

IFUSP/P-728  
B.I.F.-USP

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

# PUBLICAÇÕES

INSTITUTO DE FÍSICA  
CAIXA POSTAL 20516  
01498 - SÃO PAULO - SP  
BRASIL

IFUSP/P-728

INTERFEROMETRIA DE MICROONDAS NO TOKAMAK TBR-1

Ruy Pepe da Silva e Ivan Cunha Nascimento  
Instituto de Física, Universidade de São Paulo

13 JAN 1989



Agosto /1988

# "INTERFEROMETRIA DE MICROONDAS NO TOKAMAK TBR-1"

Ruy Pepe da Silva e Ivan Cunha Nascimento  
Instituto de Física, Universidade de São Paulo  
C.P. 20.516, 01498 - São Paulo, SP - Brasil

## RESUMO

Descreve-se neste trabalho um Interferômetro de microondas em operação no TBR-1, um tokamak de pequeno porte projetado e construído no Instituto de Física da USP. O Interferômetro tem como fonte de microondas uma Klystron de refletor de 65GHz, e é utilizado para a medida de densidade de elétrons. Inicialmente, discute-se o modelo teórico subjacente a esse tipo de diagnóstico. A seguir, partindo-se das características do plasma do TBR-1, e do custo e da disponibilidade de componentes, descreve-se o projeto e as características do interferômetro. São considerados vários fatores importantes como: frequência de corte, refração, perdas, etc. Toda a eletrônica associada a alimentação e proteção da Klystron foi projetada e construída em nosso Laboratório. Medidas na região central do plasma do TBR-1 foram feitas assumindo-se um perfil de densidade parabólico. Para uma pressão de preenchimento de  $1,3 \times 10^{-4}$  mbar a densidade durante a fase de pré-ionização atinge  $2,5 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ , elevando-se para um máximo de  $7 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ , no centro da coluna, durante a fase de aquecimento.

## ABSTRACT

We describe the microwave interferometer for the TBR-1, a small tokamak built at the Physics Institute of São Paulo University. The system is used for electron density measurements in the central part of the plasma column. The design of the interferometer is based on the TBR-1 plasma parameters, and the system uses as a microwave generator a reflex Klystron of 65GHz. All the electronics associated with the interferometer has been designed and built in our Laboratory. Measurements were made in the central region of the plasma for a variety of conditions. With a filling pressure of  $1.3 \times 10^{-4}$  mbar, the electron density in the pre-ionization phase of the discharge is about  $2.5 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ , raising to  $7 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$  at the beginning of the main plasma pulse.

## ÍNDICE

1 - INTRODUÇÃO	01
2 - MODELO TEÓRICO	01
3 - O INTERFERÔMETRO DO TBR-1	13
3.1 - O Tokamak TBR-1	13
3.2 - Determinação das características do interferômetro	16
3.3 - Descrição do interferômetro implementado	20
4 - RESULTADOS	26
5 - REFERÊNCIAS	33
APÊNDICE A - A KLYSTRON DE REFLETOR	A-1
APÊNDICE B - O INTERFERÔMETRO DO TBR-1: OPERAÇÃO E CUIDADOS	B-1

## 1 - INTRODUÇÃO

A possibilidade de se obter energia útil a partir de reações termonucleares controladas foi a principal motivação para a intensificação das pesquisas que ocorreram nas últimas décadas na área de Física dos plasmas<sup>[1]</sup>. Isto é particularmente válido no que diz respeito a máquinas tipo tokamak, que hoje se mostram como as mais sérias candidatas ao futuro reator de fusão, onde serão necessários plasmas com altas temperaturas, densidades e tempos de confinamento<sup>[2]</sup>. Esta intensificação acarretou, também, um crescente desenvolvimento na área de diagnóstico de plasmas voltados para a fusão nuclear<sup>[3-5]</sup>.

Dos parâmetros a serem medidos, a densidade é um dos mais importantes. Em máquinas tokamak a densidade está na faixa de  $10^{11}$  a  $10^{15}$  cm<sup>-3</sup> e o método de medida que se revelou mais eficiente é o da interferometria por microondas<sup>[6]</sup>. Neste método um feixe de ondas eletromagnéticas é dividido em dois, sendo que um deles passa pelo plasma e outro é utilizado como referência. O sinal resultante da interferência dos dois feixes é utilizado na determinação da defasagem gerada pelo plasma, a qual está diretamente ligada com a densidade ao longo do percurso do feixe no plasma. Para que haja propagação no plasma, uma onda deve ter frequência superior à frequência natural dos elétrons, que em tokamaks (na região central) está entre 3 e 300 GHz. Os comprimentos de onda do feixe utilizado vão desde alguns centímetros até a região submilimétrica.

Neste trabalho descreve-se um interferômetro, operando em 65GHz, implantado no TBR-1<sup>[7]</sup>, um tokamak de pequeno porte projetado e construído no Instituto de Física da USP, e utilizado em pesquisa e formação de pessoal.

Inicialmente, discute-se a teoria subjacente a este tipo de diagnóstico e como foram determinadas as características do interferômetro a partir dos parâmetros do plasma a ser diagnosticado. O interferômetro do TBR-1 é a seguir descrito, bem como resultados obtidos na determinação da densidade de elétrons na região central da coluna de plasma.

## 2 - MODELO TEÓRICO

A teoria empregada na determinação da densidade por

interferometria de microondas é a da propagação de ondas em plasma frio. Esta teoria é empregada quando a velocidade térmica dos elétrons é muito menor que a velocidade de fase da onda<sup>[8]</sup>, ou seja,  $(k_B T_e / m_e)^{1/2} \ll \omega / k$  onde  $T_e$  e  $m_e$  são, respectivamente, a temperatura e massa dos elétrons e,  $\omega$  e  $k$ , a frequência e o número de onda da onda eletromagnética. Nestas condições, a função distribuição se reduz a uma função de Dirac e pode-se utilizar a teoria de fluidos. No modelo aqui empregado será admitido um plasma homogêneo, infinito e imerso em um campo magnetostático  $B_0$ .

Em interferometria utiliza-se normalmente frequências bem mais altas que a frequência natural dos íons ( $\omega_{pi}$ ), podendo-se pois desprezar o movimento dos íons (Plasma de Lorentz). As ondas são consideradas de baixa amplitude (de forma a se poder linearizar as equações) e têm a forma:

$$\vec{\chi}(\vec{r}, t) = \vec{\chi}_0 e^{i[\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t]}$$

onde  $\vec{k}$  é o vetor de onda e  $\omega$  a frequência da onda.

No modelo a seguir apresentado<sup>[9]</sup> são utilizadas as equações de Maxwell e a equação de movimento, a partir das quais será obtida a relação de dispersão  $\omega = f(k)$ .

Serão empregadas as seguintes equações:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad [\text{Lei de Faraday}] \quad ; \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 (\vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \quad [\text{Lei de Ampère}] \quad ; \quad (2)$$

$$\vec{J} = -en\vec{v} \quad [\text{Densidade de Corrente Elétrica}] \quad ; \quad (3)$$

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - m_e \nu \vec{v} \quad [\text{Equação de Langevin}] \quad ; \quad (4)$$

onde o campo elétrico ( $\vec{E}$ ), o campo magnético ( $\vec{B}$ ), a densidade da corrente ( $\vec{J}$ ), a velocidade dos elétrons ( $\vec{v}$ ) e a densidade ( $n$ ) são funções da posição ( $\vec{r}$ ) e do tempo ( $t$ ).  $\mu_0$  e  $\epsilon_0$  são, respectivamente, a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica no vácuo,  $e$  é a carga do elétron e  $\nu$  é a frequência de colisões.

Para o campo magnético e para a densidade serão admitidas perturbações na forma:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1 \quad e \quad (5)$$

$$n = n_0 + n_1 \quad , \quad (6)$$

onde o índice 0 denota o valor médio e o índice 1 a perturbação. No caso de perturbações harmônicas os operadores  $\nabla$  e  $\frac{\partial}{\partial t}$  podem ser substituídos, respectivamente, por  $i\vec{k}$  e  $-i\omega$ . Assim, as relações (1), (2) e (4) ficam:

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \vec{B}_1 \quad ; \quad (7)$$

$$i\vec{k} \times \vec{B} = \mu_0 (-en_0 \vec{v} - i\omega \epsilon_0 \vec{E}) \quad ; \quad (8)$$

$$-i\omega m_e \vec{v} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}_0) - m_e v \vec{v} \quad , \quad (9)$$

onde os termos de ordem igual ou superior a 2 foram desprezados.

Multiplicando-se vetorialmente (7) por  $\vec{k}$  e substituindo-se em (8), tem-se:

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = \frac{i\omega n_0}{c^2 \epsilon_0} \vec{v} \quad , \quad (10)$$

onde  $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$  é a velocidade da luz no vácuo.

Rearranjando-se a relação (9), tem-se:

$$\left(1 + \frac{i v}{\omega}\right) \vec{v} + \frac{i e}{\omega m_e} (\vec{v} \times \vec{B}_0) = \frac{-i e}{\omega m_e} \vec{E} \quad . \quad (11)$$

Vamos supor que a propagação se efetue com um ângulo  $\theta$  em relação ao campo magnético  $\vec{B}_0$ . Tomemos, também, um sistema cartesiano  $(x, y, z)$  de forma que  $z$  tenha a mesma direção e sentido que  $\vec{B}_0$  e que o eixo  $x$  esteja no plano determinado por  $\vec{B}_0$  e  $\vec{k}$ , como mostra a fig.1.  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$  e  $\vec{k}$  são versores nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ .

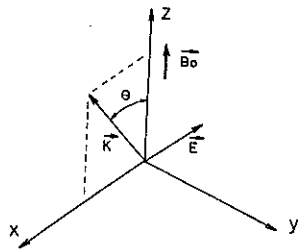


Fig. (1) - Sistema de coordenadas cartesiano. O eixo  $z$  é paralelo ao campo magnético  $\vec{B}_0$  e o plano  $xz$  contém o vetor de onda  $\vec{k}$ .

Tem-se, portanto,

$$\vec{B}_0 = B_0 \vec{k} \quad ,$$

$$\vec{k} = K \sin \theta \vec{i} + K \cos \theta \vec{k} \quad , \quad e$$

$$\vec{E} = E_x \vec{i} + E_y \vec{j} + E_z \vec{k} \quad .$$

Com estas expressões, a relação (10) pode ser escrita na forma matricial:

$$\begin{bmatrix} 1 - \frac{K^2 c^2}{\omega^2} \cos^2 \theta & 0 & \frac{K^2 c^2}{\omega^2} \sin \theta \cos \theta \\ 0 & 1 - \frac{K^2 c^2}{\omega^2} & 0 \\ \frac{K^2 c^2}{\omega^2} \sin \theta \cos \theta & 0 & 1 - \frac{K^2 c^2}{\omega^2} \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \frac{i e n_0}{\omega \epsilon_0} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} \quad (12)$$

O mesmo procedimento é agora aplicado à equação (9). Definindo-se as quantidades:  $U = 1 + i v / \omega$ ;  $Y = \omega_{ce} / \omega$  e  $X = \omega_{pe}^2 / \omega^2$ , onde  $\omega_{ce} = e B_0 / m_e$  e  $\omega_{pe} = (n_0 e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$  são, respectivamente, a frequência ciclotrônica e natural dos elétrons, temos:

$$\begin{bmatrix} U & iY & 0 \\ -iY & U & 0 \\ 0 & 0 & U \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} = \frac{-i e}{m \omega} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (13)$$

Substituindo (13) em (12) e definindo as grandezas:

$$S = 1 - \frac{XU}{U^2 - Y^2} \quad , \quad D = \frac{XY}{U^2 - Y^2} \quad e \quad P = 1 - \frac{X}{U} \quad , \quad (14)$$

temos que:

$$\begin{bmatrix} S - m^2 \cos^2 \theta & -i D & m^2 \sin \theta \cos \theta \\ i D & (S - m^2) & 0 \\ m^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & P - m^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (15)$$

onde  $m = Kc / \omega$  é o índice de refração do plasma.

A relação (15) é uma relação matricial do tipo

$$\vec{M}\vec{E} = 0 \quad (16)$$

e para se ter uma solução não trivial, ou seja, para que  $E \neq 0$ , o determinante da matriz  $M$  deve ser nulo. A relação de dispersão é, então, dada por

$$\det M = 0 \quad (17)$$

A solução dessa equação nos dá os possíveis modos de propagação do plasma.

Para interferometria de microondas nos interessa um modo especial de propagação (modo ordinário), onde a onda é injetada perpendicularmente no campo magnético, e o campo elétrico é paralelo ao campo magnético (fig. 2).

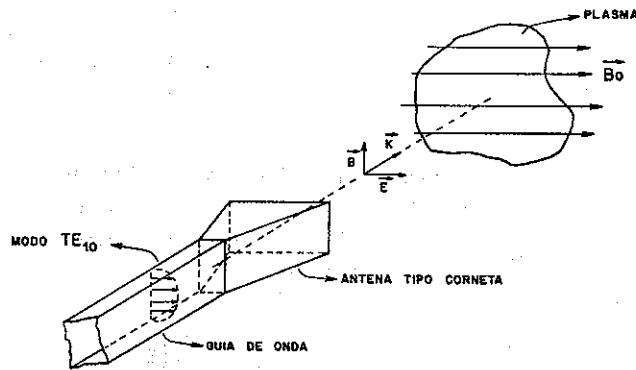


Fig. 2 - Injeção de um feixe de microondas no plasma. O vetor  $\vec{K}$  é perpendicular a  $\vec{B}_0$  e o campo elétrico  $\vec{E}$  é paralelo a  $\vec{B}_0$ .

Nestas condições:  $\theta = 90^\circ$ ,  $E_x = E_y = 0$ , e a relação (15) fica:

$$\begin{bmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & (S-m^2) & 0 \\ 0 & 0 & P-m^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (18)$$

Para que o componente  $z$  do campo elétrico não se anule temos que ter:

$$P - m^2 = 0$$

Usando as definições (14) temos a relação de dispersão para o modo ordinário:

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{iv}{\omega}\right)^{-1} - \left(\frac{Kc}{\omega}\right)^2 = 0 \quad (19)$$

Nas condições das máquinas tokamak e em particular do TBR-1 (ver tabela I) tem-se  $v \ll \omega$ . A relação (19) pode então ser escrita:

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{K^2 c^2}{\omega^2} = 0 \quad (20)$$

Uma característica importante dessa relação de dispersão é que as propriedades de propagação nesse modo dependem somente da densidade ( $n_0$ ) e independem do campo magnético, o que não ocorreria se o campo elétrico tivesse uma componente perpendicular a  $B$ .

O efeito das colisões pode ser verificado retomando-se a relação (19):

$$(m_r - im_i)^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2/\omega^2}{1 + v^2/\omega^2} (1 + i \frac{v}{\omega})$$

onde o índice de refração é  $m = m_r - im_i$ . Assumindo [6]  $\omega \gg \omega_{pe}$ ,  $v^2 \ll \omega^2 - \omega_{pe}^2$  e  $v^2 \ll \omega^2 (\omega^2 - \omega_{pe}^2)/\omega_{pe}^4$  temos:

$$m_r = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \quad e$$

$$m_i = \frac{v}{2\omega^3} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{-1/2}$$

Como

$$m = \frac{ck}{\omega} = \frac{c}{\omega} (\beta - i\alpha) \text{ tem-se:}$$

$$\beta = \frac{\omega}{c} m_r = \frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \quad e \quad (21)$$

$$\alpha = \frac{\omega}{c} m_i = \frac{v \omega_{pe}^2}{2c\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{-1/2} \quad (22)$$

onde  $\beta$  é o coeficiente de fase e  $\alpha$  o índice de atenuação do número de onda no plasma. A amplitude da onda pode, então, ser colocada na forma:

$$E(x) = E_0 e^{-i\beta x - \alpha x}$$

A passagem da onda por uma lâmina de plasma de espessura  $l$  provoca uma defasagem dada por:

$$\Delta\phi_p = \int_0^l (\beta_0 - \beta) dx \quad (23)$$

onde  $\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$  e  $\beta$  é dado pela relação (21).

A potência transportada pela onda é proporcional ao quadrado da amplitude do campo:

$$P(x) \propto (E_0 e^{-\alpha x})^2$$

A atenuação é dada por:

$$T(l) = \frac{P(l)}{P(0)} = e^{-2\alpha l}$$

Se  $2\alpha l \ll 1$  temos:

$$T = 1 - 2\alpha l \quad (24)$$

Para se calcular  $\Delta\phi_p$  introduzimos (21) em (23):

$$\Delta\phi_p = \frac{\omega}{c} \int_0^l \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \right] dx \quad (25)$$

A densidade crítica para uma frequência é dada por:

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (26)$$

A relação (25) pode ser então escrita como:

$$\Delta\phi_p = \frac{\omega}{c} \int_0^l \left[ 1 - \left( 1 - \frac{n_0}{n_c} \right)^{1/2} \right] dx \quad (26a)$$

em situação em que  $n_0 \ll n_c$  podemos fazer a aproximação:

$$\left( 1 - \frac{n_0}{n_c} \right)^{1/2} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{n_0}{n_c}$$

Podemos, então, escrever (26a) na forma:

$$\Delta\phi_p = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\bar{n}_e}{n_c} l \quad (27)$$

onde  $\bar{n}_e$  é a densidade média de elétrons ao longo da corda  $l$ . A relação (27) é aceitável para  $n_0 \leq 0,3 n_c$  [10], e permite o cálculo da densidade média  $\bar{n}_e$  do plasma ao longo de uma corda de comprimento  $l$  a partir da determinação de  $\Delta\phi_p$ . A figura (3) mostra um corte de uma coluna de plasma de raio  $a$ . Tem-se antenas transmissora e receptora e o feixe atravessa uma corda a uma distância  $y$  do centro.

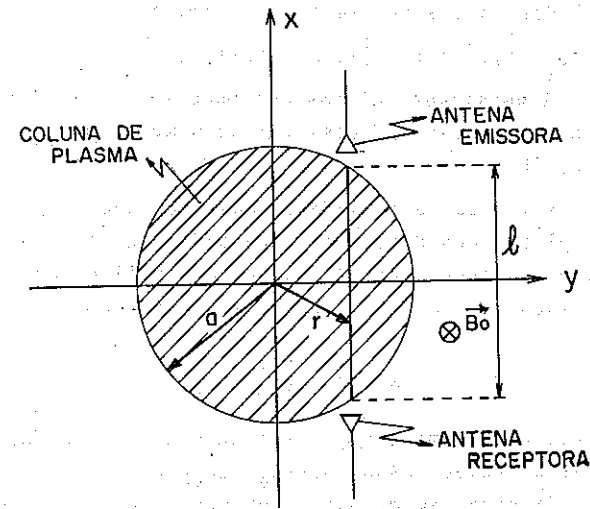


Fig. (3) - Sistema de coordenadas com origem no centro da coluna de plasma. O feixe de microondas atravessa uma corda de comprimento  $l$ .

A seguir, define-se duas quantidades que são úteis à caracterização da medida da defasagem e em particular de um interferômetro:

a) Número de franjas é o valor de defasagem total de vido ao plasma dividido por  $2\pi$ ,

$$N = \frac{\Delta\phi_p}{2\pi} = \frac{\bar{n}_e}{2\lambda n_c} \quad (28)$$

b) Densidade média por franja é o valor da densidade correspondente a uma defasagem de  $2\pi$ . Este valor normalmente é especificado para um diâmetro

$$n_f = \lambda n_c / a \quad (29)$$

A densidade média por franja está ligada a sensibilidade do interferômetro. A substituição de (26) em (29) e dos valores numéricos das constantes leva à expressão:

$$n_f = 1,12 \times 10^{13} [\lambda(\text{cm}) \cdot a(\text{cm})]^{-1} \quad (30)$$

A densidade mínima que pode ser medida depende de muitos fatores, entretanto, é possível pelo menos medir densidades da ordem de  $n_f/10$ .

A medida da densidade média ao longo de um diâmetro da coluna de plasma não determina a densidade no centro. Esse problema pode ser contornado admitindo-se um perfil de densidade. É usual a utilização de um perfil parabólico do tipo

$$n(r) = n_{e0} \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad (31)$$

onde  $a$  é o raio do plasma e  $n_{e0}$  a densidade no centro. Nestas condições  $n_{e0}$  e  $\bar{n}_e$  estão relacionados por  $\bar{n}_e = 2n_{e0}/3$ .

Em geral em máquinas tokamak é possível admitir um perfil para a densidade; entretanto, há situações em que o perfil pode ser irregular. Neste caso,  $\Delta\phi_p$  é dado por (fig. 3):

$$\Delta\phi_p(y) = \frac{2\pi}{\lambda n_c} \int_0^{\sqrt{a^2 - y^2}} n(r) dx = \frac{2\pi}{\lambda n_c} \int_y^a \frac{n(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}$$

Deslocando-se as antenas na direção  $y$  tem-se valores  $\Delta\phi_p(y)$ , e o perfil da densidade  $n(r)$  é obtido a partir da transformada inversa de Abel [11,12]

$$n(r) = \frac{\lambda n_c}{\pi^2} \int_r^a \frac{\Delta\phi_p'(y)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy$$

Os erros envolvidos neste cálculo estão diretamente ligados à determinação da derivada de  $\Delta\phi_p$  em relação a  $y$ , o que implica na determinação de  $\Delta\phi_p$  em várias cordas. Entretanto, o aumento do número de cordas não acarreta necessariamente uma redução do erro na densidade, pois este também depende do erro na determinação de  $\Delta\phi_p$  (usualmente maior que 5%). Em geral a determinação da defasagem para 8 ou 10 cordas é suficiente [5].

A seguir, vamos discutir o princípio de funcionamento do interferômetro e da metodologia envolvida na determinação da defasagem. Na fig. (4) tem-se um diagrama simplificado de um interferômetro. Um feixe de microondas é dividido em duas partes: uma delas atravessa o plasma e outra é utilizada como referência. As partes são, a seguir, misturadas num anel híbrido e o resultado é aplicado a um detector, cujo sinal de saída (tensão) é proporcional a potência média de entrada.

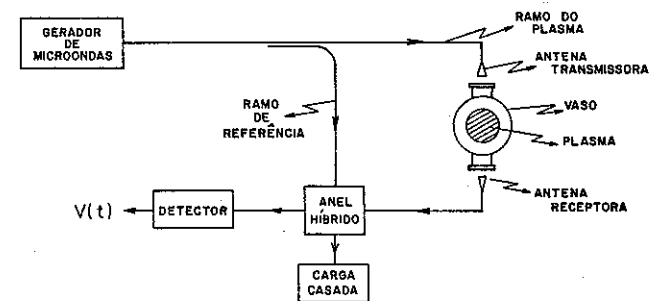


Fig. (4) - Diagrama simplificado de um interferômetro de microondas.

O anel híbrido é um dispositivo de microondas [13] com 4 entradas, cuja estrutura é mostrada na fig.(5); a distância entre duas entradas é sempre múltiplo inteiro de  $\lambda_g/4$ , onde  $\lambda_g$  é o comprimento de onda guiada que, para o modo  $TE_{10}$ , é dado por  $\lambda_g = \lambda_0(1 - \lambda_0/2a)^{-1/2}$ . Uma onda incidente na porta 1 se dividirá em duas partes que chegarão em fase nas portas 4 e 2, e em oposição de fase na porta 3. Logo, a porta 1 está acoplada às portas 4 e 2 e não a 3. Da mesma forma, a entrada 3 estará acoplada às portas 2 e 4 e não a 1. O anel híbrido funciona então como um acoplador direcional de 3db, pois a potência injetada numa dada porta é dividida em partes iguais nas duas portas correspondentes.

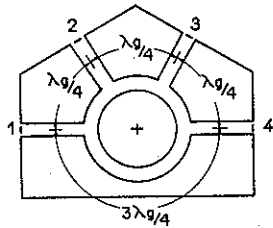


Fig. (5) - Anel híbrido.

Na entrada (1) tem-se o sinal de referência:

$$E_r = E_{r0} \cos \omega t$$

Na entrada (3) tem-se o sinal que passa pelo plasma:

$$E_p = E_{p0} \cos(\omega t + \phi_e + \Delta\phi_p)$$

onde  $\phi_e$  é a defasagem devido a diferença de percurso entre os dois ramos e  $\Delta\phi_p$  a defasagem provocada pelo plasma. Nas saídas 2 e 4 do anel híbrido tem-se, respectivamente, os sinais:

$$E_2 = \frac{E_r + E_p}{\sqrt{2}} \quad \text{e} \quad E_4 = \frac{E_r - E_p}{\sqrt{2}}$$

O detector colocado na saída 2 opera na região quadrática e o sinal de saída é proporcional a potência média, dada por:

$$V(t) \propto \langle E_2 \rangle^2 = \left\langle \frac{E_r + E_p}{\sqrt{2}} \right\rangle^2 \quad \text{Substituindo - se}$$

$E_r$  e  $E_p$  temos:

$$\langle E_2 \rangle^2 = \frac{1}{2} \langle E_{r0} \cos \omega t + E_{p0} \cos(\omega t + \phi_e + \Delta\phi_p) \rangle^2, \text{ ou:}$$

$$\langle E_2 \rangle^2 = \frac{1}{2} [E_{r0}^2 \langle \cos^2 \omega t \rangle + 2 E_{r0} E_{p0} \langle \cos \omega t \cos(\omega t + \phi_e + \Delta\phi_p) \rangle + E_{p0}^2 \langle \cos^2(\omega t + \phi_e + \Delta\phi_p) \rangle]$$

Como:

$$\langle \cos^2 \omega t \rangle = \langle \cos^2(\omega t + \phi_e + \Delta\phi_p) \rangle = \frac{1}{2} \quad \text{e}$$

$$\langle \cos \omega t \cos(\omega t + \phi_e + \Delta\phi_p) \rangle = \frac{1}{2} \cos(\phi_e + \Delta\phi_p)$$

temos que:

$$\langle E_2 \rangle^2 = \frac{1}{4} [E_{r0}^2 + E_{p0}^2] + \frac{1}{2} E_{r0} E_{p0} \cos(\phi_e + \Delta\phi_p)$$

Da mesma forma tem-se na saída 4:

$$\langle E_4 \rangle^2 = \frac{1}{4} [E_{r0}^2 + E_{p0}^2] - \frac{1}{2} E_{r0} E_{p0} \cos(\phi_e + \Delta\phi_p)$$

O sinal de saída do detector é, portanto, a soma de um termo constante mais uma parte de interferência proporcional a  $\cos(\phi_e + \Delta\phi_p)$ . A fase  $\phi_e$  depende do interferômetro e pode ser ajustada por meio de um defasador variável colocado no ramo de referência. Nestas condições, o sinal de saída do detector é dado por:

$$V(t) = V_0 + V_v \cos \Delta\phi_p \quad (32)$$

onde  $V_0$  e  $V_v$  são constantes que dependem do sistema.

A expressão (32) já indica alguns problemas que podem surgir num interferômetro. O primeiro deles é a variação de  $V(t)$  devido a variações de intensidade da fonte ou oscilações na estrutura mecânica do circuito, problemas estes que podem ser evitados controlando-se a potência emitida e a frequência da fonte de microondas, bem como mantendo-se rígida a estrutura mecânica do interferômetro.

O segundo problema é o da ambigüidade de leitura principalmente nos pontos onde  $\Delta\phi_p = 0$ . Este problema pode ser visualiza



do a partir do exemplo dado na fig. 6, onde é mostrado, como exemplo, um perfil temporal do sinal de saída do detector que pode corresponder aos perfis de densidade 1 e 2.

Este tipo de ambigüidade pode ser superado utilizando-se métodos mais sofisticados como o "Sistema Zebra" [6] ou outros posteriormente desenvolvidos [14,15]. Entretanto, no caso de máquinas tokamak este problema pode ser contornado pela suposição que a densidade cresce rapidamente no início da des-

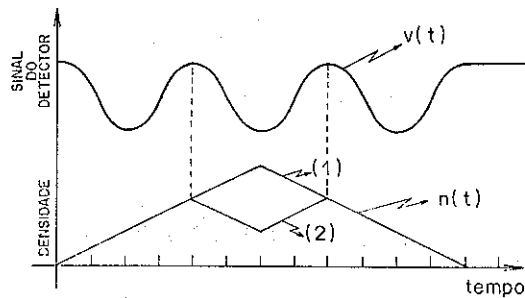


Fig. (6) - O problema da ambigüidade em interferometria de microondas. Os perfis de densidade (1) e (2) geram o mesmo sinal do detector  $V(t)$ .

carga e a seguir decresce lentamente (de forma aproximadamente exponencial quando não há injeção adicional de gás) até o final da descarga. Desta forma, tomando-se  $\Delta\phi_p(t)$  do início para o fim, e do fim para o início da descarga, pode-se determinar o perfil de densidade, uma vez que o número de franjas correspondente a subida da densidade é o mesmo que corresponde ao decaimento.

### 3 - O INTERFERÔMETRO DO TBR-1

#### 3.1. O TOKAMAK TBR-1

O TBR-1 [16] é um tokamak de pequeno porte, cujos parâmetros principais são:  $R$  (raio maior) = 30cm,  $a_V$  (raio do vaso) = 11cm,  $a$  (raio do plasma) = 8cm,  $B_\phi$  (campo toroidal) = 5KG,  $I_p$  (corrente de plasma) = 6 - 12kA,  $n_e$  (densidade eletrônica)  $\sim 10^{13} \text{cm}^{-3}$  (centro),  $T_e$  (temperatura de elétrons)  $\sim 200\text{eV}$  (centro). Na fig. (7) tem-se um esquema TBR-1 onde são mostradas a bobina toroidal (8 blocos de 15 espiras cada), o transformador de aquecimento ôhmico e as janelas de acesso (um total de 18). São indicadas também as localizações dos

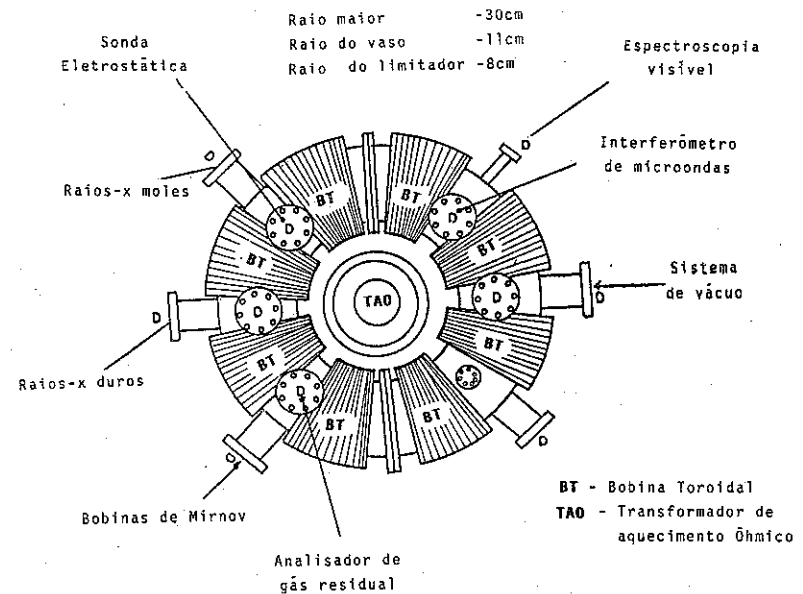


Fig. (7) - O Tokamak TBR-1 projetado e construído no Instituto de Física da USP. São mostradas as localizações dos vários diagnósticos.

principais diagnósticos em uso. Os campos toroidal, vertical e de aquecimento ôhmico são criados a partir de descargas de bancos de capacitores [17] e toda a seqüência de disparo dos bancos é feita através de temporizadores digitais.

Na tabela I são apresentados parâmetros do plasma do TBR-1. Alguns foram obtidos a partir de medidas diretas no centro ou na periferia do plasma, e outros foram calculados a partir de parâmetros básicos medidos. As medidas de temperatura de elétrons e íons e de densidade na periferia do plasma foram feitas com sondas de Langmuir [18] e de íons [19]. No centro do plasma a temperatura de elétrons foi determinada por raios-x moles [20] e a densidade de elétrons por interferometria de  $\mu$ -ondas [21]. Como é usual na maioria dos tokamaks, admite-se um perfil para os parâmetros na região central do plasma, em geral parabólico ou Gaussiano. Na periferia o perfil é em geral exponencial e determinado pela interação do plasma com o limitador [24].

TABELA I  
PARÂMETROS DO PLASMA DO TBR-1

	CENTRO	BORDA
n - densidade do plasma (cm <sup>-3</sup> )	7 x 10 <sup>12</sup>	5 x 10 <sup>11</sup>
T <sub>e</sub> - temperatura de elétrons (ev)	200	10
T <sub>i</sub> - temperatura de íons (ev)	60 [22]	25
f <sub>pe</sub> - frequência de Plasma de elétrons (GHz)	24	6
f <sub>pi</sub> - frequência de Plasma de íons (MHz)	560	150
f <sub>ce</sub> - frequência ciclotônica de elétrons (GHz)	14	14
f <sub>ci</sub> - frequência ciclotônica de íons (MHz)	7,6	7,6
f <sub>hs</sub> - frequência híbrida superior (GHz)	28	15
f <sub>hi</sub> - frequência híbrida inferior (MHz)	280	136
v <sub>e</sub> - frequência de colisão de elétrons (s <sup>-1</sup> ) [23]	11 x 10 <sup>4</sup>	60 x 10 <sup>4</sup>
V <sub>te</sub> - Velocidade térmica dos elétrons (cm s <sup>-1</sup> )	6 x 10 <sup>8</sup>	1,3 x 10 <sup>8</sup>
V <sub>ti</sub> - Velocidade térmica dos íons (cm s <sup>-1</sup> )	7,6 x 10 <sup>6</sup>	5 x 10 <sup>6</sup>
λ <sub>D</sub> - Comprimento de Debye (cm)	4 x 10 <sup>-3</sup>	3 x 10 <sup>-3</sup>
r <sub>ge</sub> - raio de giração dos elétrons (cm)	6,5 x 10 <sup>-3</sup>	1,5 x 10 <sup>-3</sup>
r <sub>gi</sub> - raio de giração dos íons (cm)	1,6 x 10 <sup>-1</sup>	1 x 10 <sup>-1</sup>
A - logaritmo Coulombiano [23]	16	13

### 3.2. DETERMINAÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS DO INTERFERÔMETRO

O primeiro fator a ser levado em conta no projeto de um interferômetro são as características do plasma a ser diagnosticado. Numa máquina tokamak mesmo não se tendo medidas desses parâmetros pode-se, com algum cuidado e utilizando-se margens de segurança, fazer uso de valores de projeto ou de medidas realizadas em máquinas de dimensões similares. Outros fatores importantes são: a disponibilidade de componentes; o custo do sistema, e a sensibilidade requerida. A seguir, discute-se alguns pontos que são importantes na determinação do interferômetro.

#### a) Frequência de Corte

A relação de dispersão (20) indica que somente há propagação se a frequência  $\omega$  da onda for maior que  $\omega_{pe}$ , ou se a densidade crítica correspondente a  $\omega$  e dada pela relação (26) for maior que a densidade do plasma. Em função do comprimento de onda, a densidade crítica é dada por:

$$n_c (\text{cm}^{-3}) = 1,12 \times 10^{13} \lambda^{-2} (\text{cm})$$

Para o TBR-1 o valor de projeto da densidade é de  $2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$  o que implica num comprimento de onda para o interferômetro menor que 7,5mm para que haja propagação. Utilizou-se uma fonte de 65GHz ( $\lambda_0 = 4,6\text{mm}$ ) que é disponível no mercado. A densidade crítica para essa frequência é de  $5,3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ . Veremos que as densidades medidas estão abaixo do valor de projeto, e a relação (27) pode ser utilizada para o cálculo de  $\Delta\phi_p$ .

#### b) Refração

A relação de dispersão (20) indica que o índice de refração é menor que a unidade, ou seja, a coluna do plasma funciona como uma lente divergente. Este efeito foi estudado por Shmoys [25] para uma coluna cilíndrica com perfil radial parabólico de densidade. Os raios paralelos incidindo no plasma se refratam segundo diferentes ângulos (fig. 8).

O ângulo de refração máximo é dado por:

$$\alpha_m = \text{sen}^{-1} \left( \frac{n_{e0}}{n_c} \right) \quad (33)$$

que ocorre para um raio que entra na coluna de plasma a uma distância  $y_0$ , dada pela relação:

$$y_0 = a \left[ \left( 1 - \frac{n_{e0}}{n_c} \right) / 2 \right]^{1/2} \quad (33a)$$

Para o TBR-1, tomando-se uma densidade<sup>[21]</sup> no centro de  $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , tem-se  $\alpha_m = 7,6^\circ$  e  $y_0 = 5,3 \text{ cm}$ . Verifica-se que um feixe paralelo incidindo na coluna segundo um diâmetro sai do plasma aberto e somente parte dos raios incidentes atingem a antena receptora. Esse efeito produz uma atenuação que pode ser estimada a partir de um modelo proposto por Heald e Wharton<sup>[6]</sup>:

$$T = \frac{a(L + 2Z)}{2q Z(L + Z) + a(L + 2Z)} \quad (34)$$

onde:  $q = \left( 1 - \frac{n}{n_c} \right)^{-1/2} - 1$

Se  $n \ll n_c$  e  $Z \gg L$ , a relação (34) pode ser aproximada por:

$$T = \frac{a}{\frac{n}{n_c} Z + a}$$

para o TBR-1:  $a = 8 \text{ cm}$ ;  $n_{\text{max}} = 2 \times 10^{13}$ ;  $Z = 22 \text{ cm}$ ;  $n_c = 5,3 \times 10^{13}$  e a atenuação é de  $T = 0,5$  ou  $T_{\text{db}} = -3 \text{ db}$ .

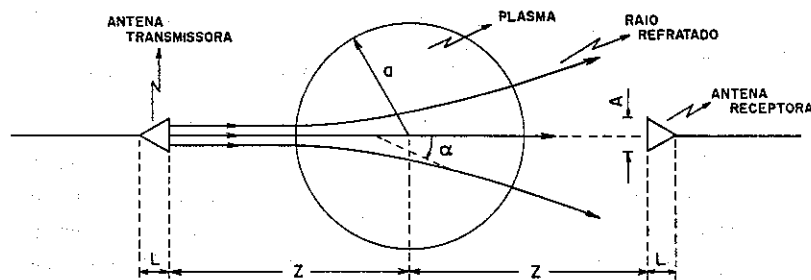


Fig. (8) - Efeito da refração provocada pela coluna de plasma de um tokamak.

### c) Perdas no Plasma

As colisões no plasma têm por efeito amortecimento da onda. Esse efeito pode ser calculado por meio da relação (24)

$$T = 1 - 2\alpha l$$

onde  $\alpha$  é dado pela relação (22). Da tabela I temos para o TBR-1  $\nu = 11 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ ;  $\omega_{pe} = 150 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ;  $\omega = 400 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ;  $\alpha = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ ;  $l = 0,16 \text{ m}$ ; TBR-1, ou seja, as perdas por colisões são desprezíveis.

### d) Perdas nos Componentes

As perdas nos componentes podem ser por transmissão ou por reflexão. As perdas por transmissão são caracterizadas por um parâmetro denominado perda por inserção. Nos componentes utilizados no TBR-1 (isolador, defasador, etc.) este tipo de perda é pequena e não ultrapassa 1db por componente. As perdas por reflexão podem ser estimadas a partir da razão de onda estacionária (VSWR)<sup>[26]</sup>. O coeficiente de reflexão pode, então, ser obtido  $\rho = (S-1)/(S+1)$  e as perdas são dadas por:

$$P(\text{perda por reflexão}) = 1 - \rho^2$$

Para os componentes empregados no TBR o valor máximo de  $S$  é de 1,2, o que implica que as perdas por reflexão são desprezíveis.

Em interferometria em máquinas tokamak emprega-se ondas milimétricas e como foi anteriormente discutido a onda deve ser injetada de tal forma que o campo elétrico seja paralelo ao campo toroidal. Isto é conseguido fazendo-se com que a propagação no guia de onda, pelo menos na saída da antena, ocorra num modo bem determinado, em geral o modo fundamental  $TE_{10}$ . O interferômetro do TBR-1 opera na banda V e a transmissão no modo  $TE_{10}$  é obtida utilizando-se um guia RG 98/U ( $a=3,76 \text{ mm}$  e  $b=1,88 \text{ mm}$ ) feito de uma liga de prata (90% prata, 10% cobre). A desvantagem do emprego de guias de pequenas dimensões é a alta atenuação. Para o guia utilizado, a atenuação é de cerca de  $3 \text{ db/m}$ <sup>[6]</sup>. Como o comprimento do guia é de 6m tem-se um total de 18db de atenuação.

Para guiar uma onda por uma distância grande pode-se utilizar guias superdimensionados<sup>[27,28]</sup> que apresentam atenuações muito menores. Os guias superdimensionados podem ser utilizados em trechos retos ou com curvas suaves (raios de curvatura menores que  $20\lambda$ ) sem apresentarem perdas sensíveis por conversão de modo<sup>[6]</sup>. Outro ponto importante relacionado com os guias é a limpeza das paredes internas, que tem uma grande influência na atenuação.

#### e) Perdas entre as Antenas

A teoria de antenas<sup>[29]</sup> indica que duas antenas alinhadas de tal forma que tenham máximo acoplamento e estejam a uma distância maior que a distância de campo distante ( $R \gg \frac{A^2}{\lambda}$  onde  $A$  é a dimensão da antena), a potência transmitida ( $P_t$ ) e a potência recebida ( $P_r$ ) estão ligadas pela relação:

$$P_r = \frac{\lambda^2 G_t G_r}{(4\pi)^2 (2Z)^2} P_t$$

onde  $G_t$  e  $G_r$  são, respectivamente, os ganhos das antenas transmissora e receptora e  $(2Z)$  a distância entre as antenas (ver fig.8). Para o interferômetro do TBR-1:  $G_t = G_r = 25\text{db}(315)$ ;  $2Z = 0,44\text{m}$  e  $\lambda = 4,6 \times 10^{-3}\text{m}$ , e a atenuação do sinal será de  $\sim 12\text{db}$ .

#### f) Potência da fonte de microondas e detector

As perdas máximas que um sistema pode suportar dependem da potência da fonte de microondas e da sensibilidade do detector.

O oscilador empregado no TBR-1 é uma Klystron reflex de 1W de potência máxima, mas é operado a uma potência de 0,5W ou menor, tendo em vista sua durabilidade e estabilidade. A região de operação dos detectores<sup>[30]</sup> está entre -10 a -40dbm, o que corresponde a uma faixa de potência entre  $10^{-4}$  a  $10^{-7}\text{W}$ . Estes valores indicam que perdas da ordem de 50db são aceitáveis. A sensibilidade dos detectores comercialmente disponíveis são da ordem de 300mW/mV.

### 3.3 - DESCRIÇÃO DO INTERFERÔMETRO IMPLEMENTADO

Na fig. 9 tem-se um diagrama mostrando as partes do interferômetro do TBR-1. O gerador é uma Klystron de refletor (Apêndice 1) fabricada pela Varian Associates of Canada, Modelo VRE2101A18 com as seguintes características básicas:  $f_0$  (frequência central) = 65GHz,  $\lambda_0$  (comprimento de onda no vácuo) = 4,6mm e  $P_{\text{max}}$  (potência máxima) = 1 Watt. A frequência da Klystron pode, dentro de uma pequena faixa, ser ajustada eletronicamente variando-se ligeiramente a tensão do refletor ou mecanicamente por um ajuste nas dimensões da caixa ressonante.

A Klystron é acoplada a um isolador que impede que reflexões causadas por um possível não casamento de impedâncias, possam danificar a Klystron. A seguir, o feixe é injetado em um acoplador direcional e dividido em dois; um deles, com 10% da potência de entrada, é utilizado como referência, e o outro, com 90% da potência, passa através do plasma. No ramo de referência tem-se um atenuador e um defasador, ambos ajustáveis, e que são utilizados para ajustar a intensidade e fase do sinal na porta do anel híbrido correspondente ao ramo de referência. O feixe é conduzido até a máquina por cerca de 6 metros de guia de onda RG98/U. Parte dos guias curvados foram obtidos a partir de guias de onda retos, curvados com um dobrador construído a partir de um modelo proposto por Heald e Wharton<sup>[6]</sup> e parte foram obtidos por eletroformação<sup>[31]</sup>. Pelo último método foram feitos vários moldes de curvas em alumínio sobre os quais foi depositado cobre eletroliticamente a partir de uma solução de sulfato de cobre e ácido sulfúrico. A retirada do molde é feita com uma solução concentrada de hidróxido de sódio. Internamente o guia é, a seguir, recoberto por uma fina camada de ouro. A atenuação por inserção para estes componentes foi medida e os resultados indicaram que os componentes estão dentro dos padrões dos guias RG98/U. A seguir, tem-se os componentes de interferômetro com suas principais características. Esses componentes foram adquiridos da "Alpha Industries, Inc."<sup>[30]</sup>.

a) Isolador (modelo V111): isolação 18db(mim); perda por inserção - 0,8db(max); VSWR - 1,3; potência média  $\sim 3\text{W}$ ; potência de pico - 10kW; banda - 4%.

b) Acoplador direcional (modelo V559): acoplamento -10db; diretividade - 40db; VSWR - 1,1.

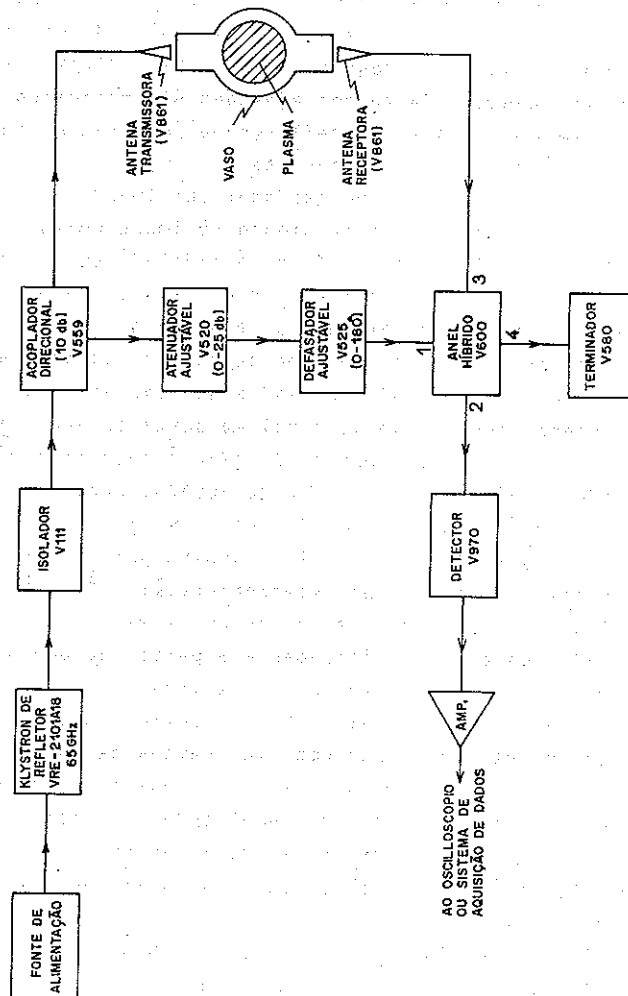


Fig. (9) - Diagrama de blocos do interferômetro de microondas do Tokamak TBR-1.

c) Atenuador variável (modelo V-520): Atenuação: (0 - 25db); perda por inserção (em 0db) - 0,3db; VSWR - 1,5.

d) Defasador (modelo V525): defasagem (0-180°); perda por inserção - 0,3db; VSWR - 1,20.

e) Anel híbrido (modelo V600); isolamento - 20db; perda por inserção - 0,5db; VSWR - 1,25.

f) Detector (modelo V970). É um detector sintonizável operando na região quadrática.

g) Antena (modelo V861). É do tipo corneta com: abertura  $a = 40,5\text{mm}$  x  $b = 33,0\text{mm}$ ; altura  $L = 94,4\text{mm}$ ; ganho - 25db; (316); ângulo de abertura de feixe -  $\theta_{3\text{db}} = \left(\frac{3 \times 10^4}{G}\right)^{1/2} \sim 9,7^\circ$ ; Distância de campo distante -  $\frac{A^2}{\lambda} \sim 35\text{cm}$ .

h) Guia de onda: tipo - RG 98/U; atenuação - 3db/m; material 10% cobre, 90% prata; dimensões  $a = 3,76\text{mm}$ ,  $b = 1,88\text{mm}$  e  $\lambda_g$  (comprimento de onda guiado) = 5,78mm.

A figura 10 mostra uma foto da parte superior do TBR-1 onde é vista a antena transmissora. Pode-se, também, ver parte das espiras toroidais e a base superior do transformador de aquecimento ôhmico.

Na figura 11 tem-se uma foto mostrando os componentes de microondas do interferômetro que também podem ser vistos no diagrama da figura 9. Na figura 12 é visto um detalhe do sistema mostrando a região onde a onda é injetada no vaso, através de uma janela de quartzo, por meio de uma antena tipo corneta.

Um sistema mecânico de sustentação das antenas foi construído de maneira que não houvesse acoplamento mecânico direto entre as antenas e o vaso, evitando assim oscilações na distância entre as antenas. A estrutura mecânica permite a movimentação radial das antenas, podendo-se, assim realizar medidas em diferentes cordas. Esse movimento é limitado pelo tamanho da janela de diagnóstico (10cm x 4cm). A excursão radial máxima permitida é de 5,6cm.

Na figura 13, apresenta-se o sistema eletrônico acoplado à Klystron e que foi totalmente projetado e desenvolvido em nosso laboratório. O sistema consta de 3 fontes de alimentação: a do refletor (0 a 1KV); a do ressonador (de 200 a 3500V, 100mA) e a do filamento (6,3V x 4A). Possui, também, um modulador capaz de fornecer 3 diferentes formas de onda: dente de serra (100Hz a 100 KHz) quadrada (100Hz a 100KHz) e senoidal (60Hz). A amplitude do sinal

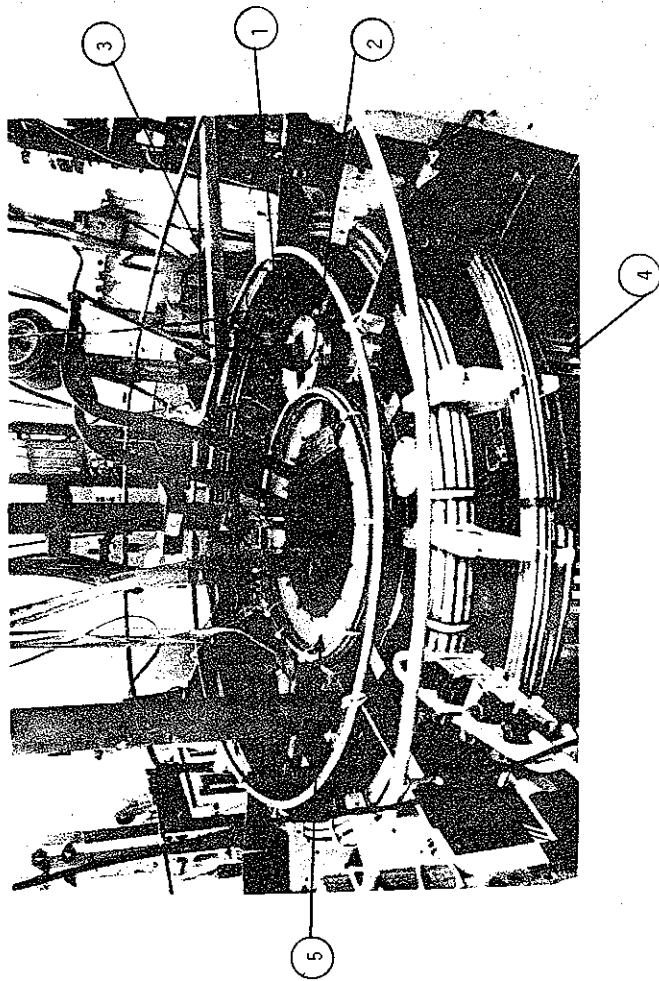


Fig. (10) - Foto mostrando a parte superior do TBR-1. Estão assinaladas as seguintes partes: (1) antena transmissora; (2) janela de quartzo; (3) guia de onda; (4) bobina toroidal e (5) base superior do transformador de aquecimento ôhmico.

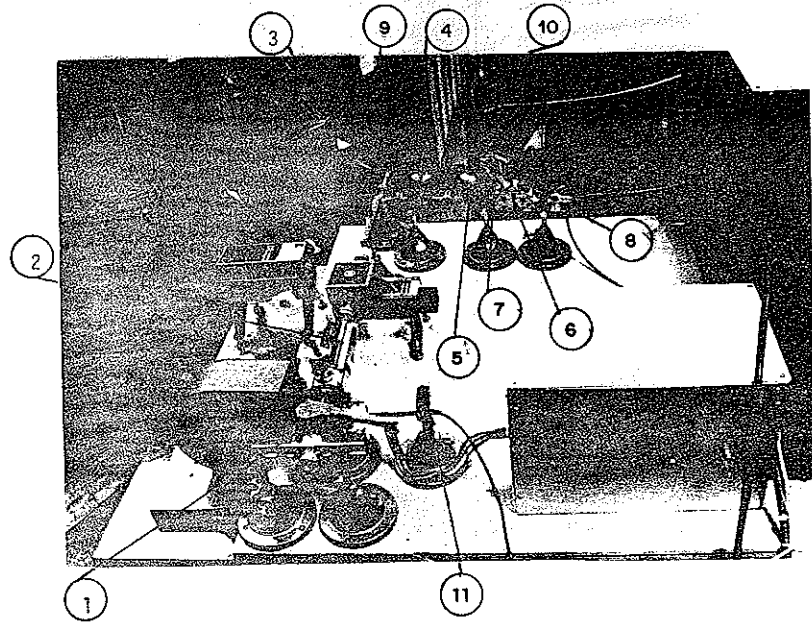


Fig (11) - Foto mostrando componentes do interferômetro de microondas do TBR-1: (1) Klystron de refletor; (2) isolador; (3) acoplador direcional; (4) atenuador ajustável; (5) defasador ajustável; (6) anel híbrido; (7) detector; (8) terminador ou 2º detector; (9) guia de onda para antena transmissora; (10) guia de onda da antena receptora e (11) detector de temperatura.

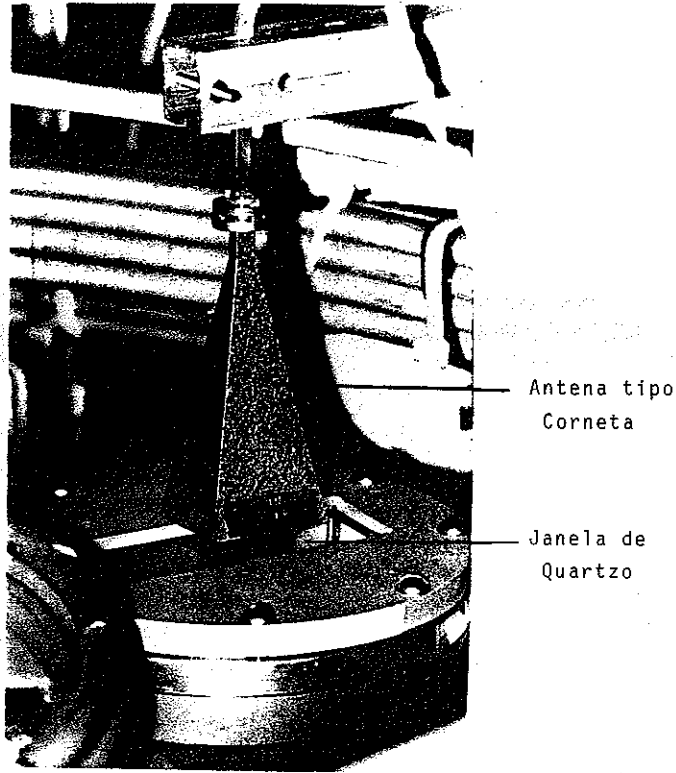


Fig. (12) - Detalhe mostrando a antena transmissora junto à janela de quartzo.

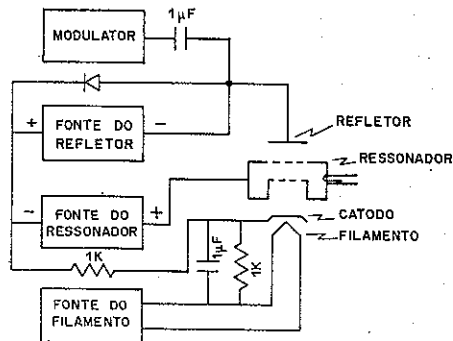


Fig. (13) - Sistema eletrônico acoplado à Klystron de refletor.

do modulador pode ser ajustada entre 0 e 200V. Essa tensão pode ser adicionada à tensão DC do refletor de forma a se modular a frequência da Klystron. A fonte possui ajustes de tensão e corrente máximas do ressonador. Se esse valores são ultrapassados, a fonte desliga-se automaticamente. Um sensor de temperaturas mede a temperatura da Klystron e quando  $90^{\circ}\text{C}$  é ultrapassado a fonte é também desligada. Indicadores luminosos mostram a causa do desligamento (sobretensão, sobrecorrente ou sobreaquecimento). Na ref.[32] são discutidos detalhes de projeto e construção do sistema.

No Apêndice B descreve-se a operação do interferômetro, bem como cuidados importantes a serem tomados.

Na figura 14, tem-se o circuito que acopla o detector ao sistema de aquisição de dados ou osciloscópio. O circuito possui duas etapas de amplificação. Na entrada tem-se um amplificador diferencial, o que permite a utilização do circuito com dois diodos eliminando-se, assim, a componente contínua que aparece na equação (32). O ganho pode ser ajustável em 6 posições (10; 5; 2; 1; 0,5; 0,2). Tem-se também filtros passa-baixas ajustáveis em 6 posições (1MHz, 100KHz, 10KHz, 1KHz, 100 Hz e 10Hz). A saída é compatível com o digitalizador Le Croy 2264 [entrada de 50Ω, amplitude: 0 - 0,5V (monopolar) ou de -0,25V a +0,25V (bipolar)]. No projeto do circuito, cuidados foram tomados para minimização de ruídos e distorções.

Finalmente, na tabela II tem-se as principais características do interferômetro implementado para o tokamak TBR-1.

#### 4 - RESULTADOS

Os resultados são analisados a partir das equações (27) e (32), que representam, respectivamente, a relação entre a densidade média ao longo de uma corda e a defasagem, e a tensão de saída do detector e a defasagem.

Para a coluna de Plasma do TBR-1, operando em modo Tokamak, foi admitido um perfil do tipo parabólico:

$$n_e(r) = n_{e0} \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right]$$

onde  $n_{e0}$  é a densidade no centro da coluna e  $a$  o raio do plasma. Utilizando-se o sistema de coordenadas apresentado na fig. 3, a densidade média ao longo de uma corda é dada por:

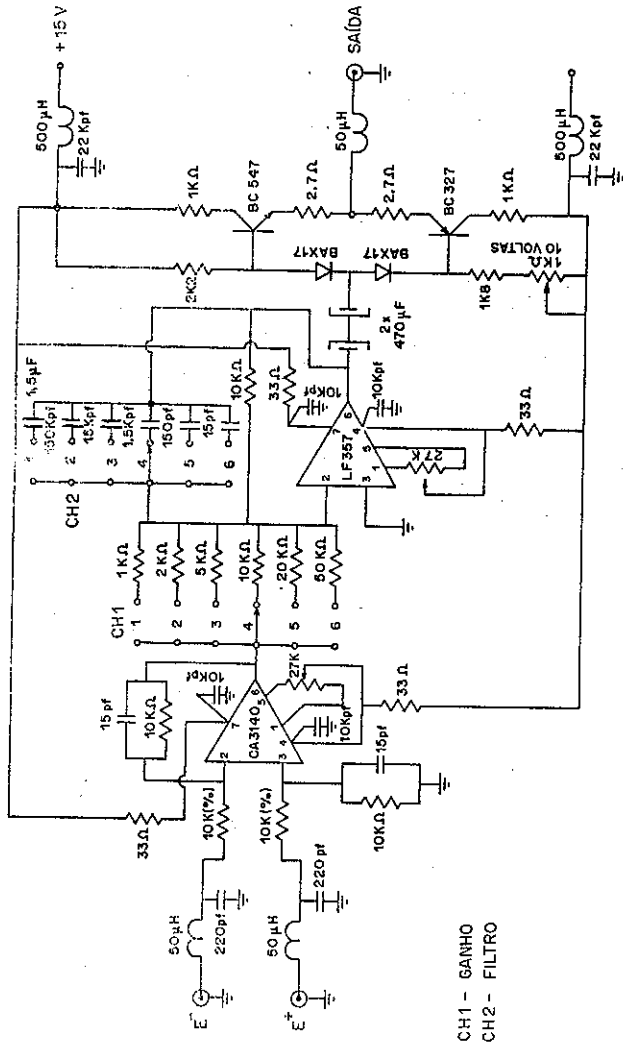


Fig. (14) - Circuito eletrônico que interliga o detector com o sistema de aquisição de dados.

TABELA II - PRINCIPAIS PARÂMETROS DO INTERFERÔMETRO DO TBR-1

$f_0$ - frequência (GHz)	65
$\lambda_0$ - comprimento de onda (mm)	4,6
$N_c$ - densidade de corte ( $\text{cm}^{-3}$ )	$5,3 \times 10^{13}$
$2a$ - diâmetro do plasma (cm)	16
$2z$ - distância entre antenas (cm)	44
$N$ - n° de franjas (para a densidade máxima)	6,6
$\bar{n}_f$ - densidade média por franja [num diâmetro] ( $\text{cm}^{-3}$ )	$3 \times 10^{12}$
Klystron	Modelo Varian VRE-2101A18
Guia de onda	Potência máxima (W) 1 Tipo RG98/U (3db/m) $\lambda_g$ (mm) 5,8
Antena (tipo corneta)	dimensões (mm) ganho (db) 25 abertura (graus) 9,7° distância de campo distante (cm) 35
Perda entre antenas (db)	12
Perda por refração (db)	3
	$a=40,5$ ; $b=33,0$ ; $L=94,4$



$$\bar{n}_e(y) = \frac{2}{3} \left[ 1 - \left( \frac{y}{a} \right)^2 \right] n_{e0}$$

e, ao longo de um diâmetro, a relação entre densidade média e densidade no centro será:  $\bar{n}_e = 2n_{e0}/3$ .

Introduzindo-se na equação (27) os parâmetros do TBR-1, tem-se para um perfil parabólico e um perfil retangular as seguintes relações:

$$n_{e0} (\text{cm}^{-3}) = 7,2 \times 10^{11} \Delta\phi_p (\text{rad}) \quad [\text{perfil parabólico}],$$

$$\text{e } n_{e0} (\text{cm}^{-3}) = 4,8 \times 10^{11} \Delta\phi_p (\text{rad}) \quad [\text{perfil retangular}].$$

Essas relações são mostradas graficamente na fig. 15.

Na fig. 16a apresentam-se os perfis temporais da tensão de saída do detector  $V_D(t)$  e da corrente de plasma para uma descarga do TBR-1 obtida com hidrogênio a uma pressão base de  $1,3 \times 10^{-4}$  mbar. Entre os pontos A e B tem-se a preionização e entre B e C a descarga com corrente máxima de plasma de 9,3kA. Na fig. 16b tem-se o perfil temporal de densidade de elétrons correspondente a essa descarga. A densidade de pré-ionização atinge cerca de  $2,7 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$  quando o banco de aquecimento ôhmico rápido é disparado, o que provoca um rápido aumento da densidade até um máximo de  $7 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ . A partir deste ponto a densidade decai continuamente até o final da descarga.

Uma estimativa da máxima densidade que pode ser atingida numa descarga pode ser feita a partir da expressão:  $p = nKT$ , onde  $p$  é a pressão,  $n$  é a densidade molecular de preenchimento e  $T$  a temperatura ambiente na escala Kelvin. Considerando-se que a pressão real é a pressão medida (ion gage) multiplicada por um fator 2,45 [33] e que cada camada de hidrogênio tem dois elétrons, chega-se a expressão:

$$\bar{n}_e (\text{cm}^{-3}) = 3,6 \times 10^{19} P_m (\text{mbar}) / T(K)$$

onde  $\bar{n}_e$  é a densidade média de elétrons e  $P_m$  a pressão lida no medidor. Para a descarga mostrada na fig. 16 a máxima densidade que poderia ser atingida se não houvessem perdas seria de  $2,3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ .

Na fig. 17 mostra-se outra descarga com pressão de

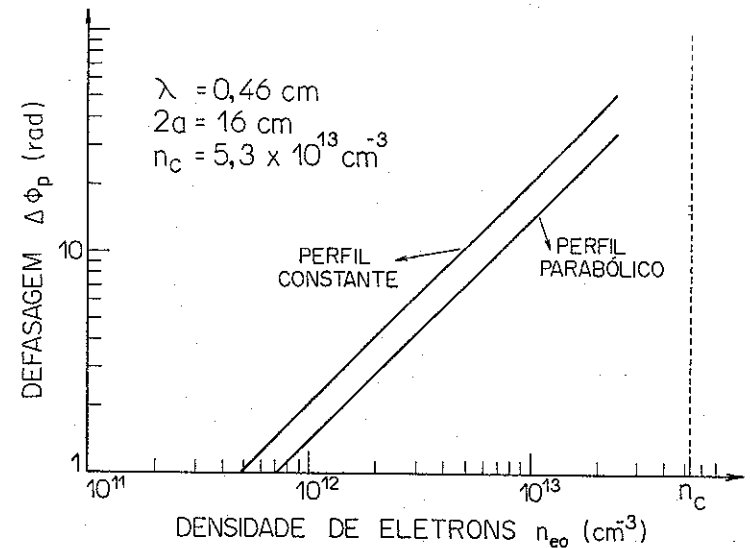


Fig. (15) - Defasagem  $\Delta\phi_p$  em função da densidade de elétrons no centro da coluna de plasma para os perfis de densidade parabólico e constante.

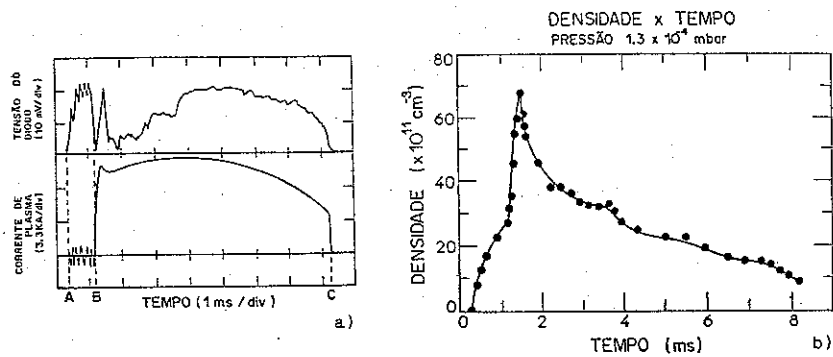


Fig. (16) - Descarga para uma pressão de preenchimento de  $1,3 \times 10^{-4}$  mbar. a) perfis temporais do sinal do detector e da corrente de plasma; b) perfil temporal da densidade de elétrons.

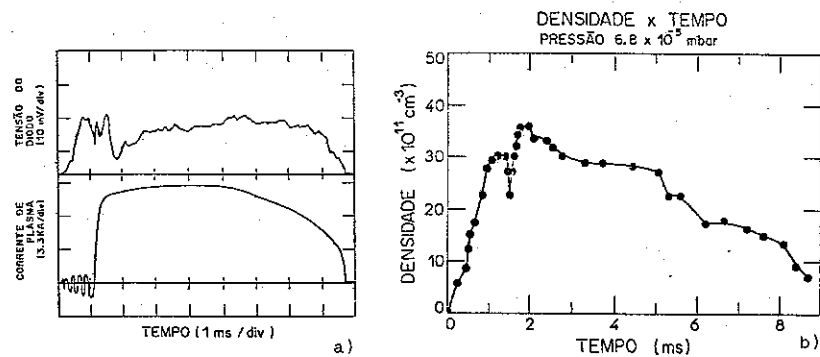


Fig. (17) - Descarga para uma pressão de preenchimento de  $6,8 \times 10^{-5}$  mbar. a) perfis temporais do sinal do detector e da corrente de plasma. b) perfil temporal da densidade de elétrons.

preenchimento  $P_m = 6,8 \times 10^{-5}$  mbar. Verifica-se que nesse caso a densidade máxima é de cerca de  $3,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Na fig. 18 é mostrada a corrente de plasma e tensão no detector para duas descargas, numa situação em que somente o banco de pré-ionização [17] é descarregado. As pressões são, respectivamente, de  $6 \times 10^{-5}$  mbar e  $9 \times 10^{-4}$  mbar. No primeiro caso tem-se uma densidade máxima de cerca de  $1,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  e, no segundo,  $2,3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Utilizou-se, nesse caso, como detector um diodo Schottky (modelo V965).

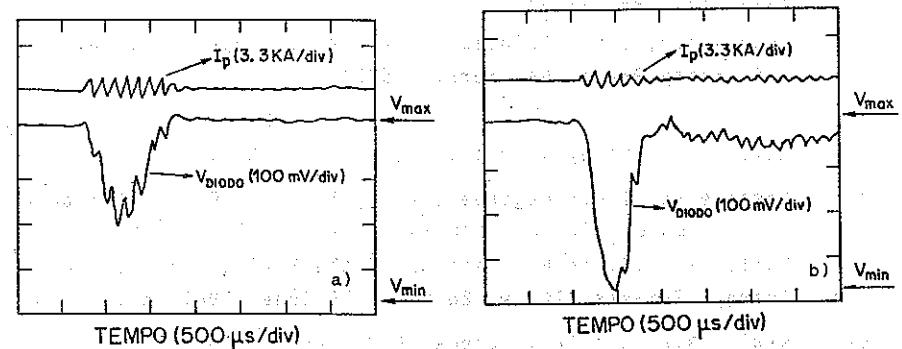


Fig. (18) - Corrente de plasma e sinal do detector para: a)  $P_m = 6 \times 10^{-5}$  mbar e b)  $P_m = 9 \times 10^{-4}$  mbar. Em ambos os casos somente o banco de pré-ionização foi disparado.

Os testes realizados, bem como as medidas de densidades obtidas mostram que o desempenho do sistema foi bom. O acoplamento do interferômetro ao sistema de aquisição de dados controlado por um microcomputador tipo IBM-XT, em operação no Laboratório, permitirá, com auxílio de programas adequados, a obtenção rápida de perfis temporais de densidade. Pretende-se, também, implementar o "Sistema Zebra" de medida de densidade que permitirá uma fácil visualização das variações de densidade.

#### AGRADECIMENTOS

Este trabalho contou com a participação dos Srs. Emilson U. Moisés e Ablício Pires dos Reis na fase de construção e testes do sistema eletrônico do interferômetro. Agradecemos, também, ao Engº Jorge C. Rafaelle, do IAGUSP, por sua colaboração na construção de trechos de guias de onda por eletroformação, e a Sylvia pela datilografia do texto.

## 5 - REFERÊNCIAS

- 1 - Pease, R.S., Plasma Physics and Controlled Fusion 29(10A), 1171-1186 (1987).
- 2 - Gross, R.A. "Fusion Energy". John Wiley & Sons, Inc., New York, N.Y. (1984).
- 3 - Equipe TFR, Nuclear Fusion 18(5), 647-731(1978).
- 4 - Luhmann Jr., N.C. and Peebles, W.A., Rev. Sci. Instrum. 55 (3), 279 - 331 (1984).
- 5 - Hutchinson, I.H. "Principles of Plasma Diagnostics", Cambridge University Press, New York, (1987).
- 6 - Heald, M.A. and Wharton, C.B., "Plasma Diagnostics with Micro waves" John Wiley & Sons Inc., New York, N.Y. (1965).
- 7 - Nascimento, I.C.; Fagundes, A.N.; Silva, R.P. da; Galvão, R.M.O.; Bosco, E. del; Vuolo, J.H.; Sanada, E.K. and Dallaqua, R.S. in Proceedings of the Spring College on Fusion Energy, Trieste, Italy, 26 May - 19 June, 1981, pp. 45-50.
- 8 - Krall, N.A. and Trivelpiece, A.W. "Principles of Plasma Physics" MacGraw Hill Book Company, New York (1973).
- 9 - Bittencourt, J.A. "Fundamentals of Plasma Physics", Pergamon Press, New York, N.Y. (1986).
- 10 - Luppi, R. e Piroso, A. Centro di Frascati. Rapporto 77.16 (1977).
- 11 - Corti, S., Lettere al Nuovo Cimento 29(1), 25-32 (1980).
- 12 - Kutly, A., Nuclear Instruments and Methods 180, 7-16(1981).
- 13 - Collin, R.E. "Foundations for Microwave Engineering", McGraw Hill Inc., New York (1966).
- 14 - Lister, J.B.; Means, R.W. and Oberson, P., Rev. Sci. Instrum. 53(5), 600-605 (1982).
- 15 - Bora, D.; Jayakumar, R. and Vijayashankar, M.K., Plasma Physics and Controlled Fusion 26(7), 853-857 (1984).
- 16 - Simpson, S.W.; Nascimento, I.C.; Galvão, R.M.O.; Silva, R.P. da; Drozak, R.M.P.; Fagundes, A.N. and Vuolo, J.H., IFUSP / P-155, LFP-2 (1978).
- 17 - Silva, R.P. da. Tese de Mestrado EPUSP - São Paulo(1980).
- 18 - Dallaqua, R.S.; Hershcovitch, A.; Silva, R.P. da; Nascimento, I.C. and Galvão, R.M.O., Il Nuovo Cimento, 83B(1), 1-11(1984).
- 19 - Silva, R.P. da; Nascimento, I.C.; Cruz Jr., D.F. and Hershcovitch A., Rev. Sci. Instrum. 57(9), Sept. (1986).
- 20 - Vannucci, A. Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo (1987).
- 21 - Silva, R.P. and Nascimento, I.C. "Microwave Interferometry in TBR-1 Tokamak". III Latin-American Workshop in Plasma Physics", July 18-29, (1988).
- 22 - Artsimovich, L.A.; Glukhov, A.V. and Petrov, M.P., JETP Lett. 11, 304 (1970).
- 23 - Braginskii, S.I., "Transport Processes in a Plasma" in Reviews of Plasma Physics, Vol. I, Consultants Bureau, New York, (1965).
- 24 - Stangeby, P.C. Phys. Fluids 28(2), 644-651 (1985).
- 25 - Shmoys, J., Journal of Applied Physics 22(4), 689-695(1961).
- 26 - Ramo, S.; Whinnery, J.R. and Duzer, T.V. "Fields and Waves in Communication Electronics" John Wiley & Sons Inc. (1965).
- 27 - Rudilosso, C. "Componenti a Microonde". Edizioni Scientifiche Siderec, Roma, (1961).
- 28 - Robson, P.N., in "Millimetre and Submillimetre Waves", Benson, F.A. (ed.), Iliffe Books Ltd. London (1969), pp. 255 - 265.
- 29 - Kraus, J.D., "Antennas", MacGraw Hill Book Company, Inc. (1950).
- 30 - Alpha Industries, Inc. "Millimeter Wave Components and Subsystems", Methuen, MA (1987).
- 31 - Mestanza, U.G. e Barros, C.P. de, Ciência e Cultura 37(6), 992-996 (1985).
- 32 - Silva, R.P. da "Sistema Eletrônico associado ao Interferômetro de microondas do TBR-1" (a ser publicado).
- 33 - Leybold - Heraeus, "Vacuum technology, its Foundations Form-lae and tales", Leybold-Heraeus GMBH. Federal Republic of Germany.

## APÊNDICE A - A KLYSTRON DE REFLETOR

### I - INTRODUÇÃO

Os interferômetros de microondas utilizados em tokamaks de pequeno e médio portes para a medida da densidade de elétrons empregam, em geral, como gerador, uma Klystron de refletor.

Na fig. (A1) é mostrada a estrutura de uma Klystron de refletor com seus eletrodos, bem como a variação da tensão ao longo do eixo. A parte principal da Klystron é uma cavidade ressonante (para o TBR-1 está sintonizada em 65GHz) que funciona como anodo. Nos pontos onde o eixo intercepta a cavidade tem-se dois orifícios por onde passa um fluxo de elétrons originado no catodo, que é polarizado negativamente e aquecido por um filamento incandescente. Os elétrons assim emitidos são acelerados entre o catodo e o ressonador e depois de atravessarem o ressonador entram na região do refletor que é colocado a uma tensão negativa em relação ao catodo. O feixe é assim refletido de volta ao ressonador.

Para se entender o princípio de funcionamento de uma Klystron de refletor deve-se supor que já existam oscilações na cavidade, que criam um campo oscilante na região por onde passa o feixe de elétrons. Entre o ressonador e o refletor tem-se um campo elétrico constante, cuja intensidade é determinada pela tensão do refletor. O movimento dos elétrons nessa região é análogo ao movimento de um corpo no campo gravitacional da Terra. Na figura (A-2) tem-se curvas das distâncias dos elétrons em relação ao ressonador em função do tempo para elétrons emitidos em vários pontos de um ciclo de oscilação. Os elétrons emitidos no ponto A, quando o campo é nulo, seguem uma curva que volta a encontrar o eixo dos tempos no ponto B. Os elétrons que passam pelo ressonador no semiciclo anterior a A são acelerados e têm um tempo de percurso maior. Os elétrons que atravessam o ressonador durante o semiciclo posterior a A são retardados e têm, portanto, um tempo de percurso menor. O resultado dessa modulação na velocidade é o de fazer com que os elétrons voltem agrupados (em torno do ponto B) ao ressonador. Se a tensão do refletor é ajustada de forma que esses feixes atinjam o ressonador durante um semiciclo positivo das oscilações, então há uma transferência de energia do feixe para o campo oscilante na cavidade. Da fig. (A-2) verifica-se que a condição ótima para oscila

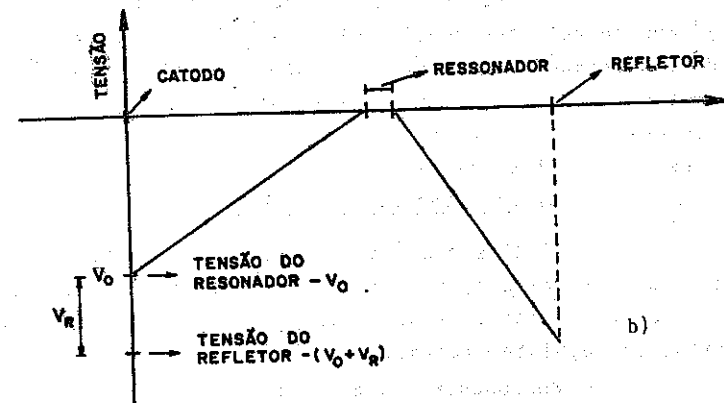
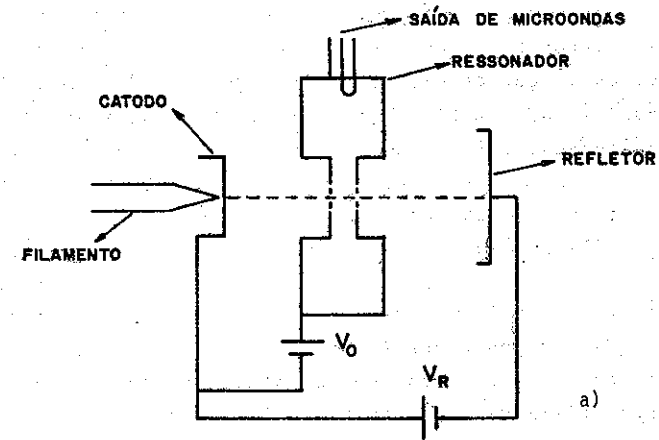


Fig. (A-1) - a) estrutura de uma Klystron de refletor.  
b) variação da tensão ao longo do eixo da Klystron.

ção ocorre quando o tempo de percurso dos elétrons na região ressonador-refletor é tal que seja igual a  $N = n + \frac{3}{4}$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) ciclos de oscilação da cavidade. Na figura (A-2) tem-se  $N = 1,75$  ( $n=1$ ). Na figura (A-3) tem-se a potência de saída da Klystron e a variação da frequência ( $f - f_0$ ) em função da tensão do refletor para uma dada tensão do ressonador. A figura mostra os modos  $n = 0, 1, 2$  e 3 onde se nota os pontos de máxima potência (A, B, C e D). Se a tensão do refletor é ajustada num ponto ligeiramente abaixo do ótimo tem-se um tempo de percurso dos elétrons menor e, portanto, uma frequência maior. Para uma tensão acima do ponto ótimo tem-se na saída uma frequência menor que  $f_0$ . Verifica-se, portanto, que uma variação da tensão do refletor em torno dos valores de potência máxima pode ser utilizada para ajustar a frequência da Klystron ou para modulação em frequência como é feito por exemplo no "Sistema Zebra" de interferometria.

## II - KLYSTRON UTILIZADA NO TBR-1

No interferômetro acoplado ao TBR-1 utilizou-se uma Klystron de refletor modelo VRE2101A18 (Varian Associates of Canada Ltd.). A frequência nominal é de 65GHz ( $\lambda_0 = 4,6\text{mm}$ ) e a potência máxima é de 1 watt. A seguir, discute-se alguns pontos relativos às características elétricas, mecânicas e térmicas, bem como cuidados de operação relativos à Klystron utilizada.

### a) Características elétricas

A Klystron é alimentada por três fontes: ressonador, refletor e filamento, conforme mostrou-se na figura (10). Para a Klystron utilizada as tensões dos três eletrodos devem estar restritas às seguintes faixas:

Ressonador - 0 a + 2.550V<sub>DC</sub>  
 Refletor - -20 a - 1.250 V<sub>DC</sub>  
 Filamento - 6,1 a 6,5 V<sub>DC/AC</sub>

As tensões do Ressonador e do Refletor estão referidos ao catodo, entretanto, em nosso caso (como é feito usualmente) o ressonador é aterrado.

Como a Klystron utilizada é um componente delicado e caro, uma série de precauções devem ser tomadas em sua utiliza-

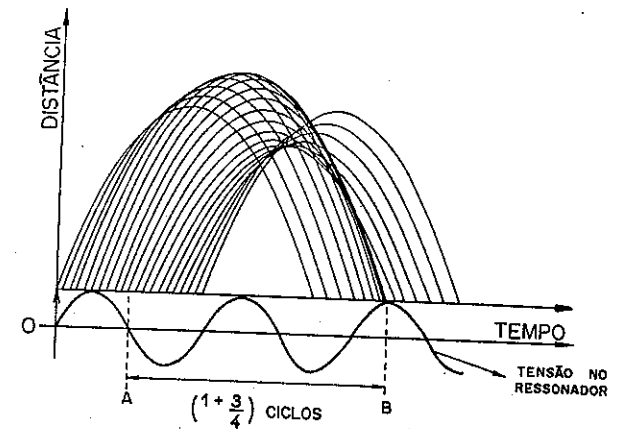


Fig. (A-2) - Posição dos elétrons em função do tempo na região do refletor para elétrons que passam no ressonador em vários pontos de um ciclo de oscilação.

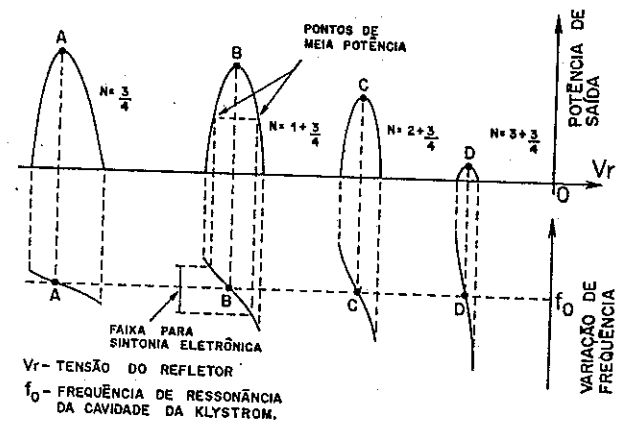


Fig. (A-3) - Potência de saída e frequência de oscilação em função de tensão do refletor.

ão. Tem-se, a seguir, alguns pontos que devem ser considerados:

#### a.1 - Filamento:

1 - A tensão nominal do filamento é de 6,3V e a corrente de 0,76A.

2 - O filamento, bem como todo o circuito a ele associado deve estar isolado do terra de pelo menos 3kV.

3 - Uma das linhas do filamento deve estar ligada ao catodo por um circuito RC paralelo:  $1k\Omega(2W) + 1\mu F(50V)$ .

#### a.2 - Refletor

1 - A tensão de refletor deve estar a pelo menos 20 volts negativos em relação ao catodo e nunca deve ser positiva. Tensões positivas podem danificar a Klystron.

2 - Quando o modulador é utilizado deve-se verificar se a tensão deste mais a tensão da fonte do refletor não deixa o refletor com uma tensão positiva. É aconselhável o uso de um diodo entre refletor e catodo de forma a impedir tensões positivas no refletor.

3 - A isolação do refletor deve ser igual ao valor máximo da tensão do refletor somada ao do ressonador.

4 - O circuito do refletor tem em geral uma alta impedância e, portanto, é aconselhável que seja blindado.

#### a.3 - Ressonador

1 - A tensão do ressonador deve ser aplicada somente depois da aplicação da tensão do refletor, bem como depois que o filamento tenha atingido a temperatura de operação. O tempo de aquecimento é de cerca de 2 minutos.

2 - Deve-se ligar um resistor de  $1k\Omega(2W)$  entre o terminal negativo da fonte do ressonador e o catodo.

3 - Para a maioria das aplicações não há necessidade de utilizar-se a tensão máxima do ressonador. Uma tensão da ordem de 1200V é em geral suficiente.

#### b) Montagem mecânica, refrigeração, sintonia mecânica e cuidados a serem tomados

A montagem da Klystron deve ser feita de forma a evitar tensões mecânicas. O tubo deve ser também refrigerado de forma que a temperatura não ultrapasse  $120^{\circ}C$ . Inicialmente a refrigeração está sendo feita a ar, entretanto, será utilizado um radiador

(Alpha modelo E956E) onde o tubo fica imerso em um banho de óleo (deve-se empregar óleo de motor não detergente). Esta última forma de refrigeração tem a vantagem de oferecer: uma maior estabilidade em temperatura (e conseqüentemente em frequência); uma maior proteção mecânica, e de prolongar a vida da Klystron. Um sensor de temperatura foi colocado junto ao tubo e acoplado ao sistema eletrônico de alimentação, de forma a que quando a temperatura de  $90^{\circ}C$  é ultrapassada a fonte do ressonador é desligada.

Além da sintonia eletrônica feita pela tensão do refletor, a frequência da Klystron pode ser ajustada mecanicamente por meio de um parafuso existente no corpo da válvula. É aconselhável que se use o mínimo possível este ajuste, uma vez que a vida útil do diafragma (que modifica as dimensões da cavidade ressonante) é de cerca de 1000 ciclos. Na fig. (A-4) tem-se detalhes da montagem mecânica da Klystron.

A Klystron é sensível a campos magnéticos, portanto, é indicado o uso de blindagem magnética. Ondas refletidas podem danificar o tubo que deve operar com cargas com uma razão de onda estacionária menor que 1,1:1. O uso de um isolador é, portanto, aconselhável.

Com relação à segurança do operador dois cuidados importantes devem ser tomados:

I - A Klystron é alimentada com tensões que podem ser fatais e, portanto, são importantes os cuidados com isolação.

II - Densidades de radiação maiores que  $10mW/cm^2$  são danosas ao corpo humano [Proc. IRE, 49(2), 427 - 477 (1961)]. A potência de saída da Klystron utilizada no TBR-1 é pequena; entretanto, na saída do tubo tem-se densidades de radiação maiores que o máximo permissível.

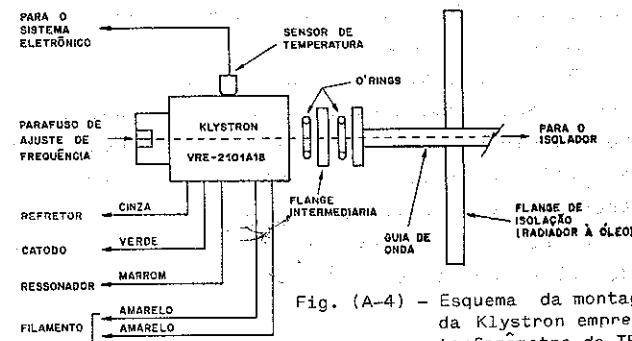


Fig. (A-4) - Esquema da montagem mecânica da Klystron empregada no interferômetro do TBR-1.

## APÊNDICE B - O INTERFERÔMETRO DO TBR-1: OPERAÇÃO E CUIDADOS

O interferômetro é um sistema caro e delicado, e, portanto, é aconselhável que o operador tenha sempre em mente as limitações das várias partes do sistema bem como dos cuidados requeridos.

De todo o sistema, duas são as partes mais delicadas: a Klystron e o detector. Os cuidados e limitações relativos à Klystron utilizada no TBR-1 foram descritos no Apêndice A. Quanto ao detector, este requer cuidados no que diz respeito à máxima potência de radiação incidente e tensão entre seus terminais. Na falta de especificações detalhadas do detector empregado a radiação incidente deve ser limitada entre 15 e 17dbm (30 a 50mw). É aconselhável não ultrapassar algumas centenas de milivolts do sinal de saída. Níveis abaixo destes já são suficientes para se injetar no estágio amplificador.

Outro ponto muito importante é a ocorrência de transientes de tensão sobre o detector que podem ocorrer durante a conexão do detector ao sistema de aquisição de dados, devido a um desnível de aterramento. Transientes da ordem de volts que podem danificar o detector.

A seguir, estão ordenados os principais pontos a serem seguidos durante a operação do sistema.

(1) Antes de ligar a fonte de alimentação e o sistema de aquisição de dados, certifique-se que todas as partes do sistema estão aterradas num mesmo ponto. Evite a ocorrência de enlaces de terra.

(2) Com o cabo de alta tensão (que liga a fonte de alimentação à Klystron) desligado, verifique o funcionamento dos diversos controles do sistema eletrônico.

(3) A fonte de alimentação possui proteção de sobretensão e sobrecorrente ajustáveis. Ajuste estes pontos de forma a que a Klystron funcione dentro das máximas condições permitidas. Para a Klystron utilizada a tensão máxima é de 2.500V e a corrente de 25mA. Entretanto, para a maioria dos casos, tensões abaixo de 2kV são suficientes. A fonte deve, então, ser ajustada para uma tensão máxima de 2kV e uma corrente de 25mA.

(4) Conectar o cabo de alta tensão da Klystron.

(5) Verificar o acoplamento do detector de temperatura ao corpo da Klystron.

(6) Depois de verificado que a carcaça do detector de microondas e o sistema de aquisição de dados estão aterrados num mesmo ponto, conectar o cabo do detector à entrada do amplificador.

(7) Ligar a saída do amplificador a um osciloscópio para visualização do sinal.

(8) A fonte de alimentação possui um "interlock" em seu painel traseiro; caso não seja utilizado, interligar suas entradas.

(9) Ajustar a tensão do refletor para cerca de -100 volts.

(10) Ajustar a tensão do ressonador para seu valor mínimo.

(11) Ligar a fonte de alimentação; as tensões do filamento e refletor são, então, aplicadas.

(12) Caso o modulador não seja utilizado, reduzir sua amplitude de saída para zero.

(13) Ligar a chave acionadora do relé de tempo da fonte do ressonador.

(14) Após uma espera de cerca de 2 minutos a fonte do ressonador pode ser ligada (isto é indicado por um "LED" verde).

(15) Ligar a fonte do ressonador. Um "LED" amarelo é então acionado.

(16) Aumente lentamente a tensão do ressonador de forma a que a tensão atinja cerca de 1.500V.

(17) Ajuste a tensão do refletor de forma a que a Klystron opere num dos máximos de potência (veja apêndice A). Isto pode ser visto pela observação da tensão de saída do diodo.

(18) Ajustar o atenuador de forma que nas entradas do anel híbrido referente ao ramo de referência e de plasma tenha-se intensidade de radiação aproximadamente iguais. O nível de sinal na entrada referente ao ramo do plasma pode ser detectado, colocando-se o atenuador no máximo de sua atenuação. O ajuste da intensidade de radiação na entrada do anel híbrido referente ao ramo de referência pode ser feito bloqueando-se o feixe do ramo de plasma por meio, por exemplo, de uma lâmina metálica, colocada na saída da antena.

(19) O ajuste do defasador é feito de forma a se

ter o nível constante da saída do detector no ponto desejado.

(20) Posicione as antenas através de um parafuso existente na estrutura mecânica da sustentação. Para os testes iniciais é conveniente colocar as antenas de forma que o feixe atravesse o plasma segundo um diâmetro.

(21) O amplificador possui ganho e filtro passa-baixo com frequência de corte ajustáveis. Faça os ajustes de forma a se ter um sinal com amplitude conveniente.

## II - SISTEMA ELETRÔNICO ACOPLADO À KLYSTRON DE REFLETOR

Na fig. (B-1) tem-se uma foto mostrando o painel frontal da fonte de alimentação da Klystron. Descreve-se abaixo os controles existentes no painel frontal e traseiro.

### A - PAINEL FRONTAL (fig. B-1)

(1) Chave principal. O acionamento desta chave aplica no refletor e no filamento as respectivas tensões. A fonte do ressonador permanece inicialmente desligada.

(2) Lâmpada indicando que a chave (1) está ligada.

(3) Ajuste da máxima tensão do ressonador. A chave possui 8 posições de 0,5 a 4,0kV. Se a tensão ajustada é ultrapassada, a fonte do ressonador é desligada, e um indicador luminoso (16) mostra que a tensão máxima ajustada foi ultrapassada.

(4) Ajuste da corrente máxima do ressonador. Possui 4 posições: 25mA, 50mA, 75mA e 100mA. Se a corrente do ressonador ultrapassa o valor ajustado, a fonte desliga-se.

(5) Controle de tensão do ressonador. O ajuste é feito de forma contínua com dez voltas. O valor da tensão pode ser visualizado através do mostrador (17).

(6) Escala do mostrador de tensão do ressonador. Pode-se escolher as escalas de 2kV e 3,5kV.

(7) Mostrador digital da tensão do ressonador (3 1/2 dígitos).

(8) Mostrador digital da corrente do ressonador ou da temperatura da Klystron (3 1/2 dígitos).

(9) Chave corrente - temperatura. Escolhe o parâmetro a ser visualizado no mostrador (8).

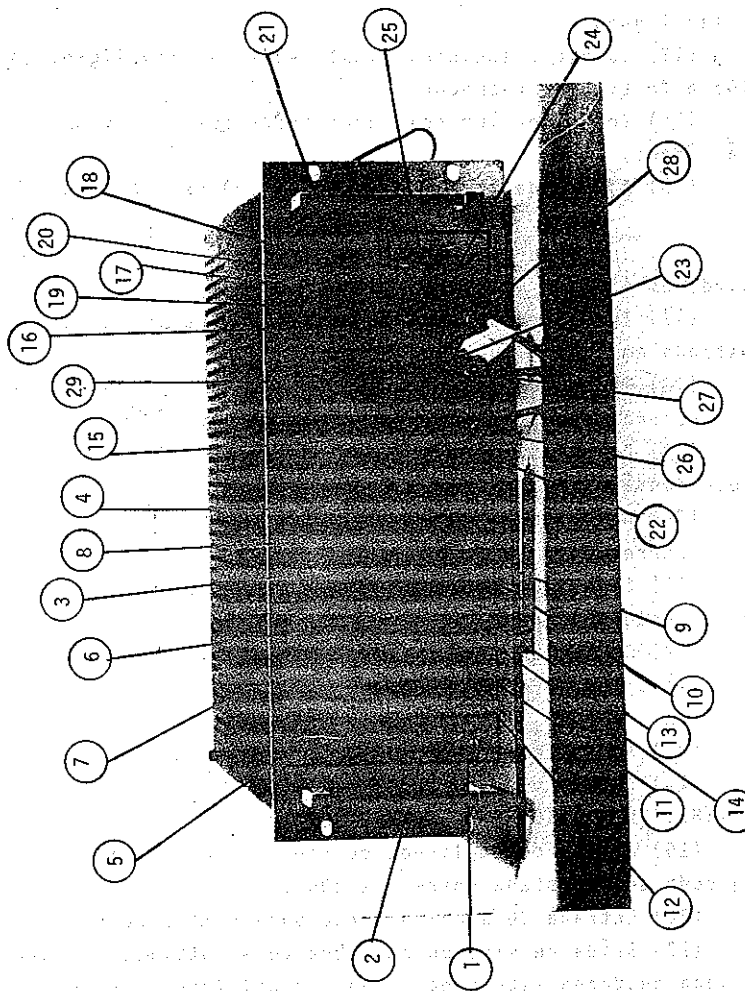


Fig. (B-1) - Painel frontal do sistema eletrônico de alimentação do interferômetro de microondas.



(10) Quando o mostrador (8) indica a temperatura da Klystron este "LED" está aceso.

(11) Chave acionadora do relé de tempo. Cerca de 2 minutos após o acionamento desta chave, a fonte do ressonador está em condições de ser ligada.

(12) "LED" que indica que a fonte do ressonador está pronta para ser ligada.

(13) Quando o indicador luminoso (12) está ligado, esta chave liga a fonte do ressonador.

(14) Indicador luminoso que mostra que a fonte do ressonador está ligada.

(15) Ajuste da tensão do refletor. Ajuste contínuo de 0 a 1kV.

(16) Indicador de sobretensão. Indica que a máxima tensão ajustada em (3) foi ultrapassada.

(17) Indicador de sobrecorrente. Indica que a máxima corrente mostrada em (4) foi ultrapassada.

(18) Indicador de sobreaquecimento da Klystron. Indica que a temperatura do corpo da Klystron ultrapassou 90°C.

(19) Chave que permite religar a fonte após a ocorrência de sobretensão.

(20) Chave que permite religar a fonte após a ocorrência de sobrecorrente.

(21) Chave que permite religar a fonte após a ocorrência de um sobreaquecimento.

(22) Chave seletora de forma de onda do modulador, com quatro posições: dente-de-serra, onda quadrada, onda senoidal e entrada externa.

(23) Ajuste contínuo de frequência do modulador.

(24) Faixas de frequência do modulador com 3 posições: 0,1 a 1kHz; 1kHz a 10kHz e, 10kHz a 100kHz.

(25) Ajuste de amplitude do sinal do modulador A tensão de saída pode ser ajustada entre 0 e 200V.

(26) Entrada de sinal interno para o modulador.

(27) Saída de sincronismo. Quando se utiliza dente de serra ou onda quadrada, este sinal pode ser utilizado para sincronização externa.

(28) Sinal de saída do modulador.

(29) Ajuste da tensão de grade. O circuito não foi incluído na fonte.

### B - PAINEL TRASEIRO (fig. B-2)

(1) Conector de alta tensão com 5 pinos: 1 - filamento (-); 2 - filamento (+); 3 - catodo; 4 - refletor; 5 - ressonador.

(2) Saída do sensor de temperatura.

(3) Tomada (110V). Pode ser utilizada para ligar a ventilação da Klystron.

(4) "Interlock". Quando aberto mantém a fonte do ressonador desligada.

(5),(6) Fusíveis de entrada.

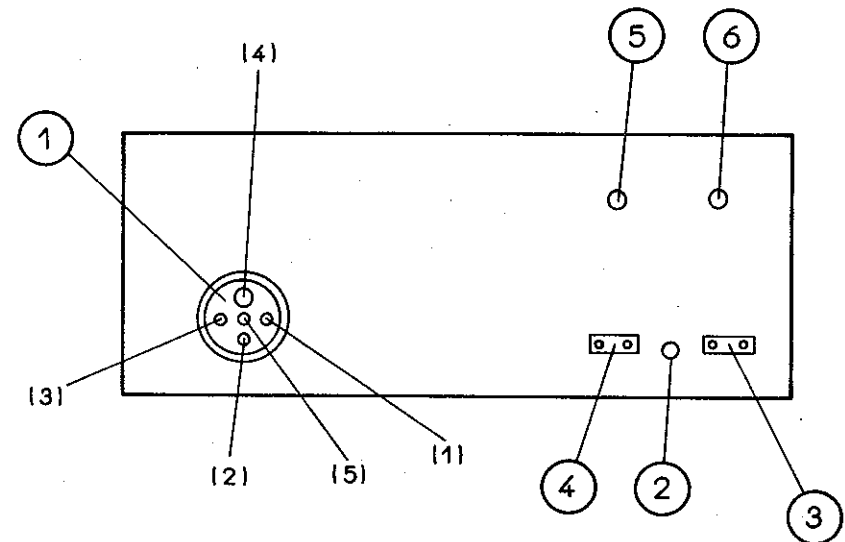


Fig. (B-2) - Painel traseiro.