

INSTITUTO DE FÍSICA

LABORATÓRIO DE FÍSICA DOS PLASMAS

FUSÃO NUCLEAR CONTROLADA

B.I.F. - USP

Ivan Cunha Nascimento

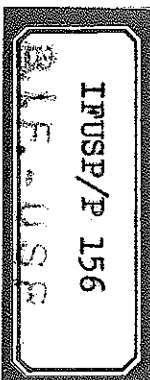
LFUSP/P-156

AGOSTO 1978

LFP - 4

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Aulas ministradas na Escola de Verão de Física dos
Plasmas, Universidade Federal Fluminense, Niterói RJ
Fevereiro de 1978



1758175

FUSÃO TERMONUCLEAR CONTROLADA

1- INTRODUÇÃO

As pesquisas visando ao controle das reações de fusão nuclear com a finalidade de produzir energia vêm-se intensificando nos últimos anos em virtude do sucesso de várias experiências de confinamento de plasmas de alta temperatura. Devido à crise de energia deflagrada em 1973, a pressão para a obtenção de novas fontes de energia se intensificou. A fusão nuclear, sendo certamente uma das possíveis novas fontes de energia, é um dos campos de pesquisa que claramente vem se beneficiando desta situação. Desta forma os países industrializados estão acelerando suas pesquisas com a finalidade de tornar uma realidade os reatores a fusão nuclear. É assim que os E.E.U.U., Japão, U.R.S.S. e os países da Europa já estão desenvolvendo projeto de grandes máquinas de confinamento de plasmas que na realidade já são os precursores dos futuros reatores a fusão. São projetos que envolvem centenas de milhões de dólares cada um e que deverão estar em funcionamento dentro de 5 anos. Espera-se que estas máquinas demonstrem a viabilidade dos reatores a fusão, devendo em seguida ser construídos os reatores de demonstração passando-se depois à fase dos reatores comerciais na última década deste século.

O sucesso deste programa livrará a humanidade da crise energética pois a fusão nuclear representa uma fonte praticamente inesgotável de energia. É evidente que não se pode assegurar que tudo correrá da melhor forma possível e que o sucesso virá. Entretanto com os progressos já alcança-

dos na Física de Plasmas o que se pode afirmar é que dentro do atual estado da arte nada impede que os reatores a fusão sejam factíveis (1).

A Física de Plasmas já atingiu atualmente um nível de desenvolvimento tão grande que permitiu o aparecimento de inúmeros grupos que se dedicam ao estudo da tecnologia dos reatores a fusão. Este campo é de grande importância pois os problemas tecnológicos envolvidos são enormes. Acredita-se mesmo que estes serão os maiores problemas a serem enfrentados no desenvolvimento dos reatores a fusão.

Devido ao enorme esforço que vem sendo realizado e ao esforço ainda maior que será necessário para a realização do reator a fusão, pode-se perguntar se tudo isto é realmente importante para a humanidade. A resposta depende, é claro, de quem responde. Em nosso entender a resposta é afirmativa, justificando-se por dois argumentos principais: é uma fonte que pode resolver o problema energético de maneira definitiva e é aceitável ecologicamente. As vantagens mais citadas são:

- segurança contra explosões nucleares: o reator se apaga naturalmente antes que possa ocorrer uma explosão nuclear
- não ocorrência de lixo radioativo como ocorre com os produtos de fissão nos reatores a fissão
- E caso de acidente o dano biológico é bastante baixo. Um eventual escapamento de trítio não ocasionaria problemas sérios pois ele é essencialmente inócuo biologicamente.
- Ausência de problemas do tipo do plutônio que pode ser desviado para fins clandestinos
- Menor poluição térmica devido à possibilidade de conversão direta pela liberação de partículas carregadas nas reações

de fusão.

- Possibilidade de instalação dos reatores perto de centros populosos devido à impossibilidade de explosão e à sua aceitabilidade ecológica. Isto permitirá o aproveitamento da energia térmica não convertida em energia elétrica e o encurtamento das linhas de transmissão.

Mesmo que as vantagens acima possam ser contestadas sob alguns pontos de vista, ainda continua válida a afirmação de que os reatores a fusão são ecologicamente muito superiores aos reatores a fissão e com maior razão em relação aos reatores regeneradores a plutônio ou a tório.

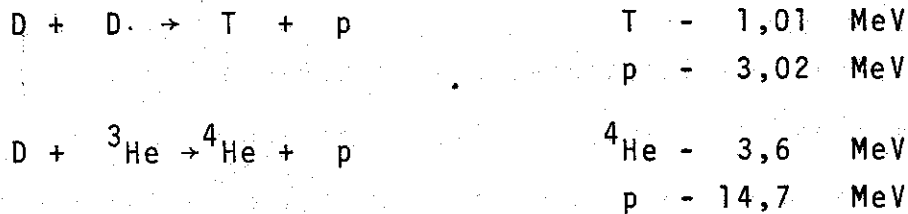
Neste trabalho pretendemos dar uma visão geral do problema do desenho conceitual dos reatores a fusão dentro dos dois sistemas em estudo: confinamento magnético e confinamento inercial. Assim para confinamento magnético abordamos os três principais conceitos de reatores: tokamak, theta-pinch e espelhos magnéticos; para confinamento inercial descreveremos o conceito de reator baseado na fusão com laser.

Inicialmente vamos introduzir alguns conceitos básicos e a seguir explicaremos os principais conceitos de reator.

2 - REAÇÕES DE FUSÃO

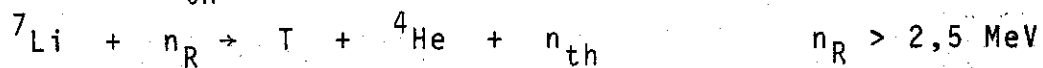
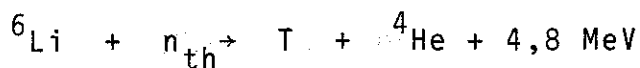
As principais reações de interesse para os reatores a fusão, são as da tabela abaixo:

	Energias das partículas
$D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$	${}^4\text{He} - 3,5 \text{ MeV}$
	$n - 14,1 \text{ MeV}$
$D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$	${}^3\text{He} - 0,82 \text{ MeV}$
	$n - 0,45 \text{ MeV}$



Como nas reações acima somente o D existe na natureza, é necessário obter-se o T ou o ${}^3\text{He}$.

Para a reação D-T o trítio pode ser obtido a partir do lítio (ciclo D-T-Li) com as reações :



O lítio natural é uma mistura de 7,4 % de ${}^6\text{Li}$ e 92% de ${}^7\text{Li}$. Desta forma a carga inicial de T pode ser regenerada através da reação (n,Li) e a taxa de produção de T pode ser até maior do que o consumo. Neste ciclo do combustível cerca de 80% da energia produzida aparece sob a forma de energia dos neutrons.

Para a reação D+D dois ciclos de combustível são possíveis: D-D-T- ${}^3\text{He}$ ou D-D- ${}^3\text{He}$.

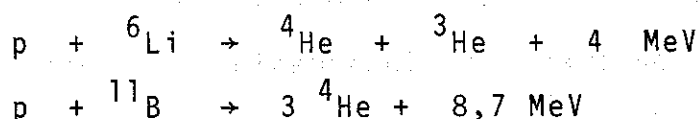
No ciclo D-D-T- ${}^3\text{He}$ o trítio e o ${}^3\text{He}$ produzidos nas reações de fusão D+D são novamente queimados em reação D+T e D+ ${}^3\text{He}$. Aqui cerca de 35% da energia provem da energia dos neutrons e o resto de partículas carregadas.

No ciclo D-D- ${}^3\text{He}$ o ${}^3\text{He}$ produzido é queimado mas o T é armazenado e só após seu decaimento para ${}^3\text{He}$ é que seria usado como combustível. Neste ciclo cerca de 15% da energia aparece sob a forma de energia de neutrons e 85% sob a forma de energia de partículas carregadas.

Destes três ciclos o mais favorável é o D-T-Li - pois permite densidades de potências de uma a duas ordens de

grandeza maiores que os outros, bem como temperaturas de plasmas menores. Entretanto apresenta a desvantagem de que cerca de 85% da energia provém da energia dos neutrons o que provoca "radiation damage" e radioatividade induzida nos materiais estruturais. Além disso, há o problema do manuseio do trítio. Contudo, como os outros ciclos exigem condições de confinamento do plasma muito mais difíceis de se obter, o ciclo D-T-Li é o que é considerado como o mais provável para os reatores de fusão, pelo menos na primeira fase.

Outros ciclos de combustível, tais como:



tem sido propostos. Neste caso a energia da reação apareceria somente sob a forma de partículas carregadas e sem os problemas do trítio. As temperaturas neste caso deveriam ser da ordem de MeV comparadas com 50 KeV para as reações D+D e 10 KeV para as reações D+T.

3 - CONFIGURAÇÕES ESQUEMÁTICAS DE REATORES A FUSÃO

Para se obter um reator a fusão nuclear é necessário confinar o plasma e elevar sua temperatura de modo que ocorram reações de fusão. Dois sistemas para atingir este objetivo têm sido investigados: confinamento magnético e confinamento inercial.

Nos sistemas de confinamento magnético, o plasma é mantido dentro de um vaso, sem tocar suas paredes, por intermédio de campos magnéticos apropriados. O aquecimento é feito pela passagem de corrente elétrica, como nos tubos de descarga, e também pela injeção de feixes atômicos neutros de grande energia ou ainda por meio de radiofrequência.

Nos sistemas de confinamento inercial, o plasma - é aquecido em um tempo suficientemente curto antes que possa se desfazer. Neste caso, o sistema mais investigado tem sido a fusão por laser em que "pellets" de deutério e trítio são aquecidos pela absorção de feixes de luz provenientes de lasers de grande potência.

A fig. 1 mostra uma configuração esquemática de um reator baseado no sistema de confinamento magnético.

O plasma de deutério e trítio a uma temperatura - de 100 milhões de graus é mantido dentro de um vaso, sem tocar suas paredes, por intermédio de campos magnéticos, sendo o campo principal normal ao plano do papel. Os neutrons produzidos nas reações de fusão atravessam a parede do vaso, - perdem energia no moderador e reagem com o ^6Li ou ^7Li dando origem ao trítio. Este moderador é também designado por "blanket" ou cobertura. As partículas carregadas dissipam sua energia na parede do vaso. O calor produzido na parede do vaso e no moderador é retirado, fazendo-se circular um fluido que pode ser metal líquido, sal fundido ou gás. Este fluído passa - por um trocador de calor produzindo-se vapor que pode então movimentar uma turbina para a produção de eletricidade. Na figura está indicada também a bobina para criar o campo magnético bem como sua blindagem que é necessária para impedir que a radiação a danifique.

Na fig. 2 temos a configuração esquemática de um reator baseado no sistema de confinamento inercial, em que a ignição é produzida por um feixe de luz proveniente de lasers de alta potência, incidindo em "pellets" de D-T. Estes "pellets" de D-T, de cerca de um mg de massa, são injetados na

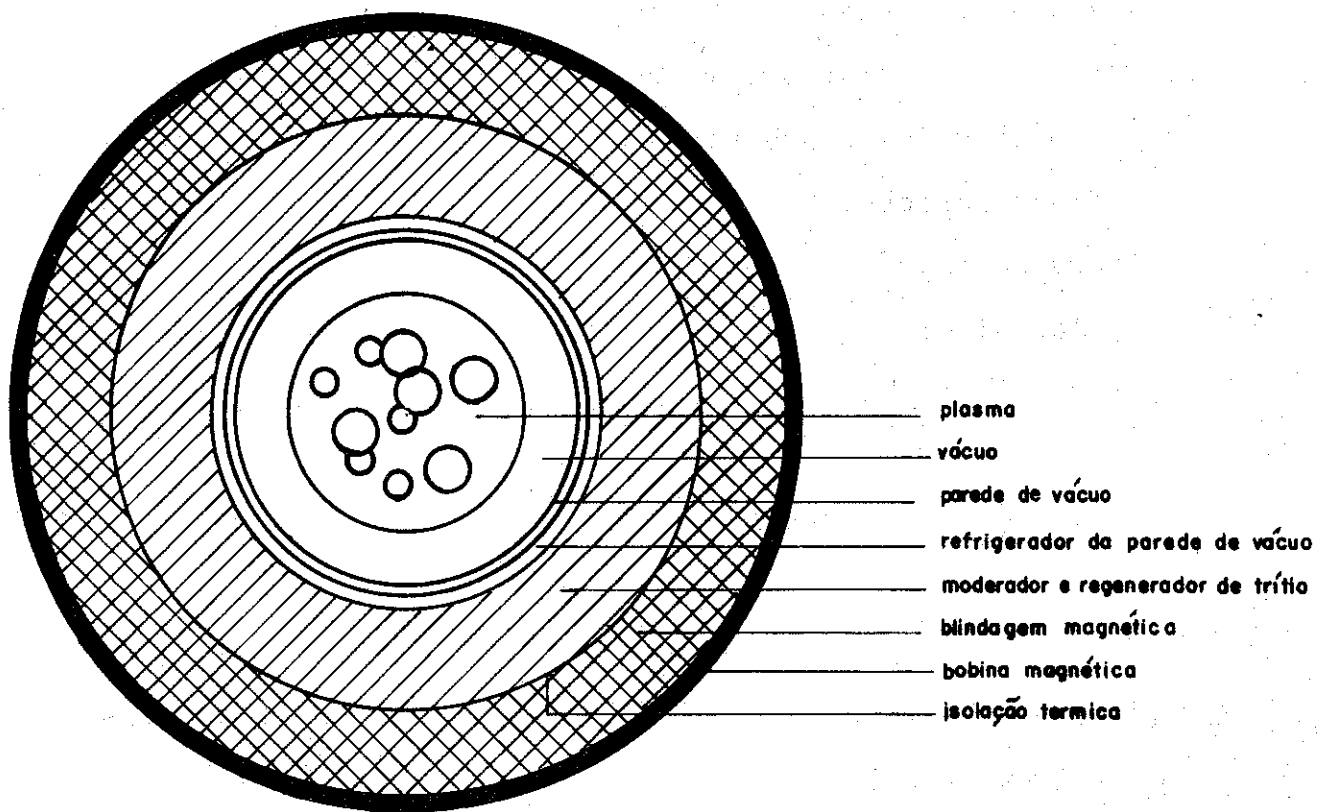


Fig. 1 - Configuração esquemática de um reator de fusão baseado no princípio do confinamento magnético.

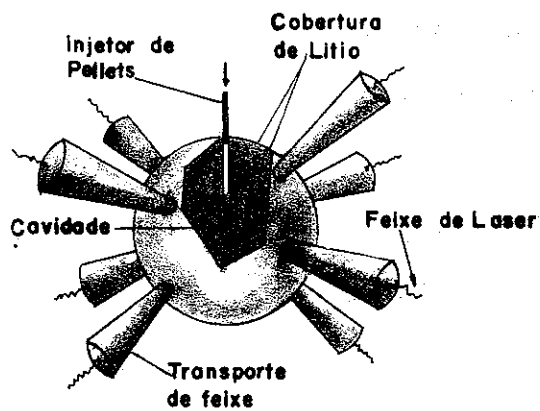


Fig. 2 - Configuração esquemática de um reator de fusão baseado no princípio do confinamento inercial.

câmara de combustão onde diversos feixes de laser o atingem, produzindo-se então uma micro-explosão. As partículas carregadas e os raios X produzidos nas reações de fusão são absorvidos nas paredes. Os neutrons liberam energia no moderador e produzem o trítio através da reação n, Li . A transferência do calor dissipado nas paredes e no moderador é feita por meio de um fluido de maneira semelhante ao caso anterior.

4- CONCEITOS FUNDAMENTAIS

A primeira idéia que se tem para extrair energia das reações de fusão nuclear é usar-se um acelerador obtendo-se íons de deutério por exemplo e em seguida bombardeando-se um alvo de trítio, deutério, etc.. Entretanto, tal método se torna ineficaz em virtude de que a energia dos íons acelerados seria gasta principalmente na ionização, aquecimento e colisões elásticas no alvo. Somente uma pequena fração da energia seria aproveitada nas reações de fusão e desta forma se gastaria mais energia do que se produziria. É por isto que se usa um plasma cujos íons têm uma distribuição Maxwelliana de velocidades. As colisões elásticas não alteram esta distribuição e a energia cedida ao plasma aumenta a sua temperatura, a menos que ocorra perda de plasma. Desta forma é importante que as partículas fiquem confinadas na câmara por um tempo relativamente longo e que tenham energia suficiente para produzir reações de fusão.

4-1 BALANÇO DE ENERGIA

Para que os reatores de fusão sejam viáveis é necessário que o ganho de energia seja positivo, isto é, que a energia produzida por unidade de volume E_T seja maior do que a energia E_e por unidade de volume gasta para fazê-lo funcionar :

$E_T \gg E_e$ ou $P_T \gg P_e$, em termos de potência por unidade de volume.

A energia de entrada E_e necessária para aquecer o plasma e compensar as perdas durante um tempo τ é dada por:

$$E_e = 3n kT + \tau P_{rad} \quad (1)$$

n = densidade de íons (n_i)=densidade de eletrons (n_e)

k = constante de Boltzman

T = temperatura = T_e =temperatura dos eletrons = T_i =temperatura dos íons

P_{rad} é a potência perdida por radiação. Para plasmas de alta temperatura confinados com campos magnéticos, os principais mecanismos de perdas por radiação são: bremsstrahlung P_b e radiação de Synchrotron P_s

$$P_{rad} = P_b + P_s \quad \frac{\text{Watts}}{\text{Cm}^3} \quad (2)$$

A condição mínima de funcionamento de um reator é :

$$P_T = P_e \text{ sendo } P_T = E_T/\tau \text{ e } P_e = E_e/\tau$$

ou

$$\tau P_T = \tau P_e = 3nkT + \tau P_{rad} \quad (3)$$

que é o critério de Lawson sob sua forma mais simples. τP_T é a energia prodizada pelo reator a partir das reações de fus-

são.

A energia total no reator é $\tau P_T + \tau P_e$. Esta energia deve ser convertida com uma eficiência ϵ e desta forma temos para a condição de funcionamento do reator

$$\epsilon (\tau P_T + \tau P_e) > \tau P_e$$

ou

$$\epsilon \frac{3nkT + \tau P_{rad} + \tau P_T}{3nkT + \tau P_{rad}} > 1 \quad (4)$$

ou colocando sob uma forma mais conveniente:

$$n\tau > \frac{kT (1 - \epsilon)}{\epsilon \frac{P_T}{3n^2} - (1 - \epsilon) \frac{P_{rad}}{3n^2}} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s} \quad (5)$$

(As potências são dadas por unidade de volume)

A condição (5) representa o critério de Lawson. Entretanto, para se determinar $n\tau$ é necessário calcularmos P_t e P_{rad} ; é o que faremos a seguir

4-2 POTÊNCIA PRODUZIDA PELAS REAÇÕES DE FUSÃO

A potência produzida pelas reações de fusão, por unidade de volume, é dada por:

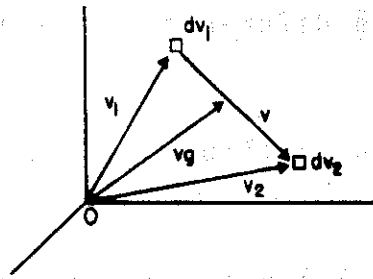
$$P_T = \frac{\text{nº de reações}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}} \times \frac{\text{Energia}}{\text{reação}}$$

Para calcular o primeiro fator da relação acima vamos supor o plasma composto de dois tipos de íons de densidade n_1 e n_2 com as distribuições de velocidade $f_1(\vec{v}_1)$ e $f_2(\vec{v}_2)$. Consideremos os elementos de volume d^3v_1 e d^3v_2 no

espaço de fase. O número de íons com velocidade entre \vec{v}_1 e $\vec{v}_1 + d\vec{v}_1$ é $n_1 f_1(\vec{v}_1) d^3v_1$ e o número de íons com velocidade entre \vec{v}_2 e $\vec{v}_2 + d\vec{v}_2$ é $n_2 f_2(\vec{v}_2) d^3v_2$. O número de reações das partículas da distribuição 1 com os da distribuição 2 é :

$$dR = n_1 f_1(\vec{v}_1) d^3v_1 |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \sigma(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) n_2 f_2(\vec{v}_2) d^3v_2$$

sendo $\sigma(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)$ a seccão e choque para fusão nuclear.



Portanto o número total de reações por unidade de volume e por segundo será:

$$R = n_1 n_2 \int_{\vec{v}_1, \vec{v}_2} f_1(\vec{v}_1) f_2(\vec{v}_2) |\vec{v}| \sigma(\vec{v}) d^3v_1 d^3v_2$$

onde $\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$

ou

$$R = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \quad (6)$$

sendo

$$\langle \sigma v \rangle = \int_{v_1, v_2} f_1(\vec{v}_1) f_2(\vec{v}_2) |\vec{v}| \sigma(\vec{v}) d^3v_1 d^3v_2 \quad (7)$$

que é chamado de parâmetro de velocidade de reação.

Convém observar que, no cálculo de R é necessário tomar a precaução de não somar a mesma reação duas vezes. Na expressão (6) a integração é feita sobre todos os valores de \vec{v}_1 e \vec{v}_2 e desta forma $\vec{v}_1 - \vec{v}_2$ toma valores negativos e positivos. Dependendo da reação considerada, pode-se somar duas vezes o mesmo valor de dR na integração. Isto não acontece para reações DT pois as partículas são diferentes:

Choque $D(\vec{v}_1)$ com $T(\vec{v}_2)$ é diferente do choque $D(\vec{v}_2)$ com $T(\vec{v}_1)$.

No caso de as partículas serem iguais devemos dividir por 2, pois:

Choque de $D(\vec{v}_1)$ com $D(\vec{v}_2)$ é o mesmo que choque de $D(\vec{v}_2)$ com $D(\vec{v}_1)$.

Portanto:

$$R_{DT} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle \quad (6a)$$

$$e \quad R_{DD} = \frac{n_D^2}{2} \langle \sigma v \rangle \quad (6b)$$

Para se calcular $\langle \sigma v \rangle$ é necessário conhecer-se a secção de choque em função da energia, bem como as distribuições de velocidades ou de energia dos íons do plasma, as quais são distribuições Maxwellianas.

A figura 3 mostra um gráfico dos valores das secções de choque para diversas reações de fusão nuclear⁽²⁾.

A figura 4 mostra os valores de $\langle \sigma v \rangle$ baseados em distribuições Maxwellianas de velocidades, para reações D-T, D-D e D-³H_e. Verifica-se que $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ é cerca de duas ordens de grandeza maior do que $\langle \sigma v \rangle_{DD}$.

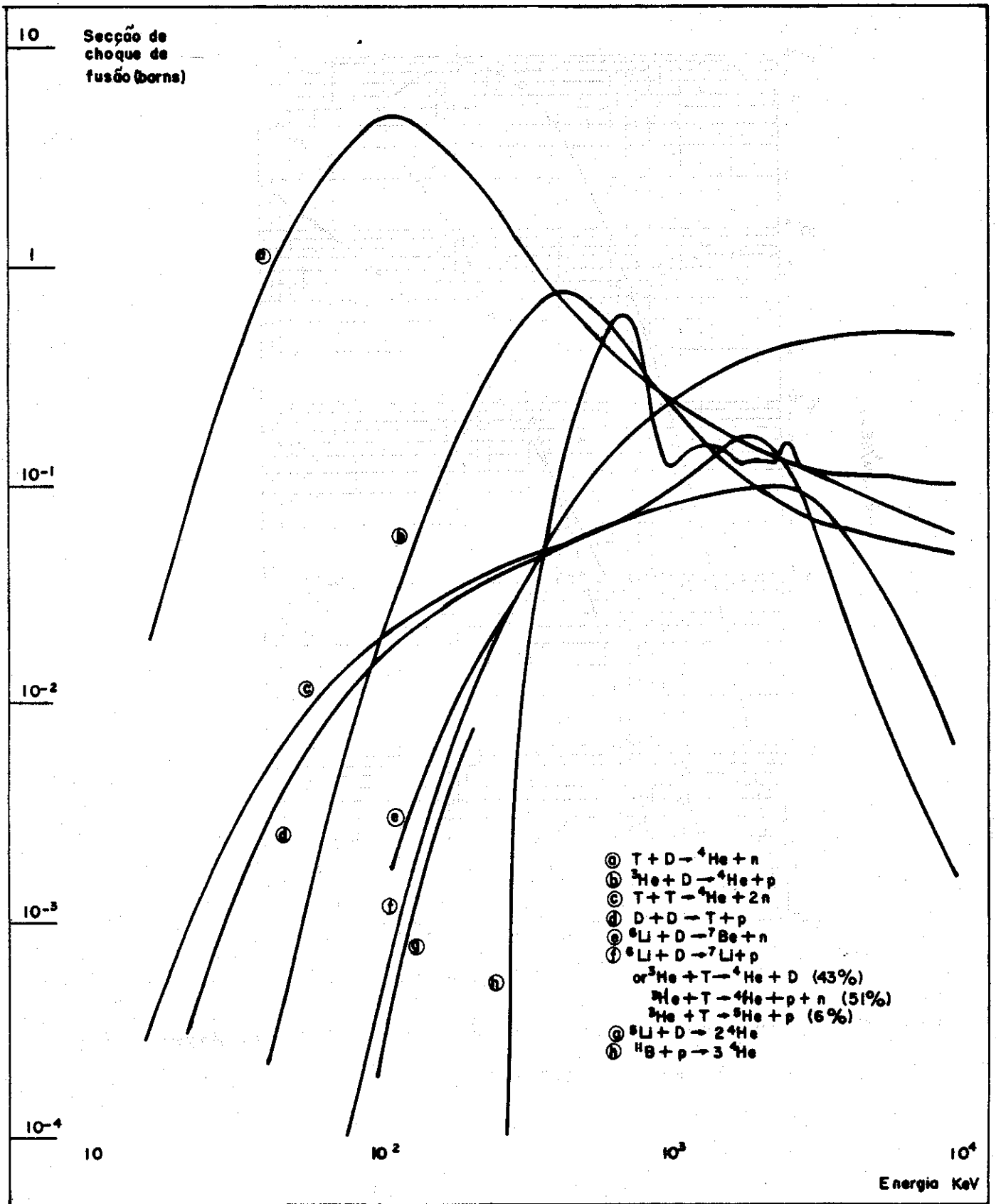


Fig. 3 - Secções de choque de fusão nuclear

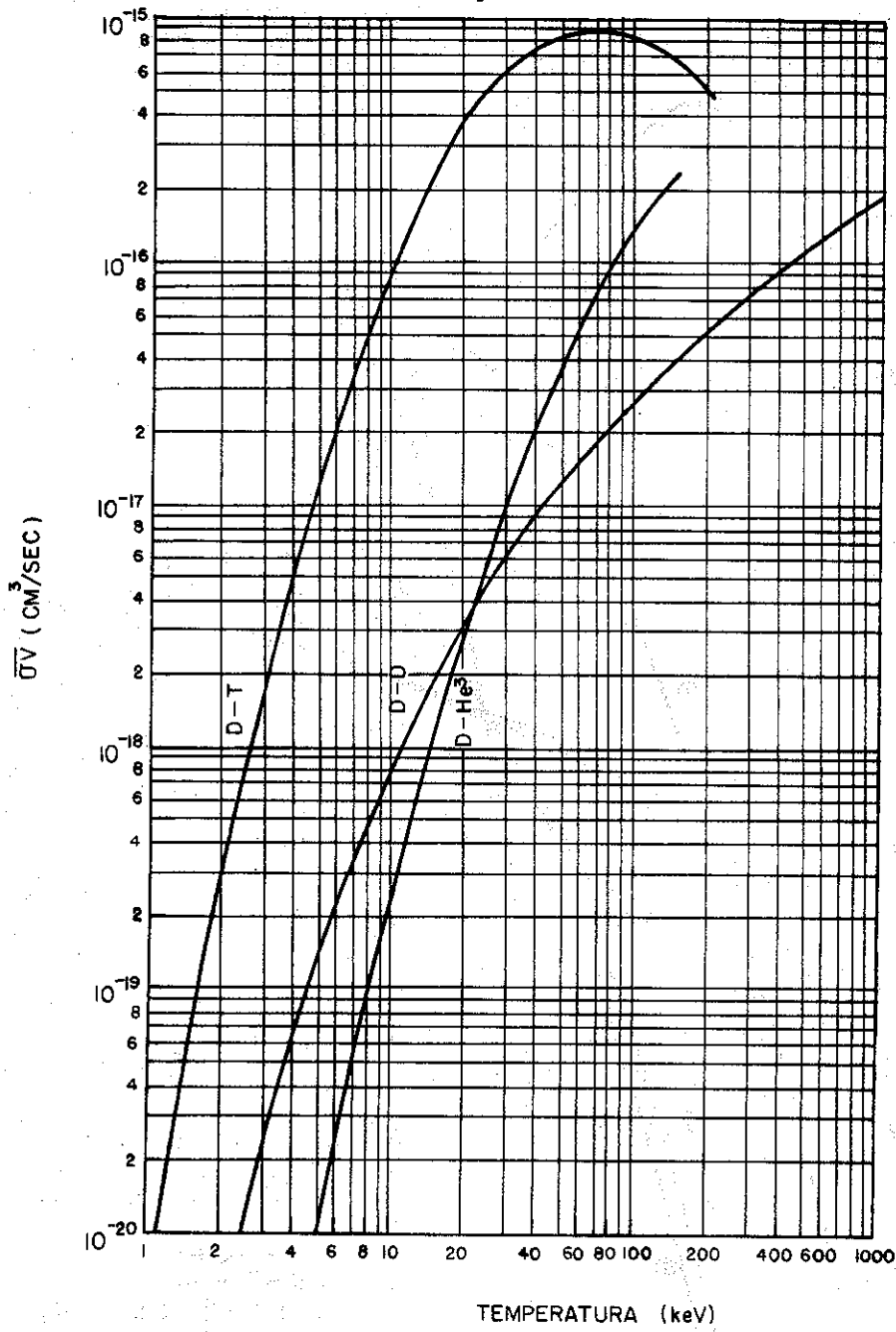


Fig. 4 - Valores de $\langle \sigma v \rangle$ baseados em distribuições Maxwellianas para reações D-T, D-D e D - ^3He .

Uma expressão aproximada para $\langle \sigma v \rangle$ é dada por⁽³⁾:

$$\langle \sigma v \rangle_{DT} = \frac{3,68 \times 10^{-12}}{T^{2/3}} \exp\left(-\frac{19,94}{T^{1/3}}\right) \text{cm}^3/\text{s} \quad T < 13 \text{ keV} \quad (8a)$$

$$\langle \sigma v \rangle_{DD} = \frac{2,33 \times 10^{-14}}{T^{2/3}} \exp\left(-\frac{18,76}{T^{1/3}}\right) \text{cm}^3 \quad T < 20 \text{ keV} \quad (8b)$$

As fórmulas acima são aproximadas, como se vê comparando os valores calculados com ela com os da Figura.

Para $T = 10 \text{ keV}$

$$\langle \sigma v \rangle_{DT} = 7,6 \times 10^{-17} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \quad \text{Comparado com } 11 \times 10^{-17} \text{ na Fig.}$$

$$\langle \sigma v \rangle_{DD} = 8,3 \times 10^{-19} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \quad \text{Comparado com } 8,6 \times 10^{-19} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \text{ na Fig.}$$

Estas fórmulas devem ser usadas com cuidado pois podem acarretar grandes erros.

Chamando de Q_T a energia liberada para cada reação de fusão temos:

$$P_T = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle Q_T \quad (9a)$$

ou

$$P_T = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle Q_T \quad (9b)$$

$$Q_T = M(E_n + E_\alpha) \quad (10)$$

O fator M leva em conta as reações exotérmicas induzidas pelos neutrons no "blanket" do reator.

Para reações DT temos :

$$E_n = 14,06 \text{ MeV}$$

$$E_\alpha = 3,52 \text{ MeV}$$

Considerando-se $M = 1$

$$\text{Temos } Q_T = 17,58$$

$$e \quad E_\alpha = \frac{3,52}{17,58} Q_T$$

$$E_\alpha = 0,200 Q_T$$

e então

$$P_\alpha = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle 0,2 Q_T \quad (11a)$$

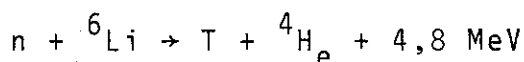
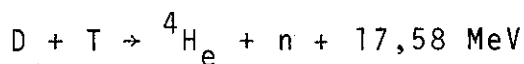
Portanto somente 20% da energia liberada na reação é emitida sob a forma de partículas carregadas. Esta energia pode ser absorvida no plasma.

Colocando-se $n_1 = n_2$ e sendo n o número de eletrons/cm³ temos:

$$n_1 = n_2 = n/2$$

$$P_\alpha = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle 0,2 Q_T \quad (11b)$$

No caso de termos um "blanket" projetado de forma que para cada reação de fusão tenhamos produção de um íon de trítio, que é a condição necessária para se regenerar o trítio gasto na reação DT temos:



Portanto:

$$M = \frac{17,58 + 4,8}{17,58} = 1,27$$

$$Q_T = 22,4 \text{ MeV}$$

$$E_\alpha = \frac{3,52}{22,4} = 0,16 Q_T$$

$$e \quad P_{\alpha} = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \approx 0,16 \quad Q_T \quad (12a)$$

$$P_{\alpha} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle \approx 0,16 \quad Q_T \quad (12b)$$

Valores aproximados de P_T e P_{α} podem ser obtidos usando-se as expressões (8a) e (8b) para $\langle \sigma v \rangle$.

4-3- PERDAS POR RADIAÇÃO

As principais perdas por radiação são bremsstrahlung e radiação de sincrotron.

4-3-1- Bremsstrahlung

As perdas por bremsstrahlung podem ser calculadas a partir das expressões clássicas da energia emitida por partículas carregadas. O resultado é aproximado mas difere do resultado mais preciso obtido quando são incluídos efeitos quânticos por um fator de correção chamado fator de Gaunt cujo valor é: $2\sqrt{3}/\pi = 1,10$.

O bremsstrahlung emitido em um plasma quente origina-se dos choques dos eletrons com os íons de deutério ou trítio. Há também bremsstrahlung e^-e^- e mas em temperatura da ordem de 10 keV: estas perdas são pequenas.

A potência por unidade de volume irradiada por um plasma composto de n eletrons/cm³, n_1 íons/cm³, temperatura kT é dada por:

$$P_{br} = g \frac{32\pi}{3^{3/2}} \frac{(2\pi kT)^{1/2} e^6}{m_e^{3/2} c^3 h} n \sum (n_i Z_i^2) \quad (13)$$

Sendo g o fator de Gaunt = 1,10

Entrando com o valor das constantes:

$$P_{br} = 5,35 \times 10^{-31} n \sum (n_i Z_i^2) T^{1/2} \frac{\text{Watts}}{\text{cm}^3} \quad (14)$$

sendo T dado em keV.

$$P_{(DD)_{br}} = 5,35 \times 10^{-31} n_D^2 T^{1/2} \quad \text{Watts/cm}^3 \quad (14a)$$

$$P_{(DT)_{br}} = 2,14 \times 10^{-30} n_D n_T T^{1/2} \quad \text{Watts/cm}^3 \quad (14b)$$

Deduções aproximadas destas fórmulas podem ser encontradas nas referências (3) (4) e (5)

4.3.2- Radiação de Synchrotron

Nos sistemas de confinamento magnético de plasma a radiação de synchrotron está sempre presente pois os eletrons e os íons executam um movimento de rotação em torno das linhas de campo magnético. A emissão da radiação é proporcional ao quadrado da aceleração que neste caso é a aceleração centrípeta v^2/R sendo R o raio de rotação. Mas como $R=mv/eB$, $a = \frac{eBv}{m}$ e portanto a emissão de radiação de synchrotron é muito maior para os eletrons do que para os íons.

Um cálculo aproximado que pode ser encontrado nas referências (3) (4) e (5) conduz à seguinte expressão:

$$P_s = 5 \times 10^{-32} n^2 T_e^2 \quad \frac{\text{Watts}}{\text{cm}^3} \quad (15)$$

Sendo T_e dado em keV

Como vemos as perdas de energia por radiação de synchrotron se tornam importantes para temperaturas maiores que 1 keV e à medida que a temperatura aumenta, elas sobrepujam as perdas por bremsstrahlung pois a primeira sobe com T^2 e a segunda com $T^{1/2}$. Entretanto a fórmula acima para P_s é apenas aproximada e não leva em conta a absorção da radiação pelo próprio plasma e a refletividade das paredes do vaso de contenção. Para um reator funcionando no ciclo DT a tempera-

tura de ignição é 4 keV o efeito da perda de energia por radiação de synchrotron é aumentar um pouco esta temperatura. Entretanto para reatores D-D que funcionariam em temperaturas muito mais altas o efeito é importante e constitui um problema bastante sério. Contudo, como o comprimento de onda desta radiação se situa entre alguns mm e a região do infra-vermelho longínquo pode-se obter uma grande redução usando-se paredes refletoras. Nesta região de frequência os metais são bons refletores de radiação.

4-4- TEMPERATURA DE IGNIÇÃO

Um reator atinge a temperatura de ignição quando a energia liberada nas reações de fusão sob a forma de partículas α é suficiente para compensar as perdas de energia. Considerando somente as perdas por bremsstrahlung temos, usando (14) para P_{rad} e (11a) para P_{α} :

$$5,35 \times 10^{-31} T^{1/2} = 0,2 Q_T \langle \sigma v \rangle$$

o que dá:

$$\begin{array}{ll} 4 \text{ keV} & \text{para DT} \\ \text{e } 36 \text{ keV} & \text{para D-D} \end{array}$$

A figura 5 mostra as curvas de densidade de potência para reações D-T e D-D bem como para perdas por bremsstrahlung em função da temperatura. É dada também a pressão 3 nkT. Na temperatura de ignição para D-T, 4 keV, a pressão já é de 10 atmosferas o que tem que ser contrabalançado pelo campo magnético.

Na figura 6 estão representadas as diversas perdas de energia e o aquecimento ohmico em um reator do tipo Tokamak no ciclo D-T-Li. Devido ao decréscimo da resistência do plasma

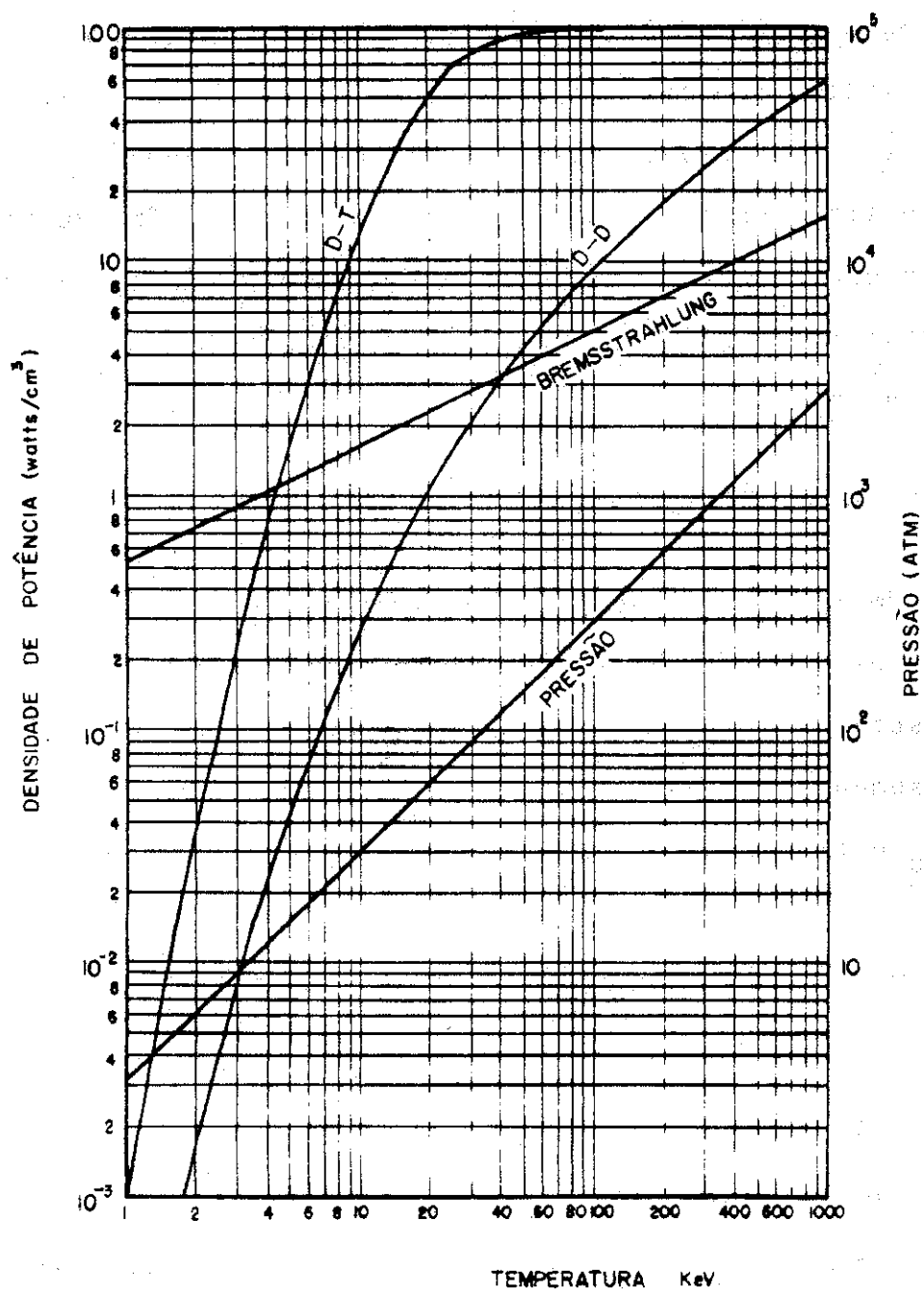


Fig. 5 - Densidade de Potência para reações termonucleares e temperatura ideal de ignição

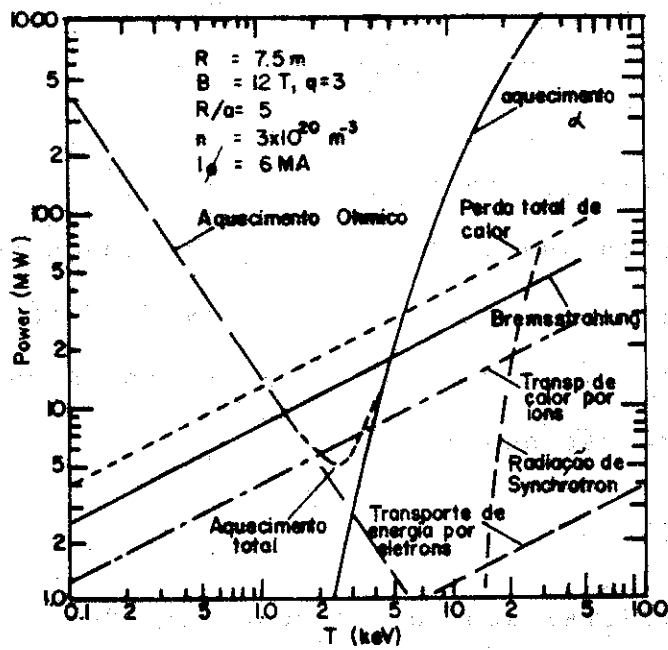


Fig. 6 - Perda de energia e energia de aquecimento ôhmico em um reator tokamak.

com a temperatura ($T^{-3/2}$) a potência ôhmica de aquecimento de cresce e é insuficiente para levar o reator até a temperatura de ignição, o que só poderá ser efetuado usando-se um meio auxiliar como por exemplo um feixe de átomos neutros, radiofrequência ou compressão adiabática. Pela figura verifica-se que a potência de aquecimento proveniente de partículas α mais o aquecimento ôhmico só consegue suplantar as perdas em temperaturas acima de 5 keV. Verifica-se também que a radiação de synchrotron só se torna importante para energia acima de 20keV.

4-5- TEMPO DE CONFINAMENTO

Para que possa haver liberação de energia em um reator é preciso que o plasma fique confinado durante um tempo suficiente para que ocorram reações de fusão. A ordem da grandeza deste tempo, chamado tempo de confinamento é da ordem do tempo da reação que é :

$$t = \frac{1}{n \langle \sigma v \rangle}$$

cujos valores são 10 segundos para D-T

e 1000 " " D-D

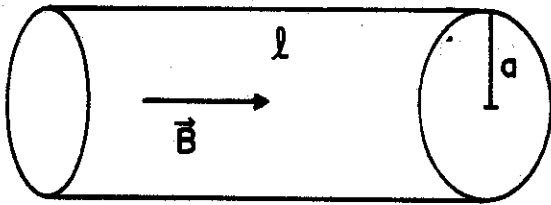
Contudo como a liberação da energia em cada reação é de 17,6 MeV para DT e de 4,15 MeV, em média para D-D, ao passo que as reações são autosustentáveis em 10 KeV, o tempo de confinamento não precisa ser tão longo. Uma avaliação razoável é dividir os valores acima por 100, isto é, 1 MeV/10 KeV. Assim, os tempos de confinamento deverão ser:

$$\tau_{DT} \sim 100 \text{ ms}$$

$$\tau_{DD} \sim 10 \text{ s}$$

Para se definir tempo de confinamento, vamos considerar um plasma quente confinado em um cilindro de comprimento

l e de raio a .



A energia do plasma \bar{e} :

$$E_p = \frac{3}{2} n k (T_i + T_e) \pi a^2 l$$

sendo $n = n_i = n_e = n_0$ total de íons ou eletrons por cm^3 .

Seja $Q_T = Q_i + Q_e$ o fluxo do calor que atravessa as paredes do cilindro, dado em Watts/m^2 , sendo $Q_{i,e}$ o fluxo de calor originado dos íons e eletrons.

A quantidade de calor que passa pelas paredes do cilindro por unidade de tempo \bar{e} :

$$2\pi a l Q_T(a) \quad \text{Watts}$$

e

$$2\pi a l Q_T(a) t \quad \text{no tempo } t$$

O tempo de confinamento τ \bar{e} definido igualando-se o valor acima \bar{a} energia total do plasma:

$$2\pi a l Q_T(a) \tau = \frac{3}{2} n k (T_o + T_i) \pi a^2 l$$

Supondo $T_e = T_i$, temos

$$\frac{2Q_T(a)}{a} \tau = \frac{P_0}{\pi a^2} \tau = 3 nkT \quad (16)$$

Sendo P_0 a perda de potência por unidade de comprimento ($\frac{W}{m}$)

Portanto τ \bar{e} o tempo necessário para que a energia total do plasma atravesse a parede lateral do cilindro.

Outra maneira de se definir τ em tokamaks \bar{e} considerar se a energia depositada no plasma por aquecimento ôhmico e compará-la com a energia térmica do plasma:

$$\tau = \frac{3nkT}{V \cdot I} \times \text{volume} \quad (17)$$

Nas experiências recentes com Tokamaks consegue-se tempos de confinamento de 50ms.

4-6- CRITÉRIO DE LAWSON

Retomando a expressão (5) temos:

$$n\tau \geq \frac{kT(1-\epsilon)}{\epsilon \frac{P_T}{3n^2} - (1-\epsilon) \frac{P_{rad}}{3n^2}}$$

Usando a expressão (9b) para P_T e tomando para P_{rad} somente as perdas por bremsstrahlung dadas por (14), temos:

$$n\tau \geq \frac{kT(1-\epsilon)}{\epsilon \frac{\langle \sigma v \rangle}{12} Q_T - (1-\epsilon) 5,35 \cdot 10^{-31} T^{1/2}} \quad (18)$$

Este é o chamado critério de Lawson que nos dá a condição necessária em termos de densidade de íons e tempo de confinamento para a viabilidade científica de um reator a fusão nuclear. Além de satisfazer esta condição é preciso também que a temperatura do plasma seja maior do que a temperatura de ignição que no caso D-T é de 4-5 keV.

Em temperatura ~ 5 keV o critério de Lawson indica que para D-T

$$n\tau > 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$$

que geralmente é o valor de referência usado para se avaliar as experiências de confinamento de plasma em termos de viabilidade científica para os reatores de fusão.

Nas experiências atuais têm sido obtidos os seguintes valores para n , τ e T

$$n \sim 8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

$$\tau \sim 0,040 \text{ s}$$

$$T \sim 1,5 \text{ keV} \quad \text{por aquecimento ôhmico.}$$

Na próxima geração de experiências de confinamento

espera-se atingir as condições em n , τ e T para demonstrar a viabilidade científica dos reatores a fusão. Estas experiências deverão funcionar a partir de 1980-82.

4-7- EQUILÍBRIO TÉRMICO DE REATORES A FUSÃO

A dependência da temperatura do plasma confinado é governada pela liberação da energia a partir de reações de fusão, pela injeção de energia e pelas perdas que consideraremos como sendo devidas a bremsstrahlung e ao fluxo de calor para as paredes do vaso. Desta forma, temos, em termos de densidade de potência e supondo densidade constante de plasma:

$$3n \frac{d(kT)}{dt} = P_{\alpha} + P_I - P'_Q - P_b \quad P'_Q = \frac{P_Q}{\pi a^2}$$

$$\frac{d(kT)}{dt} = \frac{1}{3n} (P_{\alpha} + P_I - P'_Q - P_b) \quad (19)$$

Substituindo os valores de P_{α} , P'_Q e P_b , dados por (11b), (16) e (14)

$$\frac{d(kT)}{dt} = \frac{1}{3n} \left(\frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle 0,2Q_T + P_I - \frac{3nkT}{\tau} - 5,35 \times 10^{-31} n^2 T^{1/2} \right)$$

A condição para equilíbrio térmico é $\frac{d(kT)}{dt} = 0$,

e supondo $P_I = 0$ temos

$$\frac{n}{12} \langle \sigma v \rangle 0,2Q_T + \frac{kT}{\tau} - \frac{5,35 \times 10^{-31}}{3} n T^{1/2} = 0 \quad (20)$$

ou

$$n\tau = \frac{kT_0}{\frac{\langle \sigma v \rangle 0,2Q_T}{12} - 1,78 \times 10^{-31} T_0^{1/2}} \quad (21)$$

$$n\tau = k \frac{T_0}{f(T_0)} \quad (22) = \text{função somente de temperatura.}$$

A condição de equilíbrio, Eq.(21), é representada na Fig. 7 em função de temperatura. A forma da curva é determinada pelo valor de $\langle \sigma v \rangle$, o que acontece também para $n\tau$ dado pelo critério de Lawson, Eq.18, que também é representada na Fig.6. As duas curvas representam situações físicas bem diferentes. Enquanto que no critério de Lawson a energia liberada nas reações de fusão é suficiente para igualar as perdas por radiação, levando-se em conta além da energia das partículas α também a energia dos neutrons e a eficiência do sistema de conversão de energia, já na condição de estabilidade térmica somente a energia das partículas α é considerada. Desta forma a diferença entre as duas curvas representa um ganho positivo de energia obtida a partir das reações de fusão.

O equilíbrio representado pela equação (21) é instável. Quando o plasma atinge a temperatura de ignição a energia produzida pelas reações de fusão é muito maior do que as perdas por bremsstrahlung num plasma D-T e desta forma a temperatura pode subir rapidamente até atingir um ponto de equilíbrio estável que é o máximo da curva $\langle \sigma v \rangle x T$ (Fig.4) que ocorre a 50-60 KeV. Para se estabilizar em uma temperatura menor é preciso usar uma realimentação negativa variando-se parâmetros de sistema tais como a mistura D-T ou a injeção de combustível.

A partir da equação (19) fazendo-se $T = T_0 + \Delta T$ pode-se obter em primeira aproximação a lei de variação de temperatura⁽¹⁾:

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} = \gamma_T \Delta T$$

$$\Delta T = \Delta T_0 e^{\gamma_T t} \quad (22)$$

onde

$$\gamma_T = \beta \langle \sigma v \rangle \quad \text{para baixo } \beta$$

Na figura 8 vemos o efeito de uma variação de temperatura em um reator cujo ponto de equilíbrio corresponde ao ponto de operação $T_0 = 10 \text{ keV}$. $\beta = 0,10$ e $\tau = 0,74 \text{ s}$. Estes cálculos realizados por Mills (7) mostram que quando τ cresce o reator realiza uma excursão de temperatura que só se estabiliza à temperatura de 50 keV e $\beta = 0,25$. Por outro lado se τ diminui o reator se apaga. Uma das vantagens da operação de reatores a temperatura alta é a necessidade de grandes campos magnéticos e o aumento da radiação de synchrotron. A produção de campos magnéticos maiores envolve gastos maiores que devem ser comparados com o custo do sistema de realimentação - necessário para manter a temperatura no valor desejado.

4-8- FRAÇÃO DE CONSUMO DE COMBUSTÍVEL (BURN-UP FRACTION)

Em um reator a fusão há necessidade de conhecermos a fração de núcleos que se fundem para a produção de energia levando-se em conta as partículas que escapam do confinamento pelos diversos mecanismos.

Seja S_i o número de partículas i injetadas por unidade de tempo. A equação de equilíbrio é:

$$\frac{dn_i}{dt} = S_i - \frac{2 n_i^2 \langle \sigma v \rangle}{4} - \frac{n_i}{\tau}$$

Sendo τ o tempo de confinamento e $L_i = n_i/\tau$ a perda de íons por unidade de tempo. No equilíbrio

$$S_i - L_i = \frac{n_i^2 \langle \sigma v \rangle}{2}$$

$$\frac{S_i - L_i}{S_i} = \frac{n_i^2 \langle \sigma v \rangle}{2 \left(\frac{n_i^2 \langle \sigma v \rangle}{2} + \frac{n_i}{\tau} \right)}$$

$$\frac{S_i - L_i}{S_i} = \left[\frac{n_i \langle \sigma v \rangle + \frac{2n_i}{\tau}}{n_i \langle \sigma v \rangle} \right]^{-1}$$

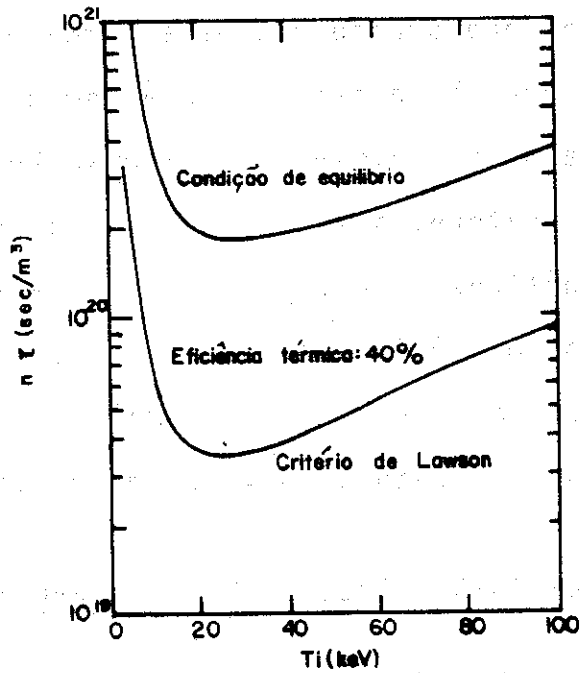


Fig. 7 - Critério de Lawson e estabilidade térmica para plasmas D-T, em função da temperatura.

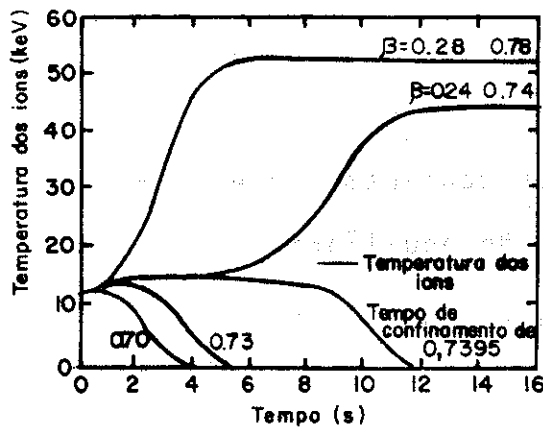


Fig. 8 - Efeito do tempo de confinamento sobre excursões térmicas instáveis em um reator de baixo β . (Mills⁷)

$$\frac{S_i - L_i}{S_i} = \left[1 + \frac{2}{n_i \tau \langle \sigma v \rangle} \right]^{-1}$$

$S_i - L_i$ representa o número de íons queimados por unidade de tempo e $(S_i - L_i)/S_i$ representa a queima fracional ou a fração de consumo de combustível, (Burn-up fraction), indicada com f_b :

$$f_b = \left[1 + \frac{2}{n_i \tau \langle \sigma v \rangle} \right]^{-1} \quad (23)$$

f_b é uma função da temperatura através de $n_i \tau$ e $\langle \sigma v \rangle$.

5- CONCEITOS PRINCIPAIS DE REATORES

A seguir explicaremos os quatro principais conceitos de reatores a fusão: Espelho Magnético, Theta Pinch, Tokamak e Fusão por Laser. Estes quatro conceitos compreendem a quase totalidade das pesquisas sobre confinamento magnético e inercial. Investiga-se também fusão com feixos de elétrons e íons e sistema tipo "belt-pinch", "bumpy-torus" etc. que não serão considerados neste trabalho.

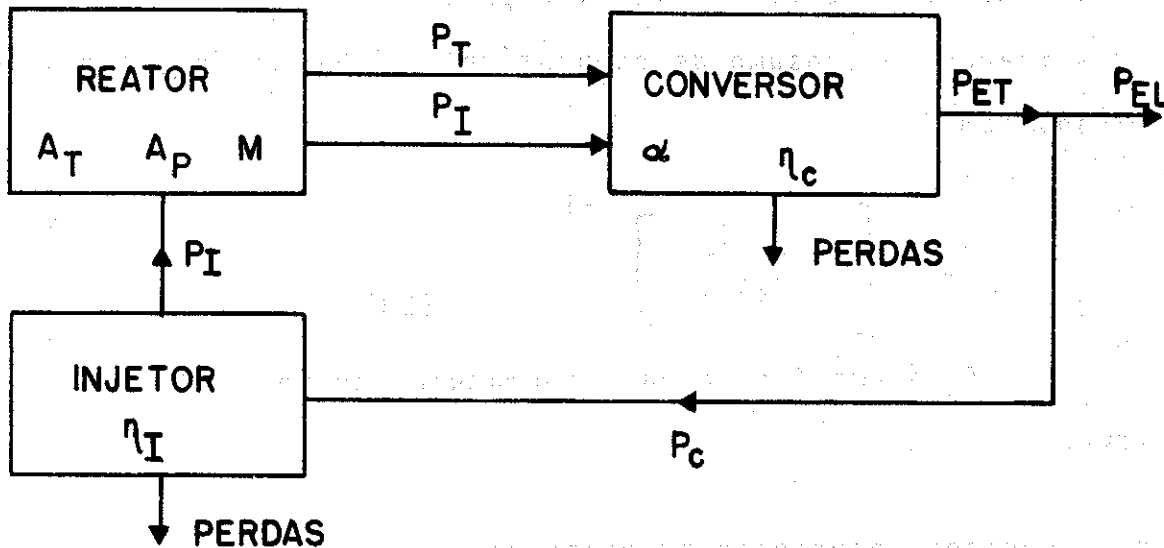
Dentro de cada conceito de reator analizaremos o balanço de energia tendo em vista implicações de ordem econômica e tecnologia em produção de energia elétrica.

O tratamento dado aqui segue em linhas gerais os trabalhos do Steiner⁽⁸⁾ e Ribe⁽¹⁾.

Inicialmente consideramos o fluxo geral de energia, válido para todos os tipos e a seguir consideramos o balanço de energia para cada um.

5-1 - Fluxo de Energia nos Reatores a fusão

Consideremos a figura abaixo que é uma representação do fluxo de energia em um reator a fusão:



Neste esquema o injetor compreende o sistema de confinamento e aquecimento; o reator inclui também a cobertura ("blankett") com seu fator de amplificação M , definido pela equação (10); o conversor pode incluir conversão direta e térmica. O coeficiente α corresponde à fração de energia disponível para conversão direta. Em tokamaks, no ciclo D-T-Li α é no máximo 0,2 pois $E_\alpha = 0,20 Q_T$.

O significado dos símbolos é o seguinte:

P_I = Potência necessária para iniciar e sustentar a combustão (Indicada com P_e na seccão 4-1)

P_T = Potência total liberada nas reacões de fusão

P_{ET} = Potência elétrica total

P_{EL} = Potência elétrica líquida

P_C = Potência circulante necessária para aquecimento e confinamento do plasma.

$$A_T = \frac{P_T}{P_I} = \text{fator de amplificação do reator (24)}$$

$$A_T = MA_P \quad (25)$$

$$M = \frac{Q_T}{Q_P} \quad (26) \quad Q_T = \text{energia para cada reação de fusão incluindo a cobertura.}$$

$Q_P = \text{energia liberada em cada reação de fusão no plasma.}$

$$\eta = \frac{P_{EL}}{P_T} = \text{eficiência geral do reator} \quad (27)$$

5-2- REATOR ESPELHO MAGNÉTICO

5-2-1- DESCRIÇÃO CONCEITUAL

O princípio de funcionamento dos espelhos magnéticos é ilustrado na figura 9. O campo magnético criado por bobinas colocadas nas extremidades do sistema é mais fraco no centro, crescendo em direção às bobinas. Na direção transversal as partículas carregadas têm sua fuga dificultada pelo campo magnético devido à força de Lorentz. Na direção longitudinal o confinamento é produzido pelo efeito dos espelhos magnéticos. Uma partícula que se move na direção das bobinas encontra campos cada vez mais fortes ganhando mais velocidade de rotação e perdendo velocidade de translação até chegar a um ponto em que esta é zero. A partir daí o processo se repete em sentido inverso. Desta forma a partícula é refletida pelo espelho. O plasma na configuração de campo magnético da fig. 9 é instável. Como as linhas de força se curvam para dentro do plasma aparece um deslocamento das partículas transversalmente ao campo magnético. A solução para este problema foi encontrada por Ioffe em 1962 propondo uma configuração de campo magnético tal, que para qualquer direção de deslocamento das partículas o campo magnético aumenta e as linhas e força se curvam para fora do plasma. Um Campo deste tipo é obtido usando-se as chamadas bobinas de Yin-Yang (Fig. 10). Contudo o confinamento não é perfeito e ocorre fuga de

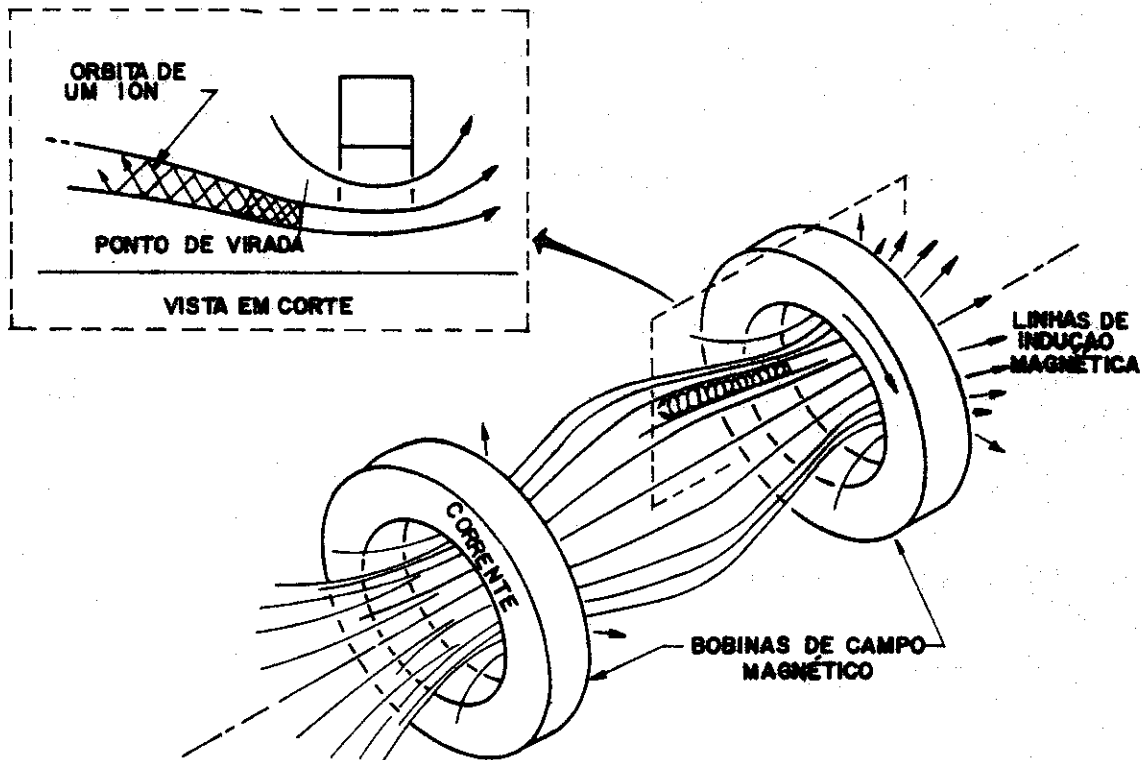


Fig. 9 - Princípio de funcionamento de um espelho magnético.

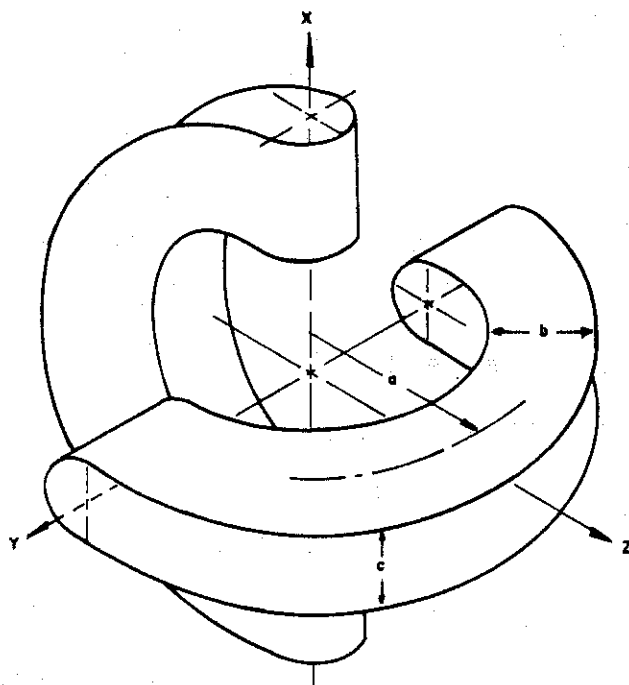


Fig. 10 - Bobinas de Yin - Yang

plasma pelas extremidades do espelho, além das perdas por difusão através do campo magnético.

A perda de plasma pelas extremidades do espelho é intrínseca ao sistema. Uma partícula no centro do espelho deslocando-se em direção às extremidades e fazendo um certo ângulo α com o eixo do espelho possui energia E_T e E_ℓ correspondentes ao movimento circular e longitudinal respectivamente. À medida que as partículas se movimentam para as extremidades do espelho encontram campos cada vez mais fortes diminuindo E_ℓ e aumentando E_T , até um valor máximo correspondente ao valor E_T (centro) $\times R$, sendo $R = \frac{B(\text{extr.})}{B(\text{centro})}$. Dependendo do valor de E_T (centro) a partícula pode chegar a ter $E_\ell = 0$ e neste caso são refletidas. Se o ângulo α for muito pequeno esta condição pode não ser atingida e as partículas podem escapar. Portanto, existe um ângulo α que determina um cone de direção, chamado cone de perda tal que as partículas que se deslocam dentro deste cone se perdem e as outras ficam confinadas. Os choques entre as partículas podem levar ou retirar as partículas para o cone de perda. Os espelhos magnéticos, assim como os theta-pinch são chamados sistema de geometria aberta ao passo que os tokamaks e stellarator são sistemas fechados.

Os reatores baseados no princípio do espelho magnético funcionariam da seguinte forma:

Inicialmente seria produzido um plasma, dentro do espelho, usando-se radiofrequência, aquecimento de um "pellet" de D ou T ou compressão magnética. O aumento de temperatura até a temperatura de ignição seria conseguido com a injeção de átomos neutros de D ou T. Este injetor serviria também para a injeção de combustível no reator. Um reator deste tipo funcionaria no estado estacionário e desta forma o campo mag

nético teria que ser produzido por bobinas supercondutoras. Outra característica deste tipo de reator é a necessidade de conversão direta da energia das partículas carregadas que escapam pelas extremidades do espelho.

O fator amplificação de energia dos espelhos magnéticos é bastante pequeno $A \sim 1,2$ e a energia circulante é maior do que a energia produzida.

5-2-2- REATOR DE REFERÊNCIA

A tabela abaixo contém os dados principais de um reator conceitual do tipo espelho magnético de potência de 170 MW_e

Tabela I

Parâmetros do reator conceitual DT, Espelho Magnético de 200 MW_e - Lawrence Livermore Laboratory

Plasma

Densidade	$1,2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
Volume	130 m^3
Temperatura	620 keV
Beta	0,85

Campo Magnético

Raio da bobina	10 m
Largura da bobina	6,6 m
Distância entre as bobinas	4,2 m
Campo Central	50 kG
Campo do Espelho	150 kG

Cobertura

Taxa de regeneração	1,0-1,4
Multiplicação da Energia	1,1
Material	Li

Injetor de partículas neutras

Eficiência	0,88
Potência	560 MW
Potência Injetada	490 MW
Energia	0,55 MeV
Corrente	890 A

Conversor Diretor

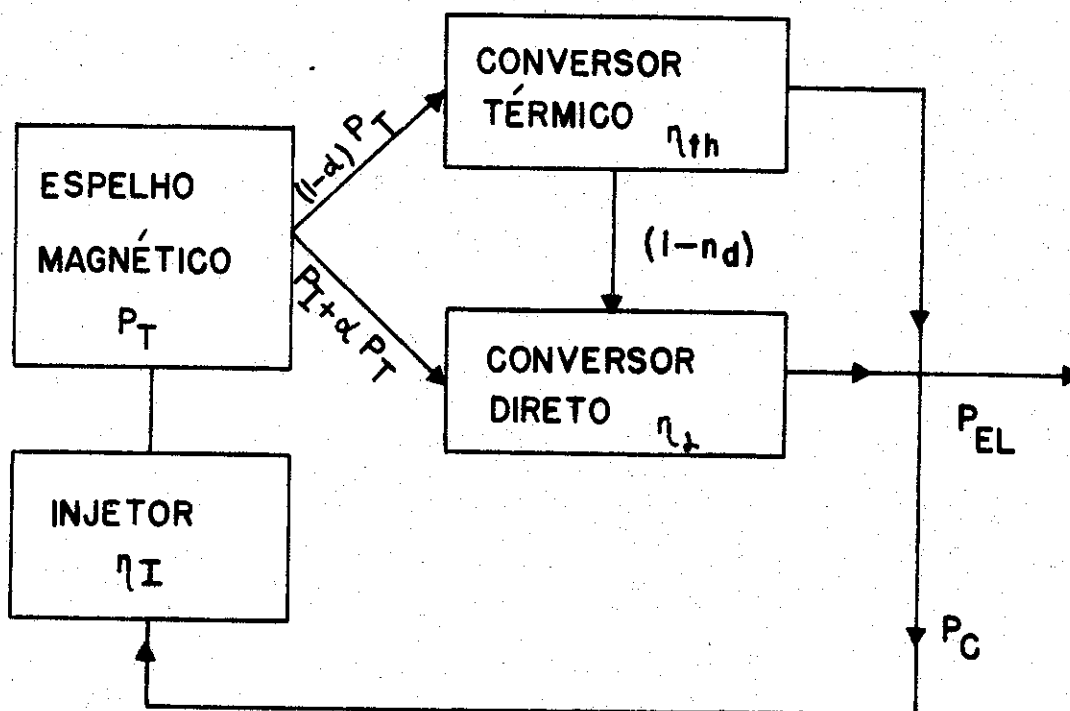
Raio	76 m
Eficiência	0,70

Balanco de Potência

Potência sob a forma de neutrons	470 MW
Eficiência de conversão térmica	0,45
Potência elétrica Bruta	750 MW
Potência sob a forma de partículas carregadas nas extremidades	610 MW
Potência dos Sistemas Auxiliares	20 MW
Potência Elétrica Líquida	170 MW
Fator de Amplificação	1,2

5-2-3- BALANÇO DE ENERGIA

O Balanço de energia é o seguinte:



A potência líquida P_{EL} será dada por

$$P_{EL} = (1-\eta_d) \eta_{th} + \eta_d \left(P_I + \alpha P_T + (1-\alpha) P_T \eta_{th} - \frac{P_I}{\eta_I} \right)$$

$$P_{EL} = \eta_{CD} (P_I + \alpha P_T) + (1-\alpha) P_T \eta_{th} - \frac{P_I}{\eta_I}$$

ou dividindo-se por P_T

$$\frac{P_{EL}}{P_T} = \eta_{CD} \left(\frac{1}{A_T} + \alpha \right) + (1-\alpha) \eta_{th} - \frac{1}{A_T \eta_I} = \eta$$

É interessante estudar-se a variação da eficiência η da central elétrica em função da eficiência de injeção e de conversão direta. A fig. 11 mostra resultados de Steiner (8) com $A=Q_p$, $M = 1,2 \times 1,2 = 1,44$, $\alpha = 0,17$ e $\eta_{th} = 0,4$. Torna-se evidente que o valor do coeficiente de conversão direta η_{CD} desempenha um papel importante nos reatores tipo espelho magnético. Um valor típico para η_I é 0,85 e portanto para atingir uma eficiência global de ~0,3 será necessário uma eficiência η_{CD} de 0,9 para o sistema de conversão direta. Um sistema deste tipo foi proposto por Post (9) e a eficiência η_{CD} calculada é de 0,9 para íons de energias maiores que 700 keV. Contudo espera-se que na prática esta eficiência caia para 70-80% (8). Neste sistema o plasma se expande em um campo magnético decrescente utilizando-se o efeito contrário ao do espelho magnético isto é, as partículas diminuem sua energia de rotação e aumentam a energia longitudinal; a seguir, quando a densidade é da ordem de 10^7 cm^{-3} os elétrons são separados dos íons e estes são freiados e recolhidos em eletrodos especiais resultando em uma distribuição de altas voltagens que por meio de retificadores e inversores são transformados para um

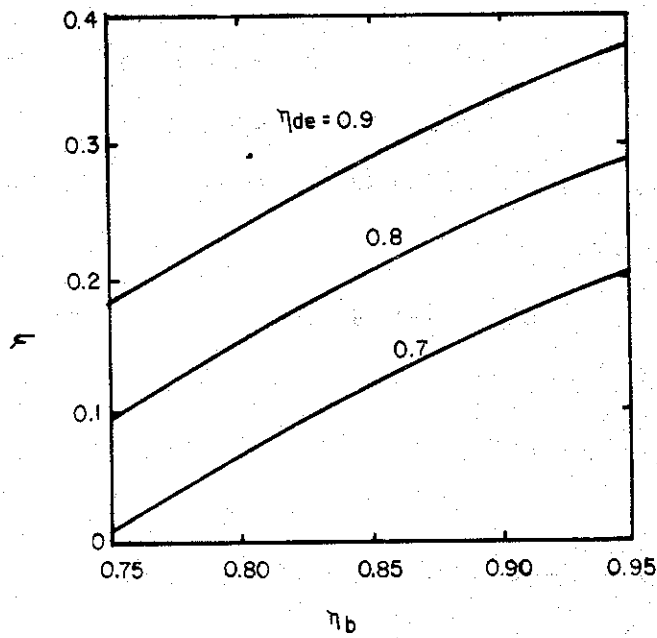


Fig. 10 - Variação de eficiência de usina em função da eficiência de injeção, para diferentes eficiências de conversão direta.

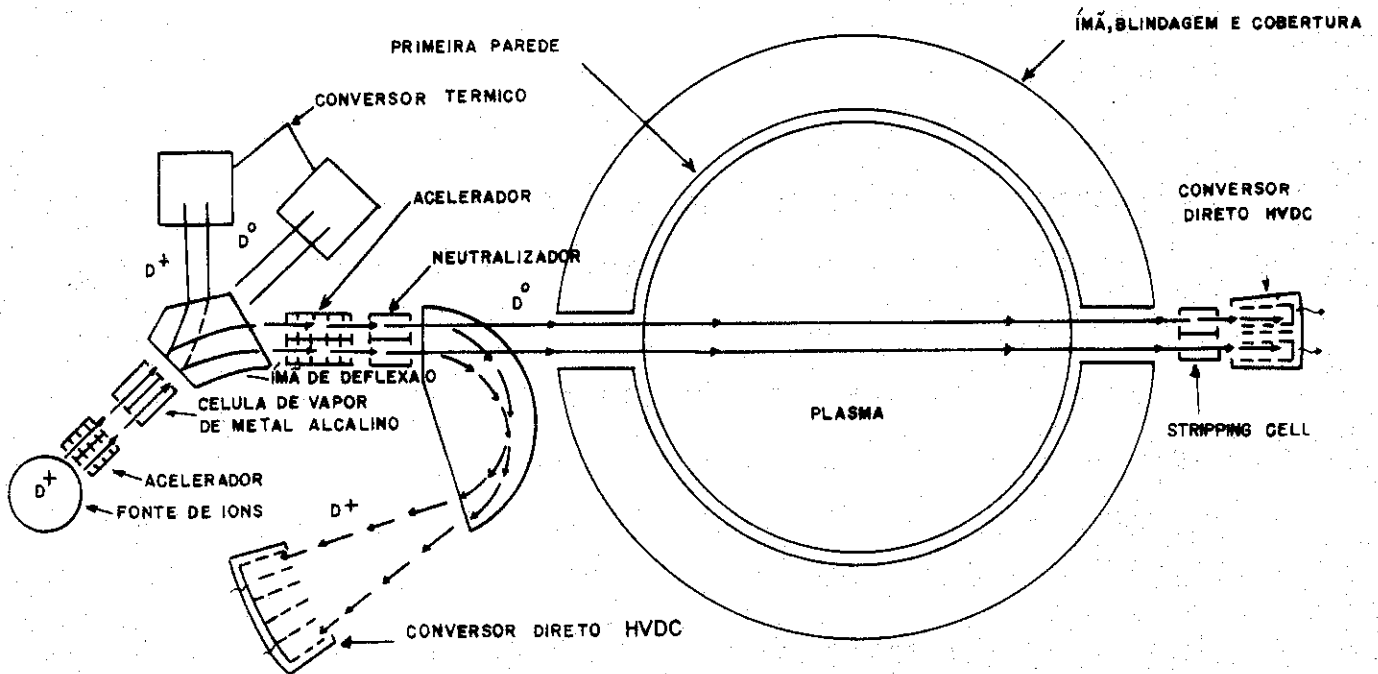


Fig. 11 - Injetor de Partículas neutras.

potencial comum. O sistema de LLL prevê um expensor de 76 m de raio seguido de um coletor de 22 metros.

O injetor de partículas neutras baseia-se num esquema do seguinte tipo:

1- Íons de D ou T são aceleradas até $-1,5$ keV.

2- Estes íons atravessam uma célula de vapor alcali no onde $\sim 20\%$ dos íons positivos são convertidos em íons negativos D^- ou T^- .

3- Os íons negativos são acelerados até a energia desejada com uma eficiência de $\sim 92\%$.

4- Os íons negativos atravessam uma célula neutralizadora que pode ser uma célula de gas, eficiência $\sim 70\%$ ou uma célula de plasma, eficiência de $\sim 90\%$.

A figura 12 mostra esquematicamente um injetor deste tipo. Eficiências calculadas são de $\sim 90\%$.

Atualmente são usados injetores de partículas neutras em tokamaks e espelhos magnéticos mas baseados em aceleração de íons positivos seguido de neutralização. A eficiência destes sistemas é de $\sim 80\%$.

As principais desvantagens do reator espelho magnético são :

1- A eficiência de geração de energia elétrica é de apenas 25% .

2- A energia circulante é muito grande, isto é, cerca de $2,8$ vezes a potência de saída. Enquanto o reator produz 170 MW, a potência injetada sob a forma de um feixe de partículas neutras é de 490 MW.

3- O custo do sistema de injeção de partículas neutras é, atualmente de $US\$ 500/kW$ enquanto que, por razões econômicas, o custo admissível é de $US\$ 40/kW$.

4- Os custos do sistema de conversão direta são comparáveis aos do sistema de injeção de partículas neu

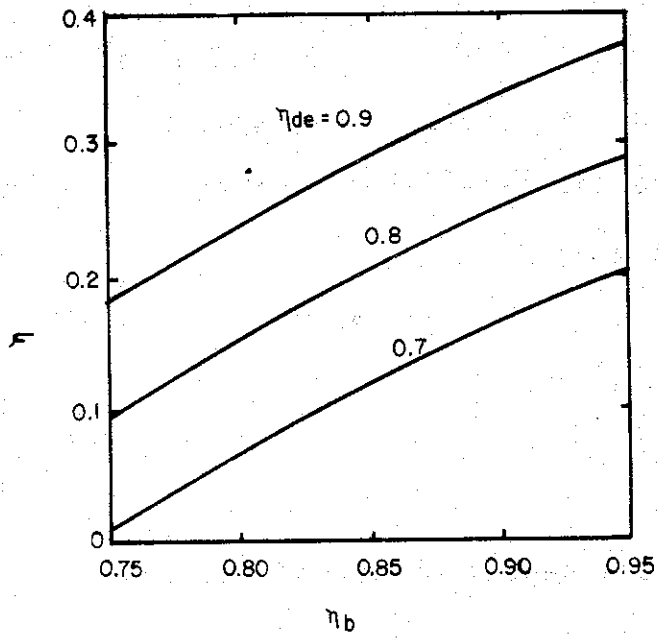


Fig. 10 - Variação de eficiência de usina em função da eficiência de injeção, para diferentes eficiências de conversão direta.

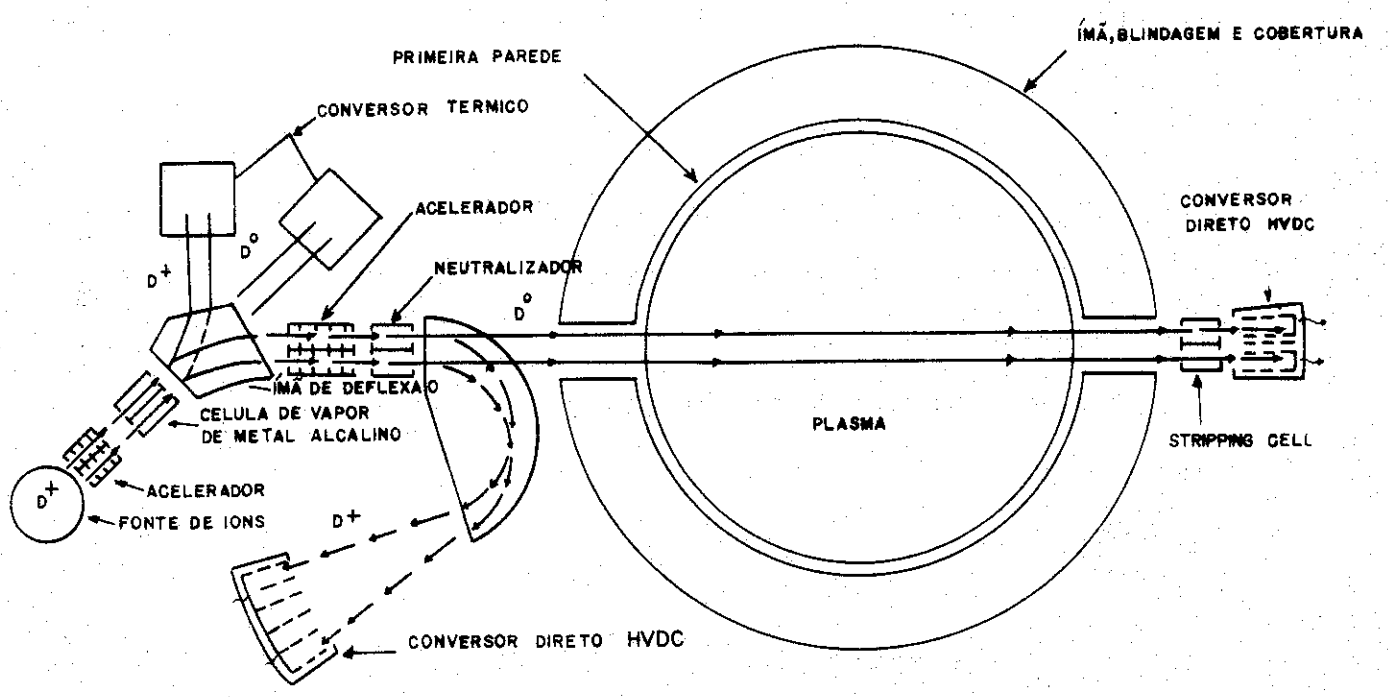


Fig. 11 - Injetor de Partículas neutras.

tras. A potência no sistema de conversão direta é cerca de 3,5 vezes a potência de saída.

Para evitar estes problemas têm sido proposta algumas alternativas: aumento do fator de amplificação M da cobertura com a introdução de material fissil; uso do ciclo $D-D-^3\text{He}$ que permite o aumento da fração α para conversão direta; uso de um sistema de vários espelhos dispostos toroidalmente, (Bumpy Torus). Para o ciclo $D-D-^3\text{He}$, entretanto, o fator de amplificação é cerca de 5 vezes mais baixo do que para o ciclo $D-T\text{-Li}$ que já é marginal.

5-3 O Reator Theta-Pinch.

5-3-1 - Descrição Conceitual.

O princípio de funcionamento de um Theta-Pinch é explicado com base na fig. 13. O plasma é mantido dentro de um tubo que é envolvido por uma espira de uma única volta. Inicialmente o plasma é ionizado por meio de um campo magnético oscilante de alta frequência, na direção axial. A seguir a chave S é ligada e uma corrente de alta intensidade circula pela espira criando um campo magnético B_z na direção do eixo da espira. Aparece então uma corrente induzida I_θ e uma força radial F_r que tende a comprimir o plasma, ao mesmo tempo confinando-o e aquecendo-o. Um reator baseado neste princípio funcionará no regime pulsando e o aquecimento será feito em duas etapas. Inicialmente é produzido o aquecimento por choque, até uma temperatura da ordem de 1 KeV em um tempo de 100 μs . A seguir é feita uma compressão adiabática do plasma elevando-se o campo magnético mais lentamente (- 20 ms) até atingir-se uma temperatura maior do que a temperatura de ignição (5 KeV para $D-T$ -) após o que o campo magnético permanece constante. Começa então a fase de queima (80ms) durante a qual há grande produção de partículas α que aquecem ainda mais o plasma fazendo-o se expandir. Nesta fase o plasma se expande contra o campo magnético e realiza

trabalho que pode ser transformado diretamente em energia elétrica através da própria bobina de compressão e que é então armazenada no banco de capacitores.

No sistema theta-pinch a densidade de partículas é alta e o tempo de confinamento é bastante pequeno. São sistemas de alto β , $n \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $\tau \sim 0,1\text{s}$

Além da energia recuperada das partículas α por conversão direta temos também a energia proveniente dos neutrons, a qual é dissipada no moderador e retirada do sistema por um trocador de calor e que será transformada em energia na turbina.

Os sistemas theta-pinch são abertos nas extremidades por onde o plasma escapa e desta forma o reator teria de ser proibitivamente longo. Sistemas theta-pinch fechados têm sido estudados mas não se tem conseguido controlar as instabilidades que ocorrem.

Atualmente estudam-se meios de vedação das extremidades, nos sistemas lineares, mas mesmo com vedação, os reatores seriam de cerca de 100 metros de comprimento.

5-3-2 - DESENHO DE REFERÊNCIA

A figura 14 mostra o desenho de uma secção de RTPR (Reference Theta-Pinch Reactor) e a Tabela II suas características de operação.

TABELA II

Raio	50 cm
Raio do plasma no início da queima	11,3 cm
Raio do plasma no fim da queima	20,0 cm
Raio maior do toroide	56 cm
β	- 1
n	$2,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
Potência de Saída	2820 MW

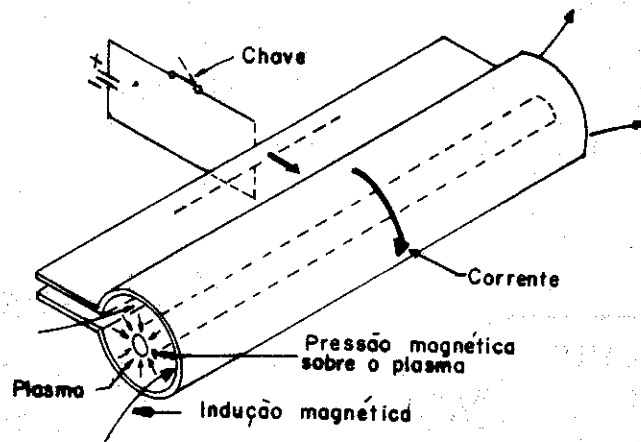


Fig. 13 - Princípio de funcionamento do Theta-Pinch

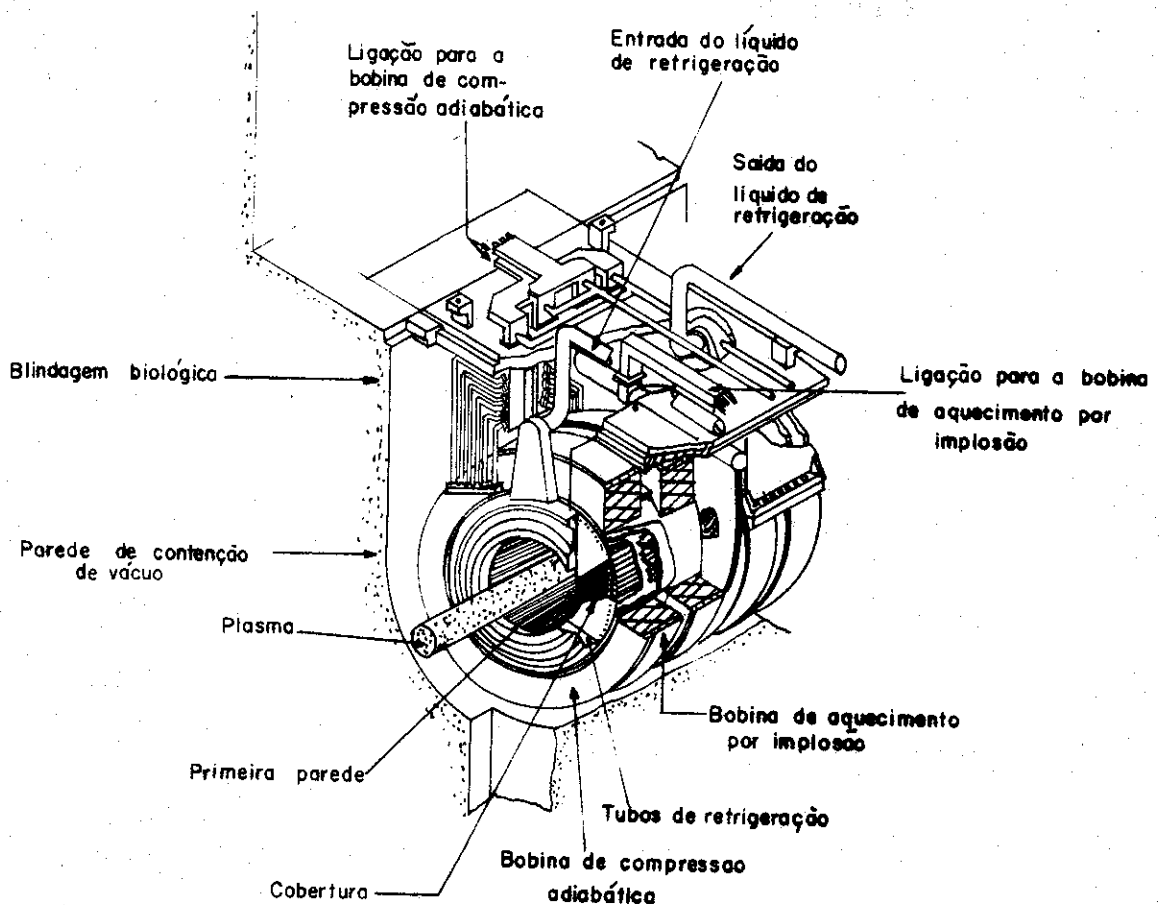
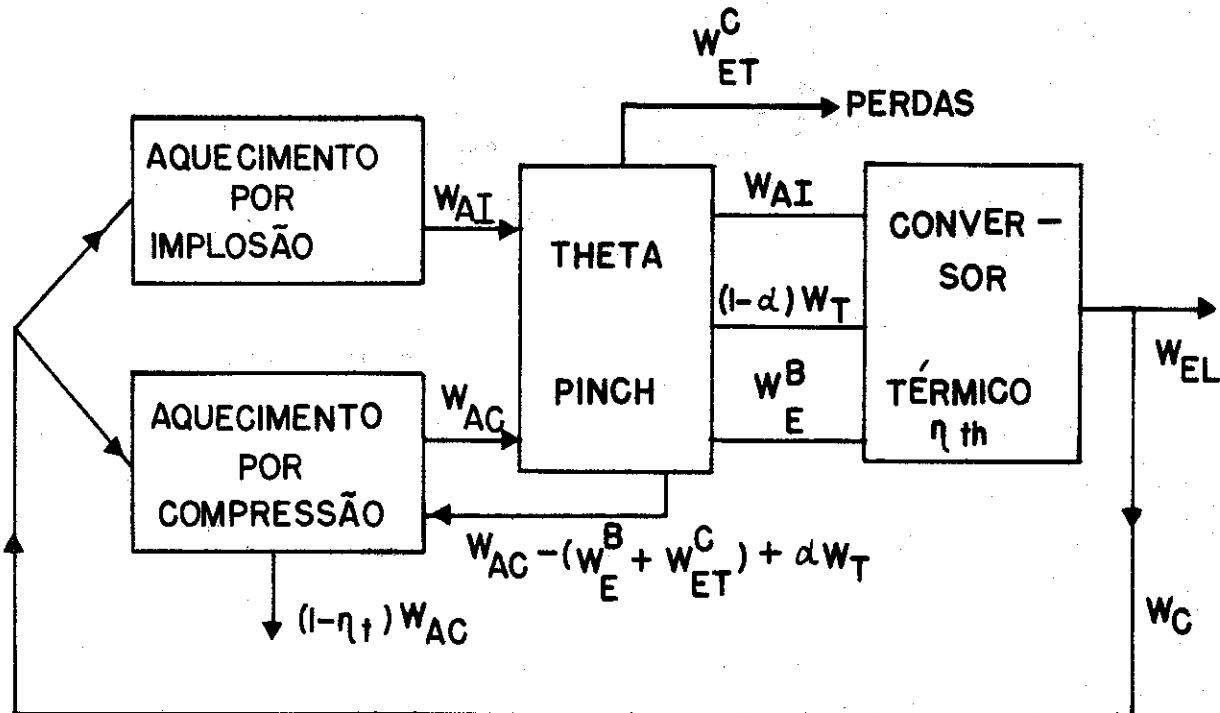


Fig. 14 - Secção de 2 m de comprimento de RTPR, Reference Theta-Pinch Reator.

5-3-3- BALANÇA DE ENERGIA NO THETA-PINCH

O fluxo de energia, por pulso em um reator theta-pinch é representado pelo esquema abaixo:



A energia de saída W_{EL} por pulso será:

$$\begin{aligned}
 W_{EL} &= W_{AI} + (1-\alpha)W_T + W_E^B \eta_{th} \\
 &- W_{AI} + W_{AC} + (1-\eta_t)W_{AC} \\
 &+ W_{AC} - (W_E^B + W_{ET}^C) + \alpha W_T
 \end{aligned}$$

Sendo:

W_{AI} = energia de aquecimento por impulsão

W_E^B = Energia proveniente de correntes de Foucault na cobertura

W_{AC} = Energia de aquecimento por compressão magnética

W_{ET}^C = Energia perdida por correntes de Foucault e por perdas de transporte de corrente nas bobinas de compressão.

O fator de amplificação é definido como:

$$A_T = \frac{W_T}{W_{AI} + W_{AC}}$$

No RTPR $A_T = 0,533$ e portanto a energia necessária para aquecimento do plasma é cerca de 2 vezes maior do que a energia W_T liberada. A eficiência da produção de energia elétrica é de 30% para uma eficiência de transferência de energia para compressão magnética de 0,96. A energia de aquecimento representa 6 vezes a energia elétrica líquida produzida.

5-4- O REATOR TOKAMAK

As máquinas do tipo toroidal vem sendo desenvolvidas desde a década de 50 primeiramente na União Soviética e a seguir nos Estados Unidos, na Europa e Japão. As pesquisas nesta linha tomaram maior vulto a partir de fins da década de 60 em virtude dos resultados promissores atingidos com a máquina T-3 do I.V. Kurchatov Instituto na União Soviética, quando foram obtidos valores de nt da ordem de 10^{12} s.cm⁻³ e temperatura da ordem de 1 keV. Atualmente já se consegue valores de nt entre 10^{12} e $3 \cdot 10^{13}$ s.cm⁻³ em vários tokamaks sendo os principais o Alcator no M.I.T., o T-10 na U.R.S.S., o PLT nos EEUU e o TFR na França. O sucesso dos Tokamaks parece ser devido à simplicidade relativa da sua construção e que permite a produção de grandes volumes de plasma de alta temperatura a um custo relativa -

mente baixo (10). Atualmente encontram-se em construção vários Tokamaks de grande porte:

TFTR - Tokamak Fusion Test Reactor em Princeton, U.S.A.,

JFT - Joint European Tokamak em Culham - Inglaterra,

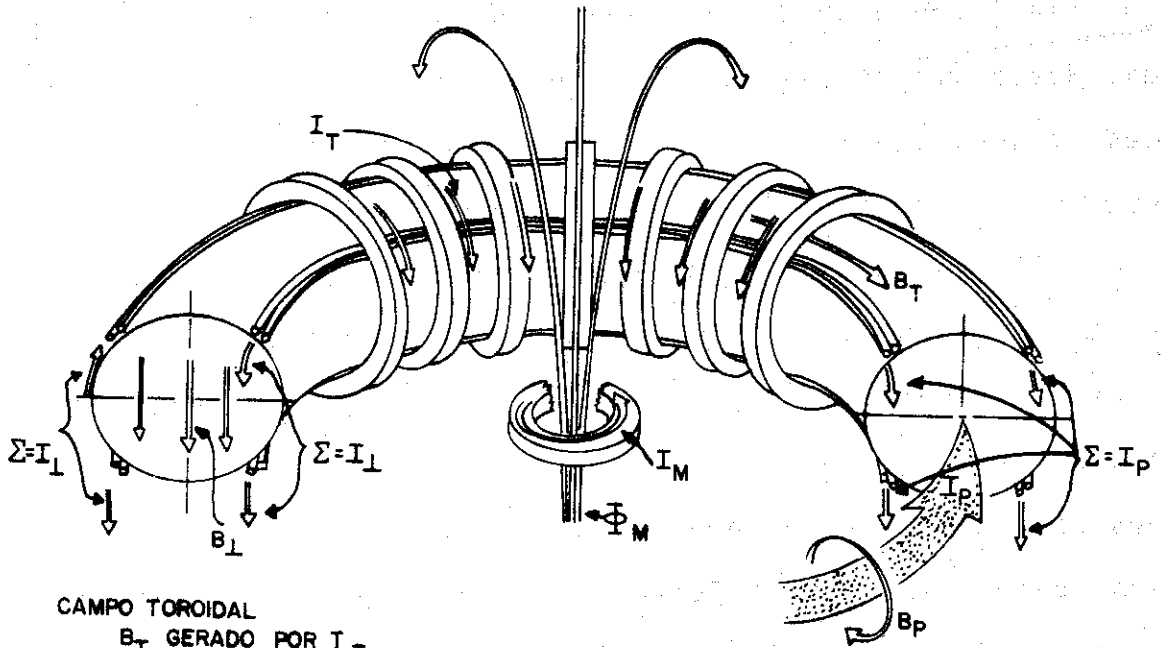
JT-60 - no Japão e T-20 na U.R.S.S. Estas máquinas deverão demonstrar a viabilidade científica dos reatores a fusão atingindo valores de $n\tau$ compatíveis com o critério de Lawson devendo mesmo atingir regimes de funcionamento compatíveis com os dos futuros reatores.

5-4-1- DESCRIÇÃO CONCEITUAL

As máquinas do tipo Tokamak vêm sendo desenvolvidas desde a década de 60, primeiramente na União Soviética e depois nos Estados Unidos, Japão e França.

A fig.15 apresenta esquematicamente um Tokamak. O plasma é confinado dentro de um tubo toroidal por intermédio de um campo magnético helicoidal que é resultante de dois outros campos. Um deles é criado pelas bobinas que envolvem o toroide e tem a direção toroidal. A outra componente do campo tem direção perpendicular ao campo toroidal e é criada pela própria corrente que circula no toroide e se chama campo poloidal. Esta corrente é criada por intermédio de um transformador onde o plasma é o secundário. Passando-se a corrente no transformador induz-se um campo elétrico toroidal que então cria a corrente que nada mais é do que o próprio plasma circulando. A composição dos dois campos magnéticos produz um campo cujas linhas de força são helicoidais. Em virtude da interação dos íons com o campo magnético aparece uma força que tende a comprimir o plasma.

Além dos campos magnéticos toroidal e poloidal é necessário também um campo magnético vertical para controlar



CAMPO TOROIDAL
 B_T GERADO POR I_T

CAMPO POLOIDAL

B_P GERADO PELA CORRENTE DE PLASMA
 I_p SOMA DAS CORRENTES EXTERNAS

CAMPO TRANSVERSAL

B_L GERADO PELA CORRENTE EXTERNA I_L

FLUXO DE MAGNETIZAÇÃO

Φ_M GERADO PELA CORRENTE DE MAGNETIZAÇÃO I_M

Fig. 15 - Princípio de funcionamento de um Tokamak.

a posição do plasma evitando-se deslocamentos laterais. Este campo é produzido por espiras concêntricas com o plasma ou pela introdução de uma camada condutora envolvendo o plasma. Neste último caso o campo vertical é criado pelas correntes imagens que aparecem quando o plasma se desloca de sua posição de equilíbrio.

O aquecimento do plasma é produzido pela própria corrente circulante, produzida pelo transformador, sendo portanto um aquecimento resistivo. Este aquecimento, entretanto, não é suficiente para levar o reator à ignição, como vimos na Fig.6. Vários processos auxiliares estão sendo investigados: injeção de feixes de átomos neutros, aquecimento por radiofrequência, aquecimento turbulento e compressão adiabática. Dentre estes, o aquecimento por injeção de feixes neutros parece ser o mais promissor tendo sido demonstrado pela primeira vez em abril de 1973 no Princeton Plasma Physics Laboratory. Para reatores serão necessários feixes de átomos neutros de cerca de 200 keV a 1 MeV, com energia de 10 MW a 100 MW, ou seja correntes de 50 a 100 A e energia de 0,2 a 1 MeV.

A injeção de combustível seria feita pela introdução de "pellets" no plasma e o combustível gasto removido da câmara de combustão por intermédio de um campo magnético apropriado chamado divisor ("divertor").

Inúmeros desenhos de reatores conceituais têm sido feitos dentre os quais os do Oak Ridge National Laboratory (ORNL) o UWMAK da Universidade de Wisconsin, o do Princeton Plasma Physics Laboratory (PPPL).

A tabela III mostra as principais características do reator UWMAK

TABELA III

Raio do Plasma	5 m
Raio maior do toroide	13 m
Volume do plasma	6400 m ³
β	5 %
Densidade dos íons	$0,8 \times 10^{14}$ cm ⁻³
Temperatura dos íons	11 keV
Campo Magnético Toroidal máximo	87 kG
Corrente	21 MA
Tempo de Confinamento	14 S
Tempo de queima	5400 s
Tempo de subida (ou descida) da corrente	100 s
Tempo do ciclo	5800 s
Potência de Injeção	15 MW
Energia de Injeção	500 keV
Potência térmica	4690 MW
Potência elétrica total	1454 MW _e
Potência elétrica líquida	1332 MW _e
Potência elétrica circulante	122 MW _e
Fator de Amplificação	490
Eficiência Global	0,29
Cobertura (Blanket)	Li, Aço Inoxidável 316
Vaso de Contenção	Aço Inoxidável 316
Taxa de regeneração	1,5
Consumo de Trítio	0,69 kg por dia
Quantidade de Lítio	1400 Toneladas

A figura 16 mostra um corte transversal do reator com as principais características do desenho.

O tempo de queima de 5400 segundos é determinado pelo acúmulo de impurezas o que aumenta as perdas por radiação fa

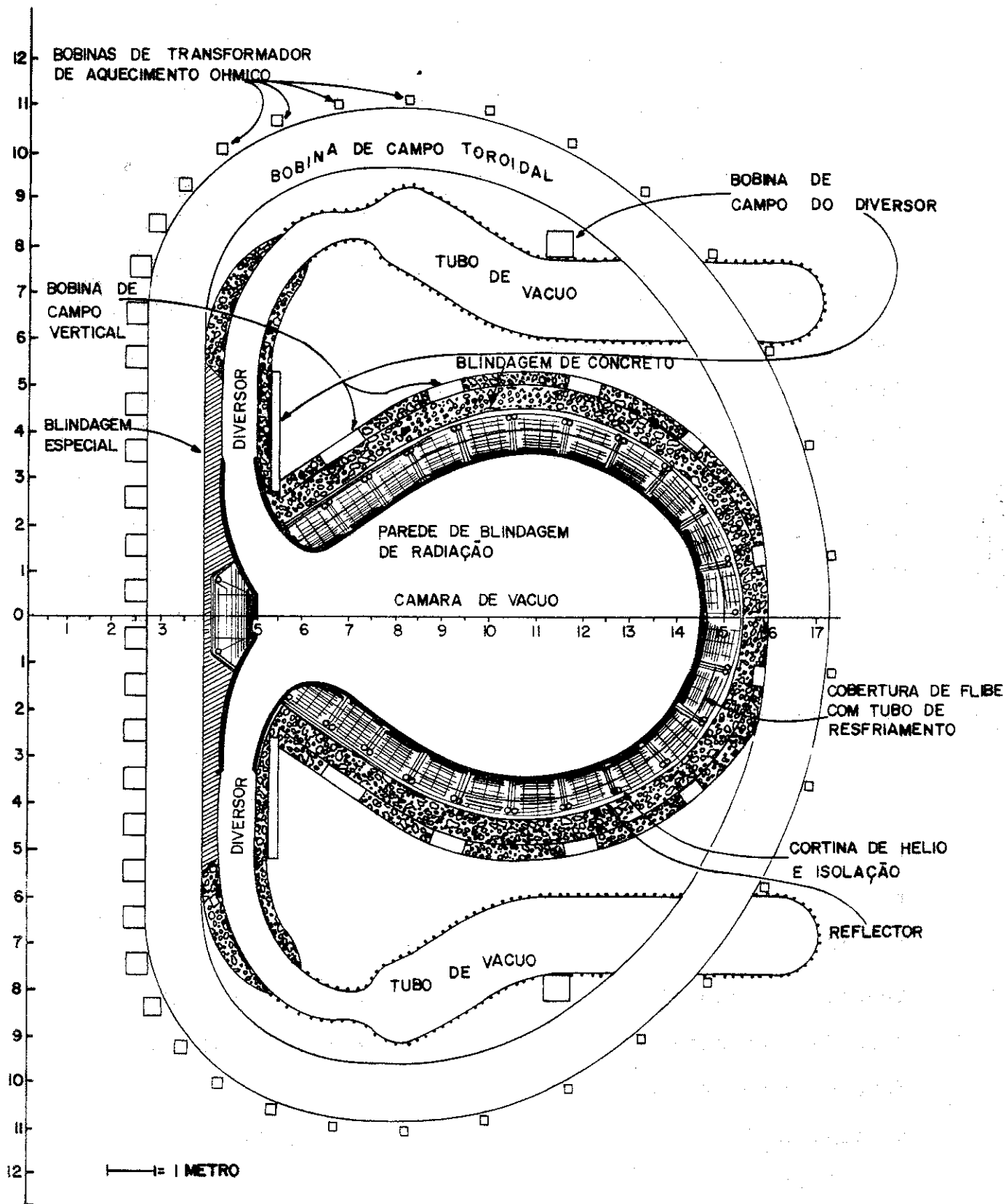


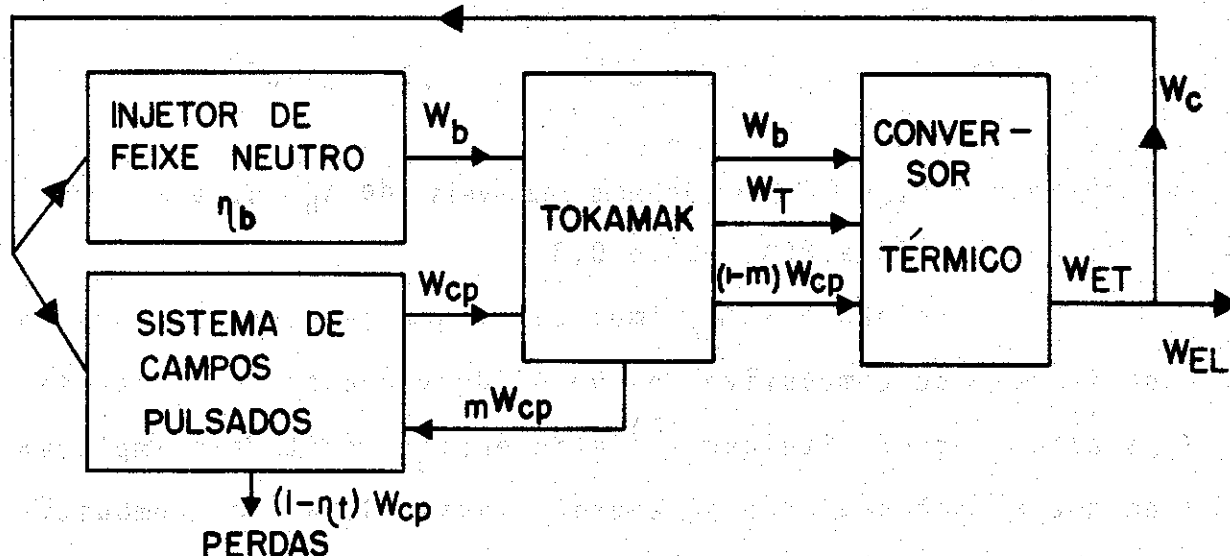
Fig. 16 - O reator tipo Tokamak, secção transversal.

zendo o reator tender a se apagar. Outro fator é a duração da corrente, determinada pelo fluxo magnético no centro do toroide. Após o ciclo de queima a corrente decresce de uma maneira programada e a maior parte da energia (~ 80%) pode ser recuperada por meios indutivos e conduzida ao sistema de armazenamento para voltar a ser usada no ciclo seguinte. O crescimento das impurezas ocorre mesmo com a existência do divisor. Após a queima de combustível e queda da corrente a câmara de combustão é evacuada e combustível limpo é introduzido. Por razões econômicas o "duty cycle" deve ser o maior possível (~0,9).

O valor de β é de 5% o que implica funcionamento em valores baixos de β . Esta é uma restrição da lei de escala para o tempo de confinamento que exige grandes dimensões para a câmara de combustível. Os reatores Tokamak não são apropriados para pequenas potências.

5-4-2- FLUXO DE ENERGIA

A figura abaixo mostra o esquema do fluxo de energia por pulso em um reator Tokamak



$$W_{EL} = W_b + W_T + (1-m)W_{CP} - \frac{W_b}{\eta_b} + W_{CP} + (1-\eta_k)W_{CP} + mW_{CP}$$

sendo:

W_b = energia injetada no plasma pelo injetor de partículas neutras

W_T = energia produzida nas reações de fusão

W_{CP} = energia dos campos magnéticos pulsados

$\eta_{b,t,th}$ = eficiência de cada sistema

m = fração recuperável de W_{CP}

A eficiência da usina é :

$$\frac{W_{EL}}{W_T} = \eta = \left(\frac{1}{A_T} + 1 \right) \eta_{th} - \frac{R_b}{\eta_b} - R_{CP} \left[1 + (1 - \eta_t) - m(1 - \eta_{th}) \right]$$

$$A_T = \frac{W_T}{W_b + W_{CP}}$$

$$R_b = \frac{W_b}{W_T}$$

$$R_{CP} = \frac{W_{CP}}{W_T}$$

Para o reator UWMAK temos :

$$A_T = 490 \quad R_b = 5,8 \times 10^{-6} \quad R_{CP} = 2 \times 10^{-3}$$

e então $\eta = \eta_{th} = 40\%$ para valores razoáveis de η_b , η_t e m respectivamente 60 a 80%, 90% e 0,8

A condição $\eta = \eta_{th}$ implica em que se despreze o custo da injeção de combustível e que o "duty cycle" do reator seja alto. Segundo Steiner (8) eficiências aceitáveis implicam em que as necessidades de energia para injeção de combustível não excedam 10% da energia nuclear total W_T . Para se obter alto "duty cycle" (~ 0,8 - 0,9) é necessário controle

das impurezas que aparecem durante a fase de queima. Estes dois fatores são portanto críticos para a viabilidade do conceito de reator tipo Tokamak. A próxima geração de Tokamaks deverá esclarecer estes pontos.

5-5- FUSÃO POR LASER

Em um sistema de fusão com luz de laser é necessário, como nos outros, aquecer o plasma acima da temperatura de ignição (50 milhões de graus Kelvin para reações D-T) e o tempo de confinamento deve também obedecer ao critério de Lawson, $n\tau \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}$. Como neste sistema o confinamento é inercial, isto é, τ é aproximadamente igual ao raio do "pellet" dividido pela velocidade do íon ($\tau \sim 10^{-12} \text{ s}$), é necessário que n , o número de íons/ m^3 , seja da ordem de 10^{32} m^{-3} . Entretanto para um "pellet" D-T a temperaturas criogênicas, $n = 4,7 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$, cerca de 1000 vezes menor do que o necessário. Além disso, o tempo de reação τ_R deve ser pequeno comparado com τ e o alcance das partículas α deve ser menor do que o raio do "pellet". Desta forma é necessário comprimir o "pellet" por um fator da ordem de 10^3 a 10^4 o que significa um raio de cerca de 10 a 20 vezes menor. Para isto torna-se necessário uma pressão da ordem de 10^{12} atmosferas, comparável às que existem no centro das estrelas e que são produzidas pela força gravitacional. Tais pressões podem ser viáveis na Terra por meio de implosões produzidas por feixes de laser.

A fig. 17 mostra esquematicamente as principais fases da interação da luz do laser com a esfera de D-T. A absorção do feixe de fótons ocorre na periferia da esfera de D-T em uma região chamada superfície crítica onde a densidade de

elétrons é dada por $n_0 = \frac{mw^2}{4\pi\ell^2}$ sendo m e ℓ a massa e a carga do elétron respectivamente e $\frac{W}{2\pi}$ a frequência da luz. Nesta região o campo elétrico da onda de luz força os ions e os elétrons a oscilarem em direções opostas. Se o campo elétrico da onda é bastante grande este movimento provoca a excitação de instabilidades no plasma levando à formação de ondas instáveis do plasma que crescem com o tempo. Estes processos são chamados "paramétricos" por analogia com os amplificadores paramétricos em engenharia elétrica ou com osciladores harmônicos a coplados em física clássica.

Desta forma a luz do laser é absorvida na superfície crítica e uma camada do plasma é aquecida expandindo-se em seguida. Pela conservação do momento aparece uma força dirigida para o centro que comprime o plasma até que a pressão interna equilibre a implosão. A região central pode desta forma atingir a temperatura de ignição.

Experiências em que foram produzidos neutrons pela interação laser-pellet pela primeira vez foram divulgadas por N.G.Basov no Instituto Lebedev de Moscou em 1963. Outras experiências foram realizadas a seguir no Laboratório Limeil na França, no Livermore Laboratory, Los Alamos Laboratory, Sandia Corporation e University of Rochester, nos Estados Unidos e no Instituto de Física de Plasmas de Nagoya no Japão.

Cálculos realizados por Williams et al⁽¹¹⁾ para um reator a fusão baseado no conceito "laser-pellet" mostram que para se obter uma potência útil de 1000 MW serão necessários de 8 a 16 feixes de laser de CO₂ capazes de concentrarem uma energia de 1 Mega-Joule no "pellet" D-T. Tais lasers deverão ter uma eficiência de 7%, com duração de pulso de 1 nanosegundo. Os "pellets" de D-T deverão ter um raio de 1mm, massa de 0,89 mg dando um ganho de energia de 100.

5-5-1 REATOR CONCEITUAL DE FUSÃO COM LASER.

A fig. 18 mostra um diagrama esquemático de um reator com laser na concepção de Williams et al⁽¹¹⁾. A ignição de "pellets" D-T é realizado por absorção de energia do laser e assim obtem-se uma microexplosão. Em cada uma dessas micro explosões libera-se tipicamente uma energia de 100 MJ o que corresponde à energia liberada por 23 kg de explosivos. Os raios X e as partículas carregadas produzidas nas reações - D-T são absorvidos na primeira parede que desta forma tem a temperatura grandemente aumentada além de grandes efeitos de choque e fadiga. O mesmo acontece na cobertura pois o reator funciona em regime pulsado com pulsos de duração da ordem de nanosegundos. Além disso por razões econômicas a frequência de repetição deve ser da ordem de 10 pulsos por segundo. Desta forma o problema de construção da primeira parede é dos mais difíceis.

Na fig. 18 a primeira parede é constituída de um material poroso impregnado de lítio. A energia da microexplosão é absorvida por ablação e vaporização de uma camada de lítio. Há assim a evaporação de 1 Kg de lítio que é condensado na parte inferior do sistema. A pressão na cavidade diminui e o processo recomeça com a introdução de outro "pellet".

A tabela IV mostra as principais características deste tipo de reator:

TABELA IV

Raio de cavidade	1,7 m
Energia do Laser	1 MJ
Energia da Fusão	100 MJ por microexplosão
Frequência de repetição	1,2 por seg. por cavidade
Número de cavidades	24
Potência de saída de Fusão	2880 MW

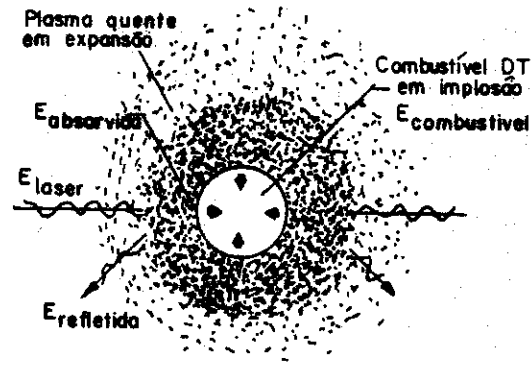


Fig. 18 - Reator de Fusão com laser

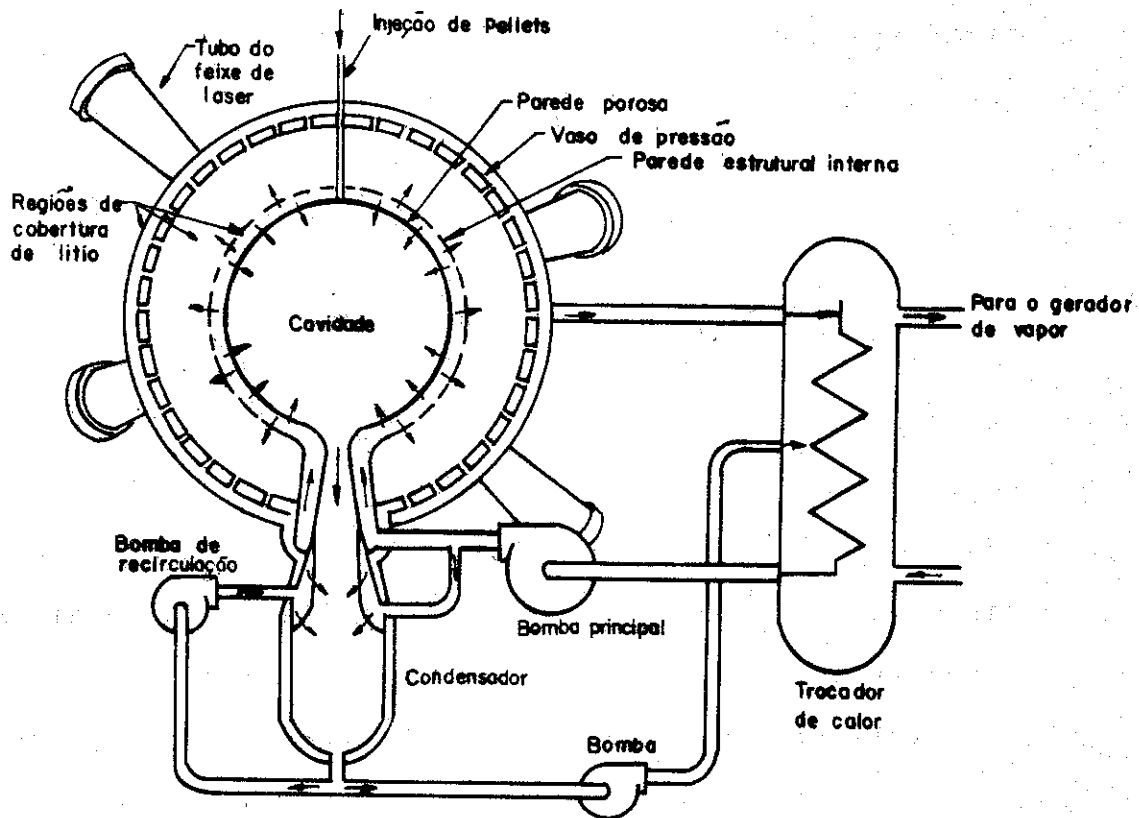
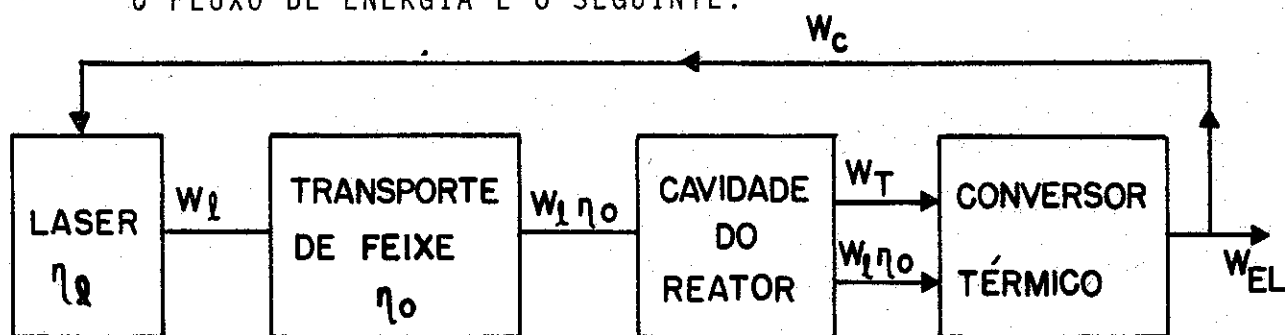


Fig. 17 - Interação da luz do laser com o "pellet" D-T.

O FLUXO DE ENERGIA É O SEGUINTE:



$$W = (W_T + W_L \eta_0) \times \eta_{th} - \frac{W_L}{\eta_0}$$

$$\frac{W_{EL}}{W_T} = \eta \left(1 + \frac{1}{A}\right) - \frac{1}{A_T \eta_0 \eta_L}$$

sendo

$$A_T = \frac{W_T}{W_L \eta_0} = \text{fator de amplificação}$$

A_T é de ~ 120 e $\eta_0 \sim 0,9$. A eficiência global η será determinada basicamente pela eficiência do laser. As eficiências previstas para os lasers são de 5 a 10%. No reator conceitual descrito acima o laser é de CO_2 com eficiência de 7%.

Neste caso a eficiência global é de 28%. A viabilidade dos reatores a laser será determinada basicamente pelo progresso de tecnologia dos lasers que atualmente ainda está bem abaixo das exigências para os reatores a fusão.

REFERENCIAS

- 1- Fusion Reactor Systems
F.L. Ribe
Rev. Mod. Phys. 47, 7 (1975)
- 2- The Prospect for Fusion
David J. Rose
Technology Review - December 1976
- 3- Controlled Thermonuclear Reactions
S.Glasstone and R.Lovberg
Van Nostrand - 1960
- 4- Plasmas and Controlled Fusion
David J. Rose and Melville Clark Jr.
The M.I.T. Press - 1961
- 5- Fusion Reactor Physics
Terry Kamash
Ann Arbor Science Publishers - 1976
- 6- Etzweiler, Clarke e Fowler
Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL - TM-4083
- 7- Hall, J.L. and J.H.C. Maple, Eds. 1970
Proceedings, British Nuclear Energy Society
Conference on Nuclear Fusion Reactors
17-19 September 1969 (UKAEA, Culham Laboratory, 1970)
- 8- The Technological Requirements for Power by Fusion
D.Steiner
Nucl.Sci. and Eng. 58,107 (1975)

9- Mirror Systems

R.F. Post

Proc.Nucl.Conf.Nucl.Fusion Reactors

British Nucl.Energy Society, Culham Laboratory,
Abingdon, England

CONF - 690901-7 - USA Atomic Energy Commission

10- Tokamak Research

H.P. Furth

Nucl. Fusion 15, 487 (1975)