

IFUSP/P 559
B.L.F. - USP

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

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

PUBLICAÇÕES

IFUSP/P-559

RADIAÇÃO CICLOTRÔNICA COMO DIAGNÓSTICO PARA
TOKAMAKS

N. Fiedler-Ferrari

Instituto de Física, Universidade de São Paulo



Novembro/1985

RADIAÇÃO CICLOTRÔNICA COMO DIAGNÓSTICO PARA TOKAMAKS

N. Fiedler-Ferrari

Laboratório de Física de Plasmas,
 Instituto de Física, Universidade de São Paulo
 Caixa Postal 20516, 01498 São Paulo, SP, Brasil

RESUMO

Faz-se uma breve introdução ao uso da Emissão Ciclotrônica de Elétrons (ECE) como diagnóstico em tokamaks. É discutida a viabilidade de utilização deste diagnóstico nos tokamaks TBR-1 e TTF2A.

I. PRINCÍPIOS

A Emissão Ciclotrônica de Elétrons (ECE) é hoje um diagnóstico bem estabelecido utilizado com sucesso em tokamaks e stellerators. O seu uso, especialmente na determinação do perfil radial da temperatura de elétrons e de sua evolução temporal, está bem documentado [Equipe TFR, 1978; Cano et al., 1979; Bornatia et al., 1983]. Um resultado típico para o perfil de temperatura obtido por este diagnóstico é mostrado na figura 1.

Para plasmas não relativísticos ($kT_e < 10^4$ keV, $T_e =$ temperatura dos elétrons), devido à variação espacial do campo magnético toroidal em tokamaks, todos os pontos de uma camada cilíndrica de dado raio maior emitem na mesma frequência, mas com intensidade dependendo da temperatura relativa, além disso, existe uma correlação um-a-um entre o raio da camada e a frequência de emissão, desde que não haja superposição de harmônicos.

Para não haver ambiguidade na obtenção da temperatura a partir do espectro de ECE, deve-se estar seguro de que não se está medindo radiação refletida pelas paredes metálicas do vaso. Para isso é suficiente considerar-se, para efeito de medidas, harmônicos da frequência ciclotrônica e polarizações da onda para as quais o plasma é oticamente espesso ao longo da linha de observação. Além disso, a radiação não deve encontrar um corte ou uma ressonância durante sua propagação através do plasma. Nestas condições, as reflexões nas paredes podem ser minimizadas, e a localização e a intensidade da emissão podem ser definidas sem ambiguidade.

Para uma melhor resolução espacial o coeficiente de absorção α deve ter não somente um valor grande, mas também

gradientes espaciais pronunciados.

No caso de tokamaks [Equipe IFR, 1978] as melhores condições são obtidas quando a ECE é observada com uma antena de alto ganho e: a) perpendicularmente à direção do campo magnético toroidal, ao longo da direção dos gradientes de temperatura e densidade radial; b) no segundo harmônico da frequência ciclotrônica dos elétrons para a polarização extraordinária (em princípio, sob certas condições a emissão na frequência fundamental (modo ordinário) também pode ser usada).

Na aproximação de fatia, com o gradiente de densidade paralelo à direção de observação, na hipótese de que a Lei de Kirchhoff é válida e com uma função de distribuição Maxwelliana para a velocidade dos elétrons, a intensidade emitida na frequência ciclotrônica dos elétrons ω_{ce} e seus harmônicos é dada por [Bekefi, 1966]

$$I_n = \frac{(n\omega_{ce})^2 k T_e}{8\pi^3 c^2} [1 - e^{-\tau(r)}] \quad (1)$$

onde n designa a ordem do harmônico ($n=1$ para o fundamental),

$$\tau = \int_{-a}^{+a} \alpha dl \quad (2)$$

é a espessura ótica e a é o raio do plasma.

Se $\tau > 1$, tem-se emissão de corpo negro, i.e., a intensidade específica depende só da temperatura dos elétrons.

A partir de expressões teóricas para a espessura ótica [Engelmann et al., 1973; Dnestrovskii et al., 1964; Fidone et al., 1977], válidas para os diferentes harmônicos da frequência

ciclotrônica para os elétrons, e para as duas polarizações (ordinária e extraordinária), é possível se definirem condições que garantam valores suficientemente grandes para τ para se proceder a medidas de perfil de temperatura dos elétrons suficientemente não ambíguas.

O uso de harmônicos finos ($\tau < 1$) permite, em princípio: determinar a densidade local a partir da intensidade específica, se a temperatura local é conhecida; determinar a temperatura dos elétrons utilizando a relação de intensidade entre harmônicos vizinhos [Celata et al., 1977]. Contudo, esses esquemas esbarram em problemas devido à ambiguidade decorrente da multi-reflexão nas paredes do vaso [Equipe IFR, 1978; Bornatici et al., 1983]. Outras possibilidades do uso da ECE são: na determinação da direção do campo magnético poloidal, a partir da determinação da direção da polarização emitida; e a detecção de estados não térmicos do plasma através da modificação do espectro de emissão. Esses potenciais usos da ECE estão ainda em desenvolvimento; há expectativa de que no futuro possam vir a ser utilizadas como métodos de diagnóstico.

A utilização da ECE para obtenção de valores absolutos da temperatura dos elétrons requer uma calibração absoluta do sistema. Atualmente a maioria dos sistemas fornecem perfis relativos de temperatura, os quais podem ser normalizados com dados obtidos por espalhamento Thomson.

II. VIABILIDADE DE IMPLANTAÇÃO DO DIAGNÓSTICO POR ECE. CONDIÇÕES SOBRE A ESPESSURA ÓTICA E SOBRE AS DENSIDADE

Conforme afirmamos na seção anterior, a medida da temperatura local de elétrons usando ECE pode ser realizada quando as seguintes condições são satisfeitas:

- (a) O plasma deve irradiar como um corpo negro ($\tau > 1$) para o modo e a frequência observada;
- (b) A radiação é observada na direção perpendicular ao campo magnético toroidal com uma antena de alta direcionalidade.

Sabe-se, contudo, que para satisfazer (a) somente os harmônicos de ordem $n=1$ e $n=2$ são adequados [Dnestrovskii et al., 1964]. Por outro lado, para os harmônicos $n=1$ polarização extraordinária e $n=2$ polarização ordinária, a condição $\tau > 1$ é difícil de ser satisfeita [Cano, 1979]. Restam portanto os modos ordinário $n=1$ e extraordinário $n=2$.

Nas estimativas de espessura ótica que se seguem não levaremos em conta os perfis de temperatura e densidade; nestes cálculos preliminares utilizaremos as seguintes expressões para τ [Dnestrovskii et al., 1964]

$$|\tau_{\text{ord}}|_{n=1} = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2 \left(\frac{v_{te}}{c} \right)^2 \times \left(1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2 \right)^{1/2} \frac{R}{\lambda}, \quad \omega_{pe} < \omega_{ce}, \quad (3)$$

$$|\tau_{\text{extr}}|_{n=2} = \pi^2 \left[\frac{6 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2}{6 - 2 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2} \right]^2 \times \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2 \left(\frac{v_{te}}{c} \right)^2 \frac{R}{\lambda}, \quad (4)$$

onde $\lambda = 2\pi c/\omega_{ce}$, R é o raio maior, $v_{te} = (2kTe/m)^{1/2}$, ω_{pe} é a frequência de plasma, e ord e extr designam as polarizações.

Para efeito de comparações consideraremos quatro tokamaks: T-10 ($R = 150$ cm, $B =$ campo magnético toroidal = 34 kG), Thor ($R = 52$ cm, $B = 10$ kG), TBR-1 ($R = 30$ cm, $B = 5$ kG) e o TTF2A^(*) ($R = 45.5$ cm, $B = 12$ kG).

Foram feitas medidas de perfil de temperatura utilizando o diagnóstico por ECE para o T-10 [Cano et al., 1979] e para o Thor [Cima et al., 1984]. Em ambos os casos foi usado o modo extraordinário $n=2$ e o resultado foi bastante satisfatório. Para o T-10 a medida no modo ordinário $n=1$ seria, em princípio, também possível; contudo, neste modo a condição para que o plasma irradie como corpo negro é mais limitadora que no modo extraordinário $n=2$, e o valor limite da densidade que permite à radiação escapar do plasma é menor. Portanto medidas no modo extraor

(*) O TTF2A é um tokamak de porte médio construído no Laboratório Gas Ionizati, Frascati (Itália). O TTF2A deverá chegar proximoamente ao Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo onde terá seu projeto revisto, e será, pela primeira vez, montado e posto em operação.

dinário $n=2$ são favorecidas em relação ao modo ordinário $n=1$, no tokamak T-10.

Nos tokamaks TBR-1, TTF2A e Thor, a utilização do modo ordinário $n=1$ não é possível; com efeito, substituindo na expressão (3) os valores de R e B relativos a essas máquinas constata-se que a condição $\tau > 1$ para esse modo só é verificada para temperaturas muito maiores que seus valores típicos de operação; além disso, nesses casos ondas ciclotro-eletrônicas não podem se propagar, exceto nas bordas do plasma, já que à medida que nos dirigimos para o centro do plasma a densidade alcança rapidamente valores tais que a frequência de corte é atingida.

Avaliemos o uso do modo extraordinário $n=2$ para o TBR-1 e para o TTF2A.

Na figura 2 é apresentada a curva $|\tau_{\text{extr}}|_{n=2} = 1$ para o TBR-1. A região $\tau > 1$ é à direita da curva.

Um limite superior para a densidade eletrônica n_e é obtido impondo-se que seu valor n_{e0} no centro do vaso ($r=R$, r = coordenada radial medida à partir do eixo do toro) satisfaça à condição

$$\omega_{pe} < \sqrt{2} \omega_{ce} \quad (5)$$

para $r=R$ (*). Neste caso não haverá cortes para $r < R$, e a ra-

(*) A desigualdade (5) é a condição para que não haja cortes na propagação de ondas ciclotro-eletrônicas com frequência $\omega = 2\omega_{ce}$; ela segue trivialmente da condição $\omega = 2\omega_{ce} \geq \omega_2 = \frac{\omega_{ce}}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{4\omega_p^2}{\omega_{ce}^2} \right)^{1/2} \right]$, onde ω_2 é o

corte de frequência mais alta para ondas extraordinárias em plasmas frios [Krall, 1973].

dição emitida desde o centro do vaso até sua borda interna poderá ser medida posicionando-se a antena fora do vaso e interna ao toro (conforme [Equipe TFR, 1975] e figura 4).

Supondo um perfil parabólico para a densidade eletrônica, (5) calculado em $r=R$ é verificado para $n_e \leq 4,8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Um limite superior ainda menor para n_e é obtido quando se impõe a inexistência de cortes dentro de todo o vaso, situação em que a radiação pode escapar do plasma simetricamente em relação ao eixo magnético e a antena pode ser posicionada externa ao toro.

Entretanto segue da figura 2 que para satisfazer $\tau > 1$ com $n_e \leq 4,8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ é necessário $T_e \geq 260 \text{ eV}$. Ora, no centro do vaso do TBR-1 nem a densidade eletrônica é tão baixa quanto $4,8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, nem a temperatura é tão alta quanto 260 eV (tipicamente, $T_e \sim 80 \text{ eV}$ no centro do vaso). A conclusão é que o método de diagnóstico por ECE não é passível de ser implementado no TBR-1.

Na figura 3 é fornecida a curva $|\tau_{\text{extr}}|_{n=2} = 1$ para as máquinas TTF2A e Thor.

A estimativa do limite superior para a densidade eletrônica no caso do TTF2A pode ser feita de forma análoga à descrita para o TBR-1. Assim procedendo obtemos $n_e \leq 2,8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (para não haver cortes em $r \leq R$) e $n_e \leq 2,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (para não haver cortes em todo o interior do vaso). No primeiro caso o posicionamento da antena deve ser interna ao toro e no segundo pode ser externa.

Embora estes valores máximos de densidade sejam um tanto baixos para o TTF2A (tipicamente pode-se chegar até $n_e \sim 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ no centro do vaso) eles são ainda factíveis para a operação adequada da máquina.

Conforme figura 3 a condição $\tau > 1$ é satisfeita para $n_e < 2,8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ se $T_e \geq 80 \text{ eV}$, e para $n_e < 2,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ se $T_e \geq 180 \text{ eV}$. Em ambos os casos essas condições sobre a temperatura são satisfeitas em uma boa porção em torno do centro do vaso, garantindo nessa região um plasma opticamente espesso. Observe-se que para o Thor menores valores de temperatura eletrônica satisfazem $\tau > 1$ para uma dada densidade eletrônica.

A conclusão é que o uso do segundo harmônico modo extraordinário é factível para utilização do diagnóstico por ECE no tokamak TTF2A, respeitados os limites acima estimados.

III. INSTRUMENTAÇÃO PARA O DIAGNÓSTICO

Faremos aqui um breve resumo dos sistemas experimentais desenvolvidos para obter o espectro de potência da radiação ciclotrônica emitida por elétrons, com ênfase no sistema a ser utilizado para o diagnóstico por ECE no tokamak TTF2A.

Em linhas gerais a radiação emitida é coletada por uma antena apropriada, usualmente posicionada próxima ao plasma, e conduzida através de uma linha de transmissão até um sistema capaz de resolver frequências, seguido de um detector acoplado. O equipamento de calibração, quando existente, é integrado ao sistema receptor.

Com relação à antena é necessário: uma boa direcionalidade (para fornecer uma resolução espacial suficiente); uma banda de passagem larga (para coletar o espectro total de frequências sem maiores distorções); e uma eficiência de acoplamento alta (para garantir uma relação sinal-ruído favorável). Maio

res detalhes e critérios para otimização da antena são discutidos na literatura [Bornatici et al., 1983].

Foram desenvolvidos para medidas por ECE duas classes de sistemas capazes de resolver frequências: os baseados em técnicas de espectroscopia no infravermelho distante e em microondas. Uma descrição detalhada é dada em [Equipe TFR, 1978] e uma comparação crítica pode ser encontrada em [Boyd, 1980].

São dispositivos baseados nas técnicas de espectroscopia no infravermelho distante: o espectrômetro por transformada de Fourier [Costley et al., 1974]; o interferômetro de Fabry-Perot [Hutchinson et al., 1977; Komm et al., 1975]; e o espectrômetro de rede de difração [Rutgers et al., 1977].

Entre as técnicas clássicas de microondas, o receptor heteródino é o mais usado para medidas por ECE [Luhmann et al., 1984]. As vantagens desta técnica residem em uma muito boa resolução na frequência ($\Delta f/f < 10^{-3}$) e numa excelente resolução temporal ($< 1 \mu\text{s}$).

O receptor heteródino tem sido usado numa sistemática de disparo-em-disparo, colocando a camada emitente no raio desejado pela mudança da frequência do oscilador local ou pela variação do campo magnético toroidal.

A figura 4 mostra o arranjo experimental usado no TFR [Equipe TFR, 1975]. Mede-se a radiação polarizada no modo extraordinário emitida no segundo harmônico da frequência ciclotrônica dos elétrons, perpendicularmente ao campo magnético na direção do raio maior R e pelo lado interno do toro. A antena é conectada a um receptor super-heteródino através de um guia de onda retangular superdimensionado. Dois osciladores locais são usados, cobrindo a faixa de frequência de 120 GHz a 160 GHz. Para

um dado valor do campo magnético toroidal, seleciona-se, para cada descarga, a frequência f_0 dos osciladores locais e mede-se a emissão dentro de $f_0 \pm \Delta f$ ($\Delta f = 125$ MHz é a banda de amplificação do amplificador de vídeo).

As medidas de ECE no T-10 [Cano et al., 1979] e no Thor [Cima et al., 1984] também foram feitas usando receptores heteródinos.

Como mencionado antes, a calibração absoluta do sistema receptor é necessária para obter temperaturas absolutas confiáveis. Isto é usualmente feito usando uma fonte calibrada emitindo como corpo negro em uma temperatura conhecida em um dado intervalo de frequência. Os receptores heteródinos são usualmente calibrados por uma fonte padrão de ruído a 10^4 K. Na prática, a calibração é quase sempre feita usando a emissão de um corpo negro de um plasma cuja temperatura é conhecida por uma medida independente (e.g., espalhamento Thomson).

No caso do tokamak TTF2A pretende-se utilizar um receptor heteródino. Um projeto conceitual para o diagnóstico por ECE no TTF2A será publicado oportunamente.

IV. CONCLUSÕES

As principais conclusões do presente estudo preliminar são:

(a) O método de diagnóstico por ECE para determinação do perfil de temperatura para elétrons é hoje uma bem desenvolvida técnica e sua implementação no Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da USP é de interesse;

(b) Este método não pode ser aplicado no TBR-1, tokamak atualmente disponível no Laboratório, uma vez que as condições exigidas para sua utilização não são satisfeitas;

(c) De acordo com os nossos cálculos preliminares aqui descritos, a utilização do diagnóstico por ECE, medindo a radiação emitida pelo modo extraordinário $n=2$ na direção perpendicular ao campo toroidal, é factível no tokamak TTF2A, que proximamente entrar-se-á em nosso Laboratório. Medidas realizadas com sucesso no Thor [Cima et al., 1984], tokamak de porte similar ao TTF2A, vêm à reforçar o que aqui se afirma;

(d) Usar-se-á um receptor heteródino como sistema capaz de resolver frequências para obter o espectro de potência da radiação ciclotrônica emitida pelos elétrons.

AGRADECIMENTOS

Meus agradecimentos a Ricardo M.O. Galvão pela sugestão do problema, pelas discussões esclarecedoras e pelo apoio sempre presente. Agradeço a Ivan Cunha Nascimento pelo apoio dado como coordenador do Laboratório de Plasmas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

REFERÊNCIAS

- Bekefi, G. (1966), Radiation Process in Plasma, Wiley, New York, 315.
- Brossier, P., Costley, A.E., Komm, D.S., Ramponi, G., e Tamor, S. (1977), in "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proceed. 6th. Intern. Conf., Berchtesgaden, 1976)", Vienna: IAEA, 1, 409.
- Bornatici, M., Cano, R., DeBarbieri, O., e Engelmann, F. (1983), "Electron Cyclotron Emission and Absorption in Fusion Plasmas", Nucl. Fusion 23, 1153.
- Boyd, D.A. (1980), "Plasma Diagnostics Using Electron Cyclotron Emission", University of Maryland, Intern. Report PL 81-023.
- Cano, R., Bagdasarov, A.A., Berlizov, A.B., Gorbunov, E.P., e Notkin, G.E. (1979), "Electron Temperature Measurements from Cyclotron Emission in the T-10 Tokamak", Nucl. Fusion 9, 1415.
- Celata, C.M., e Boyd, D.A. (1977), "Cyclotron Radiation as a Diagnostic Tool for Tokamak Plasmas", Nucl. Fusion 17, 735.
- Cima, G., Ramponi, G., e Simonetto, A. (1984), "Multichannel Heterodyne Radiometer with Computer Control for ECE Measurements of a Tokamak Plasma", Instituto di Fisica del Plasma, Report FP-84/16, a ser publicado no Rev. Sci. Instrum.
- Costley, A.E., Hastie, R.J., Paul, J.W.M., Chamberlain, J. (1974), "Electron Cyclotron Emission from a Tokamak Plasma: Experiment and Theory", Phys. Rev. Lett. 33, 758.
- Dnestrovskii, Yu.N., Kostomarov, D.P., e Skrydlov, N.Y. (1964), "Plasma Waves in Cyclotron Resonance Regions", Sov. Phys.-Tech. Phys. 8, 691.

- Engelmann, F., e Curatolo, M. (1973), "Cyclotron Radiation from a Rarefied Inhomogeneous Magnetoplasma", Nucl. Fusion 13, 497.
- Equipe TFR. (1975), in "Proceed. 7th. European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics", Lausanne, 1, 14b.
- Equipe TFR. (1978), "Tokamak Plasma Diagnostics", Nucl. Fusion 18, 647.
- Fidone, I., Granata, G., e Ramponi, G. (1978), "Wave Absorption near the Electron Cyclotron Frequency", Phys. Fluids 21, 645.
- Hutchinson, I.H., e Komm, D.S. (1977), "Electron Cyclotron Emission in Alcator Tokamak", Nucl. Fusion 17, 1077.
- Komm, D.S., Blanken, R.A., e Brossier, P. (1975), "Fast-Scanning Far-Infrared Fabry-Perot Interferometer", Appl. Opt. 14, 460.
- Krall, N.A., Trivelpice, A.W. (1973), Principles of Plasma Physics, McGraw-Hill, New York, 197.
- Luhmann Jr., N.C., e Peebles, W.A. (1984), "Instrumentation for Magnetically Confined Fusion Plasma Diagnostics", Rev. Sci. Instrum. 55, 279.
- Rutgers, W.R., e Boyd, D.A. (1977), "First Measurements of Electron-Cyclotron Emission Spectra from PLT", Phys. Lett. 62A, 498.

LEGENDA DAS FIGURAS

Fig. 1 - Resultado típico para o perfil de temperatura obtido via diagnóstico por ECE, medindo a radiação emitida pelo segundo harmônico, modo extraordinário (linha contínua). \bullet = medidas feitas por espalhamento Thomson. O valor central foi posto igual ao valor fornecido pelo espalhamento Thomson (depois de [Brossier et al., 1977]).

Fig. 2 - Gráfico de $|\tau_{\text{extr}}|_{n=2} = 1$ (segundo harmônico, modo extraordinário) em função da densidade eletrônica n_e e da temperatura T_e , para o TBR-1. A região $\tau > 1$ é à direita da curva.

Fig. 3 - Como na Fig. 2 para o TTF2A e para o Thor.

Fig. 4 - Arranjo experimental usado no TFR para diagnóstico por ECE, utilizando um receptor heteródino (depois de [Equique TFR, 1975]).

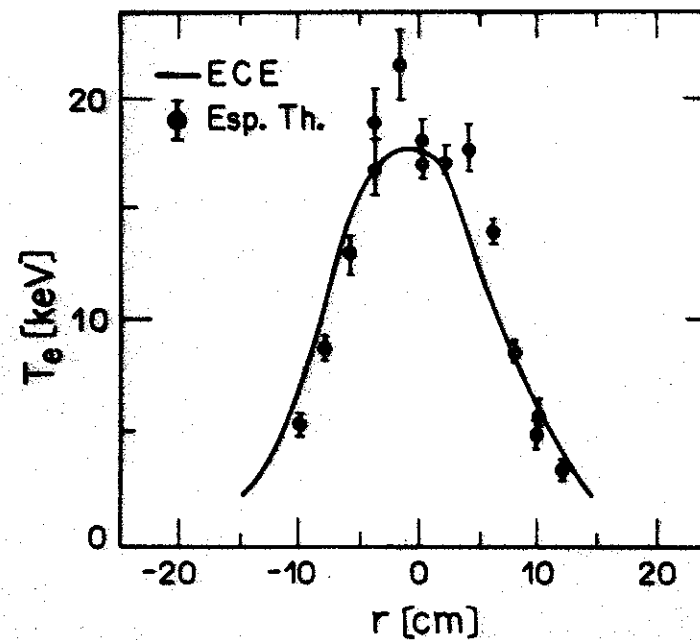


Fig.1

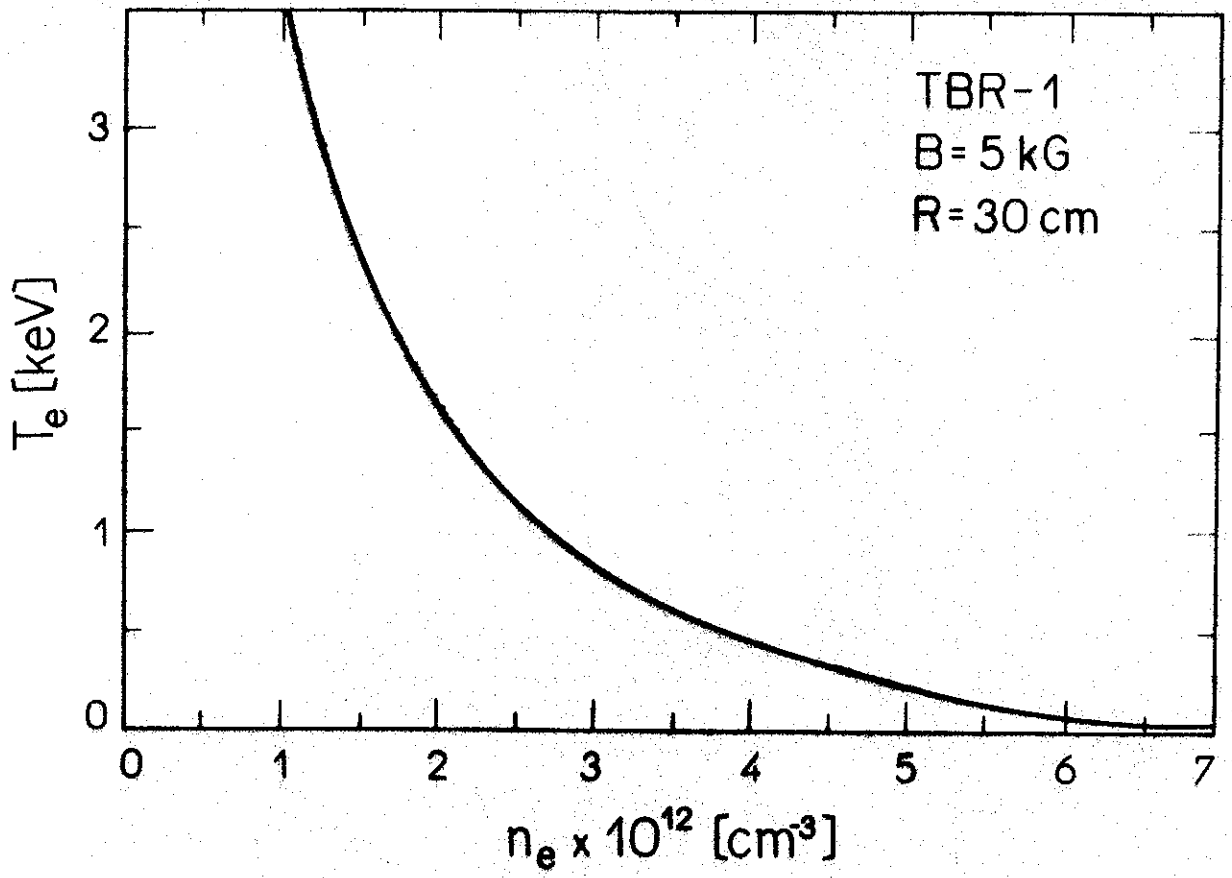


Fig. 2

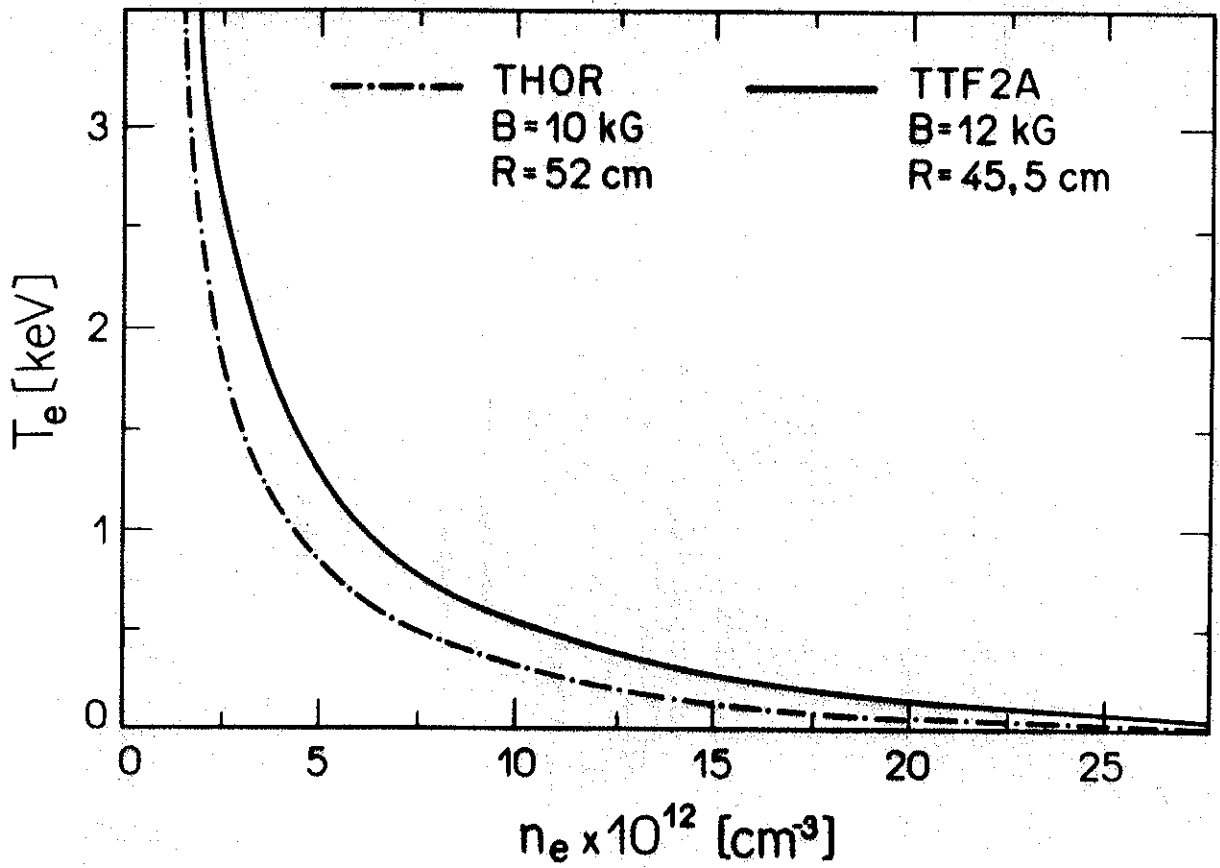


Fig. 3

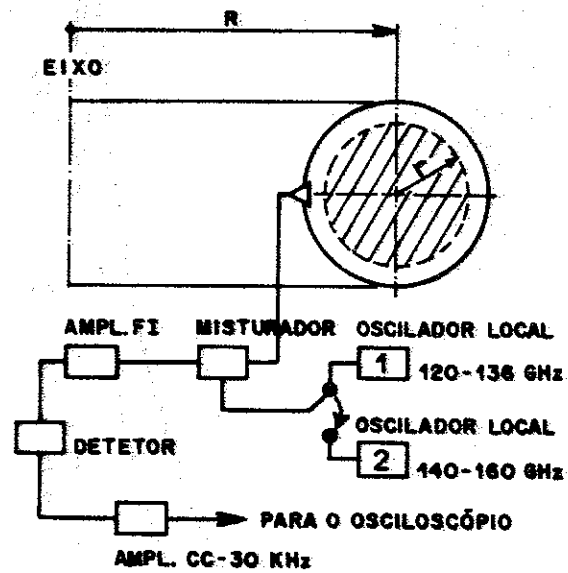


Fig. 4