

MAI 1978

LRP 139/78

VERS LA FUSION THERMONUCLEAIRE
CONTROLEE

P.J. Paris
M. Guyot
F. Troyon

I.	Pourquoi la fusion thermonucléaire ?	
II.	La Fusion Thermonucléaire: physique et technologie	
.1	Les réactions de fusion	8
.2	Le plasma	14
.3	Le critère de Lawson - La condition d'ignition	19
.4	Schémas possibles d'un réacteur	24
.5	Micro-explosions	28
.6	Le confinement magnétique-principe	36
.7	La fusion lente à confinement magnétique	40
.8	Les problèmes	45
.9	Où en sommes-nous ?	52
.10	Génération future des tokamaks. Vers un réacteur ?	59

I. POURQUOI LA FUSION THERMONUCLEAIRE ?

Le monde connaît un grave problème: celui de la crise de l'énergie. Les réserves en pétrole - principal combustible des pays industrialisés - sont estimées à 50 ans d'exploitation. Il faut trouver une énergie de substitution qui soit si possible inépuisable, économique et qui ne porte pas atteinte à notre éco-système. D'après les experts en énergie, le charbon pourrait représenter le combustible d'attente (~ 400 ans) et serait sans doute le substituant idéal permettant de produire économiquement des hydrocarbures de synthèse liquides ou gazeux pouvant être utilisés dans les convertisseurs d'énergie traditionnels. Cependant la trop grande consommation de ce combustible aurait des effets néfastes sur notre écologie, dûs aux dégagements importants de produits chimiques toxiques ou cancérigènes.

Actuellement la mode est aux énergies "propres": solaire, éolienne, marémotrice, géothermique..... Malheureusement ces énergies ne peuvent être que complémentaires; elles sont localisées et intermittentes, et ne sauraient suffire à nos besoins croissants (2/3 de la production énergétique mondiale est consommée par les pays industrialisés). L'énergie hydraulique peut suffire dans certains pays - peu nombreux - en ce qui concerne la consommation d'électricité, mais elle ne pourrait être le substituant énergétique du pétrole. En Suisse la consommation d'électricité représente ~ 20 % de la consommation énergétique globale (80 % de la production électrique étant d'origine hydraulique). Il nous reste, au stade actuel de nos connaissances, une évidence: l'énergie nucléaire est nécessaire. Pourtant son apparition sous forme d'armement (bombes A et H) discrédite le nucléaire, à juste titre, auprès du grand public.

L'énergie nucléaire est basée sur le défaut de masse existant dans les atomes: la masse totale du noyau atomique n'est pas identique à la somme des masses des constituants élémentaires (proton, neutron). Cette

différence correspond à l'énergie de liaison entre nucléons. Cette énergie de liaison est reliée au défaut de masse par la célèbre équation d'Einstein:

$$E = \Delta m C^2$$

L'énergie par nucléon $\frac{E}{A}$ en fonction du nombre atomique A est représentée en Figure 1. On constate que la courbe passe par un maximum pour $A \approx 75$, ce qui nous permet de prévoir les réactions conduisant à une libération d'énergie

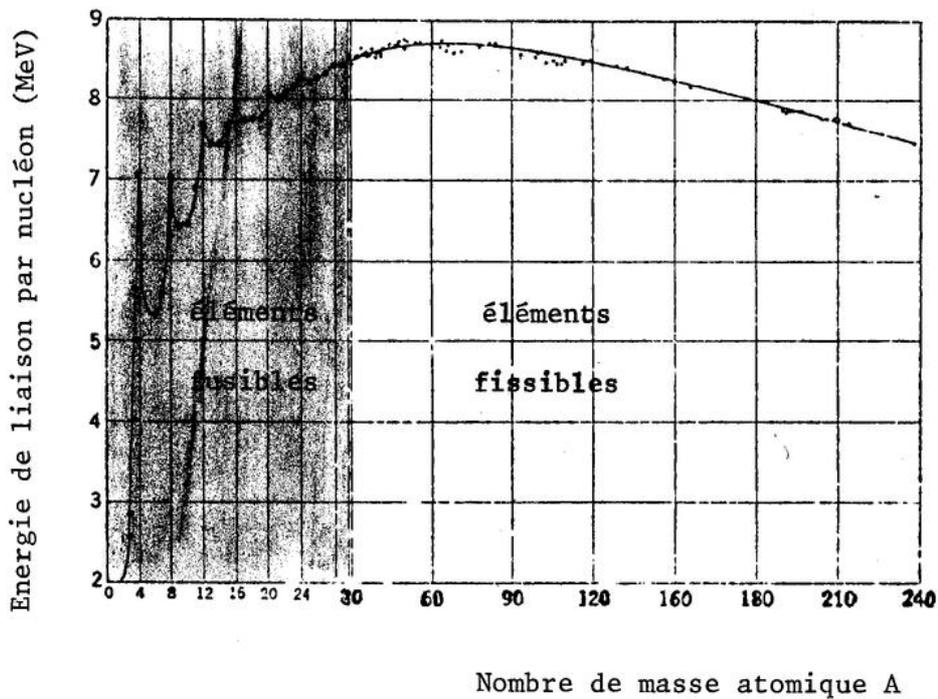


Fig. 1 : énergie de liaison par nucléon pour différents éléments

L'énergie de fission intéresse les éléments lourds (partie droite de la figure 1). L'exemple parfait est la fission de l'atome d'uranium 235 - seul élément fissible existant à l'état naturel - . Lorsqu'un noyau d' U^{235} est bombardé par un neutron, il se scinde en deux sous produits plus 2 à 3 neutrons qui permettent l'entretien de la réaction en chaîne (Fig. 2).

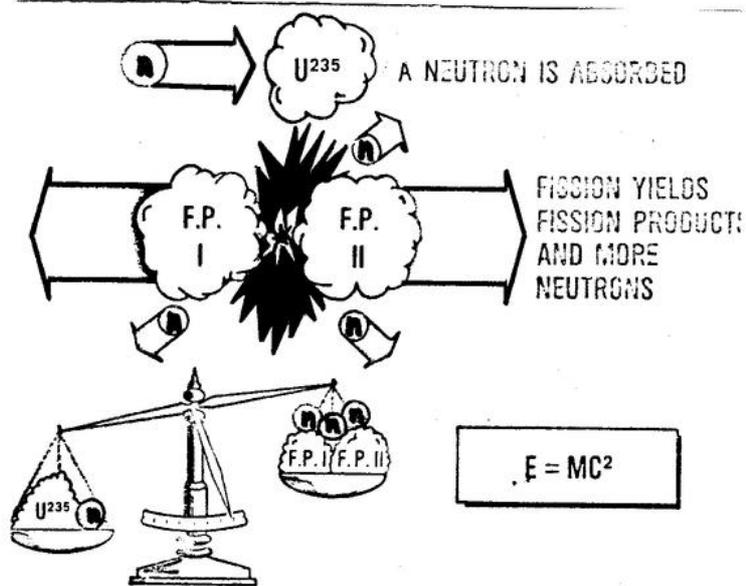


Fig. 2 : processus de libération d'énergie par fission de l' U^{235}

Ce combustible est utilisé dans les réacteurs modérés à l'eau pressurisée (PWR) ou bouillante (BWR) et dans les réacteurs à haute température, modérés au graphite et refroidis au gaz. (Facteur de conversion : 0.6-0.8). Les ressources mondiales en U^{235} sont estimées à 3 Q*. En se limitant donc à ce type de convertisseurs, l'énergie de fission ne serait utilisable que durant 15 - 50 ans. D'autres éléments fissibles tels que U^{233} et Pu^{239} , inexistant à l'état naturel sont créés dans des réacteurs du type "surrégénérateur" (breeder), par conversion des éléments fertiles et abondants Thorium Th^{232} et U^{238} . Les surrégénérateurs sont pour la fission nucléaire les réacteurs de la seconde génération. Le facteur de conversion dans ces réacteurs est supérieur à 1 (1.06-1.50). Les réacteurs rapides sont réfrigérés au sodium liquide ou au gaz alors que les réacteurs thermiques le sont au sel fondu. Le développement massif des réacteurs à fission n'est pas sans soulever de graves difficultés. Les problèmes majeurs sont de deux ordres: dangers biologiques

* 1 Q = 25×10^9 tonnes de pétrole = 10^{18} k joules

et stockage des déchets radioactifs (temps de vie: $\tau(^{131}\text{I}) = 8.5$ jours, $\tau(\text{Pu}^{239}) = 24'000$ ans) **. De plus, la production dans les surrégénérateurs de Pu^{239} utilisé dans l'armement nucléaire soulève des mouvements hostiles à la construction de telles centrales.

La fusion thermonucléaire, quant à elle, fait intervenir des éléments légers comme les isotopes de l'hydrogène: le deutérium (hydrogène lourd) et le tritium (hydrogène super-lourd).

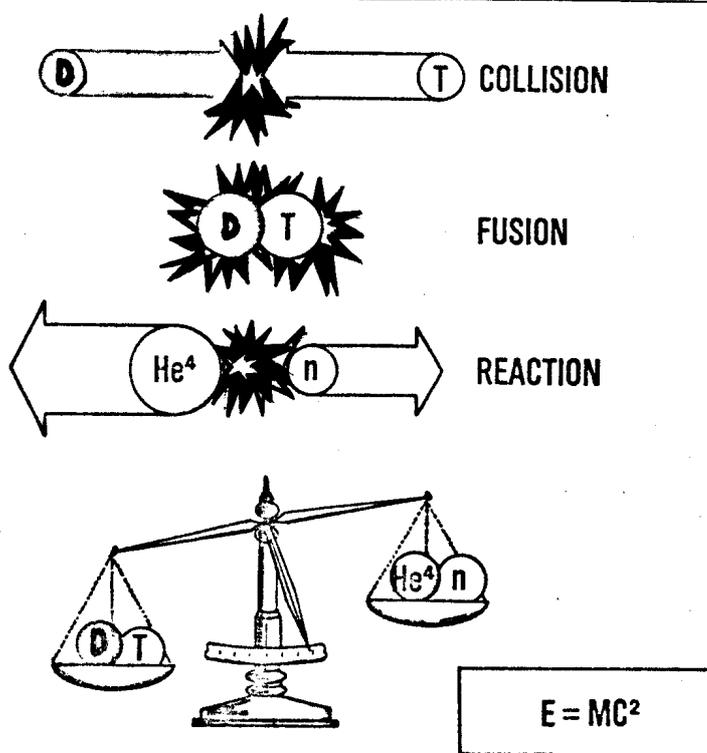


Fig. 3 : réaction de fusion D.T.

$D + T \rightarrow He + n + 94'000$ kwh (pour chaque gramme des noyaux de la réaction)

Sur notre globe, l'énergie de fusion a été mise en évidence en 1951, malheureusement sous la forme de la première bombe thermonucléaire

** M. Roux, LRP 63/73

(bombe H) dont le père est l'américain E. Teller. Actuellement de nombreux laboratoires dans le monde cherchent à réaliser et contrôler les réactions de fusion.

Même si nous ne connaissons pas la forme finale du réacteur, nous pouvons déjà pressentir quelques-uns des avantages de la fusion. Le premier atout d'un tel réacteur est l'absence du problème d'approvisionnement en combustible. Le deutérium est universellement présent dans l'eau ayant un certain degré de salinité (un noyau de deutérium pour 5000 d'hydrogène, ou encore 0,02 à 0,03 g de deutérium/litre d'eau).

On peut aussi supposer que les réserves en lithium (autre combustible nécessaire à la production de tritium) ne font guère défaut.



Régénération du tritium. Le tritium, élément radioactif est obtenu à partir des isotopes du lithium (Li^6 , Li^7) par bombardement neutronique. L'isotope Li^6 est présent dans le lithium naturel à raison de 7,4 %, (92,6 % pour Li^7)

Réserves de lithium*	Q
Réserves connues	680
Réserves potentiellement existantes dans le monde	8×10^3
lithium contenu dans l'eau de mer	2×10^7

* J.B. Dee et al. TMIN 703, Sept. 1977. "A basis for a fusion reactor-Technology program at EIR"

La fusion permettrait donc de bénéficier d'une grande indépendance dans le domaine énergétique. Le deutérium contenu dans un litre d'eau contient une énergie équivalente à 300 litres d'essence.

Pratiquement, la disponibilité en Li est déterminante pour la durée d'exploitation de la première génération de réacteur à fusion (D-T). Cependant l'existence d'autres réactions de fusion, bien que physiquement et technologiquement plus difficiles à réaliser, laisse la voie de la fusion thermonucléaire ouverte.

En ce qui concerne l'impact écologique de réacteurs à fusion, la situation semble plus favorable que celle des réacteurs à fission. En effet, ils ne produisent pas directement de déchets radioactifs: le tritium (élément radioactif, émetteur β de 18.6 keV; demi-vie = 12.7 ans) est "brûlé" avec le deutérium pour produire de l'hélium et des neutrons. Les neutrons produits ne peuvent pas réagir dans le mélange D-T. Il n'y a donc pas possibilité de réaction en chaîne comme dans le cas de réacteurs à fission. Les neutrons sont utiles à la régénération du tritium dans le manteau (FLIBE). Le problème réside dans l'activation de l'enceinte du réacteur sous l'effet du bombardement neutronique et de particules α . Il s'agit donc, pour minimiser cet inconvénient, de recourir à des matériaux transparents aux neutrons ou de demi-vie radioactive courte*. De plus, alors que dans le cas des centrales à fission, les dangers d'explosion ne sont pas exclus (réactions en chaîne non contrôlée), dans un réacteur à fusion, l'énergie emmagasinée dans le plasma est si faible que même en l'absence de contrôle, aucun point chaud ne serait à craindre: le plasma, au contact de la paroi se refroidirait et la réaction s'éteindrait. Il est envisagé actuellement d'utiliser un plasma thermonucléaire dans "l'incinération" de déchets radioactifs issus de centrales à fission, ainsi que dans la synthèse de combustibles chimiques.

* F. Troyon, Impact écologique de la fusion, CRPP, Mars 1977

D'autre part, il n'est pas exclu que le siècle prochain le prix du kilowatt nucléaire de fusion soit inférieur à celui de ses concurrents. Actuellement le meilleur rendement économique est obtenu par le pétrole; dans la chaîne d'exploitation on observe un facteur 300 (il faut un litre de pétrole pour exploiter 300 l.), ceci ne saurait durer car les coûts des installations vont croissant (forages en mer,.....). Certains experts estiment que le rendement du nucléaire à fission est relativement faible (40) - exploitation du minerai, traitement, centrale nucléaire, traitements des déchets, stockage,.....

De toute façon, quelle que soit l'énergie de substitution adoptée, il faudra trouver un moyen de la stocker. Actuellement on pense à l'hydrogène, stocké sous forme liquide à -253°C ou sous forme solide d'hydrure dont on récupérerait l'hydrogène en chauffant à $+400^{\circ}\text{C}$.

II. LA FUSION THERMONUCLEAIRE: Physique et technologie

Comme nous l'avons dit dans le paragraphe précédent, la fusion thermonucléaire contrôlée n'a pas encore été réalisée. D'abord que faut-il remplir comme conditions pour réaliser la fusion ? quelles sont donc les réactions de fusion possibles qui pourraient libérer beaucoup d'énergie ?

II. 1 Les réactions de fusion

Les réactions de fusion ont été suggérées par J. Perrin en 1919 et par Eddington en 1920 comme étant à l'origine de l'énergie rayonnée par le soleil et par des milliers d'étoiles.

Les réactions de fusion qui nous intéressent particulièrement mettent en jeu des noyaux D^+ - T^+ ou D^+ - D^+ - faiblement chargés - qui entrent en collision et s'unissent. Ces deux noyaux sont par définition chargés positivement et se repoussent sous l'effet des forces coulombiennes. Pour que ces deutons et tritons franchissent cette barrière électrostatique il faut leur faire acquérir une énergie cinétique particulièrement grande (70 keV pour la réaction D-T, 100 keV pour la réaction D-D). Cependant la probabilité pour qu'une réaction de fusion ait lieu à un niveau d'énergie plus faible n'est pas nulle (Fig. 4); la manière de franchir alors la barrière de potentiel est appelée "effet tunnel" (Fig. 5).

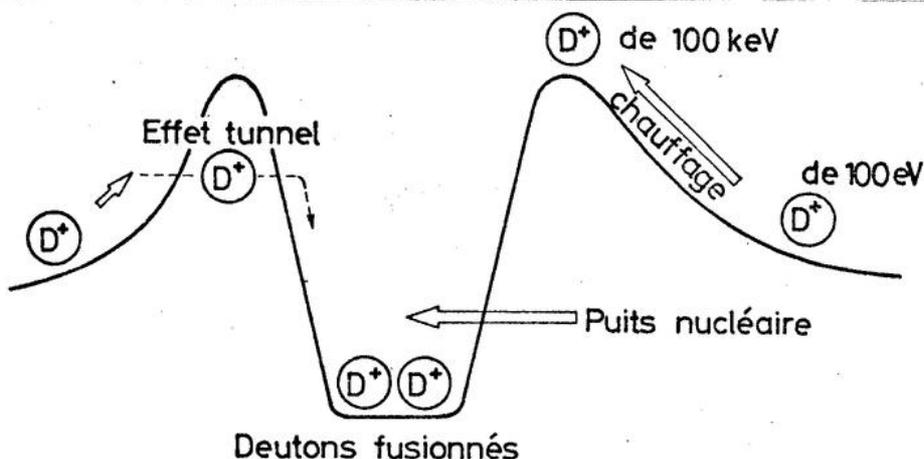


Fig. 5 : franchissement de la barrière de potentiel électrostatique

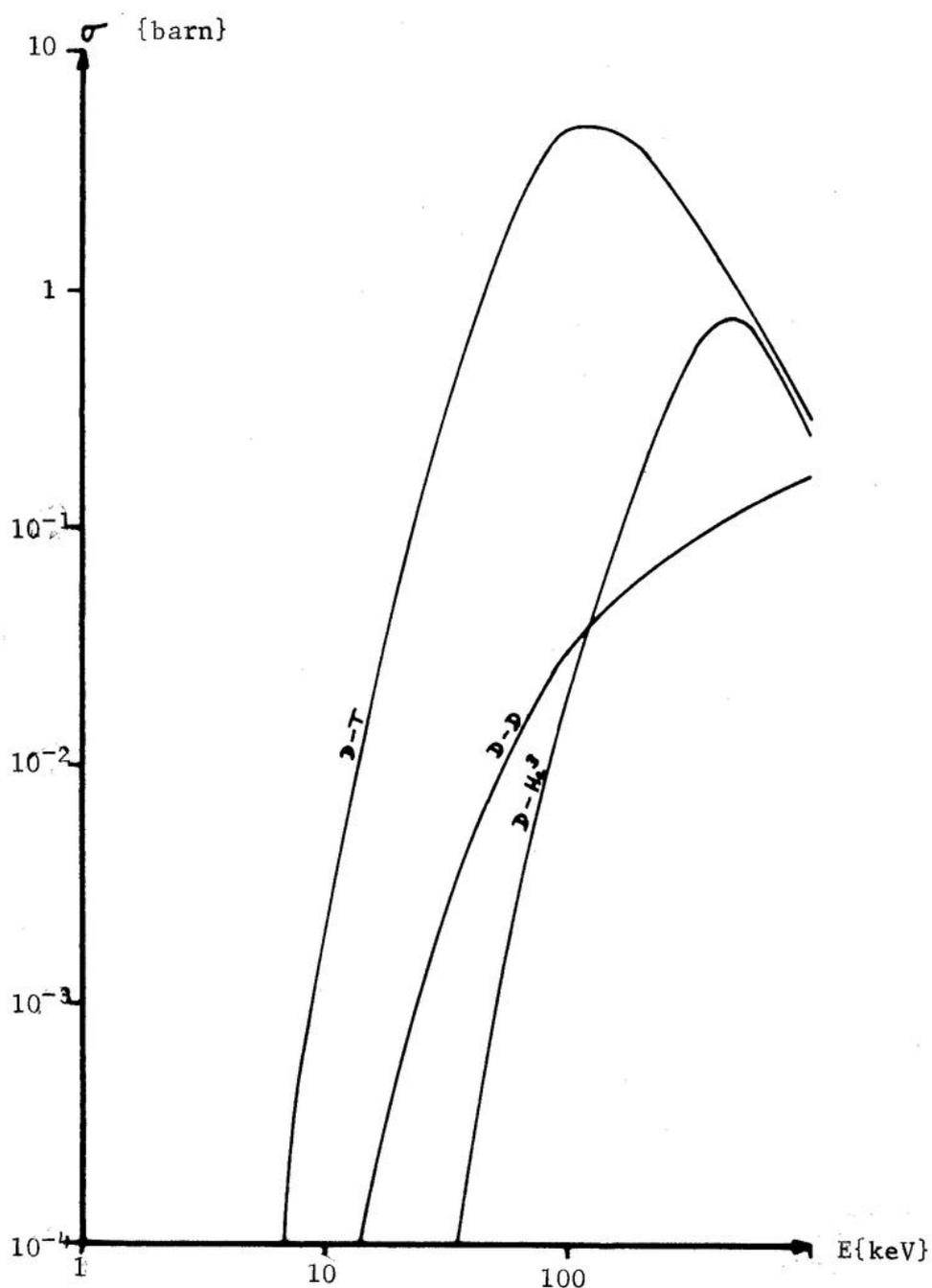


Fig. 4 : sections efficaces de réactions.

(ou encore probabilité de réaction)

(1 barn = 10^{-24} cm², 1 keV = 11'600 000 degrés)

Les principales réactions de fusion et la répartition de l'énergie libérée sont visibles dans le tableau ci-dessous* :

Réaction	Energie totale libérée (MeV)	Energie emportée par les particules chargées (MeV)	Energie emportée par les neutrons (MeV)
${}^2_1\text{D} + {}^2_1\text{D} \rightarrow {}^3_2\text{T} + \text{P}$	4	T ⁺ 1 P 3	0
${}^2_1\text{D} + {}^2_1\text{D} \rightarrow {}^3_2\text{He}^{++} + \text{n}$	3,27	${}^3_2\text{He}^{++}$ 0,83	2,44
${}^2_1\text{D} + {}^3_2\text{T} \rightarrow {}^4_2\text{He}^{++} + \text{n}$	17,58	${}^4_2\text{He}^{++}$ 3,52	14,06
${}^2_1\text{D} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He}^{++} + \text{P}$	18,34	${}^4_2\text{He}^{++}$ 3,66 P 14,68	0

Ces réactions requièrent la mise en oeuvre d'énergie particulièrement grande, donc de températures très élevées (environ 100 millions de degrés). A ces températures uniquement l'état plasma existe (Fig. 6). Le plasma est un mélange électriquement neutre résultant de l'ionisation d'un gaz neutre. Ici dans la fusion, les n ions qui interagissent sont toujours accompagnés

* T. Consoli. Journées d'études et d'information sur la fusion contrôlée C.E.N. Grenoble, 12-13 juin 1975

de n électrons. La présence de ces n électrons est nécessaire car elle diminue considérablement les effets de répulsion par charge d'espace. Le problème est donc avant tout de nature physique des plasmas qui est assez complexe et riche en phénomènes imprévus.

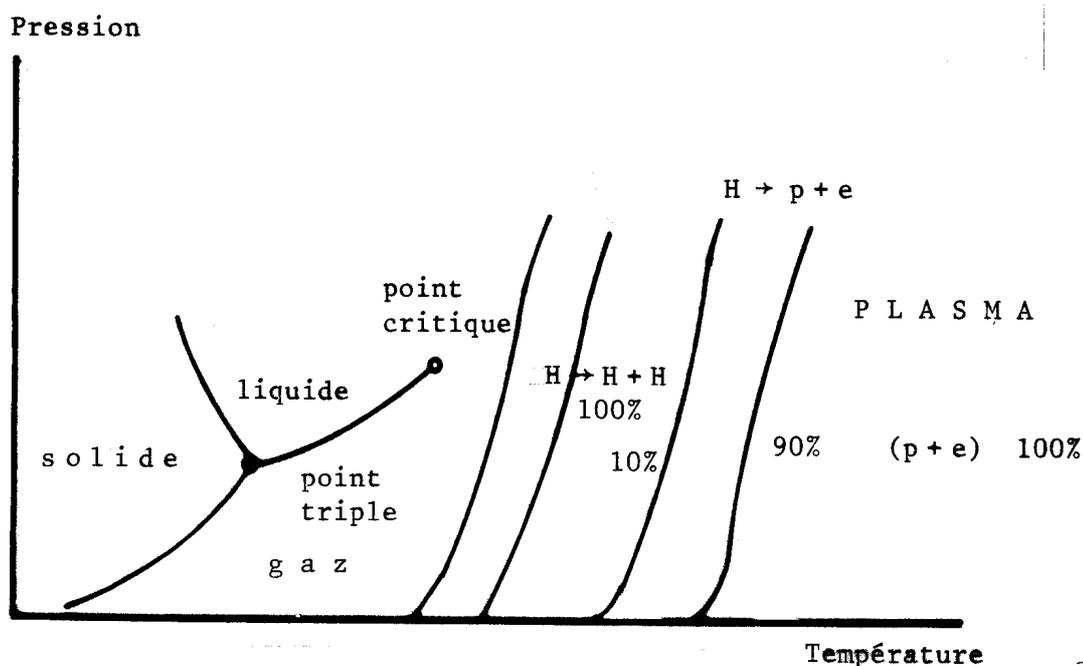


Fig. 6 : transition de phase de la matière

Pour le plasma il s'agit plutôt d'un processus dont la nature est celle d'un équilibre chimique.

Pour la réaction D-D, la puissance de fusion libérée par unité de volume peut s'écrire:

$$P_{DD} = 10^{-29} n^2 R_{DD} (T) \text{ watts/cm}^3$$

où n est le nombre d'atomes de deutérium par cm^3 et T la température.

$R_{DD}(T)$ est la réactivité qui a l'allure montrée dans la figure 7

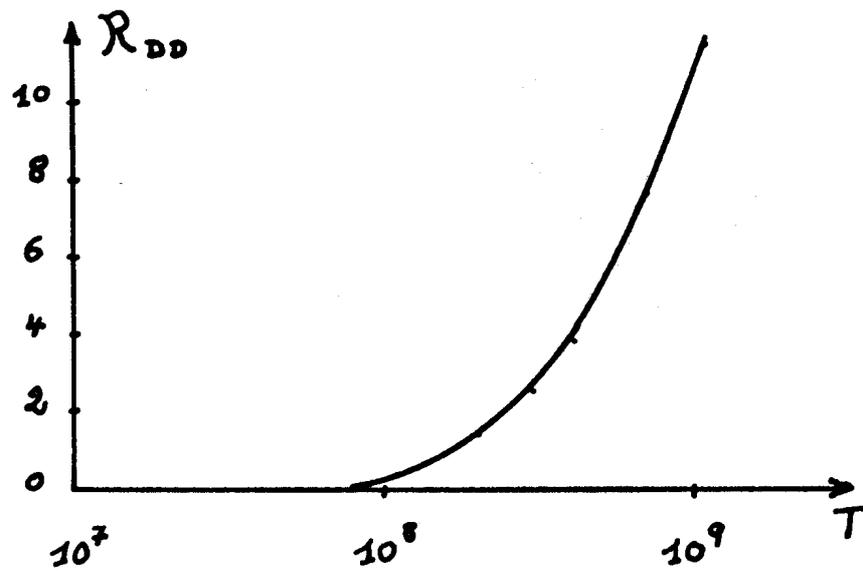


Figure 7

La réactivité atteint un maximum au-dessus de 10^{10} °K. Elle chute très rapidement lorsque la température décroît. La réaction ne devient intéressante qu'à partir de $3 - 4 \cdot 10^8$ °K.

L'énergie libérée dans les réactions apparaît sous forme d'énergie cinétique des particules, à raison de 40 % pour les neutrons et 60 % pour les particules chargées.

La puissance de fusion libérée par cm^3 dans un mélange de 50 % D - 50 % T est donnée par:

$$P_{DT} = 10^{-28} n^2 R_{DT}(T) \text{ watts/cm}^3$$

où n est le nombre total d'ions T^+ et D^+ par cm^3 . R_{DT} est représenté dans la figure 8

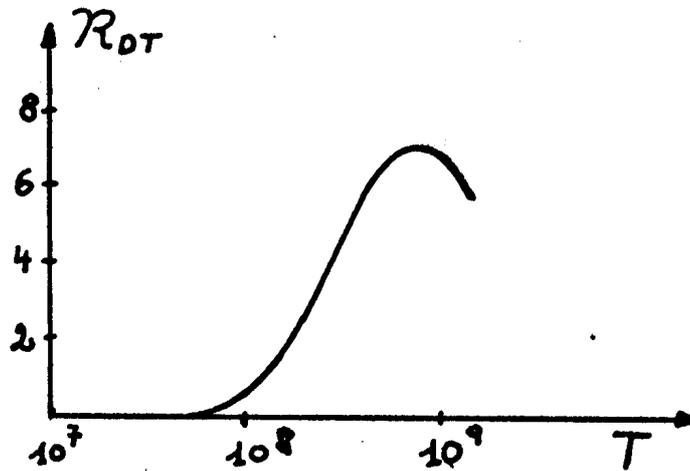


Figure 8

80 % de l'énergie est sous forme d'énergie cinétique du neutron (14 MeV), contre seulement 20 % pour la particule chargée. La réactivité est plus élevée que pour D-D et la courbe est déplacée vers des températures plus basses. Le prix à payer, c'est le système de régénération du tritium.

La réaction avec He_3 comme combustible ne se prête pas à la régénération puisqu'il n'y a pas de neutron sortant.

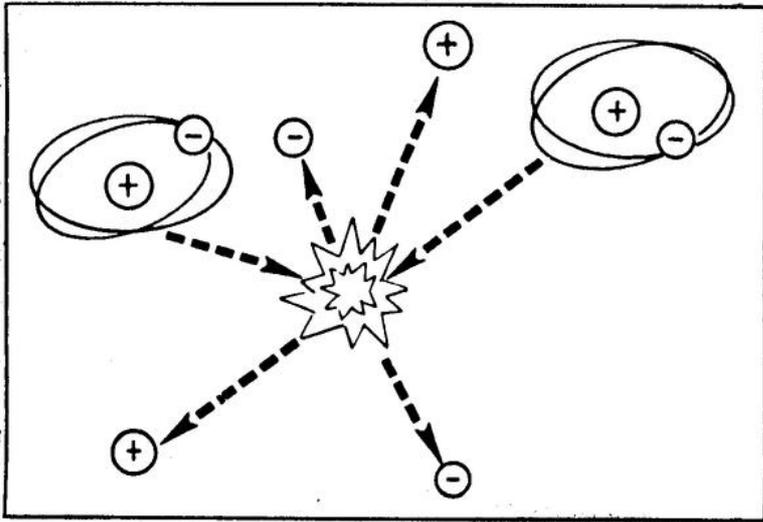
II. 2 Le plasma

Même si nous l'appelons d'une façon quelque peu incorrecte, quatrième état de la matière, le plasma est sans aucun doute la matière la plus abondante de l'univers - 99 % - . Le terme "plasma"* désigne un ensemble de particules neutres et de particules chargées (électrons et ions). C'est la charge électrique de ces particules qui confère au plasma ses propriétés extraordinaires. En effet, les propriétés physiques d'un milieu sont déterminées par la nature des interactions entre les particules le constituant. Alors que dans un gaz neutre les corrélations entre les mouvements des diverses particules sont données seulement par les collisions, les mouvements des particules chargés d'un plasma sont couplés par les champs électriques et magnétiques qui, à leur tour, sont le résultat des courants et des charges induits par l'agitation même de ces particules (voir page 15).

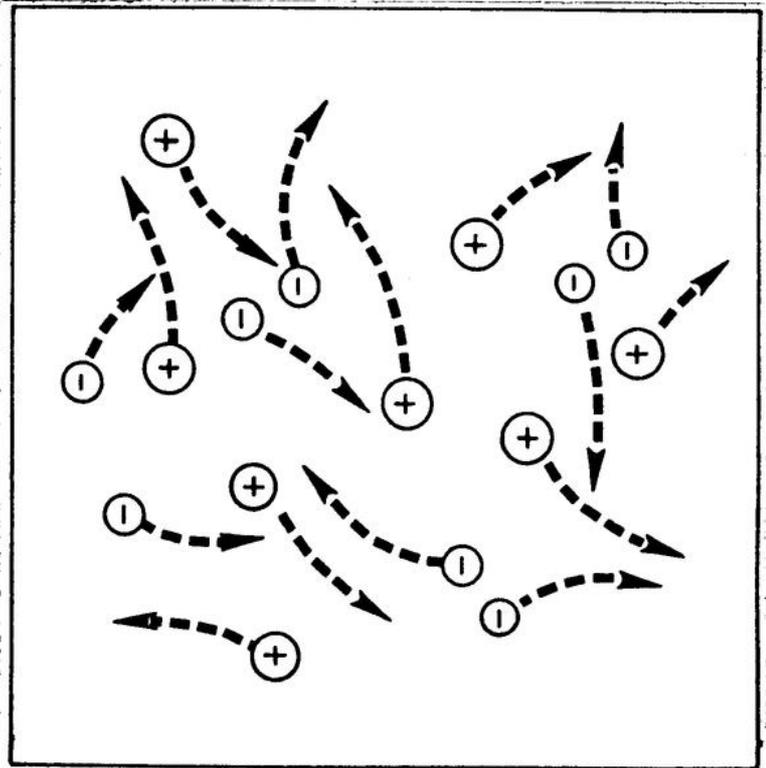
On rencontre l'état plasma dans les étoiles, dans certaines atmosphères de planètes - la haute atmosphère terrestre, l'ionosphère qui permet ainsi la communication radio, la magnétosphère -, dans l'espace interplanétaire et interstellaire. D'une façon plus proche de nous, nous trouvons le plasma dans les tubes fluorescents, les arcs électriques, les éclairs atmosphériques et aussi dans les flammes (Fig. 9)

Le soleil lui-même est une énorme boule de plasma dont les mouvements se manifestent dans les taches solaires, les éruptions de matière et les tempêtes magnétiques. Il est constitué à 98 % d'atomes légers (70 % d'hydrogène, 28 % d'hélium) et pour le reste de noyaux lourds (Fig. 10).

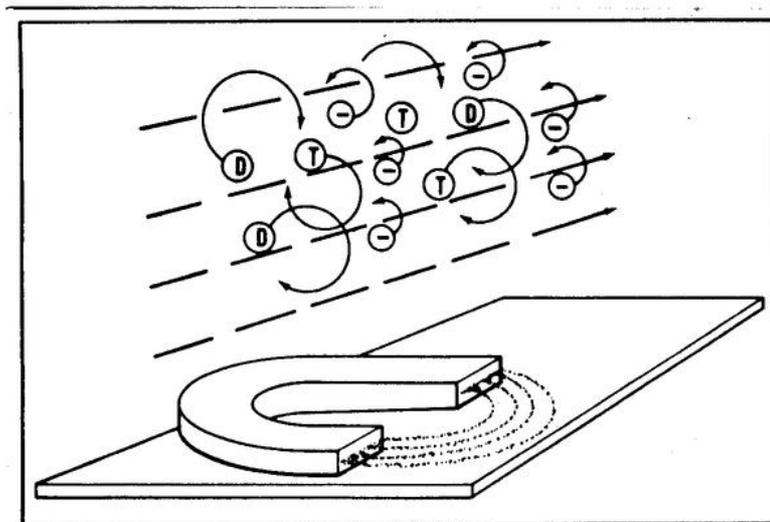
* Dénomination donnée en 1923 par I. Langmuir



Quand un gaz est très chaud (plusieurs milliers de degrés) les collisions sont si fortes que les électrons sont arrachés des atomes

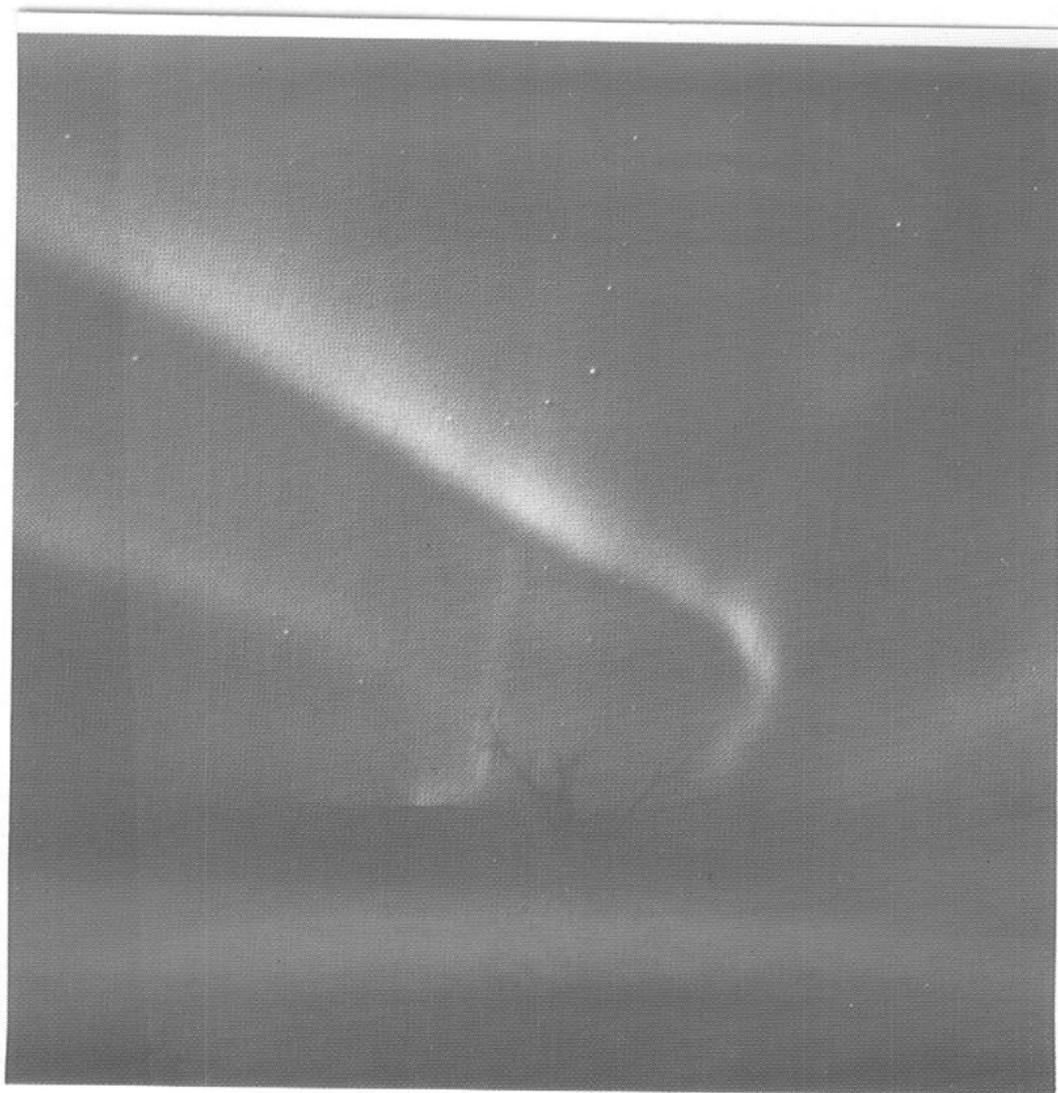


Dans un plasma chaud les particules se meuvent librement et frapperaient les parois en s'y recombinaut ou en s'y refroidissant s'il n'y avait pas de système de confinement

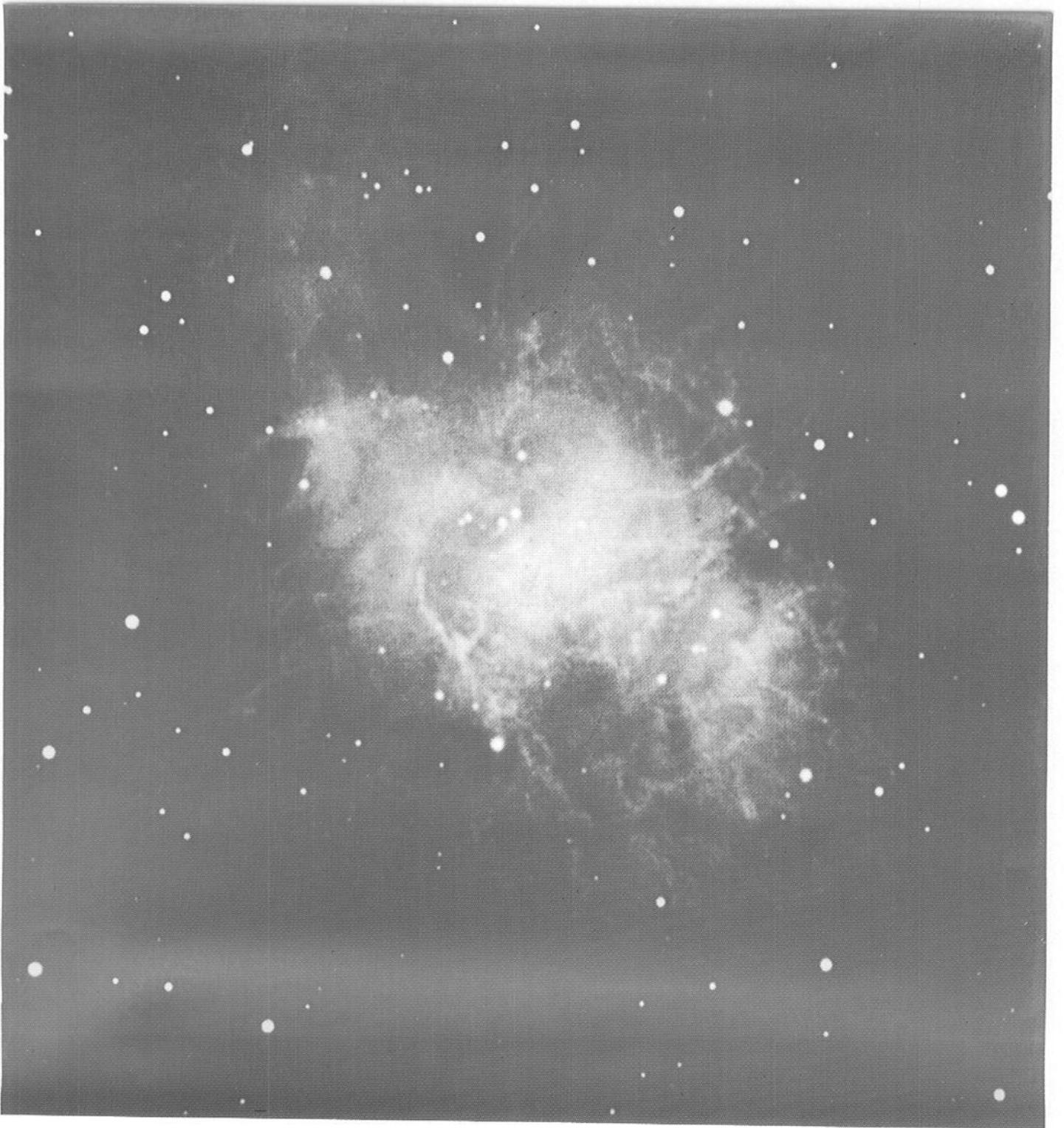


Les particules chargées sont guidées par les lignes de champ invisibles produites par un champ magnétique comme la limaille s'aligne le long des lignes de force d'un aimant

LES ETATS NATURELS DU PLASMA



L'Aurore Boréale



La Nébuleuse du Crabe

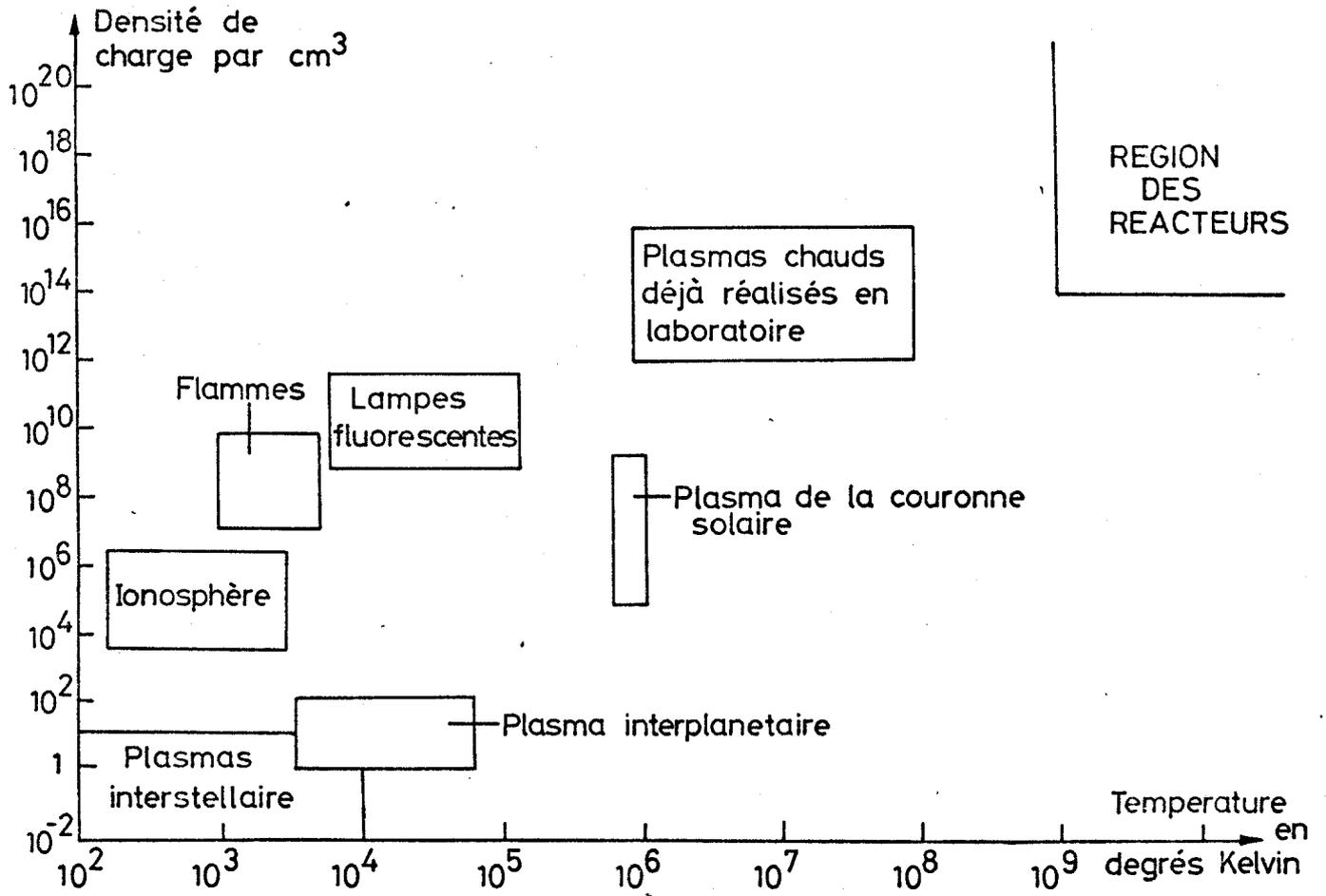


Fig. 9 : Le plasma dans la nature

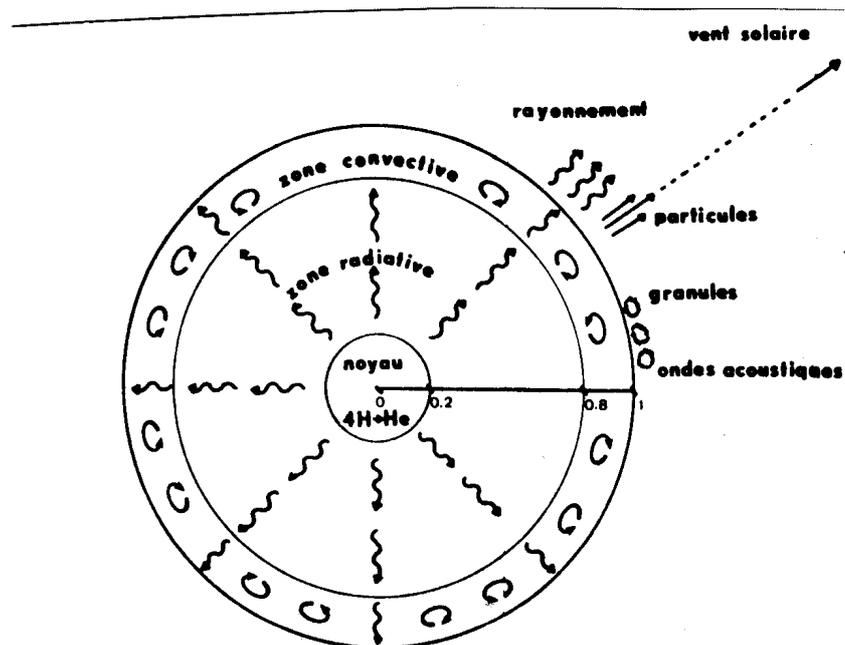


Fig. 10 Coupe schématique de l'intérieur du Soleil

C'est en 1938 que H. Bethe et ses collaborateurs ont fourni la solution de l'énigme du rayonnement solaire. La température intérieure du soleil est de l'ordre de 15 millions de degrés permettant ainsi la fusion des noyaux d'atomes légers. Le soleil se comporte comme un immense réacteur thermonucléaire libérant de l'énergie (totale $3,8 \cdot 10^{23}$ kw; $6,3$ kw par cm^2) rayonnée ensuite dans l'espace et dont on reçoit une infime partie sur la terre (totale $1,16 \cdot 10^{14}$ kw, $2 \cdot 10^{13}$ kw sur les continents; au mieux $1,3 \text{ kw/m}^2$).

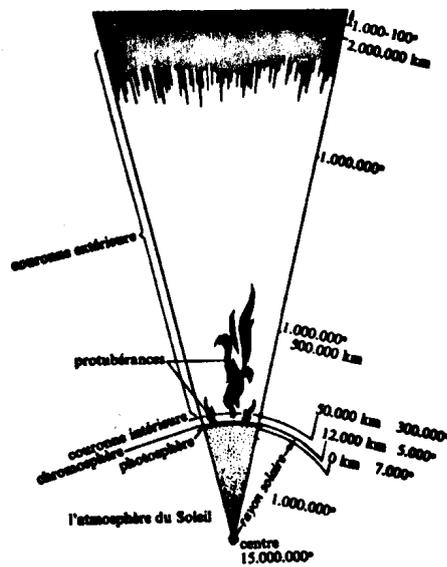
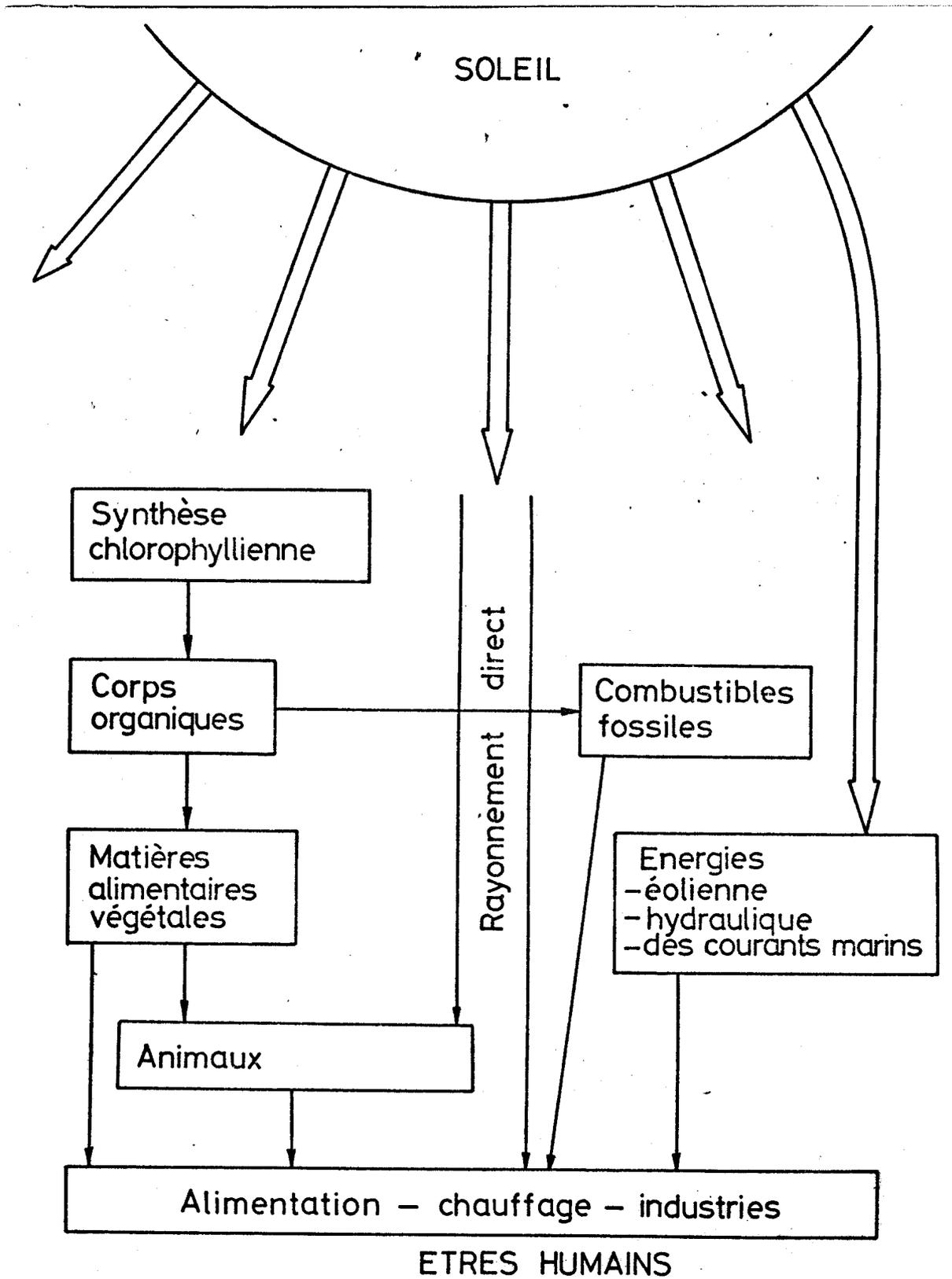


Figure 11 Coupe du soleil et de son atmosphère

La plupart des énergies que nous connaissons - éolienne, marémotrice, solaire, combustibles fossiles, ..., photosynthèse, ... - ont leur origine dans le rayonnement solaire.

En quelque sorte les recherches actuelles, en fusion, essaient de reproduire sur terre le processus existant dans le soleil. Les recherches poursuivies sur le plasma ne relèvent pas seulement de la fusion thermonucléaire mais aussi de plusieurs autres domaines comme l'astrophysique, la recherche spatiale, la physique du solide.



II. 3 Le critère de Lawson - la condition d'ignition

Une réaction de fusion peut être maintenue lorsque l'énergie libérée par la fusion est plus grande que celle requise pour chauffer et maintenir la température des noyaux. La condition minimum requise pour atteindre la fusion est connue sous la forme du critère de Lawson (breakeven); par contre la condition d'automaintien pour laquelle la très haute température des noyaux d'hélium (réaction D-T ou D-D) suffira à fournir l'énergie nécessaire au maintien des réactions de fusion sans apport énergétique extérieur s'appelle la condition d'ignition.

Le physicien anglais J.D. Lawson a exprimé, le premier en 1957 la condition qui relie la densité de charge (n) et temps de vie ^{de l'énergie} (τ) des particules énergétiques (de température T) afin que le bilan d'énergie du plasma soit positif. Chaque réaction de fusion dégage de l'énergie; si nous considérons un plasma dont la distribution des vitesses est du type Maxwell-Boltzmann, l'énergie totale dégagée est fonction de la densité de charge (nombre de particules interagissant), de la vitesse des ions et du temps d'interaction; ce qui s'écrit pour la réaction D-T:

$$W = n_D n_T \xi_{DT} Q \tau$$

n_D est la densité des deutons, n_T des tritons,

ξ_{DT} est lié à la section efficace = $\overline{\sigma_{DT} v}$,

Q est l'énergie libérée par réaction,

τ est le temps d'interaction,

Pour un mélange à 50 % de D et 50 % de T, $n_D = n_T = \frac{n}{2}$.

L'énergie thermique du plasma est: $3 nKT$ (énergie investie)

K est la constante de Boltzmann

T est la température des ions

Pour un bilan positif nous devons écrire

$$n\tau > \frac{12KT}{Q_{DT}^E} . \text{ C'est le critère de Lawson.}$$

Pour la réaction D-T, le mélange Deutons-Tritons étant à 10 keV, la relation s'écrit

$$n\tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$$

Dans le cas d'une réaction D-D, les Deutons étant à 30 keV,

$$n\tau > 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$$

La notion d'ignition peut se comprendre par analogie avec la combustion d'un morceau de bois. Là aussi la réactivité à la température ordinaire est très faible. Il faut "allumer" le feu en chauffant localement jusqu'à une température suffisante, dite température d'ignition, telle que l'énergie libérée par la combustion qui reste dans le voisinage de la zone enflammée compense les pertes par rayonnement, convection et diffusion. Au-dessus de cette température le feu se maintient sans apport d'énergie complémentaire.

Dans le cas des réactions de fusion il existe également une température d'ignition. Imaginons une masse formée de 50 % D - 50 % T à une température T. Les 80 % de l'énergie de fusion sort du volume sous forme de neutrons rapides. Les autres 20 % restent dans le volume sous forme de He_4^{++} rapides dont l'énergie redistribuée parmi les autres particules contribue à maintenir ou accroître, la température de la masse. Celle-ci, étant beaucoup plus chaude que le milieu ambiant, perd constamment de l'énergie sous forme de rayonnement, de conduction thermique et de convection. On peut caractériser ces pertes par un temps, universellement désigné par τ , défini de la manière suivante: imaginons que l'on arrête soudainement les réactions et tout autre système de chauffage du

mélange, la température décroîtra alors à une vitesse dT/dt . τ est défini par

$$\tau = T / \frac{dT}{dt} .$$

Ce temps caractérise la qualité de "l'isolement" du mélange par rapport au milieu ambiant ou, comme on dit généralement, la qualité du "confinement". Pour qu'il y ait ignition à la température T , l'énergie perdue par le système doit être au moins compensée par l'énergie de fusion qui reste. Ceci donne la condition

$$\frac{P_{DT}}{5} > \frac{3nkT}{\tau} ,$$

qui peut se récrire

$$n\tau > 2.1 \cdot 10^6 T / \chi_{DT}(T)$$

On peut affiner encore cette condition. A chaque mécanisme de perte d'énergie on peut associer un τ . Le τ total s'obtient par une mise en parallèle

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \dots + \frac{1}{\tau_n} .$$

A ce point il nous suffit de savoir qu'un plasma émet des radiations électromagnétiques dites "rayonnement de freinage". Cette perte d'énergie est inévitable et commune à tous les systèmes. Le τ_B dû à cette perte est donné par

$$\tau_B = 2.5 \cdot 10^{11} \sqrt{T/n}$$

En séparant cette contribution des autres et en appelant par τ_C le temps de confinement dû aux autres mécanismes la condition d'ignition devient

$$n\tau_C > 2.1 \cdot 10^6 T / [R_{DT}(T) - 2.6 \cdot 10^{-5} \sqrt{T}] > 0.$$

La deuxième partie de l'inégalité définit une température limite $T_i \approx 4 \cdot 10^7$ °K qui est souvent désignée sous le nom de température d'ignition, alors qu'en fait ce n'est que la température d'ignition minimum. La figure 12 montre dans le plan $(n\tau_C, T)$ la région où l'ignition est possible et le critère de Lawson.

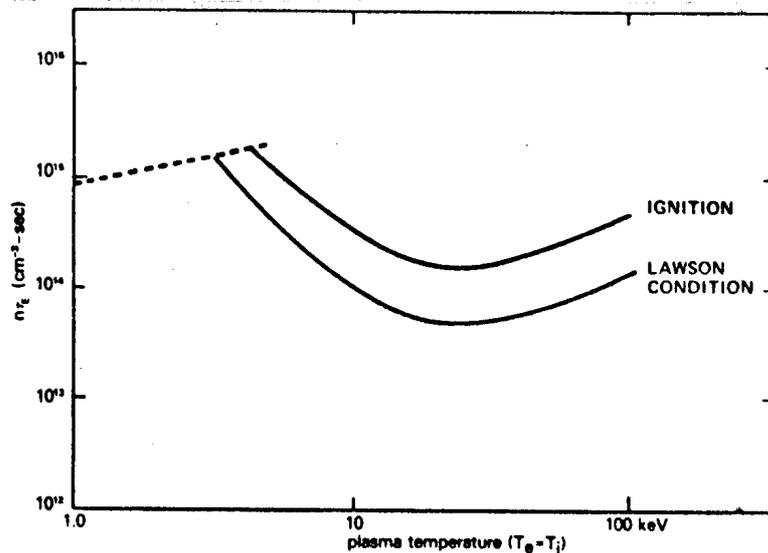


Figure 12

Ce diagramme définit clairement les deux grands problèmes rencontrés dans le développement d'un réacteur à fusion: problème de confinement et problème de chauffage. Nous les discuterons après avoir examiné les schémas possibles de réacteurs.

On peut alors constater qu'il y a deux façons de satisfaire à l'exigence de la fusion:

- soit en opérant à des densités très élevées pendant des temps très courts. C'est la fusion par voie rapide
- soit en opérant avec des densités relativement faibles mais pendant des temps longs (de l'ordre de la seconde). Ceci nous oblige à envisager des récipients où le plasma n'aurait aucun contact avec les parois, d'où l'utilisation de champs magnétiques importants (jusqu'à 50 kgauss, à titre indicatif le champ magnétique terrestre est de l'ordre de 0,5 gauss). Les forces magnétiques interagissent sur les particules chargées et leur imposent des trajectoires bien définies. C'est la fusion lente à confinement magnétique.

II. 4 Schémas possibles d'un réacteur

Dans l'état actuel de nos connaissances, deux schémas de réacteur paraissent possibles. Le premier est basé sur le principe des micro-explosions, un peu comme dans un moteur à explosion, le deuxième sur le principe de la "bouilloire" comme dans les générateurs thermiques et nucléaires existants. Nous examinerons les deux concepts séparément.

La figure 13 représente un premier schéma

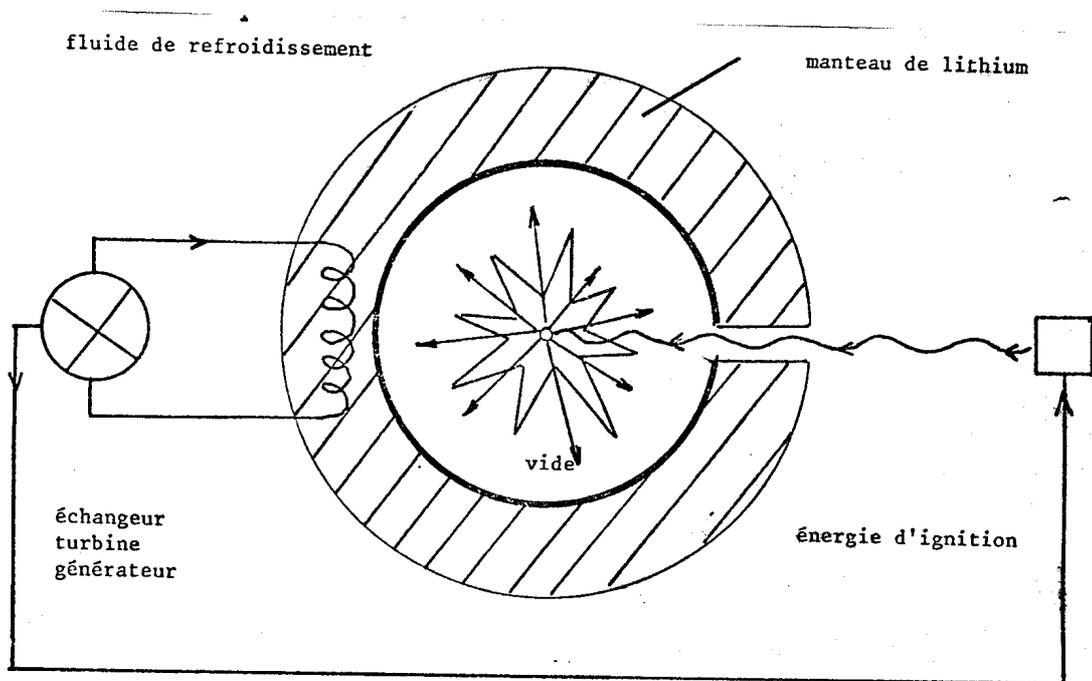


Figure 13

Les éléments essentiels en sont :

- un système de fabrication de mini-bombes (appelées cibles);
- une enceinte à vide, aussi appelée première paroi;
- un système d'ignition de l'explosion;

- un manteau de lithium ou d'un composé;
- un circuit de refroidissement de la première paroi et du manteau;
- un système conventionnel d'échangeur de chaleur, turbine et générateur électrique;
- un système de récupération du tritium.

Le scénario serait: 1) introduction d'une "cible fusible" solide DT dans l'enceinte; 2) ignition de l'explosion par une source d'énergie extérieure; 3) vidange de l'enceinte.

La possibilité de provoquer l'ignition d'une cible autrement que par une bombe à fission n'est pas encore démontrée expérimentalement mais paraît très possible, soit à l'aide de faisceaux lasers, soit avec des faisceaux d'électrons relativistes. Le vrai problème est un problème de balance énergétique. Une certaine énergie est fournie au système d'ignition. L'énergie de fusion libérée doit être un multiple de cette énergie pour que l'on ait nette production d'énergie. D'une manière générale, le gain croît avec la force de l'explosion. Sans connaître la limite qui peut être effectivement contenue on ne peut pas calculer le gain maximum atteignable. Cette limite n'est pas connue, les estimations variant entre 10^7 Joules et 10^{12} Joules. (A titre indicatif 1 kg TNT équivaut à environ $8 \cdot 10^6$ Joules). Nous réexaminerons plus tard en détail ce problème du rendement et les idées en cours à ce sujet. Le but des recherches sera évidemment de diminuer au maximum la taille de l'explosion.

Dans l'autre schéma on cherche à réaliser une combustion équilibrée et quasi-stationnaire. Ceci implique que la pression du plasma soit contenue. Alors que le système à micro-explosions fonctionne à haute densité et ne dure que des temps très brefs, ce schéma sacrifie la densité dans le but de baisser la pression et fonctionne en régime quasi-permanent. Or, à des températures aussi élevées, il n'existe qu'une méthode d'isoler le plasma du milieu ambiant, c'est d'immerger le plasma dans un champ

magnétique. Comment choisir la configuration magnétique pour réaliser le $n\tau$ nécessaire reste un des problèmes majeurs de la recherche actuelle dans ce domaine, l'autre étant le chauffage du plasma confiné aux températures requises pour l'ignition. Le schéma conceptuel d'un réacteur suivant ce principe est montré dans la figure 14.

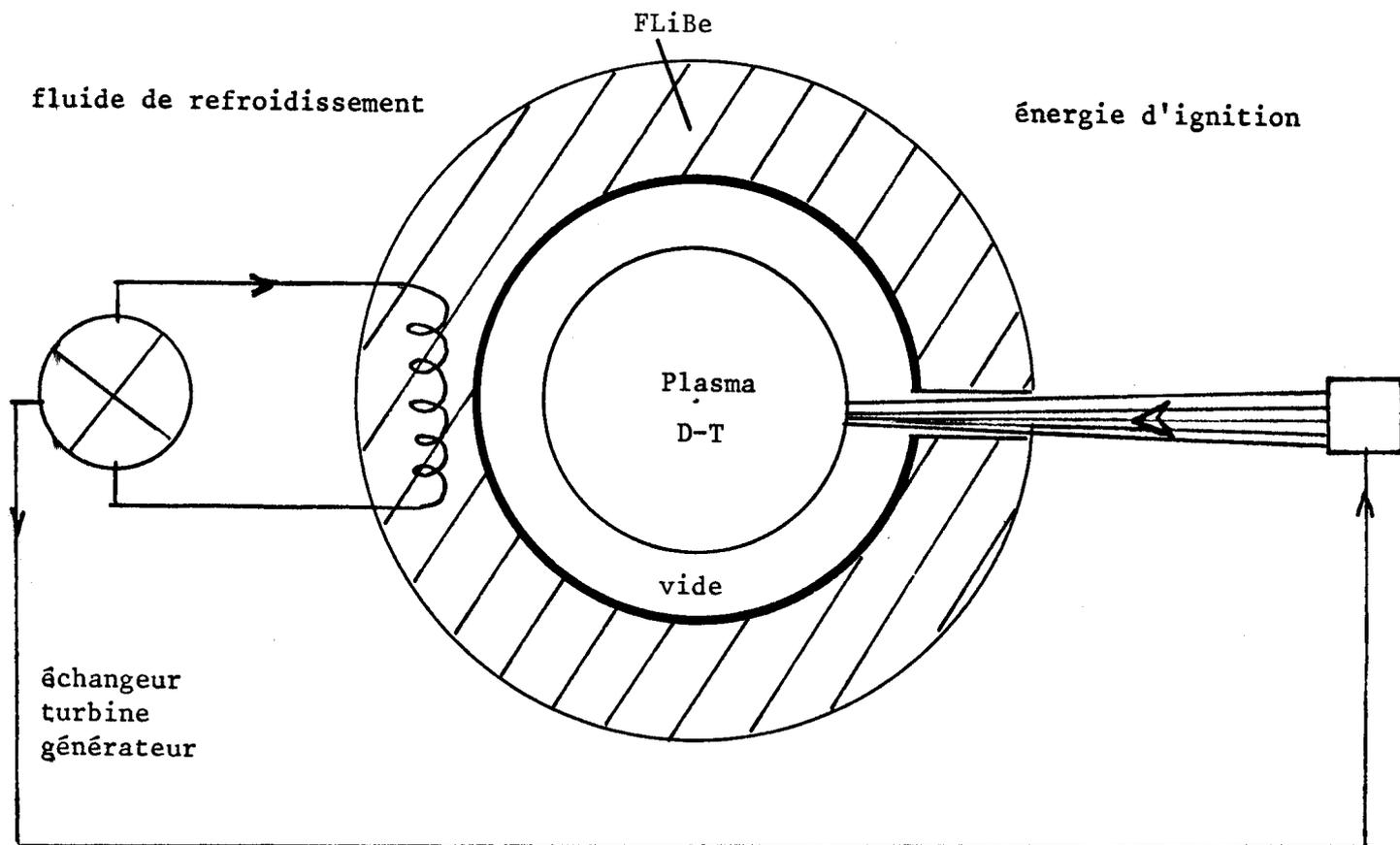


Figure 14

La cavité peut être cylindrique ou torique, mais certainement pas sphérique. Le système de chauffage sert à atteindre l'ignition mais il fonctionne suivant des principes différents, à des puissances plus réduites, mais avec des durées plus longues. Le confinement peut être permanent ou quasi-permanent, ce qui implique que le système d'ignition ne fonctionne que pendant une faible fraction du temps de réaction. Un système de réalimentation en combustible et l'élimination des résidus est nécessaire

pour un système continu. C'est un problème non-résolu. Un système quasi-permanent avec vidange intermittente est une solution possible et peut-être nécessaire. La présence du champ magnétique oblige à choisir pour le manteau un composé électriquement non-conducteur du Li. Il semble qu'un eutectique de fluorure de lithium et de fluorure de beryllium soit le bon choix (FLIBE). Les conditions d'ignition n'ont toujours pas été atteintes expérimentalement, soit que l'on ait la température mais pas le confinement $n\tau$ ou inversement le $n\tau$ est suffisant mais la température est substantiellement trop basse.

Un problème crucial pour les deux schémas, mais qui n'est examiné que depuis peu de temps, est la résistance de la première paroi; c'est un problème technologique par excellence. La première paroi sera soumise à un bombardement neutronique important, à un flux d'ions et d'électrons et au rayonnement X. La recherche s'oriente vers des matériaux légers qui ne s'activent pas ou très peu dans le flux neutronique (Va, Nb, C).

Le développement d'un réacteur pose des problèmes cruciaux non encore résolus, technologiques et physiques. L'effort passé et présent porte surtout sur la recherche de configurations magnétiques adéquates, de méthodes de chauffage et d'ignition. Les problèmes technologiques essentiels, comme la résistance de la première paroi, la structure du manteau ne sont examinés que depuis peu. La raison en est que les conditions de réalisation de l'ignition paraissaient un peu utopiques jusqu'à ces dernières années. Les conditions ont changé et ces problèmes reçoivent maintenant l'attention qu'ils méritent.

II. 5 Micro-explosions

A. Lois d'Echelles

Examinons d'abord un modèle simple de l'explosion qui permet de tirer la dépendance de l'énergie libérée en fonction de la taille de la cible. Imaginons une sphère 50 % D - 50 % T solide, ce qui correspond à une densité atomique de $n_0 = 4.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ placée dans une enceinte vide. Supposons que cette sphère soit amenée instantanément à une température T au-dessus de l'ignition. La pression du plasma ainsi formé atteint 10^9 atmosphères ! La masse se désagrège à une vitesse de l'ordre de la vitesse thermique des ions $v_i \approx 8 \cdot 10^3 \sqrt{T} \text{ cm/sec}$. La cible sera désagrégée dans un temps t_{ex} de l'ordre de $t_{\text{ex}} = r_0/v_i$ où r_0 est le rayon initial de la sphère. L'expansion conduit à une chute de la température et à un arrêt des réactions. On peut donc prendre t_{ex} comme étant la durée de la réaction et supposer que T reste constant pendant ce temps. Le rapport entre l'énergie de fusion libérée pendant l'explosion et l'énergie thermique fournie pour l'ignition est le gain G, donné par:

$$G = 3 \cdot 10^{-10} \frac{n_0 r_0 R_{DT}(T)}{T^{3/2}}$$

Le gain est maximum aux alentours de 10 keV, ce qui donne:

$$G_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{-22} n_0 r_0$$

L'énergie E_i à fournir pour atteindre les 10 keV nécessaires est de:

$$E_i = 2 \cdot 10^{51} \frac{G_{\text{max}}^3}{n_0} \text{ Joules.}$$

Prenant un gain de 10, ce qui est certainement irréaliste, et la densité du solide on obtient une énergie à fournir de 10^9 Joules ! en un temps beaucoup plus court que 10^{-9} sec ! qui est le temps de désassemblage de la sphère. Ceci est irréalisable. Le calcul fait ne donne que des ordres de grandeur mais il est meilleur que la méthode brutale de dérivation ne le suggère. La dépendance de G_{\max} en $n_0 r_0$ reste correcte jusqu'à ce que l'on doive tenir compte du dépeuplement en D, T de la masse réagissante pendant le temps t_{ex} . La dépendance fonctionnelle de E_i en G^3 et n_0^{-2} reste correcte même pour les cas beaucoup plus compliqués qui ont été calculés numériquement. C'est cette dépendance en G^3 qui risque de condamner toute approche. Mais auparavant, examinons les idées avancées pour améliorer le rendement.

Ablation - Compression

Le modèle simple montre le seul chemin possible pour diminuer l'énergie: accroître la densité n_0 au-dessus de la densité du DT solide. Ceci peut être réalisé par une ablation rapide de la surface qui, par effet de réaction, comprime la sphère. Cette compression est en fait inévitable lorsque l'énergie est déposée à la surface ou près de la surface. La figure 15 représente schématiquement le processus.

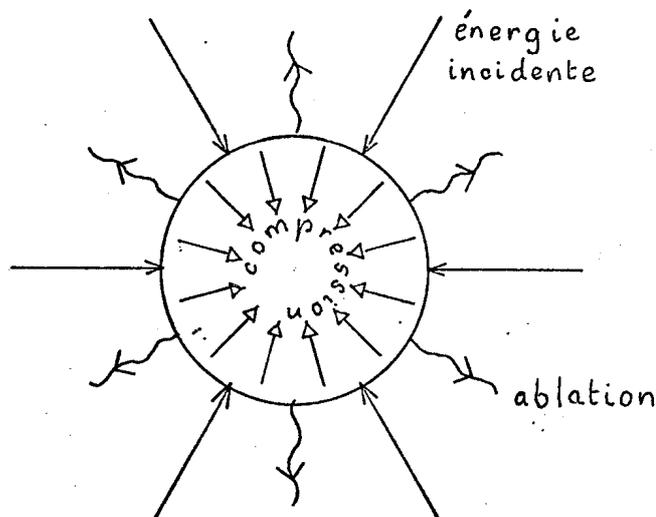


Figure 15

Le gain additionnel obtenu par la compression doit être mis en balance avec l'énergie supplémentaire consommée dans l'ablation. Seule une étude détaillée de l'évolution du système permet de chiffrer le gain. Pour cela il est nécessaire de connaître précisément la nature de l'énergie incidente et de son évolution temporelle. A ce jour le cas le plus étudié par le calcul numérique et par l'expérience, est celui d'un faisceau laser comme source d'énergie. On parle souvent de fusion laser.

B. Fusion Laser

Un laser émet un faisceau monochromatique de radiation électromagnétique. Certains lasers peuvent fonctionner en modes pulsés, fournissant des impulsions très courtes à des puissances inatteignables par n'importe quel autre moyen. C'est le laser à néodyme qui est actuellement le plus utilisé dans les expériences. L'élément actif est un verre dopé avec du néodymium. Il peut fournir des impulsions extraordinairement courtes de l'ordre de quelques picosecondes dans l'infrarouge à 1.06 μm . Par une chaîne d'amplificateurs et de retards on peut créer des impulsions de forme variable et dont la durée peut être inférieure à 10^{-9} sec. La plus grande énergie délivrée à ce jour dans une telle impulsion est de l'ordre de 500 Joules. On obtient plus d'énergie avec le même laser en allongeant l'impulsion et moins encore lorsqu'on la raccourcit. La mise au point de tels lasers est à l'origine du regain d'intérêt dans cette voie.

Les études se sont faites essentiellement par le calcul numérique. Des codes d'évolution compliqués permettent de déterminer le gain effectif et surtout d'optimiser la forme de l'impulsion et l'énergie du laser. Ces codes admettent que l'énergie incidente est entièrement absorbée dans une couche mince correspondant à une densité de $n = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, localisée dans la région périphérique de la cible. Cette densité sépare la région externe peu dense, où le plasma est transparent à la lumière laser, de la région dense où la lumière ne peut pénétrer.

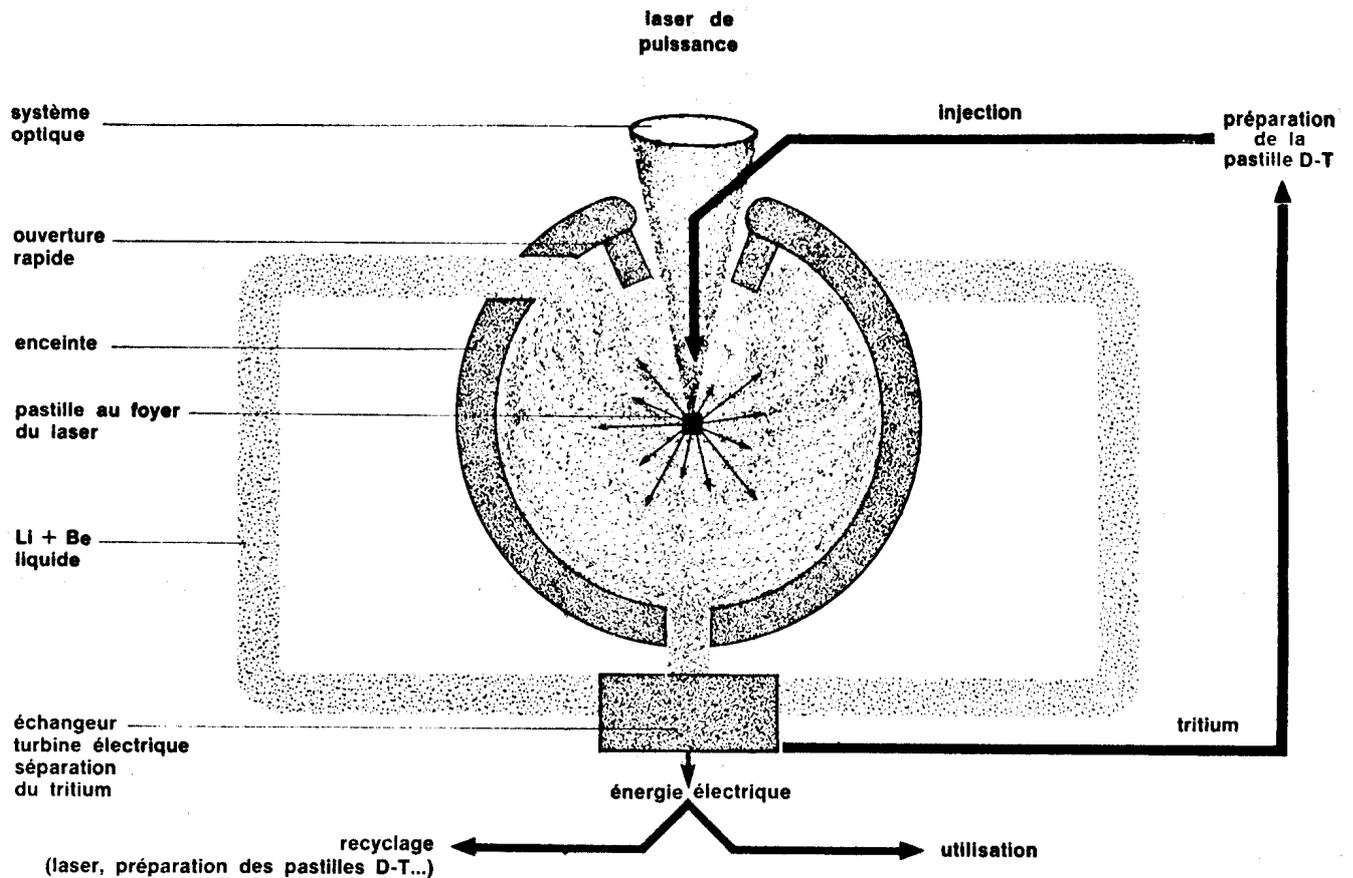


Figure 16 Schéma de principe de la fusion laser

Un résultat typique et particulièrement intéressant puisqu'il est à l'origine du brevet original pris par K. Brückner aux Etats-Unis montre ce qu'on peut atteindre comme gain:

La sphère a 500 μ de rayon initial. L'impulsion du laser est optimisée et est donnée par:

- $6.3 \cdot 10^{11}$ watts de 0 à 5.47 nanosecondes
- $6.3 \cdot 10^{12}$ watts de 5.47 - 7.21 nanosecondes
- variation linéaire de $6.3 \cdot 10^{12}$ watts à $4 \cdot 10^{14}$ watts entre 7.21 et 7.42 nanosecondes.

L'irradiation est sphériquement symétrique. Il faut noter que la plus grande partie de l'énergie est délivrée dans les dernières 0.2 nanosecondes. Le synchronisme est essentiel à la réussite de l'opération de compression ! L'énergie totale fournie est de 60 kJ. Le calcul montre que la densité monte au centre à une valeur 7000 fois plus grande que la densité du solide et qu'il y a ignition. L'énergie de fusion libérée est de 510 kilo-Joules, ce qui correspond à un gain de 9. Comparant à la formule simple on voit une amélioration substantielle. La réaction ne dure que 20 picosecondes.

Ces calculs appellent quelques remarques :

- la forme de l'impulsion optimale est difficile à réaliser avec un bon rendement du laser;
- l'absorption n'est pas totale. Des expériences faites à ce jour il apparaît probable que plus de 90 % de la lumière sera réfléchiée ou diffusée, ce qui doit être compensé par un gain accru d'un facteur 10;
- la dépendance en G^3 de l'énergie reste vraie, du moins à haut gain;
- le rendement du laser néodyme est faible ce qui le rend inutilisable dans un réacteur; à moins d'énormes progrès technologiques.

Le problème de la forme de l'impulsion semble être partiellement soluble en remplaçant les cibles homogènes par des cibles creuses composites, formées de couches de matériaux de nombres atomiques différents. Des calculs faits à Los-Alamos et partiellement publiés indiquent que des gains similaires peuvent être obtenus avec des impulsions gaussiennes de quelques nanosecondes.

Les expériences faites à KMS (USA) avec des cibles de verre creuses de très faible épaisseur remplies de DT sous pression (1 - 100 atm), en utilisant une chaîne laser Nd de 50 Joules, ont confirmé l'existence de la compression (200 x) et montré que l'absorption décroît faiblement avec l'énergie.

Le problème du développement d'un laser ayant un bon rendement est primordial pour le succès de cette voie, mais sort de notre cadre. Disons pourtant que le problème du rendement énergie électrique-laser-absorption domine tous les autres. Un laser avec un rendement de 10 % serait une réussite extraordinaire. Admettant que l'absorption est effectivement de 10 % on obtient un rendement hors tout de 1 %, ce qui est trop petit. Il faudrait alors un laser de l'ordre de 10^9 Joules pour obtenir un gain suffisant ! d'après des calculs de Livermore et l'explosion fournirait une énergie d'environ $5 \cdot 10^{11}$ Joules.

Un effort considérable est fait actuellement pour comprendre le mécanisme d'absorption dans l'espoir d'améliorer encore le rendement. Il en est de même des tentatives de créer des cibles composites encore plus raffinées pour accroître le gain.

On développe aussi des lasers à gaz carbonique dont le rayonnement est à $10.6 \mu\text{m}$, leur rendement est largement supérieur à ceux dopé au néodyme

C. Faisceaux d'Electrons

Il est actuellement possible d'obtenir des faisceaux d'électrons de plusieurs MeV de grande intensité avec un rendement qui peut atteindre 40 % !

L'installation "Aurora" à Washington fournit un faisceau de 12 MeV avec 1,6 mégaampères pendant 160 nanosecondes. On peut obtenir les mégajoules nécessaires. Cependant d'autres problèmes apparaissent:

- les impulsions sont plus longues que pour les lasers, au mieux de l'ordre de 50 nanosecondes ce qui implique que les cibles soient plus grosses;
- la focalisation du faisceau est possible mais difficile à contrôler;
- les installations requises sont gigantesques;

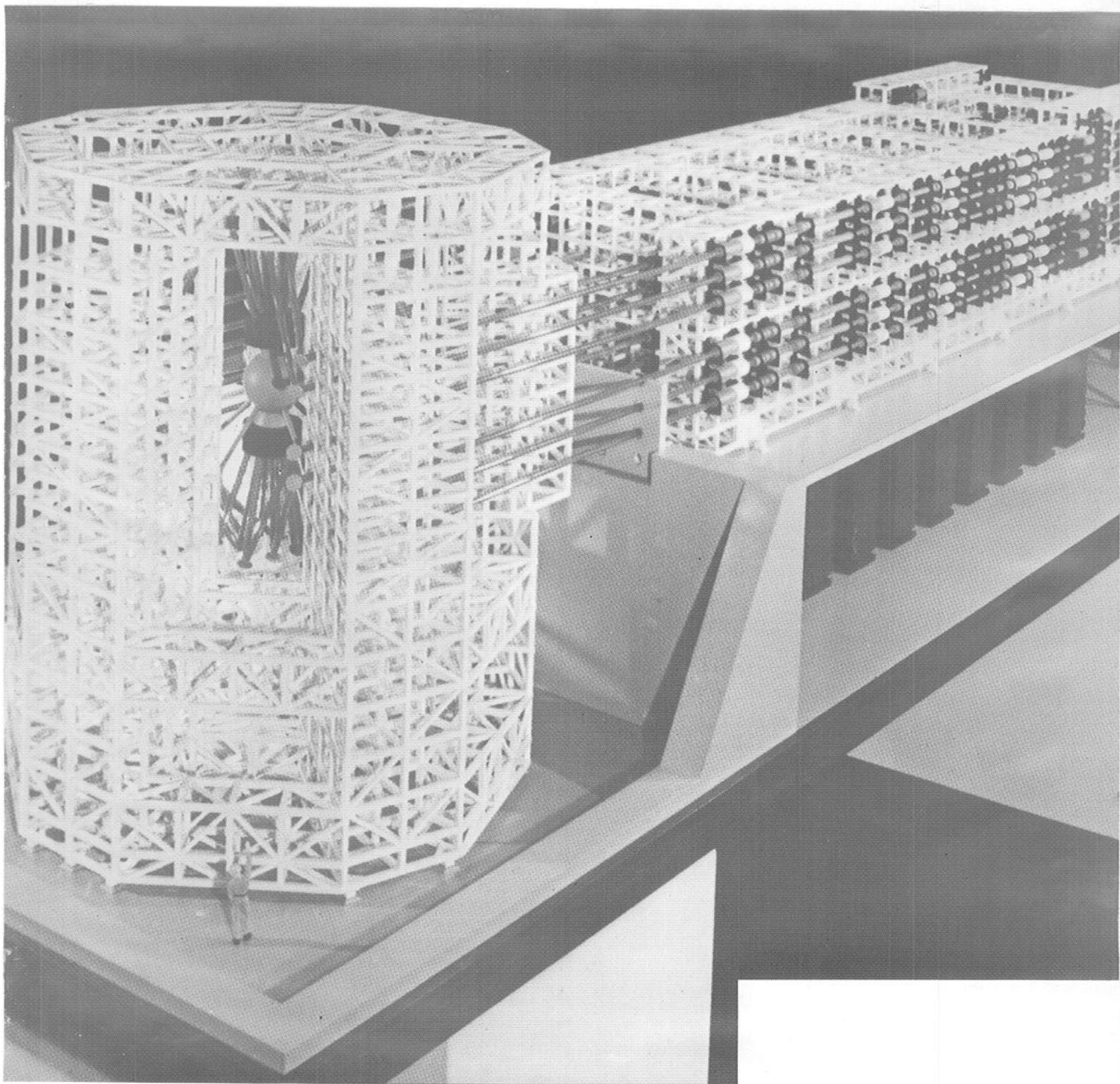
- pour absorber les électrons dans la couche périphérique les cibles doivent avoir une couche de matériel lourd qui va beaucoup rayonner et diminuer le gain.

La conclusion qui émerge des études à ce jour, spécialement par les Russes, c'est que la taille de l'explosion sera dans les 10^{11} - 10^{12} Joules avec un gros gain en raison de l'obligation d'utiliser de grosses cibles. Ceci nous ramène à notre point de départ: quelle force maximum l'explosion peut-elle avoir ?

D. Le Futur

Dans ce domaine, le passé c'est essentiellement du calcul numérique; le présent c'est l'expérience. Le futur verra certainement la réalisation d'une ignition par faisceau laser et de nouvelles idées de cibles. Dans ce domaine, les efforts les plus importants sont accomplis par les américains. Le calendrier des laboratoires de Lawrence Livermore prévoit la démonstration de la fusion dans les années 81 - 83, en utilisant un laser en verre dopé au néodyme d'une puissance de 300 TW (1 TW = 10^{12} Watts). Dans le tableau page 35 sont indiqués les principaux efforts mondiaux*. La fusion laser reçoit le support maximum, les faisceaux relativistes restant marginaux. Des idées nouvelles comme les faisceaux d'ions ou de neutres ont été avancées récemment mais n'ont pas encore subis le test de l'expérience.

* Communication P.D. Morgan



Maquette conceptuelle de "SHIVA"
(Lawrence Livermore Laboratories)



Chaîne d'amplificateurs et de filtres - "SHIVA" -

Institut	Nom du laser	type	$\lambda\mu\text{m}$	Energie (KJoule)	τ (nsec)	P TW	nombre de faisceaux
Livermore (USA)	Shiva	Nd	1.06	10	0.9	11.3	20
	Shiva Nova	Nd	1.06	300	1.0	300	40 - 50
Los Alamos (USA)	LASL	CO ₂	10.6	10	1.0	10	8
	Antares	CO ₂	10.6	100	1.0	100	6
Rochester (USA)	Omega	Nd	1.06	1.2	0.1	12 - 30	6
Lebedev (URSS)	Mishen 2	Nd	1.06	1.0	3.5	0.29	3
	Delfin	Nd	1.06	10	1.0	10	216
Osaka (Japon)	Gekko XII	Nd	1.06	10	1.0	10	12
	Gekko X	CO ₂	10.6	10	1.0	10	10
Limeil (France)	Octal	Nd	1.06	0.5	0.3	1.7	8
Garching (RFA)	Asterix III	I	1.3	0.3	0.3	1.0	1
Rutherford (GB)	-	Nd	1.06	0.07	0.1	0.7	2

II.6 Le confinement magnétique : principe

Une micro-explosion dans le vide est un phénomène essentiellement dynamique sans balance de pression. C'est la distance entre la cible et l'enceinte qui assure l'isolation du système. Seul le rayonnement subsiste comme mécanisme de fuite d'énergie. C'est pour cela que l'ignition paraît être réalisable dans un proche avenir. Le vrai problème par contre c'est d'obtenir une balance énergétique favorable. Le confinement magnétique par contre travaille dans le domaine des basses densités $10^{13} \text{ cm}^{-3} \leq n \leq 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ telles que les pressions engendrées puissent être contenues indéfiniment par la structure mécanique, qui finit toujours par devoir tenir le plasma même si c'est par champ magnétique interposé. Dès lors, l'ignition et le bilan énergétique favorable sont essentiellement une seule et même condition puisque la durée de réaction est beaucoup plus longue que τ .

Notons que les densités sont très inférieures à la densité dans les conditions normales de l'air qui est d'environ $2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ce sont les densités de mauvais vides préliminaires. En prenant 10^8 K comme température typique d'opération d'un réacteur on voit que la pression du plasma sera comprise entre 0,2 et 1000 atmosphères.

Comme nous l'avons vu les particules chargées, immergées dans un champ magnétique, décrivent des hélices dont l'axe est parallèle au champ et dont le rayon dépend de la vitesse de rotation autour de l'axe. Le mouvement de giration des électrons se fait à une fréquence très élevée donnée par

$$f_{ce} = 3 \cdot 10^9 B_{\text{kG}} (\text{Hz})$$

où B est l'amplitude du champ en kilogauss. Le rayon moyen de l'hélice est donné par $r_{Le} = 3 \cdot 10^{-5} \sqrt{T/B_{\text{kG}}} \text{ cm}$. Pour des valeurs considérées comme typiques d'un éventuel réacteur, à savoir $T = 10^8 \text{ K}$, $B = 50 \text{ kG}$, on obtient un rayon moyen r_{Le} de 60 microns ! C'est donc une excellente approximation d'identifier la trajectoire d'un électron avec une ligne

de champ. Les ions D^+ et T^+ étant 3680 et 5600 fois plus lourds qu'un électron respectivement, cette identification est moins bonne que pour les électrons. Le rayon moyen de l'hélice est dans les mêmes conditions de 3,6 mm et 4,5 mm respectivement. Pour des machines dont la taille se mesure en mètres on peut aussi considérer que les ions sont "collés" à leurs lignes de champ. Cette propriété constitue le fondement du confinement magnétique.

Nous avons supposé le plasma homogène. Faisons un pas de plus en considérant un plasma confiné, c'est-à-dire tel que la pression soit maximum sur une ligne de champ et décroisse lorsqu'on approche des parois matérielles. Le mouvement le long des lignes de champ étant libre les isobares (surfaces à pression constante) sont des cylindres emboîtés, comme décrits dans la Figure ci-dessous, de sections quelconques. Le mouvement des particules ne se compense plus lorsqu'il y a un gradient

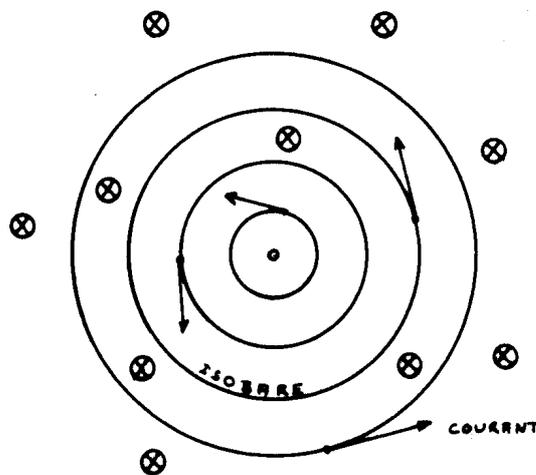


Figure 17 (vue de bout)

de pression et il en résulte un courant azimuthal par l'addition de tous les courants microscopiques. Ce courant est tangent en tout point à une isobare. Les isobares contiennent donc simultanément les lignes de champ et les lignes de courant. C'est là un résultat qui reste vrai dans presque toutes les configurations. Ce courant azimuthal distribué produit

un trou dans le champ magnétique à l'endroit du plasma. La profondeur du trou est reliée à la pression du plasma par la relation de conservation

$$p + \frac{B^2}{2\mu_0} = \text{constante.}$$

On voit que le terme magnétique joue le rôle d'une pression, dite pression magnétique. A titre indicatif notons que $B = 5\text{kG}$ donne une pression magnétique de 1 atmosphère. Comme près de la paroi $p \approx 0$ la constante se trouve fixée à la valeur de la pression magnétique de l'enceinte. On voit que la pression maximum possible du plasma est égale à cette pression magnétique. C'est cette même pression magnétique qui devra être supportée par les bobines qui créent le champ.

C'est le moment de parler du β du plasma. β est défini comme le rapport de la pression maximum du plasma p à la pression magnétique sur l'enceinte. $\beta = 1$ correspond au cas où le champ s'annule à l'endroit où la pression est maximum.

Revenons à la description microscopique du plasma. Dans la région où circule le courant le champ magnétique est homogène et produit un mouvement global des électrons dans une direction et des ions dans l'autre. Les particules ne peuvent plus être visualisées comme "collées" aux lignes de champ. Mais par contre elles restent "collées" aux surfaces isobares, aussi appelées surfaces magnétiques, ce qui explique qu'il puisse y avoir un équilibre de longue durée.

En examinant les trajectoires des particules nous avons "oublié" le fait qu'elles interagissent entre elles aussi bien qu'avec le champ magnétique. Ces interactions peuvent être visualisées comme des collisions entre les particules bien qu'en fait chaque particule interagisse simultanément avec un très grand nombre de voisins (de l'ordre de 10^6 dans un plasma thermonucléaire). Ces collisions permettent aux particules de changer d'isobares. Elles conduisent à une diffusion du plasma à travers le champ

magnétique. C'est cette vitesse de diffusion qui détermine la qualité du confinement τ_c . Le coefficient de diffusion associé D a la forme

$$D \sim \nu r_L^2$$

où ν est la fréquence de collision et r_L le rayon moyen de l'hélice. On peut visualiser ce processus comme une marche aléatoire de pas r_L avec un changement possible de direction toutes les $1/\nu$ secondes. Ions et électrons ont chacun leur coefficient de diffusion, qui diffère suivant qu'il s'agit de diffusion de particules ou d'énergie. Ce qui nous intéresse, c'est l'énergie. Dans ce cas, ce sont les ions qui donnent la contribution majeure. On obtient

$$D \sim 2 \cdot 10^{-6} \frac{n}{B_{kG}^2 T^{1/2}} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}.$$

On peut estimer le temps de confinement τ_c d'un plasma de rayon a (cm) par la loi d'échelle $\tau_c \approx a^2/D$ qui donne

$$n \tau_c \approx 5 \cdot 10^5 \sqrt{T} B_{kG}^2 a^2.$$

On remarquera que $n \tau_c$ est indépendant de n , et croît comme le carré du champ, croît également avec la température et surtout, croît comme a^2 . Cette dépendance en a^2 est spécifique aux processus diffusifs, les phénomènes convectifs, comme dans les micro-explosions, donnent une dépendance linéaire en a beaucoup moins favorable. En choisissant nos paramètres thermonucléaires standards $T = 10^8$ °K, $B_k = 50$ kG on trouve $n \tau_c \approx 1.2 \cdot 10^{13} a^2$. Un rayon de l'ordre de 5 cm serait déjà suffisant pour réaliser l'ignition. Ce n'est qu'une loi d'échelle par trop schématique, mais elle fixe les ordres de grandeurs et surtout elle montre dans quelle direction aller pour améliorer le confinement.

Ce schéma de confinement a été étudié par un grand nombre de groupes depuis 20 ans. De gros efforts ont été faits pour vérifier la validité des arguments physiques présentés. La grosse difficulté vient de ce qu'il n'y a pas de confinement axial avec des ions qui se meuvent à des vitesses de l'ordre de 10^8 cm/sec ! Le confinement est donc transitoire et de durée trop brève pour envisager d'en faire un réacteur. Ce schéma, implanté sous la forme d'une "striction theta", fournit pourtant d'excellents plasmas de densité $n \approx 5 \cdot 10^{16}$ cm⁻³ pendant quelques microsecondes à des températures de l'ordre de $5 \cdot 10^7$ °K ! Ces expériences ont mis en évidence la fragilité du confinement: la moindre imperfection dans le champ conduit à une perte rapide du confinement par ce qu'on appelle une instabilité. Les isobares se déforment de plus en plus jusqu'à ce que finalement le noyau chaud du plasma touche quelque part la paroi, ce qui refroidit immédiatement le plasma. Ces instabilités sont la règle en matière de confinement magnétique et c'est ce qui rend la recherche de bonnes configurations si difficile.

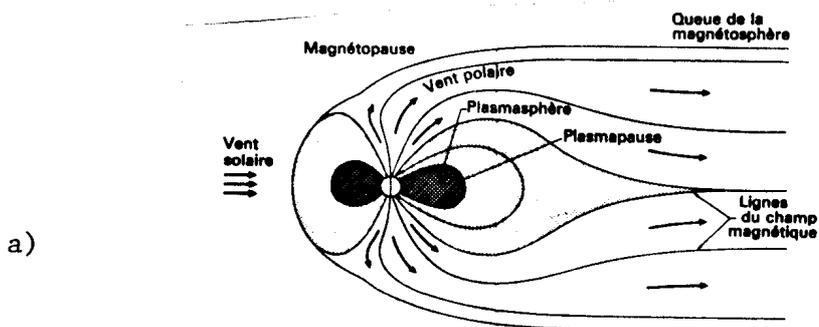
II. 7 La fusion lente à confinement magnétique

Elle se subdivise en plusieurs filières:

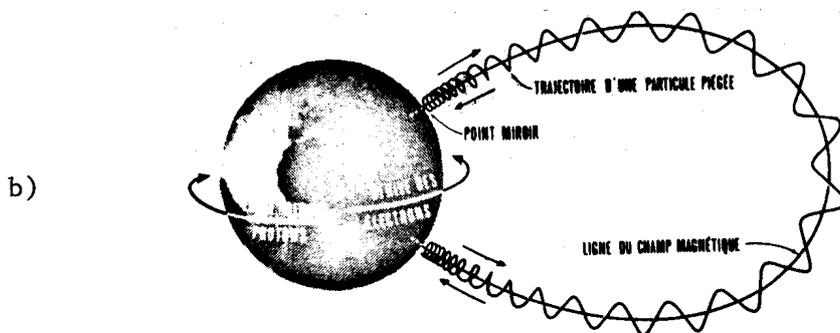
- la configuration magnétique fermée: les tokamaks
les stellarators
- la configuration magnétique ouverte: les miroirs magnétiques
les theta pinches
les z pinches

Il existe un modèle de configuration magnétique ouverte dans la nature; c'est celui de la magnétosphère. L'induction magnétique est plus intense dans la zone des pôles magnétiques terrestres. Les particules ionisées sont piégées dans le champ magnétique et peuvent subir des réflexions aux pôles (Fig. 18). Ces régions se comportent comme des miroirs magné-

tiques. Cependant certaines particules s'échappent; c'est aussi ce qui se passe en laboratoire. De façon à éviter les fuites des particules par les extrémités, le soviétique Artsimovich a imaginé les tokamaks et l'américain Spitzer les stellarators.



Allure réelle des lignes de forces du champ magnétique combiné : Terre + vent solaire. La Terre est le petit disque blanc traversé verticalement par la ligne des pôles magnétiques. Le détail des ceintures de Van Allen n'est pas représenté.

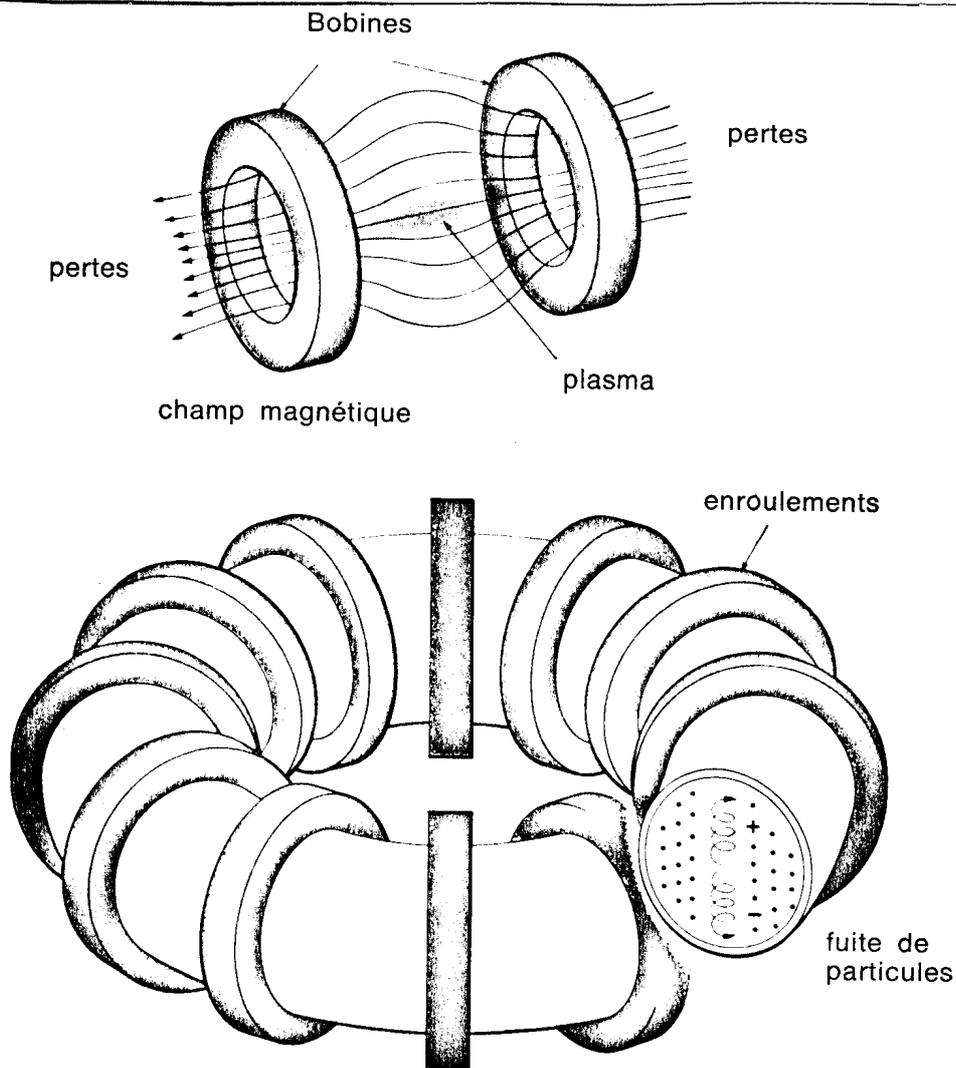


Trajectoire d'une particule piégée dans les lignes magnétiques terrestres

Figure 18

Le rôle du champ magnétique est d'isoler thermiquement le plasma des parois. La pression cinétique du plasma $p = nK T$ doit être équilibrée par la pression magnétique $\frac{B^2}{2\mu_0}$. Si nous parlons d'un plasma thermonucléaire ($T_i = 10 \text{ keV}$, $n \sim 10^{14} \text{ particules cm}^{-3}$) le champ magnétique nécessaire au confinement est de l'ordre de 100 kgauss, ce qui correspond à une pression de 400 atm. Quels sont les mécanismes qui limitent les performances du confinement magnétique ?

- les fuites des particules par les extrémités (configurations ouvertes)
- les instabilités microscopiques et macroscopiques
- la diffusion
- les pertes par rayonnements et par échange de charges



Configuration ouverte (au-dessus) et configuration toroïdale fermée.

Figure 19

Comme dans toutes les configurations fermées, le tokamak a un champ magnétique toroïdal B_{tor} , produit par des bobines enroulées autour de la chambre toroïdale. Un second champ magnétique B_{pol} , engendré par un courant électrique I_p circulant dans le plasma lui-même assure une stabilité supplémentaire. On crée ce courant en construisant l'appareil de telle sorte que le plasma forme l'enroulement secondaire d'un transformateur : c'est le courant circulant dans l'enroulement primaire qui engendre le flux I_p . Les systèmes tokamak produisent le meilleur confinement réalisé jusqu'ici.

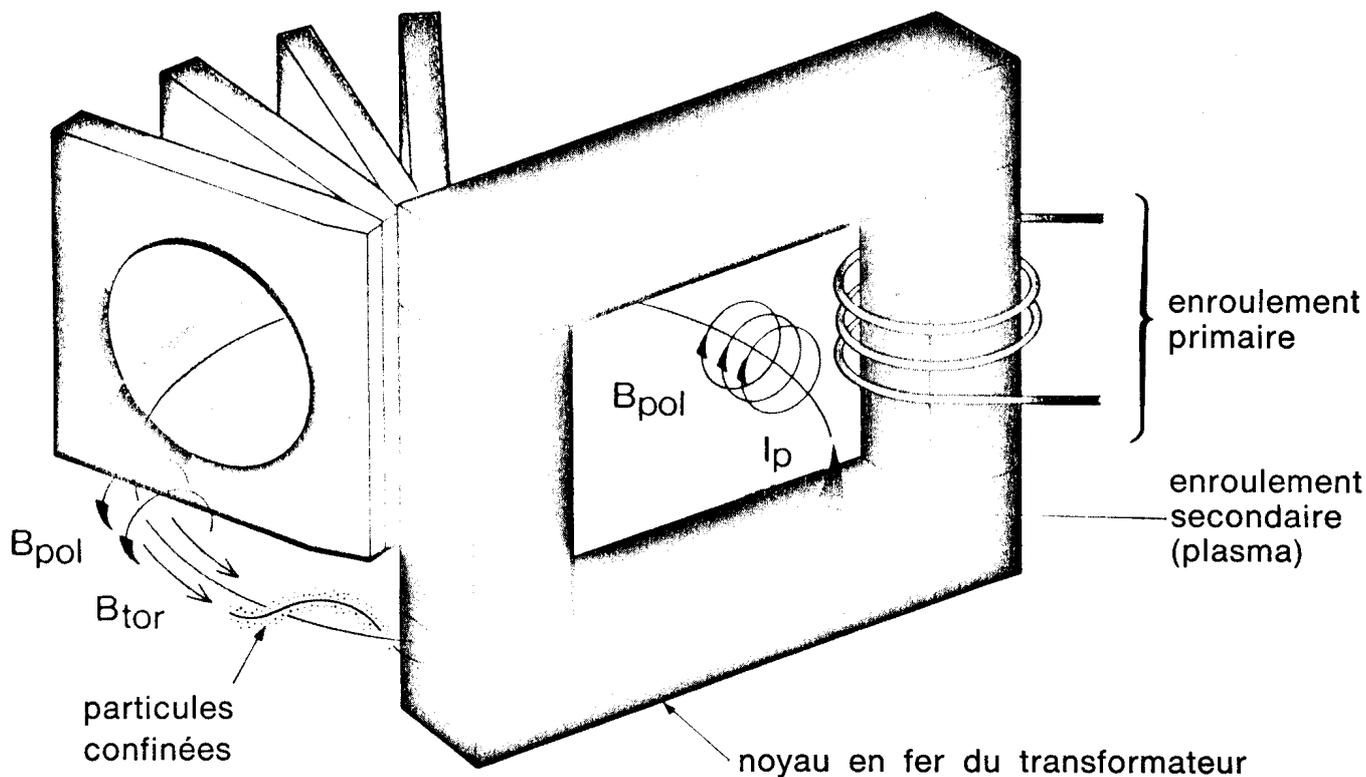


Fig. 20 : Schéma traditionnel d'un tokamak

Afin de palier au manque du champ B_{pol} en l'absence du plasma, on prévoit sur les stellarators des enroulements hélicoïdaux qui créent déjà B_{pol} . Ainsi, existe-t-il la superposition du B_{pol} et du B_{tor} dès sa création, le plasma est donc toujours confiné. C'est en cela que réside la grande différence entre le stellarator et le tokamak.

La voie tokamak est reconnue généralement comme étant plus avancée et plus économique dans la réalisation finale de la fusion. Cependant il faut souligner que la fusion par laser peut être la première à percer et montrer ainsi la faisabilité de la fusion en laboratoire avec cepen-

dant un rendement insignifiant.

Il faudrait ici donner quelques paramètres concernant les plasmas de tokamak:

Le facteur de sécurité $q = \frac{a B_{\text{tor}}}{R B_{\text{pol}}}$

a: le rayon du plasma

R: le rayon moyen du tore

B_{tor} : champ magnétique toroïdal

B_{pol} : champ magnétique poloïdal = $\frac{\mu_0 I_p}{2\pi a}$

I_p : le courant du plasma

Quand $q \gtrsim 3$, le plasma est stable.

Le courant maximum du plasma

$$I_{p\text{max}} = \frac{2a^2 B_{\text{tor}}}{\mu_0 R}$$

Deux autres facteurs importants exprimant le rapport de la pression cinétique du plasma et la pression de densité magnétique sont donnés par:

$$\beta_{\text{pol}} = \frac{2\mu_0 P}{B_{\text{pol}}^2} < \frac{R}{a}^* \quad \text{avec } P = \Sigma nKT$$

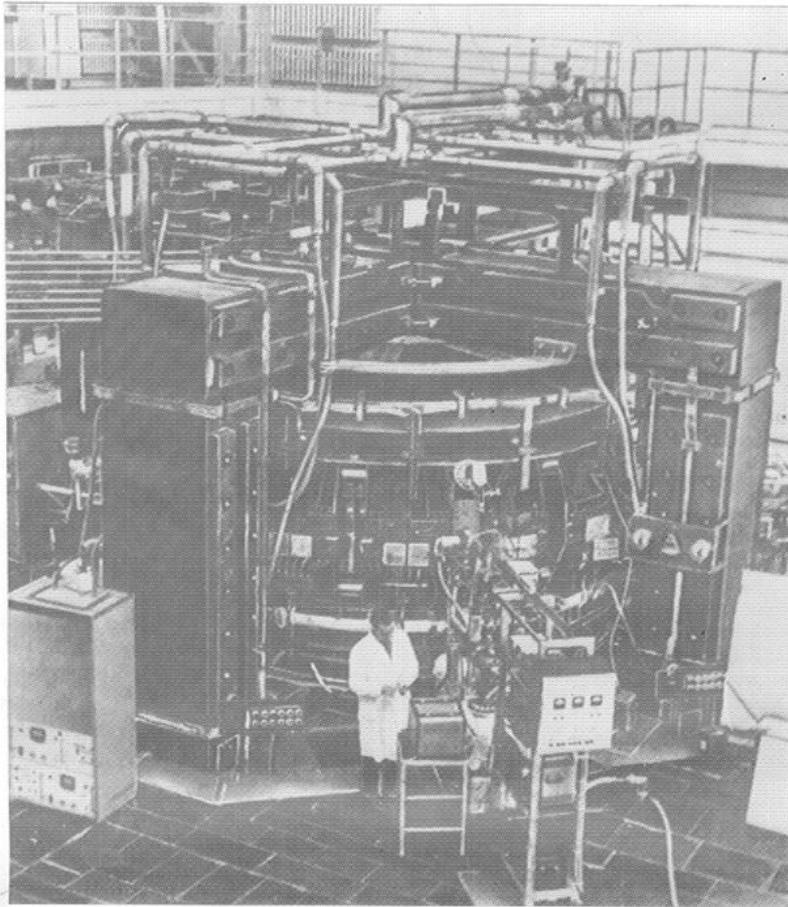
$$\beta = \frac{2\mu_0 P}{B_{\text{tor}}^2} = \beta_{\text{pol}} \frac{B_{\text{pol}}^2}{B_{\text{tor}}^2} < \frac{a}{R q}$$

Dans le meilleur des cas pratiques $\beta_{\text{max}} = 4,5 \%$. ($\frac{R}{a} = 2,5$; $q = 3$).

* Il semble que ce facteur ne soit plus restrictif.



"TFR" - CEA Euratom Fontenay-aux-Roses
Pendant quelque temps ce tokamak produi-
sait les meilleures performances mondiales.



T-10 Tokamak - Kurchatov Institute of Atomic Energy
Moscou - URSS
Objectif : Etude du chauffage et des mécanismes de
transport dans les plasmas

Les conditions de stabilité et de pressions limitent β à une certaine valeur qui se trouve être proche d'une limite défavorable car les pertes par rayonnements "synchrotron" égaleraient le gain obtenu par les réactions de fusion. Avec une section de plasma non circulaire (en forme D) on espère pouvoir élever la valeur de β jusqu'à 6 à 10 % (valeur qui devrait être atteinte pour des conditions économiques)

II. 8 Les problèmes

Pour arriver au but souhaité et dont nous sommes encore très éloignés, un grand nombre de problèmes doivent être résolus; notamment ceux des pertes par rayonnements, ceux de la conversion (obtenir un meilleur rendement), ceux du contrôle des impuretés, ceux de la stabilisation du plasma, ceux du chauffage du plasma.

... Les mécanismes de pertes d'énergie

Aussi avant de regarder les meilleurs résultats obtenus jusqu'à présent, faudrait-il analyser brièvement les mécanismes de pertes d'énergie.

- Pertes par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung): Une particule chargée soumise à une accélération rayonne de l'énergie électromagnétique. Lorsque $T_e > 1-2$ keV, la puissance du rayonnement de freinage émis sous forme de rayons X mous par les électrons lors des collisions électrons-ions est donnée par:

$$P_{Br} \sim n_e (\sum n_i Z_i^2) T_e^{\frac{1}{2}} \quad (W/cm^3)$$

Pour $n_e = n_i = 10^{14} \cdot cm^{-3}$ et $T_e = 10$ keV (plasma D-T)

$$P_{Br} = 17 \text{ kW/m}^3 *$$

* P.H. Rebut "Le tokamak TFR de Fontenay-aux-Roses et les étapes vers un réacteur thermonucléaire" Euratom-CEA-Fontenay-aux-Roses - France

Cette puissance peut devenir comparable voire même supérieure à la puissance ohmique de chauffage. La puissance P_{Br} est rayonnée vers l'extérieur du plasma et reste une perte inévitable. Ces pertes croissent avec Z_i^2 donc avec le taux d'impuretés.

- Pertes par rayonnement cyclotronique: ce rayonnement apparaît lorsque les particules sont soumises à un champ magnétique. Ce sont surtout les électrons qui contribuent à ce rayonnement, les ions ayant une masse plus élevée donc une plus faible vitesse de rotation. En tenant compte de la réabsorption du rayonnement dans le plasma, la puissance perdue s'écrit

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

α_1 dépend de la géométrie et tient compte de la réabsorption.

Avec les valeurs utilisées précédemment (pour n et T) on obtient

$$P_{cy} = \frac{\alpha_1}{\beta} 50 \text{ kW/cm}^3 *$$

Pour un bilan positif, nous devons nous imposer des petites valeurs pour β .

- Pertes par diffusion: il y a deux types de pertes par diffusion: par diffusion "normale" et par diffusion "anormale".

Dans le premier cas (diffusion normale) les pertes sont liées aux collisions entre particules: collisions entre particules de la même espèce pour les pertes par conduction thermique (notamment les ions, à cause de leur rayon de giration plus grand que celui des électrons, contribuent à l'écoulement transversal de chaleur et collisions entre particules d'espèce différentes pour la diffusion du plasma.

* P.H. Rebut

Les pertes par diffusion anormale sont liées à la présence d'instabilités dans le plasma. Ces instabilités peuvent avoir des dimensions spatiales plus petites que le plasma (instabilités microscopiques). Cependant elles produisent une turbulence interne qui peut augmenter considérablement la diffusion dans des proportions telles qu'elles pourraient empêcher l'accroissement de la température et réduire le temps de confinement.

- Pertes par échange de charge: un atome neutre "froid" provenant de la paroi peut être soit ionisé (augmentant les impuretés) soit produire une réaction d'échange de charge. Dans ce dernier cas le neutre céderait un électron à un ion chaud, le neutralisant et lui permettant ainsi de s'échapper du confinement magnétique. Cette réaction en appelle d'autres, l'atome "chaud" pouvant arracher des atomes de la paroi. Dans ce processus un ion froid remplace un ion énergétique, ceci peut dépendre notamment du libre parcours des neutres à l'intérieur du plasma (donc de la densité du plasma et du taux de dégazage des parois).

Pour compenser les pertes, le chauffage ohmique du plasma n'est pas suffisant. La résistivité du plasma, contrairement aux conducteurs habituels, décroît lorsque la température augmente

$$\eta \sim 1/T_e^{\frac{3}{2}} \quad \Omega^{-1} \text{cm}^{-1} \quad (\text{cette valeur dépend aussi du } Z \text{ efficace})$$

Ceci est dû au fait que les collisions coulombiennes se raréfient lorsque la température croît.

D'autre part l'intensité du courant électrique I_p ne peut dépasser une certaine limite (Kruskal-Shafranov)

$$I_{p \text{ limite}} \sim \frac{a^2}{R} \cdot B_T$$

a et R sont le petit et le grand rayon du plasma torique dont B_T est le champ magnétique toroïdal. Au-delà de cette limite, l'équilibre est instable.

La puissance ohmique déposée

$$P_{\Omega} \sim \frac{(aB_T)^2}{RT_e^{3/2}}$$

est limitée à quelques centaines de kW, ce qui est insuffisant pour porter les particules à la température d'ignition (Fig. 21)

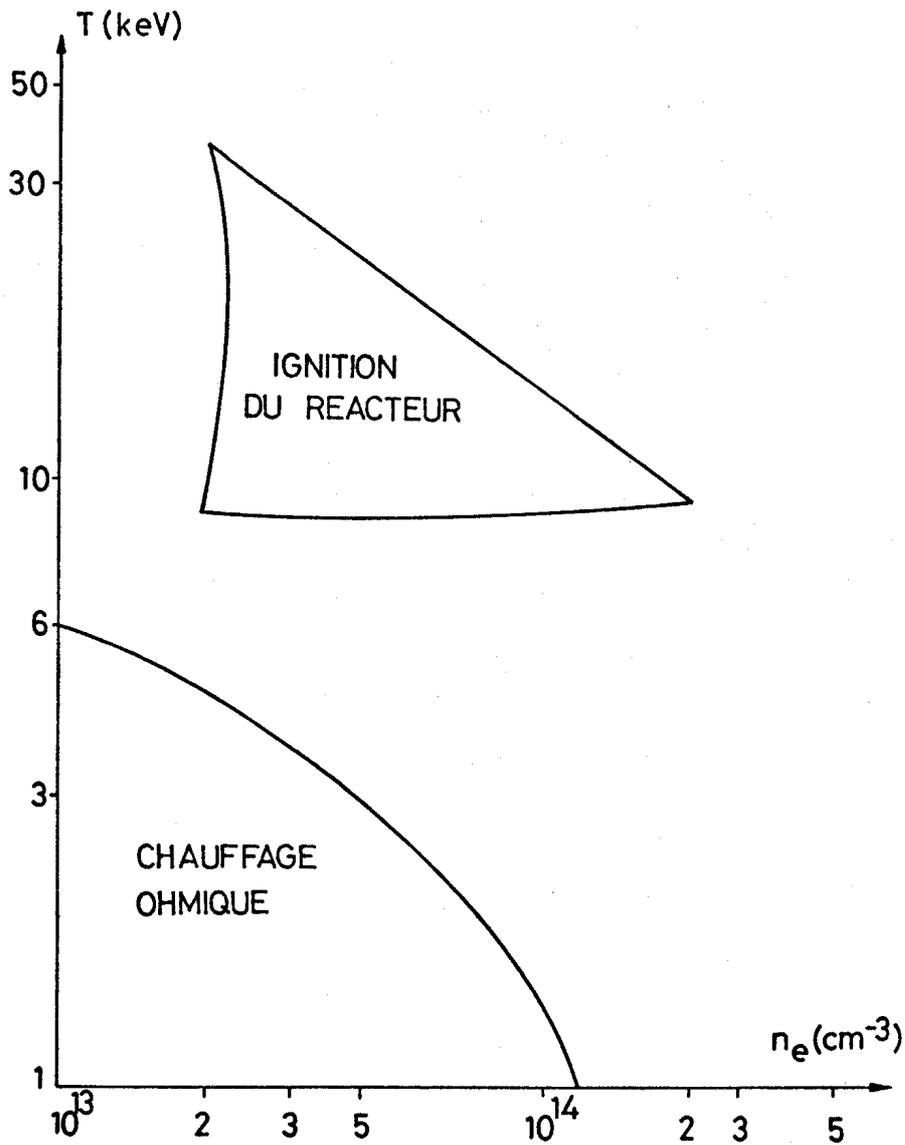


Figure 21

.... Les solutions de chauffage

Il est donc nécessaire de recourir à des chauffages additionnels pour aboutir à l'ignition de la fusion thermonucléaire contrôlée.

Ces chauffages peuvent se diviser en trois parties:

- a) la compression adiabatique
- b) l'injection de faisceau de neutres rapides
- c) les chauffages H.F.

La figure 22 résume ces différentes possibilités

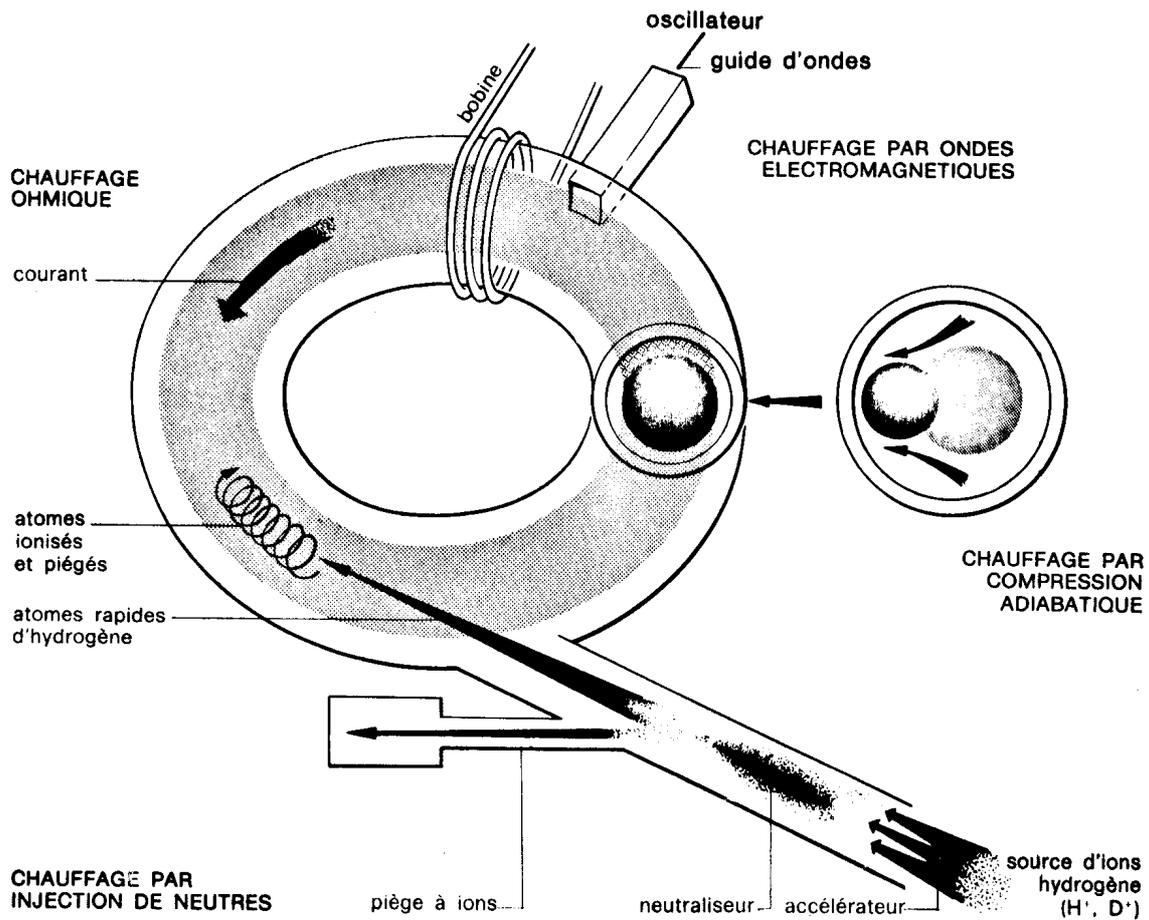


Figure 22^{*}

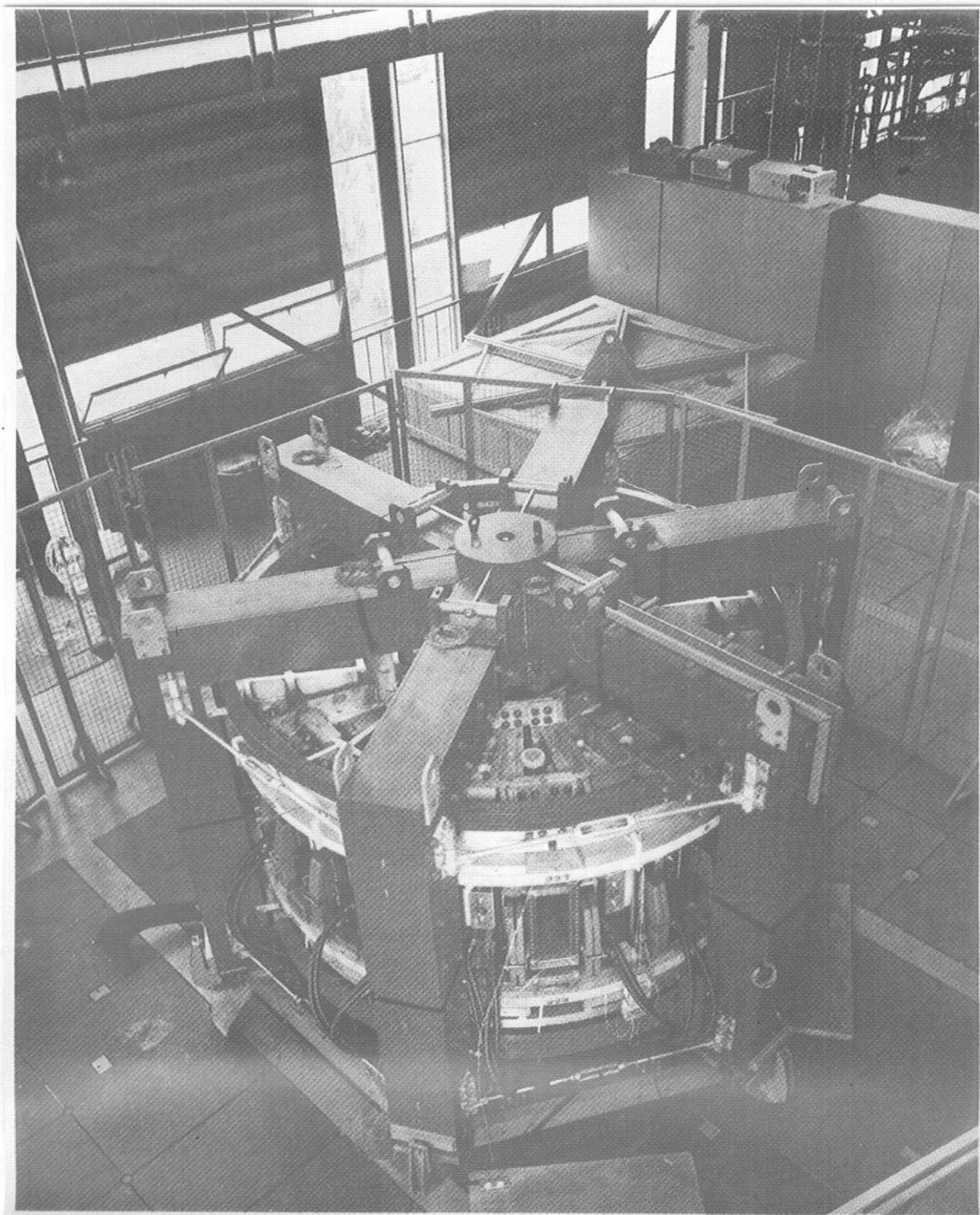
* J.P. Poffé. "Les tokamaks" La Recherche No. 65, Mars 1976

La compression magnétique adiabatique a été étudiée sur le tokamak ATC à Princeton. On comprime le plasma en augmentant progressivement le champ magnétique de confinement (au moins une de ses composantes), lentement par rapport aux temps de collision et brièvement par rapport au temps d'existence du plasma. Ce moyen de chauffage est malgré tout limité car il faut tenir compte des dimensions initiales du plasma et de l'énergie magnétique à disposition. C'est un chauffage complémentaire.

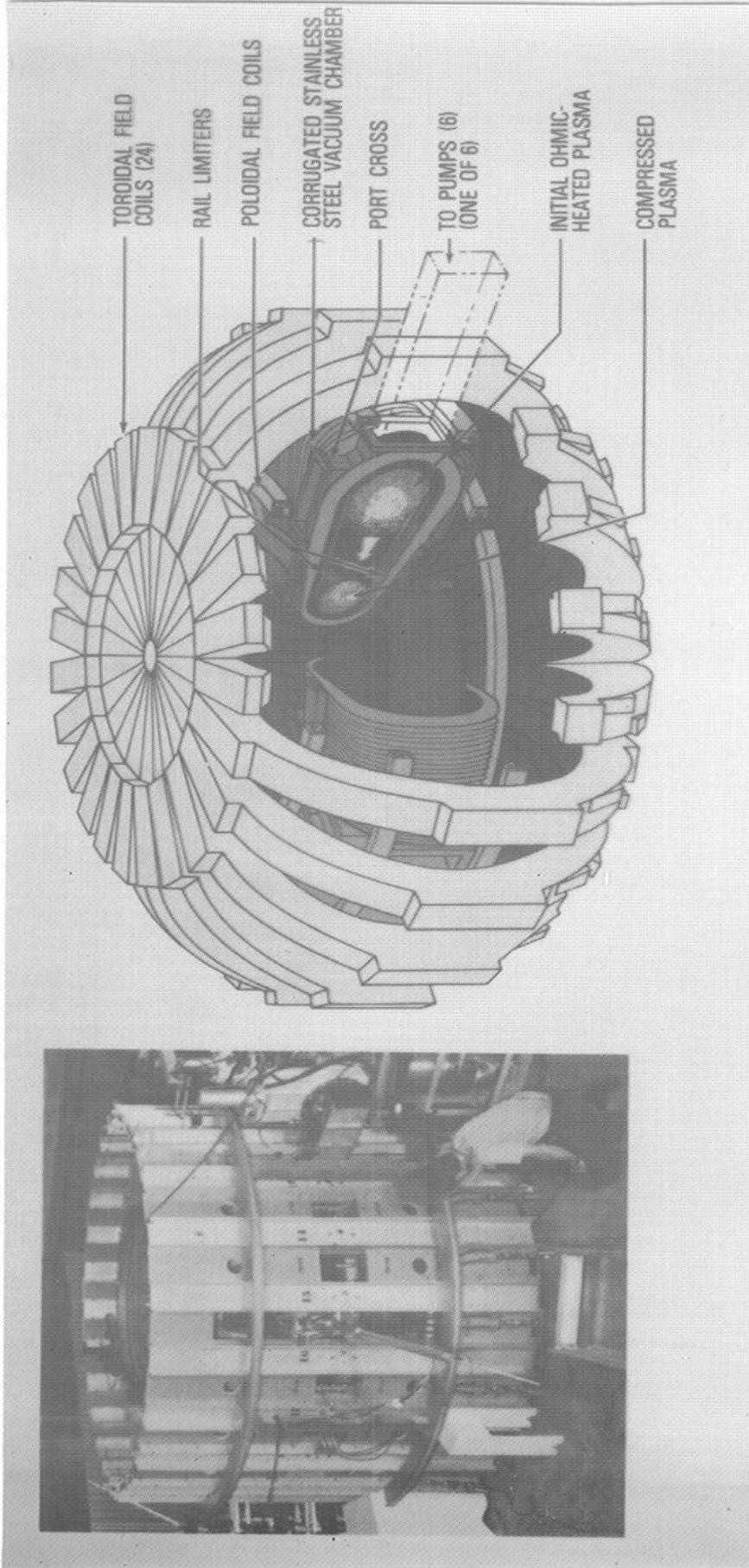
L'injection de neutres rapides est sans doute le moyen qui jouit, actuellement, de la faveur des spécialistes.

Le confinement magnétique étant conçu pour empêcher la fuite des particules chargées, il s'oppose aussi à l'entrée des particules chargées venant de l'extérieur, aussi a-t-on recours à des faisceaux de neutres qui en se thermalisant chaufferont le plasma. La pénétration croît avec l'énergie du faisceau. Actuellement, nous disposons d'injecteurs capables de créer des faisceaux de 70 à 80 keV, ce qui n'est pas suffisant pour des plasmas de grande taille (comme pour le JET où il sera nécessaire d'avoir des énergies > 100 keV). La puissance P_{neutres} étant de l'ordre de 100 kwatts, ce qui est encore inférieur à la puissance ohmique, il faudra dépasser cette étape. La difficulté réside dans l'inefficacité à neutraliser des faisceaux d'ions positifs de quelques centaines de keV. On pense que des ions négatifs perdraient plus facilement leurs électrons, mais leur production en faisceaux très énergétiques est beaucoup plus difficilement réalisable que pour les ions positifs.

Le chauffage par hautes fréquences est basé sur le mécanisme d'absorption des ondes par le plasma grâce aux phénomènes d'interaction ondes-particules. On se doit de choisir la fréquence en fonction des paramètres du plasma: les fréquences de collision des particules doivent être inférieures aux fréquences de chauffage utilisées, sinon les couplages seraient inefficaces et pourraient même entraîner des instabilités



"PETULA" CENG-Euratom - Grenoble
Objectif principal : Chauffage du plasma par fréquences
radio



Tokamak "ATC" - Princeton Plasma Physics Laboratory
 Concept du chauffage par compression adiabatique.

197

dangereuses pour le confinement du plasma. Nous disposons actuellement de sources H.F. à bon rendement et pouvant délivrer des puissances considérables (quelques mégawatts au-dessus de 10 GHz environ). Les problèmes majeurs dans le choix de l'onde sont:

- l'efficacité du couplage de l'onde au plasma;
étude du type d'antenne
- la pénétration de l'onde au sein du plasma
- les effets sur la stabilité du plasma

Il reste encore dans ces thèmes un effort considérable à réaliser.

Les types d'ondes utilisées sont résumés dans le tableau ci-dessous:

Classification of Wave-Plasma Interactions			
	HEATING SCHEME	STATUS OF THE RF POWER	COUPLING SYSTEM
LOW FREQUENCY	0 - I-OH	Rotating machines $n = 90^\circ$	EXTERNAL COIL
	KHz 1 - II-T.D.M.P.		
	10 ² - III-(T.T.M.P.) _i	TETRODE $n = 70^\circ$	R.F. POWER
HIGH FREQUENCY	MHz 1 - IV-A.W.R.H.	$\frac{V_{RF}}{DC} = 70\%$	WITHOUT
	V-(T.T.M.P.) _e		
	10 ² - VI-H.I.C.R.H. VII-I.C.R.H.	TRIODE (Efficiency $n = 70\%$)	LIMITATION
VERY HIGH FREQUENCY	GHz 1 - VIII-L.H.R.H.	KLYSTRON $n \geq 50\%$	GUIDE ARRAY THE GRILL
	10 ² - IX-E.C.R.H.		

Fig. 1. Absorption mechanisms: I - Ohmic Heating, II - Toroidal Drift Magnetic Pumping, III - Transit Time Magnetic Pumping on the ions, IV - Allven Waves Resonant Heating, V - Transit Time Magnetic Pumping on the electrons, VI - Hybrid Ion Cyclotron Resonant Heating, VII - Magnetosonic Waves, VIII - Lower Hybrid Resonant Heating, IX - Electron Cyclotron Resonant Heating.

II.9 Où en sommes-nous ?

Les Tokamaks

Jusqu'à présent les meilleurs résultats ont été obtenus par des tokamaks, il faut entendre par là l'obtention simultanée des trois valeurs importantes (densité, température et temps de confinement). Le tableau ci-après résume les paramètres des différentes machines importantes. Le graphe de la figure 17 montre où nous nous trouvons par rapport au critère de Lawson. Dans la série des tokamaks récents ou en préparation signalons que chacun d'eux a un objectif déterminé :

- Etude du divertor; dispositif utilisé afin d'éliminer la couche superficielle du plasma contenant des impuretés avant la diffusion de celles-ci vers l'intérieur du plasma

DITE	(GB)
PDX	(USA)
ASDEX	(R.F.A.)

- Etude du plasma sans collision et chauffage additionnel

P.L.T	(USA)	
T 10	(URSS)	
PETULA	(F)	- chauffage TTMP
WEGA	(F)	- chauffage fréquence hybride inférieure
TFR	(F)	- étude de l'injection de neutres et de granions
DITE	(GB)	- Etude de l'injection de neutres

- Après les résultats obtenus sur Alcator (M.I.T.) le tokamak FT (Italie) devrait montrer l'efficacité de l'utilisation d'un fort champ magnétique toroïdal ($B_{tor} = 100$ KGauss). Le temps de confinement énergétique maximum obtenu dans ALCATOR, simultanément d'ailleurs avec le maximum de densité, est de l'ordre de 25 - 30 millisecondes. Cela donne $n\tau \approx 1 - 2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3} \text{sec}$ ce qui est remarquable. Il faut dire que dans ce cas, la température des ions et des électrons n'est que d'environ 10^7K .

- Etude de l'ellipticité de la section du plasma; après Doublet II, les américains construisent Doublet III, peut-être opérationnel cette année ou en 1979.

A Lausanne, le tokamak "TCA" pour l'étude du chauffage par ondes d'Alfvén pourra être transformé en 1981-82 en "TCV" pour étudier la stabilité en fonction de la géométrie du plasma; ce tokamak aura la propriété de produire un plasma de section variable.

MACHINE	PARAMETRES DE LA MACHINE				PARAMETRES DU PLASMA		
	B_T (kG)	a (cm)	R (cm)	I (kA)	n_{Te} (cm ⁻³ sec)	T_e (keV)	T_i (keV)
PLT* (USA)	50	45	130	900	10 ¹³	2.0	2.0
PDX* (USA)	24	47	145	500	2 x 10 ¹²	1.0	1.0
ATC (après compression) (USA)	50	10	38	250	10 ¹¹	2.0	0.2
ORMAK (USA)	25	23	80	275	2 x 10 ¹¹	1.0	0.5
Doublet II-A (USA)	8	18 x 50	66	100	10 ¹¹	-	0.4
DOUBLET III* (USA)	26	45 x 150	140	5000	2 x 10 ¹⁴	4.0	4.0
Alcator (USA)	75	9.5	54	100	10 ¹²	1.8	6.0
T-3 (URSS)	25	17	100	90	3 x 10 ¹¹	2.0	0.6
T-4 (URSS)	50	17	100	180	3 x 10 ¹¹	2.0	1.0
T-10 (URSS)	50	35	150	800	-	-	-
TFR 400 ° (France)	60	20	98	400	2 x 10 ¹²	3.0	1.2
PETULA ° (France)	25	15	72	180	10 ¹¹	0.3	0.2
PULSATOR (R.F.A.)	28	12	70	80	10 ¹¹	1.0	-
ASDEX ° (R.F.A.)	30	40	150	500	-	-	-
DITE ° (G.B.)	28	23	112	280	-	-	-
FT *° (Italie)	100	21	83	1000	10 ¹⁴	2-10	2-10
TFR 600 *° (France)	60	24	98	600	10 ¹³	3-4	3.0

* Résultats estimés

° Travaux réalisés en association avec l'EURATOM

Vers un réacteur à fusion avec confinement magnétique :
JET (Joint European Torus), projet européen

Parmi les grands projets mondiaux indiqués dans le tableau suivant, arrêtons-nous quelque peu au projet européen qui après de difficiles négociations concernant le site de construction devra être opérationnel en 1983.

	Courant de plasma I_p (MA)	R_o (mètres)	Section du plasma		Champ toroïdal B_{tor} (kilogauss)	T_i (keV)	$n\tau$ $10^{13} \text{cm}^{-3} \text{s}$	date
			a (mètres)	b (mètres)				
JET (CEE)	2,6 (4,8)*	2,96	1,25	2,10	27,7 (34,5)*	5 - 10	1-20	1983
TFTR (USA)	2,5	2,48	0,85	0,85	52	6	2	1981
JT-60 (Japon)	3,0	3,0	1,0	1,0	50	5 - 10	2-6	1981
** T-20 (URSS)	6,0	5,0	2,0	2,0	35	5 - 10	10	1984

*Les chiffres entre parenthèses représentent l'extension possible des performances.

Les objectifs principaux du projet JET (Fig. A) sont au nombre de quatre :

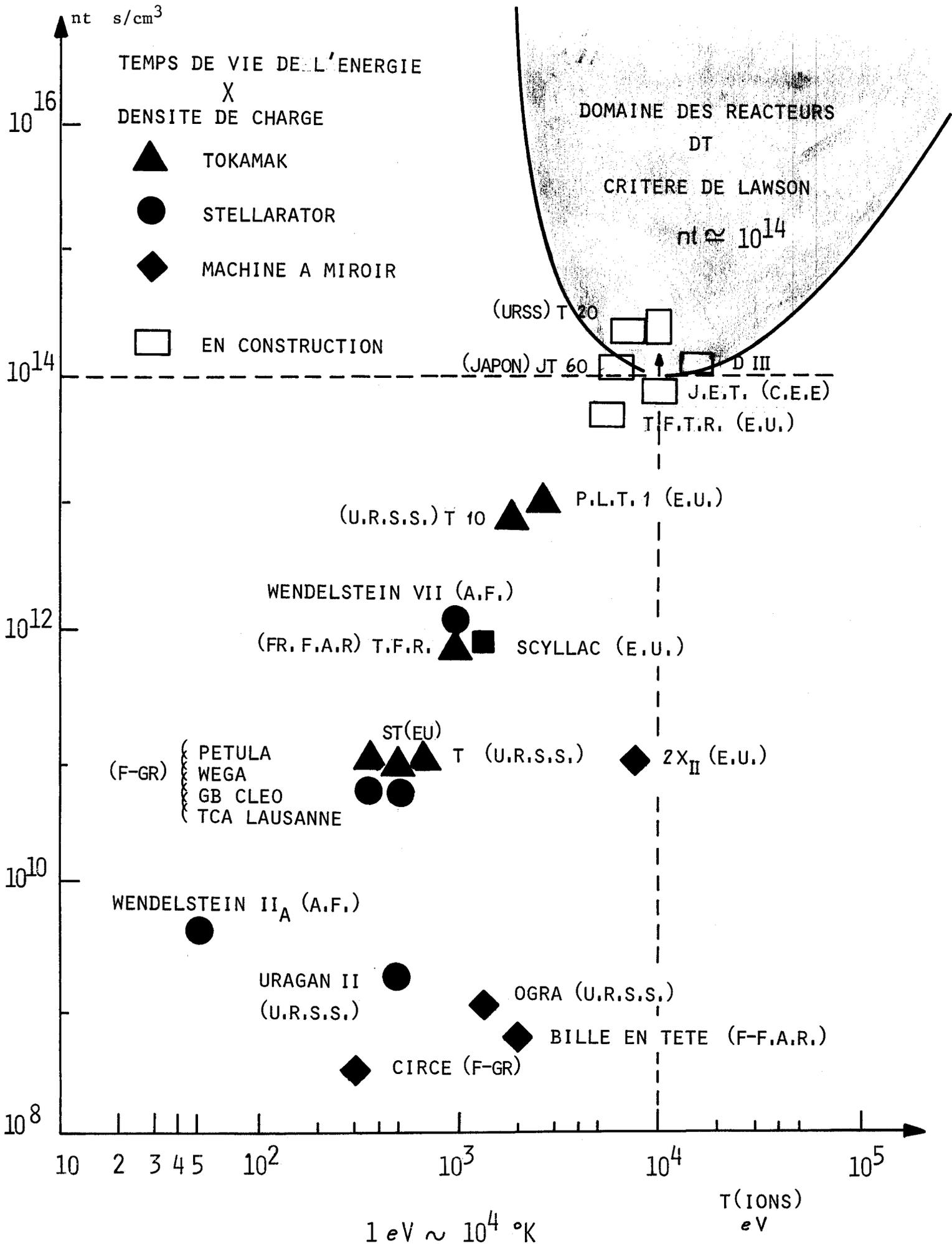
- Définition des lois d'échelle qui régissent le comportement du plasma thermonucléaire : coefficients de transport, instabilités, contrôle du courant, détermination du β .
- Etude des méthodes de chauffage afin d'atteindre l'ignition.
- Etude des interactions plasma - parois
- Etude du chauffage du plasma par les produits de fusion, étude du comportement des matériaux (activation des structures, confiner les particules α de façon à ce qu'elles transmettent leur énergie au plasma).

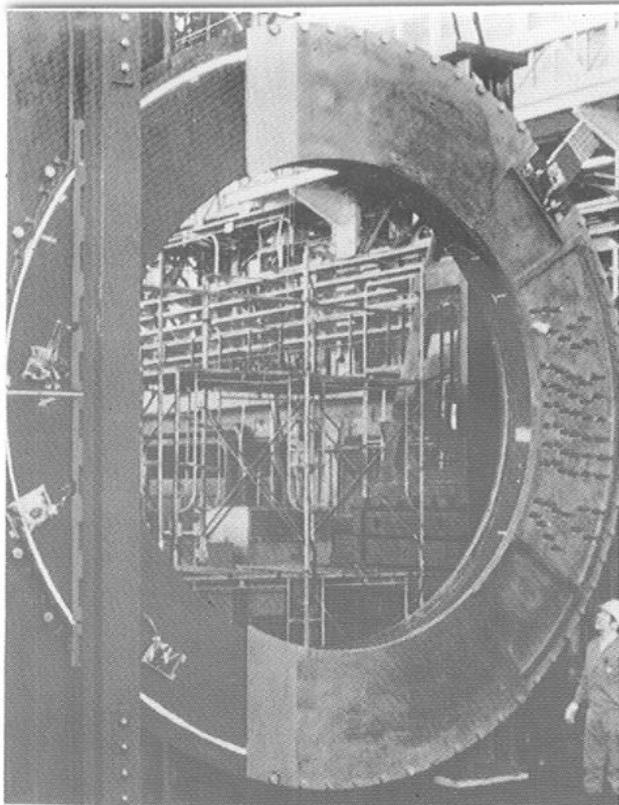
**
 Ce projet semble avoir été gelé et remplacé par le projet T-10M, dont les paramètres sont $R = 2,3 \text{ m}$, $a = 0,75 \text{ m}$, $B_{tor} = 35 \text{ kGauss}$ (utilisation de bobines supraconductrices)

JET — Une impression de ce que sera le « Joint European Torus ». Le but est de produire dans JET un plasma, dont les caractéristiques seront proches de celles exigées dans un réacteur de fusion. Le transformateur (en jaune) pèsera 1 500 tonnes et la chambre à vide 80 tonnes. JET aura un courant de plasma de 3 millions d'ampères, plus de sept fois le courant de plasma du tokamak TFR 1 de Fontenay-aux-Roses.

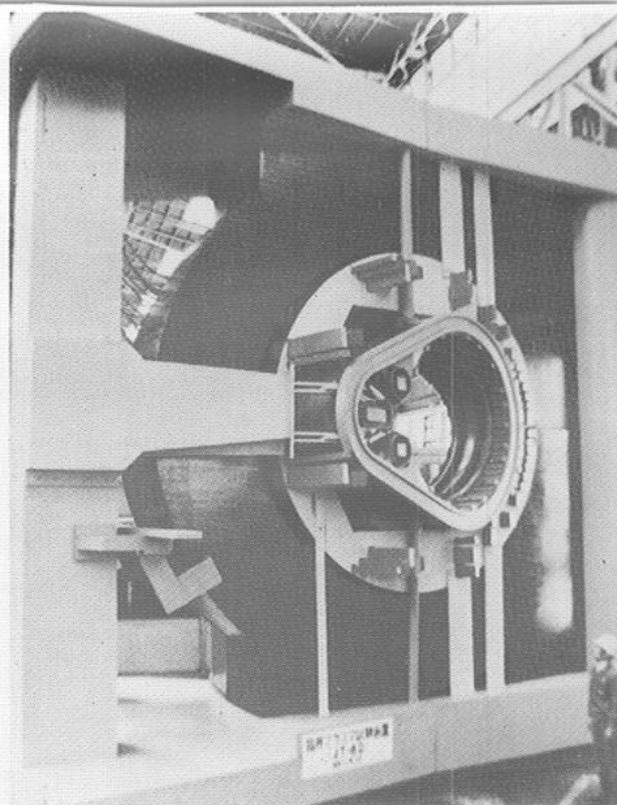


OU EN SOMMES-NOUS ACTUELLEMENT, PAR RAPPORT AU CRITERE DE LAWSON ?

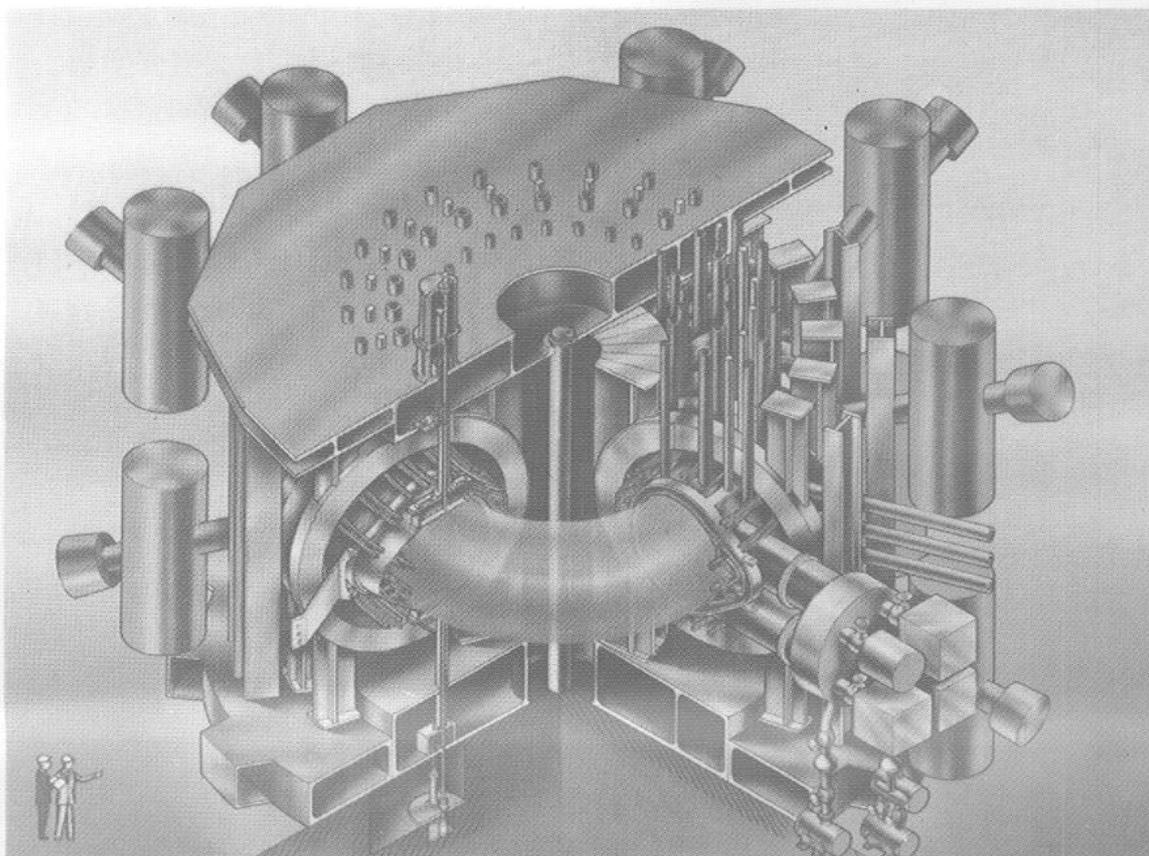




JT-60 用実機大トロイダル磁場コイル試作品

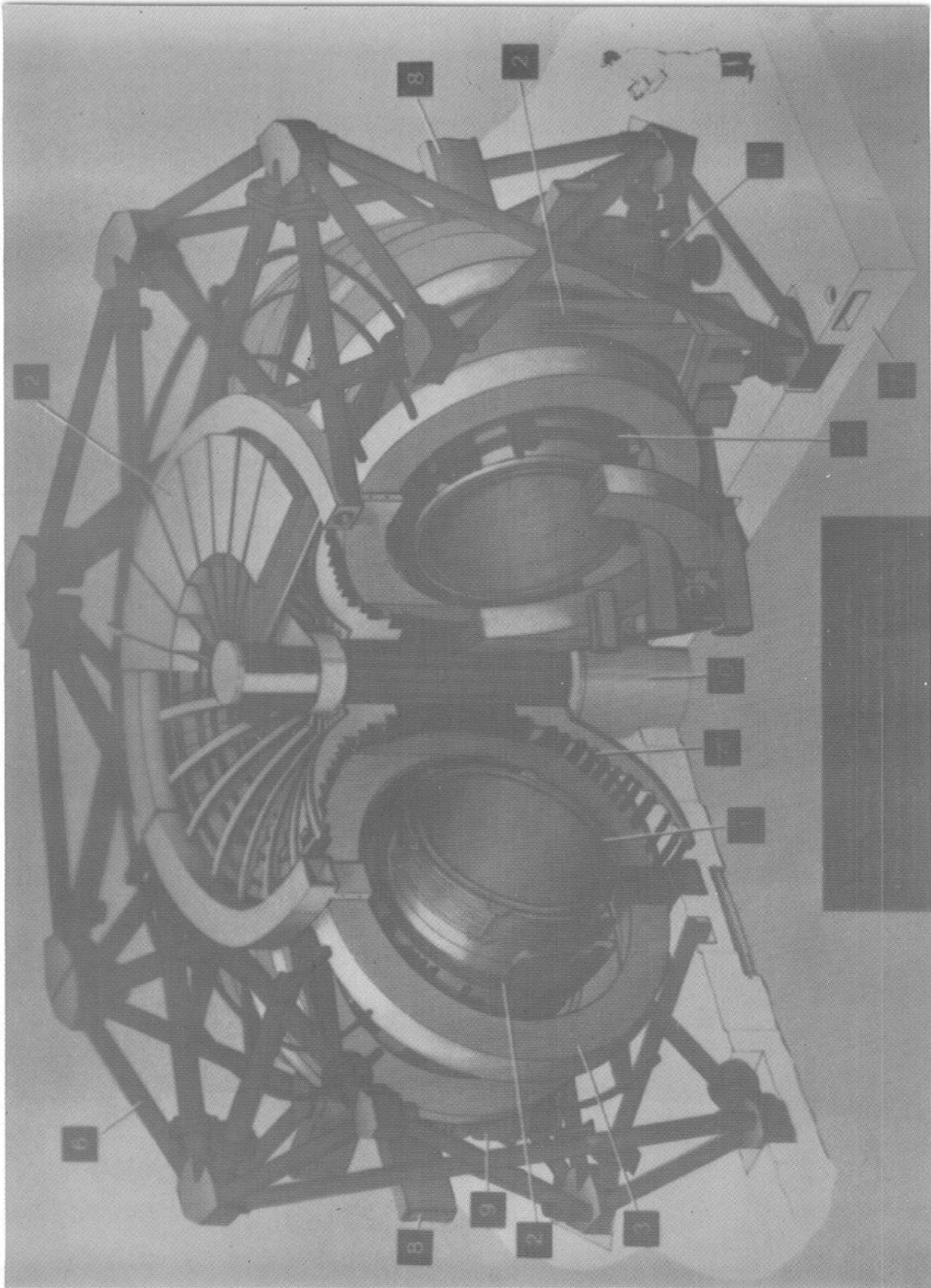


JT-60 実機大模型 (45度セクター)



臨界プラズマ試験装置 (JT-60)

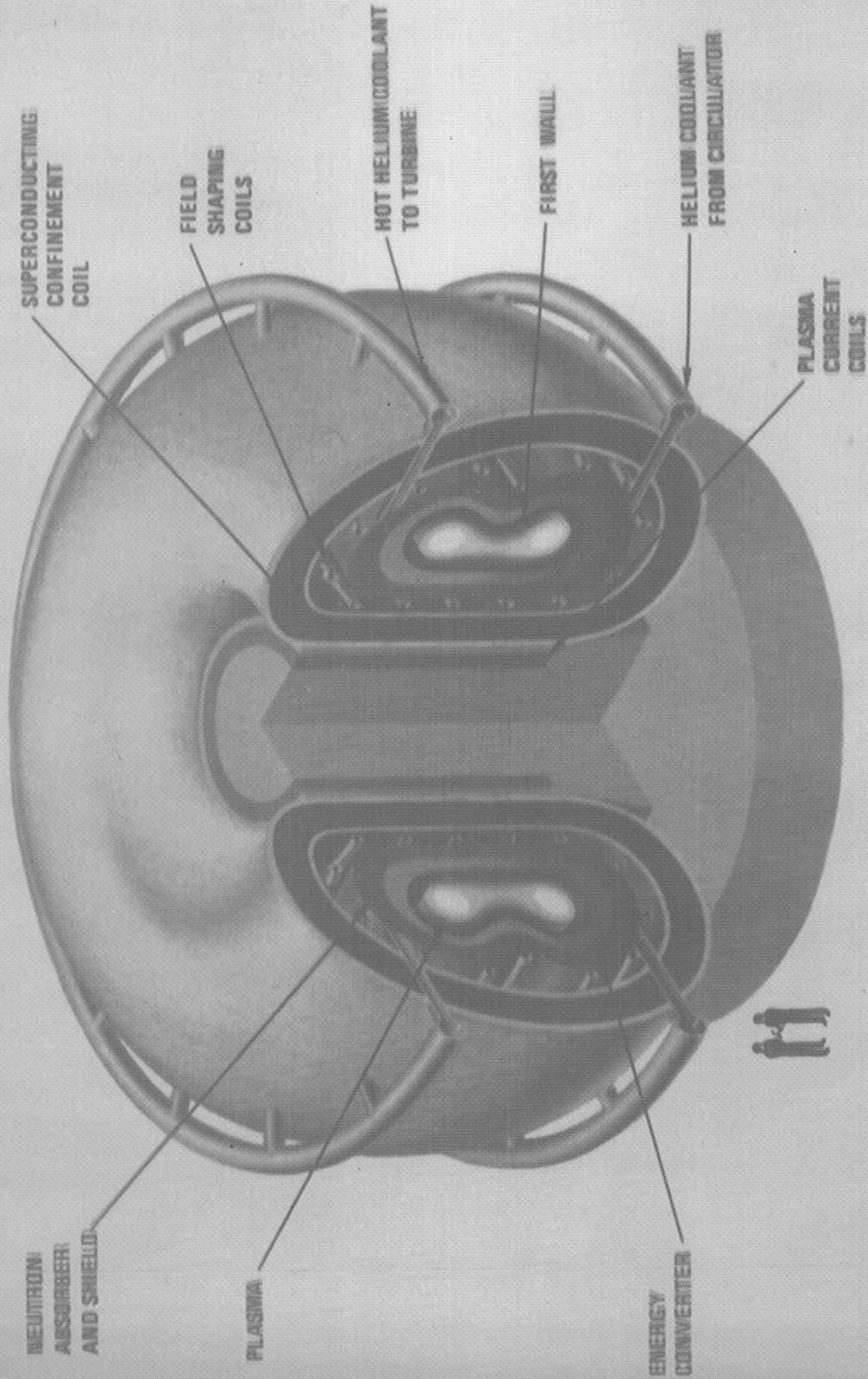
"JT 60" - Programme japonais ; tokamak devant être opérationnel en 1981, déjà bien avancé.



Projet "TFTR" - Princeton Plasma Physics Laboratory

GENERAL ATOMIC COMPANY

HIGH TEMPERATURE - LOW RADIOACTIVITY
CERAMIC BLANKET (SILICON CARBIDE & CARBON)



"DOUBLET III"

General Atomic
Company
San Diego, California

"vue éclatée"

Les miroirs et les pinches

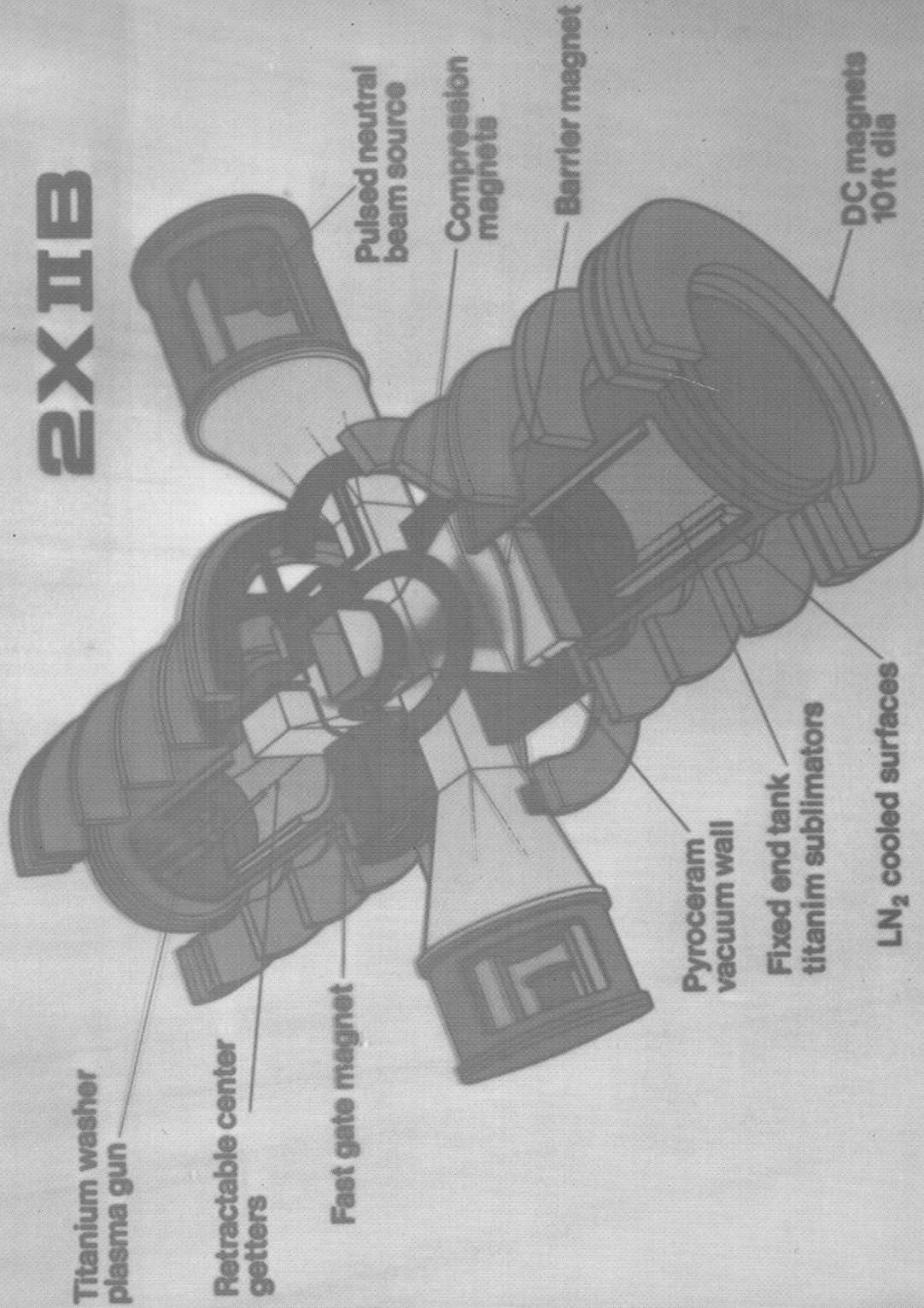
Le programme expérimental miroir a été un désastre pendant au moins 15 ans. Finalement, il n'est resté qu'une machine à Livermore aux Etats-Unis dénommée 2XII et dont la fin était prévue. C'est cette machine qui a depuis fourni des résultats étonnants. Alors que la loi de diffusion prévue par la théorie classique des collisions avait toujours été en défaut, par des modifications purement constructives, il a été possible de retrouver la loi théorique à mieux qu'un facteur 2. Ce résultat signifie que cette expérience a atteint son objectif et que le principe du miroir est sain. C'est la première fois qu'une loi de diffusion classique, dérivée à partir des temps de collision, a été trouvée correcte pour un plasma de caractéristiques thermonucléaires ($n > 5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $T \sim 6 \cdot 10^7 \text{O}K$). Dans cette machine, le chauffage se fait facilement par compression adiabatique et injection de neutres. De gros efforts vont être entrepris pour essayer de diminuer les fuites. Cela vaut la peine, car du point de vue conceptuel, le miroir, compact, facile à alimenter en combustible et à vidanger de ces "cendres", serait une solution idéale. Mais dans l'état actuel des connaissances, il faut admettre que le miroir seul ne peut pas atteindre l'ignition. Notons que l'Europe et le Japon ont renoncé à cette voie depuis plusieurs années.

	R(m) ou		THETA PINCHES							
	L(m)	a(cm)	τ_k (μsec)	B(kG)	$\tau_1 R$ (μsec)	$n\tau_e$ (cm^{-3}sec)	T_e (keV)	T_i (keV)	β	r_p (cm)
Scyllac	4.0	12.0	3.5	15	250	5×10^{11}	0.1	0.2	0.65	1.0
STP*	4.5	10.0	0.1	10	25	2.5×10^{10}	1.0	1.0	0.7	-
Scylla IV-P*	5.0	7.5	3.9	55	200	2×10^{11}	0.6	2.5	0.7	-

	MIRRORS									
	B(kG)	Rm	L_m (m)	t(msec)	$n\tau_e$ (cm^{-3}sec)	T_e (keV)	T_i (keV)	β	I_{NB} (Amps)	
2X-II B	7	2	1.5	10	10^{11}	0.15	12	0.4	350	
B5-II*	20	2	1.0	∞	10^{11}	-	12	0.2	200	
LITE*	15	2	0.32	1	10^{11}	1.0	10	0.01	-	

	Z PINCHES							
	B_z (kG)	a(cm)	R(cm)	I_z (kA)	$n\tau_e$ (cm^{-3}sec)	T_e (keV)	T_i (keV)	β
ZT-1	16	5.2	38	220	10^{10}	0.1	1.0	0.9

2XII B



Titanium washer
plasma gun

Retractable center
getters

Fast gate magnet

Pulsed neutral
beam source

Compression
magnets

Barrier magnet

DC magnets
10ft dia

Pyroceram
vacuum wall

Fixed end tank
titanium sublimators

LN₂ cooled surfaces

Machine à Miroir
"2 X II B"

Lawrence Livermore
Laboratories

Valeurs typiques désirées des paramètres
pour trois concepts à confinement magnétique

<u>Concept</u>	<u>Q</u>	<u>β</u>	<u>d</u>	<u>$\frac{E_g}{E_n}$</u>	<u>n_{net}</u>
Tokamak	> 10	5 → 15%	0.95	1.25	0.40
Mirror	1 → 2	85%	1.0	3.9	0.18
Theta Pinch	> 10	80 → 100%	0.01	?	?

Définitions : $Q = \frac{\text{Energie de fusion libérée}}{\text{Energie injectée}}$

$\beta = \frac{\text{Densité d'énergie moyenne du plasma}}{\text{Densité d'énergie magnétique moyenne}}$

$d = \frac{\text{Temps de combustion du plasma}}{\text{Temps du cycle}}$

$\frac{E_g}{E_n} = \frac{\text{Energie électrique produite}}{\text{Puissance électrique commerciale nette}}$

$n_{net} = \frac{\text{Puissance électrique commerciale nette}}{\text{Energie de fusion produite}}$

(basées sur un réacteur conventionnel
à 45% de rendement)

II.10 Génération future des tokamaks. Vers un réacteur ?

Sur la voie de l'énergie de fusion les experts américains prévoient les étapes suivantes : TFTR, 1981 (Tokamak Fusion Test Reactor); PEPR, 1986 (prototype Experimental Power Reactor); EPR, 1992 (Experimental Power Reactor) et enfin en 1999 DEMO (Demonstration Reactor). La commercialisation du réacteur de fusion commencerait alors au début du siècle prochain.

Ces prévisions nous semblent être plutôt optimistes. Jusqu'à présent des problèmes imprévisibles de nature physique ont toujours retardé les programmes. D'autre part on ne peut pas affirmer avec certitude que les optimistes auront tort.

Si l'on apprécie la situation d'une façon prudente il est permis de supposer qu'en 1990 un prototype de réacteur sera en construction aux Etats Unis. L'Europe occidentale verra alors probablement les deux successeurs de JET (PJET 1, PJET 2) en exploitation. Ces deux machines seront construites simultanément et seront orientées vers deux buts différents (chauffage et technologie nucléaire). On peut s'attendre à une évolution semblable en URSS et au Japon.

Les américains qui font preuve d'une imagination fertile de futurologues ont déjà conçu entièrement des projets de réacteurs à fusion thermonucléaire*. Nous soumettons à votre réflexion les figures 24 et 25 issues du rapport MATT 1050.

* R.G. Mills, ed., " A Fusion Power Plant", MATT 1050, PPPL, August 1974

B. Badger et al., "UWMAK III, A Non-Circular Tokamak Power Reactor Design", Univ. of Wisconsin, Rept. UWFDM-150, July 1976

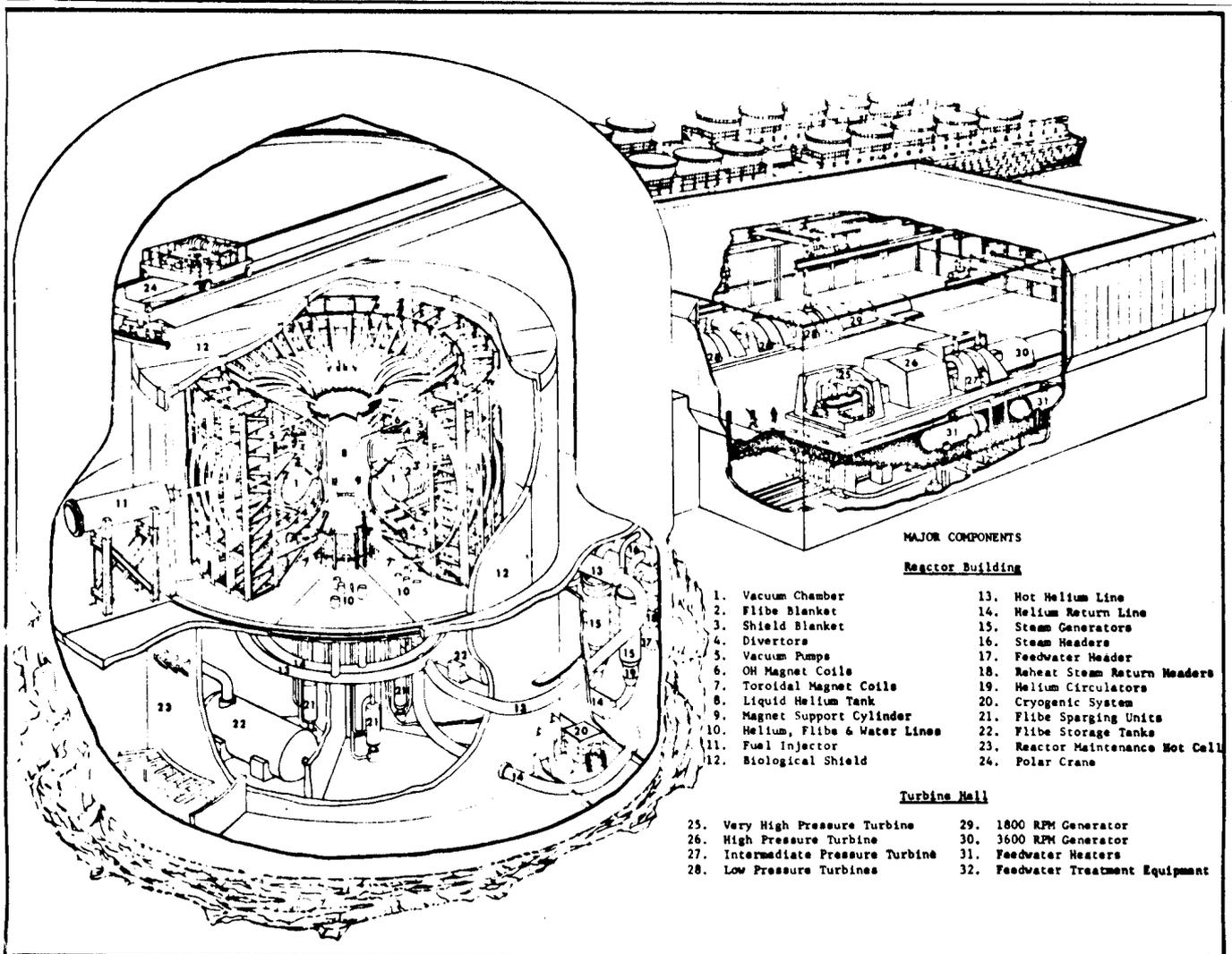


Figure 24

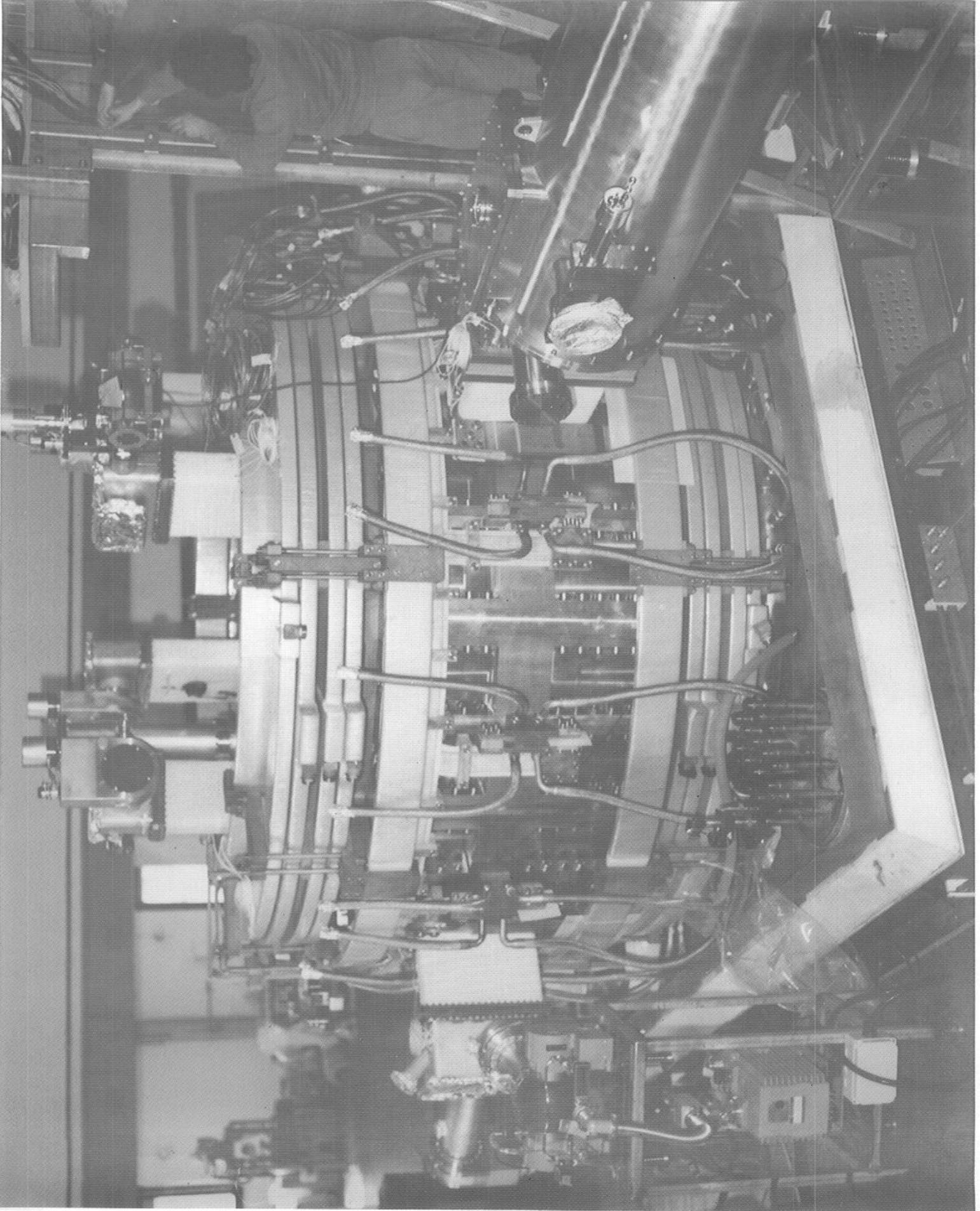
Vue du "Princeton Reference Reactor Design"

"FT"

CNEN-gas ioniz-
zati - Frascati
(Italie)

Objectif :

Etude du
chauffage
ohmique avec
champ toroidal
important.



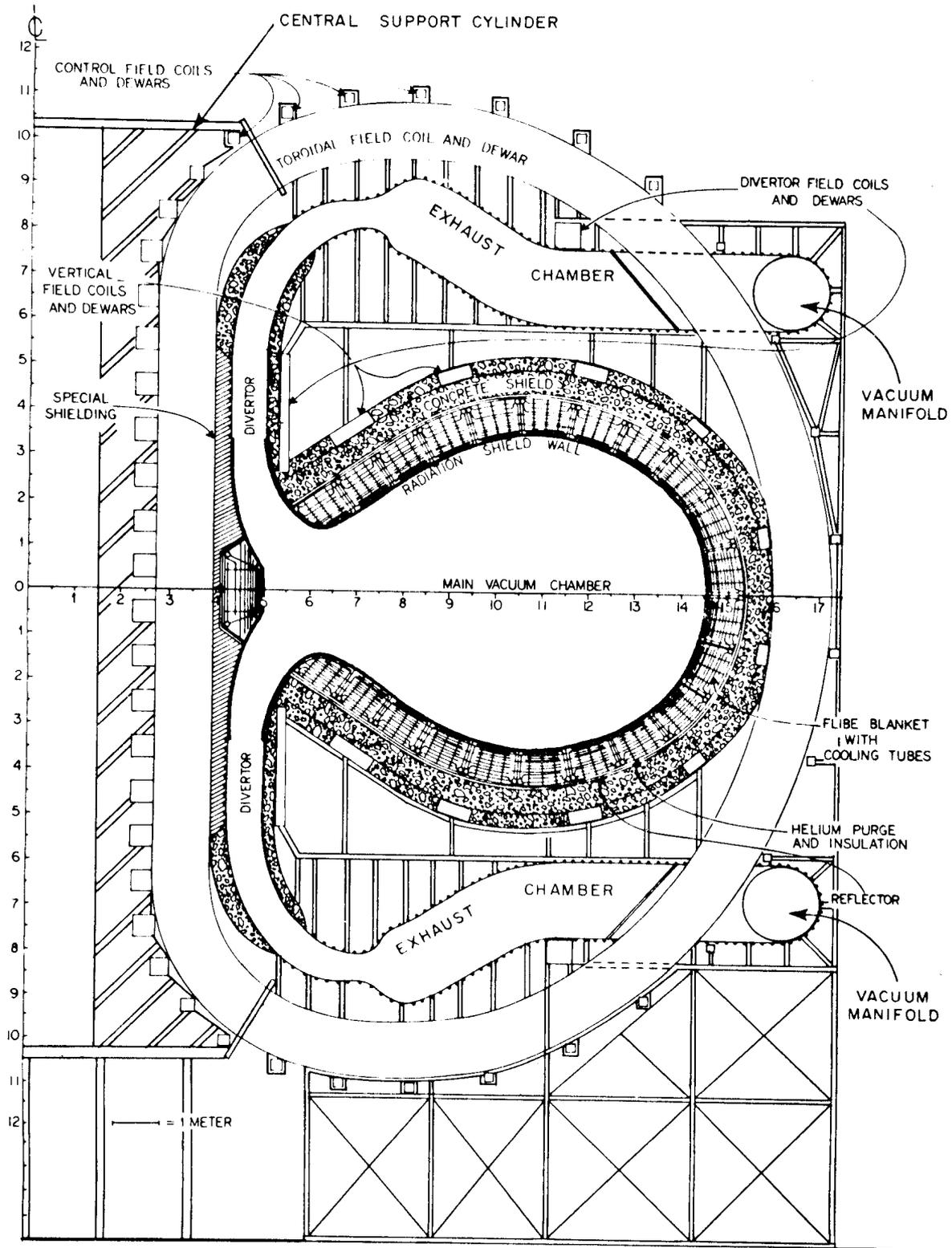
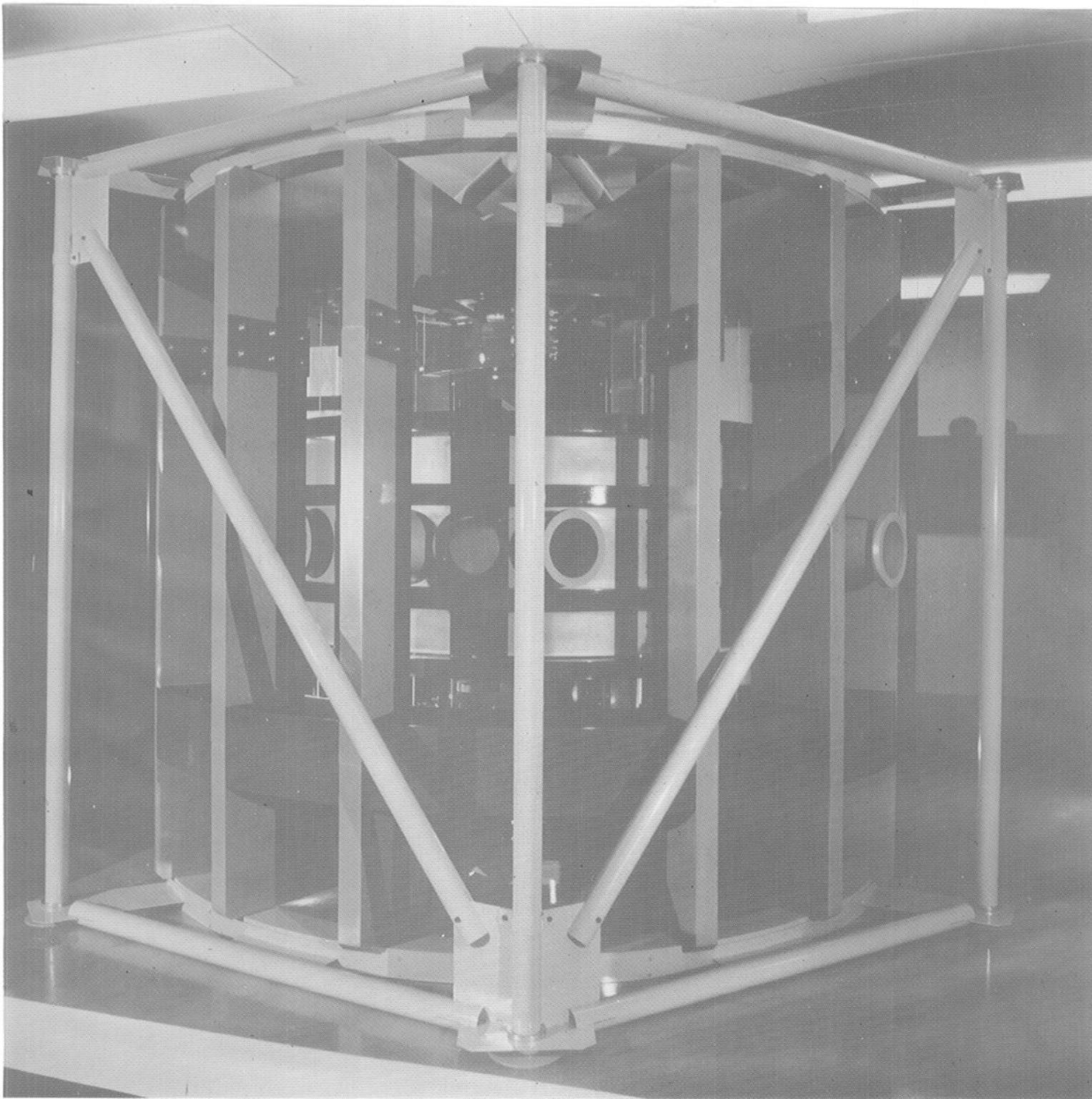


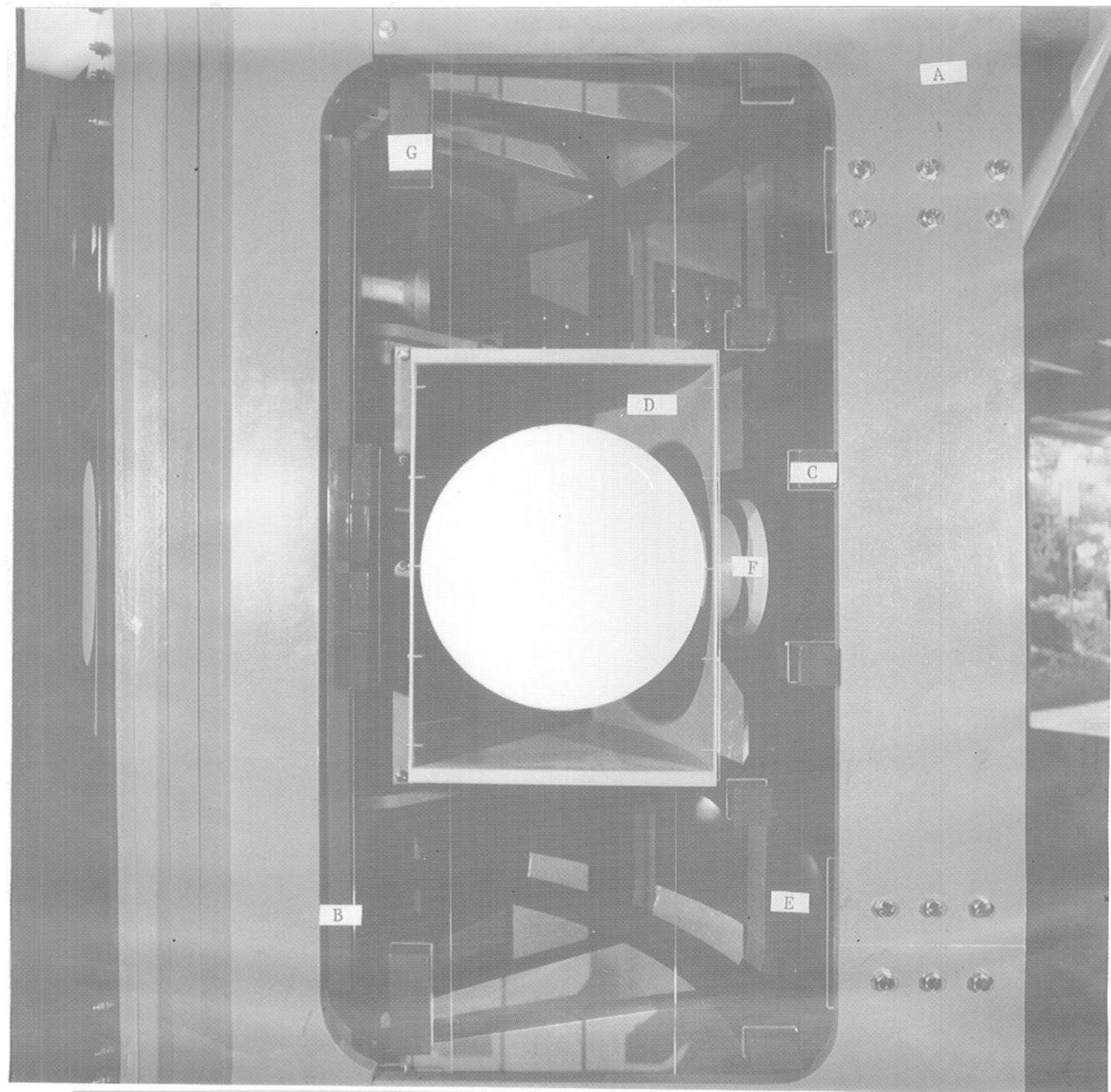
Figure 25

Vue du projet de réacteur à fusion non-circulaire imaginé par le groupe de Princeton (section du tokamak)



Le tokamak TCA en cours de construction au Centre de Recherches en Physique des Plasmas (EPFL) à Lausanne devrait être opérationnel en 1980. Il aura pour objectif principal l'étude de l'efficacité du chauffage par dissipation d'ondes d'Alfvén.

Grand rayon du plasma	$R = 60 \text{ cm}$	Puissance ohmique dans la	
Petit rayon du plasma	$a = 18 \text{ cm}$	Bobine du champ	$W = 6 \text{ MW}$
Rapport d'aspect	$R/a = 3,3$	Courant dans le plasma ($q=3,6$)	$I_p = 110 \text{ kA}$
Champ magnétique toroïdal	$B = 15 \text{ kG}$	Température électronique max.	$T_e \sim 500 \text{ eV}$
Durée de vie du plasma	$t = 40 \text{ msec}$	Temps de confinement de l'énergie	$\tau_e \sim 2 \text{ msec}$



- A bobine de champ toroïdal
- B bobine pour chauffage ohmique
- C bobines (8) du champ vertical
- D chambre à vide toroïdale
- E alimentation du champ B_{tor}
- F accès pour les diagnostics
- G bobines auxiliaires (6) pour minimiser le champ de fuite de la bobine A

III REMERCIEMENTS

Plusieurs documents ont été empruntés à divers auteurs que nous avons dûment mentionnés dans les références. Nous tenons à remercier particulièrement Mme R. Vincent et Mlle B. Schwab pour la diligence et le soin qu'elles ont apportés à la réalisation de ce manuscrit.

Bibliographie et références

P.J. Paris, "La fusion thermonucléaire et les activités du CRPP",
LRP 138/78, CRPP, avril 1978

Club de Rome, Ed.: Potomak As. Book. "The Limits to Growth"

M. Roux, "Energie - Compilation Bibliographique et tabulation des
ressources, de la consommation et des déchets dans le monde",
LRP 63/73, CRPP, juillet 1973

J.B. Dee et al., "A Basis for a Fusion Reactor - Technology Program
at EIR", TMIN 703, Sept. 1977

A. Parker, "World Energy Resources", Energy Policy, p. 58, mars 1975

"Conférences d'astronomie de l'observatoire", Observatoire Sauverny -
Genève, 1976

E.S. Weibel, "Cours de physique des plasmas", CRPP

J.D. Lawson, Proc.Phys.Soc. of London, B70, 6, 1957

F. Troyon, "La fusion contrôlée" - cours de perfectionnement des pro-
fesseurs du secondaire - 1976, Haute Nendaz

T. Consoli, Journées d'études et d'information sur la fusion contrôlée
C.E.N. Grenoble, 12-13 juin 1975

C. Jablon, "La fusion nucléaire par laser", La Recherche No. 83,
novembre 1977

M-J. Lubin et A.P. Fraas, "Fusion by laser, Scient. American No. 224, juin 1971

J.L. Bobin, Journées d'études et d'information sur la fusion contrôlée, C.E.N. Grenoble, 12-13 juin 1975

J. Tuck, "L'énergie de fusion", La Recherche No. 27, octobre 1972

T.P. Poffé, "Les tokamaks", La Recherche No. 65, mars 1976

F. Hofmann, "Die Kernfusion : eine neue Energiequelle?", CRPP, septembre 1977

F. Troyon, "L'impact écologique de la fusion", CRPP, mars 1977

"The FT device", LGIR/TOK 73.14/E, CNEN. Frascati, novembre 1973

P.H. Rebut, "Le tokamak TFR de Fontenay-aux-Roses et les étapes vers un réacteur thermonucléaire"

E. Canobbio, "Méthodes de chauffage", Journées de la fusion thermonucléaire, Grenoble - juin 1975

T. Consoli, "RF Supplementary Heating for Toroidal Reactors", EPS News, Vol. 9, No. 1/2, janvier-février 1978

Ouvrages généraux

C. Etiévant, "L'énergie thermonucléaire", Que sais-je, No. 1017

F.F. Chen, "Introduction to Plasma Physics", Plenum Press

"Vers l'énergie de fusion : le programme européen", E. Phillips,
publié par l'Euratom EUR 5462F

S. Gladstone et R.H. Lovberg, "Controlled Thermonuclear Reactions",
1960, Ed. D. Van Nostrand

ERDA 77-63, "Fusion Power by Magnetic Confinement", May 1977