



HAL
open science

LE TOKOMAK TFR DE FONTENAY-AUX-ROSES ET LES ÉTAPES VERS UN RÉACTEUR THERMONUCLÉAIRE

P. Rebut

► **To cite this version:**

P. Rebut. LE TOKOMAK TFR DE FONTENAY-AUX-ROSES ET LES ÉTAPES VERS UN RÉACTEUR THERMONUCLÉAIRE. Journal de Physique Colloques, 1973, 34 (C2), pp.C2-49-C2-58. 10.1051/jphyscol:1973211 . jpa-00215258

HAL Id: jpa-00215258

<https://hal.science/jpa-00215258v1>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LE TOKOMAK TFR DE FONTENAY-AUX-ROSES ET LES ÉTAPES VERS UN RÉACTEUR THERMONUCLÉAIRE

P. H. REBUT

Association EURATOM-CEA sur la fusion
Département de Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée Centre d'Etudes Nucléaires
BP 6, 92260 Fontenay-aux-Roses, France

Résumé. — Les propriétés de la configuration magnétique Tokomak sont rappelées en insistant sur l'effet prépondérant du champ poloïdal associé au courant qui circule dans le plasma. Les caractéristiques techniques de l'appareil TFR sont résumées ($a = 20$ cm, $R_0 = 98$ cm, $I_p = 400$ kA, $B_T = 60$ kG) et les premiers résultats physiques présentés ($I_p = 200$ kA pendant 0,25 s pour $B_T = 40$ kG). Les principaux problèmes à résoudre pour une expérience d'ignition sont esquissés en insistant sur celui des impuretés.

Abstract. — The properties of the Tokomak magnetic configuration are recalled ; we emphasize the major role of the poloïdal field associated with the plasma current. The main characteristics of the TFR device are summarized (plasma radius = 20 cm ; torus major radius = 98 cm ; plasma current = 400 kA ; toroidal field 60 kG). The first results are presented (plasma current = 200 kA during 0.25 s, with a toroidal field of 40 kG). The major problems to be solved for an ignition experiment are outlined, with emphasis on the impurity content of the plasma.

1. **Introduction.** — Dans les recherches sur la fusion thermonucléaire les appareils du type Tokomak présentent à l'heure actuelle les meilleures chances d'obtenir un plasma thermonucléaire confiné. Ces appareils se sont développés à partir des premières expériences russes [1] et l'on en compte actuellement plus de 20 en fonctionnement ou en construction.

Avant d'aborder les problèmes actuels et futurs posés par les Tokomak, je rappellerai les principes généraux qui ont conduit à leur développement.

Les seules réactions actuellement envisagées pour un réacteur thermonucléaire sont les réactions D-T :



Cette réaction, dont la section efficace est très faible au-dessous d'une température de 5 keV, produit des neutrons de 14 MeV qui compliqueront sérieusement le problème du réacteur. Le critère de Lawson indique que l'on doit réaliser :

$$n\tau_E \gtrsim 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s} \quad (2)$$

pour obtenir un bilan énergétique positif.

n est la densité des ions,

τ_E est le temps de confinement de l'énergie du plasma.

L'objectif du Tokomak est de confiner pendant au moins 1 s un plasma d'une densité moyenne de 10^{14} cm^{-3} avec une température ionique moyenne de 10 à 20 keV.

2. **La configuration magnétique Tokomak.** —

2.1 **LE CONFINEMENT.** — Pour confiner un plasma chaud dans une configuration magnétique Tokomak, on y fait circuler un courant électrique et on utilise les forces de Laplace pour équilibrer la pression cinétique du plasma.

On peut aussi considérer le problème sous son aspect microscopique et étudier le comportement et la trajectoire des particules chargées. Cette trajectoire est en première approximation une hélice centrée sur une ligne de champ magnétique. Pour confiner la particule chargée il suffit soit de refermer la ligne de champ sur elle-même, ou plutôt de maintenir cette ligne de champ sur une surface fermée.

Le Tokomak appartient à la famille des configurations fermées qui ont, compte tenu des équations de Maxwell, une topologie torique [2]. Les lignes de champ magnétique ne sont pas fermées individuellement, mais forment des surfaces magnétiques qui ont la topologie de tores emboîtés. Parmi ces configurations, celles qui ont la symétrie de révolution sont les plus simples et ont aussi l'avantage de se prêter à des calculs relativement complets.

2.2 **PROPRIÉTÉS DES CONFIGURATIONS DE RÉVOLUTION.** — Dans une telle configuration, les champs électriques et magnétiques ont la symétrie de révolution. Une particule chargée de masse M , de charge Zq et de vitesse \vec{W} conservera son moment azimutal

P_ϕ si elle ne subit pas de collisions. Avec les coordonnées de révolution R, ϕ, z (Fig. 1) et le flux Ψ associé :

$$\Psi = \int_0^R 2 \pi R' B_z dR' \quad (3)$$

le moment azimuthal s'écrit :

$$P_\phi = MRW_\phi + \frac{Zq}{2\pi} \Psi. \quad (4)$$

Si l'on décompose le champ magnétique total \bar{B} en un champ toroïdal \bar{B}_ϕ et un champ poloïdal \bar{B}_p situé dans un plan méridien, les surfaces magnétiques sont engendrées par la rotation autour de l'axe des lignes de champ magnétique du champ poloïdal (Fig. 1) (le champ magnétique est toujours tangent à cette famille de surfaces). Les surfaces $\Psi = \Psi_0$ sont les surfaces magnétiques (conservation du flux).

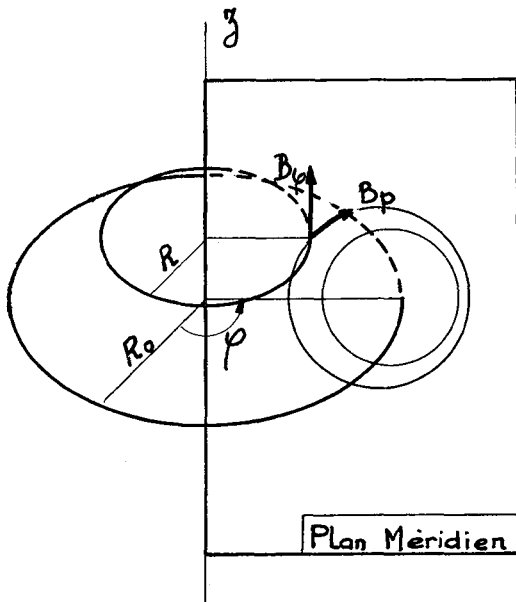


FIG. 1. — Définition de la géométrie (configuration axysymétrique).

La conservation du moment magnétique peut encore s'écrire :

$$MRW_\phi = - \frac{Zq}{2\pi} (\Psi - \Psi_0) \quad (5)$$

dans la mesure où MRW_ϕ est beaucoup plus petit que Ψ_0 nous voyons que la trajectoire de la particule reste voisine de la surface magnétique Ψ_0 . L'écart maximum avec celle-ci est donné par le rayon de Larmor dans le champ poloïdal seul

$$\rho_p = \frac{[MW_\phi]_{\max}}{Zq B_p}. \quad (6)$$

Les éq. 3 à 6 définissent les propriétés fondamentales de ces configurations :

1) Le champ magnétique toroïdal n'intervient pas directement dans le confinement des particules char-

gées ; le champ poloïdal définit seul les surfaces magnétiques et l'écart maximum des trajectoires. Il est impossible d'avoir un confinement magnétique avec le seul champ toroïdal ; ce dernier ne joue qu'un rôle secondaire.

2) Les lignes de champ magnétique du champ poloïdal doivent être des lignes fermées (Fig. 1) ce qui implique la circulation d'un courant azimuthal dans la configuration. Dans un Tokamak, ce courant circule dans le plasma lui-même (I_p : courant de plasma),

3) Le rayon de Larmor dans le champ poloïdal est défini par :

$$\rho_p = \left(\frac{1}{2} MW_\phi^2 \right)^{1/2} \left(\frac{2M}{Z} \right)^{1/2} (qB_p)^{-1} Z^{-1/2}. \quad (7)$$

Cette équation montre que la trajectoire d'un ion lourd fortement ionisé et en équilibre thermique avec les autres ions du plasma, est plus proche de la surface magnétique considérée. D'une manière générale, le confinement des ions lourds sera nettement supérieur à celui des ions deutérium.

2.3 LE CHAMP POLOÏDAL DANS UNE DÉCHARGE DU TYPE TOKOMAK. — Nous avons vu que dans une décharge du type Tokamak, le plasma forme un anneau torique parcouru par un courant I_p qui produit principalement le champ poloïdal. Le grand rayon de ce tore (rayon de l'axe magnétique) sera dénommé R_0 et le petit rayon du plasma a . Le bilan des forces agissant sur le plasma est assez complexe, d'une manière générale, sa pression est maintenue essentiellement par l'action du courant I_p sur le champ poloïdal créé.

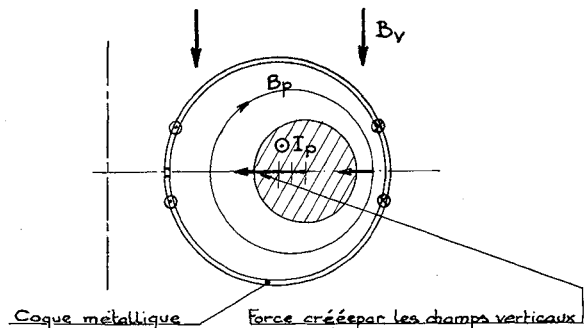


FIG. 2. — Excentrement des surfaces magnétiques dû à l'effet de champ « vertical ».

La pression maximale permise p_m est d'ailleurs limitée à une valeur qui ne dépend que du courant et de la géométrie.

$$p_m \simeq \frac{I_p^2}{2\pi a^2} \cdot \frac{R_0}{a} \quad \text{u. e. m.} \quad (8)$$

Si l'on considère le champ créé par un anneau de courant I_p , seul dans l'espace, il reste un terme de déséquilibre qui tend à augmenter le grand rayon de cet

anneau. Cette force est due à l'aspect torique de la géométrie et comprend deux termes : l'un provient directement des champs magnétiques créés et l'autre de la pression interne du plasma. Cette force doit être équilibrée par l'effet d'un champ « vertical » B_z , qui peut être créé par un bobinage extérieur ou par les courants de Foucault qui se développent dans une coque métallique entourant le plasma. L'effet de ce champ « vertical » est en pratique d'excentrer les diverses surfaces magnétiques (Fig. 2).

2.4 LE FACTEUR DE SÉCURITÉ q ET LA NÉCESSITÉ DU CHAMP TOROÏDAL. — Un état d'équilibre thermodynamique d'un ensemble de particules n'est fonction que de l'énergie de ces particules, or, le champ magnétique n'intervient pas dans l'énergie totale d'une particule. Un plasma confiné magnétiquement est donc hors de l'état d'équilibre et il existe un réservoir d'énergie libre capable d'engendrer des mouvements. Ces mouvements se traduisent soit par des instabilités, soit par une turbulence suivant l'échelle à laquelle ils se produisent.

Pour « rigidifier » l'ensemble plasma-champ magnétique il est nécessaire d'y superposer un champ toroïdal. Un mouvement du plasma déforme le champ poloïdal puisque le courant qui le crée est porté par le plasma lui-même ; par contre, le champ toroïdal est produit par un bobinage torique extérieur et ne dépend pas de ces mouvements. On obtient ainsi des conditions de stabilité qui relient le courant maximal permis au niveau du champ toroïdal. Si l'on définit le facteur q comme étant le pas des lignes de champ magnétique sur la surface torique, ou plus exactement le nombre de grands tours pour un petit tour :

$$q = \frac{aB_\phi}{R_0 B_p} = \frac{a^2 B_\phi}{2 R_0 I_p}. \quad (9)$$

La condition de stabilité peut s'écrire :

$$q > 1. \quad (10)$$

En pratique, la valeur du facteur de sécurité (q) se situera entre 2 et 3.

L'intensité du champ toroïdal se déduit de (9) :

$$B_\phi = q \frac{R_0}{a} \cdot B_p. \quad (11)$$

On voit sur cette formule que le champ toroïdal est nettement plus élevé que le champ poloïdal : en prenant $q = 2$ et $R_0/a = 3$ valeurs qui sont déjà extrêmes, le champ toroïdal est 6 fois plus grand que le champ poloïdal. En général on a

$$B_\phi \simeq (6 \text{ à } 10) B_p.$$

La relation (11) montre tout l'intérêt de connaître les valeurs minimales de q et du rapport d'aspect R_0/a avec lesquelles peut fonctionner un Tokomak. En effet, les efforts électrodynamiques et les coûts associés à la réalisation d'un champ magnétique varient comme le carré celui-ci.

3. Bilan énergétique. — Pour que les réactions thermonucléaires puissent entretenir la température du plasma, il est nécessaire de le chauffer initialement à une température minimale appelée température d'ignition. (Pour le mélange D-T, cette valeur minimale est à peu près de 7 keV.)

3.1 CHAUFFAGE DU PLASMA. — Actuellement dans les expériences du type Tokomak le chauffage du plasma est obtenu par l'effet Joule du courant I_p qui en plus de son rôle dans le confinement sert de moyen de chauffage. Malheureusement, la résistivité du plasma η décroît avec la température et ce chauffage ohmique devient de moins en moins efficace lorsque celle-ci augmente :

$$\eta = 3,3 \times 10^{-6} T_e^{-3/2} \text{ ohm.cm} \quad (12)$$

la température électronique T_e étant en keV.

De plus, l'énergie est fournie aux électrons qui doivent ensuite en transférer une partie aux ions.

La résistivité est sensible à la présence d'impuretés et croît linéairement avec la valeur de Z . Si l'on compare la puissance fournie par le chauffage Joule aux pertes du plasma, on s'aperçoit qu'il est difficile d'obtenir une température électronique supérieure à 2 ou 3 keV et une température ionique supérieure à 1 ou 2 keV.

Il est donc nécessaire pour passer à une température de 7 à 10 keV de prévoir une autre méthode de chauffage. Une des méthodes les plus prometteuses à l'heure actuelle consiste à injecter dans le plasma un faisceau d'atomes neutres rapides (de 30 à 60 keV). Ce faisceau se fait ioniser par le plasma et les ions ainsi formés lui cèdent leur énergie.

3.2 PERTES. — Le plasma peut perdre son énergie par rayonnement, par diffusion à travers les lignes de champ magnétique, diffusion due aux collisions entre particules ou par des pertes « anormales » liées à des phénomènes de turbulence et d'instabilité.

3.2.1 Pertes par rayonnement. — Pour les dimensions envisagées, le plasma est en général perméable à ses rayonnements. Ces pertes seront donc très inférieures à celles du corps noir et resteront proportionnelles au volume du plasma et non à sa surface.

i) Les pertes par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) sont données par l'expression suivante :

$$\mathcal{P}_{br} = 5,35 \times 10^{-31} n_e (\sum n_i Z^2) T_e^{1/2} \text{ (W/cm}^3\text{)} \quad (13)$$

n_e et n_i sont les densités électronique et ionique. Pour un plasma de deutérium avec $n_e = n_i = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ $T_e = 10 \text{ keV}$ on a : $W = 17 \text{ kW/m}^3$.

ii) Les pertes par le rayonnement cyclotronique des électrons s'écrivent :

$$\mathcal{P}_{cy} = \frac{\alpha_1}{\beta} \cdot 5 \times 10^{-32} n_e^2 T_e^2 \text{ (W/cm}^3\text{)} \quad (14)$$

α_1 est un coefficient qui dépend de la géométrie et tient compte de la réabsorption par le plasma aux premiers harmoniques, β est le rapport de la pression du plasma à la pression magnétique :

$$\beta = \frac{8 \pi n_0 k(T_e + T_i)}{B^2} \quad (15)$$

avec les valeurs précédentes ($n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = T_i = 10 \text{ keV}$) on obtient pour les pertes cyclotroniques

$$\mathcal{P}_{\text{cy}} = \frac{\alpha_1}{\beta} \cdot 50 \text{ kW/m}^3.$$

Ces pertes imposeront des valeurs de β minimales pour pouvoir maintenir un bilan énergétique positif.

iii) *Les pertes par rayonnement d'impuretés.* — Les impuretés non complètement ionisées dans le plasma émettront un rayonnement de raies. Il est difficile de donner une valeur de ce rayonnement qui dépend des impuretés présentes et de leur niveau d'ionisation. Pour certaines températures du plasma, un taux d'impuretés d'environ 1 % peut provoquer des pertes intolérables. On remarquera aussi que les pertes par rayonnement de freinage croissent comme Z^2 ; 1/1 000 d'impuretés à Z élevé (50) multiplieront les pertes « bremsstrahlung » par un facteur 3,5.

3.2.2 *Pertes par diffusion.* — Ces pertes sont liées aux collisions entre les particules (particules d'une même espèce pour la conductibilité thermique et particules d'espèces différentes pour la diffusion du plasma).

Nous avons vu que l'écart maximum d'une particule de la surface magnétique moyenne autour de laquelle elle évolue, est donné par son rayon de Larmor ρ_p dans le champ poloïdal (éq. 7). Une collision qui change de manière significative la composante azimutale du vecteur de vitesse, va produire un pas aléatoire de dimension ρ_p . Le coefficient de diffusion D va donc être de la forme

$$D = \nu \rho_p^2 \quad (16)$$

ν étant une fréquence de collision (électron ion) qui dépendra non seulement de la densité et de la température du plasma, mais de sa position par rapport aux fréquences propres du mouvement de la particule (fréquence cyclotronique, fréquence de transit, etc.). Dans certains domaines de fréquence ν est proportionnel à $nT^{-3/2}$ et décroît lorsque la température augmente. Les pertes de particules par diffusion de plasma auront alors la forme suivante :

$$\pi \alpha n^2 T^{-1/2} I_p^{-2}. \quad (17)$$

On arrive à une conclusion analogue pour les pertes par conductibilité thermique.

Dans un plasma à haute température où la fréquence de collision est inférieure à la fréquence de transit, (domaine des particules piégées), la puissance per-

due par diffusion de la chaleur s'exprime de la manière suivante pour les ions :

$$\mathcal{P}_d = \alpha_2 \times 10^{-2} \epsilon_{\text{th}} T^{-1/2} I_p^{-2} \left(\frac{a}{R}\right)^{1/2} n \text{ (W/cm}^3\text{)} \quad (18)$$

α_2 est un coefficient voisin de l'unité et qui dépend du détail des profils de densité et de température. ϵ_{th} est la densité d'énergie thermique du plasma.

3.2.3 *Autres pertes.* — i) *Pertes par échange de charge.* — Une particule neutre entrant dans le plasma peut soit être ionisée, soit produire une réaction d'échange de charge. Dans cette dernière réaction la particule neutre cède un électron à un ion énergétique du plasma qui devient un atome neutre. Cet atome s'échappe de la configuration magnétique. Dans ce processus, un ion rapide a été remplacé par un ion lent. L'importance de ce processus de perte dépend du libre parcours des particules neutres à l'intérieur du plasma ; il peut conduire à un taux de pertes inacceptable si la densité du plasma est trop faible ou si la pression du gaz neutre émis des parois est trop importante.

ii) *Pertes par diffusion anormale et par turbulence.* — Ces pertes sont produites par la présence d'instabilités ayant des échelles caractéristiques beaucoup plus petites que les dimensions du plasma. Elles produisent une turbulence interne qui peut augmenter la diffusion dans des proportions telles que les pertes engendrées surpassent toutes celles dues aux autres mécanismes.

Dans les appareils Tokamak, il semble néanmoins que dans la situation actuelle les pertes anormales restent à un niveau tolérable.

4. *Description de l'appareil TFR* (Fig. 3). — Cet appareil a été réalisé au Centre d'Etudes de Fontenay-aux-Roses par le Département de Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée, dans le cadre de l'Association Euratom-CEA sur la Fusion.

C'est au début de 1970, à la suite des résultats obtenus par les équipes soviétiques sur le Tokamak T3, qu'a été décidée la construction de cet appareil. L'ensemble de la définition, des études et de la construction a demandé 3 ans de travail intensif. Les expériences sur le plasma ont commencé en avril 1973.

Les principales caractéristiques [3] de cet appareil sont :

Courant maximal prévu dans le plasma : 400 kA.
 Champ toroïdal maximal : 60 kG.
 Dimensions du tore : Grand rayon 0,98 m.
 — Petit rayon 0,2 m.

4.1 *CIRCUITS D'INDUCTION ET D'ÉQUILIBRE.* — Le courant plasma I_p est produit par induction à l'aide d'un transformateur à haute symétrie (Fig. 4) permettant une variation de flux de 2,4 V.s. Le primaire du transformateur est alimenté par un banc

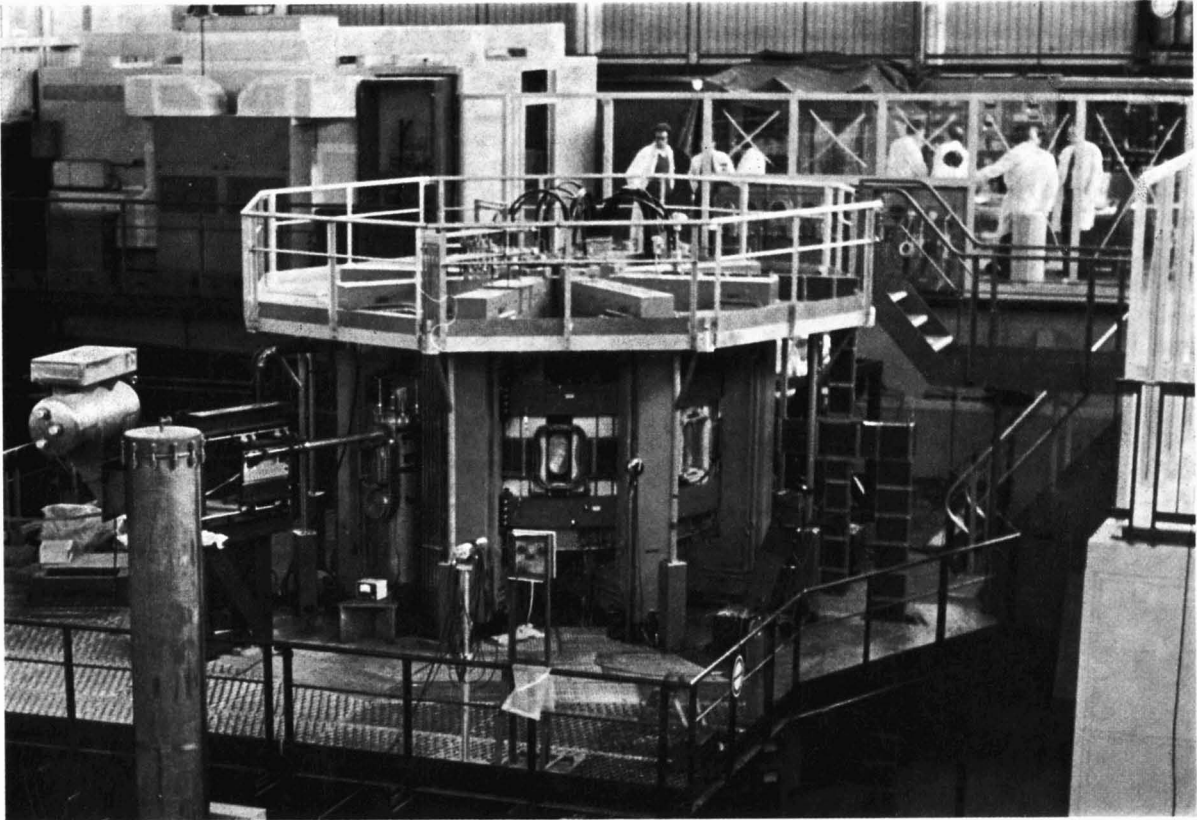


FIG. 3. — Appareil TFR vue générale ; en jaune les éléments du circuit magnétique et en rouge une partie des bobinages primaires.

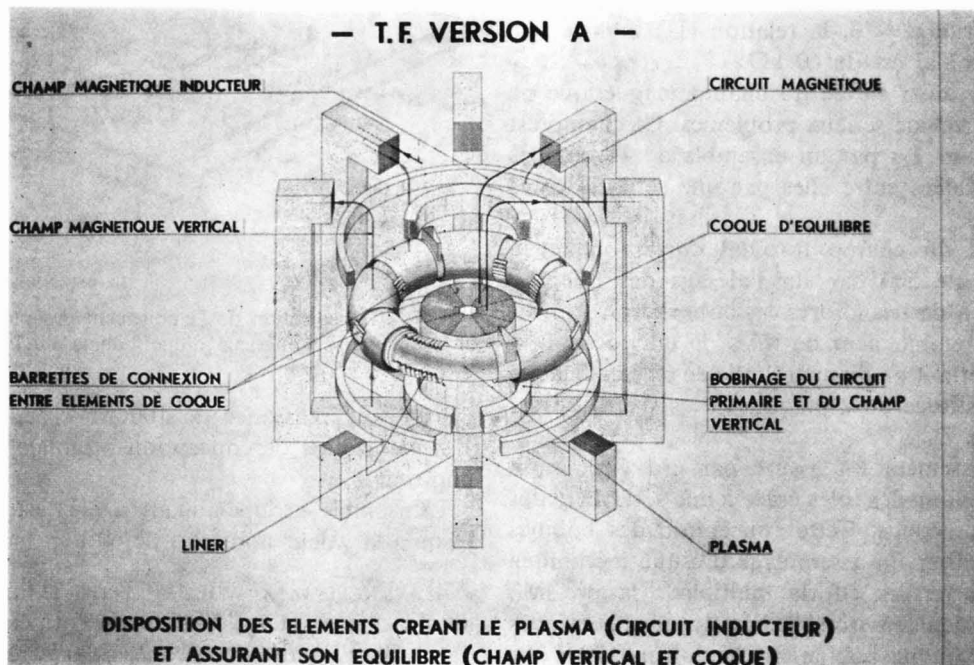


FIG. 4.

de condensateurs de 800 kJ, relayé par une alimentation à thyristors de 3 MW.

Le plasma est entouré d'une coque en cuivre (Fig. 5) qui s'oppose à ses mouvements par l'apparition de courants de Foucault. Malheureusement, ces courants s'atténuent dans le cuivre qui est résistant, et, pour les temps longs il est nécessaire de prévoir un champ vertical extérieur obtenu par une différence de courant entre les parties internes et externes du bobinage primaire. Une partie de ce champ vertical peut être créé indépendamment du bobinage primaire. Un système à contre-réaction assurera l'équilibre du plasma.



FIG. 5. — Coques en cuivre et isolation thermique (avant montage), les courants de Foucault induits dans les coques s'opposent au mouvement du plasma.

4.2 CHAMP TOROIDAL. — Pour un courant $I_p = 400$ kA, le champ poloidal est de 4 kG. Avec le rapport d'aspect $R_0/a = 5$ et en prenant un coefficient de sécurité $q = 3$, la relation (11) montre que le champ toroidal est de 60 kG.

Une valeur aussi élevée du champ magnétique ne va pas sans créer de sérieux problèmes. Ce champ est produit pendant 1 s par un ensemble de 24 bobines disposées et calées entre elles par une série de coins (Fig. 6).

Les efforts du champ toroidal correspondent à une pression de 500 bar sur l'alésage des bobines. Pour résister à de tels efforts, les bobines sont constituées par un empilement de tôles de cuivre de 1 m de côté permettant un diamètre utile de 60 cm. Chaque spire est constituée de 2 plaques de cuivre disposées en hélice (Fig. 7).

Le refroidissement est assuré par une circulation de pyralène le long des tôles grâce à une série de fentes placées en quinconce. Cette conception des bobines permet de réaliser un assemblage presque mécanique apte à supporter les efforts multiples : la pression du champ toroidal (environ 500 bar), les efforts toriques qui pressent chaque bobine sur le noyau (170 t par bobine) et les couples produits par l'action du champ poloidal (8 t.m par bobine).

Pour alimenter cet aimant, un groupe tournant

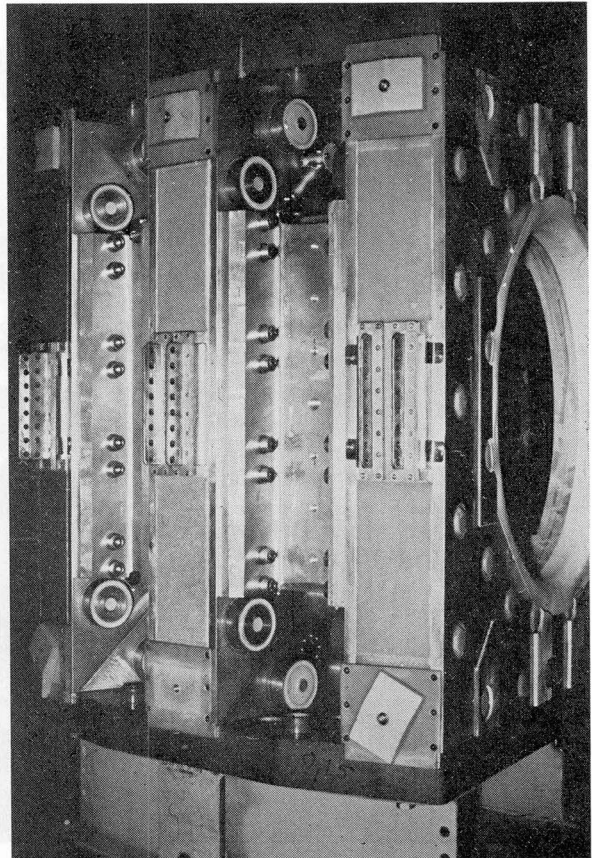


FIG. 6. — Bobines de champ toroidal et cales intermédiaires.

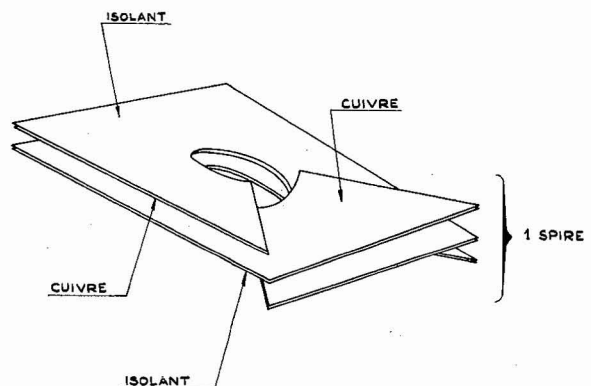


FIG. 7. — Disposition de l'empilement des plaques de cuivre et d'isolants à l'intérieur d'une bobine du champ toroidal.

délivre une puissance de 100 MW pendant environ 1 s. Ce groupe de conception originale est vu sur la photo n° 8.

L'ensemble groupe-aimant a été testé avec succès jusqu'à la valeur nominale de 60 kG.

4.3 ENCEINTE A VIDE. — Dans le but de limiter le taux d'impuretés, l'enceinte est formée par une série de soufflets soudés en Inconel de 0,5 mm d'épaisseur (Fig. 9). L'ensemble peut être étuvé à 500 °C et le pompage est assuré par un groupe comprenant deux pompes turbomoléculaires en série (600 et

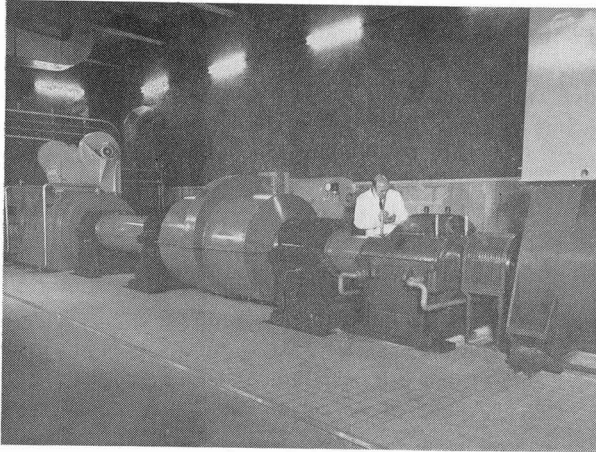


FIG. 8. — Vue du groupe tournant alimentant le bobinage toroïdal. Ce groupe comprend un moteur, un volant d'inertie et un alternateur d'une puissance maximale de 120 MW à 100 Hz. Le courant alternatif est ensuite redressé par des diodes.

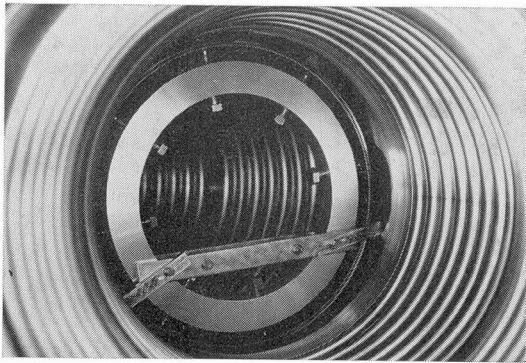


FIG. 9. — Vue de la chambre à vide en cours de montage.

70 l/s) suivies d'une pompe primaire à palettes. Le vide limite obtenu a été de 8×10^{-10} torr.

4.4 INJECTEUR DE NEUTRES. — Actuellement le chauffage du plasma est un chauffage ohmique. Prochainement, un chauffage auxiliaire par injections de neutres sera adjoint. Sa puissance sera équivalente à celle du chauffage ohmique (200 kW). Le faisceau de neutres de 10 A équivalent, ayant une énergie comprise entre 20 et 50 keV est formé par un ensemble de 5 sources convergentes (Fig. 10).

Un tel système devrait permettre d'accroître la température ionique jusqu'à des valeurs de l'ordre de 2 keV.

5. Résultats expérimentaux obtenus sur TFR.

Les premières expériences, encore préliminaires menées sur TFR ont permis d'obtenir des décharges avec les caractéristiques suivantes : un courant de 200 kA d'une durée de 0,25 s, pour un champ toroïdal de 40 kG. Le plasma atteint une densité proche de 10^{14} cm^{-3} (Fig. 11). La tension par tour d'environ 2 V, permet de calculer la puissance du chauffage ohmique. En utilisant l'évolution des profils de den-

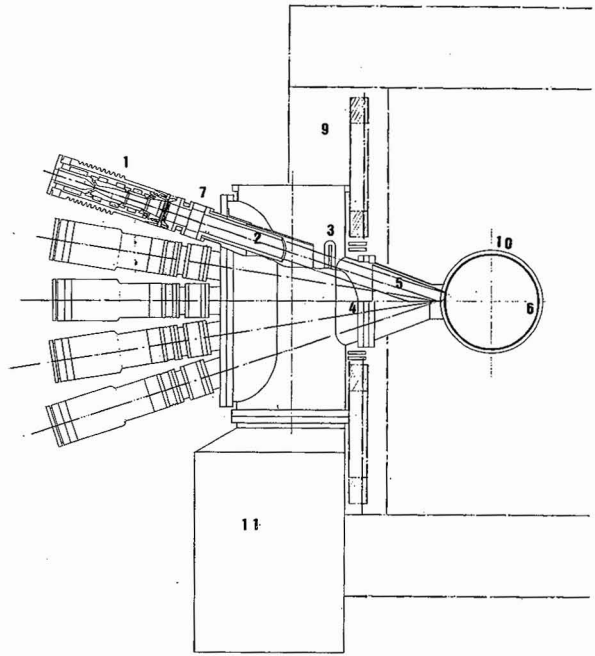
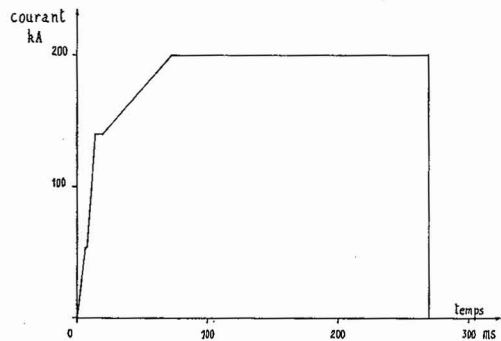


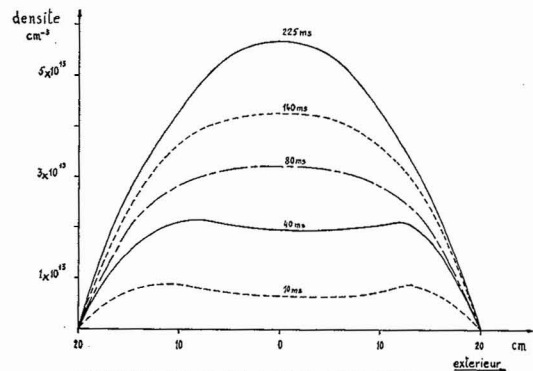
FIG. 10. — Disposition des sources produisant un faisceau de particules neutres rapides de 30 à 60 keV *.

- * 1 Source d'ion
- 2 Neutraliseur
- 3 Vanne cible
- 5 Cône d'entrée
- 6 Chambre à vide du TFR
- 11 Pompage des sources.



T.F.R. : EVOLUTION DU COURANT AU COURS DU TEMPS

FIG. 11a.



EVOLUTION DU PROFIL RADIAL DE DENSITÉ AU COURS DU TEMPS

FIG. 11b.

sité on peut évaluer un temps de confinement de l'énergie de l'ordre de la dizaine de ms. Ces caractéristiques placent déjà ces décharges parmi les meilleures obtenues dans le monde.

Des mesures précises de température seront très prochainement effectuées et préciseront τ_E . A titre de comparaison, citons les expériences japonaises [4] où la décharge dure 0,2 s avec $\tau_E = 20$ ms, $T_e \gtrsim 1$ keV, $T_i \simeq 1/2 T_e$.

Les décharges obtenues sur TFR donnent actuellement un produit $n\tau_E$ voisin de 10^{12} cm⁻³.s pour un courant de 200 kA dans le plasma. Les deux ordres de grandeur qui manquent doivent être obtenus en augmentant la taille de l'appareil ou le courant I_p . Les prochaines expériences devraient mettre en évidence l'augmentation du produit $n\tau_E$ en fonction du courant plasma.

6. Lois d'échelle et ignition. — L'ignition se réalise à partir du moment où les réactions de Fusion nucléaire fournissent une puissance supérieure aux pertes du plasma.

Afin de simplifier la notion d'ignition, on pourra dire qu'il y a ignition dans un mélange D-T lorsque les particules α produites sauront maintenir sa température. Les neutrons s'échappent directement du plasma sans interaction avec celui-ci.

La puissance produite par les particules α dans un plasma D-T à 10 keV est donnée par

$$P_{DT} = 6,2 \times 10^{-29} n^2 \quad (\text{W/cm}^3) \quad (19)$$

la comparaison de la formule (19) avec les diverses pertes possibles permettra de définir le domaine d'ignition d'un appareil du type Tokamak.

Lorsque les pertes seront dominées par les phénomènes de diffusion, la comparaison des formules 18, 19 et 13 conduit à une valeur minimale du courant dans le plasma, I_{p0} .

$$I_p > I_{p0} = \alpha_2 F\left(T, \frac{a}{R}\right). \quad (20)$$

Pour obtenir un appareil du type Tokamak qui produise l'ignition, il est nécessaire d'avoir un courant dans le plasma supérieur à une valeur critique I_{p0} ; pour un rapport d'aspect d'environ 3 ($R/a = 3$), cette valeur critique est de 1,5 MA.

La marge de sécurité vis-à-vis d'une augmentation de ces pertes est donnée par :

$$\lambda = \left(\frac{I_p}{I_{p0}}\right)^2. \quad (21)$$

Ces pertes par diffusion ne sont pas les seules limitations : deux autres types de limitation interviennent, celles dues aux rayonnements et celles dues à l'équilibre.

Une des limitations les plus sévères vers les faibles valeurs de densité est la limitation par rayonnement

cyclotronique, la comparaison des formules 14, 15 et 19 fixe une valeur minimale de β qui croît avec la température. L'équilibre du plasma définit de son côté une valeur maximale de β (éq. (8)). On aboutit ainsi à une contrainte sur le facteur de sécurité et le rapport d'aspect, contrainte qui peut s'exprimer par

$$q^2 \frac{R}{a} < \frac{F(T)}{\alpha_1}. \quad (22)$$

L'ensemble des limites du domaine d'ignition a été représenté sur la figure 12 [5] pour un appareil ayant un courant plasma de 3 MA, un rapport d'aspect R/a de 3 et une valeur de q de 2,4.

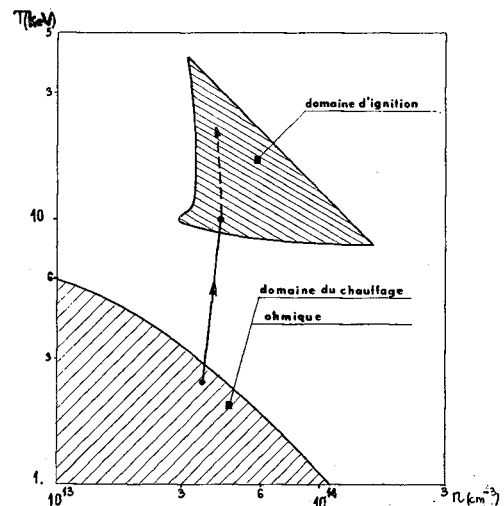


FIG. 12. — Domaine d'ignition d'un Tokamak de 3 MA ($R/a = 3$, $q = 2,4$, $B_T = 55$ kG).

On doit malgré tout insister sur le fait que dans ce calcul seules les « pertes classiques » d'un plasma extrêmement pur ont été prises en compte ; il existe de fortes incertitudes sur les pertes anormales liées à la turbulence, de plus, la présence d'impuretés peut considérablement augmenter les pertes.

L'effet des impuretés a déjà été mentionné en de nombreux endroits : confinement exceptionnel des ions ayant un Z élevé, rayonnement de freinage proportionnel à $\sum n_i Z^2$ pertes par rayonnement de raies, pertes des ions légers accrues et même déclenchement de nouvelles instabilités. Ces effets conduisent à ce qu'il existe un taux maximal d'impuretés admissible dans un plasma thermonucléaire. Ce taux dépend de la valeur du Z de l'impureté et est d'autant plus bas que la valeur de Z est élevée. Les valeurs maximales tolérables ne sont pas encore connues.

Ces impuretés proviennent essentiellement des parois matérielles et des produits de réaction eux-mêmes (particules α). Les particules α produites par la réaction sont à Z relativement basses ($Z = 2$), il est donc tolérable d'en avoir un taux assez élevé, peut-être 30 %. Cette valeur s'obtient après avoir brûlé la moitié du mélange initial.

Il se pose alors les problèmes suivants :

Comment extraire ces particules α et remplacer le combustible ? Doit-on arrêter la décharge à ce moment et recommencer ? Peut-on concevoir le fonctionnement continu d'un réacteur thermonucléaire ?

Ces problèmes n'ont été abordés jusqu'à présent que de manière très superficielle et demanderont encore une somme de travaux tant théoriques qu'expérimentaux.

La deuxième source d'impuretés est constituée par la paroi de la chambre dans laquelle se produit la décharge. Cette paroi est bombardée par des particules énergiques de 1 à 10 keV provenant du plasma ; elle reçoit toute l'énergie rayonnée ainsi que le flux des neutrons, de 14 MeV qui la traverse. En dehors du flux de neutrons la puissance qui tombera sur la paroi sera d'une centaine de W/cm². La paroi s'échauffe, dégaze et sous l'effet des particules énergiques, les couches superficielles s'évaporent et des dégâts profonds peuvent apparaître. Les particules neutres arrachées de la paroi se retrouvent ionisées à la surface du plasma et diffusent vers le centre.

Afin de limiter ces effets dans les appareils actuels, la propreté des parois doit être particulièrement soignée ; en particulier, les couches superficielles doivent être aussi propres que possible et ne pas contenir de gaz absorbés : vapeur d'eau, gaz carbonique, hydrocarbure, etc... Une propreté insuffisante des parois a longtemps empêché d'avoir des décharges correctes sur les appareils étudiant le confinement. Il est à l'heure actuelle nécessaire, pour obtenir des décharges à haute température (1 keV), de former l'enceinte par de très nombreuses décharges ou par des étuvages prolongés.

Pour limiter les interactions plasma paroi, on peut placer à l'intérieur de la chambre un diaphragme métallique en molybdène ou en tungstène ; ce diaphragme reçoit le plasma qui diffuse à travers les surfaces magnétiques. On réduit ainsi les impuretés émises en choisissant un métal réfractaire et en imposant des traitements spéciaux à cette pièce.

Une autre solution non encore expérimentée sur les Tokomak consisterait en un « divertor » qui est un diaphragme magnétique permettant de transférer le plasma qui diffuse vers une chambre annexe où il est neutralisé et pompé.

Malgré tout, l'efficacité de ces dispositifs n'est valable que pour les particules chargées, les particules neutres qui s'échappent du plasma, le rayonnement et plus tard les neutrons vont directement sur les parois qui entourent le plasma et il semble alors difficile d'empêcher les impuretés émises d'atteindre le cœur du plasma.

7. La prochaine étape : un projet européen pour l'ignition ? — Dans la mesure où les expériences actuelles ne montrent pas une détérioration du confi-

nement lorsque la température du plasma augmente, il semble qu'un appareil réalisant l'ignition ou du moins un début d'ignition puisse être envisagé avec quelque chance de succès. Un tel appareil devra avoir un courant circulant dans le plasma supérieur à 1,5 MA.

Les études actuellement faites au niveau européen sur la possibilité d'une telle expérience (Joint European Torus) [5] conduisent à choisir un courant plasma d'environ 3 MA pour tenir compte des pertes supplémentaires dues aux impuretés et d'un certain taux de diffusion anormale.

Un tel appareil (Fig. 13) pourrait avoir les caractéristiques suivantes :

rayon du plasma : $a = 1,35$ m,
grand rayon du tore : $R_0 = 2,70$ m,
champ magnétique sur l'axe : 30 kG,
courant dans le plasma : $I_p = 3$ MA,
rapport d'aspect : $R_0/a = 2$,
durée de la décharge : 30 s,
densité du plasma : 5×10^{13} cm⁻³.

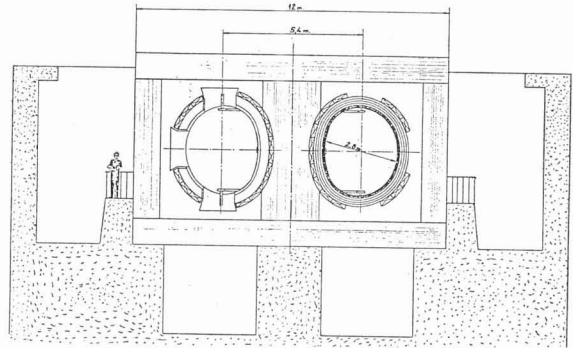


FIG. 13. — Dimension caractéristique d'une expérience d'ignition (JET).

Il est certain que l'étude et la construction d'un appareil de cette taille demandent un délai relativement long et il semble difficile dans l'état actuel d'obtenir une expérience de ce type en état de marche avant 5 ans. La construction de TFR a déjà demandé 3 ans.

L'importance d'un appareil tel que le JET est primordiale dans le développement des recherches sur la fusion contrôlée. Cet appareil devrait soit permettre l'ignition c'est-à-dire la démonstration physique de la possibilité de la fusion contrôlée, soit dans le cas où elle ne serait pas atteinte, donner les lois d'extrapolation qui régissent les appareils toriques, lois qui devraient permettre de recalculer la taille d'une nouvelle expérience.

8. Vers le réacteur thermonucléaire. — Une fois l'ignition atteinte, tous les problèmes physiques ne sont pas résolus pour autant. En particulier, le problème du renouvellement du combustible et des cendres (particules α et impuretés) reste posé.

En dehors de ces questions physiques, il faudra résoudre une série de problèmes technologiques

difficiles. Nous ne ferons pas la liste complète des difficultés à surmonter, mais certaines méritent d'être mentionnées :

— Les neutrons emportent les 4/5 de l'énergie, cette énergie doit être recueillie ; de toute manière ces neutrons sont indispensables pour fabriquer le tritium à partir du lithium. Au-delà de la première paroi qui devra être sérieusement refroidie, on pourra concevoir une couche de lithium liquide ayant une épaisseur voisine du mètre. Cette couche servira à la fois à

ralentir les neutrons et à produire le tritium. La chaleur dégagée et les produits gazeux devront être évacués de celle-ci.

— Le champ magnétique toroïdal devra être produit par des bobinages supraconducteurs qu'il sera nécessaire de protéger des rayonnements.

En ne mentionnant que ces deux aspects technologiques du réacteur, on entrevoit qu'une série d'études complexes seront indispensables avant de pouvoir disposer d'un réacteur thermonucléaire industriel.

Bibliographie

- [1] ARTSIMOVITCH, L. A., *Nuclear Fusion* **12** (1972) 215.
- [2] MUKHOVATOV, V. S., SHAFRANOV, V. D., *Nuclear Fusion* **11** (1971) 605.
- [3] REBUT, P. H. *et al.*, 6th Symposium on Fusion Technology, Aix-la-Chapelle (sept. 70).
HUGUET, M. *et al.*, 7th Symposium on Fusion Technology, Grenoble (oct. 72).
- GINOT, P., International Meeting on the Technology of CTR Experiments, Austin (nov. 72).
- DEI-CAS, R. *et al.*, 3rd International Symposium on Toroidal Plasma Confinement, Garching (1973), B 20-E 9.
- [4] ITOH, S. *et al.*, 3rd International Symposium on Toroidal Plasma Confinement, Garching (1973) B 4.
- [5] Report of the European Torus Working Group (Commission of the European Communities), mars 73.