INTRODUCTION A LA FUSION THERMONUCLEAIRE

I) PRINCIPE

Considérons l'énergie de liaison par nucléons pour différents noyaux (Fig. I.1). En examinant la figure I-1, nous constatons que deux types de réactions peuvent donner lieu à une libération d'énergie:

- la fission des noyaux lourds (comme l'uranium ^{235}U);
- la **fusion des noyaux légers**.

Les principales réactions de fusion d'intérêt pour la production d'énergie sur terre sont:

$$D + T \rightarrow He\ (3.52\ MeV) + n\ (14.1\ MeV) \qquad (I\text{-}1)$$

$$D + D \rightarrow T\ (1.01\ MeV) + p\ (3.03\ MeV) \qquad (I\text{-}2)$$

$$D + D \rightarrow {}^{3}He\ (0.82\ MeV) + n\ (2.45\ MeV) \qquad (I\text{-}3)$$

$$D + {}^{3}He \rightarrow {}^{4}He\ (3.07\ MeV) + p\ (14.07\ MeV) \qquad (I\text{-}4)$$

Dans les réactions (I-1) et (I-3), la majeure partie de l'énergie résultant de la réaction de fusion est emportée par des neutrons énergétiques. C'est en ralentissant ces neutrons dans un milieu adéquat (dans un réacteur, on appelle la région où se trouve ce milieu le manteau, en anglais blanket) que l'on transforme l'énergie cinétique en énergie thermique qui peut être convertie en électricité.

Le fait que ces réactions soient exo-thermiques provient du défaut de masse. Considérons la relation D-T:

$$D + T \rightarrow n + {}^{4}He$$

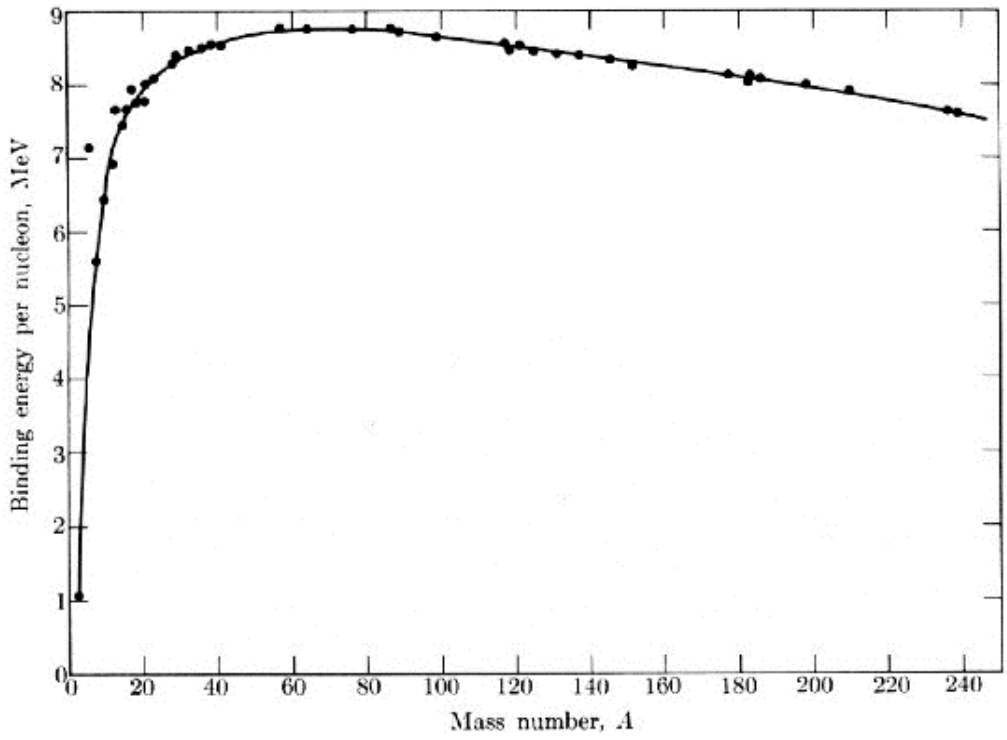

Figure I.1.
Energie de liaison par nucléons
(Tiré de "Introduction to nuclear physics " par H. Enge)

Nous avons les masses suivantes pour les membres de gauche et de droite :

Membre de gauche:

$$(2 - 0.000994)\, m_{proton} \quad + (3 - 0.006284)\, m_{proton} = 4.992722\, m_{proton}$$

Membre de droite:

$$(1 + 0.001378)\, m_{proton} \quad + (4 - 0.027404)\, m_{proton} = 4.973974\, m_{proton}$$

La différence de masse $\delta m = 0.018747\, m_{proton}$ se retrouve dans l'énergie des particules selon la relation:

$$E = c^2 \delta m = (2.9979 \times 10^8)^2 \times 0.018748 \times 1.6726 \times 10^{-27}$$

$$= 2{,}818 \times 10^{-12} J = 17.59 \text{ MeV} \qquad \text{(I-5)}$$

où nous avons utilisé $c = 2.9979 \times 10^{8}$ m/s, $m_{proton} = 1.6726 \times 10^{-27}$ kg.

La deuxième branche de la réaction D-D (2) et la réaction D-^{3}He (I-4) produisent des protons qui peuvent être directement convertis en énergie électrique.

Comment a lieu une réaction de fusion entre deux noyaux? Les noyaux ayant une même charge positive subissent une répulsion coulombienne lorsqu'ils s'approchent l'un de l'autre (Fig. I-2).

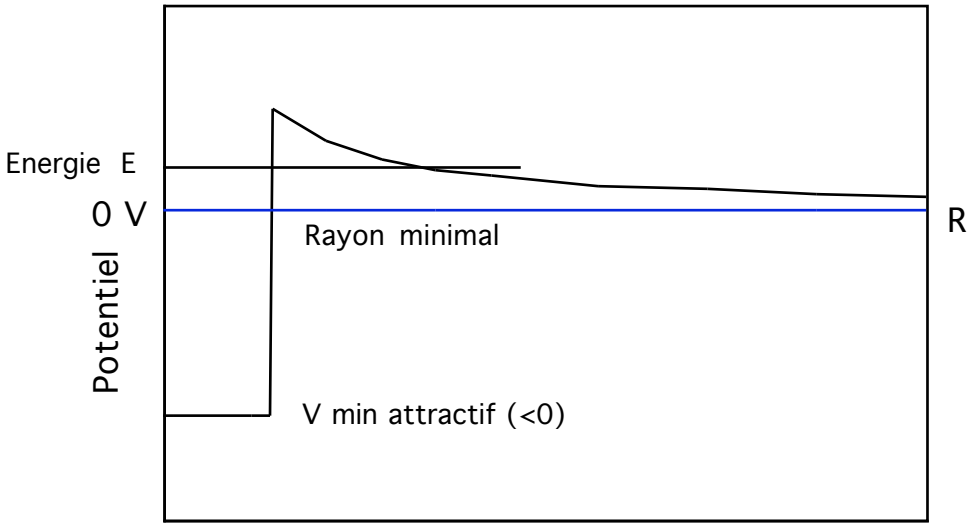

Fig. I-2.
Représentation du potentiel coulombien entre deux noyaux en fonction de leur distance R.

Pour la réaction D-T, le potentiel de répulsion atteint son maximum pour un rayon minimal R_{min} de 3.7×10^{-15} m: la barrière de potentiel est alors de 400 keV. Fort heureusement (pour la réalisation de la fusion !) les ions ne doivent pas avoir une énergie relative de 400 keV pour que la réaction de fusion ait lieu. En effet, l'effet tunnel permet à des noyaux d'énergie E inférieure de pénétrer dans la région où le potentiel est attractif. La section efficace de fusion pour les réactions D-T, D-D et D-^{3}He est indiqué sur la Fig. I-3. On note immédiatement que les sections efficaces ne sont appréciables que pour des énergies très élevées, supérieures au keV.

La manière d'atteindre ces valeurs de section efficaces est d'utiliser un gaz dont la température est dans le même ordre de grandeur. Un tel gaz est alors complètement ionisé car les températures correspondantes sont supérieures à toutes les énergies de cohésion électron-noyau qui sont de l'ordre de la dizaine d'eV pour les électrons périphériques: nous sommes alors en présence d'un plasma.

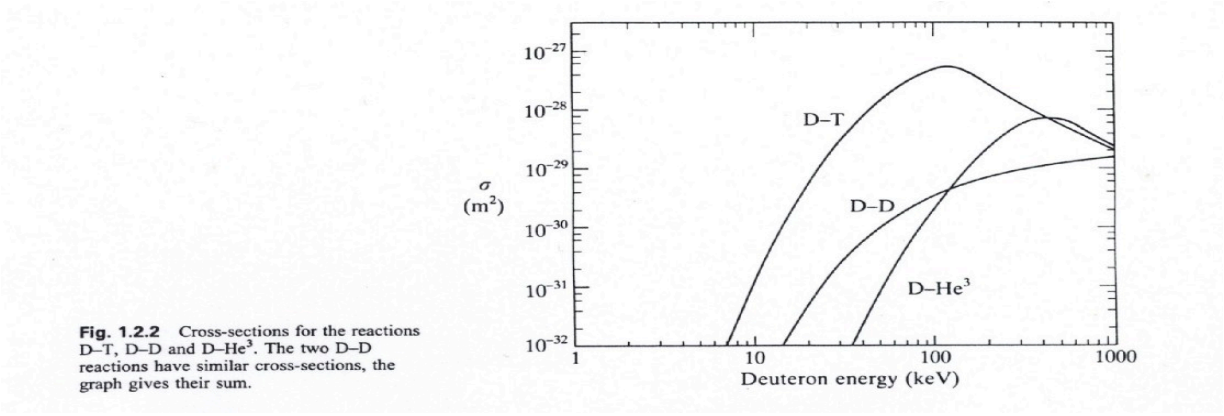

Fig. 1.2.2 Cross-sections for the reactions D–T, D–D and D–He^3. The two D–D reactions have similar cross-sections, the graph gives their sum.

Fig. I-3
Section efficace des réactions de fusion
(Tiré de "Tokamaks" de J. Wesson)

Avant de discuter des caractéristiques auxquelles doivent satisfaire un plasma thermonucléaire, discutons de la question du "combustible". On voit que la réaction D-T a la plus grande section efficace. Au vu des problèmes technologiques et scientifiques de la fusion, on a choisi le D-T comme première approche. Si le D est abondant (abondance par rapport à l'hydrogène: 1/6700), l'isotope T est instable (demi-vie: 12.3 années avec une désintégration β^- de 18.1 keV) et doit être produit par les réactions suivantes:

$$^6Li + n \rightarrow {}^4He + 4.8\ MeV + T \qquad (I\text{-}6)$$

$$^7Li + n \rightarrow {}^4He + n - 2.5\ MeV + T \qquad (I\text{-}7)$$

Les isotopes ^{6}Li et ^{7}Li ont une abondance relative de 7.5% et 92.5%. La réaction avec le ^{7}Li est endothermique. Dans un réacteur la regénération du T se fait en utilisant l'isotope ^{6}Li (On peut montrer que dans un réacteur de fusion la réaction de fusion avec le ^{7}Li n'est pas assez favorable pour généréer le T) . Le Li peut être extrait de l'eau de mer à raison de 0.17 g/m^3: le volume des eaux est de 1.37 $\times 10^9$ km^3!

Le schéma d'un réacteur basé sur la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique, est montré sur la figure I-4. Dans le cœur du réacteur se trouve un plasma où les réactions de fusion ont lieu. Entourant ce plasma, on trouve successivement une première paroi qui doit être « transparente » aux neutrons et supporter les radiations électromagnétiques émises du plasma, ensuite le manteau contenant le Li. Ce manteau a pour rôle de convertir l'énergie cinétique des n en énergie thermique et permet également la régénération du T brûlé. La chaleur ainsi produite actionne alors une turbine électrique.

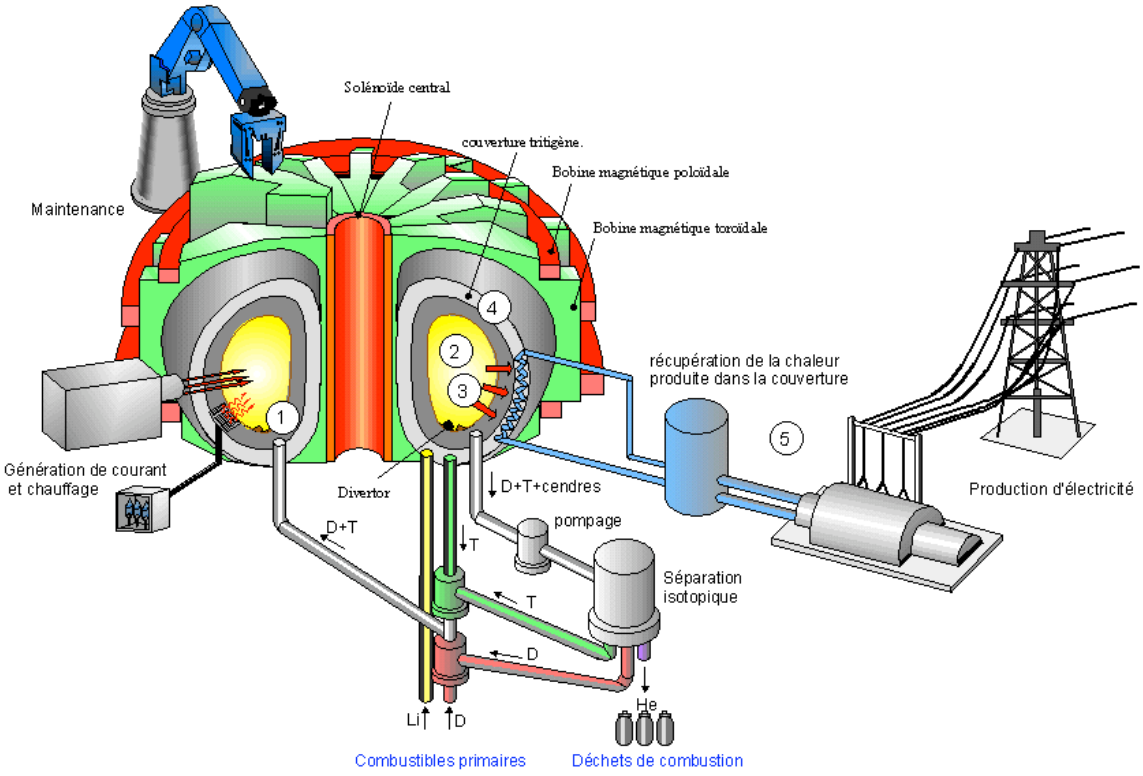

Fig. I-4

Schéma d'un réacteur à fusion

(Figure fournie par M. G. Marbach-DRFC-CEA)

II) CRITERE DE LAWSON - CONDITION D'IGNITION

Supposons que nous ayons un plasma thermonucléaire, c'est à dire où des réactions de fusion ont lieu. Nous désirons avoir un bilan énergétique positif en tenant compte du schéma de circulation d'énergie de la figure II-1.

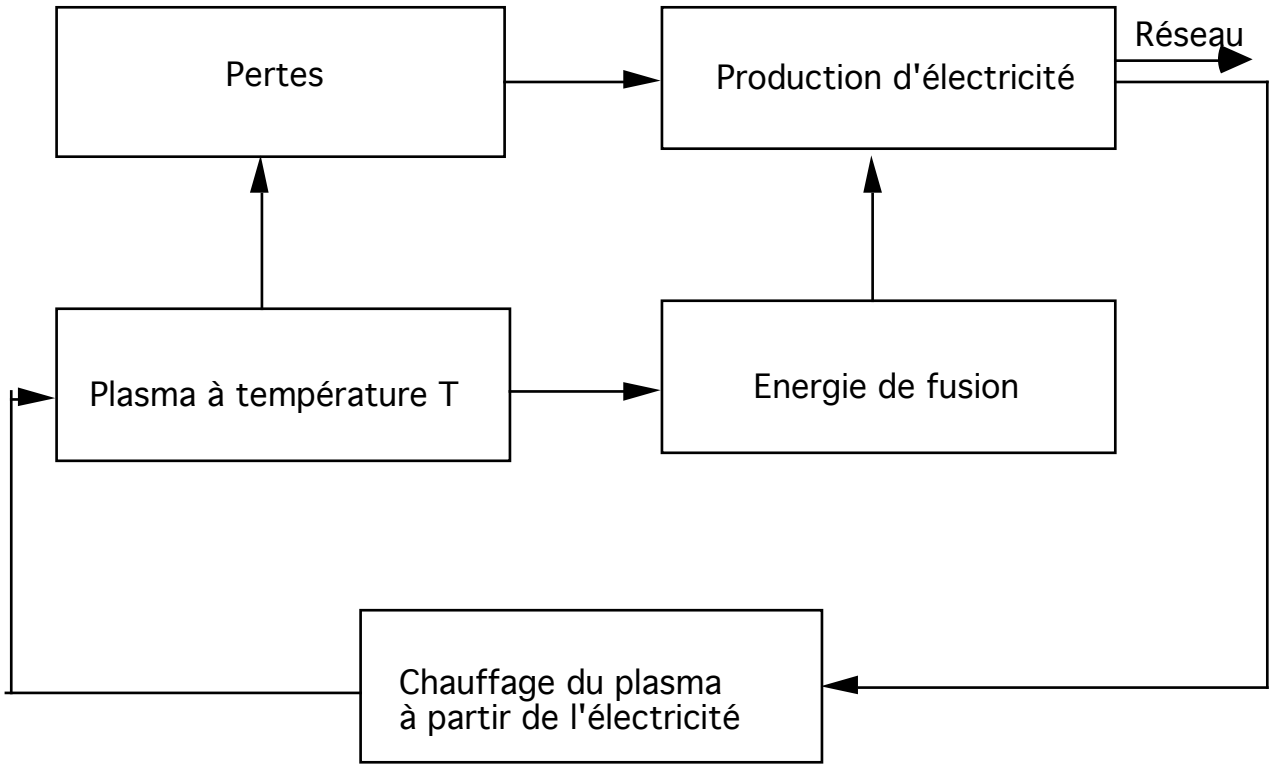

Fig. II.1.
Bilan d'énergie dans un réacteur de fusion lorsque les particules α ne chauffent pas le le plasma.

L'énergie thermique d'un plasma est perdue par différents moyens. Tout d'abord, il y a la perte par conduction de chaleur vers l'extérieur. Les particules sont également perdues. En appelant P_L la puissance perdue par unité de volume, on peut définir **un temps de confinement d'énergie τ_E** comme

$$\tau_E = \frac{3n\, k_B T}{P_L} \qquad \text{(II-1)}$$

On définit donc le temps de confinement d'une manière phénoménologique. Les ions et les électrons sont supposés être à la même température T et n

la densité des électrons du plasma. Il y a également d'autres sources de perte d'énergie. L'une d'elle est le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung: un électron lors d'une collision avec un ion rayonne de l'énergie (Version originale de Lawson: Cependant aux températures des réacteurs de fusion, 10-20 keV, la puissance perdue par Bremsstrahlung est négligeable par rapport à la puissance délivrée par les α). La puissance perdue par unité de volume est

$$P_b = 1.5\ 10^{-38}\, Z^2 n^2 \left(\frac{T}{e}\right)^{1/2}\ [W/m^3] \qquad \text{(II-2)}$$

où T est la température en eV, Z le nombre de charge du ion, n la densité en m^3.

Calculons maintenant l'énergie produite par les réactions de fusion. Nous appellerons n_D et n_T les densités de noyaux de D et de T. Les ions de D et de T sont distribués selon une fonction de distribution que nous prendrons comme maxwellienne avec la même température T:

$$f_D = n_D \left(\frac{m_D}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m_D v_D^2}{2k_B T}\right\}$$

$$f_T = n_T \left(\frac{m_T}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m_T v_T^2}{2k_B T}\right\}$$

Par unité de volume, le taux de réaction entre des noyaux de D et T ayant les vitesses respectives $\underline{v}_D$ et $\underline{v}_T$ est:

$$r(\underline{v}_D,\underline{v}_T) = \sigma\left(\|\underline{v}_D - \underline{v}_T\|\right)\ \|\underline{v}_D - \underline{v}_T\|\ f_D(\underline{v}_D)\ f_T(\underline{v}_T)$$

$\sigma(v)$ est la section efficace de la réaction. Le nombre total de réactions par unité de volume et par unité de temps est alors:

$$r_{tot} = \int d^3\underline{v}_D\ d^3\underline{v}_T\ \sigma\left(\|\underline{v}_D - \underline{v}_T\|\right)\ \|\underline{v}_D - \underline{v}_T\|\ f_D(\underline{v}_D)\ f_T(\underline{v}_T) \qquad \text{(II-3)}$$

L'expression (II-3) se simplifie si on utilise les définitions suivantes :

$$\underline{V} = \frac{\underline{v}_D + \underline{v}_T}{2} \quad , \quad M = \frac{m_D m_T}{m_D + m_T}$$

$$\underline{V}' = \underline{v}_D - \underline{v}_T .$$

$$r_{tot} = n_D n_T \frac{(m_D m_T)^{3/2}}{(2\pi k_B T)^3} \int d^3V' \, d^3V \sigma(V') V' \exp\left\{ - \frac{M V'^2}{2k_B T} \right\} \exp\left\{ - \frac{m_D + m_T}{2k_B T} \left(\underline{V} + \frac{1}{2} \frac{m_D - m_T}{m_D + m_T} \underline{V}' \right)^2 \right\} \quad \text{(II-4)}$$

L'intégration sur $\underline{V}$ peut être faite:

$$r_{tot} = 4\pi n_D n_T \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int dV' \sigma(V') V'^3 \exp\left\{ - \frac{M V'^2}{2k_B T} \right\} \quad \text{(II-5)}$$

On peut interpréter

$$4\pi \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int dV' \sigma(V') V'^3 \exp\left\{ - \frac{M V'^2}{2k_B T} \right\}$$

comme la moyenne $\langle \sigma V \rangle$ de $[\sigma(V')V']$ pour des fonctions de distribution maxwelliennes. Le nombre de réaction r_{tot} par unité de volume et par unité de temps est

$$r_{tot} \, [m^{-3} \, s^{-1}] = n_D n_T \langle \sigma V \rangle \quad \text{(II-6)}$$

$\langle \sigma V \rangle$ est une fonction de T et sa variation en fonction de T est donnée sur la Fig. II-2.

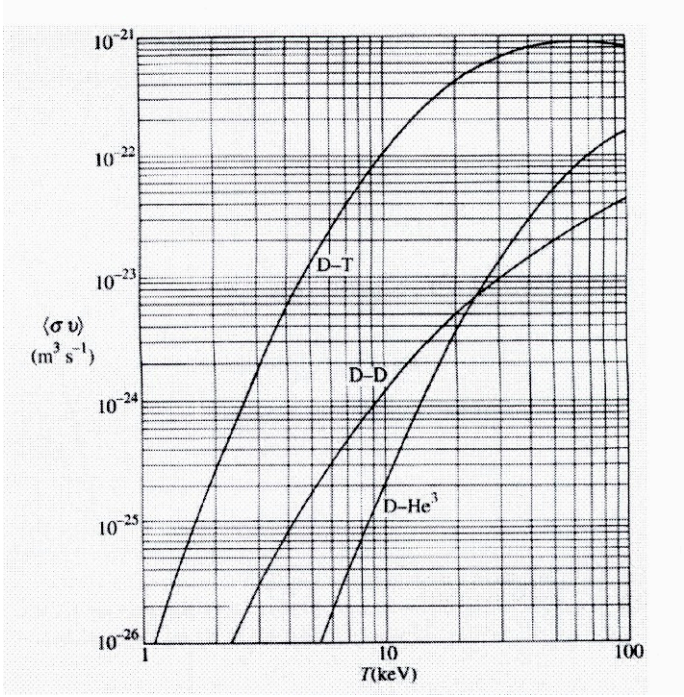

Fig II.2
Variation de <σV> en fonction de T.
(Tirée de "Tokamaks" de J. Wesson)

La puissance de fusion P_P produite par unité de volume par les réaction de fusion est égale à

$$P_P = r_{tot} W_f = n_D n_T \langle\sigma V\rangle W_f$$

W_f est l'énergie totale libérée par toutes les réactions de fusion. Pour la réaction D-T, 17.6 MeV sont produits auxquels nous rajoutons 4.8 MeV produits par le réaction Li-n qui régénère le T. W est alors 22.4 MeV. (Notez que l'on utilise le maximum de l'énergie produite!)

Nous supposons avoir un mélange de 50% de D et 50% de T $\left(\text{i.e.} n_D = n_T = \frac{n}{2} \text{ où n est la densité du plasmas}\right)$

$$P_P = \frac{n^2}{4} \langle\sigma V\rangle W_f \qquad \text{(II-7)}$$

Il est maintenant nécessaire de reconsidérer le rendement énergétique du

système entier. On admet que la conversion énergie thermique en énergie électrique se fait avec un rendement η_1 et que le chauffage du plasma par cette énergie électrique a une efficacité η_2. L'efficacité totale du système est alors $\eta = \eta_1\eta_2$. Notez que dans ce bilan d'énergie on ne tient pas compte de l'énergie électrique nécessaire pour faire fonctionner la centrale! C'est de nouveau une approximation optimiste. On admet que

$$\eta = 30\% \qquad \text{(II-8)}$$

Cette valeur est typique d'un cycle thermique(Cf. cycle de Carnot).

Le bilan énergétique est alors

$$\text{Perte} = \text{Production}$$

$$P_L + P_b = \eta\,[P_L + P_b + P_P] \qquad \text{(II-9)}$$

$$(1-\eta)\,(P_L+P_b) = \eta\,P_p \qquad \text{(II-10)}$$

$$P_L+P_b = \frac{\eta}{1-\eta}\,\frac{\langle\sigma v\rangle}{4}\,W\,n^2$$

$$\frac{3n\,k_B\,T}{\tau_E} + A\,n^2T^{1/2} = \frac{\eta}{1-\eta}\,\frac{\langle\sigma v\rangle}{4}\,Wn^2 \qquad \text{(II-11)}$$

$$n\tau_E\left[-AT^{1/2} + \frac{\eta}{1-\eta}\,\frac{\langle\sigma v\rangle}{4}\,W\right] = 3\,k_BT \qquad \text{(II-12)}$$

$$n\tau_E = \frac{3\,k_BT}{\frac{\eta}{1-\eta}\,\frac{\langle\sigma v\rangle}{4}\,W - A\,T^{1/2}} \qquad \text{(II-13)}$$

A est égal $1.5\ 10^{-38}Z^2\,e^{-1/2}$.

Les valeurs de $n\tau_E$ sont données par la Fig. II-3. On remarque que, pour le

D-T, $n\tau_E$ est minimum pour T = 20 keV et vaut

$$n\tau_E = 5 \times 10^{+19}\ m^{-3}\ s \qquad \text{(II-14)}$$

La relation (II-13 ou II-14), connue sous le nom de **critère de Lawson**, indique que pour un bilan d'énergie positif, il faut que le produit de la densité et du temps de confinement τ_E excède une certaine valeur et ceci à la température correspondante. En fait il faut que l'on ait les 3 quantités simultanément.

Dans la dérivation du critère de Lawson, l'énergie de chauffage du plasma est fournie par l'énergie électrique. Les particules α produites par la réaction ne sont pas confinées. Si les particules α sont confinées, elles contribueront au chauffage du plasma et permettront de supprimer l'apport d'énergie extérieure. Cette situation est appelée ignition, comme dans le cas d'une allumette, une fois embrasée, continue à brûler sans apport d'énergie externe.

La puissance par unité de volume portée par les particules α est:

$$P_\alpha = \frac{\langle \sigma v \rangle n^2}{4} W_\alpha \qquad \text{(II-15)}$$

où W_α est égale à 3.52 MeV. Le bilan d'énergie est alors

$$P_b + P_L = P_\alpha \qquad \text{(II-16)}$$

$$\text{soit} \quad A\, n^2 T^{1/2} + \frac{3nk_B T}{\tau_E} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{4} n^2 W_\alpha \qquad \text{(II-17)}$$

En comparant (II-17) et (II-11) on voit que l'ignition est équivalente à la condition de Lawson avec un rendement η' donné par

$$\frac{\eta'}{1-\eta} = \frac{W_\alpha}{W} \qquad \text{(II-18)}$$

soit $\eta' = 0.136.$

La figure II-3 montre alors que $n\tau_E$ doit être supérieur à 5×10^{20} m^{-3} s pour arriver à l'ignition. La température correspondante est environ 20 keV.

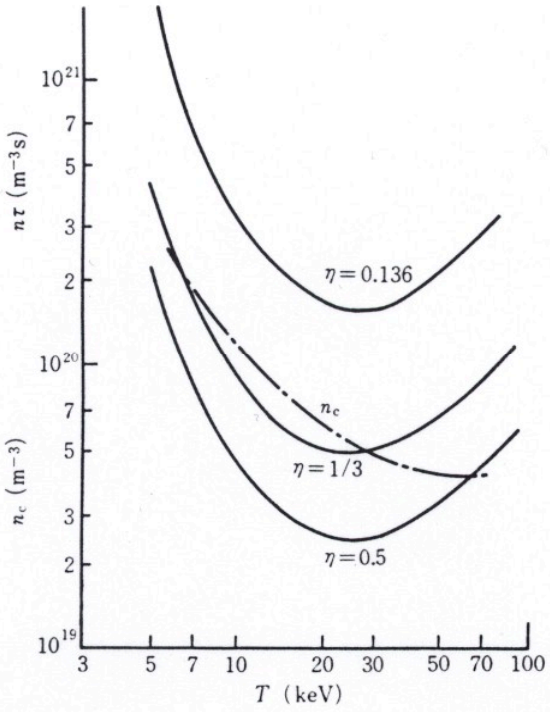

Fig. II-3
Variation de $n\tau_E$ en fonction de la température du plasma pour la condition de Lawson (η = 1/3=33%) et d'ignition (η = .136) .
(Tiré de "Plasma Physics for nuclear fusion" de Miyamoto)

III) CONFINEMENT MAGNETIQUE

Le plasma d'un réacteur de fusion doit satisfaire les conditions suivantes:

- le produit $n\tau_E$ doit être supérieur à 5×10^{20} m^{-3} s (condition d'ignition);
- la température ionique doit être proche de 10 keV.

Plutôt que d'employer des diagrammes $n\tau_E$ en fonction de T_i il est alors plus commode d'employer un diagramme $n\tau_E T_i$ ("triple produit") en fonction de T_i (Fig. III-1). On voit que le régime des réactions correspond à $n\tau_E T_i$ supérieur à 50×10^{20} m^{-3} s keV pour T_i proche de 10 keV.

Le confinement magnétique est la branche de la fusion qui étudie les diverses méthodes pour attendre ce régime en confinant le plasma par des champs magnétiques et en le chauffant. Les deux structures magnétiques les plus importantes sont le Tokamak et le Stellerator. Toutes deux sont des structures magnétiques toroïdales: le plasma a une forme toroïdale et est confiné par des champs magnétiques créés par des bobines et dans le cas du Tokamak (du russe Toroidal Kamera Maknetik) par un courant circulant dans le plasma lui-même. La qualité d'un confinement magnétique est souvent référée par le rapport β:

$$\beta = \frac{\text{Pression thermique du plasma}}{\text{Pression magnétique}}$$

$$\beta = \frac{n k_B T}{B^2/2\mu_o} \qquad \text{(III-1)}$$

Nous avons supposé dans l'expression du β que les ions et les électrons ont la même température T. La pression thermique d'un plasma de fusion est d'environ 2 atmosphères. $B^2/2\mu_o$ représente la pression magnétique: une première justification peut être vue si l'on fait une analyse dimensionnelle de cette quantité. D'une manière plus approfondie, $B^2/2\mu_o$ est une pression magnétique car la densité de force de Lorentz ($\underline{j} \times \underline{B}$) peut être exprimée en fonction du gradient de $B^2/2\mu_o$ dans le cadre de la Magnétohydrodynamique. Plus le β est élevé, plus la pression du plasma que l'on peut confiner est élevée (c.à.d le plasma n'a pas seulement une haute température mais aussi

une haute densité) pour un champ magnétique donné. Les valeurs de β sont inférieures à 10% dans les machines à fusion.

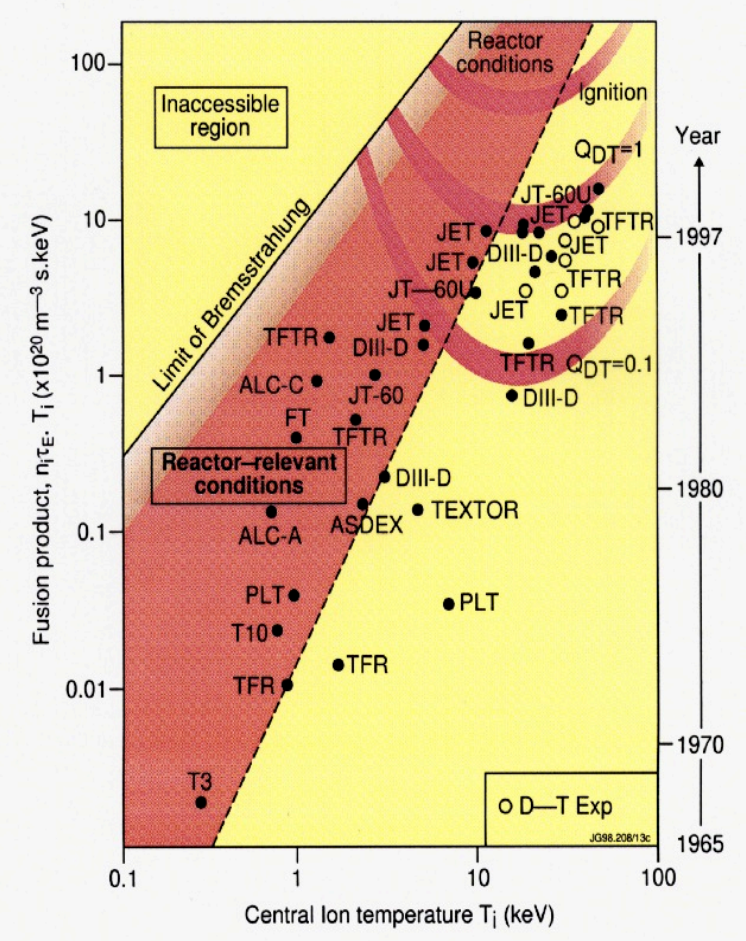

Figure III.1
Variation du Triple produit de fusion $n\tau_E T_i$ de diverses machines en fonction de la température ionique T_i

Les éléments du Tokamak sont montrés sur la Fig. III-2. Un ensemble de bobines génèrent un fort champ magnétique toroïdal $\underline{B}_T$. Le plasma porte également un courant toroïdal I_T, qui génère un champ magnétique poloïdal $\underline{B}_{pol}$. Dans le cas du réacteur ITER en cours de conception B_T et I_T sont de 5.7 T et 24 MA. C'est l'ensemble des deux champs magnétiques $\underline{B}_T$ et $\underline{B}_{pol}$ qui confinent le plasma. Le courant toroïdal dans le plasma est induit comme dans un transformateur dont le plasma formerait l'enroulement secondaire à un seul tour (ce courant induit requiert des schémas spéciaux, appelés génération de courant non-inductive, pour le maintenir si l'on désire un réacteur à fusion opérant en continu). Une justification de la nécessité

d'un champ autre qu'un simple champ toroïdal sera présentée lors de l'étude des trajectoires des particules chargées dans des champs magnétiques statiques (Cf. Chapitre sur le Mouvement des particules). Dans un tokamak, il est également nécessaire pour des raisons de confinement, d'avoir également un champ magnétique vertical. Le tokamak représente actuellement la filière qui a donné les meilleures performances.

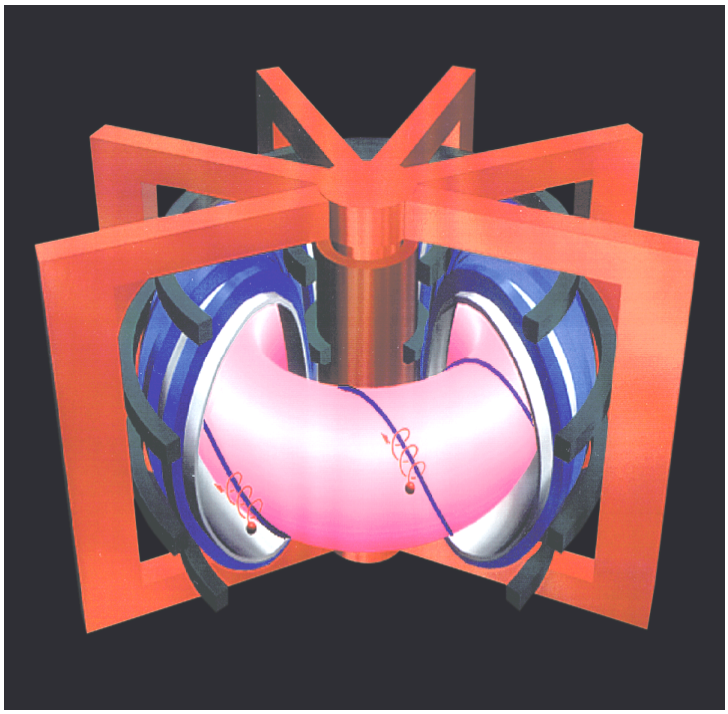

Figure III.2
Schéma de concept d'un tokamak

A la fin de l'année 1991, dans la machine européenne JET (Joint European Torus), un mélange de D et de T ($n_T/(n_D + n_T) = 11\%$) a été introduit dans le tore. La densité électronique moyenne n_e était de 2.5×10^{19} m^{-3}, et la température ionique au centre du plasma de 18.8 keV. Un flux de neutrons de 6×10^{17} neutrons/s était émis avec une production totale de 7.2×10^{17} neutrons. Le temps de confinement de l'énergie était 0.9 s et le triple produit $n\tau_e T_i$ 3.8×10^{20} m^{-3} keVs. Pour produire le flux de neutrons,la puissance de chauffage additionnel (fournie par l'injection de particules neutres énergétiques) atteignait jusqu'à 14 MW. Plus récemment en 1997 des expériences avec un mélange de 50% de D et 50% de T ont été réalisées dans JET permettant d'obtenir des valeurs records de puissance de fusion et de rapport Q entre la puissance de fusion et la puissance de chauffage

externe. Une puissance de fusion de 16.1 MW durant 0.85 s a été obtenue. Un Q de 0.6-0.7 a été atteint.

La machine ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) est un projet mondial formé de quatre partenaires (Europe, Japon, Fédération de Russie et U. S. A., les USA jusqu'à 1999) qui vise à construire un réacteur de fusion expérimental pour le début du XXI^{ème} siècle. Les paramètres typiques d'ITER sont: une densité moyenne de 1.5 x 10^{20} m^{-3}, un temps de confinement d'énergie τ_E de 4 s et un triple produit $n\tau_E<T>$ de 3.38 x10^{21} m^{-3}.keV.s. La température moyenne <T> est définie comme 0.5*[$<T_e>$ + $<T_i>$] et est égale à 11 keV. La puissance de fusion estimée est de 1.5 GW durant plus de 1000 s. Cependant bien que le coût d'ITER corresponde à celui annoncé au début du projet, les autorités politiques ont demandé de réduire les performances d'ITER afin de réduire le coût. Le nouveau projet, appelé ITER-FEAT (Fusion Energy Advanced Tokamak), a des performances réduites par rapport à ITER: la puissance de fusion est réduite à 500 MW et la durée d'impulsion limitée à 500 s. Une vue d'ITER-FEAT est présentée sur la figure III.3. Les négociations internationales en vue de la construction de cette version d'ITER (pour simplifier la dénomination, ITER FEAT est simplement appelé ITER) sont en cours. Elles rassemblent le Canada, le Japon, la Russie et l'Union Européenne (UE). Au début de l'année 2003, deux nouveaux partenaires se sont joints à la table de négotiation sur ITER : les Etats Unis et la Chine. La Suisse fait partie du projet ITER à travers son appartenance au programme Euratom de l'UE. Deux sites sont actuellement proposés pour ITER: un site à Cadarache en France, près de Aix-en Provence, et un deuxième à Rokkasho au Japon.

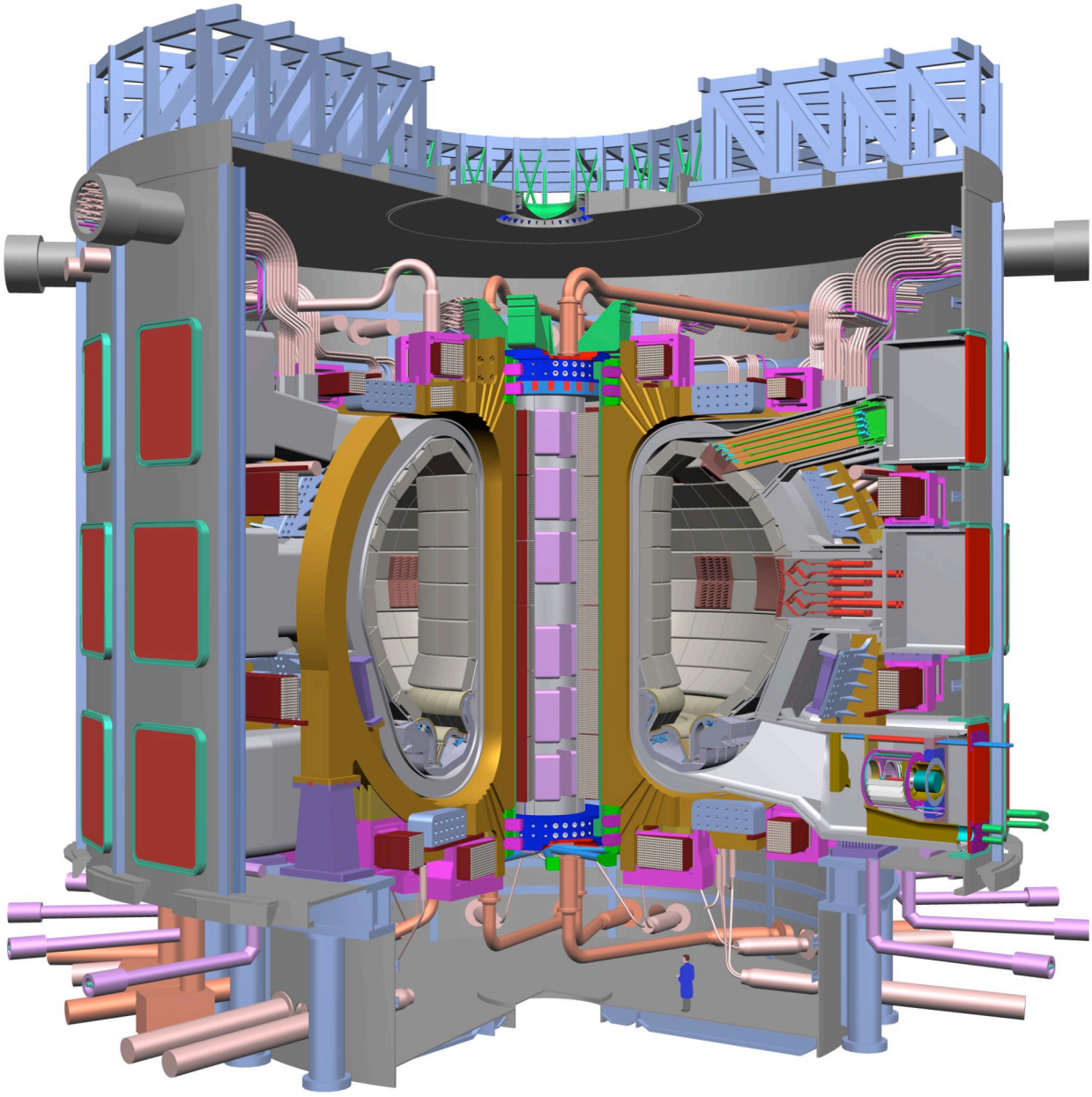

Figure III.3
Schéma de concept d'ITER

Un autre schéma de confinement magnétique est celui du Stellerator. Le plasma est confiné par une structure de champ magnétique créé uniquement par des bobines extérieures: Il n'est pas indispensable — comme dans le cas du Tokamak — d'avoir un courant dans le plasma qui génère le champ magnétique nécessaire au confinement du plasma. La topologie magnétique et la configuration des bobines est alors également beaucoup plus complexe. Le plasma étant confiné seulement par des champs magnétiques créés par des bobines extérieures, les problèmes — associés à la génération inductive

du courant liés au concept du Tokamak — sont évités. La figure III-4 représente la forme du plasma dans les bobines magnétiques du projet du Stellerator allemand W7-X. On note la nature réellement tri-dimensionnelle du plasma et des bobines.

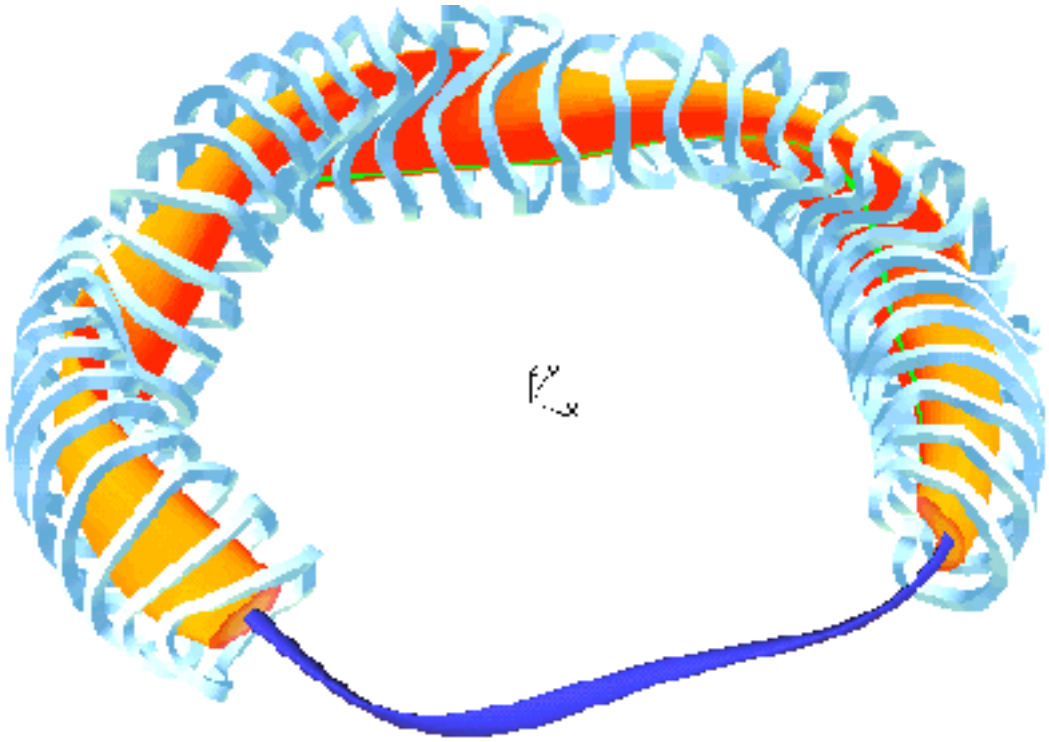

Figure III.4
Schéma du Stellerator W-7-X, montrant la structure tridimensionnelle des bobines qui créent le champ magnétique et celle du plasma.

Au cours des années de recherche, d'autres configurations de machine ont été essayées, comme les miroirs (Cf. Chapitre sur le Mouvement des particules) et les pinchs. Leurs performances n'ont pas justifié la poursuite de l'étude de ces configurations. Signalons également les travaux (longtemps classifiés) qui se font sur le confinement inertiel visant à réaliser un bilan d'énergie positif à travers de micro-explosions thermonucléaires. Cette voie n'est pas explorée en Europe. Elle est principalement liée au développement d'armes thermonucléaires.

Lecture recommandée:

L'énergie des étoiles par P.H. Rebut chez Odile Jacob

La fusion nucléaire par Joseph Weisse Collection « Que sais-je ? » n0 3659 (PUF)