

SOMMAIRE

- Introduction
- La fusion thermonucléaire
 - L'énergie de fusion
 - La maîtrise de la fusion sur Terre
- La fusion par confinement magnétique. Le tokamak
 - Le confinement magnétique
 - La création et le chauffage du plasma
 - Les mécanismes de perte et le bilan de puissance
 - Les acquis et les perspectives de la fusion par confinement magnétique
- La fusion par confinement inertiel
 - Principe de la fusion par confinement inertiel
 - Interaction du rayonnement laser avec la matière
 - Absorption par bremsstrahlung inverse
 - Autres mécanismes d'absorption
 - Interaction à très hauts flux
 - Phénomènes de transport
 - Expériences d'implosion
 - Implosion en mode d'explosion
 - Implosion en mode d'ablation
 - Attaques directe et indirecte
 - Lasers mégajoules

- Technologies du réacteur
- Autres approches : faisceaux de particules et hautes puissances pulsées

- Bibliographie
- Classification

THERMONUCLÉAIRE ÉNERGIE

ÉCRIT PAR

Robert DAUTRAY : membre de l'Académie des sciences

Pascal GARIN : directeur adjoint de l'Agence I.T.E.R. France

Michel GRÉGOIRE : adjoint au chef du service de physique des plasmas de fusion du département de recherche sur la fusion contrôlée

Guy LAVAL : auteur

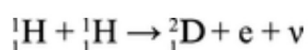
Jean-Paul WATTEAU : conseiller scientifique au Commissariat à l'énergie atomique

Joseph WEISSE : auteur

Le xx^e siècle nous a appris que l'énergie de fusion thermonucléaire est la source d'énergie du Soleil et de la plupart des autres étoiles. C'est cette énergie qui produit le rayonnement électromagnétique X issu de la région centrale de notre étoile et qui, par diffusion, absorption et réémission, devient la lumière qui nous parvient sur la Terre. Cette lumière satisfait, à travers la photosynthèse, aux besoins vitaux des plantes et des bactéries photosynthétiques, animant ainsi la quasi-totalité de la vie sur la Terre. Ce sont aussi les flux de neutrons produits par les réactions thermonucléaires qui ont permis de passer des éléments datant du big bang, (hydrogène, hélium...) aux matériaux constituant les étoiles, matériaux à partir desquels le système solaire, notamment, s'est formé.

Puisque ce phénomène de la fusion thermonucléaire se produit dans tant d'étoiles, il doit y avoir une propension des lois de la nature à le déclencher et à l'entretenir. Peut-on le reproduire sur la Terre ? Trois points sont à considérer.

Premier point : pour leur démarrage dans le Soleil, les réactions thermonucléaires exigent outre l'hydrogène (de masse atomique 1), qui forme environ 74 p. 100 de la masse des étoiles, du deutérium (isotope de l'hydrogène de masse atomique 2). La quantité de deutérium présente initialement dans le Soleil, de l'ordre de 10^{-4} fois celle de l'hydrogène, c'est-à-dire proche de la quantité issue des réactions de « nucléosynthèse » lors du big bang, n'est pas suffisante pour y alimenter les réactions thermonucléaires. Mais de nombreux autres noyaux de deutérium ^2_1D sont formés dans la région centrale du Soleil par la fusion de deux noyaux d'hydrogène ^1_1H , selon la réaction :



e étant la charge de l'électron (en valeur absolue) et v le neutrino.

La production d'un neutrino est la signature d'une réaction d'interaction « faible », donc lente. Sa constante de temps est de l'ordre de 10 milliards d'années et comparable à la durée de vie du Soleil brûlant son hydrogène. En somme, dès que le deutérium est créé par la réaction ci-dessus, il est consommé très rapidement par fusion thermonucléaire. Mais dans les futurs réacteurs projetés sur Terre, où comme nous le verrons les conditions sont différentes, le deutérium sera utilisé directement.

Deuxième point : si les réactions thermonucléaires se produisent dans toutes les étoiles de type analogue au Soleil, c'est qu'elles sont favorisées par la croissance de leur occurrence ou « section efficace » (qui se mesure en unités de surface de 10^{-24} cm^2) avec l'augmentation de la température. Ainsi, quand les premières réactions de fusion ont lieu à une température donnée, elles réchauffent le milieu et font croître la température. Les réactions deviennent alors plus nombreuses, accélérant la montée en température, et ainsi de suite, jusqu'à une valeur d'équilibre car la section efficace des réactions finit par atteindre un maximum. Cette propriété est également bien utile pour déclencher les réactions de fusion dans les dispositifs de laboratoire.

Troisième point : pour chauffer efficacement la région centrale du Soleil, l'énergie thermonucléaire dégagée ne doit pas s'en évader trop vite. Cette énergie est produite principalement sous forme de rayonnement X dont le transfert vers l'extérieur est freiné par l'opacité du Soleil due aux éléments atomiques bien plus lourds que l'hydrogène, malgré leur concentration infime.

Il était donc tentant d'essayer de produire d'abord en laboratoire, puis dans le futur, à une échelle industrielle, des réactions thermonucléaires. Un tel effort a été entrepris depuis les années 1950 aux États-Unis, en Russie, au Japon et dans plusieurs pays de l'Union européenne, notamment en Allemagne, en France, en Italie et au Royaume-Uni.

Comparons cet effort à celui de l'application de la fission à la production d'énergie, second effort qui fut longtemps beaucoup plus substantiel en nombre de personnes et en budget engagés. La fission fut découverte à la fin de 1938, et, courant 1939, la possibilité d'une réaction en chaîne fut confirmée par la mesure de deux ou trois neutrons produits par la réaction de fission. La faisabilité scientifique d'une telle réaction fut prouvée par la « criticalité » de la pile de Fermi, à Chicago, le 2 décembre 1942. Elle fut suivie de la démonstration de la faisabilité technique d'une

centrale nucléaire, après les piles de puissance de Hanford, par le réacteur E.B.R. 1 (Experimental Breeder Reactor), à Argonne National Laboratory près de Chicago en 1951. Enfin, la faisabilité industrielle fut prouvée par le réacteur à eau pressurisée de Shippingport en 1957.

Or, bien que la fusion thermonucléaire soit étudiée en laboratoire depuis le début des années 1950, la faisabilité scientifique d'un réacteur n'est toujours pas démontrée. D'où vient cette différence entre le rythme rapide de la fission et celui, plus lent, de la fusion contrôlée ? C'est que les phénomènes de base des réacteurs à fission – la diffusion des neutrons, leur capture par les noyaux atomiques et la fission de ces noyaux par les neutrons – sont des phénomènes qui varient linéairement avec la densité du nombre des neutrons. Les études à très basse puissance (quelques watts), permettent donc de déduire, par simple multiplication, les phénomènes intervenant dans les réacteurs de puissance produisant des milliards de watts ; en particulier, il n'y a pas besoin d'étudier la neutronique des puissances intermédiaires, ni celle de niveau le plus élevé.

Au contraire, les phénomènes advenant dans un réacteur de fusion ne sont pas linéaires. Au fur et à mesure que les machines utilisées pour les études de fusion augmentèrent en puissance, on observa de nouveaux phénomènes (les mathématiciens parlent de bifurcations) qu'il faut comprendre, modéliser et contrôler, le niveau nominal final pouvant encore être source de nouveautés. De plus, avec les concepts actuels, des niveaux de puissance très élevés seront vraisemblablement nécessaires pour démontrer la faisabilité de la fusion.

Bien que le rythme d'acquisition des connaissances sur la fusion thermonucléaire suive des étapes régies par les phénomènes aux puissances intermédiaires, il faut noter que, depuis les années 1950, un immense travail de recherche scientifique et technique a été accompli et que des résultats substantiels ont été obtenus. Aujourd'hui, on est en mesure de concevoir les grandes installations à construire pour la démonstration de la faisabilité scientifique des divers processus de fusion. Tous ces travaux ont nécessité des progrès techniques qui contribueront à la future faisabilité technique qui suivra la faisabilité scientifique. Enfin, il faut souligner, résultat encourageant, que la fusion thermonucléaire a effectivement été produite pendant des durées courtes dans plusieurs laboratoires et a pu être observée grâce à une instrumentation scientifique dont la mise au point est un des grands accomplissements de ces travaux.

Le combustible avec lequel on obtient le plus « facilement » la réaction

de fusion est le mélange des deux isotopes de l'hydrogène, le deutérium ${}^2_1\text{D}$ et le tritium ${}^3_1\text{T}$. La réaction de fusion thermonucléaire exige, pour être amorcée, que le mélange soit porté à très haute température, de 100 à 200 millions de degrés. Les études systématiques entreprises à partir du début des années 1950 ont permis de définir deux méthodes pour tenter d'atteindre l'objectif :

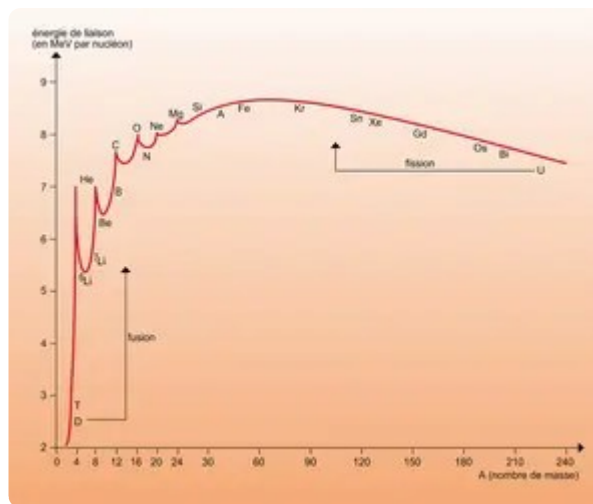
- la première, appelée *confinement magnétique*, consiste à maintenir en régime stationnaire un mélange gazeux de deutérium-tritium peu dense (un millionième de la densité « normale ») dans lequel les ions sont confinés pendant environ 1 seconde par un champ magnétique puissant (de 3 à 8 teslas) ; cette approche s'est surtout focalisée depuis quelques années sur la construction et l'étude de grands appareils de recherche appelés tokamaks ; elle fait l'objet d'une très large collaboration internationale ;
- la seconde, dite *confinement inertiel*, vise au contraire à contrôler une explosion thermonucléaire miniature, d'un mélange solide deutérium-tritium hyperdense (de mille à dix mille fois la densité de la glace et de taille micrométrique), comprimé et chauffé par des faisceaux lasers ou particuliers très puissants.

Un réacteur à fusion thermonucléaire devra accepter des contraintes thermiques, neutroniques, mécaniques de corrosion, etc., extrêmement sévères et, de ce point de vue, sa réalisation constitue un défi technologique. Les avantages potentiels à long terme en sont cependant substantiels :

- réserve énergétique quasi inépuisable ; le deutérium se trouve en quantité pratiquement illimitée (à l'échelle des besoins) dans les océans, le tritium initial est produit lors de la réaction nucléaire à partir d'un élément relativement abondant, le lithium, qui représente 0,004 p. 100 de la croûte terrestre ;
- sécurité d'exploitation, le seul élément radioactif utilisé, le tritium, étant produit dans le réacteur et ne nécessitant aucun transfert ; les « cendres » résultant de la réaction ne sont pas radioactives ; le combustible est toujours en faible quantité dans la zone du réacteur, limitant l'importance d'un éventuel accident. Seuls les matériaux irradiés par les neutrons des réactions de fusion deviennent radioactifs.

La fusion thermonucléaire

L'énergie de fusion



Nucléon : énergie de liaison

Encyclopædia Universalis France

Le noyau d'un atome est constitué de deux types de particules appelées nucléons : les protons de charge positive et les neutrons de charge nulle. La cohésion des nucléons, et donc la stabilité des atomes, est assurée par une force à courte portée (10^{-15} m) appelée interaction forte. Elle s'oppose à la force électrostatique qui est, au contraire, répulsive pour les particules chargées de même signe (les protons). La physique nucléaire nous apprend que l'énergie de liaison, en mégaélectronvolts (MeV) par nucléon, est maximale pour l'atome de fer, qui est constitué de 56 nucléons (fig. 1), ce qui signifie concrètement que la fission de noyaux plus lourds que le fer ou la fusion des noyaux plus légers sont libératrices d'énergie.

Les sauts quantiques d'énergie mis en jeu sont de l'ordre de 1 MeV par nucléon, c'est-à-dire environ un million de fois plus importants que les sauts quantiques mis en jeu au cours des réactions chimiques qui intéressent les niveaux d'énergie électroniques des atomes. Par exemple, la combustion du carbone fournit environ 4 électronvolts par molécule de dioxyde de carbone CO_2 formée, la fission de l'uranium, environ 200 mégaélectronvolts par atome, la fusion d'un noyau de deutérium et de tritium, environ 18 mégaélectronvolts. Ces résultats, convertis en unités pratiques, s'expriment ainsi : l'énergie potentielle contenue dans 1 kilogramme de charbon est équivalente à 9 kilowattheures (kWh), dans 1 kilogramme d'uranium à 24×10^6 kWh, et dans 1 kilogramme de mélange deutérium-tritium à 94×10^6 kWh.

Comme nous l'avons vu, la vie des étoiles est la manifestation « éclatante » des principes évoqués. L'énergie thermonucléaire dégagée par les réactions de fusion qui s'y produisent est la source du rayonnement considérable dont nous percevons les effets, notamment le

rayonnement solaire. Le combustible qui alimente les réactions thermonucléaires subit en effet, tout au long de la vie de l'étoile, une évolution qui le conduit naturellement, dans la phase ultime (différente suivant le type d'étoile), vers l'état fer $^{56}_{26}\text{Fe}$ qui présente l'énergie potentielle minimale. Au cours de cette évolution, la température du cœur de l'étoile augmente par paliers successifs, chaque palier correspondant à une phase de combustion particulière. Dans les régions centrales du Soleil qui, lui, ne dépasse pas l'état $^{28}_{14}\text{Si}$, par exemple, on estime la température de l'ordre de 20 millions de degrés, et la densité de l'ordre de 40 à 100 grammes par centimètre cube. La pression, supérieure à 10^{11} atmosphères, est équilibrée par les forces gravitationnelles considérables résultant de la masse solaire qui est d'environ 2×10^{30} kilogrammes. La concentration en noyaux d'hydrogène est élevée (supérieure à 70 p. 100), de sorte que les chaînes protons-protons jouent un rôle prépondérant (de l'ordre de 56 p 100) dans la production d'énergie thermonucléaire solaire. Lorsque la phase de combustion de l'hydrogène sera terminée, dans quelques milliers de millions d'années, commencera une phase de contraction qui amènera une augmentation de densité et de température permettant d'entamer une phase de combustion de l'hélium, etc.

La très grande masse des étoiles et la force de gravitation associée assurent l'équilibre du milieu en fusion thermonucléaire : équilibre entre les forces de compression dues à la gravitation et à l'énergie explosive de la fusion. Il est ainsi possible de « brûler » dans les étoiles les combustibles fusibles. La réalisation et le contrôle de réactions de fusion à l'échelle humaine sont évidemment un autre problème.

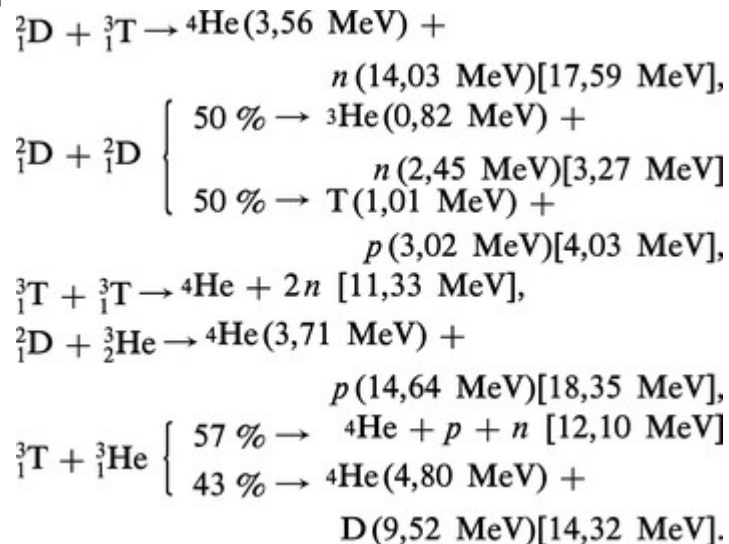
La maîtrise de la fusion sur Terre

La maîtrise sur Terre de soleils miniatures impose dès le départ une optimisation du combustible nucléaire par rapport à deux exigences : avoir une énergie libérée importante par réaction nucléaire, avoir une probabilité de réaction (section efficace) la plus grande possible, et cela à la température la plus faible possible. La vitesse de réaction pour la fusion d'ions de type i et j est déterminée par la réaction :

$$(1) \quad \frac{dn_i}{dt} = \frac{dn_j}{dt} = n_i n_j \overline{\sigma_{ij} v_{ij}}$$

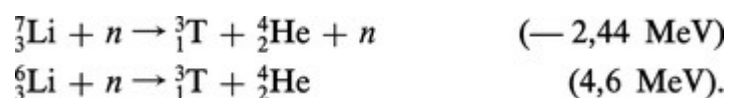
où n_i et n_j sont respectivement la densité des espèces i et j , $\sigma_{ij} v_{ij}$ étant la valeur moyenne du produit de la section efficace de la réaction σ_{ij} par la vitesse relative v_{ij} des ions i et j . Cette formule est calculée en général pour une distribution de vitesse maxwellienne correspondant à la température T des espèces considérées. Les réactions nucléaires de

fusion les plus intéressantes sont les suivantes :

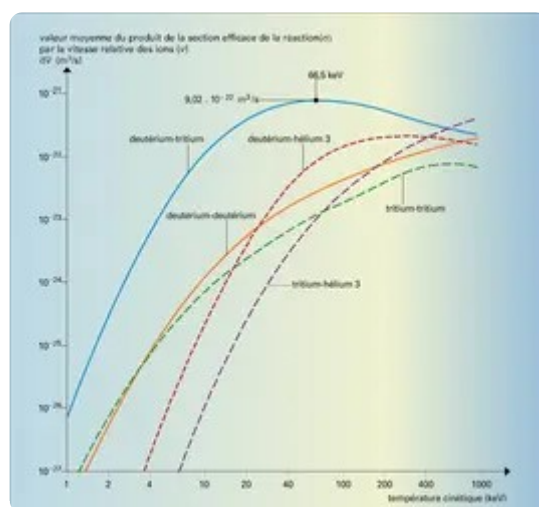


Entre parenthèses figure l'énergie cinétique, en MeV, des produits de fusion des éléments et, entre crochets, celle de la réaction nucléaire (n , neutron ; p , proton).

L'examen du paramètre de réaction σv pour les cinq réactions précédentes (fig. 2) montre clairement que c'est la réaction deutérium-tritium qui sera la plus accessible. Le deutérium est abondant, puisque contenu largement dans l'eau de mer (33 g/m^3), et de plus il est facilement extractible. Le tritium n'existe par contre qu'à l'état de traces, et devra être obtenu par réactions nucléaires avec le lithium :

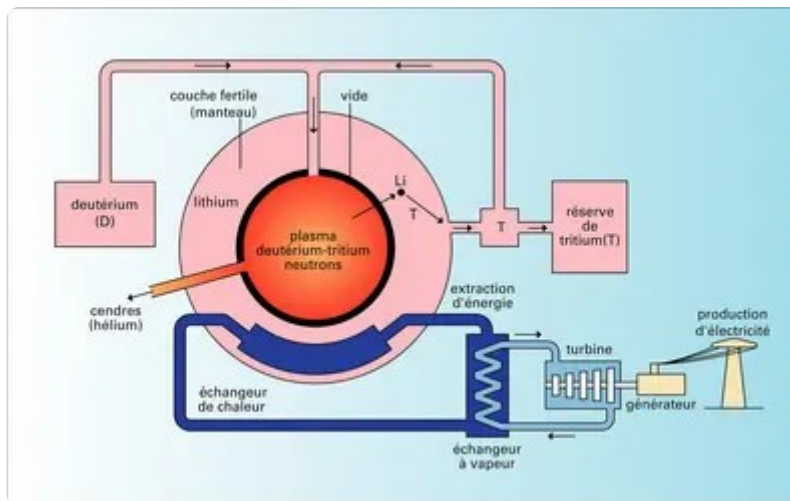


Le schéma de principe d'un réacteur de fusion thermonucléaire brûlant un mélange deutérium-tritium est représenté sur la figure 3. Il comprend :



Fusion : réactions nucléaires

Encyclopædia Universalis France



Réacteur de fusion deutérium-tritium

Encyclopædia Universalis France

- un cœur chaud où se trouve le mélange ;
- une couverture riche en lithium qui assurera à la fois la récupération de l'énergie des neutrons, elle-même évacuée avec un fluide caloporteur vers une turbine, et la production du tritium nécessaire à la combustion.

Nous allons, dans ce qui suit, décrire les caractéristiques du cœur chaud et les options proposées pour parvenir à sa maîtrise.

L'ignition. Avant d'aller plus loin dans la description des propriétés de la fusion, il convient de décrire une situation physique importante et de définir le concept associé : l'ignition du plasma.

Soit un plasma porté par un moyen quelconque à la température convenable, par exemple pour le mélange deutérium-tritium, à une valeur de 100 millions de kelvins (ou environ 10 keV ; 1 eV = 11 600 K). Un tel plasma est le siège de pertes thermiques importantes qui ont tendance à le refroidir. On peut, au moins formellement, regrouper l'ensemble de ces pertes (convection, conduction et rayonnement) et les caractériser par un seul paramètre τ_E , appelé temps de vie de l'énergie, qui caractérise la vitesse avec laquelle le plasma perd son énergie thermique. Par définition, on a :

$$(2) P_{\text{pertes}} = \frac{3nkT}{\tau_E},$$

où n est la densité des noyaux de deutérium et de tritium ou des électrons, et T la température du plasma.

Ce même plasma est également le siège de réactions de fusion qui sont, elles, productrices d'énergie et, par définition des sections efficaces

(formule 1), on a :

$$(3) P_{\text{fusion}} = \frac{1}{4} n^2 \overline{\sigma v} \cdot E_{\text{fusion}}$$

On a vu plus haut que l'énergie de la réaction, E_{fusion} , apparaît sous forme d'énergie cinétique des produits de fusion, particules chargées ou neutrons. Examinons alors le devenir de cette énergie. Les neutrons n'interagissent avec le plasma que lorsque celui-ci est à une densité très élevée, effet qui est ici négligé. En revanche, les particules chargées ont des interactions fortes (interaction coulombienne) avec les autres particules du plasma. Dans ces interactions, de l'énergie est échangée et les particules les plus énergétiques, ou cendres des réactions de fusion, abandonnent leur énergie aux particules les moins énergétiques, le corps du plasma. On voit donc que peut se créer une situation où l'énergie apportée par les particules chargées est suffisante pour entretenir la température du milieu et donc sa réactivité, malgré les pertes inévitables. On dit alors que le plasma est à l'ignition et les réactions de fusion se développent sans apport d'énergie extérieure (c'est évidemment le cas des étoiles).

Formellement, pour le mélange deutérium-tritium, et en supposant que toute l'énergie des particules chargées est fournie au plasma, on peut écrire :

$$P_{\text{fusion}} \geq P_{\text{pertes}}$$

en prenant dans l'expression de P_{fusion} la valeur de E_{fusion} limitée aux seules particules chargées, soit ici 3,56 MeV par réaction de fusion. Tous calculs effectués à une température de 10 KeV, on trouve alors le critère d'ignition :

$$(4) n\tau_E \geq 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s.}$$

De même, pour un mélange deutérium-deutérium on aurait à $T = 50 \text{ keV}$:

$$(5) n\tau_E \geq 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s.}$$

Examinons rapidement les conséquences de ce critère dans l'optique du réacteur producteur d'énergie pour lequel le bilan global s'établit en prenant en compte toute l'énergie produite (particules chargées et neutrons) ainsi que les divers rendements de conversion permettant de passer de l'énergie produite (chaleur) à l'énergie utilisable (électricité, etc.).

Pour un réacteur fonctionnant en continu et aux conditions de l'ignition, le bilan est largement positif, puisque le plasma produit de l'énergie et assure lui-même son entretien. En d'autres termes, on peut avoir encore un bilan positif en étant en deçà du critère d'ignition à condition cette fois de prélever un peu d'énergie produite pour la réinjecter dans le plasma afin de maintenir la température. Les schémas de réacteurs continus se placent dans ce cadre, c'est-à-dire en deçà de l'ignition, mais en fait d'assez peu car les divers rendements de conversion limitent l'impact du procédé.

Pour un réacteur fonctionnant en impulsions brèves, l'investissement énergétique du chauffage initial ne peut plus être négligé devant l'énergie produite au cours de l'impulsion. Il ne suffit plus d'atteindre l'ignition, il faut en plus qu'une fraction suffisante de la masse du combustible chauffé brûle effectivement. Les conditions à remplir pour la rentabilité énergétique s'en trouvent majorées et l'on se situera donc sensiblement au-delà du critère d'ignition.

En conclusion, le critère d'ignition fournit dans tous les cas une bonne évaluation des difficultés à résoudre. De plus, parce que ce critère est à la fois très « physique » et très simple, il sert souvent à mesurer les progrès accomplis ou à venir.

Comment réaliser le cœur chaud d'un réacteur ? La température requise pour le mélange, 300 millions de kelvins, est imposée par le fait que les particules, qui sont toutes ionisées, doivent avoir une énergie suffisante pour vaincre leur répulsion électrostatique, avant de fusionner. La condition sur le produit $n\tau_E$ semble offrir par contre de grandes possibilités de choix pour le couple de paramètres : densité n , temps de confinement de l'énergie τ_E . Après analyse, ce choix est cependant restreint par les méthodes expérimentales finalement retenues.

La voie du confinement magnétique cherche à équilibrer la pression cinétique du mélange par la pression magnétique isolant le plasma des parois de la chambre de réaction. Les valeurs des champs magnétiques pratiquement réalisables dans de grands volumes, de 3 à 8 teslas, vont limiter la pression cinétique du milieu confiné $2nkT$ et donc sa densité à une valeur de l'ordre de 10^{14} particules par centimètre cube, ce qui imposera un confinement « très long », quelques secondes, pour les particules (formule 4).

La voie du confinement inertiel se contentera au contraire d'un temps de confinement, ou plutôt d'un temps de réaction, extrêmement court, de l'ordre de 10^{-11} seconde, assuré uniquement par l'inertie dans

l'expansion libre de la matière en fusion. Ce temps est en fait déterminé par la vitesse du son du milieu, qui dépend essentiellement de sa température. La densité nécessaire 10^{25} particules par centimètre cube sera obtenue par compression d'un milieu solide de 10^{22} particules par centimètre cube grâce à de très puissants faisceaux lasers ou particuliers.

La fusion par confinement magnétique. Le tokamak

Le confinement magnétique

Dans un champ magnétique B uniforme, la trajectoire d'une particule chargée est une hélice dont le centre de giration suit la ligne de force. La rotation autour de la ligne de force se fait à la pulsation cyclotronique $\omega = AB/M$, où A est la charge et M la masse de la particule.

Le mouvement est borné dans la direction perpendiculaire au champ par l'amplitude du rayon de giration :

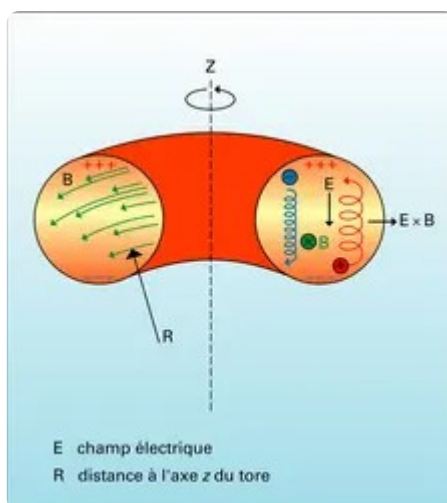
$$(6) \quad \rho = \frac{Mv_{\perp}}{AB},$$

v_{\perp} est la vitesse de la particule perpendiculaire au vecteur \vec{B} ; pour un ion deutérium « thermonucléaire », $\rho \approx 1$ cm.

Le mouvement est libre le long des lignes de force et, par conséquent, le confinement n'est pas assuré. Pour qu'une réaction de fusion se produise, l'ion doit parcourir en moyenne un millier de kilomètres dans le milieu fusible sans contact avec les parois matérielles. Dans un champ magnétique non uniforme, le centre de giration de la particule est soumis lui-même à une vitesse de dérive proportionnelle à $\vec{B} \wedge \vec{\nabla} B$, c'est-à-dire perpendiculaire à la fois à la ligne de force et au gradient du champ.

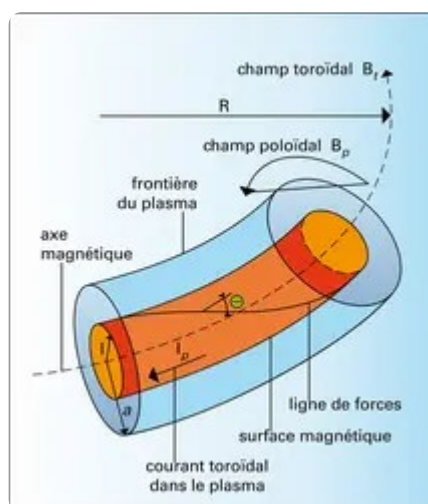
Du fait de cette dérive, les configurations magnétiques qui s'imposent en première analyse, les configurations magnétiques fermées, ne pourront pas prendre la forme toroïdale la plus simple, dans laquelle les lignes de force sont des cercles toroïdaux concentriques. Le module du champ y varie en effet comme $1/R$ (R est la distance à l'axe du tore), et la vitesse de dérive verticale que subissent les particules les fait sortir rapidement de la zone utile de la configuration (fig. 4). Cet effet de dérive peut être compensé en modifiant les lignes magnétiques par l'addition d'une composante de champ poloïdale (fig. 5). Chaque ligne de force prend alors la forme d'une hélice enroulée sur le tore qui engendre une surface torique fermée, appelée surface magnétique. Cette situation peut être

créée soit entièrement par des courants extérieurs convenablement répartis (configuration stellarator), soit plus simplement, en faisant circuler un courant toroïdal dans le plasma (configuration tokamak).



Tore avec lignes de forces et dérive des particules chargées

Encyclopædia Universalis France



Principe de la configuration magnétique d'un tokamak

Encyclopædia Universalis France

Lorsque l'intensité du champ varie le long d'une ligne de force, une force de rappel ramène les particules vers la zone de champ faible. Il est ainsi possible de piéger entre deux zones de champs forts, appelées « miroirs magnétiques », les particules dont la vitesse v_{\perp} perpendiculaire aux lignes de champ est suffisante. La condition, ainsi définie, s'écrit au fond de la « b

$$(7) \quad \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} < \left(\frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\min}} \right)^{\frac{1}{2}},$$

outeille magnétique » (partie centrale entre les deux miroirs) : v_{\parallel} est la vitesse parallèle aux lignes de champ au fond de la bouteille

magnétique, B_{\min} et B_{\max} sont les modules du champ au fond de la bouteille et en haut des miroirs. Cette propriété a servi de base aux études d'une autre classe de configurations magnétiques de confinement non toroïdales, dites configurations ouvertes. Elle intervient également de façon fondamentale dans le confinement des systèmes toroïdaux, car le module du champ n'est pas uniforme le long des lignes de force qui définissent ces systèmes.

À partir de ces principes généraux, une étude systématique des différentes configurations magnétiques potentiellement possibles pour le confinement des plasmas chauds a été faite. Dès 1969, à la suite des travaux soviétiques dirigés par l'académicien Lev Artsimovitch à l'institut Kurchatov de Moscou, *la configuration tokamak s'avère la plus prometteuse*. La stratégie du réacteur de démonstration est désormais fondée sur ce principe.

Dans la configuration tokamak (fig. 6), le champ toroïdal B_T , créé par des bobinages extérieurs à la configuration, est par nature axisymétrique (axe z). Il est strictement équivalent dans la zone utile au champ qui serait produit par un courant rectiligne infini confondu avec l'axe z ; son module varie donc comme $1/R$. Le champ poloïdal B_p est fourni par le courant intense (plusieurs millions d'ampères dans les grands appareils) que l'on fait circuler dans l'anneau torique du plasma. Ce courant est induit à l'aide d'un circuit primaire externe, le courant plasma constituant ainsi le secondaire. De ce point de vue, le tokamak est un très gros transformateur d'impulsions, et son fonctionnement est par conséquent pulsé. La recherche d'un fonctionnement permanent pour le réacteur a conduit récemment à développer les techniques de production du courant plasma par voies non inductives. Le couplage direct d'ondes à hautes fréquences sur les électrons rapides du plasma et l'injection de faisceaux de neutres sont utilisés dans ce but.

La section méridienne des surfaces magnétiques n'est pas forcément circulaire. Une ligne de force tourne q fois autour de l'axe z du tore pour une révolution autour de l'axe magnétique (fig. 5). La grandeur q ainsi définie porte le nom de « facteur de sécurité ». Elle varie typiquement entre 1 et 3, en allant de l'axe magnétique vers le bord du plasma. En raison de la décroissance en $1/R$ du champ toroïdal, l'intensité du champ magnétique varie le long d'une ligne de force entre l'extérieur et l'intérieur du tore. Chaque ligne agit donc comme une suite de « bouteilles magnétiques », telles que : où B_r est le champs magnétique toroïdal.

$$(8) \quad \frac{\Delta B_T}{B_T} = \frac{2r}{R},$$

Les particules se classent en deux familles, en fonction de la direction de leur vecteur vitesse par rapport au champ. Si :

$$(9) \quad \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} \leq \left(\frac{\Delta B_T}{B_T} \right)^{\frac{1}{2}},$$

les particules sont « piégées » dans les zones de champ faible. Dans le cas contraire, elles sont « passantes » dans toutes les zones de la configuration. Toutes les particules décrivent des surfaces toriques, mais les sections méridiennes sont fondamentalement différentes. L'écart Δr à la surface magnétique correspondante, qui est lié notamment à la dérive toroïdale des particules, est beaucoup plus grand que le [rayon de giration](#) pour les particules passantes ; il en est de même pour les particules piégées pour lesquelles :

$$(10) \quad \Delta r = 2q \left(\frac{R}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \rho$$

pour les particules piégées.

Cet écart dimensionne le coefficient de la diffusion collisionnelle perpendiculairement aux lignes magnétiques, qui, dans un plasma cylindrique, s'exprime en fonction de la fréquence de collisions ν :

$$(11) \quad D_{\perp} = \nu \Delta r^2,$$

Dans le tore du tokamak, ce coefficient sera donc nettement plus grand que dans une configuration ouverte, environ dix fois, tout en restant acceptable.

La création et le chauffage du plasma

La configuration magnétique ainsi définie existe dans un volume utile délimité essentiellement par une enceinte étanche, qui est de forme toroïdale et dans laquelle on élimine toute source de [pollution](#) extérieure. Elle permet d'atteindre une pression résiduelle inférieure à 10^{-6} pascal. Cette enceinte est alors remplie du gaz « utile » hydrogène-deutérium (puis tritium dans le réacteur) sous une pression de l'ordre de 3×10^{-2} pascal, ce qui correspond à la densité de particules souhaitée : 10^{14} particules par centimètre cube. Ce gaz, soumis à l'action du champ électrique induit par le primaire du transformateur (fig. 6), subit dans un premier temps une ionisation en cascade pour atteindre très rapidement, après quelques millisecondes, un état complètement ionisé qui lui permet de transporter un courant important. La configuration magnétique tokamak est ainsi réalisée. La densité du plasma étant convenable, il faut maintenant chauffer pour porter la température à

plusieurs kiloélectronvolts. Différentes techniques de chauffage sont utilisées.

Le chauffage ohmique tout d'abord, puisque le courant très intense qui parcourt le plasma ne peut le faire qu'en dissipant, par effet Joule, la puissance $P = \eta J^2$, où η est la résistivité moyenne du plasma et J la densité de courant moyenne.

Cette méthode simple et efficace a malheureusement ses limites : la résistivité est proportionnelle à $T_e^{-3/2}$ (T_e , température des électrons), ce qui veut dire que plus le plasma est chaud, moins le chauffage est efficace. La densité de courant est limitée par des raisons de stabilité formulées en fonction du facteur de sécurité q : qui

$$(12) \quad q = \frac{B_T}{2\pi R J}$$

doit être supérieur à 1 pour respecter les conditions de stabilité [magnétohydrodynamique](#) de Kruskal, Shafranov, et Mercier.

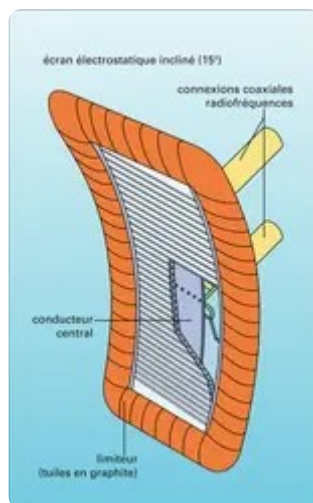
Pour ces différentes raisons, le chauffage ohmique ne permet d'atteindre qu'une température de 2 à 3 kiloélectronvolts, au lieu des 10 à 20 kiloélectronvolts nécessaires pour la fusion. Les principaux moyens de chauffage mis en œuvre pour compléter le chauffage ohmique sont décrits ci-après.

Injection de neutres rapides. L'idée est simple : il s'agit d'injecter des ions de même nature que ceux du plasma (H ou D), mais d'énergie bien supérieure à kT_i (k est la constante de Boltzmann, T_i la température des ions). Par collisions avec les ions et les électrons du plasma, le faisceau d'ions se thermalise en cédant l'essentiel de son énergie au milieu. Comme la configuration magnétique ne permet pas l'injection d'ions de l'extérieur, ils sont successivement accélérés à haute énergie hors du tokamak, puis neutralisés, par capture d'électrons sur une cible à gaz. À l'état de neutres rapides, ils franchissent la barrière magnétique, sont ionisés par le plasma, et ainsi capturés. Les sections efficaces des réactions d'échange de charges qui permettent de neutraliser les ions rapides, ainsi que celles des réactions d'ionisation qui permettront de les capturer dans le plasma, sont bien connues. La diminution, aux énergies élevées, du rendement de la neutralisation par échange de charges limite cependant en pratique l'énergie des neutres injectés à 100-200 kiloélectronvolts. L'utilisation de faisceaux d'ions négatifs, en développement, permet de franchir cette limite avec la possibilité d'atteindre de 500 keV à 1 MeV. Cette méthode de chauffage demande la mise en œuvre très lourde de faisceaux d'ions de plusieurs mégawatts,

suivie de neutraliseurs qui exigent de très puissants dispositifs de pompage. Elle offre, en revanche, l'avantage d'une physique relativement simple et donc d'une bonne compréhension des mécanismes de chauffage mis en jeu. Elle est, à ce jour, très largement utilisée. Les dispositifs les plus performants mis en service ont une puissance injectée valant jusqu'à 40 mégawatts (tokamak américain T.F.T.R., Tokamak Fusion Test Reactor).

Le chauffage par ondes à haute fréquence. La propagation et l'absorption des ondes constituent un chapitre très riche et très complexe de la physique des plasmas. Les ondes susceptibles d'être absorbées efficacement sont extrêmement variées. Après de très nombreuses études, une concentration des efforts s'est faite sur quelques fréquences caractéristiques des plasmas magnétisés. Le chauffage à la fréquence cyclotronique, fréquence naturelle de giration des particules dans un champ magnétique, s'est avéré très efficace et est largement employé.

À la fréquence cyclotronique ionique ou à ses harmoniques (gamme de fréquences de 10 à 100 MHz), plusieurs mécanismes d'absorption, dépendant de la nature du mélange gazeux et de la fréquence mise en jeu, peuvent intervenir pour chauffer préférentiellement les ions, ou les électrons. Ils sont maintenant bien compris et utilisés systématiquement sur les grands tokamaks. L'onde électromagnétique est envoyée dans le plasma au moyen d'antennes (fig. 7) placées au niveau de la paroi à l'intérieur de la chambre qui contient le plasma. Les développements technologiques faits sur ces antennes permettent, aujourd'hui, de transmettre des puissances unitaires de l'ordre de 10 mégawatts, la puissance maximale installée sur le tokamak européen J.E.T. (Joint European Torus) étant d'environ 40 mégawatts.



Chauffage cyclotronique : antennes

Encyclopædia Universalis France



Joint European Torus (J.E.T.)

J.E.T./D.R.

À la fréquence cyclotronique électronique, on sait depuis longtemps coupler efficacement l'énergie aux électrons. L'utilisation extensive de cette méthode a été jusqu'à ce jour retardée par le manque de sources de puissance aux très hautes fréquences mises en jeu (gamme de fréquences de 100 à 200 GHz). La mise au point et le développement de nouveaux tubes, les gyrotrons, durant ces dernières années permettent de penser que beaucoup de progrès restent possibles dans ce domaine. Des expériences au niveau de 2 mégawatts à 90 gigahertz ont été réalisées sur le grand tokamak T-10 en U.R.S.S., à l'institut Kurchatov de Moscou, et des tubes de fréquences supérieures à 100 gigahertz, devant fournir en continu plusieurs centaines de kilowatts, voire le mégawatt, sont en développement.



Programme I.T.E.R.

CEA

À noter enfin, dans ces techniques de chauffage par ondes électromagnétiques, les ondes hybrides (fréquence de 1 à 10 GHz) qui permettent de coupler de l'énergie soit sur les ions, soit sur les électrons, selon la vitesse de phase de l'onde dans le plasma. Ces ondes ont permis de réaliser à puissance moyenne, c'est-à-dire plusieurs centaines de kilowatts, des chauffages ioniques ou électroniques, mais leur utilisation est maintenant essentiellement orientée à puissance plus élevée (10 MW) vers la création du courant de plasma et son entretien permanent. Un courant de 0,6 méga-ampère a été obtenu grâce à cette technique pendant plus de 4 minutes dans le tokamak français Tore-Supra.

Les mécanismes de perte et le bilan de puissance

En régime stationnaire, la puissance de chauffage P_{ch} équilibre la puissance perdue P_{pertes} , l'énergie $3nkT$ contenue dans le milieu plasma étant alors, par définition du temps de vie de l'énergie (formule 2) :

$$(13) \quad 3nkT = \tau_E P_{ch} = \tau_E P_{pertes}.$$

P_{ch} comprend les chauffages pilotés de l'extérieur (chauffages additionnels) et le terme énergétique provenant de la réaction thermonucléaire deutérium-tritium qui a lieu dans le réacteur ; cette énergie est produite par la puissance contenue dans les particules α (${}^4_2\text{He}$), c'est-à-dire 0,2 fois P_{fusion} . Le temps de vie de l'énergie caractérise donc l'ensemble des termes de pertes.

Les pertes par rayonnement sont, dans les machines actuelles, principalement associées à l'émission de raies des atomes d'impuretés incomplètement ionisés. Pour l'essentiel, ces impuretés sont l'oxygène, le carbone, le fer, le nickel. Les pertes provoquées par ce type de

rayonnement représentent dans les appareils actuels de 10 à 50 p. 100 du bilan énergétique. On en minimise les effets par un conditionnement préalable des parois de la chambre à vide et par un contrôle de la qualité des plasmas de bord, tous deux destinés à ralentir la génération des impuretés par la paroi de la chambre. Le maintien de la concentration des impuretés à un niveau suffisamment faible est une condition nécessaire pour un bilan de fusion positif. La solution adoptée est de déplacer la région d'interaction du plasma avec les matériaux hors de la chambre à vide principale, dans un volume dédié ou « divertor »

Les pertes par rayonnement de freinage des électrons sur les ions du combustible deutérium-tritium, proportionnelles à $n^2 T_e^{1/2}$, resteront dans une limite acceptable pourvu que la température du plasma soit supérieure à environ 5 KeV.

L' échange de charge entre des ions chauds et des neutres froids résiduels dans le plasma est aussi une façon de déconfiner de l'énergie, puisque les ions chauds devenus neutres vont échapper au confinement. Ce mécanisme, responsable d'environ 10 p. 100 des pertes dans les machines actuelles, doit cependant devenir négligeable pour le réacteur.

Transport « néo-classique » de matière et de chaleur. Les flux de matière et de chaleur s'expriment de façon classique en fonction des coefficients de diffusion D et de conductibilité thermique K , ainsi que des gradients de densité et de température :

$$(14) \quad \begin{aligned} \vec{\Gamma} &= D \cdot \vec{\nabla} n \quad (\text{flux de matière}), \\ \vec{Q} &= nK\vec{\nabla} T + T \cdot D\vec{\nabla} n \\ &\quad (\text{flux de chaleur}). \end{aligned}$$

Dans le tokamak, D et K ont été calculés par la théorie cinétique en tenant compte correctement de la forme torique, de la configuration et, en particulier, de l'existence de particules piégées (cf. supra, La configuration tokamak). Les expressions obtenues ainsi sont appelées « néo-classiques ». Dans la direction des gradients, c'est-à-dire perpendiculairement au champ magnétique, les flux de matière et de chaleur sont largement réduites, ce qui est la base même du principe de confinement. Le bilan d'énergie complet fait sur de nombreux tokamaks montre que cette description néo-classique ne permet pas d'équilibrer le bilan énergétique et qu'il faut faire intervenir, notamment pour les électrons, des coefficients D et K largement plus grands que ceux qui sont calculés par cette théorie. L'explication la plus naturelle d'un transport accéléré de l'énergie des électrons à travers le champ magnétique est l'action sur ces électrons des champs électriques et

magnétiques fluctuants, associés aux ondes instables qui peuvent prendre naissance dans le plasma.

Les mécanismes d'instabilité, qui peuvent aller de l'apparition de microchamps électromagnétiques fluctuants à la disparition brutale du plasma, appelée « disruption majeure », ont fait l'objet de très nombreuses recherches qui permettent d'en éviter aujourd'hui les effets les plus nocifs. On a notamment identifié les zones de fonctionnement des tokamaks, qui gardent au confinement un caractère acceptable en vue du réacteur. Une classification succincte permet de distinguer :

– Les micro-instabilités qui sont alimentées par les sources d'énergie libre dues à l'anisotropie de la fonction de distribution des vitesses ou aux gradients transversaux. Ces ondes ont pu être identifiées dans certains tokamaks. Les coefficients de diffusion associés :

$$(15) \quad D_{\perp} = (E/B)^2 \delta t,$$

avec E champ électrique oscillant de l'onde et δt son temps de corrélation, restent cependant difficiles à évaluer.

– Les instabilités magnétohydrodynamiques, qui sont les plus dangereuses, car elles concernent la totalité du plasma qui se comporte comme un fluide.

– Les instabilités d'interéchanges, qui entraînent l'échange entre des tubes de flux de plasma voisins. Elles sont stabilisées en imposant dans toute la section du tore un facteur de sécurité $q > 1$.

– Les instabilités de torsion (*kink* en anglais) qui se traduisent par une perturbation hélicoïdale de la frontière du plasma.

Ces perturbations se développent préférentiellement sur les surfaces où le facteur de sécurité q est entier, conduisant à la formation de plusieurs axes magnétiques secondaires, entourés d'îlots magnétiques favorisant une diffusion transversale accélérée. En pratique, la stabilité de ces modes est assurée si q au bord est supérieur à 2 ou, plus facilement, si q est supérieur à 3, les zones délicates étant toujours celles qui correspondent à q entier ou rationnel. Les instabilités résistives de déchirement peuvent, elles aussi, se développer pour les valeurs rationnelles de q .

Les comportements disruptifs observés sont de deux types :

– Les disruptions internes, qui créent un mécanisme de transport de l'énergie très puissant, mais agissant uniquement à l'intérieur du plasma.

Au voisinage de l'axe magnétique, où ces instabilités sont liées à l'évolution de l'îlot magnétique qui se développe, elles peuvent être mises en évidence si q est inférieur à 1 et très finement analysées par de nombreuses mesures, notamment par la tomographie du plasma dans le domaine des rayons X mous (longueur d'onde de 0,1 à 1 nm).

– Dans les zones périphériques, la croissance des îlots magnétiques sur les surfaces résonnantes $q(r) = 3/2, 2, 5/2, 3$, qui peuvent conduire à une perte de confinement telle que la décharge se refroidisse très rapidement et s'éteigne brutalement, phénomène qualifié alors de *disruption majeure*.

Lois d'échelles. Les différents mécanismes de pertes étant très complexes, il n'existe pas aujourd'hui de modèle théorique cohérent pour expliquer la totalité des phénomènes. Le temps de vie de l'énergie τ_E est en revanche accessible expérimentalement par le rapport de la puissance de chauffage injectée P_{ch} à l'énergie contenue dans le système $3nkT$ (formule 13). La variation de τ_E dans une machine avec différents paramètres (courant de plasma, densité, champ magnétique, etc.), et entre plusieurs machines de caractéristiques différentes (rayon du tore R , rayon du plasma a), permet de définir des lois d'échelles expérimentales qui servent de base d'extrapolation pour les machines à construire. À titre d'exemple, l'expression :

$$(16) \quad \tau_E(s) = 7,1 \times 10^{-19} \times n_e (\text{cm}^{-3}) \times a^{1,04} (\text{cm}) \\ \times R^{2,04} (\text{cm}) \times q^{0,5}$$

a été obtenue, en 1984, à partir d'une analyse régressive des résultats disponibles pour un large ensemble de décharges ohmiques. Elle montre clairement l'influence de la taille du plasma (a , R) dans le temps de vie, ce qui est attendu pour un mécanisme de diffusion. À noter que cette expression n'est plus valable lorsqu'on applique au plasma un chauffage additionnel intense, la dégradation observée dans ce cas pouvant être cependant maintenue à un niveau acceptable, dans certaines conditions particulières. La détermination des lois d'échelles exige la mesure détaillée du maximum de paramètres de plasma, et souvent l'utilisation en complément de codes numériques de simulation dont la mise au point et l'exploitation ont représenté, dans les trente dernières années, une part importante de l'activité des recherches dans le domaine. Les techniques de mesure mises en jeu sont extrêmement variées : spectroscopie des émissions de neutrons, de rayons X durs, de rayons X mous, de rayonnements issus des domaines de l'ultraviolet, du visible et de l'infrarouge, d'ondes millimétriques, et d'émissions radiofréquence en provenance du plasma ; analyse de neutres rapides ayant subi un

échange de charges ; interférométrie des [micro-ondes](#), diffusion Thomson d'un faisceau laser infrarouge par les électrons de plasma, etc. L'ensemble de ces méthodes permet de déterminer la densité du plasma et des impuretés, les températures électronique T_e et ionique T_i .

Les acquis et les perspectives de la fusion par confinement magnétique

Depuis les premiers résultats significatifs obtenus par les Soviétiques en 1968 sur le tokamak T-3 :

$$\begin{aligned}
 (17) \quad & R = 100 \text{ cm} ; a = 15 \text{ cm} ; 1,7 \text{ T} \leq B \leq 3,4 \text{ T} ; \\
 & 25 \text{ kA} < I < 120 \text{ kA} ; \\
 & 0,1 \text{ keV} < T_e < 2 \text{ keV} ; \\
 & T_i \leq 0,3 \text{ keV} ; \\
 & 10^{12} < n_e < 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} ; \\
 & \tau_E \leq 10 \text{ ms},
 \end{aligned}$$

une trentaine d'appareils de ce type, construits dans le monde, ont permis d'avancer progressivement vers l'objectif fixé par le critère de Lawson (formule 4).

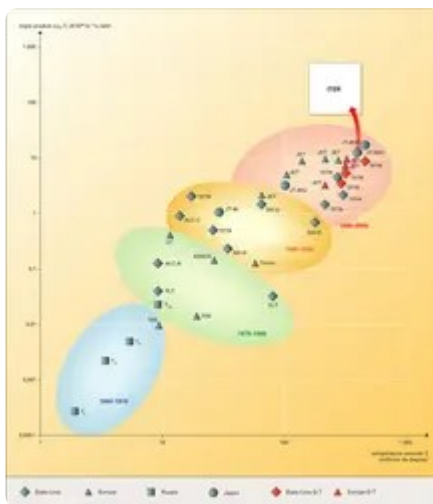
	T.F.T.R.* (Tokamak Fusion Test Reactor)	J.E.T. (Joint European Torus)	J.T.-60 upgrade (Jaeri Tokamak)	T.S. (Tore-Supra)	I.T.E.R. (International Thermonuclear Experimental Reactor)
localisation	Princeton (N.J., États-Unis)	Culham (Grande-Bretagne)	Naka (Japon)	C.E.N. Cadarache (Bouches-du-Rhône, France)	C.E.N. Cadarache (Bouches-du-Rhône, France)
mise en service	déc. 1982	juin 1983	avril 1985	avril 1988	vers 2015
grand rayon (m)	2,48	2,96	3,4	2,36	6,2
petit rayon (m)	0,85	1/1,7	1,5	0,80	2/3,6
champ toroidal (T)	5,2	3,5	4,2	5,7 (supraconducteur)	5,3 (supraconducteur)
courant du plasma max (MA)	2,5	7	6	2	15
temps de décharge (s)	5	20	10	de 60 à 1 000	500
puissance additionnelle (MW)	40	40	40/60	10/25	70
puissance de fusion D-T (MW)	10	16	-	-	500

* aujourd'hui démantelé

Tokamaks

Encyclopædia Universalis France

Trois grands tokamaks ont été mis en service successivement entre 1982 et 1985 et ont atteint depuis lors leur performances nominales (tableau 1) : le T.F.T.R. (Tokamak Fusion Test Reactor), par les États-Unis au laboratoire de Princeton dans le New Jersey ; le J.E.T. (Joint European Torus), par l'Union européenne, implanté en Angleterre à Culham, près d'Oxford, dans le cadre d'une entreprise communautaire ; le J.T.-60 (Jaeri Tokamak), par les Japonais, implanté au laboratoire JAERI à Naka, près de Tōkyō. Le chemin parcouru depuis le T-3 soviétique se matérialise bien, en remarquant que le courant dans l'anneau de plasma est passé de 100 kiloampères à 7 méga-ampères dans le J.E.T.



Évolution électronique des tokamaks (représentés par leur sigle)...

Encyclopædia Universalis France

Les étapes les plus significatives qui ont marqué la progression des tokamaks depuis 1960 sont présentées dans le plan $n_i \tau_E T_i$ — T_i , n_i et T_i étant respectivement la densité et la température centrale des ions, et le triple produit $n_i \tau_E T_i$ — T_i étant considéré comme un facteur de qualité des installations (fig. 8). Cette progression est bien entendu associée à une croissance continue de la taille des appareils avec le temps, conformément aux lois d'échelles déjà évoquées, mais elle matérialise également la maîtrise progressive des techniques : limitation de la densité des impuretés et amélioration du temps de vie de l'énergie par un meilleur contrôle de l'interaction plasma-parois ; puissances additionnelles injectées de plus en plus importantes grâce aux développements d'injecteurs de neutres très puissants et d'antennes de couplage de la puissance H.F. de grande qualité. La zone du *break-even* (énergies de fusion et de chauffage égales si l'on substitue au deutérium utilisé un mélange équimolaire de deutérium-tritium) a été atteinte en 1991 par le J.E.T. et en 1993 par le J.T.-60 Upgrade (J.T.-60U).

Les résultats précédents ont été produits avec des plasmas d'hydrogène ou de deutérium, mais il faut également souligner les résultats que l'on a pu obtenir en utilisant le combustible du réacteur, c'est-à-dire le mélange deutérium-tritium. La première expérience de ce type a été faite sur J.E.T. en 1991 et rapidement reprise par T.F.T.R. en 1993 ; on ne retiendra ici que les résultats du J.E.T. en 1997. Avec comme gaz de travail des mélanges équimolaires de deutérium et de tritium portés à très haute température, on a pu observer expérimentalement une production sensible d'énergie de fusion ; ainsi, au cours d'une impulsion d'1 seconde, la valeur maximale de 16 mégawatts a-t-elle été relevée. De plus, sur une durée de 4 secondes une puissance de fusion quasi stationnaire de plus de 4 mégawatts a été mesurée. Ce sont donc près

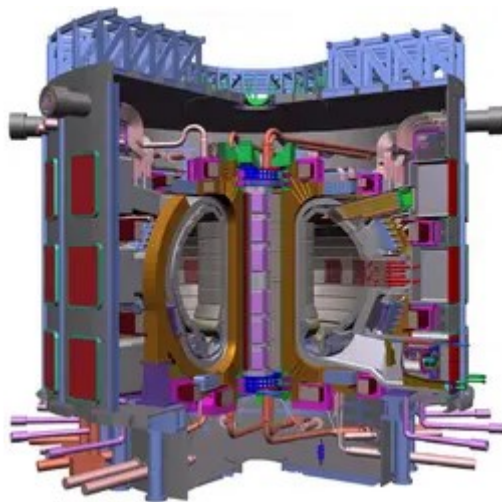
de 20 mégajoules d'énergie de fusion qui ont été ainsi produits au cours d'une seule expérience. Dans tous les cas (expériences du J.E.T. et expériences du T.F.T.R.), si l'énergie injectée pour obtenir ces résultats reste encore bien supérieure à l'énergie produite, on observera tout de même que ces résultats sont en bon accord avec les modèles prévoyant un bilan positif pour des installations de taille adaptée. Ces plasmas ont permis d'observer les premiers aspects typiques des plasmas thermonucléaires et en particulier le chauffage des électrons du plasma par les réactions de fusion.

À ces résultats physiques s'ajoutent également des avancées obtenues dans le cadre de recherches technologiques visant à évaluer les potentialités réelles de la fusion comme source d'énergie. On retiendra ici trois résultats qui paraissent importants.

Tout d'abord, on peut maintenant affirmer l'autosuffisance en tritium du futur réacteur. Ainsi qu'il a été dit plus haut, le tritium sera fabriqué à partir de lithium chargé dans les parois entourant le plasma. Les modélisations et les expérimentations sur ce sujet ont levé les quelques doutes qui subsistaient encore.

Un deuxième résultat mérite attention. Des études détaillées portant cette fois sur les matériaux et la sûreté du réacteur ont confirmé les très bonnes performances environnementales de la fusion comme source d'énergie.

Enfin, et tout en restant extrêmement prudent, les évaluations économiques qui peuvent être effectuées aujourd'hui sur cette source d'énergie montrent que la fusion ne se situe pas en dehors du cadre généralement considéré pour les « énergies nouvelles » du siècle actuel.



Projet I.T.E.R. (International Thermonuclear Experimental Reactor)

I.T.E.R./D.R.

Une stratégie à moyen terme découle logiquement de ces résultats. Les caractéristiques du plasma de *break-even* sont suffisamment proches de celles qui sont nécessaires pour un réacteur de démonstration pour qu'il soit possible d'en extrapoler, avec un grand degré de sécurité, le dimensionnement. Cette étape a commencé en 1988 sous la forme d'une collaboration entre les quatre grandes communautés scientifiques mondiales États-Unis - fédération de Russie - Japon et Union européenne autour du projet I.T.E.R.

Le 28 juin 2005, à Moscou, au terme de longs mois de négociations, l'Union européenne, le Japon, la Russie, les États-Unis, la Chine et la Corée du Sud décidaient d'implanter le réacteur de recherche I.T.E.R. à Cadarache, au nord-est d'Aix-en-Provence. L'Inde rejoint le projet à la fin de 2005.

I.T.E.R. vise à « faire la démonstration de la faisabilité scientifique et technologique de l'énergie de fusion à des fins pacifiques ». La fusion thermonucléaire, source de l'énergie des étoiles, est le phénomène naturel qui consiste à fusionner deux noyaux légers pour en créer un plus lourd. Ce faisant, une grande quantité d'énergie est libérée, car la masse des noyaux finaux est légèrement plus faible que celle des noyaux initiaux. Ce défaut de masse (m), multiplié par le carré de la vitesse de la lumière (c), est responsable de l'énergie libérée (E), selon la célèbre formule d'Einstein $E = mc^2$. Mais les noyaux ayant tendance à se repousser à cause de leur charge électrique, il faut leur communiquer une grande vitesse relative pour qu'ils puissent ainsi fusionner. Ces conditions sont remplies en portant un gaz suffisamment dense à de très grandes températures (plus d'une dizaine de millions de degrés). Il devient alors un plasma, état largement répandu dans l'Univers puisqu'il

représente plus de 99,9 p. 100 de la matière visible. I.T.E.R. est conçu pour isoler thermiquement ce plasma en le piégeant dans un champ magnétique intense de forme torique (tokamak).

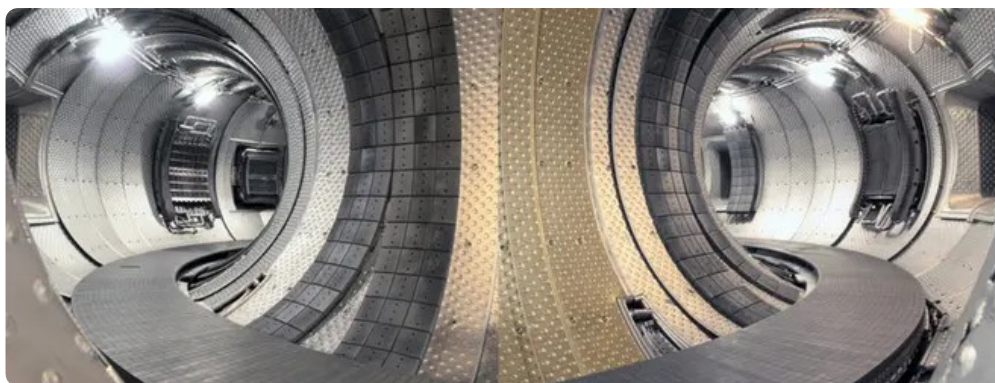
La machine est dimensionnée pour générer 500 MW (mégawatts) de puissance de fusion, alors que 50 MW seront fournis au plasma.

I.T.E.R. est la plus vaste collaboration scientifique internationale jamais entreprise. Le coût du projet est d'environ 10 milliards d'euros sur une quarantaine d'années : 4,57 milliards d'euros pour la construction (dix ans), 0,15 milliard d'euros pour l'aménagement du site, 4,80 milliards d'euros pour les vingt ans d'exploitation et 0,53 milliard d'euros pour son démantèlement. Chacun des partenaires contribuera de façon partielle à son financement, par exemple en fournissant en nature les composants de l'installation et le personnel de l'organisation, mais bénéficiera de l'ensemble des retombées scientifiques et technologiques.

I.T.E.R. s'inscrit dans l'histoire des recherches en fusion contrôlée comme une étape clé de démonstration scientifique. Le projet succède ainsi à une longue lignée de machines ayant atteint chacune des conditions partielles requises (température, durée et contrôle des décharges, maîtrise du cycle du combustible...). C'est la première installation qui réunira toutes les conditions simultanément pour une démonstration scientifique. L'homme espère ainsi avoir à sa disposition, durant la seconde moitié du ^{xxi}^e siècle, une nouvelle source d'énergie qui contribuera à la diversification énergétique, que la raréfaction des ressources fossiles et le réchauffement climatique vont rendre indispensable.

Le programme de recherche français a débuté dès 1957 au Commissariat à l'énergie atomique (C.E.A.) et se poursuit, depuis 1960, dans le cadre d'un contrat d'association entre la direction des sciences de la matière (D.S.M.) du C.E.A. et la direction générale de la recherche de la Commission européenne. Cette règle contractuelle est appliquée à l'ensemble des pays de la Communauté. Le programme européen de fusion (du traité Euratom), ainsi coordonné, se présente avec un volume et une qualité comparables à celui du Japon, ceux des États-Unis et de la fédération de Russie ayant été réduits ces dernières années. La France a lancé en construction, au début de 1970, et exploité jusqu'en 1986 deux tokamaks : le T.F.R. (tokamak de Fontenay-aux-Roses), au Centre d'études nucléaires de Fontenay-aux-Roses, qui fut, entre 1974 et 1976, le tokamak mondial le plus performant, et Pétula au Centre d'études nucléaires de Grenoble. Ces deux appareils ont apporté une contribution très significative au développement de la filière tokamak, notamment

dans la mise en œuvre de tous les moyens de chauffages additionnels.



Tore Supra

C.E.A.

Puis le programme s'est centré sur l'expérience Tore-Supra. Le projet a été approuvé en 1981, la construction achevée à la fin de 1987 et les premiers essais avec le plasma ont été effectués en avril 1988, au Centre d'études nucléaires de Cadarache, où ont été regroupées les équipes de spécialistes en fusion. Ce tokamak a marqué une nouvelle avancée dans la réalisation des grands tokamaks. Il fut en effet le premier qui bénéficie d'un aimant toroïdal supraconducteur (le grand tokamak T-15, construit à l'institut Kurchatov de Moscou, également équipé d'un aimant supraconducteur, ne fonctionne pas de façon satisfaisante). L'utilisation du supraconducteur est en effet une nécessité économique pour rendre acceptable la consommation énergétique du tokamak au stade du réacteur, l'ensemble du système magnétique projeté d'I.T.E.R. étant supraconducteur. Le bobinage de Tore-Supra a été réalisé en niobium titane. Il est refroidi avec de l'hélium superfluide à 1,8 K, avec le double avantage de donner à l'aimant supraconducteur des densités de courant limites et des champs critiques élevés, et d'assurer une grande stabilité cryostatique du système. L'énergie magnétique emmagasinée de 600 mégajoules en fait un des tous premiers aimants supraconducteurs du monde. La puissance électrique consommée, pour assurer la réfrigération de l'ensemble, est inférieure au mégawatt, soit un gain énergétique supérieur à 100 par rapport à un aimant conventionnel équivalent. Par nature, l'aimant supraconducteur fonctionne en régime permanent car, une fois le système réfrigéré, l'entretien du courant dans les bobinages est d'un coût très faible. Cette caractéristique fournit à Tore-Supra l'opportunité d'aborder, avec des atouts uniques, le problème du fonctionnement continu du tokamak. Cet objectif conduit, d'une part, à explorer et à exploiter toutes les possibilités de génération non inductive et, par suite, permanente du courant de décharge (ondes électromagnétiques, faisceaux d'ions, courant autogénéré de « bootstrap »), et d'autre part à développer des éléments de première

paroi interne en contact avec le plasma (limiteur pompé, divertor ergodique), capables d'évacuer en régime permanent les flux de puissance et de particules venant du plasma (composants internes activement refroidis).

La réalisation, en 2002, d'une décharge de 0,6 méga-ampère pendant 4 minutes 25 secondes de façon stationnaire par la puissance hybride, avec un record d'énergie injectée (et évacuée par les parois) de 750 mégajoules, bien qu'elle ne soit qu'une première étape dans l'exploitation de Tore-Supra, a représenté une avancée importante. Des décharges de 1 000 secondes sont visées à terme avec des puissances mises en jeu supérieures à 10 mégawatts.

Les autres voies de recherches. Pour conclure ce chapitre, rappelons que, si la filière tokamak concentre aujourd'hui l'essentiel des recherches sur le confinement magnétique, l'étude intensive d'autres configurations a permis de faire progresser la physique des plasmas chauds. La plupart des mécanismes recensés dans le cadre du tokamak y sont étudiés : tels que le chauffage du plasma et les pertes anormales.

L'utilisation des miroirs magnétiques dans la famille dite des « machines ouvertes » est pratiquement abandonnée, et la striction à champ toroïdal inversé, qui est d'une certaine façon une variante du tokamak, ne bénéficie plus que d'un effort modeste.

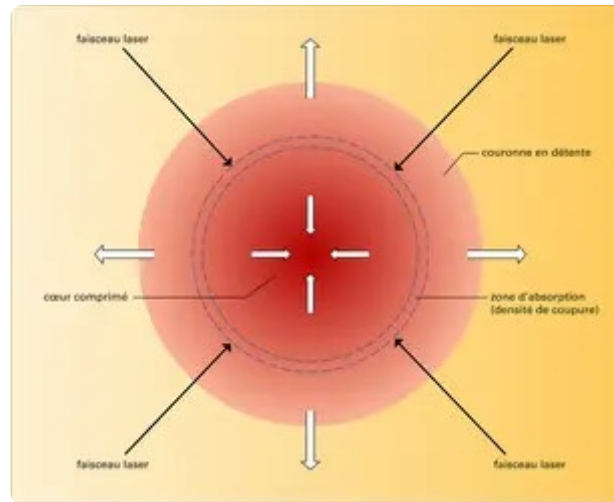
Le stellarator, première configuration étudiée par les Américains, qui se distingue du tokamak par le fait que la configuration magnétique toroïdale est entièrement créée par des courants extérieurs au plasma, reste en revanche, malgré la difficulté technique associée à la construction de cette configuration complexe, l'alternative probablement la plus valable. Elle est actuellement principalement étudiée en Allemagne et au Japon au moyen d'installations supraconductrices : le Large Helical Device à Toki au Japon ; le Wendelstein 7X à Griefswald en Allemagne dont la construction sera achevée vers 2009.

La fusion par confinement inertiel

La découverte du pompage optique par Alfred Kastler et Jean Brossel en 1950 suivie de celle du laser par Theodore H. Maiman, Arthur L. Schawlow et Charles H. Townes en 1960 donnèrent naissance à la fusion par confinement inertiel. Bien qu'ayant débuté une dizaine d'années après le confinement magnétique, cette approche, utilisant un plasma très dense confiné pendant un temps bref, atteint aujourd'hui des performances telles qu'elle est considérée comme une seconde voie

possible de la fusion thermonucléaire contrôlée.

Principe de la fusion par confinement inertiel

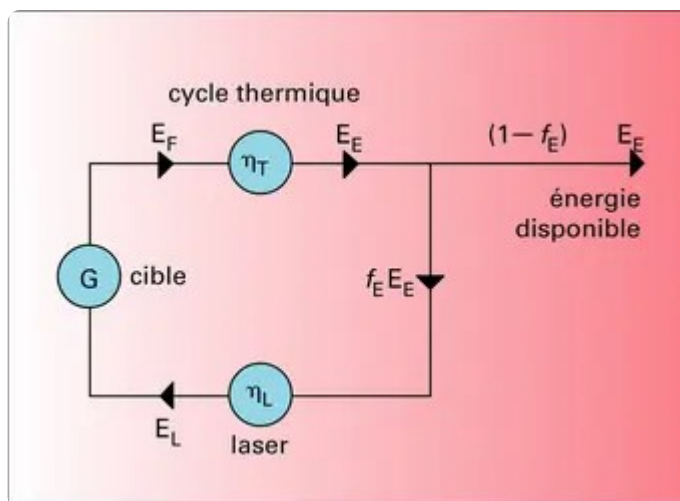


Sphère de deutérium-tritium

Encyclopædia Universalis France

Le rayonnement du laser éclaire uniformément une très petite sphère de l'ordre du milligramme d'un mélange équimolaire de deutérium et de tritium (DT) à l'état solide (fig. 9). Il en résulte une ablation progressive de la périphérie de la sphère et la formation d'une couronne de plasma qui absorbe le rayonnement jusqu'à sa densité de coupure, densité pour laquelle pulsation du rayonnement laser et pulsation électronique du plasma sont égales. Cette couronne se détend vers l'extérieur et exerce, par réaction, une poussée centripète qui comprime et chauffe la partie centrale dense de la sphère de DT, qui n'a pas été atteinte par le laser et qu'on appelle « cœur ».

Soumis à cette poussée centripète ou « implosion », le cœur est comprimé jusqu'à des densités de mille à dix mille fois celle du DT solide et porté à des températures de l'ordre de 10 kiloélectronvolts, densités et températures qui donnent lieu à un grand nombre de réactions de fusion des noyaux de deutérium et de tritium (ou deutons et tritons) : le cœur s'enflamme et « brûle » pendant un laps de temps bref voisin de 100 picosecondes (ps), sa cohésion étant maintenue par inertie, puis explose sous l'effet de l'énergie thermonucléaire libérée. D'où le nom de fusion par confinement inertiel donné à cette seconde voie d'approche d'un futur réacteur à fusion.



Sphère de deutérium-tritium et faisceaux laser

Encyclopædia Universalis France

Pour qu'une telle voie aboutisse, il faut, d'une part, libérer plus d'énergie (fig. 10) que celle qui est fournie pour enflammer le DT et, d'autre part, que les transformations successives d'énergie conduisent à un bilan positif, avec les conditions et les limites suivantes :

- fraction f_E de l'énergie électrique produite E_E qui alimente le laser ne devant pas dépasser environ le quart pour que l'exploitation du réacteur à fusion soit rentable ;
- énergie laser E_L fournie avec un rendement η_L qui pourrait avoisiner les 10 p. 100 avec les données technologiques actuelles ;
- gain G de la cible en DT, rapport de l'énergie de fusion libérée E_F et de l'énergie laser E_L nécessaire à son implosion ;
- production d'électricité à partir de l'énergie de fusion E_F , se retrouvant sous forme de chaleur, au moyen de turbo-générateurs avec un rendement η_T au mieux de 40 p. 100.

Le bilan de la boucle d'énergie de la figure 10 s'écrit :

$$(18) \quad f_E \eta_L G \eta_T = 1,$$

soit la nécessité d'un gain G de 100 et plus pour les valeurs de f_E , η_L et η_T indiquées ci-dessus.

Parvenir à un gain de 100 en irradiant directement une petite sphère de DT apparaît difficile (cf. *supra*, la réaction nucléaire ${}^2_1\text{D} + {}^3_1\text{T}$, in *La fusion thermonucléaire : la maîtrise de la fusion sur Terre*). En effet, l'énergie spécifique ϵ_F libérée par la fusion des deutons et tritons dans l'hypothèse d'une combustion totale est de :

$$(19) \quad \varepsilon_F = 3,4 \times 10^{11} \text{ J.g}^{-1}.$$

L'énergie interne spécifique ε_1 nécessaire pour porter le DT à l'état de plasma à la température T , prise par exemple égale à 10 kiloélectronvolts, est de :

$$(20) \quad \varepsilon_1 = \frac{3kT}{m} = 1,2 \times 10^9 \text{ J.g}^{-1},$$

avec k , la constante de Boltzmann, et m , la masse moyenne des deutons et tritons. Leur rapport $\varepsilon_F/\varepsilon_1$ de 280 pour la température choisie donne l'ordre de grandeur du gain maximal susceptible d'être atteint, ordre de grandeur qui semblerait convenir.

Mais, d'une part, seule une faible fraction η_p de l'énergie laser, voisine de 10 p. 100, est cédée au cœur à l'état de plasma pour accroître son énergie, la majeure partie de l'énergie laser étant utilisée à vaporiser le DT pour le comprimer et le chauffer, mécanisme réduisant le gain à quelques dizaines. Et, d'autre part, la combustion du DT n'est pas totale : le cœur ne reste comprimé par inertie qu'un bref instant et la combustion se ralentit à la fois par détente du cœur, sous l'influence de l'énergie de fusion libérée, et par son appauvrissement en deutons et tritons, du fait de leurs fusions. Dans la gamme des températures de combustion de quelques dizaines de kiloélectronvolts, la fraction f_F de DT brûlé dans le cœur est approchée par la formule :

$$(21) \quad f_F \approx \frac{n\tau_E}{n\tau_E + (2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s})},$$

n et τ_E étant respectivement la densité des deutons et tritons et le temps de confinement par inertie. Ainsi, pour brûler à 30 p. 100 le cœur, il faut atteindre en fin d'implosion un produit $n\tau_E$ voisin de $10^5 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$, d'un ordre de grandeur supérieur à celui de la fusion par confinement magnétique. En fusion par confinement inertiel, c'est plutôt le produit ρr de la masse spécifique ρ et du rayon r du cœur qui est employé, proportionnel au produit $n\tau_E$ à température donnée :

$$(22) \quad \rho r \approx n\bar{m} v_s \tau_E \sim n\tau_E,$$

$v_s = ((5/3)(kt/m))^{1/2}$ étant la vitesse du son dans le DT, vitesse à laquelle le cœur perd sa cohésion inertielle. En introduisant la masse du cœur $M = 4/3\pi r^3 \rho$, ce produit varie comme :

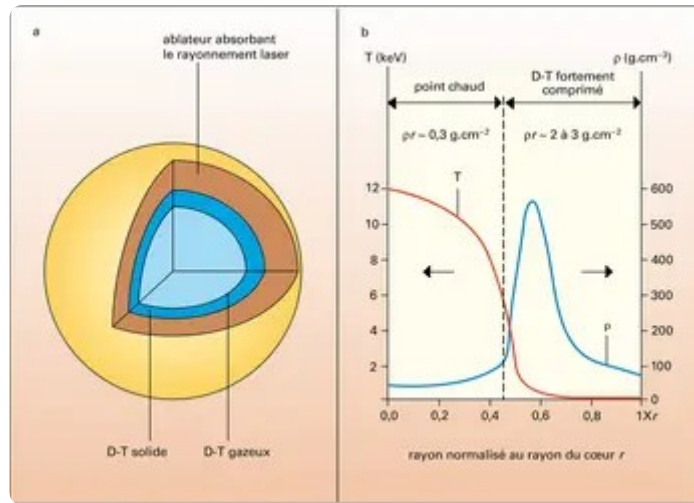
$$(23) \quad \rho r \approx (M\rho^2)^{1/3},$$

formule qui met en évidence l'intérêt, à taux de combustion fixé, donc à ρr donné, de comprimer très fortement le DT pour réduire la masse et l'énergie laser à fournir :

$$(23) \quad E_L = \eta_p^{-1} M\varepsilon_1$$

pour la chauffer. Par exemple, à une masse de 1 milligramme portée à 10 kiloélectronvolts par une énergie laser de 12 mégajoules ($\eta_p = 10$

p. 100) et brûlant à 30 p. 100 correspond un produit ρr voisin de 3 g.cm^{-2} et une masse spécifique ρ de 340 g.cm^{-3} , soit 1 700 fois la masse du DT solide de $0,2 \text{ g.cm}^{-3}$.



Cible pour la fusion thermonucléaire

Encyclopædia Universalis France

Malgré ces haute température et forte densité provoquant l'inflammation du cœur en volume et sa combustion partielle, le gain de la cible reste de l'ordre de la dizaine :

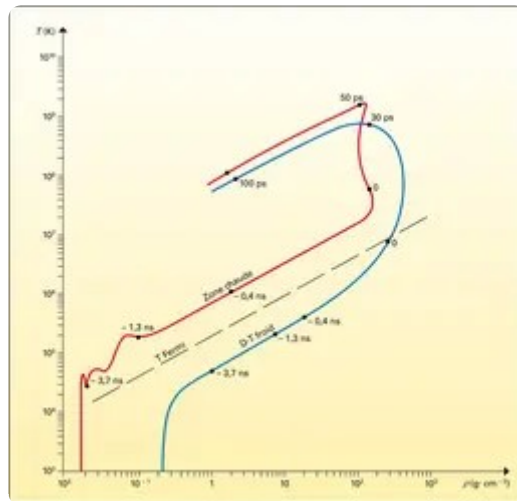
$$(24) \quad G = \frac{E_F}{E_L} = \frac{f_F M \epsilon_F}{\eta_p^{-1} M \epsilon_I} = \frac{\epsilon_F}{\epsilon_I} \eta_P f_F \sim 10.$$

D'où la nécessité, pour parvenir à des gains de la centaine, de remplacer la sphère pleine de DT par une coquille afin de permettre un travail de compression plus important (fig. 11a). La cible la plus simple envisagée est formée d'un ablateur en matériau léger contenant le DT qui est gelé sur sa paroi interne sous forme d'une coquille ou « cible cryogénique » refroidie à 18 K. L'ablateur et la coquille sont accélérés par l'impulsion délivrée par le laser jusqu'à des vitesses proches de $4 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, puis freinés par le DT central comprimé et chauffé : l'énergie laser a été successivement transformée en énergie cinétique, puis en énergie interne. En adaptant la forme de l'impulsion laser à l'architecture de la cible, on espère comprimer le DT sans le chauffer notablement jusqu'à des densités de plusieurs milliers de fois celle de son état solide, tout en produisant en son centre un point chaud amorçant la combustion.

Le point chaud où sont satisfaites les conditions de fusion des deutons et tritons produit des neutrons et noyaux d'hélium ^4_2He , ou particules α . Les neutrons s'échappent de la cible. Les α sont ralentis dans le DT et y déposent leur énergie, engendrant l'allumage du point chaud et une onde de combustion dans le DT froid. En effet, d'une part, ils accroissent l'énergie interne du point chaud dont les dimensions sont comparables à

leur libre parcours moyen : le point chaud s'enflamme, brûle à des températures de l'ordre de 100 keV et produit des α en grand nombre. D'autre part, du fait du gradient de température important entre point chaud et DT froid, les α ainsi produits cèdent leur énergie au DT froid sur une distance faible comparée au rayon r du cœur comprimé : le DT froid, porté à haute température au voisinage du point chaud, brûle, émet à son tour des α qui, de proche en proche, propagent la combustion dans tout le cœur du DT.

L'énergie laser dont l'impulsion est mise en forme sert donc à constituer le point chaud et à comprimer le DT froid qui l'entoure. L'énergie nécessaire au chauffage du DT froid est, en majeure partie, prélevée sur l'énergie de fusion libérée. Il en résulte une réduction d'un facteur de plusieurs dizaines de l'énergie laser à investir pour faire brûler la cible et la possibilité d'atteindre un gain de 100 recherché. Un exemple des profils de densité et de température du cœur avant combustion, obtenus en simulant l'implosion de la cible sur ordinateur, est donné sur la figure 11b. Enfin, l'énergie libérée par une masse de 1 milligramme de DT brûlant à 30 p. 100, voisine de 100 mégajoules et équivalant à celle que produisent 24 kilogrammes d'explosif chimique, reste encore contrôlable.



Chemins thermodynamiques de la zone chaude et du D-T froid

Encyclopædia Universalis France

Les expériences en laboratoire ou effectuées auprès de tirs nucléaires par les États-Unis sous l'appellation Centurion-Halite, et les simulations numériques avec prise en compte des défauts spatio-temporels de l'implosion inhérents à sa mise en œuvre, laissent à penser que, pour parvenir à l'« ignition » de la cible ou obtention d'un gain G égale à l'unité, il faut disposer d'une énergie laser de l'ordre du mégajoule. Avec une telle énergie et en optimisant la forme de l'impulsion du laser, la

qualité de ses faisceaux et de leur focalisation sur la cible, ainsi que la qualité de cette dernière, le point chaud et le DT froid fortement comprimé seraient à même de suivre des chemins thermodynamiques, densité ρ – température T , conduisant à l'ignition (fig. 12). Le point chaud doit atteindre les valeurs suivantes :

$$(25) \quad \rho r \sim 0,3 \text{ g.cm}^{-2} ; T \sim 10 \text{ keV.}$$

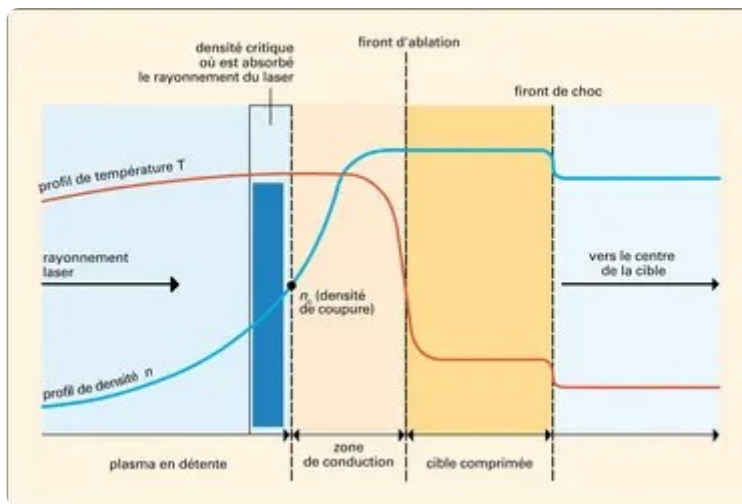
Le DT froid comprimé à des ρr de l'ordre de 3 g.cm^{-2} reste dans un état proche de celui d'un plasma dégénéré afin de limiter son énergie interne et de réduire le travail de compression, donc l'énergie laser à fournir. Dans cet état particulier, son énergie interne spécifique est égale à :

$$(26) \quad \varepsilon_c \text{ (J.g}^{-1}\text{)} = \alpha \varepsilon_D = 3,2 \cdot 10^5 \alpha \rho^{2/3} \text{ (g.cm}^{-3}\text{)}$$

Le coefficient α de quelques unités traduit l'écart par rapport à l'énergie spécifique ε_D d'un plasma dégénéré dite de Fermi (cf. PLASMAS). La comparaison de ε_l (formule 19) et de ε_c , ε_l étant de deux ordres de grandeur supérieur à ε_c , souligne tout l'intérêt de suivre de tels chemins thermodynamiques.

Plus récemment, le développement des lasers de très grande puissance atteignant le pétawatt (10^{15} W) a conduit à proposer un autre mécanisme de mise en condition du DT, dissociant compression et allumage. Un premier laser nanoseconde de quelques centaines de kilojoules (10^5 J ; 10^{-9} s) comprime à basse température le DT pour minimiser l'énergie à investir, jusqu'à un produit ρr de quelques grammes par centimètre carré et sans rechercher la formation d'un point chaud exigeant une implosion sphérique de haut degré de symétrie (cf. *Expériences d'implosion*). En fin d'implosion, un second laser de très grande puissance pétawatt-picoseconde (10^{15} W , 10^{-12} s) allume le DT comprimé en l'éclairant localement avec des flux de $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$. Ces flux produisent des électrons de plusieurs mégaélectronvolts qui pénètrent le DT à cœur et, en cédant leur énergie aux deutrons et tritons, y amorcent leur fusion. Le percement d'un canal dans la couronne pour se rapprocher du cœur comprimé, la propagation du rayonnement laser à très haut flux dans ce canal, l'émission d'électrons suprathermiques résultant de son interaction avec le cœur et y induisant les fusions des deutrons et des tritons sont autant de phénomènes complexes qu'il reste à approfondir pour être à même d'estimer les énergies et puissance à mettre en jeu pour atteindre l'ignition.

Interaction du rayonnement laser avec la matière



Thermonucléaire : profils de densité et de température

Encyclopædia Universalis France

Il semblait, avant tout, primordial d'étudier le couplage du rayonnement laser avec la matière et d'évaluer la fraction η_p d'énergie laser cédée au cœur. Les expériences d'interaction entreprises dans les différents laboratoires (avec le faisceau d'un laser monochaine focalisé au moyen d'une lentille sur une cible plane) confirmèrent, tout d'abord, les hypothèses avancées sur les phénomènes hydrodynamiques, lors de l'observation des premières émissions neutroniques vers la fin des années 1960, par l'institut Lebedev de Moscou (1968) et par le Centre d'études de Limeil-Valenton du Commissariat à l'énergie atomique (1969) : le rayonnement laser, absorbé au voisinage de la densité de coupure n_c , porte à haute température la surface de la cible en regard qui se détend sous forme d'un plasma ; l'énergie laser déposée pénètre pour partie par conduction thermique électronique vers l'intérieur de la cible (front d'ablation) et y induit un choc (front de choc) ; il y a ainsi ablation progressive de la cible, l'énergie laser atteignant des couches de plus en plus profondes (fig. 13). Par contre, les mécanismes d'absorption du rayonnement laser et de transport de l'énergie déposée se révélèrent très complexes.

Absorption par bremsstrahlung inverse

Le premier mécanisme envisagé et le plus simple est celui de l'absorption des photons du rayonnement laser par *bremsstrahlung inverse* : un photon est absorbé lors de la collision d'un électron avec un ion, au voisinage de n_c . Le coefficient d'absorption correspondant κ (exprimé en cm^{-1}) et n_c (en cm^{-3}) ont pour expressions :

$$(27) \quad \kappa \simeq 40 Z \frac{1}{\lambda^2 T_{e,3/2}}, \quad n_c = \frac{10^{21}}{\lambda^2},$$

où λ (en μm) est la longueur d'onde du rayonnement laser, Z le degré

d'ionisation de l'atome et T_e (en keV) la température électronique.

Les formules (27) conduisent à choisir parmi les lasers de grande puissance disponibles, ceux dont la longueur d'onde est la plus petite, par exemple les lasers à verre au néodyme ou à iode de longueur d'onde 1,06 et 1,3 μm , plutôt que le laser à dioxyde de carbone (CO_2) émettant à 10,6 μm . En effet, la valeur de κ est alors cent fois plus grande et l'énergie est absorbée à des densités cent fois plus élevées pour les premiers, ce qui facilite son transport vers les régions denses et, dans le cas de l'implosion, améliore le couplage η_p avec le cœur. Cependant, même à une longueur d'onde de l'ordre du micron, l'absorption par bremsstrahlung inverse se révèle inopérante dès que la température dépasse 1 keV, la longueur d'absorption $1/\kappa$ devenant supérieure à l'épaisseur de la zone d'interaction du rayonnement laser qui est de l'ordre de 100 μm .

Pour rendre ce mécanisme de bremsstrahlung inverse efficace, il fallait donc développer des lasers de puissance autres que les lasers à verre au néodyme ou à iode, de longueur d'onde inférieure au micromètre (μm , domaine de l'infrarouge). L'interaction non linéaire du rayonnement du laser à verre au néodyme avec un cristal de phosphate dihydrogéné de potassium (KDP) se révéla très efficace dans ce sens, car elle produit les harmoniques 2, 3 et 4 du rayonnement incident auxquels correspondent les longueurs d'onde 0,53 μm , 0,35 μm et 0,26 μm (domaine de l'ultraviolet), avec un bon rendement de conversion, atteignant 70 p. 100 à 0,35 μm . C'est au moyen de cette conversion de fréquence qu'on augmenta de façon notable l'absorption par bremsstrahlung inverse, comme indiqué plus bas.

Autres mécanismes d'absorption

En fait, les mécanismes d'absorption ne se limitent pas au bremsstrahlung inverse et sont plus complexes. Le comportement du plasma dans son ensemble, dit « collectif », est à l'origine de cette complexité. En particulier, le rayonnement laser peut entrer en résonance avec le plasma au voisinage de la densité de coupure pour laquelle, comme cela a été rappelé, pulsations du rayonnement électromagnétique du laser ω_L et pulsations du plasma ω_p sont égales. À haut flux, cette *absorption résonnante* du rayonnement laser devient prépondérante devant le bremsstrahlung inverse et explique, en partie, la variation de l'énergie absorbée avec la polarisation du rayonnement laser, observée expérimentalement.

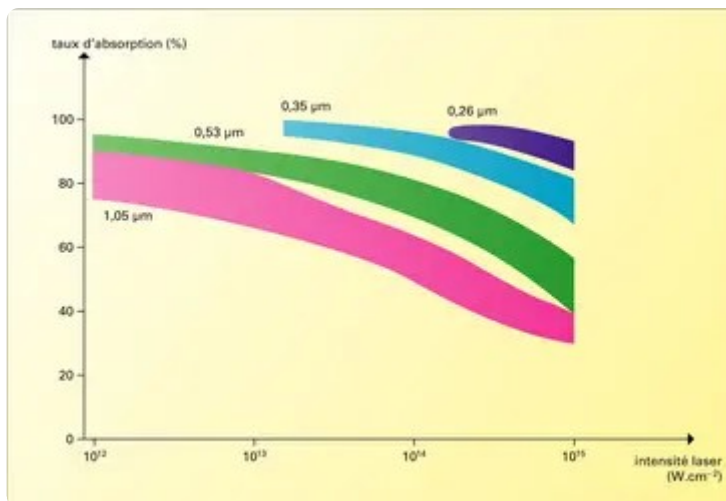
De même, le rayonnement laser est susceptible d'amplifier les

fluctuations de densité du plasma et d'y induire des ondes longitudinales, soit électroniques, soit acoustiques ioniques, auxquelles il transfère une partie de son énergie. L'onde électromagnétique du laser de pulsation ω_L et de vecteur d'onde \vec{k}_L se décompose en deux ondes (ω_1, \vec{k}_1) et (ω_2, \vec{k}_2) telles que :

$$(28) \quad \omega_L = \omega_1 + \omega_2, \quad \vec{k}_L = \vec{k}_1 + \vec{k}_2.$$

Plusieurs décompositions se produisent, conduisant à différents processus. Parmi eux, mentionnons l' *instabilité paramétrique* absorbant l'onde laser à la densité de coupure sous forme d'une onde électronique et d'une onde acoustique ionique. L'onde laser peut aussi se transformer en une onde électromagnétique diffusée de pulsation $\omega_1 < \omega_L$, et une onde longitudinale de pulsation ω_2 soit électronique, soit acoustique ionique, transformations qui portent respectivement les noms de *diffusion Raman* et *diffusion Brillouin* ; elles sont préjudiciables en matière d'absorption, car le rayonnement laser est en grande partie réémis par le plasma. Enfin, le faisceau laser n'est pas uniforme et présente des surintensités. Les pinceaux correspondants s'autofocalisent dans le plasma, qui se dissocie en filaments allant à l'encontre de la sphéricité de l'implosion.

Le bilan du grand nombre d'expériences effectuées se résume ainsi. Il est malaisé d'évaluer la part respective du bremsstrahlung inverse et des autres mécanismes d'absorption qui viennent d'être exposés. Le taux global d'absorption dépend peu de la nature de la cible (deutérium, verre, or, etc.) et, pour les longueurs d'onde 1,06 μm et 10,6 μm , il varie de 20 p. 100 à 60 p. 100 lorsque le produit $I\lambda^2$ de la densité du flux d'énergie du rayonnement laser I par le carré de la longueur d'onde λ balaye la gamme de 10^{13} à $10^{17} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$.



Rayon laser : variation du taux d'absorption

Encyclopædia Universalis France

En revanche, aux courtes longueurs d'onde, qui sont inférieures à 1,06 μm, et pour un produit λ^2 voisin ou inférieur à $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$, l'absorption par bremsstrahlung inverse prédomine et permet d'atteindre un taux d'absorption avoisinant les 100 p. 100, comme cela a été observé au laboratoire de l'École polytechnique à 0,26 μm en utilisant la conversion du rayonnement d'un laser à verre au néodyme en son harmonique 4. La figure 14 donne les variations de ce taux global d'absorption en fonction de l'intensité du rayonnement du laser à verre au néodyme et de ses trois premiers harmoniques, la cible étant de numéro atomique faible, tel l'aluminium. Elle met en évidence tout l'intérêt des courtes longueurs d'onde, qui accroissent la fraction de l'énergie laser absorbée et donc celle η_p qui est cédée au cœur.

Interaction à très hauts flux

Au début des années 1990, l'interaction laser-plasma a été le théâtre d'une véritable révolution avec l'avènement des lasers ultra-intenses. À la fin des années 1980, une technique d'amplification d'impulsions électromagnétiques, initialement appliquée aux radars, a été transposée aux lasers et a permis de multiplier par mille la puissance crête délivrée par un laser. Pour cela, une impulsion ultra-brève (de 10^{-15} à 10^{-12} seconde) est d'abord étirée dans le temps, puis amplifiée par une technique classique avec des flux qui restent tolérables pour les matériaux et enfin recomprimée sans perte d'énergie ni de cohérence. Cette méthode est appelée amplification d'impulsion à dérive de fréquence, car l'étirement et la recompression font appel à la variation de la fréquence de l'onde laser à l'intérieur de l'impulsion. En se servant des composants des lasers utilisés pour la fusion par confinement inertiel, on est parvenu à des puissance crêtes de l'ordre du pétawatt (10^{15} watts). Ces impulsions lasers créent au foyer d'une lentille des densités de flux

d'énergie qui dépassent facilement $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ (à comparer aux $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ des mécanismes d'interactions précédents).

L'interaction d'une telle impulsion avec un électron, dans le vide, porte cet électron à une énergie proche du mégaélectronvolt. La masse de l'électron m est alors donnée par $m = m_0\gamma$, où m_0 est la masse de l'électron au repos et γ le facteur relativiste de Lorentz. Ce facteur détermine l'énergie de l'électron E par la relation d'Einstein $E = (m - m_0)c^2 = (\gamma - 1)m_0c^2$. Il s'exprime en fonction de la densité de flux du rayonnement par laser I :

$$(29) \quad \gamma = 1 + 1,9(I\lambda^2),$$

où I est exprimée en unité de $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ et λ la longueur d'onde du rayonnement en micromètres. Dans un plasma dont la densité est sous-critique, les électrons oscillent dans le champ de l'onde avec une énergie moindre puisque le facteur γ s'écrit alors :

$$(30) \quad \gamma = [(1 + 3,8(I\lambda^2))]^{1/2}.$$

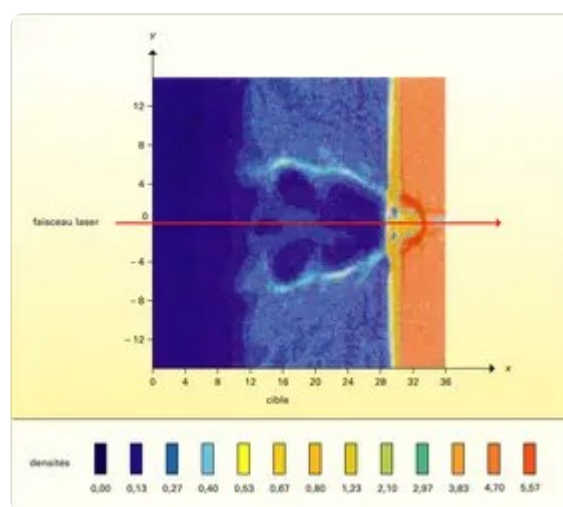
Il n'en reste pas moins que, pour des densités de flux d'énergie de l'ordre de $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, un électron quelconque du plasma oscille avec une énergie de l'ordre du mégaélectronvolt. On réalise ainsi en laboratoire un échantillon macroscopique de matière dont la densité d'énergie n'est comparable qu'à celle qui peut exister dans certains objets stellaires.

La propagation de l'onde dans le plasma est fortement modifiée par ces effets relativistes. En effet, l'indice de réfraction d'un plasma dépend de la masse des électrons qui le composent et croît avec celle-ci. Or cette masse est une fonction croissante de I , qui elle-même décroît du centre du faisceau vers le bord. L'indice varie donc dans le profil du faisceau et, plus élevé au centre qu'au bord, il provoque une autofocalisation du faisceau qui va encore en renforcer l'intensité. Cet effet a été observé sur le laser P102 du Commissariat à l'énergie atomique.

On sait qu'un plasma réfléchit tout rayonnement électromagnétique dont la fréquence est inférieure à la fréquence des oscillations plasma. Cette fréquence des oscillations plasma diminue si l'inertie, donc la masse, des électrons augmente, à densité constante. Donc un plasma ordinairement opaque devient transparent pour une valeur de I assez élevée.

Si la densité est si forte que la fréquence des oscillations plasma reste supérieure à la fréquence du laser (c'est le cas pour un laser de longueur

d'onde de 1 micromètre, une valeur de I voisine de $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ et la densité électronique d'un solide), le rayonnement ne pénètre pas le plasma mais des effets non linéaires violents se produisent à sa surface et une fraction importante de ce rayonnement est transférée à une population d'électrons relativistes qui sont injectés dans le plasma dense. Ces électrons ont été observés dans plusieurs expériences avec des énergies dépassant la dizaine de mégaélectronvolts. Leur interaction avec des ions du milieu ou un autre matériau génère des rayons X durs, des rayons gamma, qui permettent de sonder la matière dense. De nombreuses réactions nucléaires photoinduites ont pu être également étudiées et il n'est pas interdit de penser que la physique des particules élémentaires pourra bientôt profiter de ces avancées.



Simulation numérique de l'interaction d'un laser avec un plasma

Encyclopædia Universalis France

Comme indiqué précédemment, les physiciens de la fusion thermonucléaire contrôlée ont évidemment cherché à utiliser ces propriétés extraordinaires des lasers ultra-intenses. Une première idée repose sur l'utilisation des effets relativistes pour pénétrer la couche de plasma entourant une cible implosée (fig. 15) ; puis, au niveau du plasma très dense, le rayonnement se convertirait en un flux d'électrons relativistes de 1 MeV environ qui irait créer un point chaud latéral dans une cible implosée. On espère ainsi se libérer de certaines contraintes imposées par le schéma d'allumage par point chaud central. Un autre scénario ferait appel à des ions déposés à la surface d'un solide, puis entraînés par le faisceau d'électrons et allant interagir avec la cible. Ces concepts, encore au stade exploratoire, stimulent vigoureusement les études de ces plasmas inhabituels.

Phénomènes de transport

L'énergie du rayonnement laser est cédée *principalement aux électrons*,

qui acquièrent des vitesses dont la fonction de distribution est constituée de deux composantes : une composante thermique (c'est-à-dire proche d'une maxwellienne), dont la température est voisine du kiloélectronvolt, et une composante suprathermique, dont l'énergie peut atteindre 100 kiloélectronvolts et dont l'origine est attribuée aux mécanismes collectifs d'absorption. Les électrons suprathermiques apparaissent pour $I\lambda^2 \sim 10^{15} \text{ (W} \cdot \text{cm}^{-2}) \cdot \mu\text{m}^2$, et donc à des flux cent fois plus faibles lorsqu'on utilise un laser à CO₂ (10,6 μm) plutôt qu'un laser à verre au néodyme (1,06 μm). Leur existence est décelée sous forme d'une émission de rayons X de 10 à 100 kiloélectronvolts provenant de leur freinage par les ions du plasma.

Ces électrons suprathermiques sont très néfastes. D'une part, ils accélèrent vers l'extérieur de la cible des ions qui atteignent plusieurs mégaélectronvolts, autant d'énergie soustraite au plasma et qui ne concourt pas à l'implosion de la cible. D'autre part, de grande énergie, ils pénètrent au cœur de la cible, la préchauffent prématurément, augmentent donc sa pression et rendent plus difficile sa compression progressive. Là encore, les courtes longueurs d'onde sont plus avantageuses puisque, réduisant la longueur d'onde, on relève le flux seuil pour lequel se produisent l'absorption collective et l'apparition des particules rapides auxquelles elle donne naissance (seul le produit $I\lambda^2$ est à considérer).

Ces différents phénomènes compliquent le transport de l'énergie absorbée vers les régions denses de la cible à comprimer. En particulier, il semble que la diffusion des électrons vers ces régions de forts gradients soit freinée : pour interpréter les expériences, on est souvent conduit à réduire la conduction thermique calculée au moyen de la théorie classique en introduisant empiriquement un facteur de limitation du flux de chaleur en espace libre, de l'ordre de 0,1 à 0,01. L'origine de cette conduction, dite anormale, est loin d'être établie et plusieurs explications sont avancées : fonction de distribution des vitesses non maxwellienne des électrons chauffés par le rayonnement du laser ; diffusion de ces électrons dans de forts gradients de densité conduisant à ne pas traiter cette diffusion localement, mais en tenant compte de termes sources extérieurs à la zone où elle est calculée (transport délocalisé) ; génération de champs magnétiques dépassant le mégagauss et freinant la diffusion des électrons ; dissipation d'une fraction de l'énergie absorbée sous forme de turbulence du plasma.

Expériences d'implosion

Année	Énergie (J)	Densité (g/cm ³)	Température (keV)	Neutrons (10 ¹³)
1972	10	0,2	10	10 ¹³
1973	10	0,2	10	10 ¹³
1974	10	0,2	10	10 ¹³
1975	10	0,2	10	10 ¹³
1976	10	0,2	10	10 ¹³
1977	10	0,2	10	10 ¹³
1978	10	0,2	10	10 ¹³
1979	10	0,2	10	10 ¹³
1980	10	0,2	10	10 ¹³
1981	10	0,2	10	10 ¹³
1982	10	0,2	10	10 ¹³
1983	10	0,2	10	10 ¹³
1984	10	0,2	10	10 ¹³
1985	10	0,2	10	10 ¹³
1986	10	0,2	10	10 ¹³
1987	10	0,2	10	10 ¹³
1988	10	0,2	10	10 ¹³
1989	10	0,2	10	10 ¹³
1990	10	0,2	10	10 ¹³
1991	10	0,2	10	10 ¹³
1992	10	0,2	10	10 ¹³
1993	10	0,2	10	10 ¹³
1994	10	0,2	10	10 ¹³
1995	10	0,2	10	10 ¹³
1996	10	0,2	10	10 ¹³
1997	10	0,2	10	10 ¹³
1998	10	0,2	10	10 ¹³
1999	10	0,2	10	10 ¹³
2000	10	0,2	10	10 ¹³
2001	10	0,2	10	10 ¹³
2002	10	0,2	10	10 ¹³
2003	10	0,2	10	10 ¹³
2004	10	0,2	10	10 ¹³
2005	10	0,2	10	10 ¹³
2006	10	0,2	10	10 ¹³
2007	10	0,2	10	10 ¹³
2008	10	0,2	10	10 ¹³
2009	10	0,2	10	10 ¹³
2010	10	0,2	10	10 ¹³
2011	10	0,2	10	10 ¹³
2012	10	0,2	10	10 ¹³
2013	10	0,2	10	10 ¹³
2014	10	0,2	10	10 ¹³
2015	10	0,2	10	10 ¹³
2016	10	0,2	10	10 ¹³
2017	10	0,2	10	10 ¹³
2018	10	0,2	10	10 ¹³
2019	10	0,2	10	10 ¹³
2020	10	0,2	10	10 ¹³
2021	10	0,2	10	10 ¹³
2022	10	0,2	10	10 ¹³
2023	10	0,2	10	10 ¹³

Lasers utilisés en fusion par confinement inertiel

Encyclopædia Universalis France

Parallèlement à ces travaux sur l'interaction, des expériences d'implosion furent entreprises pour atteindre des densités et des températures très élevées avec des lasers multifaisceaux d'énergie croissante, allant de la centaine de joules au mégajoule (tabl. 2).

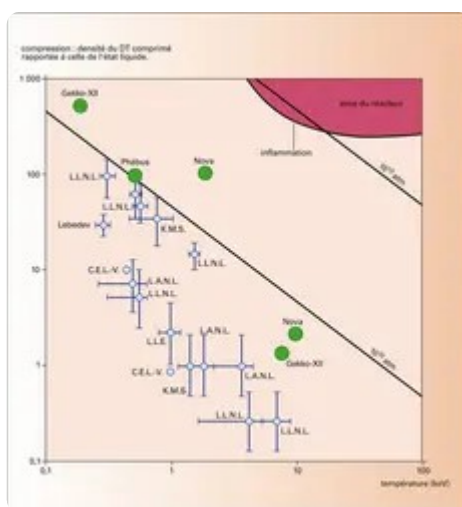
Implosion en mode d'explosion

En 1972, aux États-Unis, le Lawrence Livermore National Laboratory (L.L.N.L.), situé aux États-Unis, déclassait à la septième Conférence internationale d'électronique quantique à Montréal le principe de la fusion par confinement inertiel. À Ann Arbor (Mich.), le laboratoire de K.M.S. (du nom du fondateur, K. M. Siegel) fut le premier, vers 1973, à faire état de l'implosion de « microballons » en verre contenant du DT gazeux, expérience reprise ensuite par la plupart des laboratoires. Le microballon (d'environ 100 μm de diamètre et 1 μm d'épaisseur), contenant une masse de DT de quelques nanogrammes sous pression de quelques dizaines d'atmosphères, est implosé par plusieurs faisceaux lasers en réalisant un éclairage le plus uniforme possible. Dans ces expériences, effectuées en général à la longueur d'onde de 1,06 μm avec des flux lasers élevés de $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et des durées d'impulsions brèves voisines de 100 ps, il n'y a pas ablation progressive de la paroi mince du microballon, mais explosion de celle-ci. Les électrons suprathermiques produits à ces très hauts flux pénètrent profondément dans la paroi, qui explose radialement vers l'extérieur et l'intérieur du microballon. La fraction de matière ayant acquis un mouvement centripète implote le gaz de DT qui, traversé par un choc, est porté à des températures de l'ordre du kiloélectronvolt. Ainsi, avec des densités initiales de quelques milligrammes par centimètre cube, le DT gazeux a été comprimé jusqu'à des densités dépassant les $0,2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ de l'état liquide, des températures de 10 keV et une émission de 10^{13} neutrons ayant été

produites avec le laser Nova 100 kJ du L.L.N.L. à la longueur d'onde de 1,06 μm .

Ces expériences ont entraîné un développement intense des diagnostics et de la simulation de l'implosion sur ordinateur : observation du rayonnement X et des neutrons émis par la cible, spectroscopie de traceurs contenus dans le DT, tels que l'argon et le néon, image des particules α produites par les réactions de fusion, autant de diagnostics qui, par recoupement et confrontation avec les résultats des codes numériques, permettent de juger que l'émission neutronique est d'origine thermonucléaire.

Implosion en mode d'ablation



Implosion : température et compression du mélange D-T

Encyclopædia Universalis France

Bien que ces résultats aient été encourageants, ce régime d'explosion de la paroi en impulsion brève ne saurait conduire à des densités très supérieures à celles du solide par suite du choc induit qui chauffe le DT avant compression. Aussi les laboratoires s'orientèrent-ils vers l'emploi d'*impulsions longues* de l'ordre de la nanoseconde pour obtenir une ablation progressive de la paroi du microballon et le comprimer sans trop accroître son entropie afin d'atteindre des densités élevées. Les laboratoires de l'institut Lebedev de Moscou et de Limeil-Valenton semblaient avoir observé un tel régime d'ablation dans le passé avec des énergies lasers de 100 J. Mais avec les lasers américains produisant 10 kJ en 1 ns, laser à verre au néodyme (1,06 μm) Shiva à Livermore (Calif.), laser à CO_2 (10,6 μm) Helios à Los Alamos (N.M.), une nouvelle étape put être franchie : des densités dépassant cent fois celle de l'état liquide furent observées, comme le montre la figure 16.

Cependant, cette figure révèle la difficulté qu'il y a à obtenir en fin

d'implosion un cœur de DT à la fois chaud et dense pour approcher la région du diagramme où il s'enflamme et libère de l'énergie. En effet, les deux régimes d'implosion jusqu'ici étudiés conduisent soit à des températures élevées lorsque le microballon éclairé à haut flux durant un temps bref de 100 ps explose, soit à de fortes densités quand il y a ablation progressive de sa paroi externe par des flux modérés appliqués pendant une nanoseconde et plus. En particulier, pour ce dernier régime, on est confronté à un autre problème, celui de réaliser une implosion sphérique nécessaire à l'obtention de densités mille fois plus grandes que celles du DT liquide. Les moindres défauts dus soit à un éclairage du laser non parfaitement uniforme, soit à de faibles irrégularités de la cible vont s'amplifier au cours de l'implosion de longue durée : lors de l'accélération de la coquille en début d'implosion, et de sa décélération par le DT comprimé en fin d'implosion, des instabilités hydrodynamiques dites de Rayleigh-Taylor se développent, amplifient tout défaut et déforment la coquille. De telles déformations peuvent annihiler le point chaud pénétré irrégulièrement par le DT froid qui l'entoure, polluer le DT par mélange avec l'ablateur, ou encore entraîner la rupture de la coquille. Les performances du cœur et le gain thermonucléaire G s'en trouvent d'autant réduits. La simulation numérique s'appuyant sur l'expérimentation montre que, pour ne pas trop s'écarter de la sphéricité, il faut des précisions du pour-cent pour l'éclairage laser, de quelque 10 nanomètres pour l'état de surface ou rugosité de l'ablateur et du micromètre pour celui du DT solide, précisions qui aujourd'hui sont proches d'être obtenues.

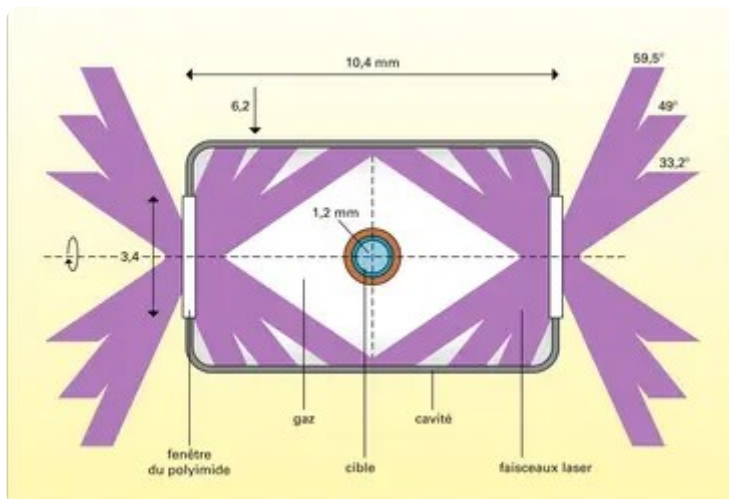
Attaques directe et indirecte

Ainsi, pour tendre vers l'inflammation et la combustion, trois problèmes majeurs se dégagent de ces expériences : l'uniformité de l'attaque de la cible, la stabilité hydrodynamique de ses différentes enveloppes et la création d'un point chaud dans le DT, en suivant un chemin thermodynamique (ρ , T) approprié (tel que celui de la fig. 12) pour que le gain de la cible atteigne la centaine.

En ce qui concerne l'uniformité de l'attaque de la cible pour réaliser une implosion la plus sphérique possible, deux approches entrent en compétition :

– L'attaque directe de la cible par le rayonnement laser, à l'origine du principe de la fusion par confinement inertiel, au moyen de plusieurs faisceaux dont on a lissé les surintensités. Le nombre croissant de faisceaux se recouvrant les uns les autres, et les techniques électro-optiques de lissage agissant sur la phase du rayonnement pour en

atténuer la cohérence produisant ces surintensités devraient autoriser une uniformité d'éclairement voisine du pour-cent ; à noter la difficulté qu'il y a de réduire l'effet des irrégularités d'éclairement en tout début d'implosion ou « empreinte », le lissage par les dispositifs électro-optiques n'étant effectif qu'au bout d'un laps de temps de l'ordre de la centaine de picosecondes.



Attaque indirecte par laser d'un ballon contenant du D-T

Encyclopædia Universalis France

– L'attaque indirecte introduite par le L.L.N.L. (fig. 17). Celle-ci consiste à focaliser les faisceaux du laser à l'intérieur d'une cavité faite d'un matériau de numéro atomique élevé et à utiliser le rayonnement X mou résultant de cette interaction : le rayonnement X produit irradie plus uniformément le microballon placé au centre de la cavité et l'implose. Avec de l'or, par exemple, des taux de conversion du rayonnement laser en rayonnement X de 80 p. 100 ont été obtenus.

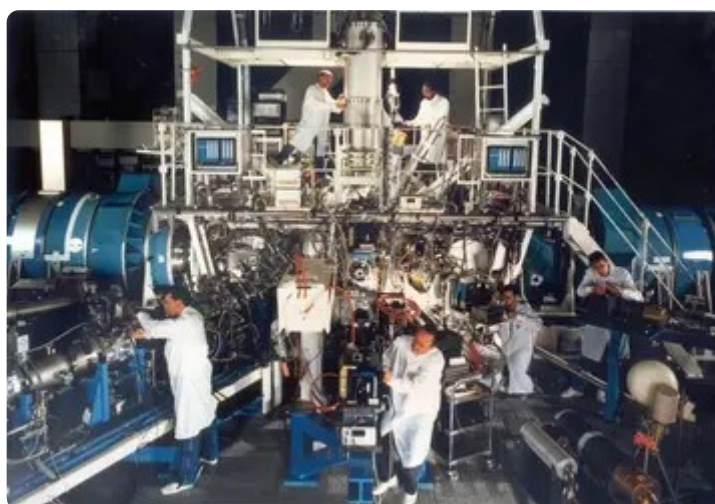
L'uniformité de l'éclairement de la cible semble plus difficile à réaliser avec l'attaque directe, mais l'attaque indirecte requiert une énergie laser plus élevée, une partie de celle-ci étant absorbée dans la cavité de conversion. De plus, l'implosion en attaque indirecte s'est révélée plus complexe que son schéma de principe analogue à un corps noir de température de rayonnement T_R dans lequel est plongée la cible. D'une part, les ouvertures de la cavité, par où pénètrent les faisceaux du laser, et l'interaction locale de ces derniers avec la paroi interne de la cavité font que l'irradiation X de la cible n'est pas uniforme. D'autre part, cette paroi soumise à l'irradiation laser n'est pas statique et se détend, le plasma résultant de l'interaction se comportant vis-à-vis du rayonnement laser comme une paroi déformable dans le temps. D'où la nécessité de remédier aux défauts de l'irradiation X qui en résultent par : le pointage des faisceaux dans la cavité, conditionnant l'émission X de ses parois qui

doit compenser les fuites X par ses ouvertures ; la variation dans le temps de la puissance des différents cônes regroupant les faisceaux afin d'équilibrer l'irradiation X des pôles et de l'équateur de la cible (fig. 17) ; l'introduction d'un gaz dans la cavité pour freiner la détente de sa paroi. Finalement, on retrouve une situation proche de celle de l'attaque directe : les faisceaux laser interagissant avec la paroi de la cavité et le gaz qu'elle contient produisent un plasma dont la densité est d'environ le dixième de la densité critique, similaire à la couronne de plasma de l'attaque directe. Afin d'éviter le développement d'instabilités de plasma génératrices d'électrons suprathermiques et de pertes en conversion X, il faut limiter l'irradiation laser à des flux de quelque $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ ($\lambda = 0,35 \mu\text{m}$) auxquels correspond une température moyenne de rayonnement X T_R d'environ 300 eV. En revanche, la stabilité hydrodynamique de l'implosion de la cible semble plus aisée à réaliser en attaque indirecte, épaisseur de coquille et vitesse d'ablation plus élevées qu'en attaque directe étant stabilisatrices.

Quel que soit le mode d'attaque, tous les laboratoires concernés s'accordèrent à reconnaître que les longueurs d'onde courtes, inférieures au micromètre, sont les plus intéressantes : forte absorption du rayonnement laser par la cible, faible taux de production d'électrons suprathermiques minimisant le préchauffage du DT, pressions induites élevées nécessaires à l'efficacité de l'implosion, meilleur taux de conversion du rayonnement laser en rayonnement X pour l'attaque indirecte. Mais, à ces longueurs d'onde courtes, telles que l'harmonique 3 du laser à verre au néodyme, l'optique est plus contrainte en matière de tenue au flux laser.

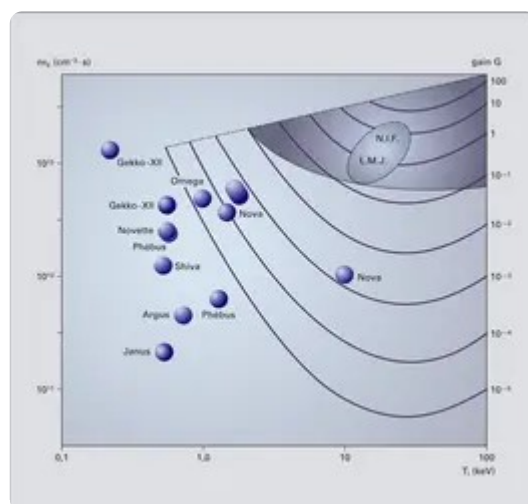
Pour progresser davantage, de nouvelles installations délivrant plusieurs dizaines de kilojoules ont été construites, utilisant toutes des lasers au verre au néodyme et la conversion de fréquence (énergie et puissance produites à $1,06 \mu\text{m}$) : Nova, 100 kJ-100 térawatts ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$), au L.L.N.L. à Livermore aux États-Unis ; Gekko-XII, 30 kJ-30 TW, à l'Institute of Laser Engineering (I.L.E.) à Ōsaka au Japon ; Phébus, 20 kJ-20 TW, au C.E. L.-V. à Limeil-Valenton en France . Les performances de ces installations dans le plan T_i (température des deutons et tritons)- $n\tau_E$ sont indiquées sur la figure 18. En attaque directe, avec les 24 faisceaux du laser Omega 4 kJ, le Laboratory for Laser Energetics (L.L.E.) de l'université de Rochester a obtenu une densité du DT de $200 \rho_0$ ($\rho_0 = 0,2 \text{ g.cm}^{-3}$, densité du DT à l'état liquide) en irradiant uniformément, à 5 p. 100 près, un microballon dont le DT à l'état solide est gelé sur sa paroi interne. Des densités de $600 \rho_0$ ont été également mesurées avec Gekko XII au I.L.E., en utilisant une coquille de polyéthylène deutéré et tritié. Dans les deux

cas, la température reste inférieure au kiloélectronvolt. En attaque indirecte, étudiée au moyen des lasers Nova, Gekko XII et Phébus, les meilleures performances ont été atteintes avec les 10 faisceaux de Nova produisant 20 kJ à $0,35 \mu\text{m}$: densité de $100 \rho_0$, température de 1,7 keV, produit $n\tau_E$ de $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$, gain G de 10^{-3} . Ces performances ont été correctement restituées par la simulation numérique de l'implosion prenant en compte dissymétries et pollution du DT par l'enveloppe de la cible soumise aux instabilités hydrodynamiques mentionnées ci-dessus.



Phébus

C.E.A.



Deutons et tritons : température

Encyclopædia Universalis France

Lasers mégajoules

L'ensemble de ces travaux poursuivis avec des énergies laser couvrant la gamme 100 J-100 kJ à $1,06 \mu\text{m}$ et leurs résultats encourageants donnèrent une bonne assise à la fusion par confinement inertiel. Ils permirent la modélisation des attaques directe et indirecte en précisant

leurs limites en matière d'interaction laser-matière, de symétrie et de stabilité de l'implosion et ce d'autant plus que le Department of Energy (D.O.E.) des États-Unis autorisa en 1993 la déclassification de la majeure partie des résultats obtenus avec Nova. Enfin, le programme Centurion-Halite des laboratoires L.A.N.L. et L.L.N.L. auprès de tirs nucléaires valida le principe de l'implosion par le rayonnement X à très hautes énergies.



National Ignition Facility (N.I.F.)

L.L.N.L./ D.R.

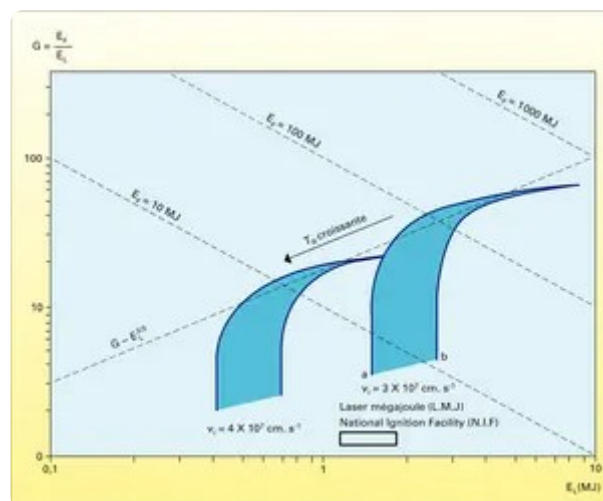
Le principe étant testé et ses limitations mieux connues, la fusion par confinement inertiel entreprit au début des années 2000, avec les connaissances ci-dessus, une nouvelle étape ayant pour objectif l'*ignition* qui nécessite des énergies laser de l'ordre du mégajoule à la longueur d'onde de $0,35 \mu\text{m}$, délivrées en plusieurs nanosecondes. En étroite coopération, le D.O.E. et le Commissariat à l'énergie atomique (C.E.A.) ont donc lancé la réalisation de lasers d'une énergie voisine de 2 MJ : le National Ignition Facility (N.I.F.) 192 faisceaux à Livermore (Californie) et le Laser Mégajoule (L.M.J.) 240 faisceaux à Bordeaux. Ces deux lasers seront progressivement mis en service à des énergies croissantes pour une démonstration de l'ignition vers 2010. Le C.E.A. construit tout d'abord un prototype $0,35 \mu\text{m}$ -60 kJ-8 faisceaux appelé Ligne d'intégration laser (L.I.L.). Il sera opérationnel en 2003-2004, pour à la fois qualifier les composants du LMJ, procéder à leur intégration et préparer les expériences projetées sur ce dernier. Une énergie de 5 kilojoules à $0,35 \mu\text{m}$ a été produite par un premier faisceau en 2002. De façon similaire, les performances du laser Omega de l'université de Rochester ont été accrues ou laser Omega-Upgrade : constitué de 60 faisceaux et délivrant 30 kJ à $0,35 \mu\text{m}$ avec une bonne symétrie, il rend possible l'étude de la formation du point chaud au moyen de cibles cryogéniques hydrodynamiquement équivalentes à celles du N.I.F. et du L.M.J. L'étude du point chaud sera reprise ensuite au moyen des lasers

N.I.F. et L.M.J. (fig. 19) et suivie de celles de l'ignition et de gains proches de la dizaine.



Laser Mégajoule (France)

CEA



Implosion en attaque indirecte

Encyclopædia Universalis France

L'étude de l'attaque indirecte, pour laquelle symétrie et stabilité hydrodynamique semblent plus aisément maîtrisables, sera tout d'abord privilégiée : des températures de rayonnement en cavité T_R de 250 à 400 électronvolts sont à obtenir pour atteindre des vitesses d'implosion v_i de quelque 10^7 cm.s^{-1} et des gains de la dizaine (fig. 19). L'énergie laser seuil à atteindre est d'autant plus faible que T_R et v_i sont élevées. Cette énergie seuil est calculée avec une plage d'incertitude due aux dissymétries d'implosion et aux instabilités hydrodynamiques déformant ou polluant le DT (courbes a et b de la figure 20). Passé cette énergie seuil, la courbe de gain croît tout d'abord très rapidement, puis plus modérément, à l'image « d'une falaise et d'un plateau ». Cela rend difficile la définition précise de l'ignition, la valeur de $G = 1$, bien que située sur la partie à croissance rapide avec l'énergie ou falaise, ayant été retenue par simplicité par les Américains. Enfin, une optimisation est à

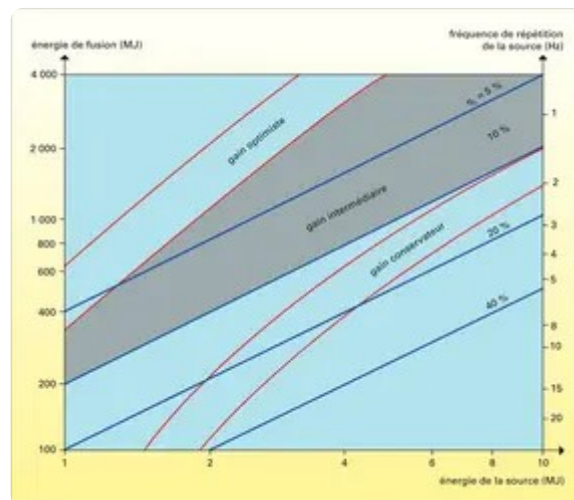
rechercher entre implosions à puissance ou à énergie laser élevée : à puissance élevée et à basse énergie, soit à T_R et v_I élevées, on court le risque de voir se développer des instabilités de plasma dans la cavité avec génération d'électrons suprathermiques préchauffant la cible et réduisant le gain ; à énergie élevée et puissance réduite, T_R et v_I sont plus faibles, l'implosion plus longue, ce qui laisse plus de temps aux instabilités hydrodynamiques pour croître et perturber la cible.

En attaque directe, expérimentée ensuite, l'uniformité de l'irradiation laser est déterminante et la stabilité hydrodynamique plus délicate à contrôler. Les variations d'éclairement doivent être inférieures au pour-cent, mais subsiste après lissage des faisceaux une empreinte mentionnée plus haut qui produit une déformation équivalente à celle d'une rugosité de l'ablateur de quelque 10 nm. De plus, pour améliorer la stabilité de l'implosion, il est nécessaire de suivre pour le DT fortement comprimé un chemin thermodynamique d'entropie supérieure à celle d'un plasma dégénéré et de choisir un facteur α (formule 26) de quelques unités. Cela a pour résultat d'épaissir la coquille en vol en limitant sa compression et de la rendre moins vulnérable aux déformations.

Quelle que soit l'attaque, en optimisant les caractéristiques du laser, la focalisation de ses faisceaux et l'architecture de la cible, l'ignition devrait être atteinte pour des énergies de l'ordre du mégajoule, guidé par la confrontation des résultats de l'expérimentation et des codes numériques mettant en jeu des puissances de calcul croissantes. Un exemple de cibles fonctionnant en attaques indirecte et directe et calculées au moyen de la simulation numérique pour parvenir à l'ignition est donné sur la figure 19. Leur rayon est de l'ordre du millimètre et leur masse de DT couvre la gamme de quelque 100 microgrammes au milligramme (à comparer aux nanogrammes des premières expériences d'implosion de KMS en 1973). Elles devraient pouvoir être perfectionnées afin d'augmenter le rendement de l'implosion et réduire l'énergie laser à utiliser. En particulier, en attaque indirecte, on s'efforce : de minimiser les pertes dans la cavité (fermeture progressive de ses orifices interagissant avec les faisceaux laser ; dopage de sa paroi au moyen d'opacifiants pour réduire sa pénétration par le rayonnement X) ; d'améliorer l'efficacité de l'ablateur de la cible implosée, soit en l'opacifiant pour éviter le préchauffage du DT par le rayonnement X, soit en employant d'autres matériaux, tel le béryllium, autorisant une température de rayonnement X plus faible, voisine de 250 électronvolts, donc des flux laser plus modérés. Enfin, comme indiqué ci-dessus, on peut espérer des progrès dans la réalisation des lasers de très haute puissance et d'impulsion

ultracourte, et atteindre l'ignition avec ceux-ci (cf. *supra*, *Principe de la fusion par confinement inertiel*).

Technologies du réacteur



Énergie de source et énergie de fusion

Encyclopædia Universalis France

Parallèlement à cette expérimentation, on a déterminé au moyen de la simulation numérique les caractéristiques du laser et de la cible requises pour un futur réacteur piloté par une source d'énergie dirigée, faisceaux laser ou de particules. La figure 21 relie l'énergie de la source E_L telle que le laser et l'énergie de fusion E_F suivant les hypothèses faites sur le rendement de la source η_L et le gain G de la cible qui délimitent respectivement les frontières inférieure et supérieure de la région autorisée du plan correspondant. Par exemple, pour $\eta_L = 10$ p. 100 et des gains de cible intermédiaires (zone hachurée), on produirait avec un laser de plusieurs mégajoules une énergie de fusion de 1 000 MJ. À cette énergie de fusion correspond une puissance électrique moyenne de l'ordre du gigawatt pour une fréquence de répétition du laser de 3 hertz et un rendement du cycle thermique η_T d'environ 30 p. 100, puissance électrique comparable à celle des réacteurs nucléaires à fission actuels.

Aussi recherche-t-on de nouveaux lasers de puissance de performances plus proches de celles qu'exige un réacteur à fusion par confinement inertiel : courte longueur d'onde de quelque $0,1 \mu\text{m}$, énergie de plusieurs mégajoules, rendement atteignant les 10 p. 100, fréquence de répétition de 10 hertz. Le laser à gaz à fluorure de krypton (KrF), émettant à $0,27 \mu\text{m}$ et d'un rendement η_L qui pourrait être de 5 à 10 p. 100, est envisagé. Le laser à verre au néodyme, utilisable aux courtes longueurs d'onde par conversion de fréquence et extrapolable aux énergies de l'ordre du mégajoule, n'est pas définitivement écarté, son rendement étant susceptible d'être amélioré, par exemple en le pompant avec des

diodes lasers semi-conductrices.

Le L.L.N.L. s'est fixé comme première étape la réalisation d'un laser 1,05 μm -100 J, de rendement η_L de 10 p. 100, de fréquence de répétition 10 hertz, pompé par diodes laser et dont les amplificateurs sont refroidis à l'hélium, ou projet Mercury.

La démarche à suivre pour la réalisation du futur réacteur pourrait se concevoir de la façon suivante :

- *Démonstration de l'ignition* et optimisation du couple source à énergie dirigée-cible pour tendre vers des gains de la centaine.
- *Réalisation de la boucle d'énergie* de la figure 10 avec les valeurs précédemment indiquées pour G , η_T , f_E et η_L , en particulier choix d'une source d'énergie dirigée dont le rendement η_L atteigne au moins les 10 p. 100.
- *Développements technologiques du réacteur* avec mise au point de ses trois composantes majeures. La source à énergie dirigée de rendement et de fréquence de répétition appropriée avec une durée de vie de 10^{10} s (plusieurs dizaines d'années). La production en masse et l'alimentation en cibles de la chambre du réacteur à la cadence de dix fois par seconde. La chambre du réacteur remplissant plusieurs fonctions, telles que : le confinement de la micro-explosion thermonucléaire avec protection des dispositifs de focalisation des faisceaux de la source à énergie dirigée ; la conversion en chaleur de l'énergie nucléaire produite sous forme de neutrons, de rayonnement et de débris de cible et la remise en condition de la chambre après chaque tir ; la régénération du tritium à partir du lithium, lithium sous forme d'un manteau liquide ou de granules s'écoulant le long de la paroi interne de la chambre du réacteur.

Autres approches : faisceaux de particules et hautes puissances pulsées

Un des points clés de la réalisation d'un réacteur est donc de disposer d'une source d'énergie dirigée répétitive d'un rendement suffisant. Le laser ayant au début des travaux un rendement de quelques pour-mille et une cadence de tir de l'ordre de l'heure imposée par le refroidissement des amplificateurs, une autre approche de la fusion par confinement inertiel s'est développée. Elle consiste à substituer aux faisceaux du laser des faisceaux de particules, électrons ou ions légers du mégaélectronvolt, ou encore ions lourds de l'ordre du gigaélectronvolt. Utilisant des dispositifs électriques, ces faisceaux ont de meilleurs

rendements que les lasers, rendements pouvant atteindre jusqu'à 80 p. 100. Accélérateurs d'électrons et d'ions légers ont tout d'abord été utilisés. Cependant, le transport des particules sur plusieurs mètres et surtout leur focalisation sur la cible soulèvent des problèmes. Jusqu'ici, les résultats des expériences faites avec des lasers semblent meilleurs que ceux des expériences avec des faisceaux de particules. L'emploi de faisceaux d'électrons, développé principalement à l'institut Kurchatov à Moscou, s'est révélé inefficace : une fraction importante de l'énergie des électrons se convertit en rayonnement X de haute énergie lors de leur freinage dans la cible imposée ; ce rayonnement, très pénétrant, préchauffait prématurément la cible au détriment de sa compression. Les faisceaux d'électrons ont donc été abandonnés au profit des faisceaux d'ions légers : à énergie comparable, de charge voisine mais de masse beaucoup plus lourde, ils interagissent avec la cible à des vitesses nettement plus faibles et ne rayonnent pas. Le Sandia National Laboratory (S.N.L.) à Albuquerque, Nouveau Mexique, a construit une machine à faisceaux d'ions de lithium, P.B.F.A. II (Proton Beam Fusion Accelerator), fournissant une énergie d'environ 1 mégajoule. Mais il ne parvint pas à focaliser suffisamment les ions accélérés et à atteindre des flux d'irradiation de la cible de $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, du niveau de ceux qui sont produits par les lasers. Surmontant cette difficulté, le S.N.L. a reconverti P.B.F.A. en une machine produisant de fortes énergies de rayonnement X pour implorer une cible en attaque indirecte. Un ensemble de fils métalliques fins en forme de cage d'écureuil est disposé entre l'anode et la cathode de cette machine de haute puissance pulsée. Parcourue par un courant, la cage d'écureuil est chauffée et comprimée sur son axe ou « pinch Z ». Transformée en plasma sur cet axe, elle émet un rayonnement X dont la puissance crête a atteint jusqu'à 280 térawatts. Le rayonnement X produit remplit une cavité couplée à la cage d'écureuil selon différentes géométries et des températures de cavité de 230 eV ont été ainsi obtenues. Le S.N.L. étudie un projet constitué d'une source de haute puissance pulsée (60 MA-12 MJ) pour parvenir à l'ignition qui produirait une température de cavité de 300 eV et une énergie de fusion de 550 MJ, soit un gain proche de 60. Enfin, la réalisation d'un accélérateur d'ions lourds (par exemple, l'uranium) de 10 GeV, délivrant 1 MJ en 10 ns, fait l'objet d'études. Cet accélérateur pourrait prendre le relais du laser lors de la conception du réacteur prototype, l'étape de la combustion du DT ayant été franchie avec le laser à verre au néodyme.

Concluons cet article en soulignant l'immense travail scientifique et technique accompli depuis un demi-siècle, à un niveau de compétence élevé, pour maîtriser des phénomènes complexes, grâce à un investissement humain des plus profonds.

— **Robert DAUTRAY**

— **Michel GRÉGOIRE**

— **Guy LAVAL**

— **Jean-Paul WATTEAU**

— **Joseph WEISSE**

— **Pascal GARIN**

Bibliographie

Fusion par confinement magnétique

Articles

L. ARTSIMOVITCH, « Tokamak Devices », in *Nuclear Fusion*, vol. XII, n° 2, p. 215, 1972

N. J. FISH, « Theory of current drive in plasmas », in *Reviews of Modern Physics*, vol. LIX, n° 1, p. 175, 1987

« La Fusion nucléaire. Tore-Supra, une nouvelle étape », in *Clefs C.E.A.*, n° 31, C.E.A., Paris, 1995

« La Fusion thermonucléaire contrôlée », in *Revue générale nucléaire*, n° 1, 1991

S. M. KAYE et al., « Status of global energy confinement studies », in *Physics of Fluids*, vol. B2, n° 12, p. 2926, 1990

P. C. STANGEBY & G. M. MCCRACKEN, « Plasma Boundary Phenomena in tokamaks », in *Nuclear Fusion*, vol. XXX, no 7, p. 1225, 1990.

Ouvrages

J. ADAM, *La Fusion nucléaire, une source d'énergie pour l'avenir ?*, coll. Pour la science, Belin, Paris, 1993

L. ARTSIMOVITCH, *Configurations de plasma fermées*, P.U.F., Paris, 1968

Collection du C.E.A., Séries scientifiques, *La Fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique*, Masson, Paris, 1987

T. J. DOLAN, *Fusion Research*, Pergamon Press, New York, 1982

European Conferences of the European Physical Society, Plasma Physics Division, Pergamon Press, Oxford, XX^e conf. (Lisbonne, Portugal 1993) ; XXI^e conf. (Montpellier, 1994) ; XXII^e conf. (Bornemouth, Grande-

Bretagne 1995) ; conférences annuelles, depuis 1974

R. A. GROSS, *Fusion Energy*, John Wiley & Sons, New York, 1984

INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (I.A.E.A.), *Comptes rendus des conférences sur la physique des plasmas et la fusion nucléaire contrôlée, puis sur l'énergie de fusion*, XIX^e conf. (Lyon, octobre 2000) ; XVIII^e conf. (Sorrento, octobre 2000) ; XVII^e conf. (Yokohama, octobre 1998), conférences bisannuelles depuis 1974

T. KAMMASH, *Fusion Reactor Physics*, Ann Arbor Sciences Publ. (Mich.), 1977

Review of Plasma Physics, vol. I à XIII, acad. M. A. Leontovich, trad. du russe par H. Lashinsky, consultants bureau entreprise, New York-Londres, 1987

T. H. STIX, *Waves in Plasmas*, Academic Press, New York, 1992

E. TELLER, *Magnetic Confinement*, part. A et B, Academic Press, Londres, 1981

J. WESSON, *Tokamaks*, 2^e éd., Oxford Science Publications, 1997.

Fusion par laser

Articles

K. A. BRUECKNER & S. JORNA, « Laser-Driven Fusion », in *Review of Modern Physics*, vol. XLVI, n^o 2, American Physical Society, New York, avr. 1974

W. J. HOGAN, R. BANGERTER & G. L. KULCINSKI, *Physics Today*, 42, sept. 1992

J. LINDL, « Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain », in *Physics of Plasmas*, vol. II, n^o 11, American Institute of Physics, nov. 1995

J. D. LINDL, R. L. MCCRORY & E. M. CAMPBELL, *Physics Today*, 32, sept. 1992

J. H. NUCKOLLS, L. WOOD, A. THIESSEN & G. ZIMMERMAN, *Nature*, vol. CCXXXIX, n^o 5368, p. 139, Macmillan, Londres, 15 sept. 1972

A. M. PROKHOROV, S. I. ANISIMOV & P. P. PASHININ, « Laser Thermonuclear Fusion », in *Soviet Physics Uspekhi*, vol. XIX, n^o 7, American Institute of Physics, Vancouver, juill. 1976

J. P. WATTEAU, « La Fusion thermonucléaire inertielle par laser », in

Entropie, n° 181, Créteil, 1994.

Ouvrages

R. DAUTRAY & J. P. WATTEAU dir., *La Fusion thermonucléaire inertielle par laser*, coll. du C.E.A., série synthèses, Eyrolles, Paris, 1993

W. J. HOGAN, J. COUTANT, S. NAKAI, V. B. ROZANOV & G. VELARDE, (I.A.E.A. Advisory Group on Inertial Fusion Energy), *Energy from Inertial Fusion*, International Atomic Energy Agency (I.A.E.A.), 1995

INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (I.A.E.A.), *Comptes rendus des conférences sur la physique des plasmas et la fusion nucléaire contrôlée, puis sur l'énergie de fusion*, XIX^e conf. (Lyon, octobre 2000) ; XVIII^e conf. (Sorrento, octobre 2000) ; XVII^e conf. (Yokohama, octobre 1998), conférences bi-annuelles depuis 1974

L. KRUEER WILLIAM, *The Physics of Laser Plasma Interactions. Frontiers in Physics*, Addison Wesley Publishing Company, Reading (Mass.), 1988

C. LABAUNE, W. J. HOGAN & K. A. TANAKA dir., « Inertial Fusion Sciences and Applications 2001 et 1999 (IFSA 2001 et IFSA 99) », Elsevier, 2000 et 2002

H. MAILLET dir., *Le Laser. Principes et techniques d'application*, Technique et documentation Lavoisier, Paris, 1984.

CLASSIFICATION

Techniques

Énergie

Énergie nucléaire

Fusion thermonucléaire contrôlée

Physique

Physique nucléaire

Réactions nucléaires

Fusion nucléaire

Physique

Électromagnétisme

Ondes électromagnétiques

Sources de rayonnement électromagnétique

Lasers

Robert DAUTRAY, Pascal GARIN, Michel GRÉGOIRE, Guy LAVAL,
Jean-Paul WATTEAU, Joseph WEISSE, « **THERMONUCLÉAIRE**
ÉNERGIE », *Encyclopædia Universalis* [en ligne], consulté le 1 octobre
2023. URL :
[https://www-universalis-edu-com.ezproxy.normandie-univ.fr
/encyclopedie/energie-thermonucleaire#c20513](https://www-universalis-edu-com.ezproxy.normandie-univ.fr/encyclopedie/energie-thermonucleaire#c20513)