

LL

CEA N 2750
SW 9406

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE
CENTRE D'ETUDES DE LIMEIL-VALENTON
Etat Major du Directeur Scientifique
94195 - VILLENEUVE-SAINT-GEORGES - Cédex

CERN LIBRARIES, GENEVA



P00020745

CEA - N° 2750

LA FUSION THERMONUCLEAIRE INERTIELLE PAR LASER

WATTEAU J.P.

23/12/93

LA FUSION THERMONUCLEAIRE INERTIELLE PAR LASER

J-P. WATTEAU

INTRODUCTION

Depuis la naissance de la civilisation industrielle au dix-huitième siècle, la consommation mondiale d'énergie primaire n'a cessé de croître. Cette consommation a triplé entre 1950 et 1972 passant de 1,8 Gtep* à 5,7 Gtep, alors que la population mondiale s'est accrue de 50 %. De 8 Gtep en 1989, elle pourrait atteindre la dizaine de Gtep à l'horizon 2000. Aussi s'interroge-t-on sur la façon de la satisfaire dans le futur.

Les ressources fossiles : charbon, pétrole, gaz, accumulées sur des millions d'années, ne sont pas inépuisables. Leur consommation croissante porte de plus en plus atteinte à notre environnement avec des risques graves tels qu'un éventuel réchauffement de la surface terrestre entraîné par l'élévation de la teneur en gaz carbonique de l'atmosphère, d'où un effet de serre accru.

Les énergies renouvelables, soit dues au soleil (hydroélectricité, énergie éolienne, rayonnement solaire, biomasse), soit emprisonnées dans l'écorce terrestre (géothermie), ou provenant de la gravitation terre-lune et soleil (usine marée-motrice), encore appelées énergies nouvelles, constituent aujourd'hui un appoint. Mais au stade actuel des recherches, elles ne semblent pas pouvoir suppléer pour une grande part et à moyen terme les ressources fossiles, ni au plan technique, ni au plan économique.

Par contre, l'énergie nucléaire, bien que source de radioactivité posant des problèmes de sécurité, de retraitement, de démantèlement et de stockage des produits de combustion, a pris une importance grandissante. Elle représente actuellement 5,4 % de la consommation mondiale, près de 400 réacteurs fonctionnant dans 25 pays. La France, pour réduire ses importations en ressources fossiles et accroître son indépendance énergétique, s'est fortement investie dans ce domaine, 32 % de sa consommation d'énergie primaire et près de 75 % de sa production électrique étant d'origine nucléaire.

* 1 tonne équivalent pétrole (tep) = 11,6 MWh = 41,8 GJ

L'énergie nucléaire apparaît donc actuellement comme la plus apte à prendre progressivement le relais, permettant de sauvegarder à terme l'usage du pétrole pour les besoins des transports, et répondant dans les siècles à venir à la majeure partie de la demande.

Née du principe de l'équivalence entre masse et énergie introduit par *Einstein* en 1905, l'énergie nucléaire est libérée, soit par fission d'un noyau lourd, soit par fusion de noyaux légers. Dans les deux cas, elle résulte du défaut de masse des produits de la réaction nucléaire par rapport aux noyaux initiaux. Issue du réarrangement de noyaux, elle est d'un million de fois plus élevée que celle d'une réaction chimique, cette dernière ne concernant que le cortège électronique de l'atome. Les produits de la réaction nucléaire en cause emportent en effet une énergie de l'ordre du million d'électron-volts par noyau au lieu de l'électron-volt par atome, la masse du combustible mise en jeu s'en trouvant réduite dans la même proportion à énergie produite égale.

La maîtrise de la fission de noyaux lourds et la réalisation du réacteur correspondant a été relativement rapide puisque la première pile atomique CP₁ (Chicago) à ralentisseur en carbone a divergé en décembre 1942 aux Etats-Unis. Le principe de base consiste à disposer d'une masse de combustible, uranium ou plutonium, dite critique telle qu'une réaction en chaîne se produise, chaque fission d'un noyau par un neutron restituant plus d'un neutron. La criticité peut être en particulier obtenue par compression d'une masse donnée de combustible à l'aide d'un explosif chimique, cas de la bombe atomique qui fonctionna pour la première fois aux Etats-Unis sur le site du Nevada en juillet 1945. Très tôt est ainsi apparue la dualité civile et militaire des applications de l'énergie nucléaire et, en même temps, leur synergie et les risques de prolifération qui en découlent.

I LA FUSION THERMONUCLEAIRE

I.1. Principe

Provoquer sur terre la fusion de noyaux légers qui a lieu naturellement dans les étoiles dont, avec la gravitation, elle gouverne l'évolution, s'avère beaucoup plus ardu mais constitue un objectif de première importance : alors que les matériaux fissiles, uranium et thorium, comme les ressources fossiles, existent en quantité limitée, le deutérium, combustible fusible largement présent dans les océans, est comparativement inépuisable (35 g.m⁻³).

Pourquoi la fusion nucléaire est-elle difficile à mettre en oeuvre et à contrôler au sein d'un réacteur pour en libérer de l'énergie ? Dans le cas de la fission, le neutron ne possédant pas de charge électrique pénètre sans opposition notable le noyau fissile pour le fractionner. Dans celui de la fusion de deux noyaux légers chargés positivement, il faut tout

d'abord vaincre la répulsion coulombienne avant qu'un rapprochement à une distance de quelques fermis ($1 \text{ fermi} = 10^{-15} \text{ m}$), comparable à la dimension des noyaux, permette de faire jouer les forces nucléaires très fortement attractives mais de très courte portée. Là réside la difficulté majeure.

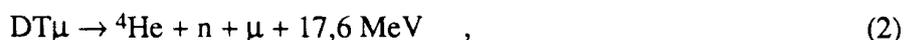
Classiquement, pour franchir une telle "barrière de *Coulomb*", qui est de l'ordre de 300 keV dans l'exemple de la fusion la plus aisée à réaliser entre un noyau de deutérium (deuton D) et un noyau de tritium (triton T), il faut communiquer à leur mouvement relatif une énergie cinétique supérieure à cette barrière, amenant ainsi les deux noyaux au contact (figure 1). Mais quantiquement, cette barrière peut être pénétrée à plus basse énergie par effet tunnel, la probabilité de la réaction de fusion :



croissant alors exponentiellement avec la vitesse relative des noyaux dans ce domaine de basse énergie appelé zone de *Gamow* (figure 2). L'énergie de réaction $q = 17,59 \text{ MeV}$ est libérée sous forme cinétique. Elle se répartit inversement proportionnellement à la masse des produits de fusion, le noyau d'hélium ou particule α et le neutron, d'énergies respectives $q_\alpha = 3,56 \text{ MeV}$ et $q_n = 14,03 \text{ MeV}$.

Comment favoriser le rapprochement des noyaux ? Dans la molécule normale de deutérium-tritium (DT), la distance moyenne séparant deuton et triton est voisine de l'angström ($1 \text{ angström} = 10^{-10} \text{ m}$) et la probabilité de fusion est extrêmement faible : une fusion toutes les 10^{70} s .

Pour accroître très notablement cette probabilité, une première approche consiste à substituer le muon (μ) à l'électron. De même charge mais 207 fois plus lourd, il réduit d'autant la distance moyenne entre deuton et triton qui fusionnent alors en 10^{-12} seconde , d'où un gain de plus de 80 ordres de grandeur :



Plus précisément, un triton et un muon s'associent pour former un atome qui devient hôte d'une molécule de deutérium ou de deutérium-tritium où se produit la réaction, le muon étant restitué en fin de réaction pour une nouvelle catalyse (la vie moyenne du muon est de 2.10^{-6} s). La capture du muon dans une "muo-molécule" présente une résonance qui rend sa probabilité plus élevée que celle de sa perte par fixation sur l'hélium formé. En accroissant pression et température, on escompte de l'ordre de 400 fusions ou 7 GeV par muon, stade à partir duquel énergies fournies pour produire le muon et libérées par fusion deviennent équivalentes. Les

meilleures performances, limitées à 150 fusions par muon, ont été obtenues au Los Alamos Meson Physics Facility [1].

Un effet similaire était recherché dans les récentes expériences dites de "fusion froide" initiées par *Fleischmann* et *Pons*. Des deutons sont accumulés, soit par électrolyse dans une cathode de palladium, soit sous pression dans des copeaux de titane. Le taux de fusion aurait été favorisé à la fois par le rapprochement entre deutons sous l'influence du réseau cristallin, et par leur forte densité proche de celle du solide. Cette approche s'est révélée infructueuse après reprise de ces expériences dans des conditions mieux contrôlées [2].

Communiquer de l'énergie cinétique aux noyaux à fusionner apparaît comme une approche plus prometteuse. Par suite de la pénétration de la barrière de potentiel par effet tunnel, la section efficace σ croît très fortement avec l'énergie. Pour des énergies relatives de l'ordre de 10 keV, elle est au moins 100 fois plus élevée pour la réaction DT que pour les autres réactions de fusion entre noyaux légers tels que deutérium, tritium, hélium (figure 2). C'est la réaction retenue pour les premiers réacteurs à fusion, la section efficace pouvant être accrue de 50 % en polarisant le mélange deutérium-tritium de telle façon que deutons et tritons aient des spins nucléaires parallèles [3]. Le tritium, de durée de vie relativement courte (12,3 ans), n'étant présent dans l'eau qu'à l'état de faibles traces, devra être créé au sein même du réacteur à partir des neutrons de fusion bombardant du lithium :



lithium qui existe en grande quantité, comparativement aux gisements d'uranium et de thorium. Ultérieurement, il serait envisageable d'utiliser du deutérium seul dans la mesure où de nouveaux progrès seraient accomplis dans la conception des réacteurs.

Pour communiquer de l'énergie cinétique relative aux noyaux à fusionner, l'idée la plus simple est d'accélérer les deutons préférentiellement jusqu'à une énergie permettant de tirer profit de la résonance de la réaction (1) et de bombarder avec ces deutons une cible tritiée (figure 2) ou vice versa. Mais le bilan énergétique est dans ce cas négatif car la majeure partie de l'énergie d'accélération est utilisée à ioniser la cible, les sections efficaces d'ionisation étant de 8 ordres de grandeur plus élevées que celles de fusion.

C'est donc en portant le mélange deutérium-tritium à une température T de l'ordre de la centaine de millions de degrés que l'on peut espérer en libérer de l'énergie, comme dans les étoiles. Totalement ionisé, il devient un plasma constitué de deux composantes de charges opposées, les électrons devenus libres et les ions, deutons et tritons, composantes soumises à

l'agitation thermique et dont les fonctions de distribution des vitesses sont maxwelliennes.

La section efficace de fusion σ croissant très rapidement avec la vitesse relative v entre deutons et tritons (figure 2), les fusions proviennent principalement des ions de très haute énergie présents dans la distribution maxwellienne. L'agitation thermique permet donc d'obtenir avantageusement un nombre de réactions important pour des températures très inférieures à la barrière de *Coulomb*. Ainsi, à une température de 10 keV (116 MK), le nombre de fusions proportionnel à $\langle \sigma v \rangle$, valeur du produit σv moyennée sur une distribution maxwellienne, est multiplié par un facteur 30 comparé à celui que provoqueraient des deutons et tritons monocinétiques d'énergie thermique moyenne $E_{DT} = 3/2 kT$, k étant la constante de *Boltzmann* (figure 3).

I.2. Recherche d'un bilan d'énergie positif

Pour espérer libérer de l'énergie il faut au moins que l'énergie de fusion soit supérieure à celle fournie pour porter le DT à haute température. Les énergies spécifiques de fusion ϵ_F et interne ϵ_I sont égales à :

$$\epsilon_F = 3,37 \cdot 10^{11} \text{ J.g}^{-1} \quad (4)$$

$$\epsilon_I (\text{J.g}^{-1}) = 1,15 \cdot 10^8 T (\text{keV}) \quad (5)$$

en négligeant à ces hautes températures l'énergie d'ionisation du DT dans ϵ_I . Pour une température de 10 keV correspondant à une valeur de $\langle \sigma v \rangle$ pas trop éloignée de son maximum (figure 3), on peut donc escompter un gain d'énergie G allant jusqu'à :

$$G_{DT} = \frac{\epsilon_F + \epsilon_I}{\epsilon_I} \approx \frac{\epsilon_F}{\epsilon_I} \approx 300 \quad , \quad (6)$$

dans la mesure où la combustion du DT serait totale.

Or le mélange deutérium-tritium à cent millions de degrés doit être isolé de toute paroi matérielle qui ne saurait résister à ces températures, et ceci pendant un temps de confinement τ permettant de brûler une fraction suffisante ϕ_F du mélange fusible.

Pour un mélange équimolaire de deutérium-tritium s'appauvrissant en cours de combustion, le nombre de fusion par unité de volume n_{DT} est donné par l'expression :

$$\frac{dn_{DT}}{dt} = \langle \sigma v \rangle \frac{n^2(t)}{4} , \quad (7)$$

$n(t)$ étant la densité décroissante des ions, deutons plus tritons, de valeur initiale n . En supposant la température constante durant le confinement, la fraction ϕ_F a pour expression :

$$\phi_F = \frac{\langle \sigma v \rangle \frac{n}{2} \tau}{\langle \sigma v \rangle \frac{n}{2} \tau + 1} , \quad (8-1)$$

La combustion est d'autant plus importante que le temps de confinement τ est grand devant celui τ_F caractéristique des fusions ou encore que la distance l couverte par deutons et tritons est élevée comparée au libre parcours moyen de fusion l_F :

$$\langle \sigma v \rangle \frac{n}{2} \tau = \frac{\tau}{\tau_F} \approx \frac{l}{l_F} ,$$

L'expression de la fraction brûlée (8-1) met en évidence les deux paramètres essentiels de la fusion thermonucléaire que sont la température T au travers de la variation rapide de $\langle \sigma v \rangle$ et le produit $n\tau$:

$$\phi_F = \frac{n\tau}{n\tau + 2\langle \sigma v \rangle^{-1}} , \quad (8-2)$$

A une température de 10 keV, $2 \langle \sigma v \rangle^{-1}$ est d'environ $2.10^{16} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$, ordre de grandeur du produit $n\tau$ pour que la combustion devienne notable.

I.3. La fusion par confinement magnétique

Comment s'approcher de ces valeurs de température et du produit $n\tau$? Compte tenu des masses de combustible qui doivent rester suffisamment faibles pour que la combustion soit contrôlable, les forces de gravitation, à l'origine de la cohésion de la matière à haute température des étoiles, isolées dans l'espace, sont à écarter. Le deutérium-tritium étant à l'état de plasma, il vint à l'idée dans les années cinquante, début des recherches en fusion thermonucléaire contrôlée aux Etats-Unis*, d'isoler thermiquement le plasma des parois de la chambre qui le contient en utilisant un champ magnétique : ions et électrons s'enroulent autour

* qui furent tout d'abord protégées par le secret sous le nom code de Projet Sherwood et déclassées lors de la Second United Nations International Conférence on the Peaceful uses of Atomic Energy à Genève du 1 au 13 septembre 1958.

de ses lignes de force et diffusent lentement au travers de celles-ci par suite de leurs collisions. C'est la voie la plus ancienne de la fusion par confinement magnétique. Dans la mesure où pression du plasma et pression magnétique sont dans un rapport β de quelques pourcents :

$$3 nkT = \beta \frac{B^2}{2 \mu_0} \quad , \quad n \text{ (cm}^{-3}\text{)} \cdot T \text{ (keV)} = 0,8 \cdot 10^{15} \beta B^2 \text{ (T)} \quad , \quad (9)$$

μ_0 perméabilité du vide, et l'induction magnétique B réalisable dans un volume notable étant limitée à la dizaine de teslas, la densité n à considérer est de l'ordre de $10^{14} \cdot \text{cm}^{-3}$, soit du deutérium-tritium initialement gazeux sous une pression faible de quelques millièmes d'atmosphère.

Lawson précisa les conditions à remplir pour qu'il y ait libération d'énergie dans un réacteur utilisant le principe du confinement magnétique et schématisé sur la figure 4. En supposant le plasma de DT homogène, de température et de densité constantes (appauvrissement négligé), et en raisonnant sur les densités d'énergie e , le critère de *Lawson* se déduit des hypothèses suivantes [4-1] :

- L'énergie nécessaire à la production du champ magnétique n'étant pas prise en compte et le confinement étant parfait, pendant le temps τ , une source externe e_S chauffe le plasma d'énergie interne e_I maintenant sa température constante en compensant l'énergie perdue par rayonnement bremsstrahlung e_R :

$$\begin{aligned} e_S &= e_I + e_R = 3 k T n + 3 a (T) n^2 \tau, \\ a(T) \text{ (J.m}^3\text{s}^{-1}\text{)} &= 1,8 \cdot 10^{-37} T^{1/2} \text{ (keV)} \quad , \end{aligned} \quad (10-1)$$

- Les énergies fournies par la source e_S et produite par fusion e_F se retrouvent sous forme de chaleur e_T dans les parois de la chambre contenant le plasma :

$$e_T = e_S + e_F = e_S + 3b(T) n^2 \tau \quad , \quad b(T) = \frac{1}{12} \langle \sigma v \rangle q_F \quad , \quad (10-2)$$

L'énergie q_F inclue celle des réactions nucléaires induites par les neutrons de fusion dans les matériaux de la chambre se traduisant par le facteur multiplicatif M :

$$q_F = M q_n + q_\alpha$$

- L'énergie thermique e_T est transformée en électricité e_E avec un rendement η_T . L'énergie disponible sur le réseau est de $(1 - f_E) e_E$, la fraction f_E étant utilisée

pour alimenter la source de chauffage de rendement η_S .

Le critère de *Lawson* (1957) correspond au fonctionnement en boucle fermée sans production d'électricité sur le réseau, c'est-à-dire à $f_E = 1$:

$$e_E = \eta_T e_T = \eta_S^{-1} e_S , \quad (10-3)$$

Il se traduit par la relation entre la température T et le produit $n\tau$ qui s'obtient facilement à partir des expressions 10-1 à 3, homogènes en n et linéaires en $n\tau$.

$$n\tau = \frac{(1 - \eta_S \eta_T) kT}{\eta_S \eta_T b(T) - (1 - \eta_S \eta_T) a(T)} . \quad (11)$$

Cette relation, où intervient le produit $\eta_S \eta_T$, se matérialise dans le plan $(T, n\tau)$ par une courbe (figure 5) délimitant dans sa partie supérieure l'aire de fonctionnement du réacteur et correspondant à f_E inférieure à l'unité, fraction qui ne doit guère dépasser le quart pour que le réacteur soit économiquement rentable. Le pourtour de cette aire met en évidence la nécessité de chauffer le plasma au-dessus d'une température critique T_c , introduite par *Post* [4-2], pour laquelle la puissance libérée par fusion et limitée à celles des α (seuls piégés dans le champ magnétique et contribuant à accroître son énergie interne) et la puissance perdue par rayonnement s'équilibrent :

$$\frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle q_\alpha = 3 a(T_c) n^2 , \quad (12)$$

T_c étant voisine de 5 keV pour le deutérium-tritium.

C'est donc une température et un produit $n\tau$ respectivement de l'ordre de 10 keV et de $10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ vers lesquels il faut tendre pour fonctionner dans l'aire du réacteur avec du deutérium-tritium, alors que pour le deutérium, de section efficace de fusion plus faible, il est nécessaire d'atteindre des valeurs plus contraignantes d'environ 50 keV et $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$. A ces valeurs de température et du produit $n\tau$ correspondent une fraction brûlée relativement faible de 2 %, un temps et un libre parcours moyens de fusion de 40 s et de 10^5 km pour le deutérium-tritium.

Quatre décennies de travaux sur les machines à confinement magnétique ont permis de progresser en permanence vers la région du réacteur, le premier objectif étant de produire une énergie de fusion égale à celle fournie ou "breakeven" dans le langage anglosaxon :

$$\frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle q \tau = e_S \quad (13)$$

La configuration magnétique Tokamak, conçue au début des années 50 par *I.E. Tamm* et *A.D. Sakharov*, se révèle aujourd'hui la plus performante avec les grandes installations en fonctionnement : Joint European Torus (JET) à Abingdon en Angleterre, Tokamak Fusion Test Reactor (TFTR) à Princeton aux USA, Japan Tokamak 60 (JT 60) à Naka au Japon, et T 15 en voie d'achèvement à l'Institut Kurchatov en URSS [5-1].

Le plasma y est confiné dans un champ magnétique toroïdal à l'intérieur d'une chambre de même géométrie. Il est parcouru suivant l'axe du tore par un courant qui crée un champ magnétique poloidal à l'origine d'une torsion des lignes de force nécessaire à l'équilibre magnétohydrodynamique de la configuration du plasma. Plusieurs méthodes de chauffage ont été progressivement utilisées pour parvenir aux températures recherchées et ont conduit à développer des sources d'énergie adaptées : chauffage ohmique perdant de son efficacité à mesure que la température s'élève et que le plasma devient conducteur ; injection de neutres qui, par échange de charges, sont capturés dans le plasma magnétisé ; chauffage électromagnétique aux fréquences cyclotroniques électronique et ionique ou à une fréquence hybride.

C'est avant tout le confinement du plasma qui soulève le plus de difficultés. Sa durée doit être de l'ordre de la seconde pour un produit $n\tau$ de $10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ et une densité qui, comme nous l'avons vu, ne saurait guère dépasser 10^{14} cm^{-3} , compte tenu du champ magnétique de plusieurs teslas à réaliser dans un volume de chambre de quelques centaines de mètres cubes, l'énergie stockée correspondante se chiffrant en gigajoules. D'une part, l'énergie interne est en partie rayonnée, non seulement par les électrons sous forme de rayonnements bremsstrahlung et cyclotron, mais principalement par les impuretés issues des parois et diffusant vers le plasma. L'importance de ces impuretés peut être réduite en choisissant le matériau des parois, en les dégazant, en utilisant un limiteur qui éloigne le plasma de ces dernières ou encore en contrôlant leur flux au moyen de diverteurs. D'autre part, les particules diffusent au travers des lignes de force du fait de leurs collisions ou quittent le plasma ayant été neutralisées par échange de charge. Mais surtout plasma et champ magnétique constituent un milieu où se développent des instabilités ; instabilités microscopiques rendant le milieu turbulent ; instabilités magnétohydrodynamiques, le déformant et le fractionnant jusqu'à rupture et extinction de la décharge entrant en contact avec les parois [5-2 et 6].

Le fonctionnement des tokamaks est donc complexe et bien que la théorie de certains des phénomènes qui s'y produisent ait été faite et confirmée, notamment en ce qui concerne les instabilités, il est difficile de le modéliser globalement. D'où une approche

empirique et la recherche de lois d'échelle pour extrapoler ces installations vers la région du réacteur. En particulier plusieurs modes de confinement ont été observés suivant leurs caractéristiques (géométrie, matériaux, injection du deutérium-tritium favorisant l'accumulation du plasma au voisinage de l'axe du tore, méthodes de chauffage). Le temps de confinement de l'énergie τ_E , rapport de l'énergie interne du plasma et de la puissance de la source externe de chauffage, mesurable quelle que soit l'expérience considérée, constitue un élément de comparaison. Ainsi, le confinement τ_E (ms) obéit à des lois empiriques telles que celle validée sur les grandes installations citées ci-dessus [7] :

$$\tau_E = 82 M_{\text{eff}}^{1/2} n_e^{0,1} R^{0,5} a^{0,8} K^{1/4} I^{0,85} B^{0,3} P^{-0,5} , \quad (14)$$

où interviennent masse effective M_{eff} (unité atomique) et densité électronique (10^{19} m^{-3}) du plasma, dimensions (R (m), a (m), κ , grand, petit rayons du tore et élongation transversale du plasma), courant I (MA) de la décharge, champ magnétique toroïdal B (T), puissance de chauffage P (MW).

Leurs performances qui ont cru régulièrement durant ces quatre décennies de recherche sont aujourd'hui remarquables et indiquées sur la figure 6 dans le diagramme ($T_i, nT_i\tau_E$). Températures des ions T_i (qui conditionne les fusions) et des électrons T_e sont le plus souvent différentes et il est d'usage d'introduire le facteur de mérite $nT_i\tau_E$ sensiblement proportionnel au rapport Q des densités de puissances de fusion et injectée (variation de $\langle\sigma v\rangle$ en T_i^2) :

$$Q \approx \frac{\langle\sigma v\rangle (n/2)^2 q}{3 n k T / \tau} \approx n T_i \tau_E , \quad (15)$$

Ce facteur, pour les grandes installations mentionnées plus haut, a atteint des valeurs maxima de :

$$n T_i \tau_E \approx 9 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s} \cdot \text{keV},$$

proches du breakeven pour du deutérium-tritium, un ordre de grandeur environ restant à gagner pour pénétrer dans la zone du réacteur [5-1]. Récemment une expérience avec du DT a été effectuée sur le JET avec des puissances injectée et de fusion respectivement de 17 et de 1,3 MW.m⁻³ [8], le breakeven correspondant à l'égalité de ces puissances.

I.4. La fusion par confinement inertiel

L'invention du laser en 1960 par *T.H. Maiman*, *A.L. Schawlow* et *C.H. Townes*, dix années après la découverte du pompage optique par *A. Kastler* et *J. Brosse* donna naissance à une nouvelle approche. Source de rayonnement cohérente impulsionnelle, focalisable dans un faible volume, le laser, véritable "allumette", constituait potentiellement la source d'énergie susceptible d'enflammer le deutérium-tritium et d'y produire une microexplosion thermonucléaire contrôlée, sans faire appel à l'énergie de fission comme dans une bombe à hydrogène.

Dès les années 60, les premières expériences de focalisation d'un faisceau laser dans un gaz effectuées au Centre d'Etudes de Limeil-Valenton du CEA montrèrent qu'il fallait limiter le nombre de particules interagissant avec son rayonnement pour les chauffer efficacement [9]. Le deutérium-tritium devait donc se présenter sous forme d'une sphère, géométrie la plus appropriée comme nous le verrons ultérieurement, placée au foyer de l'optique focalisante et de masse correspondant à l'énergie laser disponible. Portée ainsi à très haute température, la sphère dont la cohésion est assurée par inertie, "brûle" pendant un instant bref τ :

$$\tau \approx \frac{1}{4} \frac{r}{c_s} = \frac{1}{4} \frac{r}{(\gamma k T / \bar{m})^{1/2}}, \quad \tau \text{ (ns)} \approx 10 r \text{ (cm)} \cdot T^{-1/2} \text{ (keV)}, \quad (16)$$

r rayon de la sphère, c_s vitesse du son, γ rapport des chaleurs spécifiques. Le deutérium tritium brûle mieux en son centre qu'à sa périphérie car l'onde de détente engendrée par l'élévation de température lors de la combustion et qui met fin à sa cohésion, se propage de la périphérie vers le centre à la vitesse c_s , origine du facteur 1/4 dans cette expression stoppant les réactions thermonucléaires. D'où le nom de fusion par confinement inertiel donné à cette seconde voie étudiée une décennie après celle du confinement magnétique.

La relation entre dimension r du milieu fusible et temps τ de combustion propre au confinement inertiel, conduit à introduire le produit de sa masse spécifique ρ et de son rayon r , produit ρr analogue du produit $n\tau$ mais mieux adapté à cette voie :

$$\rho r = 4 (\bar{m} \gamma T)^{1/2} n \tau, \quad \rho r \text{ (g.cm}^{-2}\text{)} = 4,2 \cdot 10^{-16} T^{1/2} \text{ (keV)} \cdot n \tau \text{ (cm}^{-3} \cdot \text{s)}, \quad (17)$$

le nombre de réactions d'une particule avec celles qu'elle rencontre étant proportionnel à ce produit ou masse surfacique exprimée en grammes par centimètre carré. En utilisant ce nouveau produit, la fraction brûlée s'écrit (formule 8-2) :

$$\phi_F = \frac{\rho r}{\rho r + \frac{8 (\bar{m} \gamma k T)^{1/2}}{(\sigma v)}} \quad (18).$$

Elle devient importante lorsque le produit ρr avoisine 8 g.cm^{-2} , valeur à 20 keV du terme fonction de la température figurant dans cette expression. L'objectif du breakeven (formule 13) est atteint pour des valeurs plus faibles de $0,1 \text{ g.cm}^{-2}$, en négligeant en première analyse les pertes par rayonnement durant le chauffage par le laser ($e_s = e_l$), la combustion n'étant que du pourcent.

Quelle doit-être l'ordre de grandeur de la masse de deutérium-tritium mise en jeu lors de chaque microexplosion ? Compte tenu de la faible masse utilisée, cette microexplosion reste contrôlable dans une chambre de plusieurs mètres de rayon jusqu'à une énergie libérée par fusion de quelques gigajoules, soit l'équivalent d'une tonne d'explosif, la masse du DT étant de quelques dizaines de milligrammes pour une combustion de 30 % (formule 4). Avec une conversion en énergie électrique η_E de 40 % et une fréquence des microexplosions du hertz, la puissance du réacteur serait du gigawatt électrique. Les parois de la chambre doivent en effet avant tout résister au rayonnement X induisant des surpressions de 100 bar et à l'énergie des neutrons de plusieurs MJ.m^{-2} de la microexplosion, l'impulsion produite par l'arrivée du plasma, de l'ordre de la dizaine d'atmosphère pendant la microseconde, étant comparativement négligeable vu la faible masse du combustible. Pour chauffer à 20 keV la dizaine de milligrammes de DT, il faut disposer d'une énergie de plus de 20 MJ (formule 5) à la limite de ce que fournirait un laser impulsif concevable avec les techniques actuelles, tout en notant qu'à puissance de réacteur donnée, masse de DT et énergie laser peuvent être réduites et fréquence des microexplosions accrue.

En fait nous allons voir que pour assurer une bonne combustion et parvenir à un bilan d'énergie positif, il est nécessaire de procéder à une "mise en condition" du deutérium-tritium, véritable clé de la fusion par confinement inertiel.

I.4-1. Chauffage et compression du DT

Connaissant l'ordre de grandeur de la masse m de la sphère de DT à irradier dans le volume focal du laser, il semble naturel de condenser le DT à l'état solide aux densités $\rho_0 = 0,2 \text{ g.cm}^{-3}$ et $n_0 = 4,8.10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Historiquement, c'est ainsi qu'en focalisant un faisceau laser de 10 J sur un bâtonnet de deutérium solide, on est parvenu, pour la première fois, au Centre d'Etudes de Limeil-Valenton du CEA à produire indiscutablement une émission neutronique due aux réactions de fusion [10]. Masse m , densité ρ et rayon r de la sphère sont

reliés par :

$$m \rho^2 = \frac{4\pi}{3} (\rho r)^3 \quad (19)$$

A une masse de 10 mg de DT à l'état solide et portée à 20 keV, correspondent respectivement des produits $\rho_0 r$ et $n_0 \tau$ de $5.10^{-2} \text{ g.cm}^{-2}$ et $3.10^{13} \text{ cm}^{-3}.\text{s}$, un temps de confinement de 0,5 ns, une fraction brûlée de 0,6 % et un gain en énergie faible, voisin de l'unité.

A masse donnée, la formule 19 montre que pour accroître le produit ρr en vue d'améliorer la combustion et le gain, il est nécessaire non seulement de chauffer la sphère de DT mais de la comprimer afin que sa densité soit supérieure à celle de l'état solide ; d'où l'intérêt de la géométrie sphérique mentionnée ci-dessus pour laquelle ρr varie comme $\rho^{2/3}$ alors qu'en géométrie cylindrique la variation est en $\rho^{1/2}$. A ρr donné, donc à fraction brûlée fixée, accroître ρ par compression du DT réduit d'autant la masse à chauffer et l'énergie laser dont on doit disposer, mais on pressent qu'il sera plus difficile de préserver la géométrie sphérique lors de cette compression, masse et rayon étant plus faibles.

Ce sont les chercheurs du Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) à Livermore aux USA, qui introduisirent en 1972 au Congrès de Montréal* **, le concept de l'implosion par laser pour chauffer et comprimer simultanément le DT [11]. Irradiée uniformément par les faisceaux du laser, la sphère de DT est portée superficiellement à une température du kiloélectron-volt. Elle s'entoure d'une "couronne" de plasma résultant de l'ablation progressive de ses couches externes qui se détendent vers l'extérieur. Cette détente engendre par réaction la compression des couches internes ou "coeur" dont la densité peut atteindre, en fin d'implosion, plusieurs milliers de fois celle de l'état solide (figure 7). Le laser sert donc à la fois à chauffer et à comprimer le coeur qui s'enflamme et brûle en fin d'implosion. La majeure partie de l'énergie laser E_L est consommée par l'ablation partielle de la sphère de DT, mécanisme à l'origine de la compression du coeur et analogue à celui de la fusée dont la détente des gaz de combustion assure la propulsion. Seule une fraction modeste de cette énergie se retrouve sous forme d'énergie interne E_I dans le coeur, le rendement de l'implosion η_I :

$$E_I = \eta_I E_L , \quad (20)$$

étant relativement faible et variant de 5 à 15 %.

Pour parvenir à un bilan d'énergie positif, il va donc falloir, d'une part, compenser les rendements cumulés de la source ou laser $\eta_L = \eta_S$, de l'implosion η_I et du cycle thermique

* 7th International Quantum Electronics Conference Montréal. Canada. May 8-11, 1972.

η_T et d'autre part, réinjecter une fraction f_E de l'énergie électrique produite (figure 4), c'est-à-dire satisfaire l'égalité :

$$G_{DT} \eta_T f_E \eta_L \eta_I = 1 \quad (21)$$

G_{DT} , rapport des énergies de fusion E_F et interne E_I du coeur, étant le gain qui résulte de sa combustion :

$$G_{DT} = \frac{E_F + E_I}{E_I} \approx \frac{E_F}{E_I} \quad (22)$$

Compte tenu des rendements et fraction réinjectée envisageables, par exemple $\eta_T = 40 \%$, $f_E = 1/4$ pour que le réacteur soit économiquement viable, $\eta_L = 10 \%$, valeur performante pour un laser, $\eta_I = 10 \%$, c'est un gain de coeur de 1000 auquel il faut parvenir, ou encore à un gain de cible de la centaine :

$$G \approx \frac{E_F}{E_L} = \eta_I G_{DT} \quad (23)$$

Ces gains ne sauraient être atteints par une simple combustion du coeur en volume puisque nous avons vu précédemment que même dans l'hypothèse où elle est totale, G_{DT} est de l'ordre de 300 (formule 6).

I.5. Combustion par "point chaud".

D'où la recherche une mise en condition particulière du DT qui minimise l'énergie laser à investir. Pour réduire l'énergie interne à fournir au coeur, au lieu de chauffer toute sa masse comprimée, seule sa région centrale est portée à haute température par une hydrodynamique appropriée (figure 8). Cette région de faible masse où les conditions d'inflammation sont remplies, entourée par le DT froid très dense, brûle et chauffe à son tour les couches froides adjacentes, les α des réactions de fusion y déposant leur énergie. La combustion se propage ainsi de proche en proche, du centre vers les couches les plus externes. L'énergie de fusion contribue alors elle-même à l'élévation de température du coeur en majeure partie froid en fin d'implosion et diminue d'autant l'énergie laser requise, le laser jouant vraiment le rôle d'une allumette [12].

Comme dans une combustion en volume, la température de la région centrale encore appelée "point chaud" doit être de 5 à 20 keV pour que l'énergie de fusion produite et déposée

dans le DT soit supérieure à celle perdue par rayonnement, le DT étant supposé optiquement mince en première analyse (cf. température de *Post*). Mais il est souhaitable également que cette énergie de fusion soit égale ou mieux supérieure à l'énergie interne du point chaud, pour qu'à son tour elle enflamme une masse comparable des couches adjacentes froides et comprimées, ce qui se traduit par :

$$\phi_F \varepsilon_F \frac{q_\alpha}{q} \geq \varepsilon_I , \quad (24)$$

puisque seuls les particules α ralenties par les électrons, puis par les ions, déposent leur énergie dans le DT, les neutrons quittant le combustible. A une température de 20 keV, l'égalité est obtenue pour des produits ρr et $n\tau$ respectivement de $0,3 \text{ g.cm}^{-2}$ et $1.10^{14} \text{ cm}^{-3}.\text{s}$. Le DT froid qui entoure le point chaud est fortement comprimé de telle façon que le produit ρr et la fraction brûlée ϕ_F atteignent des valeurs de l'ordre de 3 g.cm^{-2} et de 30 % afin d'obtenir un gain élevé. Aux densités correspondantes de mille à dix mille fois celle de l'état solide et lorsque la température reste très inférieure à la température de *Fermi* (du kiloélectron-volt à ces densités), la composante électronique du plasma est dégénérée. L'énergie interne spécifique des électrons ε_D devient prépondérante devant celles des ions. Elle n'est fonction que de la densité :

$$\varepsilon_D (\text{J.g}^{-1}) = 3,2 \cdot 10^5 \rho^{2/3} (\text{g.cm}^{-3}) , \quad (25)$$

et d'environ deux ordres de grandeur inférieure à celle correspondant au point chaud (formule 5). C'est ainsi qu'avec la compression à très haute densité du DT et la formation d'un point chaud, on peut obtenir un gain dépassant le millier :

$$G_{DT} \approx \frac{E_F}{E_I} \approx \frac{\phi_F m \varepsilon_F}{m_c \varepsilon_I + m \varepsilon_D} = \phi_F \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_I} \frac{1}{\frac{\varepsilon_D}{\varepsilon_I} + \frac{m_c}{m}} , \quad (26)$$

où l'énergie interne du DT :

$$E_I \approx m_c \varepsilon_I + m \varepsilon_D$$

est la somme des énergies internes du point chaud $m_c \varepsilon_I$ et du DT comprimé $m \varepsilon_D$, la masse m_c du point chaud étant faible devant la masse totale m ; le rapport $\varepsilon_D/\varepsilon_I$ étant du centième, le gain d'une combustion en volume $\phi_F \varepsilon_F/\varepsilon_I$ est sensiblement multiplié par le rapport des masses m/m_c . Le gain limite théorique correspondant à un point chaud de masse négligeable atteindrait la valeur $\phi_F \varepsilon_F/\varepsilon_D$ de plusieurs milliers.

Ainsi avec une masse finale de DT de 10 mg ou masse du coeur de rayon initial r_0 de 2,3 mm dont 2 % sont portés à 20 keV, on obtient les valeurs ci-après :

Région	r (μm)	ρ (g.cm^{-3})	ρr (g.cm^{-2})	T (keV)	p (Tbar)
Point chaud central	$r_c = 130$	24 ou $120 \rho_0$	0,3	20	0,37
Couronne froide comprimée	$r = r_c + \Delta r$ $= 190$	440 ou $2\,200 \rho_0$	3		0,06

Les pressions p_c dans le point chaud et p dans le coeur dense ont pour expression :

$$p_c \text{ (Tbar)} = 7,7 \cdot 10^{-4} \rho(\text{g.cm}^{-3}) T(\text{keV}) , \quad (27-1)$$

$$p \text{ (Tbar)} = 2,2 \cdot 10^{-6} \rho^{5/3}(\text{g.cm}^{-3}) . \quad (27-2)$$

L'énergie interne du DT est de 640 kJ. Il lui correspond une énergie laser de 6,4 MJ pour un rendement hydrodynamique de 10 %. Si nous supposons que la couronne brûle à une température de 20 keV, comparable à celle du point chaud, à son produit $\rho \Delta r$ correspond un produit $n\tau$ de $1,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ et un temps de combustion τ de 15 ps. Le gain du DT de 1400 dépasse le millier recherché pour une énergie laser approchant la dizaine de mégajoule qui n'est pas accessible.

Cet exemple numérique n'est donné que pour fixer les ordres de grandeur, des valeurs précises requérant une modélisation plus fine de l'implosion et de la combustion telle que celle ayant donné par simulation numérique les profils de densité et de température de la figure 8. Néanmoins il met en évidence à la fois les hautes pressions que nécessite la mise en condition du DT, du dixième de tébar, et le rapport de convergence élevé r_0/r des rayons initial et final du coeur, de la dizaine, soit une compression en volume dépassant le millier. D'où le haut degré de symétrie à respecter durant l'implosion si l'on veut bénéficier en fin de celle-ci des performances propres à la géométrie sphérique mentionnées plus haut. En particulier l'interpénétration du point chaud et du DT froid comprimé due aux défauts de symétrie de l'implosion, peut réduire la combustion, voire annihiler l'inflammation.

L'inflammation du point chaud, la propagation de l'onde de combustion dans le DT comprimé qui l'entoure, la combustion, le gain d'énergie qui en résulte et dont la valeur peut être accrue par l'inertie d'une coquille non fusible contenant le DT, ont été très étudiés. Limitons-nous aux résultats principaux de cette étude.

Le point chaud entrant en combustion, libère de l'énergie de fusion dont une partie élève sa température et chauffe le DT froid adjacent, et dont l'autre est perdue après avoir traversé le cœur. Compte tenu des masses surfaciques pr considérées, seuls les α y déposent la majeure partie de leur énergie, leur libre parcours moyen λ_{α} étant sensiblement égal à :

$$\frac{\lambda_{\alpha}}{r} \approx 6,4 \cdot 10^{-3} \frac{T_e^{3/2} (\text{keV})}{\rho r (\text{g.cm}^{-2})}, \quad (28)$$

où T_e est la température des électrons. Dans le point chaud où T_e et ρr sont respectivement de l'ordre de 10 keV et de 0,3 g.cm⁻², λ_{α} est comparable à ses dimensions, alors qu'il devient très faible dans le DT froid et comprimé, λ_{α}/r étant par exemple de $2 \cdot 10^{-4}$ pour $T_e = 0,2$ keV et $\rho r = 3$ g.cm⁻². Les particules α sont donc tout d'abord ralenties dans la région centrale chaude où se produisent les fusions et qui s'étend progressivement. Puis elles sont stoppées à proximité du front de l'onde de combustion qu'elles alimentent en énergie, la température décroissant brutalement à la traversée de ce front.

A ce mécanisme provenant du gradient de la température électronique et à la base de la propagation du front de combustion, s'ajoute celui d'un découplage possible des températures ionique T_i et électronique T_e dans la région centrale chaude qui favorise la combustion. Les α de 3,56 MeV émanant des fusions sont ralentis initialement par les électrons, puis par les ions, leur vitesse devenant comparable à celle de ces derniers après ralentissement sur les électrons. Les parts respectives d'énergie cédées aux électrons et aux ions dépendent de la température électronique et lorsque cette dernière est supérieure à environ 30 keV, la part revenant aux ions devient prépondérante. Il en résulte un accroissement de T_i au détriment de T_e et un découplage des températures dans la mesure où la croissance de T_i est telle que les collisions électron-ions ne puissent rétablir l'équilibre. Ce découplage est accentué par ailleurs par le refroidissement des électrons qui émettent du rayonnement bremsstrahlung s'échappant du point chaud. La température ionique peut ainsi atteindre des valeurs très élevées dans la région centrale avec emballement de la combustion dû à la croissance de $\langle \sigma v \rangle$ avec T_i .

Neutrons et rayonnement interagissent comparativement peu avec le cœur. Le libre parcours moyen λ_n des neutrons de 14,1 MeV est de :

$$\frac{\lambda_n}{r} = \frac{4,9}{\rho r (\text{g.cm}^{-2})}, \quad (29)$$

et l'apport d'énergie des neutrons reste marginal. Entrant en collision avec les ions, ils donnent naissance à des deutons et des tritons suprathermiques du MeV qui sont ralentis par leurs homologues thermiques et fusionnent avec eux compte tenu de la valeur élevée de σ à ces énergies.

Le point chaud est pratiquement transparent au rayonnement bremsstrahlung dont le libre parcours moyen λ_b , fonction de la fréquence ν du rayonnement, a pour expression :

$$\frac{\lambda_b}{r} = 2,25 \frac{T_e^{7/2} (\text{keV})}{\rho^2 r (\text{g}^2.\text{cm}^{-5})} \frac{u^3}{1 - e^{-u}}, \quad u = \frac{h\nu}{k T_e}. \quad (30)$$

Mais ses basses fréquences sont partiellement absorbées dans le DT fortement comprimé lors de sa combustion ($\lambda_b/r = 1$ pour $u = 1$, $T_e = 5 \text{ keV}$ et $\rho^2 r = 10^3$).

Enfin l'emploi d'une coquille en matériau de numéro atomique Z approprié peut améliorer la combustion et le gain de la cible. D'une part, elle retarde par inertie la détente du DT d'un temps comparable au rapport de son épaisseur et de la vitesse du son dans le matériau qui la constitue. D'autre part, elle est susceptible de réduire les pertes par rayonnement dans la mesure où ce matériau est partiellement opaque à ce dernier pendant la combustion. Mais cette coquille accroît d'autant l'énergie interne à fournir à la cible lors de son implosion et ses échanges d'énergie avec le DT durant la combustion peuvent être pénalisants. Par exemple, les électrons chauds du DT, transférant par effet COMPTON leur énergie aux photons émis par l'enveloppe à plus basse température, se refroidissent. La température électronique du DT devient alors trop basse pour que les α cèdent préférentiellement leur énergie aux ions. D'où une chute de la température des ions et une diminution de la combustion. Un optimum est donc à trouver quant à l'emploi d'une telle enveloppe de façon à ce qu'il en résulte globalement un accroissement du gain G de la cible.

I.6. Fusions magnétique et inertielle

A ce stade de la réflexion, rapprochons les deux voies majeures, fusions magnétique et inertielle, qui conduiraient à une libération d'énergie.

Dans les deux cas, le DT doit être porté à des températures de 10 à 20 keV avec un produit $n\tau$ de 10^{14} à 10^{15} $\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}$ pour parvenir à un bilan d'énergie positif, mais les régimes de combustion sont très différents.

En confinement magnétique le combustible à très basse densité de 10^{14} cm^{-3} (10 millièmes d'atmosphère) brûle pendant plusieurs secondes. La production du champ magnétique de confinement et le chauffage du plasma qui ne mettent en jeu que des conversions d'énergies électriques se font avec un bon rendement η_s de l'ordre de 50 %. Il leur correspond un gain en puissance (rapport des puissances libérées par fusion et injectée) de la vingtaine pour satisfaire l'égalité 21. Le DT brûle en volume, puissance injectée et dépôt des α compensant les pertes d'énergie par rayonnement et échanges du plasma avec les parois. A chaque cycle la fraction brûlée est de quelques pourcents correspondant à un produit $n\tau$ voisin de 10^{14} $\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}$.

En confinement inertiel le rendement η_s de la source externe est plus faible. Il ne saurait dépasser 10 % dans le cas du laser transformant l'énergie électrique en rayonnement cohérent ; il pourrait être amélioré en utilisant des faisceaux d'ions, l'accélération de particules chargées se faisant avec un meilleur rendement. Ceci conduit à un gain de cible de la centaine qui ne peut être atteint en utilisant du DT à l'état solide. D'où la nécessité d'accroître le produit ρr pour le brûler à près du tiers, et à masse donnée, de le comprimer fortement. S'introduit alors un nouveau rendement, celui η_I de l'implosion au mieux de 10 %. Globalement le gain du DT doit compenser le produit des rendements $\eta_s \eta_I$ de 1 % et être du millier pour que le bilan d'énergie soit positif. D'où une combustion initiée par point chaud et non en volume, la majeure partie de l'énergie interne apportée au DT provenant de celle libérée par fusion. La source d'énergie externe agit vraiment comme une allumette, le produit $n\tau$ dépassant les 10^{15} $\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}$.

Une situation similaire se produirait dans le cas du confinement magnétique si l'on envisage un fonctionnement quasi continu : la source d'énergie externe initie seulement la décharge qui s'auto-entretient ensuite par dépôt des α durant la majeure partie du cycle ainsi prolongé.

II LA FUSION PAR LASER

II.1. La mise en condition du deutérium-tritium

Comme nous venons de le voir, pour enflammer et brûler le DT avec un gain de cible de la centaine, l'énergie limitée de la source externe doit être utilisée au mieux pour

compresser fortement le DT et y produire une zone chaude centrale, tout en respectant la symétrie sphérique. Une telle mise en condition des plus performantes a été et reste l'objectif majeur des laboratoires qui mènent des recherches dans ce domaine depuis trois décennies.

Deux types de source externe devraient pouvoir être utilisées pour cette mise en condition : les lasers et les faisceaux de particules. La majeure partie des résultats accumulés aujourd'hui ont été acquis avec les lasers impulsionsnels à verre au néodyme. Les faisceaux d'ions lourds pourraient se révéler plus performants lorsque l'on se rapprochera de la conception d'un réacteur. Mais à l'inverse des lasers dont on a pu faire croître progressivement l'énergie, ils font appel à une technologie qui conduit à concevoir des installations de grande énergie dont les investissements apparaissent prématurés au stade actuel des recherches.

Aussi, dans ce qui suit, nous nous limiterons à la fusion par laser tout en notant que les problèmes à résoudre restent similaires quel que soit le type de source envisagé, à l'exception de l'interaction entre la source et la cible qui est de nature différente.

II.1-1. Implosion sphérique d'une coquille

Comment atteindre les caractéristiques de cette mise en conditions, les profils de densité et de température recherchés ? A l'aide d'une modélisation simplifiée, nous allons tenter de cerner les obstacles à surmonter [13].

Tout d'abord la compression et le chauffage du DT résultent comme nous venons de le voir de l'ablation progressive de l'enveloppe qui le contient, principe de base de la fusion inertielle analogue à celui de la propulsion d'une fusée. La pression p_a produite par ablation a pour expression :

$$p_a(\text{Mbar}) = 50 \rho_a^{1/3} (\text{g.cm}^{-3}) \phi_a^{2/3} (10^{14} \text{W.cm}^{-2}), \quad (31)$$

ρ_a et ϕ_a , densité de la zone d'ablation et flux d'énergie qu'elle absorbe. Elle est au maximum de quelques 100 Mbars pour une densité du gramme par centimètre cube et des flux laser de 10^{14} à 10^{15}W.cm^{-2} qui ne peuvent être guère dépassés sans un chauffage prématuré du DT rendant sa compression plus coûteuse en énergie (cf. paragraphe II-2-1).

L'idée la plus simple, introduite au chapitre précédent, de comprimer une sphère pleine de DT solide au moyen du laser, est à écarter. En effet, les pressions à exercer en fin d'implosion sur le DT à une densité de mille fois celle de son état solide, de quelques

100 Gbars, sont de trois ordres de grandeur supérieures.

Pour surmonter ce premier obstacle, substituons à la sphère pleine une coquille de DT de masse équivalente. Le volume de la cible et le travail exercé par le laser sur la coquille par l'intermédiaire de l'enveloppe ablatée sont accrus, ce qui compense les faibles pressions induites par l'interaction de son rayonnement avec l'enveloppe. La coquille accélérée par le laser acquiert de l'énergie cinétique transformée en énergie interne en fin d'implosion.

Evaluons les ordres de grandeur de la vitesse à atteindre, des dimensions de la coquille et de la durée de l'implosion en supposant la coquille uniformément accélérée sur une fraction de son rayon initial. L'énergie interne spécifique du DT est en moyenne égale à ϵ_D puisque seuls quelques pourcents de sa masse sont à très haute température et d'énergie spécifique ϵ_I de 10 à 100 fois plus élevée. La coquille doit donc être accélérée jusqu'à une vitesse v voisine de :

$$\frac{1}{2} v^2 = \epsilon_D, \quad v(\text{cm.s}^{-1}) = 2,5 \cdot 10^6 \rho^{1/3} (\text{g.cm}^{-3}) . \quad (32)$$

Si nous poursuivons les calculs avec la masse de 10 mg retenue au chapitre précédent dans le cas du réacteur, à une densité de 440 g.cm^{-3} correspond une vitesse proche de $2 \cdot 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$. Soient r et Δr le rayon et l'épaisseur de la coquille, f la fraction du rayon parcourue avec une accélération constante a . Ces grandeurs sont reliées entre elles par :

$$(\rho \Delta r).a = p$$

$$fr = v^2/2a$$

$$p(\text{Mbar}) = 2,2 \rho^{5/3} (\text{g.cm}^{-3}) . \quad (\text{formule 27-2})$$

Nous déduisons de ces formules la pression à exercer sur la coquille :

$$p(\text{Mbar}) = 5,4 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{v^5 (10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1})}{\left(\frac{f r}{\Delta r}\right)^{5/2}}, \quad (33)$$

où s'introduit le rapport d'aspect de la coquille $r/\Delta r$ qui varie en cours d'accélération.

Ce rapport d'aspect ne peut être choisi sans précaution au risque de déformer la coquille et de la détruire en cours d'implosion, second obstacle à franchir. En effet, l'implosion

par ablation où un milieu léger, le plasma d'interaction en détente centrifuge, accélère un milieu lourd, la coquille et son enveloppe, est hydrodynamiquement instable. L'accélération engendre des instabilités dites de *Rayleigh-Taylor* où tout défaut de faible amplitude dû aux irrégularités de la cible ou des faisceaux laser qui l'irradient croît exponentiellement avec le temps t . Pour un mode sinusoïdal de nombre d'onde k , l'amplitude du défaut ξ de valeur initiale ξ_0 augmente avec un taux γ :

$$\xi/\xi_0 = \exp \gamma t , \quad \gamma = \varepsilon (ka)^{1/2} , \quad (34)$$

le facteur ε inférieur à l'unité traduisant des effets stabilisateurs indiqués ci-dessous. Les modes les plus dommageables sont ceux dont la longueur d'onde est comparable à l'épaisseur de la coquille Δr , c'est-à-dire pour lesquels $k\Delta r = 2\pi$, et dont la croissance peut entraîner sa rupture. Pour ces modes et dans l'hypothèse retenue où la coquille est uniformément accélérée :

$$\gamma t = \varepsilon \left(4\pi f \frac{r}{\Delta r} \right)^{1/2} \quad (35)$$

Des formules 32 à 35 se déduisent les ordres de grandeur suivants pour une coquille lancée sur la moitié de son rayon, $f = 1/2$, une croissance du défaut ξ/ξ_0 de 400 ($\gamma t = 6$) et un facteur de stabilisation $\varepsilon = 1/2$:

- Le rapport d'aspect est proche de 20 et pour une masse de 10 mg il lui correspond un rayon de 5 mm et une épaisseur de 200 μm . Pour éviter la destruction de la coquille en limitant le rapport $\xi/\Delta r$ au dixième, son état de surface doit être tel que l'amplitude de ses irrégularités ξ_0 soit inférieur à 500 \AA .

- La pression d'ablation pour atteindre une vitesse de 2.10^7 cm.s^{-1} est de 300 Mbars et la durée de l'accélération voisine de 20 ns.

Bien entendu, ce modèle des plus simples, utilisé pour fixer les ordres de grandeur, ne saurait rendre compte de tous les phénomènes physiques intervenant lors de la mise en condition et d'autres problèmes restent à résoudre.

D'un point de vue purement monodimensionnel, en faisant abstraction de tout écart à la géométrie sphérique, il faut réaliser un couplage efficace entre le DT et le laser lors de cette mise en condition : chaque élément du DT doit suivre un chemin thermodynamique dans le plan (ρ, T) tel que l'on aboutisse en fin d'implosion aux profils de densité et de température recherchés, tout en minimisant l'énergie laser à investir (figure 9).

Ceci conduit à exercer sur le DT une loi de pression appropriée, d'une part, en faisant varier dans le temps le flux laser reçu par la cible contenant le DT, et d'autre part, en agissant sur la nature et la géométrie des matériaux qui la composent ou "architecture" de la cible.

II.1-2. Préchauffage

Le chauffage prématuré du DT en cours d'implosion ou "préchauffage", constitue un troisième obstacle car il accroît l'entropie du DT que l'on veut fortement comprimer et l'énergie à fournir par le laser, accroissement d'entropie à limiter à la zone centrale du DT pour former un point chaud en fin d'implosion. Cet accroissement de l'entropie du DT à très haute densité se traduit habituellement par un facteur α supérieur à l'unité dans l'expression de son énergie interne spécifique ϵ'_D (cf. formule 25) :

$$\epsilon'_D (\text{J.g}^{-1}) = \alpha \epsilon_D = 3,2 \cdot 10^{-5} \alpha \rho^{2/3} (\text{g.cm}^{-3}) . \quad (36)$$

Le préchauffage a trois origines principales :

- Le rayonnement X émis par la matière interagissant avec le rayonnement du laser et portée à une température de l'ordre du keV.
- Des électrons de haute énergie atteignant jusqu'à 100 keV dits électrons "suprathermiques" accélérés par des ondes de plasma résultant de l'interaction laser-matière et qui pénètrent le DT.
- Les chocs induits par la pression d'ablation.

Pour se prémunir contre ces sources de chauffage, il est nécessaire respectivement de :

- Choisir l'enveloppe qui contient le DT et qui interagit avec le rayonnement du laser, jouant le rôle de piston et appelée pousseeur, dans un matériau de numéro atomique Z faible pour réduire son émission X. Un écran de Z élevé interposé entre l'enveloppe et le DT peut également atténuer le préchauffage du DT par cette émission.

- Réduire le flux laser et l'amplification d'ondes de plasma génératrices des électrons suprathermiques. Cette réduction qui entraîne celle de la pression p est à compenser par une augmentation du rapport d'aspect $r/\Delta r$ de la coquille pour atteindre une vitesse donnée v (formules 31 et 33) : limitation du préchauffage et stabilité hydrodynamique apparaissent dans ce cas antinomiques.

- Eviter une croissance trop rapide du flux laser et de la pression d'ablation engendrant des chocs forts, générateurs d'entropie. La loi de pression recherchée doit être telle que le chemin thermodynamique du DT soit proche d'une isentrope, avec création d'entropie concentrée dans sa zone centrale pour former le point chaud. Or en géométrie sphérique, l'entropie spécifique produite par un choc centripète croît à mesure qu'il converge. D'où l'idée de lancer dans le DT une succession de chocs d'intensité croissante, les premiers de faible intensité limitée à quelques mégabars étant rattrapés par les derniers de forte intensité atteignant la centaine de mégabars. Cette succession de chocs convergents et cumulant au centre du DT, peut être remplacée par son enveloppe conduisant à l'application d'une loi de pression progressive suggérée par *Nuckolls* [11 et 14] et de la forme :

$$p = p_0 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{-5/2}, \quad (37)$$

pression p_0 et temps t_0 caractérisant l'implosion (figure 10).

En adaptant la loi de variation de la puissance laser commandant celle de la pression, les conditions de focalisation et l'architecture de la cible, on espère aboutir à une mise en condition appropriée du DT. Plusieurs types de cibles ont été proposés. Elles sont constituées de plusieurs enveloppes car techniquement il semble difficile d'irradier directement le DT. Simple coquille formée d'enveloppes adjacentes : l'ablateur soumis au rayonnement du laser, l'écran contre le préchauffage et le DT à l'état solide. Double coquille, la coquille externe lancée par le laser comprimant en fin d'implosion la coquille interne contenant le DT, avec amplification de pression due au transfert d'énergie à une masse plus faible.

Mais aujourd'hui, on s'oriente vers la géométrie la plus simple qui soit pour éviter des difficultés technologiques de réalisation et assurer la stabilité hydrodynamique de l'architecture dont les enveloppes de densité différentes sont soumises à des accélérations et à des décélérations destructrices. La cible retenue serait une coquille en mousse de polyéthylène imbibée de DT liquide emprisonnant du DT gazeux et entourée d'une mince enveloppe de

plastique pour éviter la vaporisation du DT (figure 11). La mousse imbibée de DT sert à la fois d'ablateur et de combustible. Le DT gazeux favorise la formation du point chaud car un choc centripète convergeant vers des densités décroissantes produit un profil d'entropie maximum au centre.

II.1-3. Symétrie et stabilité hydrodynamique

A ces obstacles qui supposent l'implosion monodimensionnelle, s'ajoutent ceux ayant trait à sa symétrie sphérique qu'il est nécessaire de respecter pour atteindre les hautes performances aboutissant à l'inflammation du DT. Non seulement, comme l'a montré le modèle simple ci-dessus, la cible est à réaliser à 1000 Å près, mais elle doit être éclairée uniformément par le laser, obstacle majeur de la fusion par confinement inertiel et que nous avons pressenti dans le chapitre précédent. Si nous reprenons les ordres de grandeur calculés pour une masse de 10 mg, rayon initial de la coquille de DT et rayon du point chaud sont dans un rapport 36, soit plus de 45.000 en volume. La réalisation de l'uniformité de l'éclairement de la cible est à l'origine de deux modes d'irradiation :

- L'irradiation directe ou "attaque directe" de la cible. Les faisceaux du laser, de 10 à 100, pointés et focalisés avec précision se recouvrent les uns les autres pour envelopper la cible, leur cohérence spatio-temporelle étant atténuée et leur profil d'intensité choisi pour que l'éclairement soit uniforme à mieux de 1 % .

- L'irradiation indirecte après conversion du rayonnement laser en rayonnement X qui implose la cible afin de gagner en uniformité ou "attaque indirecte" (figure 12). Le rayonnement laser monochromatique est converti en rayonnement X, proche de celui d'un corps noir à une température de 200 à 400 eV, dans une cavité au centre de laquelle est placée la cible sphérique à imploser. Dans ce second mode, le rayonnement X est absorbé sur une plus grande épaisseur comparée à celle du premier où le rayonnement laser dépose son énergie au voisinage de la densité de coupure, et à nombre de faisceaux donnés, l'uniformité de l'éclairement serait plus aisée à réaliser. Mais l'énergie laser à investir est a priori plus importante puisqu'elle fait intervenir une conversion d'énergie et donc un rendement supplémentaires, tout en notant que la pression d'ablation obéit à des lois différentes dans les deux cas [15].

Ainsi, pour que l'irradiation soit la plus isotrope possible, on perçoit la nécessité de réduire, voire de détruire la cohérence du rayonnement du laser qui pourtant est à l'origine des

fortes densités d'énergie et des hauts flux atteints, en focalisant dans un très faible volume et sur un temps très bref une énergie relativement modérée (de l'ordre du kWh). Les procédés de lissage des faisceaux atténuant la cohérence et les surintensités produites par leurs interférences, ou la conversion en rayonnement X, vont dans le sens d'une "thermalisation" de l'énergie fournie par le laser.

Dernier obstacle, celui de la stabilité hydrodynamique de l'architecture de la cible en cours d'implosion. Elle est cruciale et conditionne également la préservation de la symétrie sphérique. Comme déjà évoqué, le mécanisme de l'implosion par ablation est intrinsèquement instable. Mais le taux de croissance classique γ_c des instabilités de *Rayleigh-Taylor* qui naissent à l'interface de deux milieux accélérés ou décélérés de densité différente est réduit par deux phénomènes* : le gradient de densité entre milieu léger moteur et milieu lourd accéléré (absence de la discontinuité de densité du cas classique) ; la convection des perturbations hors du front d'ablation instable, entraînées par le plasma se détendant vers le laser à la vitesse v_a . En prenant en compte ces phénomènes limitatifs, le taux de croissance γ a pour expression (cf. formule 34) :

$$\frac{\gamma}{\gamma_c} = \varepsilon = 0,9 \left(\frac{1}{1 + kL} \right)^{1/2} - 3 \sqrt{\frac{k}{a}} \cdot v_a \quad , \quad (38)$$

L longueur caractéristique du gradient de densité [16].

En fin d'implosion, la cible redevient instable : le DT gazeux léger décélère la coquille lourde qui le comprime, situation analogue à l'accélération de la coquille en début d'implosion, mais inversée. Les déformations provenant de la première phase d'accélération ou les irrégularités de cible sont à nouveau amplifiées avec deux risques encourus : soit le DT est pollué par l'enveloppe de Z plus élevé : le mélange rayonne davantage au détriment de l'énergie interne du DT qui brûle moins bien ou ne s'enflamme pas ; soit le DT central à haute température est refroidi par le DT froid et fortement comprimé qui l'entoure, ce qui peut entraîner le ralentissement de la propagation du point chaud ou son extinction. Notons également que des instabilités sont susceptibles de naître à l'interface irrégulière entre deux milieux de densités différentes lors du passage des chocs qui convergent vers le centre (instabilités de *Richtmyer-Meshkov*).

* Plus généralement ces instabilités prennent naissance dans toute région où gradients de pression ∇p et de densité $\nabla \rho$ sont tels que $\nabla p \cdot \nabla \rho < 0$.

II.1-4. Gain

La mise en condition du DT pour enflammer et brûler de petites masses de l'ordre du milligramme est donc des plus performantes et nous pouvons résumer ainsi les obstacles à surmonter :

- Dans un espace monodimensionnel, supposant la symétrie de l'implosion parfaite, pour aboutir à une structure de point chaud en fin d'implosion, indispensable à l'obtention de gains élevés, il faut appliquer **une loi de pression progressive et minimiser le préchauffage** du DT. En caractérisant l'implosion par son rendement hydrodynamique η_I et le facteur d'augmentation d'entropie α , le gain est de la forme :

$$G \approx \eta_I \left(\frac{\eta_I E_L}{\alpha^3} \right)^n, \quad (39)$$

l'exposant n variant de 0,3 à 0,4 suivant les profils de densité et de température du DT obtenus en fin d'implosion [17 et 18]. Cette expression met en évidence la sensibilité du gain à l'hydrodynamique (η_I) et au préchauffage (α).

- Dans un espace à plusieurs dimensions, **défauts de symétrie** dus à l'irradiation du laser ou aux imperfections de la cible, et **instabilités hydrodynamiques** en début et fin d'implosion, étroitement liés, déforment la structure du point chaud, entraînent la pollution du DT, et réduisent les performances escomptées en monodimensionnel.

La figure 13 donne une plage de variation du gain de la cible avec l'énergie du laser, déduite de la simulation numérique, et dont les frontières "optimiste" et "conservatrice" sont révélatrices des incertitudes liées à ces obstacles [19]. On espère vaincre ces derniers en agissant à la fois sur les caractéristiques de la source d'énergie, la focalisation de ses faisceaux et l'architecture de la cible, travaux décrits dans ce qui suit.

II.2. L'implosion par laser et ses progrès

Partant de l'idée simple, "le laser, allumette enflammant le deutérium-tritium", émise dans les années qui ont suivi sa découverte en 1960, un effort très important a été consenti durant ces trois dernières décennies pour découvrir les mécanismes complexes de

l'interaction du rayonnement cohérent du laser avec la matière, tester les concepts de mise en condition du DT par implosion et identifier les obstacles à franchir jusqu'au réacteur à fusion inertielle.

Grâce à un tel effort de recherche en Europe, aux Etats-Unis d'Amérique, au Japon et en Union Soviétique, cette seconde voie de la fusion thermonucléaire contrôlée a pris de l'assise, devenant compétitive avec celle du confinement magnétique, et l'on est mieux en mesure aujourd'hui d'évaluer ses chances d'aboutissement.

L'essentiel des travaux a porté sur :

- L'interaction laser-matière, nouveau champ d'étude de la matière à l'état de plasma soumise à des flux de rayonnement très intenses, de l'ordre de 10^{14} W.cm², hors de portée avant la découverte du laser : absorption du rayonnement laser, transport de l'énergie absorbée et rayonnement X émis par le plasma d'interaction à haute température requièrent le plus souvent une modélisation hors équilibre thermodynamique.
- La fusion par laser couvrant l'hydrodynamique et l'implosion induites par l'interaction, la stabilité de l'implosion, la combustion du DT et la conception du réacteur.
- Les moyens expérimentaux et de simulation numérique nécessaires à ces travaux : laser à verre au néodyme d'énergie et de sophistication croissantes ; réalisation et métrologie des cibles irradiées du domaine submicronique ; instrumentation de haute résolution spatiale (μ m), temporelle (ps) et spectrale associée à un traitement automatisé des données qu'elle fournit ; codes numériques utilisés sur des ordinateurs puissants et indispensables à la modélisation des phénomènes complexes étudiés, la confrontation de leurs résultats avec ceux des expériences affinant progressivement cette modélisation.

Sans vouloir être exhaustifs, efforçons nous dans ce qui suit de mettre l'accent sur la phénoménologie de l'interaction et de l'implosion et les résultats principaux auxquels ont abouti ces travaux des trois décennies écoulées.

II.2-1. L'interaction laser-matière

a) Interaction du rayonnement laser avec le plasma

Le rayonnement laser irradiant la cible solide, la transforme superficiellement en plasma. Il pénètre ce plasma et est absorbé jusqu'au voisinage de sa densité critique n_c où pulsations laser ω_0 et plasma ω_p sont égales :

$$n_c(\text{cm}^{-3}) = 1,1 \cdot 10^{21} \lambda^{-2} (\mu\text{m}) , \quad (40)$$

λ longueur d'onde du laser. Selon que l'énergie d'oscillation de l'électron soumis au champ électrique de l'onde laser est faible ou devient comparable à celle de son agitation thermique, l'absorption du rayonnement est de nature collisionnelle ou collective. L'égalité de ces énergies se traduit par la relation :

$$I \lambda^2 (\text{W cm}^{-2} \mu\text{m}^2) \approx 3 \cdot 10^{15} T_e(\text{keV}) , \quad (41)$$

I et T_e étant respectivement le flux laser et la température électronique du plasma.

Pour un produit $I\lambda^2$ modéré de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, auquel correspond une énergie d'oscillation d'un ordre de grandeur inférieur à l'énergie thermique pour un plasma à la température du keV, le photon laser est absorbé lors de la collision avec un électron dans le champ de l'ion ou mécanisme du bremsstrahlung inverse. L'absorption est exponentielle suivant le parcours du rayonnement avec un coefficient :

$$\kappa(\text{cm}^{-1}) \approx 40 \frac{Z}{\lambda^2 (\mu\text{m}) T^{3/2}(\text{keV})} \frac{a^2}{(1-a)^{1/2}} , \quad a = \frac{n_e}{n_c} , \quad (42)$$

n_e densité électronique, et s'effectue sur la centaine de micromètres. Ce mécanisme modifie la distribution des vitesses v des électrons qui varie alors comme $\exp(-(v/v_0)^5)$ et s'écarte de l'équilibre maxwellien en $\exp(-(v/v_0)^2)$, v_0 étant une vitesse caractérisant la distribution.

Lorsque le produit $I\lambda^2$ atteint des valeurs plus élevées, de $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$ et plus, l'onde laser accentue les fluctuations de densité du plasma et excite ses modes propres, onde acoustique ionique basse fréquence (10^{12} Hz) et onde électronique ou de LANGMUIR haute fréquence (10^{14} Hz). L'interaction devient collective. L'onde "mère" laser ou onde de pompe, de vecteur d'onde k_0 , donne naissance à deux ondes "filles" dont les pulsations ω_1 et

ω_2 et les vecteurs d'onde k_1 et k_2 vérifient respectivement les relations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement :

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \quad k_0 = k_1 + k_2. \quad (43)$$

Les ondes filles dites instabilités de plasma s'amplifient au détriment de l'onde laser qui leur cède son énergie. Seuil d'apparition, taux de croissance, mécanismes de saturation, couplage de ces instabilités entre elles, sont encore étudiés aujourd'hui, vu la complexité de l'interaction collective, en fonction de l'intensité et de la cohérence de l'onde de pompe, des dimensions du plasma et de son hétérogénéité [20].

Deux instabilités risquent d'être néfastes lorsque proche de l'inflammation et de la combustion du DT, le rayonnement laser intense sera absorbé et ces instabilités amplifiées sur une grande longueur de plasma de 1000 à 10.000 λ , soit le centimètre, entourant la cible implosée de plusieurs millimètres de rayon : la diffusion *Raman* et la diffusion *Brillouin* stimulées. Pour ces deux instabilités souvent couplées, l'onde de pompe se décompose en une onde électromagnétique de pulsation inférieure et en une onde de plasma, électronique pour la diffusion *Raman* et acoustique ionique pour la diffusion *Brillouin*. Comme l'indique l'appellation de ces instabilités, l'énergie laser est en partie non absorbée et diffusée au détriment du rendement de l'implosion. De plus dans le cas de la diffusion *Raman*, l'onde électronique accélère des électrons de vitesse voisine de sa vitesse de phase (amortissement *Landau*) jusqu'à des énergies de la centaine de keV. Ces électrons dits suprathériques et évoqués ci-dessus, peuvent emporter une énergie dépassant le pourcent de celle absorbée, pénétrer le DT et le préchauffer.

Une autre instabilité apparentée à l'instabilité *Brillouin*, est également à redouter pour des grandes longueurs de plasma : la filamentation de ce dernier portant atteinte à la symétrie de l'implosion. Elle est due à l'autofocalisation du rayonnement laser dans le plasma : une surintensité du faisceau engendre localement une surpression thermique ou radiative ; la densité du plasma en est réduite et son indice optique accru ; la réfraction du rayonnement qui en résulte augmente cette surintensité qui s'amplifie ainsi progressivement, le plasma se fractionnant en filaments.

Pour éviter le développement de ces instabilités, il est donc nécessaire de limiter le produit $I\lambda^2$ à des valeurs voisines de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2} \mu\text{m}^2$. Or l'examen des formules 40 à 42 montre tout l'intérêt qu'il y a à utiliser des courtes longueurs d'onde. L'énergie laser est absorbée à des densités plus élevées, l'absorption collisionnelle a lieu sur des distances plus courtes, et les ondes de plasma sont davantage amorties par les collisions. A $I\lambda^2$ donné, le flux

étant plus intense, pression (formule 31) et vitesse d'ablation en sont augmentées au profit du rendement de l'implosion et de la stabilité hydrodynamique (formule 38).

Historiquement, lasers à verre au néodyme et à gaz carbonique émettant respectivement à 1,06 et 10,6 μm furent tout d'abord en compétition. Bien que le rendement du laser à gaz carbonique soit d'un ordre de grandeur supérieur, il fut abandonné, l'interaction collective devenant prédominante à des flux 100 fois plus faibles. La conversion de fréquence du rayonnement émit par le laser au verre au néodyme permit ensuite d'étudier l'interaction à 0,53 μm , 0,35 μm et 0,26 μm (harmoniques 2,3 et 4 obtenus par passage dans un cristal de KDP*) et d'atteindre des rendements d'absorptions η_A proches de 100 % à 0,26 μm au laboratoire LULI de l'Ecole Polytechnique (figure 14) [21]. Le laser à verre au néodyme, le plus ancien, et avec lequel la plupart des expériences ont été effectuées, reste encore aujourd'hui le plus performant. Il pourrait être concurrencé dans le futur par le laser à gaz de fluorure de krypton émettant à 0,25 μm et de meilleur rendement.

b) Hydrodynamique radiative induite

L'énergie laser absorbée au voisinage de la densité critique produit un écoulement dont les profils de densité et de température font l'objet de la figure 15. Il est constitué : du plasma d'ablation en détente vers le laser ; d'une zone où l'énergie diffuse par conduction thermique vers le centre de la cible ; d'un choc dû à la surpression qui se détache de cette zone lorsque la vitesse du son y devient supérieure à celle du front de conduction (séparation hydrodynamique). Plasma en détente et zone de conduction portés à haute température rayonnent une partie de l'énergie absorbée.

La pénétration de l'énergie par conduction thermique électronique vers le centre de la cible est moindre que celle prévue par la théorie classique du transport de la chaleur considéré comme une perturbation faible par rapport à l'équilibre thermodynamique local. En effet, les résultats expérimentaux ne peuvent être restitués par la simulation numérique qu'en introduisant un facteur empirique f_Q de limitation du flux de chaleur Q , facteur variant suivant les expériences de 0,1 à 0,01 en prenant pour référence le flux en espace libre :

$$Q = f_Q \cdot \frac{1}{2} m_e v_e^2 v_e , \quad (44)$$

m_e et v_e , masse et vitesse de l'électron.

* Phosphate difluoré de potassium.

Différentes causes ont été imaginées pour expliquer ce frein à la pénétration de l'énergie ou "transport anormal" qui réduit le rendement hydrodynamique : distribution électronique non maxwellienne résultant de l'absorption par bremsstrahlung inverse ; gradient thermique de longueur caractéristique faible devant le libre parcours moyen des électrons λ_{ee} , pour lequel la théorie classique est inapplicable ; champs magnétiques induits par les courants produits par les dissymétries de l'interaction ; turbulence acoustique ionique engendrée par l'instabilité *Brillouin* ; etc... Bien que cette inhibition du transport thermique reste partiellement inexpliquée, sa modélisation a progressé en introduisant la notion de flux de chaleur délocalisé sur plusieurs λ_{ee} ou en utilisant une description cinétique des électrons (équation de *Fokker-Planck - Landau*) qui présente l'avantage de traiter simultanément le transport des électrons thermiques et suprathermiques.

Le rayonnement X émis dans la plage 100 eV à 10 keV par l'écoulement, a fait également l'objet de nombreux travaux. Il provient en majeure partie du plasma voisin de la densité critique et de la zone de conduction. Planckien devant le front de conduction thermique où il joue le rôle de précurseur de la pénétration de l'énergie lorsque le matériau de la cible est de numéro atomique élevé, il est hors équilibre dans la région centrale fortement émettrice, et du type coronal dans le plasma très détendu (excitations collisionnelles et désexcitations radiatives). D'où la nécessité de mettre au point des modèles déterminant les populations ioniques et leurs états d'excitation ou modèles d'ionisation. A partir de ces modèles se calculent émissivité et opacité spectrales, ainsi que le transfert du rayonnement qui véhicule une partie de l'énergie vers le centre de la cible et contribue à son préchauffage (figure 15).

La modélisation du rayonnement X interagissant avec les différents matériaux de la cible se révèle très complexe. Cependant elle est indispensable car elle fait partie intégrante de la compréhension de l'interaction laser-matière, et de façon plus générale, de celle de l'implosion et de la combustion du DT, d'autant plus que pour cette dernière la densité d'énergie du rayonnement n'est plus négligeable devant celle de l'énergie interne du DT. Aussi spectroscopie de l'émission X dont se déduisent densité et température du plasma, conversion du rayonnement laser en rayonnement X dans une cavité, implosion d'une cible par ce rayonnement, sa prise en compte durant la combustion du DT, sont des sujets des plus étudiés. En particulier, le rendement de conversion de l'énergie laser en énergie X, η_x , a été déterminé par l'expérience et la théorie [22] :

$$\eta_x = \frac{E_x}{E_L} = 6,3 \cdot 10^{-4} Z \cdot \lambda^{-0,48} (\mu\text{m}) \cdot \tau^{0,33} (\text{ps}) \cdot \left[\frac{\Phi}{1 + \Phi^2} \right]^{0,46},$$

avec τ durée de l'impulsion et $\Phi = \frac{I \cdot \lambda^2 (\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2)}{4 \cdot 10^{13}}$. (45)

Cette formule semi-empirique montre à nouveau l'efficacité des courtes longueurs d'onde et l'intérêt d'utiliser un matériau de numéro atomique Z élevé : en irradiant de l'or à $0,35 \mu\text{m}$, des rendements de conversion de 70 % ont été obtenus.

Les pressions produites par ablation atteignent jusqu'à 100 Mbars et le rendement d'ablation η_a , rapport de l'énergie communiquée à la matière non ablatée et de l'énergie absorbée, avoisine les 30 %. La pression d'ablation s'exerce dans la zone séparant densité critique et front de conduction thermique. Dans cette zone où la masse spécifique ρ varie d'un facteur 100, l'énergie diffuse par conduction thermique et rayonnement. Lors qu'elle atteint le front de conduction, les irrégularités de dépôt d'énergie dues à celles de la cible, des faisceaux laser et de leur interaction avec le plasma formé, sont en partie atténuées par cette diffusion ou "lissage thermique" au bénéfice de la pression d'ablation plus uniforme : ainsi une variation de l'intensité du faisceau de 15 % pourrait se réduire à une variation de pression de 5 %. Ce lissage thermique est d'autant moins efficace que la longueur d'onde est courte, la largeur de la zone diminuant à mesure que la densité critique où est absorbée l'énergie laser se rapproche de celle de la cible (formule 40).

Conversion X en attaque indirecte (η_X), absorption du rayonnement laser ou du rayonnement X par la cible (η_A), ablation d'une partie de la cible (η_a), énergie cédée au DT (η_{DT}), sont autant d'étapes qui conduisent à un rendement d'implosion η_I :

$$\eta_I = \eta_X \eta_A \eta_a \eta_{DT} \quad (46)$$

qui se situe dans la plage des 5 à 15 %, l'effort à venir portant sur l'amélioration de ces différents rendements en choisissant les caractéristiques du laser, de la focalisation et de la cible.

c) Autres champs de recherche et applications

Enfin, il est intéressant de noter que ces travaux, orientés vers la fusion inertielle, ont engendré de nouveaux champs de recherche ou des applications :

- L'étude de l'interaction laser-matière dans une plus large gamme de flux allant de 10^8 à $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, avec le traitement des matériaux à bas flux, et l'exploration des phénomènes multiphotoniques et relativistes à très hauts flux pour lesquels le champ électrique de l'onde laser devient comparable ($10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$) ou supérieur au champ interatomique ;

- En physique atomique hors ETL, l'amplification de l'émission stimulée dans un plasma et la réalisation d'un laser dans le domaine des X mous, avec pour objectif une émission dans la fenêtre de l'eau pour l'observation de molécules biologiques ($\lambda \sim 40 \text{ \AA}$) ;
- L'accélération d'électrons par l'onde électronique d'un plasma (cf. diffusion *Raman*) conduisant à la construction d'accélérateurs plus compacts, des énergies du GeV.m^{-1} étant espérées.

II.2-2. L'implosion

Progressivité, préchauffage, symétrie et stabilité ont été très étudiées, tant en laboratoire avec des lasers d'énergie croissante, qu'après d'explosions nucléaires pour disposer de plus d'énergie, expérimentation et simulation numérique contribuant à une modélisation de la fusion inertielle de plus en plus précise.

Deux modes principaux d'implosion ont été observés, modes d'explosion et d'ablation de l'enveloppe contenant le DT et produisant respectivement des températures du kiloélectron volt et des densités de la centaine de fois celle ρ_0 du DT solide.

Un an après l'introduction par le LLNL en 1972 du concept de l'implosion par ablation, le laboratoire de la société KMS tentait l'expérience : un simple microballon en silice (diamètre de $70 \mu\text{m}$ et épaisseur de quelques μm), contenant du DT gazeux sous quelques dizaines de bars (masse du ng), était irradié au moyen de miroirs par une impulsion laser gaussienne à $1,06 \mu\text{m}$ [23]. Cette "première", reprise par les autres laboratoires, révéla un mode d'implosion différent de celui de l'ablation. L'irradiation à des flux de $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ produisait un grand nombre d'électrons suprathermiques de libre parcours moyen comparable à l'épaisseur de la silice. Le microballon explosait, induisait un choc fort convergent dans le DT qui augmentait prématurément son entropie, et ne pouvait comprimer le DT au delà de ρ_0 .

Bien que ce mode dit du "pousseur explosé" soit inapproprié pour produire les $1000 \rho_0$ recherchés, il porte le DT à des températures atteignant les 10 keV . Le DT devient alors une source intense de rayons X et de neutrons, jusqu'à 10^{13} neutrons avec le laser NOVA 100 kJ du LLNL, très utile pour le développement des nombreux diagnostics qui instrumentent la chambre d'irradiation.

Le second mode d'implosion par ablation a été ensuite étudié pour atteindre des densités élevées, soit en attaque directe, soit en attaque indirecte, en choisissant des conditions expérimentales plus appropriées :

- Irradiation à des longueurs d'onde plus courtes, de 0,35 et 0,26 μm , et avec des flux plus modérés de quelques $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, afin de réduire la production d'électrons suprathermiques compromettant l'ablation de l'enveloppe et préchauffant le DT.
- Enveloppe ou ablateur de Z faible tel que le plastic, réduisant le préchauffage radiatif et évitant l'emploi d'un écran en matériau lourd préjudiciable à la stabilité hydrodynamique de la cible.
- Gel du DT sur la paroi interne de l'enveloppe au moyen d'un dispositif cryogénique pour, partant de $0,2 \text{ g.cm}^{-3}$, atteindre une densité finale plus élevée.
- Modulation de l'impulsion laser (gaussienne, succession de paliers ou d'impulsions d'intensité croissante) et adaptation des caractéristiques de l'impulsion et de la cible pour suivre une isentrope la plus basse possible et améliorer la stabilité de l'implosion.

Symétrie et stabilité ont fait également l'objet de nombreux travaux cette dernière décennie [24] :

- En attaque directe : pointage, focalisation et "lissage" des faisceaux par différents procédés électro-optique qui visent à atténuer la cohérence spatio-temporelle du rayonnement laser dans le volume focale et les surintensités résultant des interférences. Le Laboratory for Laser Energetics (LLE) de l'Université de Rochester est parvenue à irradier la cible à mieux de 5 % près avec le laser OMEGA*.
- En attaque indirecte, en modifiant la géométrie de la cavité convertissant le rayonnement laser en rayonnement X et en ajustant le pointage et la focalisation des faisceaux qui la pénètrent, le LLNL est parvenu à un degré d'uniformité de l'irradiation X de la cible de quelques %. Un compromis est à rechercher entre un couplage étroit entre la cible et la cavité en réduisant

* A noter que les procédés de lissage qui ont pour résultat de moyenner les surintensités au niveau de la cible n'ont pas un effet instantané. D'où un temps de lissage en début d'implosion pendant lequel des défauts sont imprimés, empreinte qui est susceptible d'être amplifiée lors de l'hydrodynamique ultérieure.

l'espace qui les sépare (densité d'énergie de rayonnement X plus élevée), et une irradiation d'autant plus uniforme que cet espace est important.

L'amélioration de la symétrie d'irradiation conduit aujourd'hui à multiplier le nombre de faisceaux élémentaires, multiplication qui va dans le sens de la croissance de l'énergie, à les synchroniser et à les équilibrer en puissance instantanée avec une grande précision pour exercer sur la cible une loi de pression la même en tout point.

Pour analyser et modéliser le développement des instabilités hydrodynamiques plusieurs expériences ont été faites avec des cibles planes, en attaques directe et indirecte. Régimes linéaire, non linéaire couplant les modes entre eux, et turbulent ont été étudiés. En particulier l'effet stabilisateur de l'ablation a été observée; de plus il semblerait que ces instabilités s'amplifient moins rapidement en attaque indirecte du fait de la meilleure uniformité du dépôt d'énergie sur une profondeur plus grande à laquelle correspond un gradient de densité moins raide que dans le cas de l'attaque directe (formule 38) [25].

En attaque directe et en mode d'ablation, les densités du DT les plus élevées ont été obtenues à l'Institut of Laser Energy (ILE) de l'Université d'Osaka et au LLE, les températures étant limitées à plusieurs 100 eV : 600 ρ_0 avec une coquille de polyéthylène deutéré et tritié (CDT) au ILE et 200 ρ_0 avec du DT solide au LLE. L'obtention à la fois de densités et de températures élevées pour ce type d'attaque s'avère difficile, et malgré le soin apporté à irradier uniformément la cible, l'émission neutronique est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle calculée au moyen de la simulation numérique mono-dimensionnelle. Cette chute de performance peut être due aux défauts d'irradiation et/ou à la croissance d'instabilités hydrodynamiques sans que l'on soit en mesure de déterminer avec précision la contribution de chacun de ces phénomènes.

Température du keV et densité de la centaine de ρ_0 sont produites simultanément en attaque indirecte. La thermalisation du rayonnement laser en cavité fait l'objet de travaux au LLNL, au ILE en collaboration avec le Max Planck Institut für Quanten Optik (MPQ) et au CEL-V. Le ILE a mesuré en cavité des températures de rayonnement X de 240 eV, un flux X sur cible de 3.10^{14} W.cm⁻² et des vitesses d'implosion de 2.10^7 cm.s⁻¹ [26]. Le LLNL avec les 10 faisceaux du laser NOVA délivrant 20 kJ à 0,35 μ m a obtenu les performances les plus avancées, le DT étant contenu dans une enveloppe en plastique placée dans une cavité en or :

- Irradiation uniforme à 1 à 2 % près et convergence de 30 (rapport des rayons initial et final de la cible)
- Densité du DT : 100 à 150 ρ_0
- Température ionique : 1,5 à 2 keV

- Produits $p\tau$ et $n\tau$: $3,5.10^{14} \text{ cm}^{-3}.\text{s}$ et $0,15 \text{ g.cm}^{-2}$
- Emission neutronique : $1,3.10^{11}$
- Gain du DT : 5.10^{-5}

Ces performances sont correctement restituées par une simulation numérique de l'implosion au moyen du code LASNEX qui prend en compte dissymétries et pollution du DT par l'enveloppe [27].

Enfin le programme classifié Centurion-Halite des laboratoires Los Alamos National Laboratory (LANL, Centurion) et LLNL (Halite) qui consiste à imploser des cibles avec le rayonnement X issu d'une explosion nucléaire sur le site du Nevada, a permis de tester à haute énergie la mise en condition du DT. Bien que la source d'énergie soit différente, d'après les chercheurs américains, les résultats obtenus sont très encourageants et laissent espérer qu'avec une énergie de l'ordre de 10 MJ l'on puisse brûler le DT avec un grand gain au moyen d'un laser ou d'un accélérateur d'ions [28].

III PERSPECTIVES

Après quatre et trois décennies de travaux respectivement en fusions magnétique et inertielle, ces deux voies sont susceptibles de conduire au breakeven puis à la production d'énergie : elles ont progressé en permanence vers la région du réacteur sans rencontrer d'obstacles insurmontables, comme en témoignent leurs performances dans les plans $(T_i, nT_i\tau)$ pour le confinement magnétique et $(T_i, n\tau)$ pour le confinement inertielle (figures 6 et 16).

Compte tenu de ces performances, la fusion thermonucléaire contrôlée est de plus en plus envisagée comme une des solutions à long terme des problèmes que posent les besoins croissants en énergie, la sûreté des réacteurs nucléaires à fission ainsi que le retraitement de leur combustible et le stockage de leurs déchets, et de façon plus générale, la préservation de notre environnement. Elle s'intègre donc naturellement aujourd'hui, en recherche et développement, dans la politique énergétique de certains pays industrialisés. Ainsi ces dernières années, aux USA, le Department of energy (DOE) a mené une réflexion d'ensemble en faisant appel à différentes instances et commissions qui a abouti au rapport "National Energy Strategy" [29]. Ce rapport inclut des propositions concernant fusions magnétique et inertielle, traitées sur le même plan, qui découlent de celles du Fusion Policy Advisory Committee [28] et de la National Academy of Sciences [30]. L'objectif majeur est de démontrer techniquement et économiquement que la fusion thermonucléaire contrôlée est une source d'énergie crédible au travers de deux grandes étapes : la réalisation d'un réacteur de démonstration fonctionnant en

2025, suivie de la construction d'un réacteur commercial opérationnel en 2040. Pour atteindre cet objectif, le DOE a défini un programme national associant laboratoires de recherche, universités et industries tout en préconisant la collaboration internationale telle que sa participation au grand projet International Tokamak Experimental Reactor (ITER) avec l'Europe, le Japon et l'Union Soviétique qui ont les mêmes préoccupations [31].

En fusion inertielle, une première étape consistera à parvenir à l'inflammation ($G_{DT} = 1$) et au breakeven ($G = 1$) en accroissant l'énergie du laser. Le LLE a lancé la réalisation de OMEGA UPGRADE : $0,35 \mu\text{m}$ - 30 kJ - 60 faisceaux pour l'étude de la symétrie, de la stabilité hydrodynamique de l'implosion et de la formation d'un point chaud en attaque directe afin de s'approcher de l'inflammation. Le LLNL a en projet NOVA UPGRADE : $0,35 \mu\text{m}$ - 1 à 2 MJ - 288 faisceaux élémentaires, installation du mégajoule utilisant une nouvelle technologie. La décision de sa construction sera prise en 1994-1995, en fonction des résultats scientifiques et techniques obtenus à cette date, avec une mise en service vers 2000 et un coût de réalisation estimé aujourd'hui à environ 400 millions de dollars. A ce niveau d'énergie, elle permettrait d'atteindre en attaque indirecte le breakeven et un gain de plusieurs unités grâce à un accroissement de la température de rayonnement dans la cavité et donc de la pression et de la vitesse d'implosion de la cible, tout en conservant un rapport d'aspect assurant la stabilité hydrodynamique (formule 33 ; figure 17).

Il est difficile aujourd'hui de se prononcer avec précision sur l'énergie laser seuil pour obtenir le breakeven : elle se situerait entre quelques 100 kJ et le mégajoule. Certains laboratoires estiment que ce seuil est plus bas pour l'attaque directe que pour l'attaque indirecte où une partie de l'énergie du mégajoule est tout d'abord perdue dans la cavité convertissant le rayonnement laser en rayonnement X. Le ILE projette d'étudier l'inflammation en attaque directe avec GEKKO XII UPGRADE : $0,35 \mu\text{m}$ - 100 kJ - 24 faisceaux. Le CEL-V approfondit cette question en vue de concevoir une nouvelle installation succédant à PHEBUS qu'il réaliserait dans le cadre de sa collaboration avec le LLNL sur les lasers à verre au néodyme de nouvelle génération.

La seconde étape serait celle de l'obtention de gains de cibles élevés, de 10 à 100, nécessitant des sources dont l'énergie serait encore plus grande et de l'ordre de la dizaine de mégajoules. Un tel projet est envisagé aux Etats-Unis : le Laboratory Microfusion Facility (LMF) qui prendrait le relais de NOVA UPGRADE, sa construction étant lancée vers 2000 pour être opérationnel en 2005 et l'investissement devant rester inférieur au milliard de dollars. Reprenant l'exemple d'une masse de DT de 10 mg soumise à des flux de 10^{14} à $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$, il faudrait disposer d'une source d'énergie 10 MJ - 1 PW - 10 ns, laser ou faisceaux d'ions lourds, qui focalisé sur une cible d'un centimètre de diamètre, dans une chambre de 10 m de diamètre, produirait une énergie de fusion du gigajoule pour un gain de 100.

Le franchissement des première et seconde étapes démontrerait qu'il est possible de brûler une fraction notable de deutérium-tritium de façon contrôlée en laboratoire, sans utiliser la fission comme dans une arme thermonucléaire. Les travaux correspondants intéressent applications civile et militaires ou "tronc commun" de la fusion inertielle : applications civiles pour produire de l'électricité ; applications militaires relatives à la modélisation du fonctionnement des armes nucléaires et à l'étude de leurs effets, le DT en combustion, source intense de rayonnement et de neutrons, simulant une explosion nucléaire.

Cette démonstration faite, on aborderait la troisième étape : la réalisation d'un réacteur prototype fournissant de l'électricité. La stratégie retenue par les Etats-Unis prévoit sa construction en 2010, un choix étant susceptible d'être fait à ce stade entre fusions magnétique et inertielle, et sa mise en service en 2025. Le réacteur soulève des problèmes physiques, techniques et économiques autres que ceux des deux premières étapes, qu'il n'est pas nécessaire de résoudre pour les applications de défense. Sans attendre d'avoir franchi les deux premières étapes, depuis une quinzaine d'années, des études ont été entreprises sur les réacteurs à fusions magnétique et inertielle qui traitent de la sûreté de fonctionnement, de la radioactivité et de l'environnement avec élaboration d'avant-projets portant notamment sur leur compétitivité économique.

En fusion inertielle, source d'énergie, chambre d'explosion et combustible font l'objet de travaux :

- La source d'énergie doit non seulement assurer une combustion de gain élevé qui requiert des caractéristiques de 10 MJ - 1 PW - 10 ns mentionnées ci-dessus, mais aussi avoir un rendement de 10 % et plus, fonctionner à une fréquence de quelques hertz et posséder une durée de vie de plusieurs dizaines d'années (plusieurs dizaines de millions de tirs annuel). L'accélérateur d'ions lourds 10 GeV - 100 kA - 10 ns, susceptible d'atteindre un rendement de 20 à 30 % et une fréquence de 10 HZ, semble aujourd'hui le mieux adapté, sans pour autant écarter lasers solide et à gaz ; par exemple, le rendement du laser solide pourrait être amélioré en le pompant avec des diodes semi-conductrices luminescentes, et sa cadence de tir accrue en refroidissant plus efficacement ses amplificateurs.

- La chambre, première barrière de confinement et couplée par des optiques de focalisation à la source d'énergie, est à concevoir telle qu'elle résiste aux microexplosions nucléaires à la fréquence du hertz et que l'on puisse : injecter les cibles, récupérer la chaleur produite, évacuer les débris, régénérer le

tritium et procéder dans les meilleures conditions à sa maintenance et à son démantèlement en fin de vie. La fusion inertielle présente un double avantage : d'une part, de séparer source d'énergie de haute technologie coûteuse et chambre de combustion sphérique de dimensions modérées devenant radioactive ; d'autre part, de pouvoir utiliser dans la chambre sphérique un premier revêtement exposé à la micro-explosion, fluide ou granules contenant du lithium, à la fois protecteur, caloporteur et régénérateur du tritium, comme dans le récent projet du LLNL, CASCADE [32]. En choisissant les matériaux placés derrière ce revêtement pour assurer la résistance mécanique de la chambre, on peut limiter par ailleurs les défauts de structure et l'activation produits dans ces matériaux par le flux neutronique fortement atténué, et ainsi faciliter maintenance et démantèlement. Reste le problème de la protection des optiques de focalisation plus aisée avec les faisceaux d'ions pouvant être déviés magnétiquement, qu'avec le laser dont les optiques sont exposées en vue directe à la micro-explosion.

- Le combustible est à injecter sous forme de cibles de géométrie plus ou moins élaborée (attaque indirecte en particulier), en nombre et avec la précision voulus, les faisceaux irradiant vraisemblablement la cible en vol lors de son passage dans le volume focal, opération a priori automatisée, de grandes précision et fiabilité. Le deutérium-tritium est actuellement retenu avec la nécessité de récupérer le tritium non utilisé (combustion à 30 %) et d'en produire à partir du lithium (formule 3) puisqu'il n'en existe pas à l'état naturel, la quantité de tritium employée journellement dans le réacteur étant de l'ordre du kilogramme. Un autre avantage de la fusion inertielle est d'être en mesure d'employer un combustible moins riche en tritium que le mélange équimolaire deutérium-tritium par une conception de cible et une mise en condition appropriées. Par exemple, le DT équimolaire central enflammerait le combustible appauvri (à la limite du deutérium pur) et fortement comprimé qui l'entoure, le tritium produit durant la combustion à plusieurs dizaines de keV par la réaction :



fusionnant en partie avec le deutérium en forte proportion. A plus long terme et comme en fusion magnétique, la fusion du deutérium et de l'hélium 3 est intéressante car la réaction :



ne donne pas naissance à des neutrons rendant radioactifs les matériaux irradiés, et l'énergie des produits de fusion chargés électriquement pourrait être convertie directement en électricité. Mais sa mise en condition utilisant comme précédemment un allumeur central en DT, nécessiterait une source d'énergie très supérieure aux 10 MJ avancés pour le DT, sans perdre de vue que l'hélium trois serait à extraire de la lune où il se trouve en grande quantité [33].

Ces études en partie commune avec celles de la fusion magnétique sont, comme dans le passé, à poursuivre en parallèle avec les travaux sur l'inflammation et la combustion du DT, et plus spécialement celles concernant la source d'énergie, élément clé du réacteur à fusion inertielle et sur lequel la stratégie américaine met l'accent pour la branche civile de son programme. Déjà elles permettent d'approcher l'aspect économique de ce futur moyen de production d'énergie, l'investissement dans le réacteur étant de 10 à 15 milliards de francs et le coût de l'électricité évalué à 0,2 à 0,3 F/kWh.

Tout en mesurant les progrès restant à accomplir, résumons les avantages du réacteur à fusion comparé au réacteur à fission et qui justifient l'effort à consentir : combustible pratiquement inépuisable ; aucun risque d'emballement des réactions de fusion stoppées par arrêt de l'injection du combustible et de la source d'énergie ; radioactivité du combustible et activation des matériaux constituants plus faibles, facilitant maintenance et démantèlement, et réduisant l'impact d'une explosion accidentelle ; pollution thermique atténuée par un meilleur rendement du cycle thermique ; retraitement du combustible limité à la régénération du tritium sur le site. A ces avantages s'ajoutent ceux propres à la fusion inertielle déjà évoqués : source d'énergie et chambre de combustions séparées, le couplage se faisant au travers des optiques de focalisation ; premier revêtement de la chambre renouvelé lors de chaque micro-explosion, caloporteur et régénérateur du tritium ; combustible susceptible d'être moins riche en tritium. De plus, à rendement constant, la puissance du réacteur, dans une certaine limite, est adaptable à la demande en agissant sur la fréquence de la source d'énergie.

En fait, la fusion inertielle à gain de cible croissant prendrait progressivement le relais de la fission en introduisant successivement :

- le réacteur hybride dont une tranche à fusion émettrice de neutrons produirait le combustible pour les autres tranches à fission, tel que du plutonium à partir de l'uranium naturel,
- le réacteur à fusion pure, une source d'énergie pouvant alimenter plusieurs chambres de combustion,

le bilan d'énergie étant positif pour les deux types de réacteur [34].

CONCLUSION

Après trois décennies de recherche, la fusion thermonucléaire inertielle se révèle comme étant une voie prometteuse pour produire de l'énergie au cours du siècle prochain, sans présenter d'obstacles rédhibitoires.

Elle a bénéficié à très haute énergie des connaissances acquises au travers de la conception de l'arme thermonucléaire. Les expériences à basse énergie effectuées avec les lasers impulsionnels de grande puissance, les travaux théoriques et de simulation numérique, ont permis sa modélisation progressive. Cette modélisation dont l'assise a été accrue par l'expérimentation auprès d'explosions nucléaires (programme Centurion-Halite), laisse à penser qu'on puisse enflammer et brûler à un taux élevé le deutérium-tritium avec un laser ou des faisceaux d'ions d'une énergie de la dizaine de mégajoules. Elle met en évidence le soin qu'il faut apporter à la mise en condition par implosion du deutérium-tritium : l'énergie à investir est du kilojoule par microgramme, mais la masse du deutérium-tritium ne peut, ni dépasser grandement la dizaine de milligrammes pour contrôler la micro-explosion, ni être trop faible pour minimiser les effets des écarts à la sphéricité faisant chuter les performances.

Partant de cette modélisation, les problèmes majeurs à résoudre pour réaliser un réacteur sont d'ordres physique, technique et socio-économique :

- **Physique** : le seuil de l'énergie de la source enflammant et brûlant avec un gain élevé le deutérium-tritium reste à déterminer expérimentalement et en particulier l'importance des baisses de performances dues aux défauts de la mise en condition par implosion (préchauffage, dissymétries, instabilités hydrodynamiques, etc...),
- **Technique** : parvenir à un bilan d'énergie positif de la micro-explosion contrôlée, produire les micro-explosions à la cadence du hertz pendant plusieurs dizaines d'années, en extraire de l'énergie, concevoir source d'énergie et chambre d'explosion correspondantes ainsi que leur couplage et leurs servitudes, demande un effort technologique très important. Cet effort est à mener de pair avec la poursuite des études physiques précédentes afin d'aboutir dans le demi-siècle à venir au réacteur prototype produisant de l'électricité,
- **Socio-économique** : ces travaux requièrent des investissements en recherche-développement croissants dont l'ampleur, voir la programmation accélérée, se justifieront d'autant plus qu'un tel réacteur entrera en compétition avec les autres

sources d'énergie présentes ou futures, non seulement économiquement mais aussi aux plans de la sûreté de fonctionnement et de l'environnement.

Confinements magnétique et inertiel sont actuellement les deux approches de la fusion nucléaire contrôlée qui ont fait l'objet du plus grand nombre de travaux, sont à un stade de développement avancé et semblent potentiellement à même d'aboutir au réacteur. La fusion inertielle a pour particularités un fonctionnement prouvé à haute énergie par l'arme thermonucléaire qui oblige à la classification d'une partie de ses travaux, et une modélisation faisant peu appel à des lois d'échelle semi-empiriques. Outre les études communes concernant la technologie des réacteurs (matériaux, servitudes, régénération du tritium, etc...), il y a tout lieu d'encourager pour ces deux approches la collaboration internationale pour mieux faire face à l'objectif ambitieux que constitue le réacteur à fusion, à la complexité des travaux pour atteindre cet objectif au cours du prochain siècle, et aux investissements croissants à consentir.

Enfin la fusion inertielle utilisant des lasers de grande puissance et étudiant le plasma à hautes densité et température, a promu de nouvelles recherches et favorisé le développement de technologies avancées : interaction laser-matière dans une large gamme de flux, physique des plasmas hors équilibre, optique cohérente et non linéaire, instrumentation X et neutronique à hautes résolutions, etc..., qui témoignent de sa pluridisciplinarité et de sa richesse.

REFERENCES

- [1] Durham W.B., Alder B.J., *Energy and Technology Review*, **39** (April 1990).
- [2] Huizenga J.R., "*Cold Fusion : The Scientific Fiasco of the Century*", U. Rochester P., Rochester, N.Y., ISBN 1-87822-07-1, 1992.
- [3] Kulsrud R.M., Valeo E.J., Cowley S.C., *Nuclear Fusion*, Vol. 26, **11**, 1443 (1986).
- [4] - 1. Lawson D.J., Proc. Phys. Soc. Lond. **B70**, 6 (1957)
- 2. Post R.F., Rev. Mod. Phys. **28**, 338 (1956).
- [5] - 1. Cordey J.G., Goldston R.J., Parker R.R., *Physics Today*, **45** (January 1992) 22.
- 2. Callen J.D., Carreras B.A., Stambaugh R.D., *Physics Today*, **45** (January 1992) 34.
- [6] Kadomtsev B.B., Troyon F.S., Watkins M.L., *Nuclear Fusion*, Vol. 30, **9**, 1675 (1990).
- [7] Kaye S.M. et al, *Physics of Fluids*, **B2** (12), 2926 (December 1990).
- [8] JET Team, *Nuclear Fusion*, Vol. 32, **2**, 187 (1992).
- [9] Berry M. et al, *C.R. Séances Acad. Sciences*, **259**, 2401 (1964).
- [10] Floux F. et al, *Phys. Rev.*, **A1**, 821 (1970).
- [11] Nuckolls J. et al, *Nature*, **239**, 139 (September 15, 1972).
- [12] Nuckolls J., Thiessen A.R., UCRL-74901 (July 24, 1973).
- [13] - 1. Storm E. et al, UCRL-99427 (October 1988).
- 2. Kilkenny J.D. et al, "*Inertial fusion results from Nova and implications for the futur of ICF*", IAEA CN 50/B, Nice, France (1988).

- [14] Bobin J.L., Reisse J.M., *Revue de Physique Appliquée*, tome 11, 497 (juillet 1976).
- [15] Murakami M., Meyer-ter-Vehn J., *Nuclear Fusion*, vol. 31, 7, 1315 and 1333 (1991).
- [16] Takabe H. et al, *Physics of Fluids*, B28, 3676 (1985).
- [17] - 1. Meyer-ter-Vehn J., *Nuclear Fusion*, Vol. 22, 4, 561 (1982)
- 2. Meyer-ter-Vehn J., "*Inertial Confinement Fusion*", Max-Planck Institut für Quantenoptik, MPQ 103 (August 1985).
- [18] Rosen M.D. et al, UCRL-50021-83 (1984).
- [19] Nuckolls J., Lindl J.D., Thiessen A.R., *Physics Today*, 25 (September 1982).
- [20] Kruer W.L., *Physics of Fluids*, B3 (8), 2356 (August 1991).
- [21] Carban-Labaume C. et al, PRL, 48, 15, 1018 (1982).
- [22] Babonneau D. et al, *Laser interaction and related plasma phenomena*, Vol. 6, 817 (1984).
- [23] *Physics Today*, 17 (August 1974).
- [24] Nakai S., *Nuclear Fusion*, Vol. 31, 4, 783 (1991).
- [25] Remington B.A. et al, *Physics of Fluids*, B4 (4) 967 (April 1992).
- [26] Nishimura H. et al, *Physical Review A*, Vol. 44, 12, 8323 (December 15, 1991).
- [27] - 1. Storm E et al, UCRL-106080 (October 4, 1990).
- 2. Storm E et al, 13th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA CN 53/B II 3, Washington D.C. (October 1-6, 1990).
- [28] Hackerman N. et al, "Second Review of the Department of Energy's Inertial Confinement Fusion Program", Final Report, National Academy of Sciences, Washington, D.C. (September 1990).
- [29] National Energy Strategy, First Edition 1991/1992, Department of Energy, Washington, D.C. (February 1991).

D.C. (February 1991).

[30] Stever H.G., chairman, and alii, Fusion Policy Advisory Committee (FPAC), Final Report, Department of Energy, Washington, D.C. (September 1990).

[31] - 1. Conn R.W. et al, *Scientific American*, 103 (April 1992)

- 2. Rebut P.H. et al, "*The ITER Challenge*", IAEA 14th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Würzburg, Germany (September 30 - October 7, 1992).

[32] - 1. Lindl J.D., McCrory R.L., Campbell E.M., *Physics Today*, 32 (September 1992).

- 2. Hogan W.J., Bangerter R., Kulcinski G.L., *Physics Today*, 42 (September 1992).

[33] Honda T. et al, *Nuclear Fusion*, Vol. 31, 5, 851 (1991).

[34] Nuckolls J.H., UCRL 86472

LEGENDE DES FIGURES

Figure 1

Energie potentielle E d'un deuton et d'un triton séparés par une distance d . La barrière de Coulomb franchissable par effet tunnel avec une énergie cinétique relative E_c est de l'ordre de 0,3 MeV et la largeur du puits nucléaire de 5 fermis (fm).

Figure 2

Section efficace de fusion σ en fonction de l'énergie cinétique relative E des éléments légers des réactions : $D + D$; $D + T$; $T + T$; $D + {}^3\text{He}$; $T + {}^3\text{He}$. Aux basses énergies de quelques 10 keV, la réaction $D + T$ a une section efficace de deux ordres de grandeur plus élevée.

Figure 3

Produit $\overline{\sigma v}$ des réactions de la figure 2 moyenné sur une distribution maxwellienne des éléments légers fusionnant à la température T .

Figure 4

Boucle d'énergie du réacteur alimentant le réseau électrique :

- Source d'énergie de rendement η_s , fournissant l'énergie e_s au plasma où se produisent les fusions thermonucléaires.
- Chambre du réacteur contenant le plasma, de gain G et libérant une énergie thermonucléaire e_T sous forme de chaleur dans ses parois.
- Conversion de la chaleur en énergie électrique e_E avec un rendement η_T , une fraction f_E de cette énergie étant prélevée pour alimenter la source d'énergie.

Figure 5

Plan température ionique T_i - produit $n_i\tau$ (densité ionique n_i et temps de confinement τ) où sont tracées les courbes traduisant le critère de *Lawson* pour différentes valeurs du produit $\eta_s \eta_T$ des rendements η_s de la source d'énergie et η_T de conversion de l'énergie thermonucléaire en énergie électrique. La zone de fonctionnement du réacteur se situe au dessus de chacune de ces courbes, l'énergie nucléaire libérée q_F de 22 MeV incluant les réactions secondaires induites dans les parois de la chambre par la réaction initiale de fusion. A noter la branche verticale de ces courbes au voisinage de 5 keV à rapprocher de la température de *Post* pour laquelle puissance libérée par fusion, limitée aux α , et puissance perdue par rayonnement *Bremsstrahlung* s'équilibrent.

Figure 6

Performances des tokamaks, installations toriques utilisant un champ magnétique pour confiner le plasma, dans le plan $T_{i0} - n_{i0} T_{i0} \tau_E$. T_{i0} et n_{i0} température et densité ionique sur l'axe torique, τ_E temps de confinement de l'énergie (d'après la référence [5]). Sont indiquées : la limite au dessus de laquelle la puissance perdue par rayonnement *Bremsstrahlung* est supérieure à celle libérée par fusion et confinée (dépôts des α) ; les frontières à Q_{DT} constant, rapport des puissances de fusion et injectée pour un mélange équimolaire de deutérium-tritium. La zone du réacteur est au-dessus de $Q_{DT} = 1$ ou "breakeven", $Q_{DT} = \infty$ correspondant à un auto-entretien du réacteur (puissance injectée nulle). Le Joint European Tokamak (JET) à Culham, Angleterre, de l'Association Euratom est un des tokamaks les plus performants, approchant le breakeven.

Figure 7

Schéma de l'implosion laser. Sous l'influence du rayonnement du laser absorbé au voisinage de la densité de coupure, il y a formation d'une couronne de plasma qui se détend vers l'extérieur. Par réaction, la partie centrale ou coeur est comprimée et chauffée.

Figure 8

Profils de densité ρ et de température ionique T_i du deuterium-tritium en fin de mise en condition par l'implosion laser, mettant en évidence la zone chaude à basse densité entourée du deuterium-tritium froid fortement comprimé (simulés sur ordinateur et correspondant aux chemins thermodynamiques de la figure 6 et à la loi de pression de la figure 7). Ces profils correspondent à l'instant d'inflammation caractérisé par le doublement de l'énergie interne de la zone chaude sous l'effet du dépôt d'énergie des α des fusions ralenties dans cette zone. Sont indiquées température ionique moyenne \bar{T}_i et masse surfacique $\int \rho dr$ des régions chaude et froide séparées par un pointillé vertical.

Figure 9

Chemins thermodynamiques moyens dans le plan densité ρ - température ionique T_i suivis par la zone chaude centrale ou "point chaud" et le deuterium-tritium (DT) froid fortement comprimé qui l'entoure. Ils sont gradués en temps, l'origine des temps correspondant à l'inflammation (mise en condition en nanosecondes ; combustion et explosion en picosecondes). La température du DT comprimé reste inférieure à celle de *Fermi* jusqu'à l'inflammation (droite en pointillés). Le point chaud brûle sur des temps de la dizaine de picosecondes, entraînant la combustion du DT comprimé. A noter sur le chemin

thermodynamique du point chaud l'influence de chocs initiaux dûs à la croissance rapide de l'impulsion laser .

Figure 10

Exemple de loi de pression à exercer sur la coquille pour éviter de chauffer la cible prématurément et atteindre des densités élevées. Sont représentées : en trait plein la pression exercée sur la cible ; en trait tiré-pointillé la loi de Nuckolls qui s'en rapproche le plus ($p_0 = 1 \text{ Mbar}$; $t_0 \sim 17 \text{ ns}$). Sont indiqués : l'instant du rebond du choc au centre de la cible, choc induit par l'application de la pression ; l'instant d'inflammation (origine des temps de la figure 6).

Figure 11

Cibles laser

- a) Coquille constituée : d'un ablateur assurant sa compression ; d'un écran limitant le préchauffage du milieu fusible ; du deuterium-tritium sous formes liquide imbibée dans une mousse, et gazeuse à l'intérieur de la coquille.
- b) Double coquille, la coquille externe lancée par le laser implosant la coquille interne contenant le DT.

Figure 12

Schéma de l'implosion laser en attaque indirecte. Le rayonnement laser est converti en rayonnement X dans une cavité de numéro atomique Z élevé (habituellement de l'or dans les expériences). Le rayonnement X produit attaque plus uniformément la cible et l'implose.

Figure 13

Energie libérée par fusion E_F en fonction de l'énergie du laser E_L implosant la cible, la fréquence de répétition correspondant à une production d'énergie électrique de 1 GWe (d'après la référence [19]). Figurent deux réseaux de courbes : celui des courbes de gain distinguant les zones de gains conservateur, intermédiaire et optimiste suivant les hypothèses retenues pour la mise en condition ; celui des droites correspondant au rendement du laser η_L . La zone de gain accessible se situe au-dessus de ces droites (zone grisée pour $\eta_L = 10 \%$ par exemple).

Figure 14

Rendement d'absorption η_A du rayonnement laser par la cible en fonction de l'intensité I du rayonnement aux longueurs d'onde $1,05 \mu\text{m}$; $0,53 \mu\text{m}$, $0,35 \mu\text{m}$; $0,26 \mu\text{m}$.

Figure 15

Profils de densité n et de température T de l'interaction d'une cible plane avec le rayonnement du laser suivant l'axe x du faisceau attaquant la cible par la gauche. Trois zones sont à distinguer : le plasma en détente vers le laser et absorbant son rayonnement jusqu'à la densité critique n_c ; la zone de conduction pénétrant la cible, entre densité critique et front d'ablation ; la zone sous choc dont le front est précédé en général par un précurseur radiatif.

Figure 16

Plan température ionique T_i - produit $n\tau$ où sont indiquées les performances des principales installations ainsi que celles escomptées après avoir accru leur énergie ("Upgrade") ; sont également indiquées celles des installations du LLNL antérieures à NOVA : JANUS, ARGUS et SHIVA (d'après la référence [27]). La frontière de la zone grisée des gains élevés correspond à l'inflammation.

Figure 17

Gain G de la cible en fonction de l'énergie du laser E_L en attaque indirecte (d'après les références [27 et 32]) pour une température de rayonnement T_R de la cavité : la courbe (a) correspond à une mise en condition optimum du DT ; la courbe (b) tient compte des limitations dues au préchauffage, aux défauts de symétrie et aux instabilités hydrodynamiques qui, à gain donné, font croître l'énergie laser à mettre en jeu. En augmentant la température de rayonnement de la cavité de T_R à T_R' on réduit cette énergie. Sont tracées en pointillés les droites à énergie de fusion E_F constante.

FIGURE 1

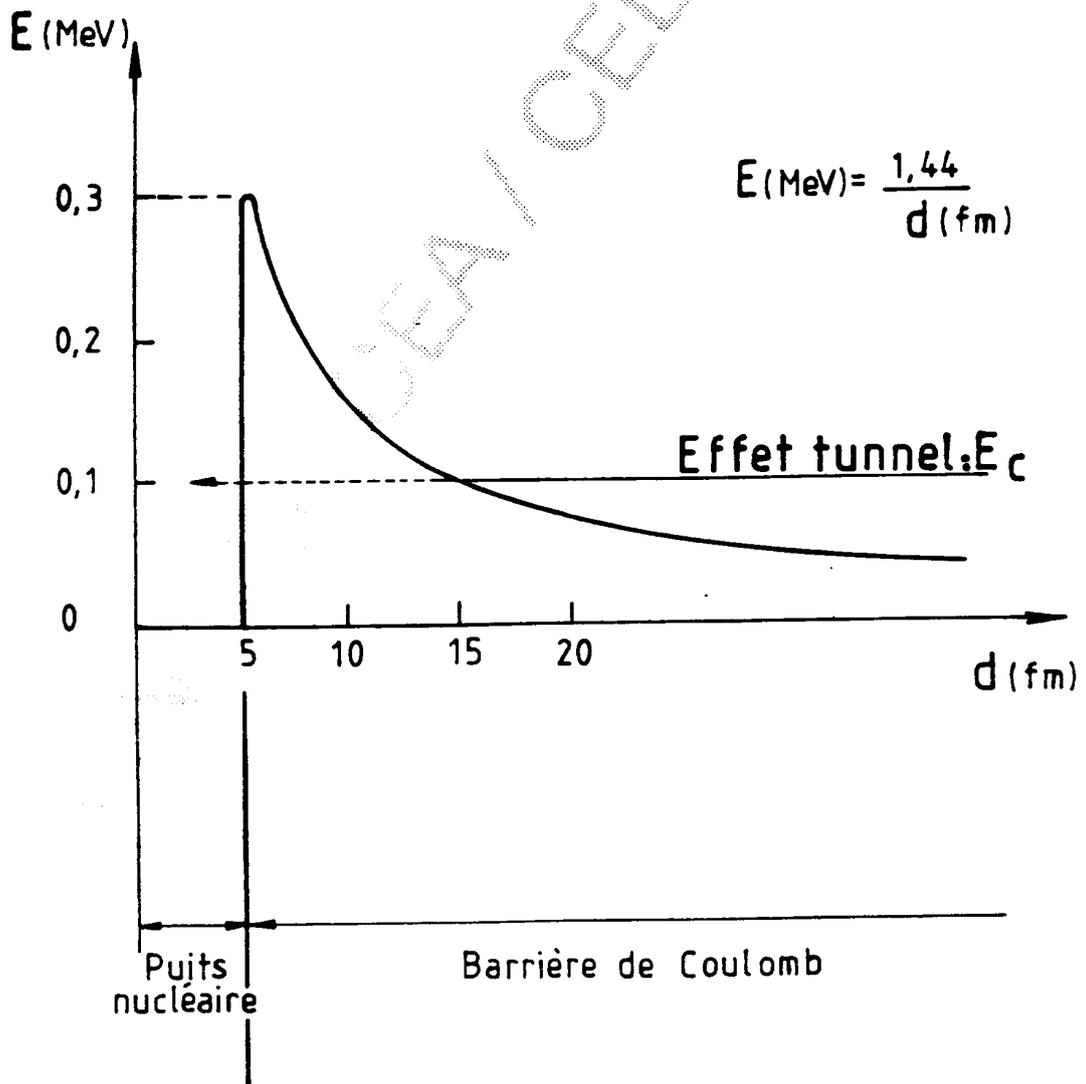


FIGURE 2

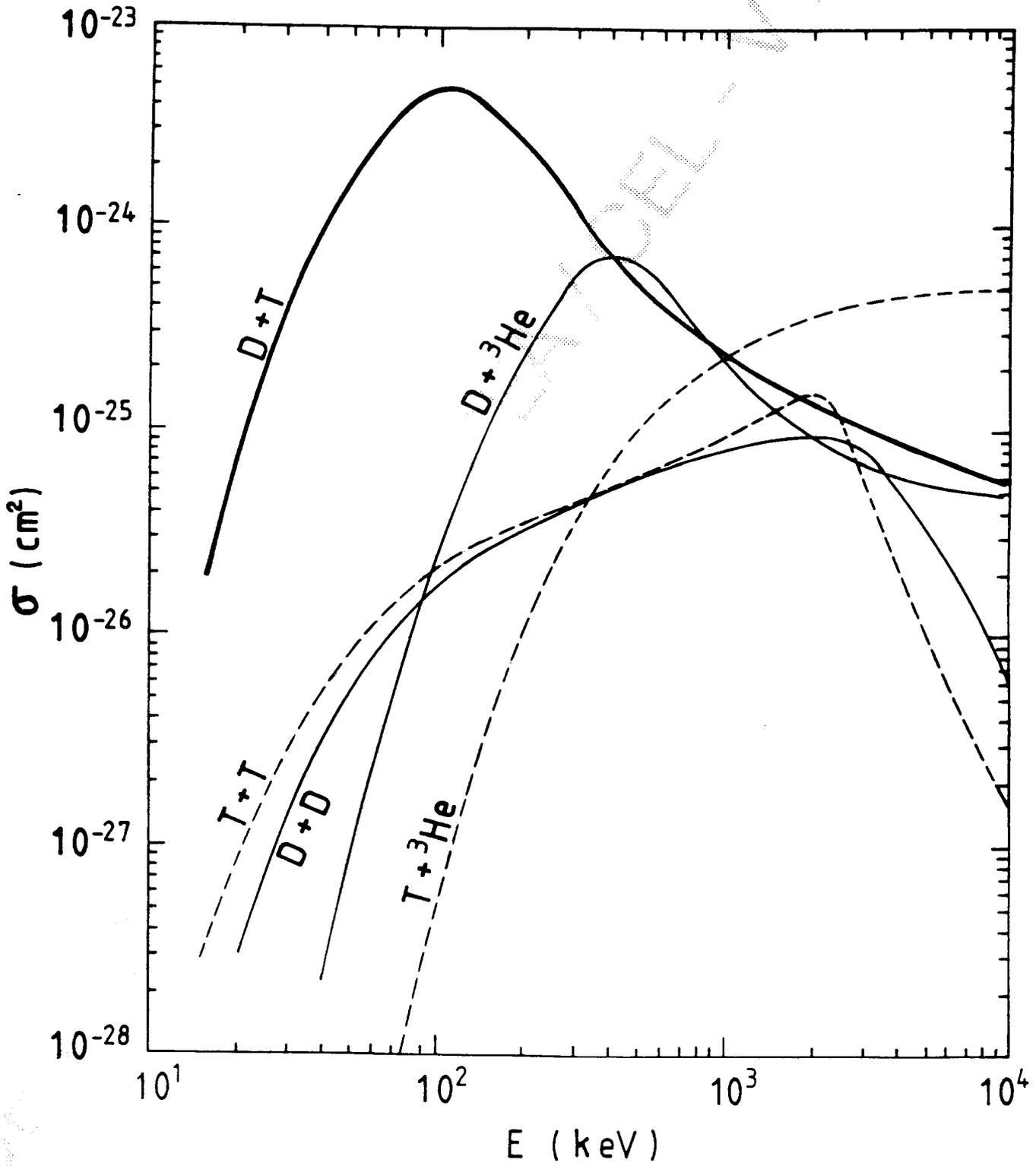


FIGURE 3

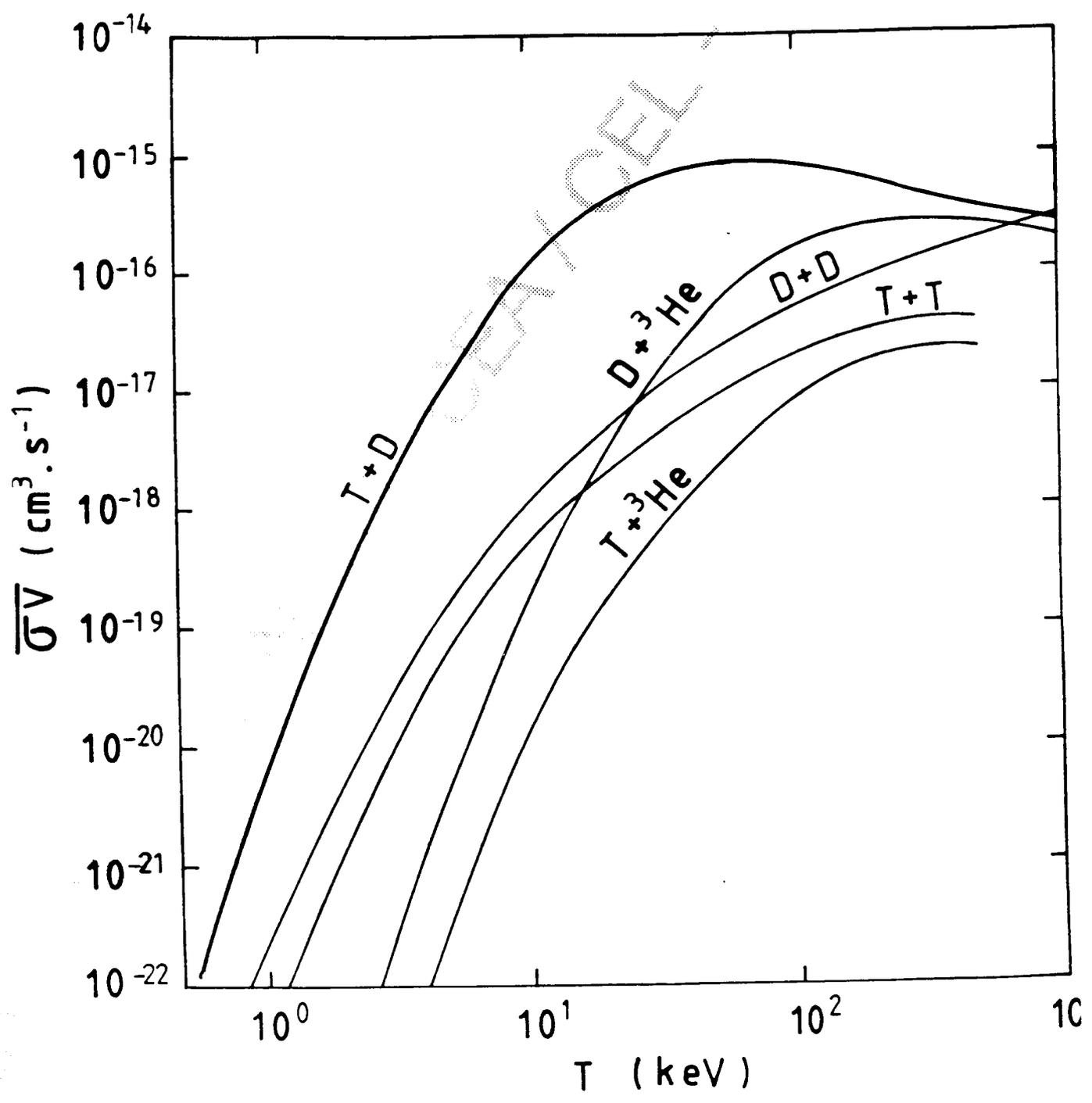


FIGURE 4

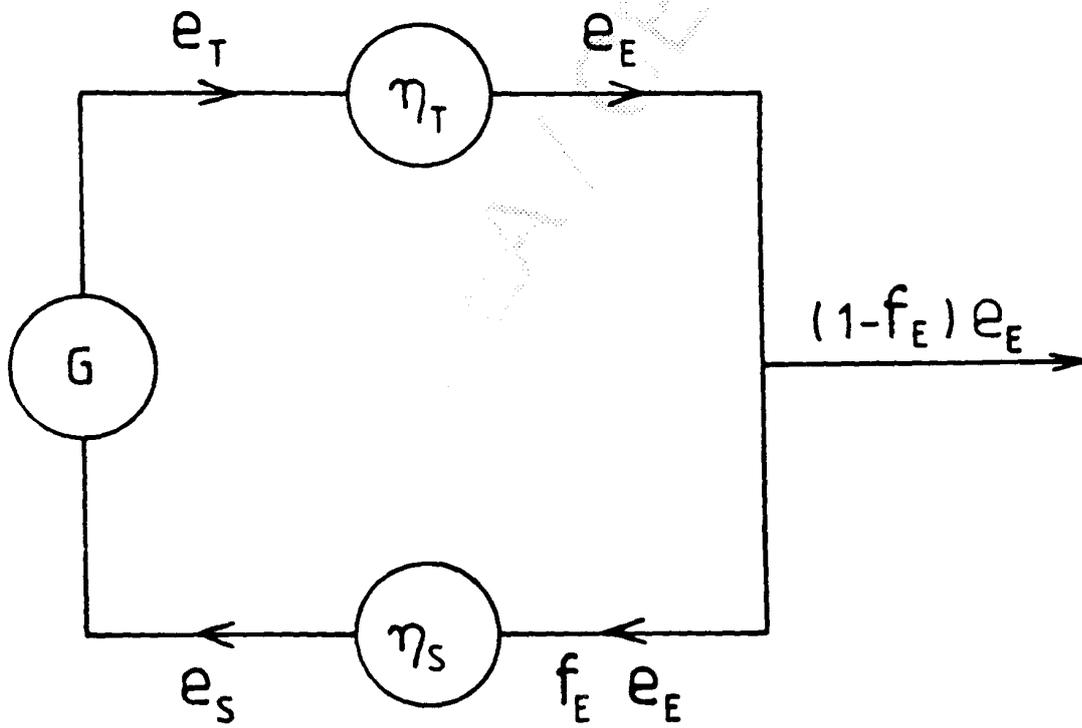


FIGURE 5

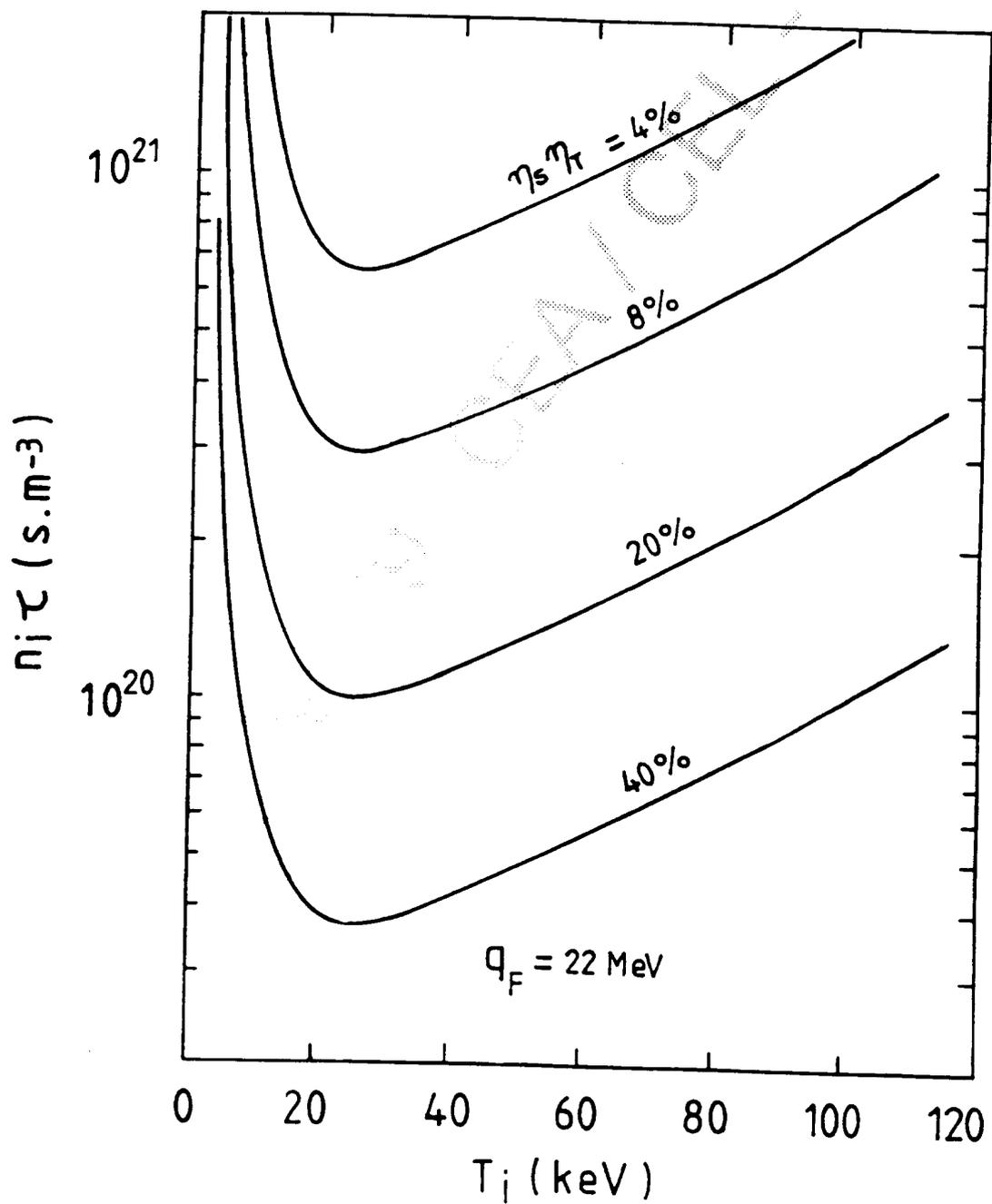


FIGURE 6

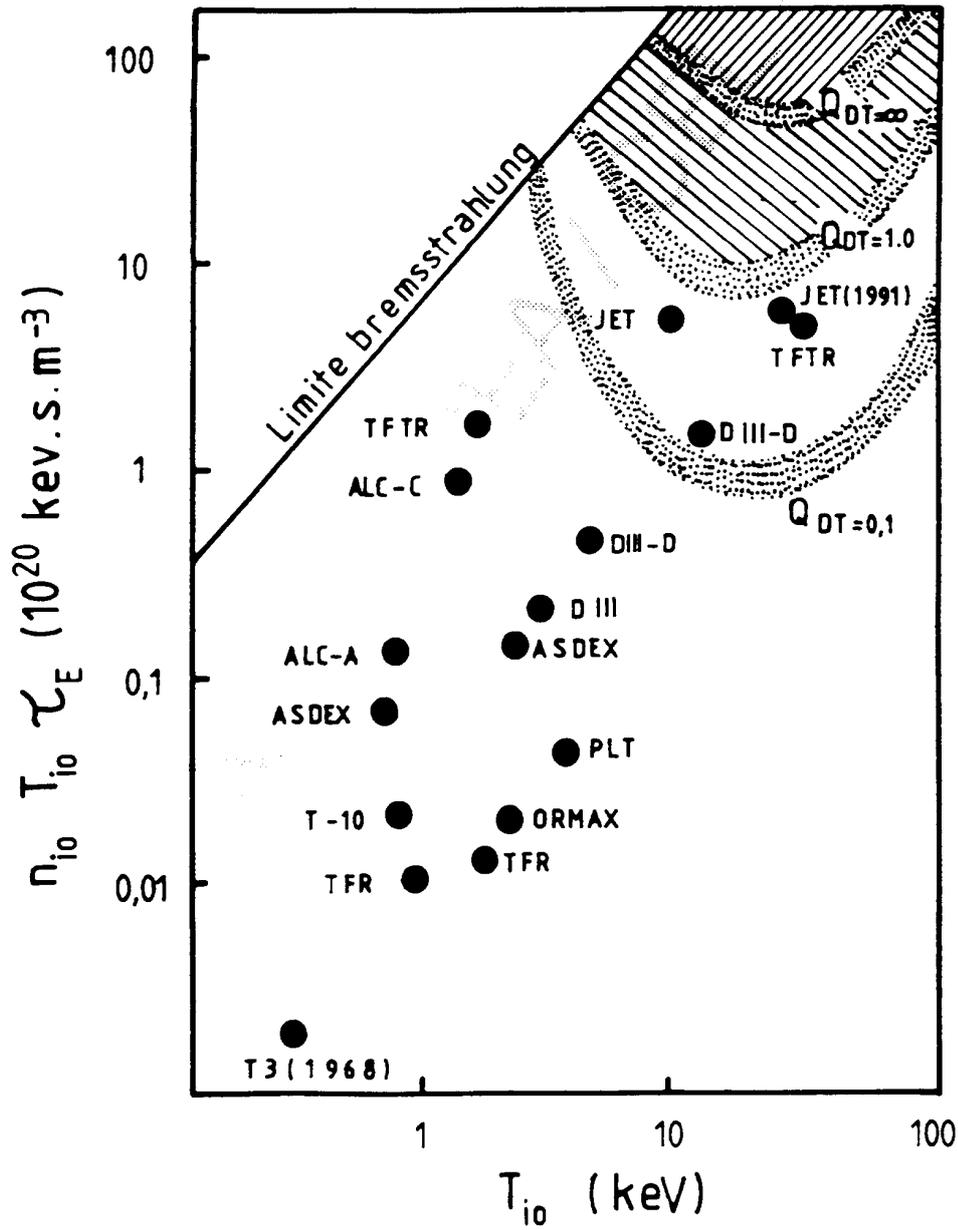


FIGURE 7

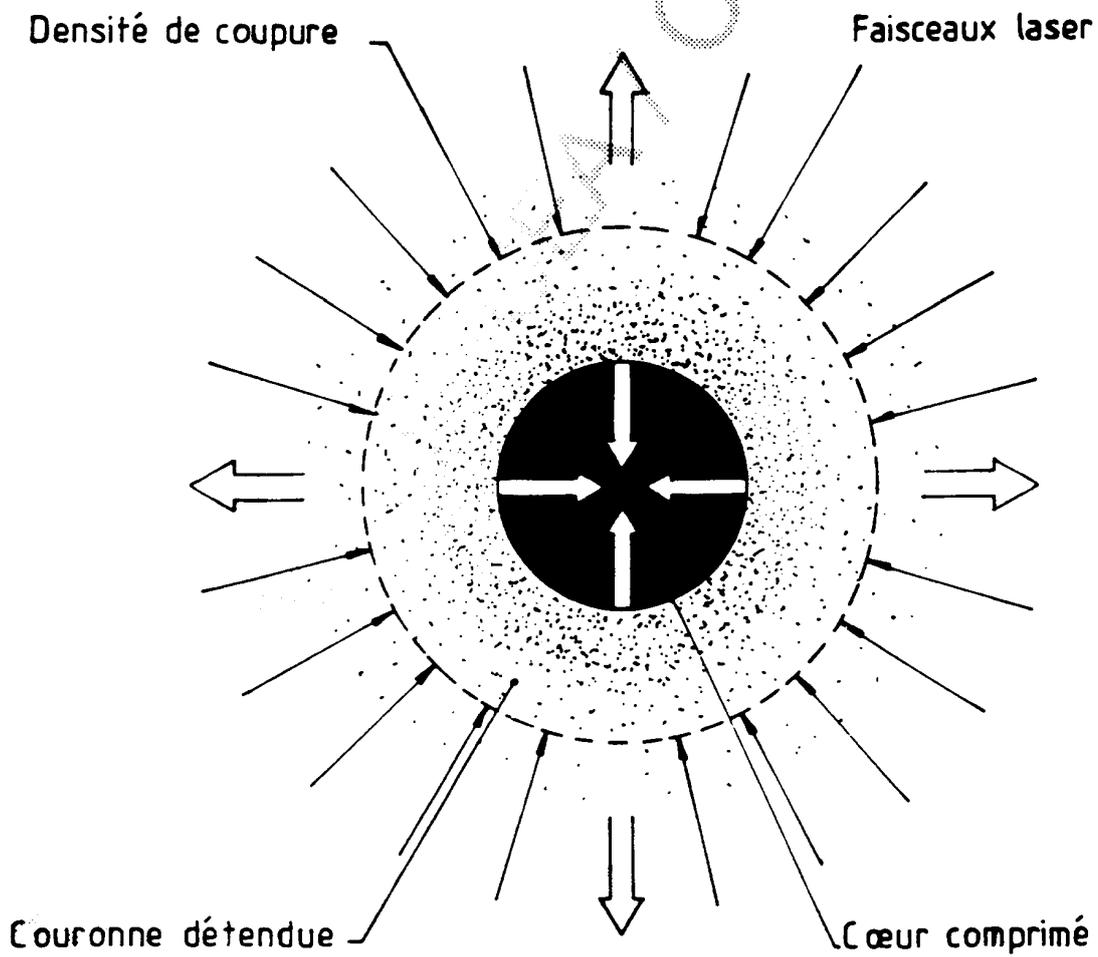


FIGURE 8

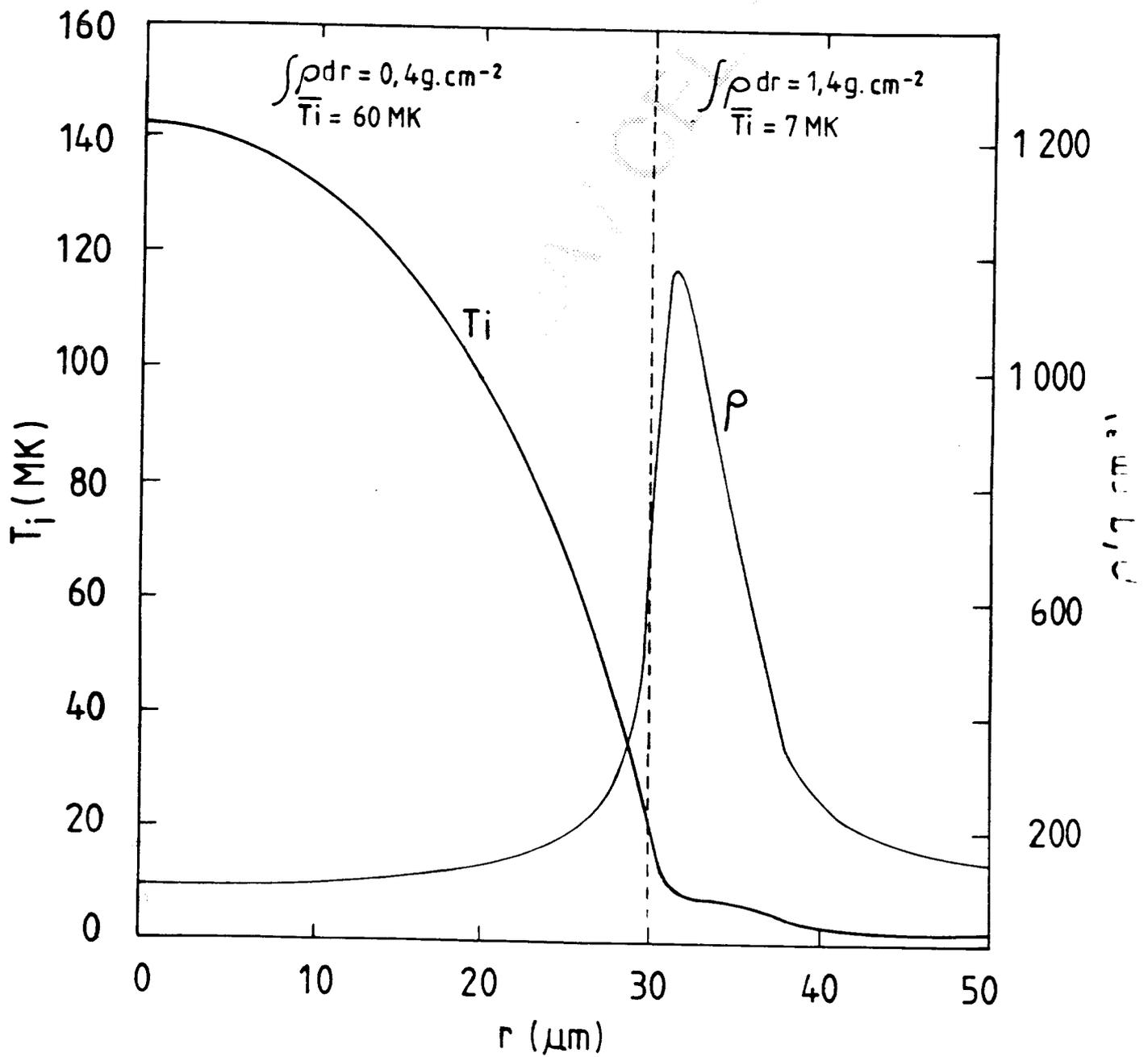


FIGURE 9

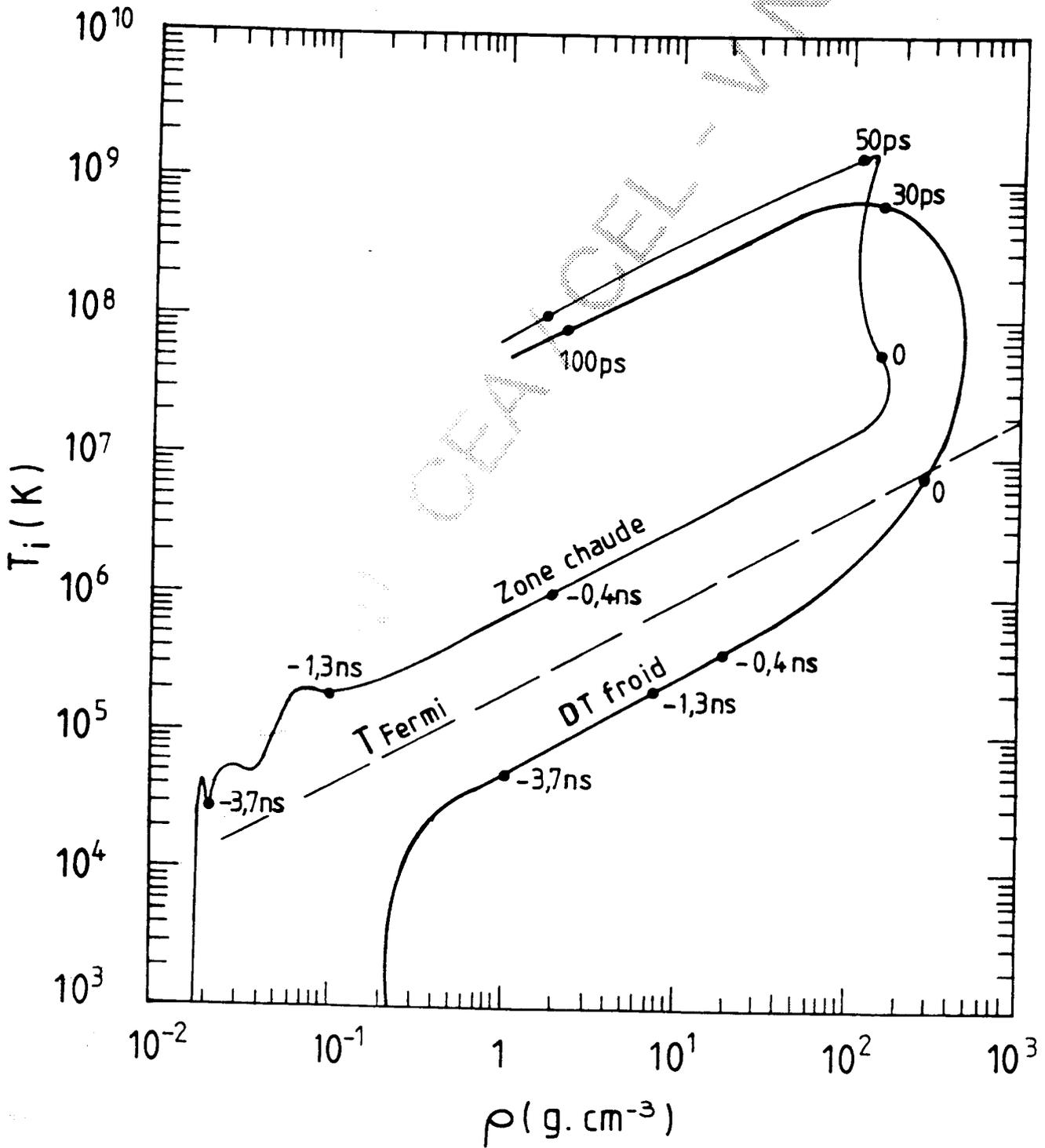
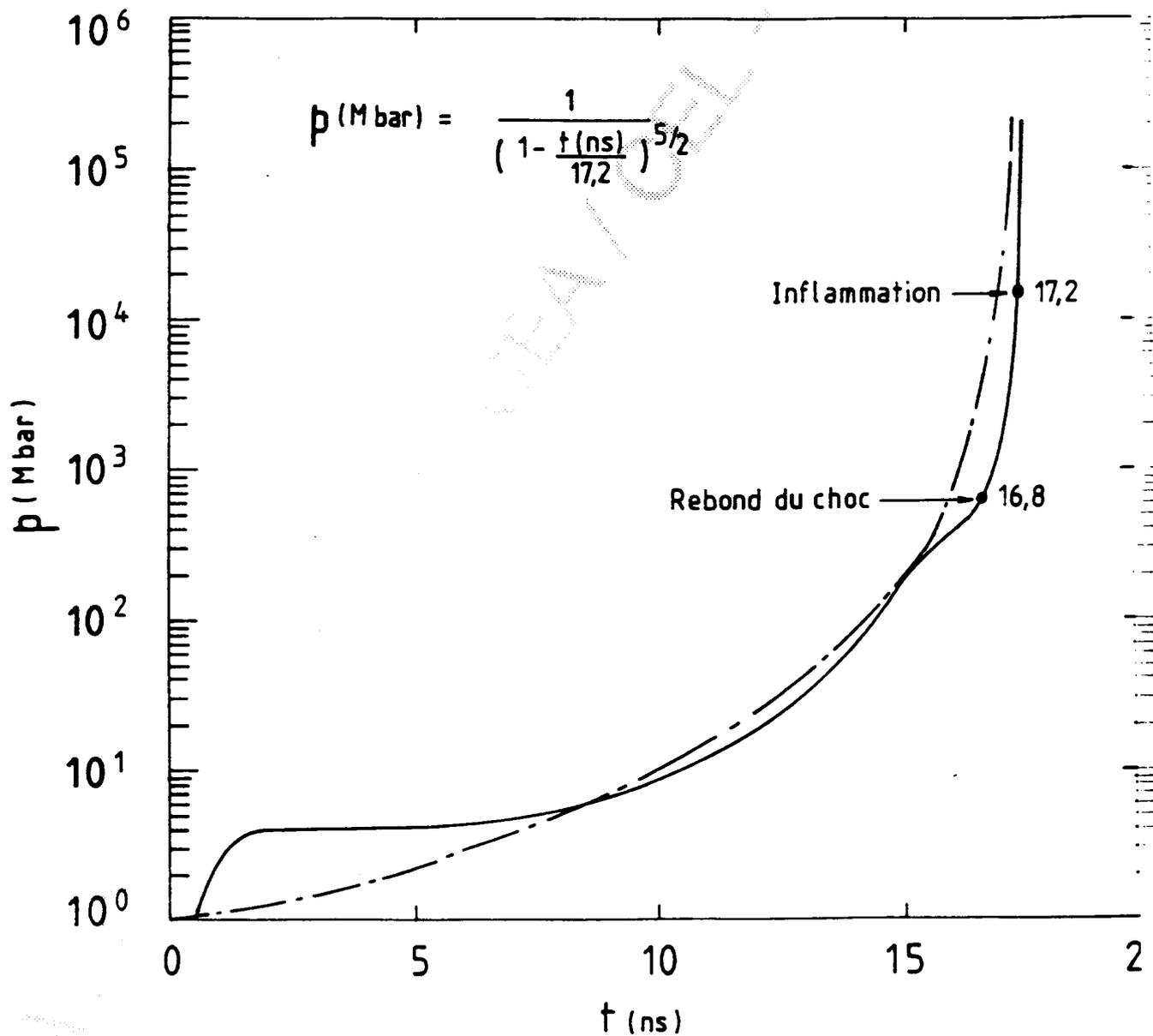
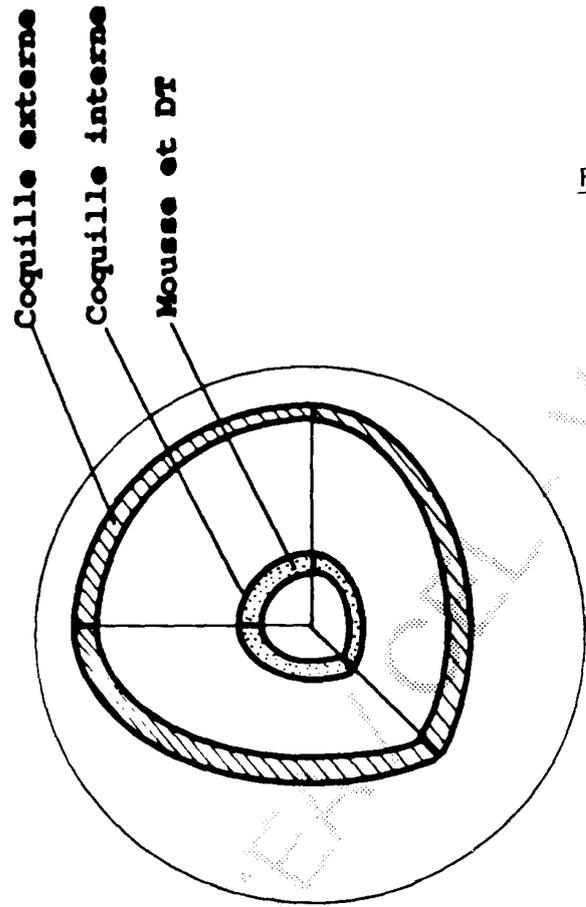
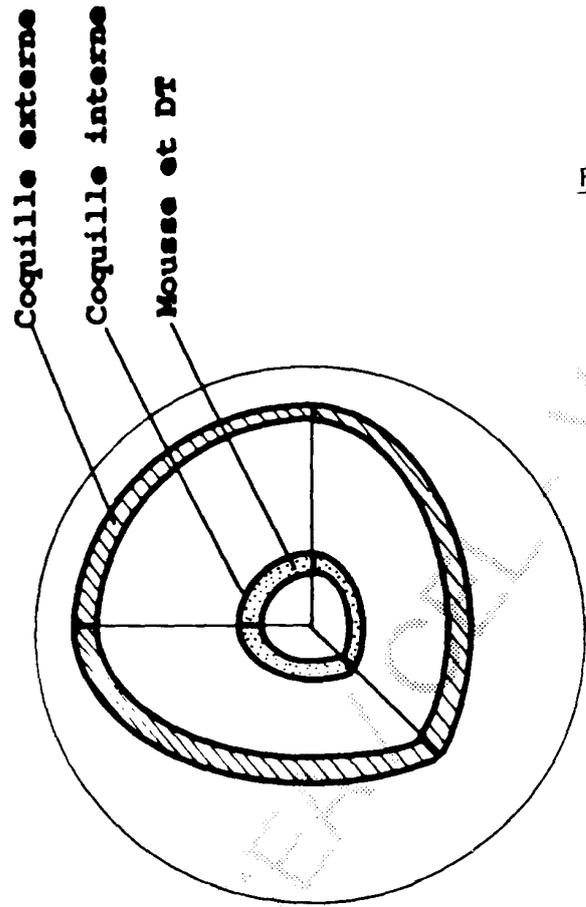


FIGURE 10





(a)



(b)

FIGURE 11

FIGURE 12

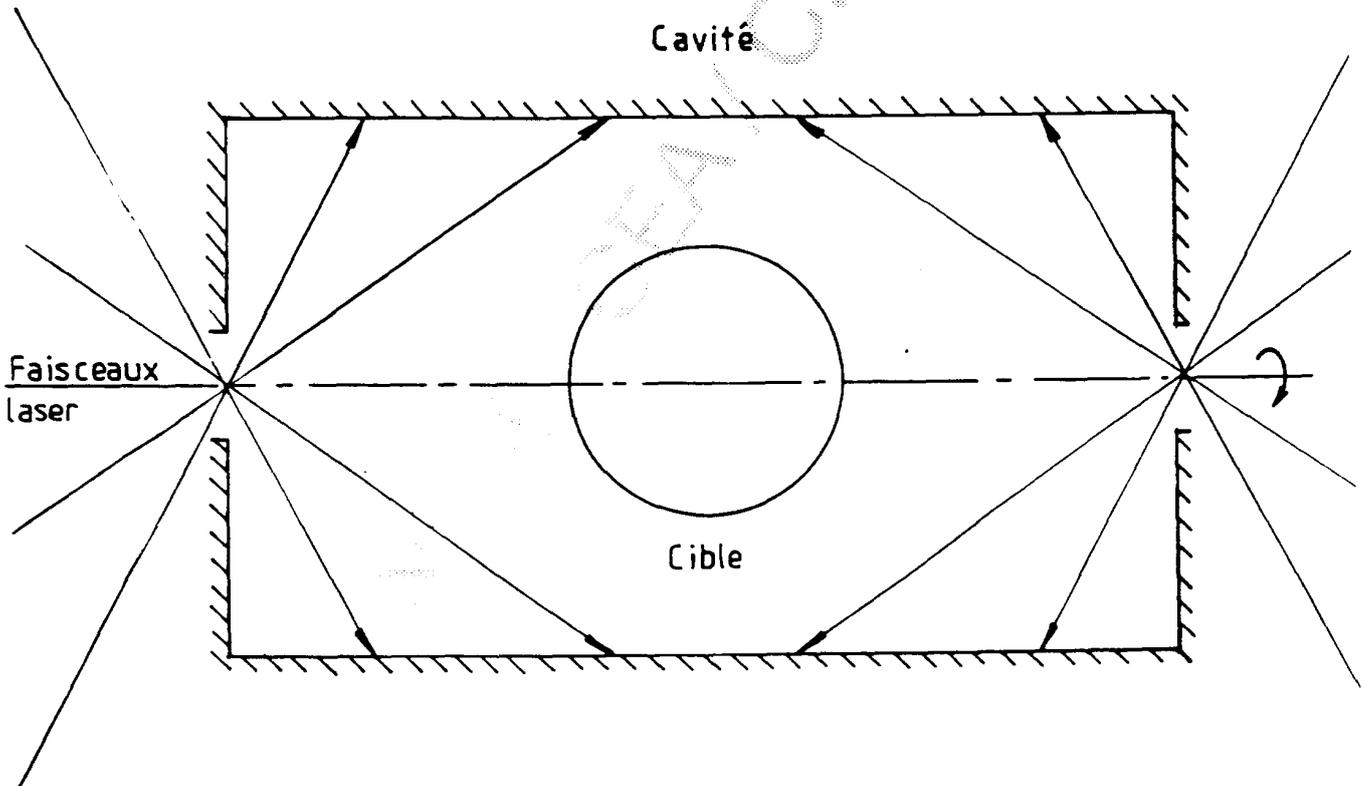


FIGURE 13

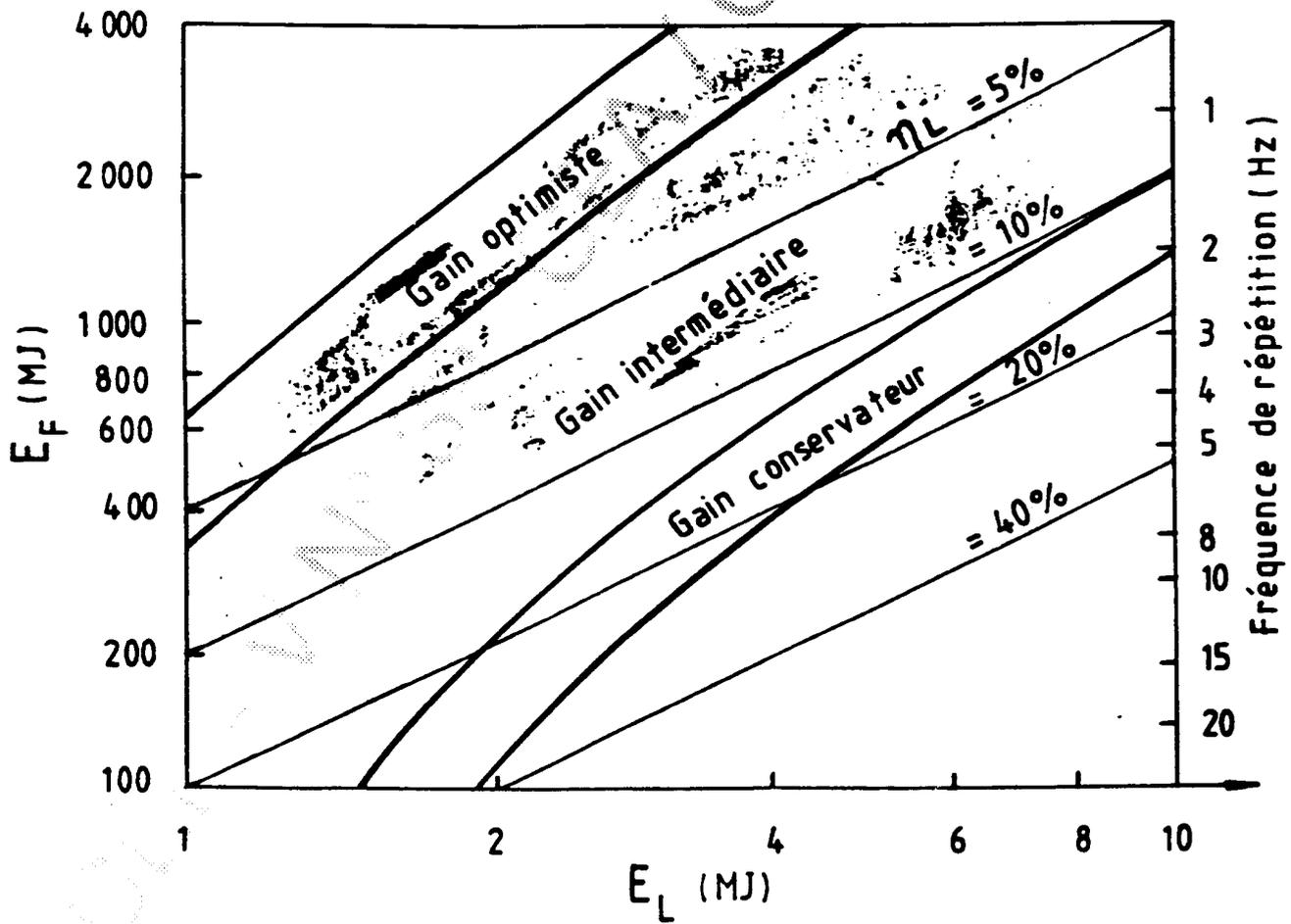
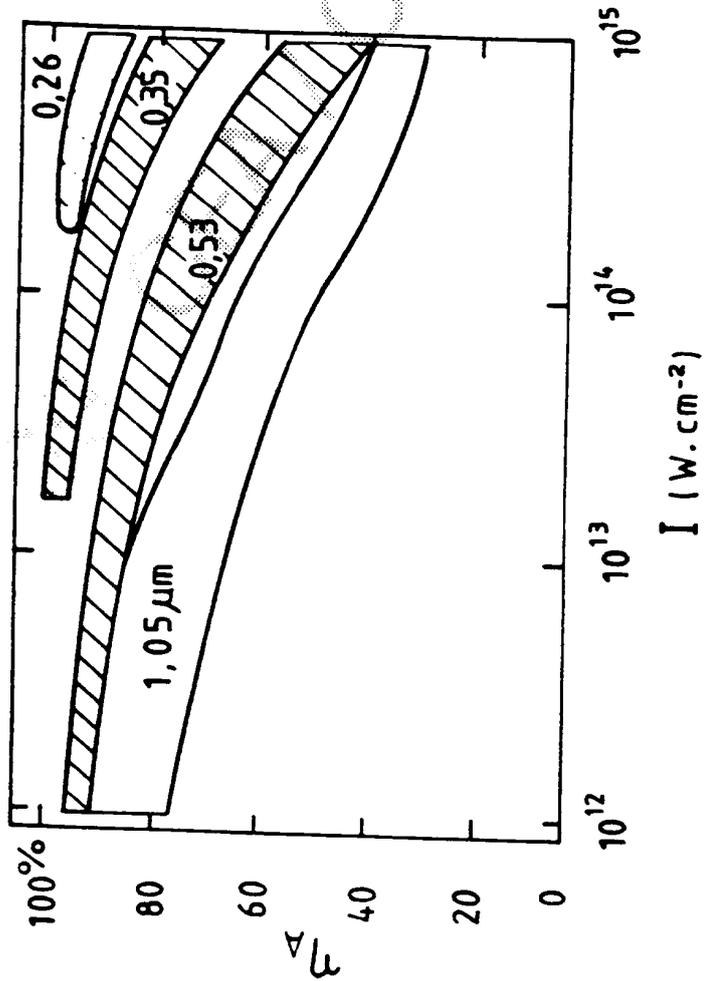


FIGURE 14



24.07.1971

CEL - V No 39

FIGURE 15

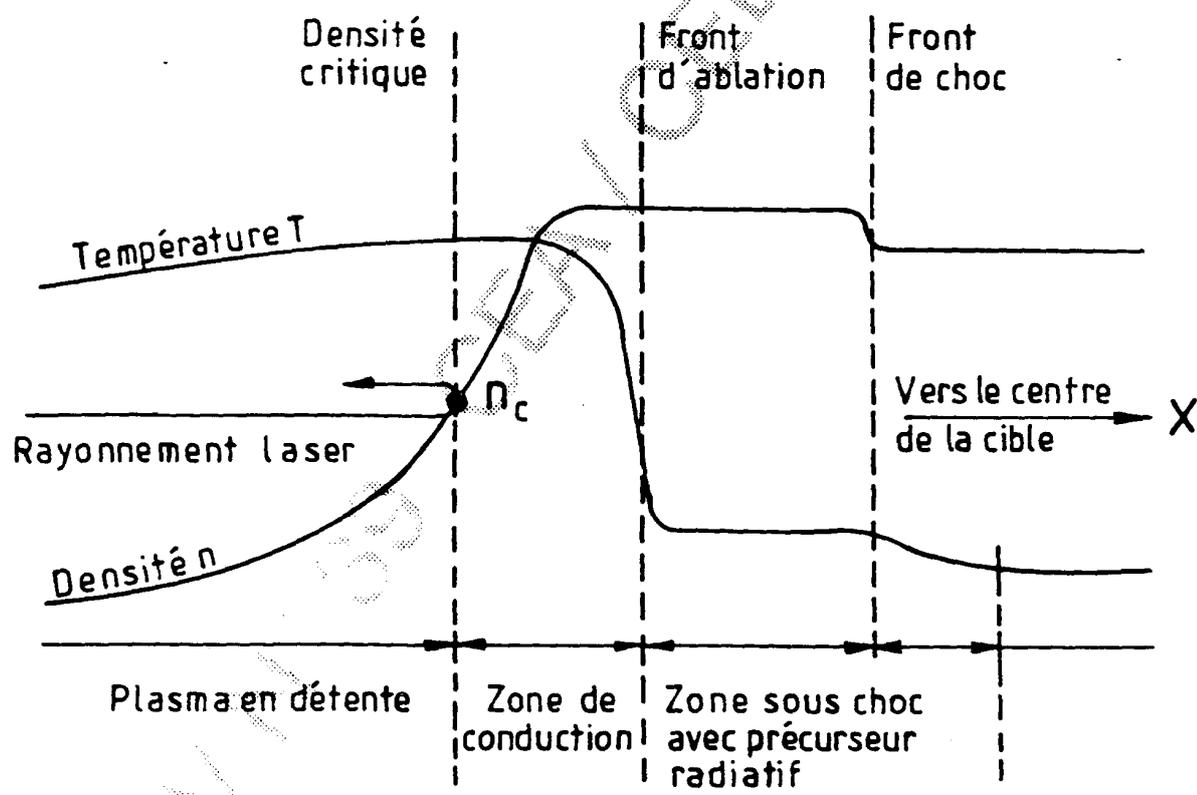


FIGURE 16

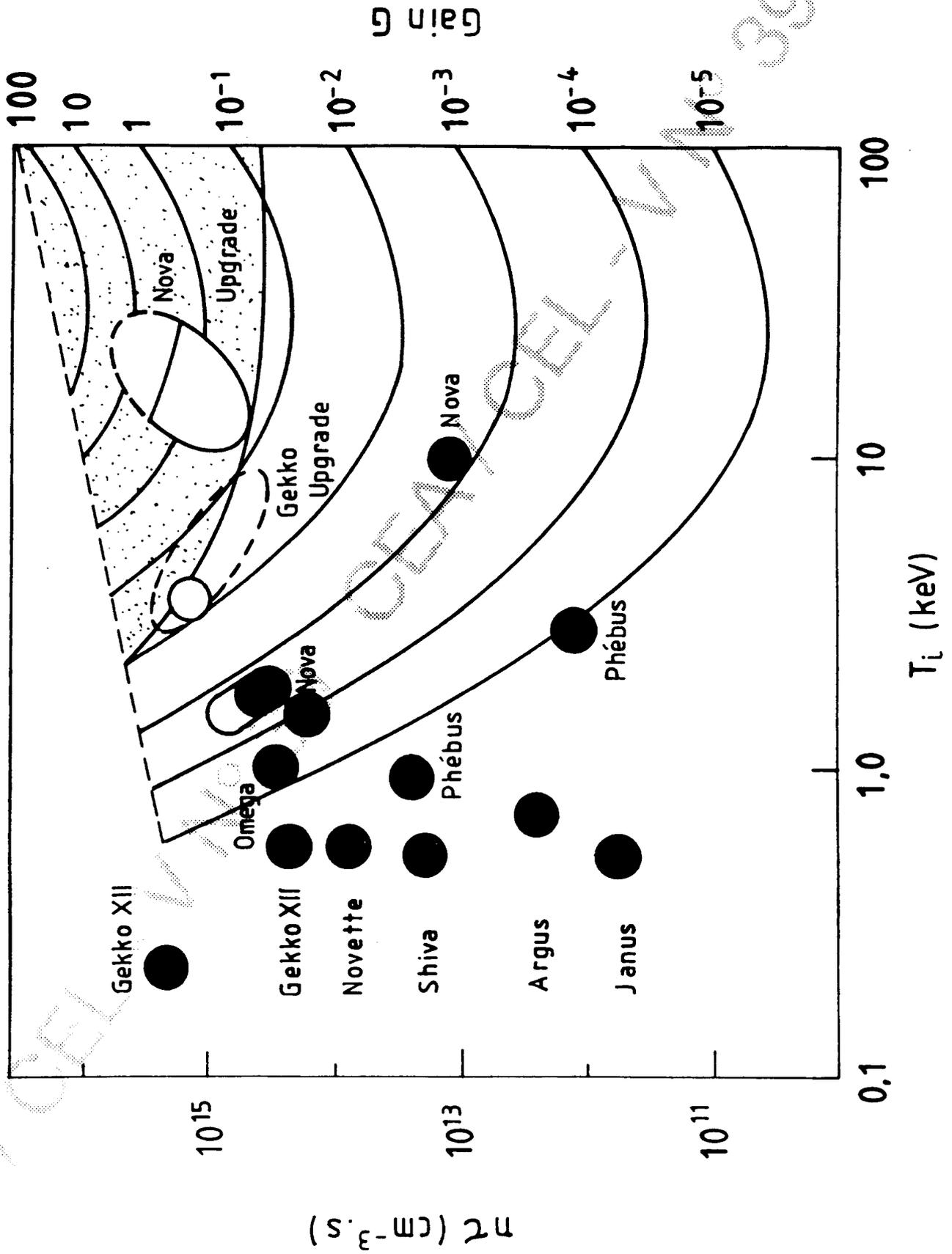


FIGURE 17

