente por um termopar instalado sobre a superfície da mesma.

Para o corpo negro frio utiliza-se um absorvedor de microondas (Eccosorb®), dentro de um recipiente de isopor (material não absorvedor de microondas) preenchido com nitrogênio líquido.

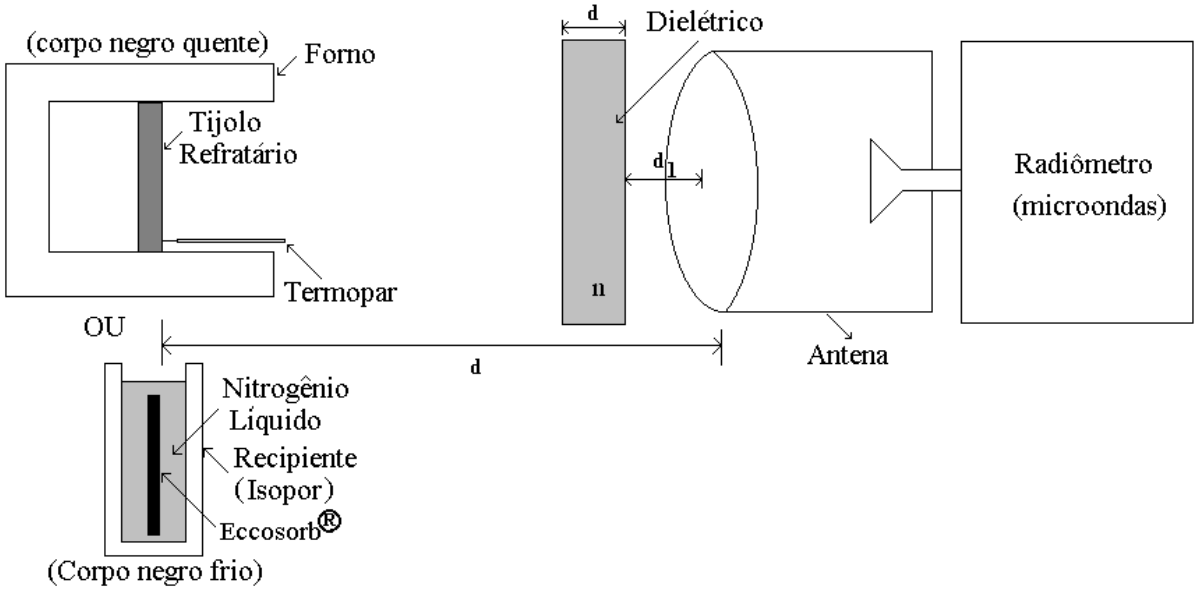


Fig. A.2: Montagem experimental usada para as medidas da intensidade da radiação originada de um corpo quente/frio, para a obtenção das curvas do fator $(1-r)^2 e^{-\tau}$ correspondente às placas de quartzo fundido e do vidro.

As quantidades necessárias para determinar-se $(1-r)^2 e^{-\tau}$ na eq. (A.3), i.e. I_Q, I_F, I_{Q+D} e I_{F+D}, são mostradas na Fig. A.3, em função da freqüência.

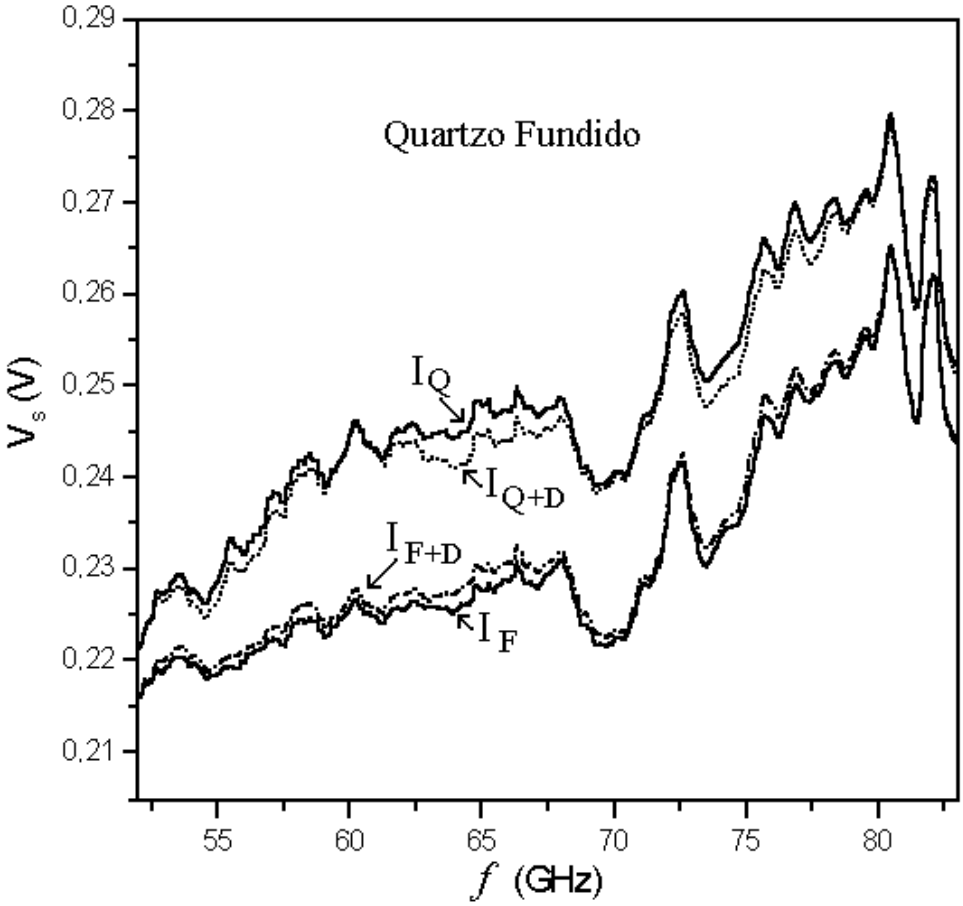


Fig. A.3: Tensão na saída do radiômetro para os corpos quente e frio, sem o dielétrico (Q e F) e com o dielétrico (Q+D, F+D).

Introduzindo as medidas experimentais I_{Q+D}, I_{F+D}, I_Q e I_F na eq. (A.3), obtêm-se a curva de $(1-r)^2 e^{-\tau}$ para o meio dielétrico. Na Fig. A.4 mostra-se a curva para o quartzo fundido, na faixa de freqüência de 52 a 85 GHz. As temperaturas para os corpos quente e frio (tijolo aquecido e absorvedor de microondas, respectivamente) usados nestes experimentos foram de 583 K e 77 K, respectivamente. A temperatura na superfície da amostra de quartzo fundido foi de 298 K, e mantida constante durante os experimentos.

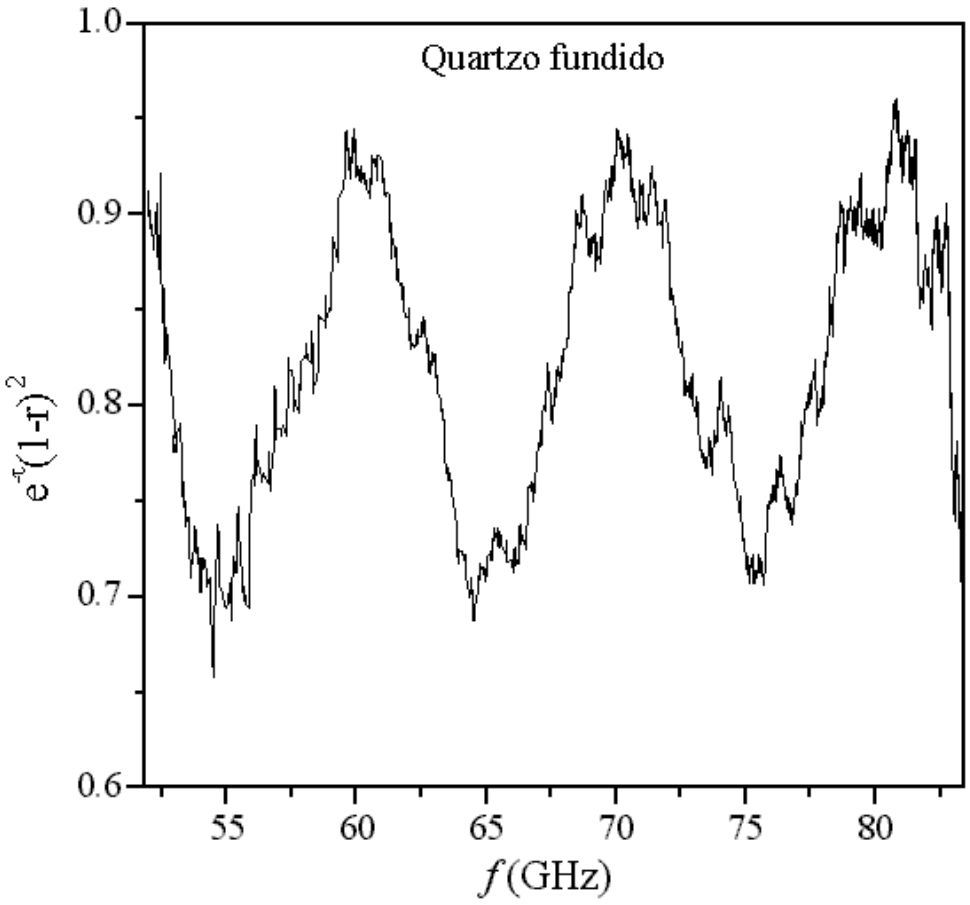


Fig. A.4: Curva do fator $(1-r)^2 e^{-\tau}$ para a placa de quartzo fundido (espessura d = 7,7 mm) obtida a partir dos resultados mostrados na Fig A.3.

O comportamento senoidal observado na curva de transmissão para o quartzo fundido é devido ao efeito Fabry-Perot, resultante das múltiplas reflexões dos raios nas superfícies paralelas do dielétrico. Esse efeito fica visível devido ao baixo coeficiente de absorção desse material. A relação entre a intensidade do feixe transmitido, I_t, e a intensidade incidente, I_i, é dada pela relação de Airy [Hec74]:

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{1}{1+\frac{4r^2}{(1-r^2)^2}\sin^2\frac{\delta}{2}} \quad , \tag{A.4}$$

no qual o fator δ é dado por [Hec74]:

$$\delta = \frac{4\pi n f d \cos\theta}{c} \quad , \tag{A.5}$$

sendo θ o ângulo de incidência na lâmina e f a freqüência da onda.A intensidade do sinal transmitido é máxima ($I_t / I_i = 1$) para $\delta = 0, 2\pi, 4\pi$.

Na Fig. A.5 mostra-se uma curva média obtida a partir de seis medidas independentes para uma placa de quartzo fundido com 7,7 mm de espessura. Um bom ajuste para o período de oscilação é obtido entre a curva experimental e a teórica (curva tracejada utilizamos a expressão A.4) quando se toma o índice de refração n = 1,95.

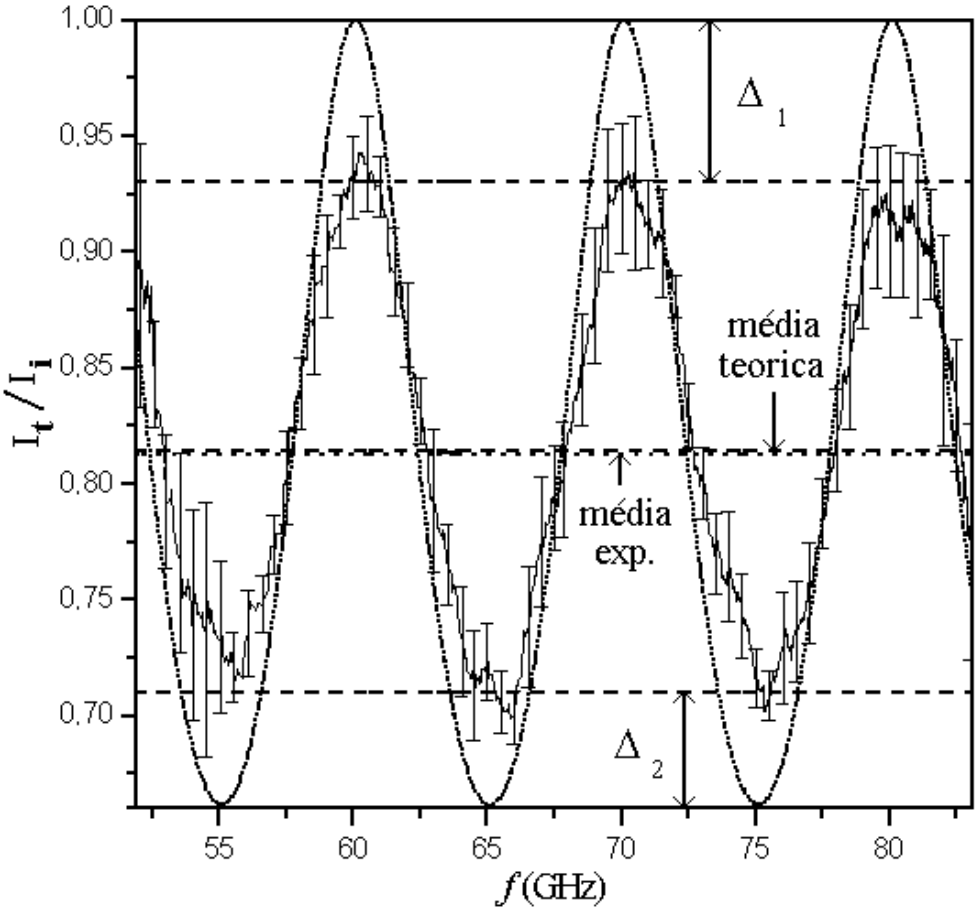


Fig. A.5: Curva de transmissão teórica (curva tracejada) obtida a partir da eq. (A.4) com um índice de refração n = 1,95. A espessura da lâmina é d = 7,7 mm. As curvas de transmissão, obtidas para a placa de quartzo fundido, são determinadas utilizando a eq. (A.3). A curva experimental mostrada é uma média de seis medidas.

Para um meio homogêneo, a profundidade ótica é dada por:

$$\tau = \rho d \quad , \qquad \text{(A.6)}$$

e o coeficiente de absorção do dielétrico, ρ, pode ser obtido pela expressão [Goe83]:

$$\rho = \frac{2\pi f \sqrt{\varepsilon_1}}{c} \tan\delta \quad , \qquad \text{(A.7)}$$

onde ε_1 é a parte real da constante dielétrica, $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$, e $tan\delta$ é a tangente das perdas do material dielétrico.

Da Fig. A.5 tem-se que $\Delta_1 \approx 0{,}07$ e $\Delta_2 \approx 0{,}05$, valores que permitem obter uma estimativa do coeficiente de absorção da lâmina de quartzo fundido ($\rho \approx 8$ m^{-1}). Por outro lado, usando-se os valores $\varepsilon_1 = 3{,}64$ e $tan\delta = 4.10^{-3}$ (correspondentes a $\lambda = 5.10^{-3}$ m e temperatura entre 20 e 25 ^{o}C) dados na literatura [Leb73], obtém-se para o coeficiente de absorção $\rho \approx 9.6$ m^{-1}. Finalmente da eq. (A.6) obtem-se que $\tau \approx 9{,}6.10^{-3}$ (com $d = 7{,}7$ mm) e, conseqüentemente, tem-se que ≈ 7,2% da energia incidente é absorvida pelo material.

Utilizando o mesmo método acima descrito, a seguir é determinado o fator $(1-r)^2 e^{-\tau}$ para a janela de vidro utilizado na janela de diagnóstico do tokamak TCABR (espessura de 12,0 mm, faces paralelas). Na Fig. A.6 mostra-se a curva de transmissão média para a placa de vidro obtida a partir de cinco conjuntos de medidas independentes. As temperaturas usadas nestes experimentos foram de 930 K (corpo quente) e 77 K para o absorvedor de microondas imerso em nitrogênio liquido (corpo frio). A temperatura na superfície da placa de vidro foi mantida constante (297 K).

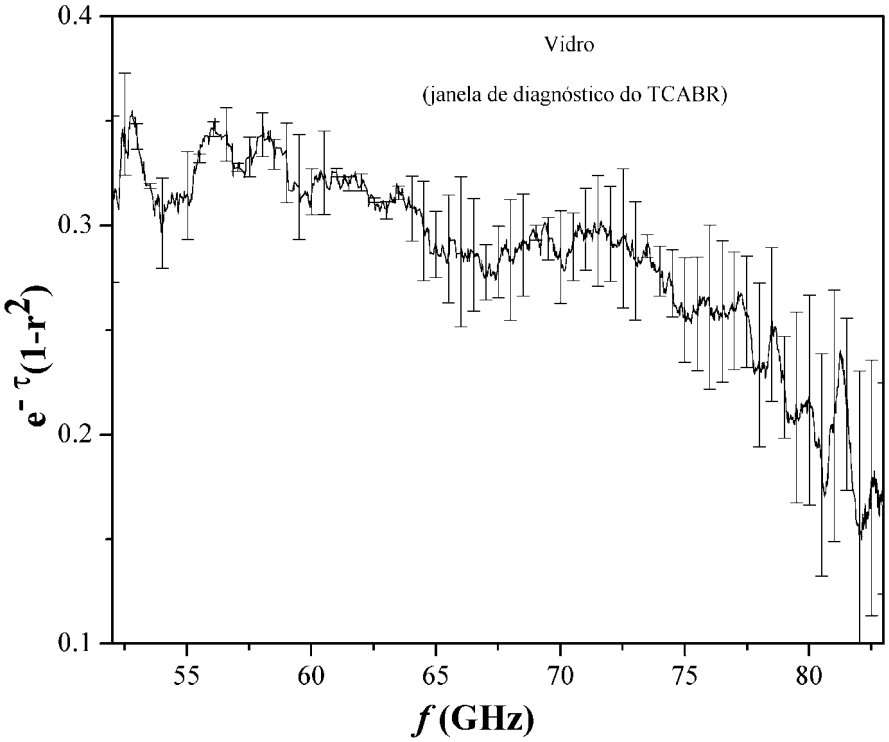


Fig. A.6: Curva de transmissão experimental do vidro (com espessura d = 12,0 mm) obtida a partir de cinco conjuntos de medidas independentes.

Da Fig. A.6 observa-se que o coeficiente de transmissão para a placa de vidro diminui com o aumento da freqüência. Devido ao alto coeficiente de absorção do vidro, o efeito Fabry-Perot não foi observado para a placa de vidro.

A partir dos resultados da Fig. A.6 pode-se obter o coeficiente de absorção, desde que tenhamos o índice de refração do meio. Tomando $n \approx 1{,}5$, obtêm-se a seguinte expressão para o coeficiente de absorção do vidro (em m^{-1}) em função da freqüência (em GHz):

$$\rho(f) = 92{,}5 + 9{,}5.10^{-4} e^{f/7{,}6} \quad . \qquad \text{(A.8)}$$

Para comparação, partindo-se da eq. (A.7) e dos valores $\varepsilon_1 = 5{,}3$ e $tan(\delta) = 1{,}22.10^{-2}$ (para o vidro *C49-2* na freqüência f = 60 GHz) obtidos na literatura [Leb73], obteve-se um coeficiente de absorção $\rho \approx$ 80 m^{-1}. Utilizando a equação (A.8) para f = 60 GHz, tem-se para $\rho \approx 95$ m^{-1}.

O principal resultado do método aqui apresentado, foi que este permite obter as curvas de transmissão para as janelas de diagnóstico usadas no TCABR, para a banda de

freqüências do radiômetro de EEC. O mesmo método poderá ser usado para outros materiais dielétricos usualmente utilizados nas janelas de diagnóstico de máquinas tokamak.

Além disso, os resultados obtidos para o vidro foram importantes para a calibração completa do radiômetro de EEC. Seria interessante dar continuidade a este trabalho obtendo-se a dependência com a freqüência do índice de refração, o que permitirá obter de forma mais precisa a dependência com a freqüência do coeficiente de absorção.

Referências Bibliográficas.

[Alb02] F. Albajar, M. Bornatici, F. Engelmann, *Nucl. Fusion*, **42** (6), 670-678 (2002).

[Aus02] M.E. Austin, K.W. Gentle, T.C. Luce, R.J. Jayakumar, "*Transport and Reconnection in Sawtoothing DIII-D Discharges*", 44th American Physical Society Annual Meeting of Division of Plasma Physics, Orlando, Florida, USA, (2002).

[Bat78] Glenn Bateman, "*MHD instabilities*", Cambridge, Mass., MIT Press, (1978).

[Beh84] R. Behn, A. de Chambrier, G.A. Collins, P.-A. Duperrex, A. Heym, F. Hofmann, Ch. Hollenstein, B. Joye, R. Keller, A. Lietti, J.B. Lister, J.-M. Moret, S. Nowak, J. O'Rourke, A. Pochelon, W. Simm, *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, **26** (1A)**,** 173-182, (1984).

[Bek66] G. Bekeffi, "*Radiation Processes in Plasmas"*, John Wiley & Sons, Inc., USA, (1966).

[Bha84] P. Bhartia, I.J. Bahl, "*Millimeter Wave Engineering and Applications*" John Wiley & Sons Inc., Canadá, (1984).

[Bit03]. J.A. Bittencourt, "*Fundamentals of plasma Physics*", São José dos Campos, SP, Brasil, (2003).

[Bor83] M. Bornatici, R. Cano, O. De Barbieri, F. Engelmann, *Nuclear Fusion*, **23** (9), 1153-1257 (1983).

[Bos81] Edson Del Bosco, "*Formação do Plasma no TBR*", Dissertação de Mestrado, IFUSP, São Paulo SP, Brasil, (1981).

[Bra65] S.I. Braginskii, "*Reviews of Plasma Physics"*, M. A. Leontovich, Consultants Bureau, New York, **1**, (1965).

[Bre78] C. Breton, C.D. Michelis, M. Mattioli, *Journal of Quantitative Spectr. and Radiative Transfer*, **19** (3), 367-379 (1978).

[Bru94] M. Brusati, D.V.Bartlett, A. Ekedahl, P. Froissard, A.Airoldi, G. Ramponi, R.P. da Silva, Y. Peysson, *Nucl. Fusion*, **34**, (1) 23-42, (1994).

[Cal77] J.D. Callen, G.L. Jahns, *Phys. Rev. Letters*, **38**, (9), 491, (1977).

[Cha84] A. de Chambrier, G.A. Collins, Ch. Hollenstein, B. Joye, J.B. Lister, J.M. Moret, S. Nowak, A. Pochelon, W. Simm, "*Target Plasma Conditions in TCA*", Report **LRP-241/84**, CRPP-Association Euratom, Ecole Polytechenique Fédérale, Lausanne, Suisse, (1984).

[Che74] F.F. Chen, "*Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*", University of California, EUA, (1974).

[Coj95] E. Cojocaru, *Applied Optics*, **34**, 2336-2338, (1995).

[Cos82] A. E.Costley, *"Electron Cyclotron Emission from Magnetically Confined Plasmas-II- Instrumentation and Measurements*", International School of Plasma Physics, Course on Plasma Diagnostics for Fusion Reactor Conditions, Villa Varenna-Italy, September 6-17, Vol. **1**, (1982).

[Dol00] T.J. Dolan, "Fusion Research, Principles, Experiments and Technology", Pergamon Press, USA, (2000).

[Eji82] S. Ejima, T.W. Petrie, A.C. Riviere, et al., *Nucl. Fusion*, **22** (12), 1627-1649 (1982).

[Elf04] A.G. Elfimov, E.A. Lerche, R.M.O. Galvao, L.F. Ruchko, A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, V.Bellintani Jr., *Braz. Journal of Phys*., **34**, (4B), 1707-1714, (2004).

[Elv05] http://www.elva-1.com/, página da empresa ELVA-1®, (2005).

[Fag02] A.N. Fagundes, W.P. de Sá, A.L. Dantas, *Braz. Journal Phys.*, **32** (1), 50-53 (2002).

[Fit95] Richard Fitzpatrick, *Phys. Plasmas*, **2** (3), 825-838, (1995).

[Fon00] A.M.M. Fonseca, "Alguns Aspectos do Desempenho do Tokamak TCABR: Modelagem, Simulações e Resultados Experimentais", Dissertação de Mestrado, IFUSP, São Paulo SP, Brasil, (2000).

[Fon01] A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, R.M.O Galvão,Yu. Kuznetsov, I.C. Nascimento, N. Cuevas, "*A model for plasma discharges simulation in Tokamak devices*", AIP Conference Proceedings, **563** (1), 149-154, (2001).

[Fon01a] A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, R.M.O Galvão,Yu. Kusnetzov, I.C. Nascimento, E.K. Sanada, "*Gas breakdown in the TCABR Tokamak:*

model, simulation and experimental results", AIP Conference Proceedings, **563** (1), 179-184, (2001).

[Fon03] A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, J.H. Vuolo, R.M.O Galvão, Yu.K Kusnetzov, E.R. Calderon, J.C. Raffaelli, "*Electron Cyclotron Emission from Thermal and Non-Thermal Discharges in the TCABR Tokamak"*. In: 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, Rússia, (2003).

[Fon04] A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, R.M.O. Galvão, Yu.K. Kuznetzov, J.I. Elizondo, E.R. Calderon, L.F. Ruchko, e J.H. Vuolo, *Braz. Journal of Physics*, **34** (4B), 1780-1785, (2004).

[Fon05] A. M. M. Fonseca, V. S. Tsypin, R. M. O. Galvão, Y. K. Kuznetsov, I. C. Nascimento, R. P. da Silva, E. A. Saettone, A. Vanucci, *Phys. of Plasmas*, **052501**, (2005).

[Fre90] E.D. Fredrickson, K. McGuire, A. Cavallo, R. Budny, A. Janos, D. Monicello, Y. Nagayama, W. Park, G. Taylor, and M.C. Zarnstorff, *Phys. Rev. Lett.*, **65** (23), 2869-2872, (1990).

[Fre00] E.D. Fredrickson, M.E. Austin, R. Groebner, J. Manickam, B. Rice, G. Schmidt, and R. Snider, *Phys. of Plasmas*, **7** (12), 5051, (2000).

[Gal01] R.M.O. Galvão, Yu.K Kuznetsov, I.C. Nascimento, E. Sanada, D.O. Campos, A.G. Elfimov, J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.A. Ferreira, A.M.M. Fonseca, E.A. Lerche, R. Lopez, L.F. Ruchko,W.P. de S, E.A. Saettone, J.H.F. Severo, R.P. da Silva, V.S. Tsypin, R. Valência e A. Vannucci, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (9), 1181–1190 (2001).

[Gal03] R.M.O. Galvão, V. Bellintani, AG. Elfimov, A. N. Fagundes, A.M.M. Fonseca, Yu.K. Kuznetsov, E.A. Lerche, I.C. Nascimento, E.K. Ozono, L.F. Ruchko, J.H. Severo, R.P. da Silva, O.C. Usuriaga and A. Vannucci, *Proc. 30th EPS Conf. On Contr. Fusion and Plasma Phys.*, St. Petersburg, **27A**, O-4.2B, (2003).

[Gat97] D.A. Gates, B. Lloyd, A.W. Morris, G. McArdle, M. R. O'Brien, M. Valovic, C. D. Warrick, H. R. Wilson, Compass D Team, ECRH Team, *Nucl. Fusion*, **37** (11), 1593, (1997).

[Goe74] S. Von Goeler, W. Stodiek, N. Sauthoff, *Phys. Rev. Lett.*, **33** (20), 1201-1203 (1974).

[Gol83] Paul F. Goldsmith, *Infrared millimeter waves*, **6**, (1983).

[Gri99] David J. Griffiths, "*Introduction to Electrodynamics*", Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, (1999).

[Har97] H.J. Hartfuss, T. Geist, M. Hirsch, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **39** (11), 1693–1769 (1997).

[Hec74] E. Hecht, A. Zajñac, *"Optics"*, Reading, Mass., Addison-Wesley Pub. Co., (1974).

[Hog96] G.M.D. Hogeweij, C.C. Chu, D.F. DaCruz, F. DeLuca, G. Gorini, A. Jacchia, N.J.L. Cardozo, P. Mantica, A.A.M. Oomens, M. Peters, F.J. Pijper, R.W. Polman, *Nucl. Fusion*, **36** (5), 535-544 (1996).

[Hug83] J.Hugill, *Nucl. Fusion*, **23** (3), 331-373 (1983).

[Hut87] I. H.Hutchinson, "*Principles of plasma diagnostics*", Cambridge University Press, New York, (1987).

[Ite99] ITER Physics Expert Group on Divertor, Iter Physics Expert Group on Divertor Modelling and Database, Iter Physics Basis Editor, Iter EDA, *Nucl. Fusion*, **39** (12), 2391-2469, (1999).

[Int03] International Congress on advances in Nuclear Power Plants – ICAPP´03, 4-7 Maio, Córdova, Espanha, (2003).

[Ite05] http://www.iter.org/, "*International Tokamak Experimental Reactor*", (2005).

[Ite05a] ITER Physiscs Expert Group on Diagnostics, Physics Basis Editors, ITER EDA, Naka Joint, Work Site, Mukouyama, Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan, *Nucl. Fusion*, **39** (12), 2541-2575, (1999).

[Jah78] G.L. Jahns, M. Soler, B.V. Waddell, J.D. Callen, H.R. Hicks, *Nucl. Fusion*, **18**, (5), 609-628, (1978).

[Jet05] http://www.fusion.org.uk/index.html, "*Joint European Torus*", (2005).

[Kal86] P.L. Kalantarov, L.A. Tseitlin, "*Calculation of Inductancies*", Energoatomizdat, Leningrad, p. 207, (1986).

[Kei87] M Keilhacker, *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, **29** (10A), 1401-1413 (1987).

[Kik04] Kikuchi Mitsuru, Inoue Nobuyuki, "*Role of fusion energy for the 21 century energy market and development strategy with international thermonuclear experimental reactor*", Japan Atomic Energy Research Institute, Japan, (2004).

[Kin98] J.E. Kinsey, R.E. Waltz, H.E. St. John, *Phys. of Plasmas,* **5** (11), 3974-3981, (1998).

[Kli67] Yu. L. Klimontovich, "*The statistical theory of non-equilibrium processes in a plasma",* Oxford; New York, Pergamon Press (1967).

[Kra66] J. D. Kraus, "*Radio Astronomy*", McGraw-Hill, USA, (1966).

[Law57] J. D. Lawson, *Proc. of the Phys. Soc. B,* **70**, 6 (1957).

[Leb73] I. Lebedev, "*Microwave Engineering*", Mir Publishers, Moscow, (1973).

[Ler03] E.A. Lerche, L.F. Ruchko, E.M. Ozono, R.M.O. Galvao, A.G. Elfimov, A.M.M. Fonseca e R.P. da Silva, *AIP Conf. Proc.,* **669**, 195, (2003).

[Loh88] John Lohr, *Rev. Sci. Instrum.,* **59** (8), 1608-1610 (1988).

[Mik05] A. B. Mikhailovskii, M. S. Shirokov, S. V. Konovalov, V. S. Tsypin, *Plasma Phys. Rep*., **31** (5), 347-368, (2005).

[Mil93] B.P. Van Milligen, A.C.A.P. Van Lammeren, N.J. Lopes Cardozo, F.C. Schüller, M. Verreck, *Nucl. Fusion*, **33**, (8), 1119-1132, (1993).

[Mil05] http://www.millitech.com, página da empresa Millitech®, (2005).

[Mir71] S.V. Mirnov, I.B. Semenov, Sov. Phys. JEPT, 33 (6), 1134, (1971).

[Mou97] Pantazis Mouroulis, John Macdonald, "*Geometrical Optics and Optical Design*", Oxford Univ. Press, (1997).

[Nas98] I.C. Nascimento, R.M.O. Galvão, Y. Kusnetsov, L.F. Ruchko, A.G. Elfimov, E. Sanada, N.A.M. Cuevas, F.T. Degasperi, A.N. Fagundes, J.I. Elizondo, R.P. da Silva, J.H. Vuolo, A. Vannucci, A.M.M. Fonseca, M.V.A.P. Heller, A.P. dos Reis, W.P de Sá, D.O. Campos, I.El Chamaa, E. Ozono, G. Amarante-Segundo, E. Lerche, V.S. Walder, *Research Using Small Fusion Devices, VII Latin American Workshop on Plasma Phys*., Tandyl, Argentina, 15 (1998).

[Nas05] I.C. Nascimento, Y.K. Kuznetsov; J.H.F. Severo; A.M.M Fonseca; A. Elfimov; V. Bellintani, M. Machida; M.V.A.P. Heller; R.M.O. Galvão; E.K. Sanada, e J.I. Elizondo, *Nucl. Fusion,* **45** (8), 796-803, (2005).

[Nav92] M.F.F. Nave, A.W. Edwards, K. Hirsh, M. Hugon, A. Jacchia, E. Lazzaro, H. Salzmann, P. Smeulders, *Nucl. Fusion*, **32** (5), 825-835, (1992).

[Nem90] Shojiro Nemoto, *Applied Optics*, **29** (6), 809-816, (1990).

[Ong00] J. Ongena, G. van Oost, *Trans. Fusion Techn*. **37** (3), (2000).

[Ore77] L. Oren, R.J. Taylor, *Nucl. Fusion*, **17** (6), 1143-1151 (1977).

[Ove91] P.L. Overfelt, C.S. Kenney, *J. Opt. Soc. Am. A*, **8**, 732-745, (1991).

[Pea02] Graham Pearson, Liam Devlin, Andrew Dearn, "*An LTCC Based Differential Microwave DRO Module*", Paper Presented at the IEE seminar on "*Microwave Thick Film Materials and Circuits*" 9 October, 2002. (http://www.plextek.com/technicalpapers.htm#).

[Red96] D. Chenna Reddy and T. Edlington, *Rev. Sci. Instrum.*, **67** (2), 462-468, (1996).

[Ruc03] L.F. Ruchko, R. Valencia, R.M.O. Galvão, E.A. Lerche, A.G. Elfimov, V. Bellintani Jr., J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.M.M. Fonseca, Yu.K. Kuznetsov, I.C. Nascimento, W.P. de Sá, E. Sanada, R.P. da Silva, *Rev. Sci Instr*., **75** (3), 655-660, (2004).

[Sae04] Erich A. Saettone, "*Construção e instalação de um limitador ergódico magnético no tokamak TCABR"*, Tese de Doutoramento, IFUSP, São Paulo, SP, Brasil, (2004).

[Sil04] R.P. da Silva, A.M.M. Fonseca, J. H. Vuolo, E.R. Calderon, R.M.O. Galvão, Yu.K. Kuznetzov, J.C. Raffaelli, *Braz. Journal Phys.***, 34** (4B), 1771-1779, (2004).

[Sum04] Leopold Summerer, "*SPS – Solar Power Satelites*, *European Perspectives*", ESA- ESTEC, (2004).

[Tam61] I.E. Tamm, A.D. Sakharov, "*Theory of Magnetic Termonuclear Reactor*", in Leontovich, M.A. (ed.), **1**, Oxford, Pergamon Press, (1961).

[Tay78] R.J. Taylor, *Journal of Nucl. Materials*, **76-77,** 41-44 (1978).

[Tay79] R. J.Taylor, L.Oren, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, (7), 446-449, (1979).

[Tay89] R.J. Taylor, M.L. Brown, B.D.Fried, H. Grote, J.R. Liberati, G.J. Morales, P. Pribyl, *Phys. Rev. Lett*., **63**, (21) 2365-2368, (1989).

[Une05] http://www.unep.org/, "*Programa das Nações Unidas para o meio ambiente"*, (2005).

[Val05] Valdemar Bellintani Júnior, a ser defendida no IFUSP, São Paulo, SP, Brasil, (2005).

[Van04] A. Vannucci, C.M. de O. Teixeira, F.S. Teixeira, J.H. Vuolo, A.C. de Paulo, F. Horita, F.T. Degasperi*, J.I. Elizondo, E.K. Sanada, V.A.L. Almeida, F. Pantano, *Braz. J. of Phys.*, **34** (4B), 1752-1755, (2004).

[Vas62] A.P. Vasiliev, G.G. Dolgov-Savelien, V.I. Kogan, *Nucl. Fusion, supplement*, part **2**, 655-675, (1962).

[Vri97] P.C. de Vries, "*Magnetic Islands in Tokamak Plasmas*", Tese de Doutorado, Universidade de Utrecht, Holanda, (1997).

[Vuo97] J.H. Vuolo, "*Bobinas Externas para Diagnósticos Magnéticos no Tokamak TCABR*", Publicações IFUSP/P-1266, São Paulo, SP, Brasil, (1997).

[Wag82] Wagner F., et. al., *Phys. Rev. Lett.***, 49** (19), 1408-1412, (1982).

[Wes87] J. Wesson, "*Tokamaks*", Clarendon Press Oxford, England, (1987).

[Wos81] P. Woskoboinikow, H.C. Praddaude, I.S. Falconer, W.J. Mulligan, *J. Appl. Phys*., **52** (12), 7099-7106 (1981).

[Wro91] D. Wroblewski, L.L. Lao, *Phys. Fluids B,* **3** (10), 2877-2881, (1991).

[Wwf05] http://www.wwf.org/, "*World Wide Fund For Nature*" (2005).

[Zhu05] K. Zhurovich,D. A. Mossessian, J. W. Hughes, A. E. Hubbard, J. H. Irby, E. S. Marmar, *Rev. Sci. Inst*., **76** (5), 053506, (2005).

Referências Bibliográficas.

[Alb02] F. Albajar, M. Bornatici, F. Engelmann, *Nucl. Fusion*, **42** (6), 670-678 (2002).

[Aus02] M.E. Austin, K.W. Gentle, T.C. Luce, R.J. Jayakumar, "*Transport and Reconnection in Sawtoothing DIII-D Discharges*", 44th American Physical Society Annual Meeting of Division of Plasma Physics, Orlando, Florida, USA, (2002).

[Bat78] Glenn Bateman, "*MHD instabilities*", Cambridge, Mass., MIT Press, (1978).

[Beh84] R. Behn, A. de Chambrier, G.A. Collins, P.-A. Duperrex, A. Heym, F. Hofmann, Ch. Hollenstein, B. Joye, R. Keller, A. Lietti, J.B. Lister, J.-M. Moret, S. Nowak, J. O'Rourke, A. Pochelon, W. Simm, *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, **26** (1A)**,** 173-182, (1984).

[Bek66] G. Bekeffi, "*Radiation Processes in Plasmas"*, John Wiley & Sons, Inc., USA, (1966).

[Bha84] P. Bhartia, I.J. Bahl, "*Millimeter Wave Engineering and Applications*" John Wiley & Sons Inc., Canadá, (1984).

[Bit03]. J.A. Bittencourt, "*Fundamentals of plasma Physics*", São José dos Campos, SP, Brasil, (2003).

[Bor83] M. Bornatici, R. Cano, O. De Barbieri, F. Engelmann, *Nuclear Fusion*, **23** (9), 1153-1257 (1983).

[Bos81] Edson Del Bosco, "*Formação do Plasma no TBR*", Dissertação de Mestrado, IFUSP, São Paulo SP, Brasil, (1981).

[Bra65] S.I. Braginskii, "*Reviews of Plasma Physics"*, M. A. Leontovich, Consultants Bureau, New York, **1**, (1965).

[Bre78] C. Breton, C.D. Michelis, M. Mattioli, *Journal of Quantitative Spectr. and Radiative Transfer*, **19** (3), 367-379 (1978).

[Bru94] M. Brusati, D.V.Bartlett, A. Ekedahl, P. Froissard, A.Airoldi, G. Ramponi, R.P. da Silva, Y. Peysson, *Nucl. Fusion*, **34**, (1) 23-42, (1994).

[Cal77] J.D. Callen, G.L. Jahns, *Phys. Rev. Letters*, **38**, (9), 491, (1977).

[Cha84] A. de Chambrier, G.A. Collins, Ch. Hollenstein, B. Joye, J.B. Lister, J.M. Moret, S. Nowak, A. Pochelon, W. Simm, "*Target Plasma Conditions in TCA*", Report **LRP-241/84**, CRPP-Association Euratom, Ecole Polytechenique Fédérale, Lausanne, Suisse, (1984).

[Che74] F.F. Chen, "*Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*", University of California, EUA, (1974).

[Coj95] E. Cojocaru, *Applied Optics*, **34**, 2336-2338, (1995).

[Cos82] A. E.Costley, *"Electron Cyclotron Emission from Magnetically Confined Plasmas-II- Instrumentation and Measurements*", International School of Plasma Physics, Course on Plasma Diagnostics for Fusion Reactor Conditions, Villa Varenna-Italy, September 6-17, Vol. **1**, (1982).

[Dol00] T.J. Dolan, "Fusion Research, Principles, Experiments and Technology", Pergamon Press, USA, (2000).

[Eji82] S. Ejima, T.W. Petrie, A.C. Riviere, et al., *Nucl. Fusion*, **22** (12), 1627-1649 (1982).

[Elf04] A.G. Elfimov, E.A. Lerche, R.M.O. Galvao, L.F. Ruchko, A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, V.Bellintani Jr., *Braz. Journal of Phys*., **34**, (4B), 1707-1714, (2004).

[Elv05] http://www.elva-1.com/, página da empresa ELVA-1®, (2005).

[Fag02] A.N. Fagundes, W.P. de Sá, A.L. Dantas, *Braz. Journal Phys.*, **32** (1), 50-53 (2002).

[Fit95] Richard Fitzpatrick, *Phys. Plasmas*, **2** (3), 825-838, (1995).

[Fon00] A.M.M. Fonseca, "Alguns Aspectos do Desempenho do Tokamak TCABR: Modelagem, Simulações e Resultados Experimentais", Dissertação de Mestrado, IFUSP, São Paulo SP, Brasil, (2000).

[Fon01] A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, R.M.O Galvão,Yu. Kuznetsov, I.C. Nascimento, N. Cuevas, "*A model for plasma discharges simulation in Tokamak devices*", AIP Conference Proceedings, **563** (1), 149-154, (2001).

[Fon01a] A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, R.M.O Galvão,Yu. Kusnetzov, I.C. Nascimento, E.K. Sanada, "*Gas breakdown in the TCABR Tokamak:*

model, simulation and experimental results", AIP Conference Proceedings, **563** (1), 179-184, (2001).

[Fon03] A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, J.H. Vuolo, R.M.O Galvão, Yu.K Kusnetzov, E.R. Calderon, J.C. Raffaelli, "*Electron Cyclotron Emission from Thermal and Non-Thermal Discharges in the TCABR Tokamak"*. In: 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, Rússia, (2003).

[Fon04] A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, R.M.O. Galvão, Yu.K. Kuznetzov, J.I. Elizondo, E.R. Calderon, L.F. Ruchko, e J.H. Vuolo, *Braz. Journal of Physics*, **34** (4B), 1780-1785, (2004).

[Fon05] A. M. M. Fonseca, V. S. Tsypin, R. M. O. Galvão, Y. K. Kuznetsov, I. C. Nascimento, R. P. da Silva, E. A. Saettone, A. Vanucci, *Phys. of Plasmas*, **052501**, (2005).

[Fre90] E.D. Fredrickson, K. McGuire, A. Cavallo, R. Budny, A. Janos, D. Monicello, Y. Nagayama, W. Park, G. Taylor, and M.C. Zarnstorff, *Phys. Rev. Lett.*, **65** (23), 2869-2872, (1990).

[Fre00] E.D. Fredrickson, M.E. Austin, R. Groebner, J. Manickam, B. Rice, G. Schmidt, and R. Snider, *Phys. of Plasmas*, **7** (12), 5051, (2000).

[Gal01] R.M.O. Galvão, Yu.K Kuznetsov, I.C. Nascimento, E. Sanada, D.O. Campos, A.G. Elfimov, J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.A. Ferreira, A.M.M. Fonseca, E.A. Lerche, R. Lopez, L.F. Ruchko,W.P. de S, E.A. Saettone, J.H.F. Severo, R.P. da Silva, V.S. Tsypin, R. Valência e A. Vannucci, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (9), 1181–1190 (2001).

[Gal03] R.M.O. Galvão, V. Bellintani, AG. Elfimov, A. N. Fagundes, A.M.M. Fonseca, Yu.K. Kuznetsov, E.A. Lerche, I.C. Nascimento, E.K. Ozono, L.F. Ruchko, J.H. Severo, R.P. da Silva, O.C. Usuriaga and A. Vannucci, *Proc. 30th EPS Conf. On Contr. Fusion and Plasma Phys.*, St. Petersburg, **27A**, O-4.2B, (2003).

[Gat97] D.A. Gates, B. Lloyd, A.W. Morris, G. McArdle, M. R. O'Brien, M. Valovic, C. D. Warrick, H. R. Wilson, Compass D Team, ECRH Team, *Nucl. Fusion*, **37** (11), 1593, (1997).

[Goe74] S. Von Goeler, W. Stodiek, N. Sauthoff, *Phys. Rev. Lett.*, **33** (20), 1201-1203 (1974).

[Gol83] Paul F. Goldsmith, *Infrared millimeter waves*, **6**, (1983).

[Gri99] David J. Griffiths, "*Introduction to Electrodynamics*", Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, (1999).

[Har97] H.J. Hartfuss, T. Geist, M. Hirsch, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **39** (11), 1693–1769 (1997).

[Hec74] E. Hecht, A. Zajñac, *"Optics"*, Reading, Mass., Addison-Wesley Pub. Co., (1974).

[Hog96] G.M.D. Hogeweij, C.C. Chu, D.F. DaCruz, F. DeLuca, G. Gorini, A. Jacchia, N.J.L. Cardozo, P. Mantica, A.A.M. Oomens, M. Peters, F.J. Pijper, R.W. Polman, *Nucl. Fusion*, **36** (5), 535-544 (1996).

[Hug83] J.Hugill, *Nucl. Fusion*, **23** (3), 331-373 (1983).

[Hut87] I. H.Hutchinson, "*Principles of plasma diagnostics*", Cambridge University Press, New York, (1987).

[Ite99] ITER Physics Expert Group on Divertor, Iter Physics Expert Group on Divertor Modelling and Database, Iter Physics Basis Editor, Iter EDA, *Nucl. Fusion*, **39** (12), 2391-2469, (1999).

[Int03] International Congress on advances in Nuclear Power Plants – ICAPP´03, 4-7 Maio, Córdova, Espanha, (2003).

[Ite05] http://www.iter.org/, "*International Tokamak Experimental Reactor*", (2005).

[Ite05a] ITER Physiscs Expert Group on Diagnostics, Physics Basis Editors, ITER EDA, Naka Joint, Work Site, Mukouyama, Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan, *Nucl. Fusion*, **39** (12), 2541-2575, (1999).

[Jah78] G.L. Jahns, M. Soler, B.V. Waddell, J.D. Callen, H.R. Hicks, *Nucl. Fusion*, **18**, (5), 609-628, (1978).

[Jet05] http://www.fusion.org.uk/index.html, "*Joint European Torus*", (2005).

[Kal86] P.L. Kalantarov, L.A. Tseitlin, "*Calculation of Inductancies*", Energoatomizdat, Leningrad, p. 207, (1986).

[Kei87] M Keilhacker, *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, **29** (10A), 1401-1413 (1987).

[Kik04] Kikuchi Mitsuru, Inoue Nobuyuki, "*Role of fusion energy for the 21 century energy market and development strategy with international thermonuclear experimental reactor*", Japan Atomic Energy Research Institute, Japan, (2004).

[Kin98] J.E. Kinsey, R.E. Waltz, H.E. St. John, *Phys. of Plasmas,* **5** (11), 3974-3981, (1998).

[Kli67] Yu. L. Klimontovich, "*The statistical theory of non-equilibrium processes in a plasma",* Oxford; New York, Pergamon Press (1967).

[Kra66] J. D. Kraus, "*Radio Astronomy*", McGraw-Hill, USA, (1966).

[Law57] J. D. Lawson, *Proc. of the Phys. Soc. B,* **70**, 6 (1957).

[Leb73] I. Lebedev, "*Microwave Engineering*", Mir Publishers, Moscow, (1973).

[Ler03] E.A. Lerche, L.F. Ruchko, E.M. Ozono, R.M.O. Galvao, A.G. Elfimov, A.M.M. Fonseca e R.P. da Silva, *AIP Conf. Proc.,* **669**, 195, (2003).

[Loh88] John Lohr, *Rev. Sci. Instrum.,* **59** (8), 1608-1610 (1988).

[Mik05] A. B. Mikhailovskii, M. S. Shirokov, S. V. Konovalov, V. S. Tsypin, *Plasma Phys. Rep*., **31** (5), 347-368, (2005).

[Mil93] B.P. Van Milligen, A.C.A.P. Van Lammeren, N.J. Lopes Cardozo, F.C. Schüller, M. Verreck, *Nucl. Fusion*, **33**, (8), 1119-1132, (1993).

[Mil05] http://www.millitech.com, página da empresa Millitech®, (2005).

[Mir71] S.V. Mirnov, I.B. Semenov, Sov. Phys. JEPT, 33 (6), 1134, (1971).

[Mou97] Pantazis Mouroulis, John Macdonald, "*Geometrical Optics and Optical Design*", Oxford Univ. Press, (1997).

[Nas98] I.C. Nascimento, R.M.O. Galvão, Y. Kusnetsov, L.F. Ruchko, A.G. Elfimov, E. Sanada, N.A.M. Cuevas, F.T. Degasperi, A.N. Fagundes, J.I. Elizondo, R.P. da Silva, J.H. Vuolo, A. Vannucci, A.M.M. Fonseca, M.V.A.P. Heller, A.P. dos Reis, W.P de Sá, D.O. Campos, I.El Chamaa, E. Ozono, G. Amarante-Segundo, E. Lerche, V.S. Walder, *Research Using Small Fusion Devices, VII Latin American Workshop on Plasma Phys*., Tandyl, Argentina, 15 (1998).

[Nas05] I.C. Nascimento, Y.K. Kuznetsov; J.H.F. Severo; A.M.M Fonseca; A. Elfimov; V. Bellintani, M. Machida; M.V.A.P. Heller; R.M.O. Galvão; E.K. Sanada, e J.I. Elizondo, *Nucl. Fusion,* **45** (8), 796-803, (2005).

[Nav92] M.F.F. Nave, A.W. Edwards, K. Hirsh, M. Hugon, A. Jacchia, E. Lazzaro, H. Salzmann, P. Smeulders, *Nucl. Fusion*, **32** (5), 825-835, (1992).

[Nem90] Shojiro Nemoto, *Applied Optics*, **29** (6), 809-816, (1990).

[Ong00] J. Ongena, G. van Oost, *Trans. Fusion Techn*. **37** (3), (2000).

[Ore77] L. Oren, R.J. Taylor, *Nucl. Fusion*, **17** (6), 1143-1151 (1977).

[Ove91] P.L. Overfelt, C.S. Kenney, *J. Opt. Soc. Am. A*, **8**, 732-745, (1991).

[Pea02] Graham Pearson, Liam Devlin, Andrew Dearn, "*An LTCC Based Differential Microwave DRO Module*", Paper Presented at the IEE seminar on "*Microwave Thick Film Materials and Circuits*" 9 October, 2002. (http://www.plextek.com/technicalpapers.htm#).

[Red96] D. Chenna Reddy and T. Edlington, *Rev. Sci. Instrum.*, **67** (2), 462-468, (1996).

[Ruc03] L.F. Ruchko, R. Valencia, R.M.O. Galvão, E.A. Lerche, A.G. Elfimov, V. Bellintani Jr., J.I. Elizondo, A.N. Fagundes, A.M.M. Fonseca, Yu.K. Kuznetsov, I.C. Nascimento, W.P. de Sá, E. Sanada, R.P. da Silva, *Rev. Sci Instr*., **75** (3), 655-660, (2004).

[Sae04] Erich A. Saettone, "*Construção e instalação de um limitador ergódico magnético no tokamak TCABR"*, Tese de Doutoramento, IFUSP, São Paulo, SP, Brasil, (2004).

[Sil04] R.P. da Silva, A.M.M. Fonseca, J. H. Vuolo, E.R. Calderon, R.M.O. Galvão, Yu.K. Kuznetzov, J.C. Raffaelli, *Braz. Journal Phys.***, 34** (4B), 1771-1779, (2004).

[Sum04] Leopold Summerer, "*SPS – Solar Power Satelites*, *European Perspectives*", ESA- ESTEC, (2004).

[Tam61] I.E. Tamm, A.D. Sakharov, "*Theory of Magnetic Termonuclear Reactor*", in Leontovich, M.A. (ed.), **1**, Oxford, Pergamon Press, (1961).

[Tay78] R.J. Taylor, *Journal of Nucl. Materials*, **76-77,** 41-44 (1978).

[Tay79] R. J.Taylor, L.Oren, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, (7), 446-449, (1979).

[Tay89] R.J. Taylor, M.L. Brown, B.D.Fried, H. Grote, J.R. Liberati, G.J. Morales, P. Pribyl, *Phys. Rev. Lett*., **63**, (21) 2365-2368, (1989).

[Une05] http://www.unep.org/, "*Programa das Nações Unidas para o meio ambiente"*, (2005).

[Val05] Valdemar Bellintani Júnior, a ser defendida no IFUSP, São Paulo, SP, Brasil, (2005).

[Van04] A. Vannucci, C.M. de O. Teixeira, F.S. Teixeira, J.H. Vuolo, A.C. de Paulo, F. Horita, F.T. Degasperi*, J.I. Elizondo, E.K. Sanada, V.A.L. Almeida, F. Pantano, *Braz. J. of Phys.*, **34** (4B), 1752-1755, (2004).

[Vas62] A.P. Vasiliev, G.G. Dolgov-Savelien, V.I. Kogan, *Nucl. Fusion, supplement*, part **2**, 655-675, (1962).

[Vri97] P.C. de Vries, "*Magnetic Islands in Tokamak Plasmas*", Tese de Doutorado, Universidade de Utrecht, Holanda, (1997).

[Vuo97] J.H. Vuolo, "*Bobinas Externas para Diagnósticos Magnéticos no Tokamak TCABR*", Publicações IFUSP/P-1266, São Paulo, SP, Brasil, (1997).

[Wag82] Wagner F., et. al., *Phys. Rev. Lett.***, 49** (19), 1408-1412, (1982).

[Wes87] J. Wesson, "*Tokamaks*", Clarendon Press Oxford, England, (1987).

[Wos81] P. Woskoboinikow, H.C. Praddaude, I.S. Falconer, W.J. Mulligan, *J. Appl. Phys*., **52** (12), 7099-7106 (1981).

[Wro91] D. Wroblewski, L.L. Lao, *Phys. Fluids B,* **3** (10), 2877-2881, (1991).

[Wwf05] http://www.wwf.org/, "*World Wide Fund For Nature*" (2005).

[Zhu05] K. Zhurovich,D. A. Mossessian, J. W. Hughes, A. E. Hubbard, J. H. Irby, E. S. Marmar, *Rev. Sci. Inst*., **76** (5), 053506, (2005).

Apêndice

Trajetória dos raios no plasma

No presente trabalho todas as medidas da radiação EEC foram feitas com o eixo da antena no plano equatorial e perpendicularmente ao eixo menor da máquina. Nessa situação admite-se que os efeitos da refração dos raios podem ser desprezados. Para um trabalho futuro seria interessante que o estudo do efeito de encurvamento dos raios devido à variação do índice de refração do plasma.

Neste apêndice mostram-se os resultados obtidos a partir de um programa para tracejamento de raios (*Ray Tracing*) desenvolvido especialmente para este trabalho. Com ele pode-se determinar a trajetória de raios, para o modo X, numa seção transversal da coluna de plasma. O programa permite verificar o comportamento de vários parâmetros da onda e do plasma, na trajetória do raio. Pode-se determinar também a trajetória para os vários cenários típicos do plasma do TCABR.

As equações utilizadas para a determinação da posição e número de onda dos raios no plasma são [Bek66]:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = -\frac{\frac{\partial g}{\partial \vec{\kappa}}}{\frac{\partial g}{\partial \omega}} \quad , \qquad \text{(Ap.1)}$$

$$\frac{d\vec{\kappa}}{dt} = \frac{\frac{\partial g}{\partial \vec{r}}}{\frac{\partial g}{\partial \omega}} \quad , \qquad \text{(Ap.2)}$$

onde $g(\omega, \vec{\kappa}, \vec{r}) = 0$ é a relação de dispersão, $\vec{r}$ é a coordenada espacial e $\vec{\kappa}$ o número de onda da onda eletromagnética. A onda propaga-se ao longo da trajetória definida por $\vec{r}$ e o fluxo de energia da onda propaga-se com uma velocidade igual à velocidade de grupo. Da relação de dispersão $g(\omega, \vec{\kappa}, \vec{r}) = 0$ temos $\delta g = 0$, ou seja:

$$\delta g = \frac{\partial g}{\partial k}\delta k + \frac{\partial g}{\partial \omega}\delta\omega + \frac{\partial g}{\partial r}\delta r = 0 \quad , \qquad \text{(Ap.3)}$$

Admite-se aqui que a função *g* não depende explicitamente da variável tempo. Considera-se também que a aproximação ótica geométrica é válida.

Para o estudo da propagação das ondas no modo extraordinário considera-se a relação de dispersão dada na expressão (3.59), ou seja, a relação de dispersão para plasmas frios e no modo extraordinário. Considera-se também que a trajetória do raio ocorre num plano transversal da coluna de plasma, isto é num plano perpendicular ao eixo da coluna. O eixo *X* é perpendicular ao eixo do vaso e o eixo *Y* perpendicular ao plano equatorial, com origem no centro do vaso. Tem-se então $\vec{r}$ (*x*, *y*) e $\vec{\kappa}$ (k_x, k_y) para a posição e vetor de onda, respectivamente. As soluções para a $\vec{r}$ e $\vec{\kappa}$ são obtidas a partir do sistema de equações diferenciais acopladas, dadas pelas equações (Ap.1) e (Ap.2). Essas equações são resolvidas simultaneamente utilizando o método de integração numérico de Runge-Kutta.

A seguir apresentam-se os resultados obtidos com o programa numérico para cenários típicos do plasma do TCABR. Para todas as simulações, considera-se apenas o modo extraordinário para as ondas propagando-se num plano transversal da coluna de plasma. Considera-se também para o perfil radial da densidade eletrônica $n_e(r) = n_{e0}[1-(\frac{r}{a})^2]^{\alpha}$ (eq. (2.9) mostrada no Capítulo 2) e para o valor do campo magnético, no centro da coluna de plasma, de B_0 = 1,14 T.

Inicialmente utiliza-se o programa numérico para determinar o ponto de reflexão para várias ondas com freqüências menor que a freqüência de corte num plasma com uma densidade eletrônica de pico $n_{e0} = 3{,}9.10^{19}$ m^{-3}, e $\alpha = 0{,}85$. Os pontos de reflexão obtidos, com o programa numérico, foram comparados com os pontos de corte (pontos A, B, C e D) sobre a curva de corte representada na Fig. Ap.1, tendo-se obtido perfeita concordância entre ambos.

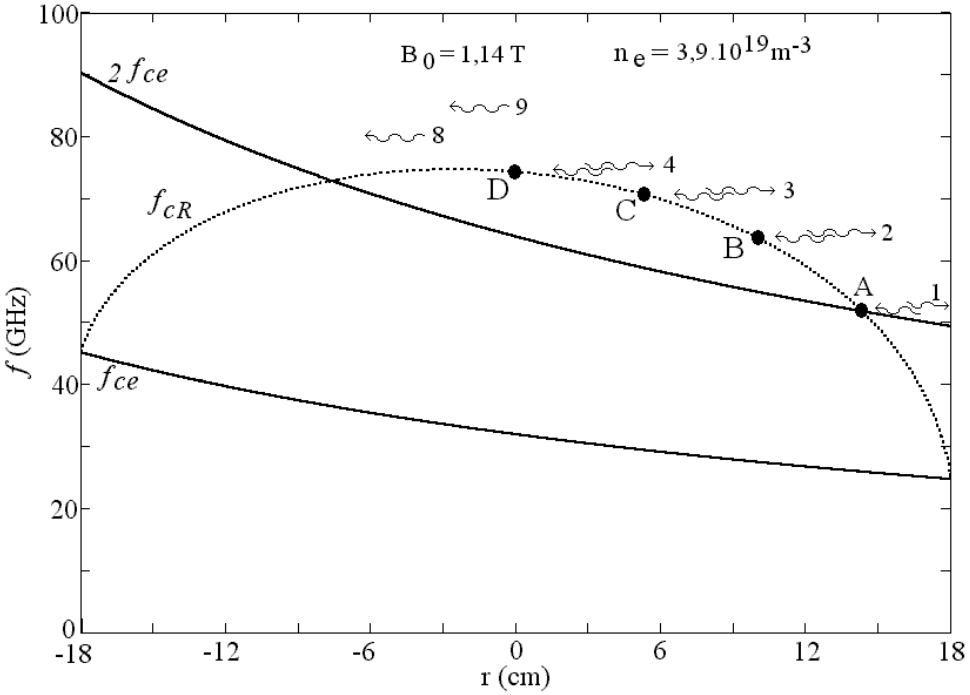


Fig. Ap.1: Perfis radiais obtidos para a primeira e segunda harmônicas da emissão eletrociclotrônica, f_{ce} e 2 f_{ce}, respectivamente; e freqüência de corte, f_R. Os pontos A, B, C e D correspondem às posições no plano equatorial da coluna de plasma, onde as ondas com freqüências diferentes são refletidas (obtidas a partir do programa para a determinação da trajetória dos raios no plasma). Para essa simulação foi utilizou-se n_{e0} = 3,9.10^{19} m^{-3} e α = 0,85.

Examina-se agora a propagação das ondas no plasma. Na Fig. Ap.2 mostram-se as trajetórias para as ondas lançadas, no lado com campo magnético mais baixo, distanciadas do eixo equatorial de h = *0,5* cm, e com um ângulo de entrada nulo, θ_0 = 0º. Nestas simulações usa-se $h \neq 0$ (ondas fora do plano equatorial) para que o efeito de refração seja possível de ser visualizado.

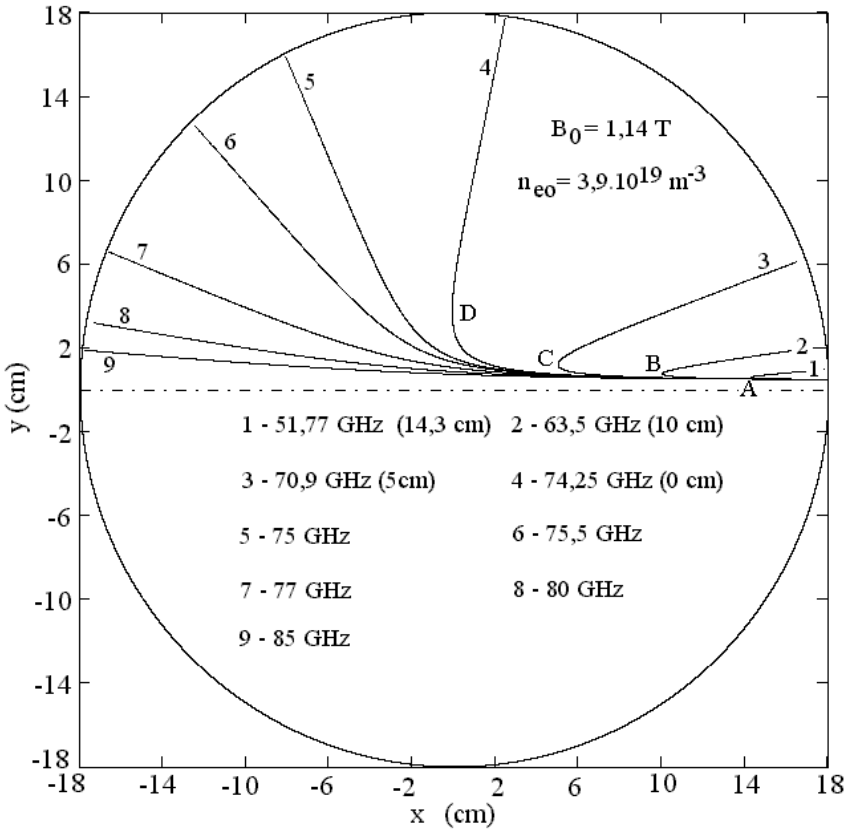


Fig. Ap.2: Trajetórias dos raios no plasma, para 8 freqüências, lançados com $h = 0{,}5$ cm e $\theta_0 = 0^o$, num plasma com densidade eletrônica de pico $n_{e0} = 3{,}9.10^{19}$ m^{-3}, $\alpha = 0{,}85$ e B_0=1,14 T.

Pode-se também determinar o tempo e a velocidade de propagação dos raios no interior da coluna de plasma. Na Fig. Ap.3 encontram-se representadas a dependência temporal das componentes da velocidade de grupo na direção dos eixos X e Y e, também, o seu módulo para ondas com freqüências 74,25 GHz e 80 GHz. Considera-se que, fora da coluna de plasma, o meio é o vácuo e, portanto o módulo da velocidade inicial e final das ondas é igual à velocidade da luz. Da Fig. Ap.3 observa-se que o módulo da velocidade das ondas diminui a medida que penetra no plasma e vão se aproximando da região central da coluna de plasma, isto é onde a densidade eletrônica é mais alta. Desta figura vê-se também que o tempo total que a onda com f = 74,25 GHz leva para atravessar a coluna de plasma é de ≈ 4,4 ns. Para a onda com f = 80 GHz esse tempo é de ≈ 2,4 ns. Observa-se, portanto que a onda de f = 80 GHz precisará aproximadamente metade do tempo para atravessar a coluna de plasma, se comparada com a onda de f = 74,25 GHz. O tempo necessário para uma onda atravessar uma distância de 2.a = 0,38 m, no vácuo, é de ≈ 1,2 ns.

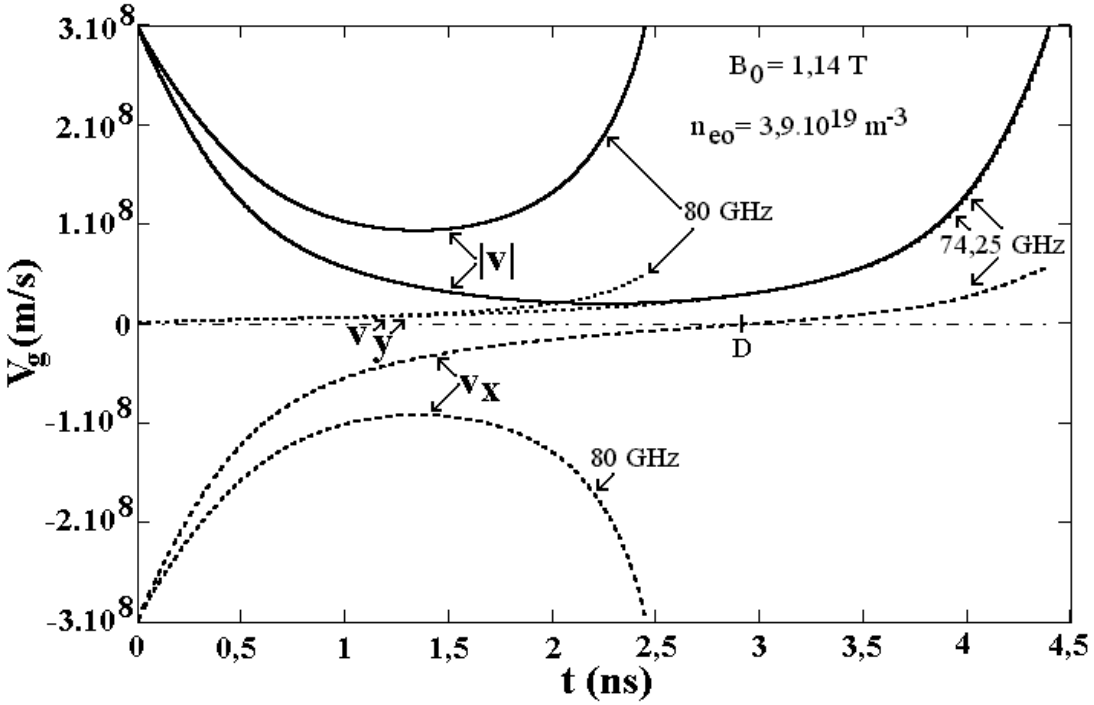
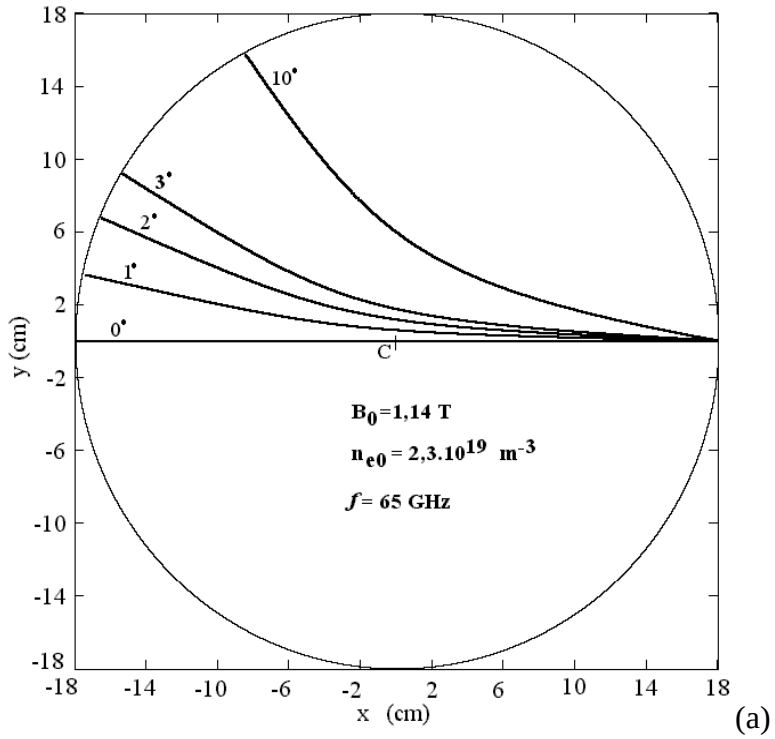


Fig. Ap.3: Velocidade de grupo na direção dos eixos *X* e *Y*, e também o seu módulo, para ondas com freqüências 74,25 GHz e 80,00 GHz em função do tempo no plasma. Para esta simulação foram utilizados os valores para n_{e0} = 3,9.10^{19} m^{-3} (α = 0,86) e B_0 = 1,14 T.

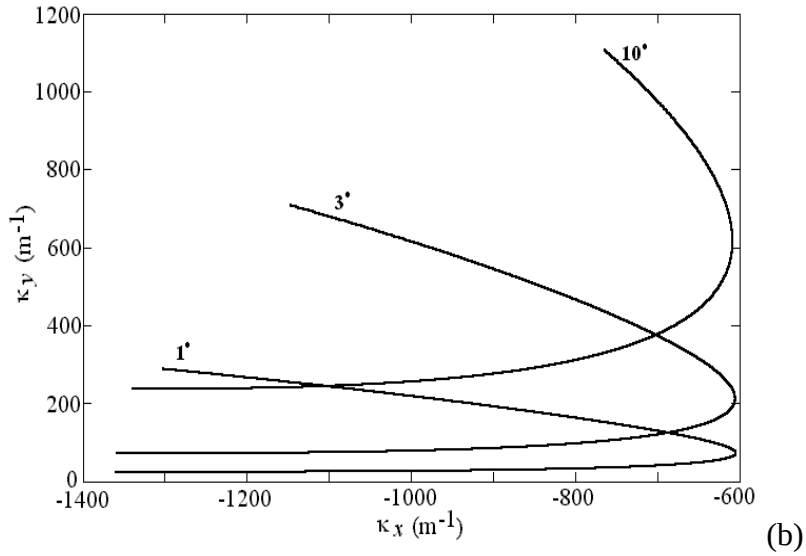
Ainda com este programa estuda-se a seguir, como a propagação dos raios na coluna de plasma pode ser influenciada pela variação do ângulo de entrada do raio e pelos perfis de densidade eletrônica.

Na Fig. Ap.4.a) mostram-se as trajetórias dos raios com freqüência f = 65 GHz, lançados com h = 0 cm (plano equatorial) para vários ângulos de entrada na coluna de plasma. Para estas simulações foram escolhidos os valores de n_{e0} = 2,3.10^{19} m^{-3} e α = 0,85. Observa-se que todos os raios sofrem o efeito de refração, excetuando o raio com ângulo de entrada de θ_0 = 0º.

Na Fig. Ap.4.b) mostram-se as componentes do número de onda (k_x e k_y), durante a propagação do raio na coluna de plasma, para os raios com os ângulos de entrada de 1º, 3º e 10º. No ponto de entrada do raio no plasma tomou-se $k = \omega/c$ (vácuo).



(a)



(b)

Fig. Ap.4: (a) Trajetória dos raios para vários ângulos de entrada; (b) k_x e k_y para o raio com f = 65 GHz, e para os ângulos de entrada de 1º, 3º e 10º.

Na Fig. Ap.5 encontra-se representado o índice de refração, nos pontos da trajetória, para feixes com f = 65 GHz, ângulos de entrada de 0^0 e 10^0 e para os valores de densidade eletrônica de pico de n_{e0} = 2,3.10^{19} m^{-3} e n_{e0} = 3,9.10^{19} m^{-3} (com α = 0,85). Para a densidade eletrônica de pico n_{e0} = 3,9.10^{19} m^{-3}, o raio com $\theta_0 = 0^0$ é refletido sobre a superfície de corte na posição $r \approx 9{,}2$ cm, e o índice de reflexão neste ponto é nulo, como pode ser observado da Fig. Ap.5.

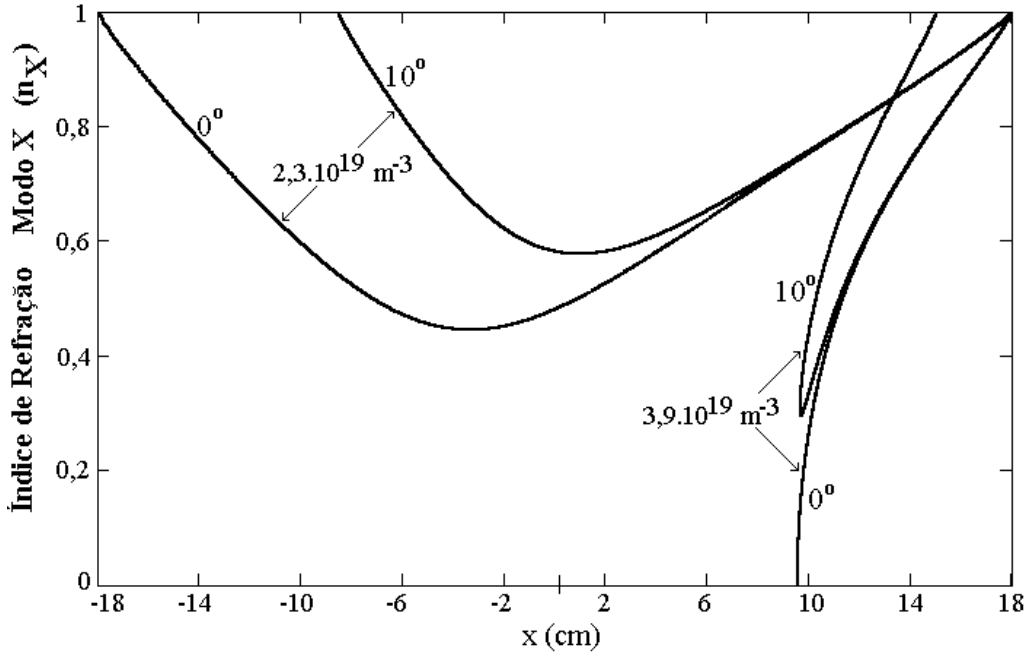
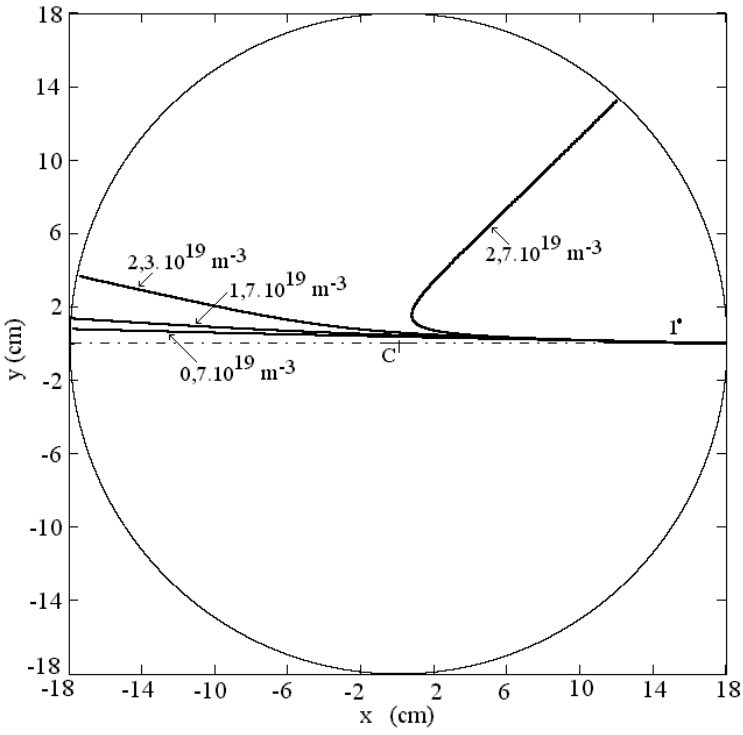


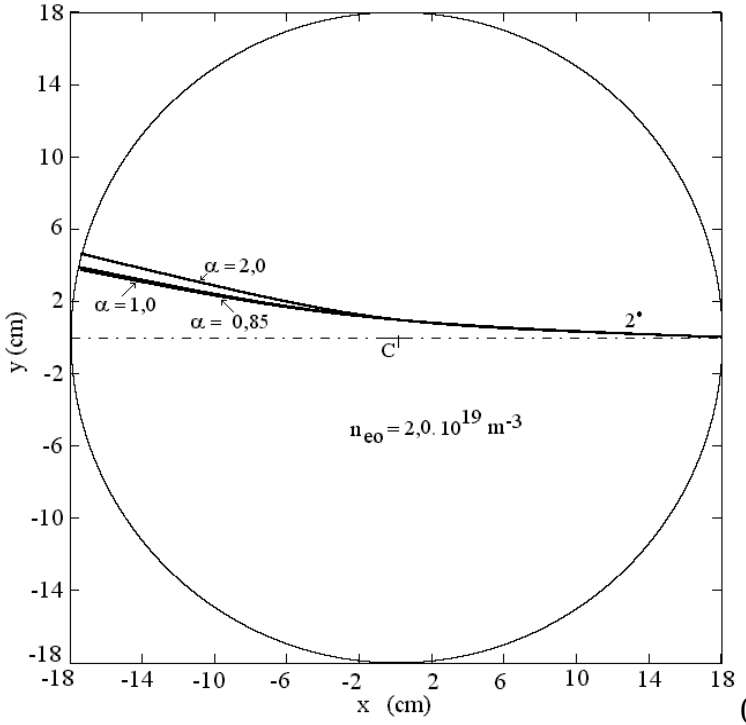
Fig. Ap.5: Índice de refração para as ondas com f = 65 GHz, com ângulos de entrada de θ_0 = 0º e θ_0 = 10º, e para as densidades de pico de n_{e0} = 2,3.10^{19} m^{-3} e n_{e0} = 3,9.10^{19} m^{-3} (α = 0,85).

Finalmente analisa-se a trajetória dos raios no plasma para vários valores de pico da densidade eletrônica e, também, para diferentes valores do parâmetro α do perfil radial da densidade eletrônica.

Na Fig. Ap.6.(a) encontram-se representados os caminhos percorridos pelo raio com f = 65 GHz, para diferentes valores de densidade eletrônica de pico (mantendo-se fixo o parâmetro α = 0,86), e para o mesmo ângulo de entrada dos raios em θ_0 = 1º. Observa-se desta figura que o encurvamento do raio é fortemente influenciado pelo valor da densidade eletrônica de pico. Na Fig. Ap.6.(b) mostra-se o comportamento do raio no caso em que o parâmetro α é modificado e o valor da densidade de pico é mantido fixo, em n_{eo} = 2,0.10^{19} m^{-3}. Conclui-se desta figura que o efeito de refração dos raios dependente fracamente do valor parâmetro α.



(a)



(b)

Fig. Ap.6: Caminho percorrido pelos raios para: (a) diferentes valores de densidade de pico, e mantendo fixo o parâmetro α = 0,86; (b) diferentes valores de α e mantendo fixo o valor da densidade eletrônica de pico $n_{eo} = 2{,}0.10^{19}$ m^{-3}.

A seguir é listado o programa de tracejamento de raios, escrito em Mathcad®.

Programa para tracejamento de raios no plasma (Ray_tracing)

Entrada dos parâmetros do TCABR, do radiômetro e constantes físicas

Parametros do TCABR:

$Ro := 0.615$

$a := 0.18$

$Te := 400$

$Bto := 1.14$

Constantes fisicas

$\mu o := 4\cdot\pi\cdot 10^{-7}$

$\varepsilon o := 8.8542\cdot 10^{-12}$

$me := 9.11\cdot 10^{-31}$

$e := 1.6022\cdot 10^{-19}$

$c := 3\cdot 10^{8}$

$kb := 1.3807\cdot 10^{-23}$

Sist. EEC:

$f_osc := 66\cdot 10^{9}$

$\omega_osc := 2\cdot\pi\cdot f_osc$

$\omega_osc = 4.147E+011$

Sistema toroidal:

$NT := 72$

$IT := 46\cdot 10^{3}$

$$\omega ce = \frac{e\cdot Bto\cdot Ro}{me\cdot(Ro + x)}$$

$$\omega pe(r) = \left[\frac{e^2\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{\varepsilon o\cdot me}\right]^{\frac{1}{2}}$$

Parâmetro α, e dens. de pico:

$\alpha := 0.86$ $\quad neo := 2.3\cdot 10^{19}$

Frequência da onda:

$w := 74.25\cdot 10^{9}\cdot 2\cdot\pi$ $\quad \lambda := \frac{c}{\frac{w}{2\cdot\pi}}$

$\lambda = 4.04\times 10^{-3}$

Altura do raio ao entrar no plasma:

$h := 0.01$

Ângulo de entrada:

$\beta := 0.03491$ $\quad \beta t := \beta\cdot\frac{180}{\pi}$

$\beta t = 2$

A partir do ângulo de entrada determinamos o parâmetro de impacto, b:

$b := a\cdot\sin(\beta)$ $\quad b = 6.281\times 10^{-3}$

$kvacuo := \frac{w}{c}$ $\quad kvacuo = 1.555\times 10^{3}$

$kxini := kvacuo\cdot\cos(\beta)$ $\quad kxini = 1.554\times 10^{3}$

$kyini := kvacuo\cdot\sin(\beta)$ $\quad kyini = 54.262$

E também o valor para θi (ângulo inicial):

$\theta i := \pi - \operatorname{asin}\left(\frac{h}{a}\right)$

$\theta t := \theta i\cdot\frac{180}{\pi}$ $\quad \theta t = 176.815$

$xini := 0.1799$ $\quad yini := 0.0$

$d := 0.3$

$xent := \left(a^2 - yini^2\right)^{\frac{1}{2}}$

$t := \frac{d}{c}$ $\quad t = 1\times 10^{-9}$

$xent = 0.18$

Relação de dispersão para plasmas frios (eq. de Happleton-Hartree):

Modo O:

$$N0 = \left[1 - \frac{wpe^2}{w^2}\cdot\frac{2\cdot\left(w^2 - wpe^2\right)}{2\cdot\left(w^2 - wpe^2\right) - wce^2\cdot\left(\sin(\xi)^2 + \rho\right)}\right]^{\frac{1}{2}}$$

Modo X:

$$NX = \left[1 - \frac{wpe^2}{w^2}\cdot\frac{2\cdot\left(w^2 - wpe^2\right)}{2\cdot\left(w^2 - wpe^2\right) - wce^2\cdot\left(\sin(\xi)^2 + \rho\right)}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$D = 1 - c^2\cdot\frac{kx^2 + ky^2}{w^2} - \frac{wpe^2}{w^2}\cdot\frac{w^2 - wpe^2}{w^2 - wpe^2 - wce^2}$$

$$\omega ce = \frac{e\cdot Bto\cdot Ro}{me(Ro + x)}$$

$$\omega pe(r) = \left[\frac{e^2\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{\varepsilon o\cdot me}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$D = 1 - c^2\cdot\frac{\left(kx^2 + ky^2\right)}{w^2} - \frac{\frac{e^2\cdot neo\left(1 - \frac{x^2+y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{\varepsilon o\cdot me}}{w^2}\cdot\frac{w^2 - \frac{e^2\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{\varepsilon o\cdot me}}{w^2 - \frac{e^2\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{\varepsilon o\cdot me} - \left[\frac{e\cdot Bto\cdot Ro}{me(Ro + x)}\right]^2}$$

$$D = 1 - 9\cdot 10^{16}\cdot\frac{\left(kx^2 + ky^2\right)}{w^2} - \frac{3.18210^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2}\cdot\frac{w^2 - 3.18210^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2 - 3.18210^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha} - \left(\frac{1.75910^{11}\cdot Bto\cdot Ro}{Ro + x}\right)^2}$$

$$y = \begin{pmatrix} x \\ y \\ kx \\ ky \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_0 \\ y_1 \\ y_2 \\ y_3 \end{pmatrix}$$

$$D = 1 - 9\cdot 10^{16}\cdot\frac{\left[\left(y_2\right)^2 + \left(y_3\right)^2\right]}{w^2} - \frac{3.18210^3\cdot neo\cdot\left[1 - \frac{\left(y_0\right)^2 + \left(y_1\right)^2}{a^2}\right]^{\alpha}}{w^2}\cdot\frac{w^2 - 3.18210^3\cdot neo\cdot\left[1 - \frac{\left(y_0\right)^2 + \left(y_1\right)^2}{a^2}\right]^{\alpha}}{w^2 - 3.18210^3\cdot neo\cdot\left[1 - \frac{\left(y_0\right)^2 + \left(y_1\right)^2}{a^2}\right]^{\alpha} - \left(\frac{1.75910^{11}\cdot Bto\cdot Ro}{Ro + y_0}\right)^2}$$

$$\frac{d}{dw}D = \frac{d}{dw}\left[1 - 9\cdot10^{16}\cdot\frac{\left[\left(y_2\right)^2 + \left(y_3\right)^2\right]}{w^2} - \frac{3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left[1 - \frac{\left(y_0\right)^2 + \left(y_1\right)^2}{a^2}\right]^{\alpha}}{w^2}\cdot\frac{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left[1 - \frac{\left(y_0\right)^2 + \left(y_1\right)^2}{a^2}\right]^{\alpha}}{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left[1 - \frac{\left(y_0\right)^2 + \left(y_1\right)^2}{a^2}\right]^{\alpha} - \left(\frac{1.759\,10^{11}\cdot Bto\cdot Ro}{Ro + y_0}\right)^2}\right]$$

$$\frac{d}{dw}D$$

$$\frac{d}{dkx}D = \frac{d}{dkx}\left[1 - 9\cdot10^{16}\cdot\frac{\left(kx^2 + ky^2\right)}{w^2} - \frac{3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2}\cdot\frac{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha} - \left(\frac{1.759\,10^{11}\cdot Bto\cdot Ro}{Ro + x}\right)^2}\right]$$

$$\frac{d}{dkx}D = -1.8\cdot10^{17}\cdot\frac{kx}{w^2}$$

$$\frac{d}{dky}D = \frac{d}{dky}\left[1 - 9\cdot10^{16}\cdot\frac{\left(kx^2 + ky^2\right)}{w^2} - \frac{3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2}\cdot\frac{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha} - \left(\frac{1.759\,10^{11}\cdot Bto\cdot Ro}{Ro + x}\right)^2}\right]$$

$$\frac{d}{dky}D = -1.8\cdot10^{17}\cdot\frac{ky}{w^2}$$

$$\frac{d}{dx}D = \frac{d}{dx}\left[1 - 9\cdot10^{16}\cdot\frac{\left(kx^2 + ky^2\right)}{w^2} - \frac{3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2}\cdot\frac{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha} - \left(\frac{1.759\,10^{11}\cdot Bto\cdot Ro}{Ro + x}\right)^2}\right]$$

$$\frac{d}{dy}D = \frac{d}{dy}\left[1 - 9\cdot10^{16}\cdot\frac{\left(kx^2 + ky^2\right)}{w^2} - \frac{3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2}\cdot\frac{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha}}{w^2 - 3.182\,10^3\cdot neo\cdot\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right)^{\alpha} - \left(\frac{1.759\,10^{11}\cdot Bto\cdot Ro}{Ro + x}\right)^2}\right]$$

$$\frac{d}{dx}D$$

$$\frac{d}{dy}D$$

Sistema de eqs. diferenciais:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{-dD}{\frac{dk}{dw}} \quad \text{vem:} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{-dD}{\frac{dkx}{dw}} \qquad \frac{dy}{dt} = \frac{-dD}{\frac{dky}{dw}}$$

$$\frac{dk}{dt} = \frac{\frac{dD}{dx}}{\frac{dD}{dw}} \quad \text{vem:} \quad \frac{dkx}{dt} = \frac{\frac{dD}{dx}}{\frac{dD}{dw}} \qquad \frac{dky}{dt} = \frac{\frac{dD}{dy}}{\frac{dD}{dw}}$$

Redifinir condições iniciais:

$neo := 3.9 \cdot 10^{19}$

Frequência da onda:

$w := 75 \cdot 10^{9} \cdot 2 \cdot \pi$

$\lambda := \frac{c}{\frac{w}{2 \cdot \pi}}$

Ângulo de entrada:

$\beta := 1 \cdot \frac{\pi}{180}$

$\beta t := \beta \cdot \frac{180}{\pi}$

$\lambda = 4 \times 10^{-3}$

$\beta t = 1$

$kvacuo := \frac{w}{c}$ $\quad kvacuo = 1.571 \times 10^{3}$

$kxini := kvacuo \cdot \cos(\beta)$ $\quad kxini = 1.571 \times 10^{3}$

$kyini := kvacuo \cdot \sin(\beta)$ $\quad kyini = 27.414$

$yini := 0.0$

$yini = 0$

$xent := \left(a^{2} - yini^{2}\right)^{\frac{1}{2}}$

$xent = 0.18$

$xini := xent - 0.00001$

$xini = 0.17999$

Determinar tempo de vôo da onda no plasma:

$d := 1.419188$

$t := \frac{d}{c}$ $\quad t = 4.731 \times 10^{-9}$

Condições iniciais:

$$y = \begin{pmatrix} x \\ y \\ kx \\ ky \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_0 \\ y_1 \\ y_2 \\ y_3 \end{pmatrix} \qquad k = \frac{w \cdot n}{c} \qquad k0 = \frac{w}{c}$$

$$y := \begin{pmatrix} xini \\ yini \\ -kxini \\ kyini \end{pmatrix} \qquad y = \begin{pmatrix} 0.18 \\ 0 \\ -1.571 \times 10^{3} \\ 27.414 \end{pmatrix}$$

$\frac{w}{c} = 1.571 \times 10^{3}$

Resolver o sistema de equações diferenciais por um método de integração numérica (por exemplo: R-K, 4.a Ordem):

Numero de iterações:

$Niteracoes := 2000$

$Sol := rkfixed(y, 0, t, Niteracoes, A)$

$t = 4.731 \times 10^{-9}$

$$y = \begin{pmatrix} 0.18 \\ 0 \\ -1.571 \times 10^{3} \\ 27.414 \end{pmatrix}$$

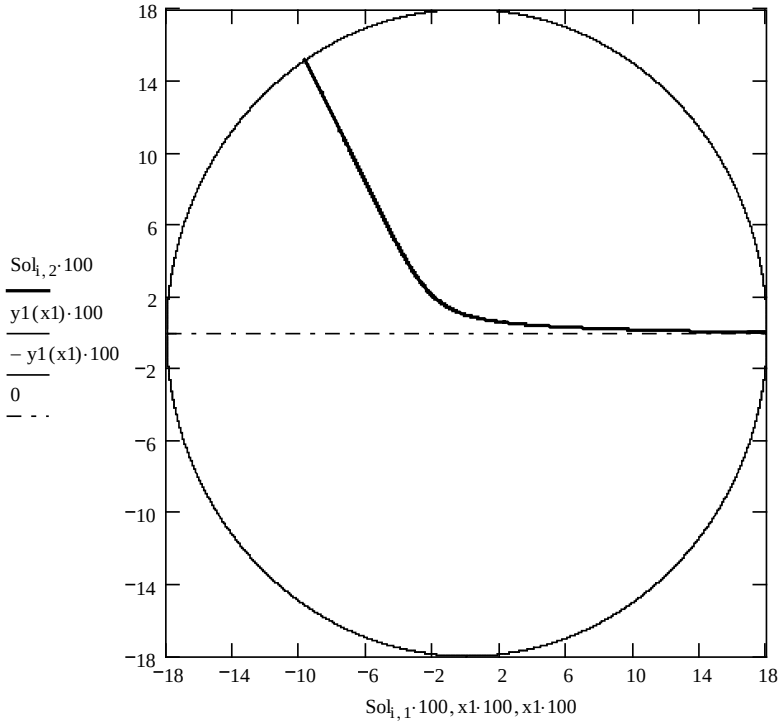
$i := 0, 1 .. Niteracoes$

$Sol =$

	0	1	2	3	4
0	0	0.18	0	-1.571·10^3	27.414
1	2.365·10^-12	0.179	1.238·10^-5	-1.563·10^3	27.414
2	4.731·10^-12	0.179	2.474·10^-5	-1.556·10^3	27.415
3	7.096·10^-12	0.178	3.71·10^-5	-1.551·10^3	27.416
4	9.461·10^-12	0.177	4.944·10^-5	-1.545·10^3	27.417
5	1.183·10^-11	0.176	6.177·10^-5	-1.54·10^3	27.419
6	1.419·10^-11	0.176	7.409·10^-5	-1.535·10^3	27.421
7	1.656·10^-11	0.175	8.64·10^-5	-1.53·10^3	27.423

$x1 := -0.18, -0.17999 .. 0.18$

$$y1(x1) := \left(a^2 - x1^2\right)^{\frac{1}{2}}$$



$\beta t = 1$

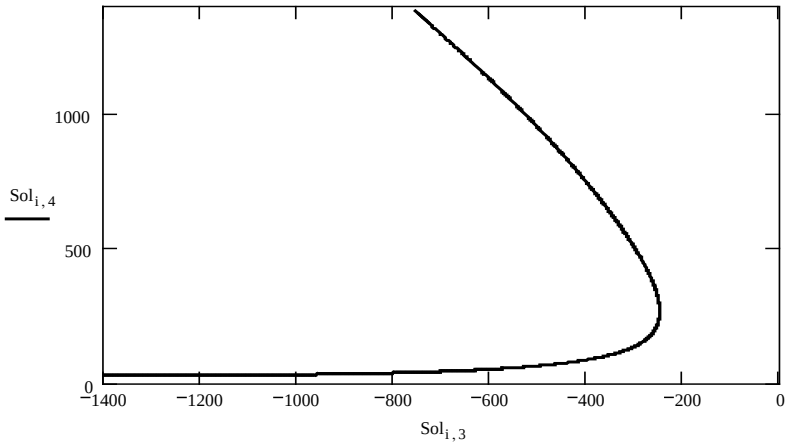
$\alpha = 0.86$

$neo = 3.9 \times 10^{19}$

$\frac{w}{2 \cdot \pi} = 7.5 \times 10^{10}$

$yini = 0$

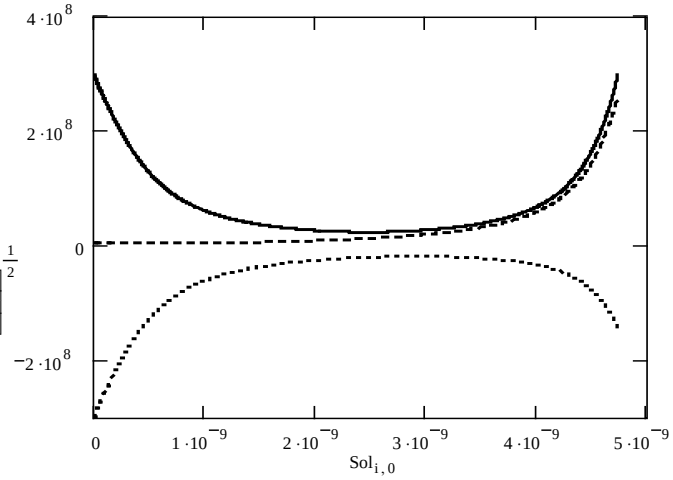
$$\left[\left(Sol_{Niteracoes,1}\right)^2 + \left(Sol_{Niteracoes,2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} = 0.18$$

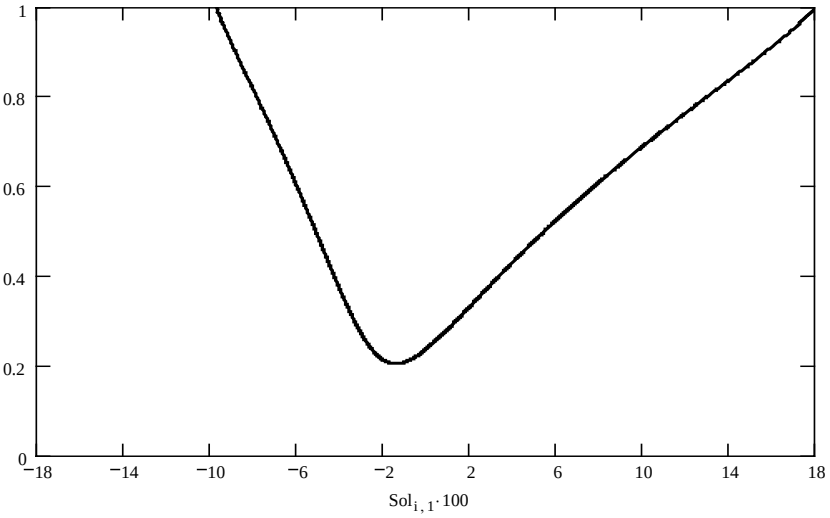


$\frac{Sol_{i+1,1}-Sol_{i,1}}{Sol_{i+1,0}-Sol_{i,0}}$

$\frac{Sol_{i+1,2}-Sol_{i,2}}{Sol_{i+1,0}-Sol_{i,0}}$

$\left[\left(\left|\frac{Sol_{i+1,1}-Sol_{i,1}}{Sol_{i+1,0}-Sol_{i,0}}\right|\right)^2+\left(\left|\frac{Sol_{i+1,2}-Sol_{i,2}}{Sol_{i+1,0}-Sol_{i,0}}\right|\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$



$$n = \frac{\left(kx^2 + ky^2\right)^{\frac{1}{2}} \cdot c}{w}$$

$\frac{\left[\left(Sol_{i,3}\right)^2+\left(Sol_{i,4}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \cdot c}{w}$