



Annexes scientifiques et techniques du rapport :

Ka fusion nucléaire : de la recherche fondamentale à la production d'énergie ? »

Rapport sur la Science et la Technologie Nº 26

Animateur : Guy Laval Académie des sciences

Ces annexes sous forme électronique font partie intégrante de l'ouvrage « La fusion nucléaire : de la recherche fondamentale à la production d'énergie ? »

(EDP Sciences, 2007, ISBN 978-2-86883-862-9). Elles ne peuvent être vendues séparément.

Table des matières

Généralités sur la fusion nucléaire

Annexe 1 – Fusion par confinement magnétique

- 1. Principe Principe général
- 2. Les diverses configurations
- 3. La situation aujourd'hui

Annexe 2 – Fusion par confinement inertiel

- 1. Principe
- 2. Les diverses solutions et les projets
- 3. La situation aujourd'hui
- 4. Le LMJ

Annexe 3 – L'ouverture des grandes installations de la défense

- 1. Les motivations scientifiques de l'ouverture
- 2. Les motivations stratégiques de l'ILP
- 3. Le projet laser petawatt sur la LIL

Annexe 4 – Interaction recherche/industrie

- 1. Les retombées technologiques
- 2. Les aspects industriels
- 3. Les cibles pour un réacteur de fusion
- 4. Les considérations économiques
- 5. Les défis technologiques et industriels
- 6. Les conducteurs supraconducteurs de la fusion

Annexe 5 – Utilisation des neutrons de 14MeV

- 1. Généralités
- 2. Définition des objectifs
- 3. Solutions retenues pour les calculs
- 4. Vérification expérimentale des codes de calcul
- 5. Calculs et résultats
- 6. Autres choix possibles Conclusion

Liste des auteurs

Michel ANDRÉ	Ingénieur CEA à la retraite
Philippe BACLET	DRT/DTH - CEA Grenoble
Charles BAYER	Ingénieur DAM - CEA Île-de-France
Bogdan BIELAK	Responsable des activités " Fusion thermonucléaire " - Direction Recherche & Développement - AREVA NP
Michel DECROI SETTE	Ingénieur CEA à la retraite
Claude DEUTSCH	Directeur de recherche émérite - Laboratoire de physique des gaz et des plasmas - Orsay
Xavier GARBET	Département de recherche sur la fusion contrôlée - CEA Cadarache
Pascale HENNEQUIN	Laboratoire de physique et technologie des plasmas -
Jean JACQUINOT	Chef du département de recherche sur la fusion contrôlée - CEA Cadarache
Jean JOHNER	DRFC/SCCP - CEA Cadarache
Denis JURASZEK	Ingénieur - DAM - CEA Île-de-France
Arnold MIGUS	Directeur général de l'Institut d'optique
Jean-Marcel	RAX Laboratoire de physique et technologie des plasmas - École polytechnique

Généralités sur la fusion nucléaire

1. Besoins et offres énergétiques

Un part majeure de l'énergie consommée dans le monde est actuellement produite à partir de ressources fossiles. Les effets sur l'environnement, conjugués à l'épuisement des réserves, notamment pour le pétrole, pourraient dans un futur proche nous amener à changer radicalement nos méthodes de production d'énergie, si ce n'est notre style de vie. Les énergies non fossiles qui devraient prendre le relais à moyen/long terme sont en nombre assez limité : énergies renouvelables, fission, fusion.

Le développement de l'humanité s'accompagne d'une demande énergétique toujours croissante ; elle excède depuis longtemps la satisfaction des besoins énergétiques primaires c'est-àdire une consommation minimale d'environ 3 GJ/homme/an qui correspond à une ration journalière de 2400 kcal. L'utilisation du feu, de la traction animale, puis de sources de plus en plus sophistiquées depuis l'avènement de l'ère industrielle, ont permis de satisfaire ces besoins toujours croissants. La demande mondiale annuelle se situe actuellement autour de **10 GTep** (1 Tep est égale à 11500 kWh soit 42 GJ). En un siècle, la consommation est passée d'une moyenne de 20 GJ/homme/an en 1890 à 60 GJ/homme/an en 1990 avec de fortes disparités : 160 GJ/homme/an pour la France, 240 GJ/homme/an pour les États-Unis. La répartition de la consommation est très inhomogène : 25 % de la population (pays industrialisés) consomment 70 % de l'énergie. Le taux de croissance de la consommation énergétique des pays en développement est d'environ 5 % et de 1,5 % pour les pays occidentaux. D'ici un demi-siècle, on estime que la consommation globale va doubler ou quadrupler :

- une estimation basse : 8 milliards d'habitants sur Terre en 2050 et une consommation de 64 GJ/homme/an, conduisent à 16 GTep ;
- une estimation haute, pour un scénario de croissance économique et démographique forte : population mondiale de 10 milliards d'habitants et une consommation de l'ordre de 147 GJ/homme/an conduisent à 35 GTep.

Ainsi, quel que soit le scénario, la demande actuelle sera multipliée par un facteur trois ou quatre. Les réserves estimées des principaux combustibles fossiles, pétrole, gaz et charbon, largement exploitées actuellement, sont limitées. Les réserves prouvées actuelles sont de :

- 160 GTep pour le pétrole ;
- 145 GTep pour le gaz ;
- 530 GTep pour le charbon.

Les estimations des réserves ultimes du World Energy Council sont de 3400 GTep environ pour le charbon et environ 1000 GTep pour le pétrole et le gaz. Ces estimations sont approximatives, et font l'objet de nombreux débats d'experts compte tenu de la difficulté à évaluer le potentiel de découverte de nouveau gisements. L'impact de l'utilisation de ces combustibles fossiles sur l'environnement ne peut plus être négligé, l'émission de gaz à effet de serre conduit à des effets que l'on commence à observer et évaluer sur le climat ; en particulier la concentration de CO_2 à augmenté de 30 % depuis un siècle, et qui pourrait doubler d'ici la fin du siècle. Le troisième rapport du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (http: //www.ipcc.ch/International Panel for Climat Change) indique clairement que les activités humaines sont responsables d'un réchauffement climatique déjà amorcé, avec une prévision d'une élévation de température pour la fin du siècle dans une fourchette de 1,5 à 5 degrés. Là aussi, les projections sont délicates, mais les expertises s'accordent et convergent sur l'importance de l'effet. Le respect des accords de Kyoto engage les États vers la réduction de l'utilisation des combustibles fossiles, l'objectif visé étant la réduction des émissions de gaz à effet de serre d'un facteur 4 à l'horizon 2050.

Parmi les alternatives qui permettraient de faire face à la croissance de la demande énergétique les énergies renouvelables présentent un très fort attrait :

- l'hydroélectricité a une place à part, car elle est déjà largement exploitée dans de nombreux pays (7 % de la production mondiale), il reste peu de sites dans les pays occidentaux, et la moitié des sites sont équipés dans les pays d'Asie ;
- l'éolien, environ 25 GW installé dans le monde en 2001, progresse en Europe de plus de 30 % par an ;
- le solaire thermique dans l'habitat ainsi que, dans une moindre mesure, le photovoltaïque ; la France vise 10 % de sa production énergétique à partir de ces différentes sources à l'horizon 2015. Cependant, ces sources dépendent fortement des conditions locales et leurs faibles densités d'énergie ainsi que leur production intermittente conduisent au problème incontournable et ouvert du stockage et du transport de l'énergie.Les solutions à ce problème sont pour l'instant bien en deçà des besoins d'une société industrielle moderne.

2. Fusion thermonucléaire : principe et conditions physiques

Les réactions chimiques élémentaires libèrent des énergies de l'ordre de l'eV (1 eV est égal à 1,6 10⁻¹⁹ J) par liaison, et les réactions nucléaires (fission ou fusion) de l'ordre du MeV par nucléon. Ainsi, pour une même masse de combustible, un système énergétique nucléaire libère environ un million de fois plus d'énergie qu'un système classique basée sur la combustion chimique d'une ressource fossile ; notons que la masse des déchets générés est réduite du même facteur. Le nucléaire a donc pris dans plusieurs pays, dont la France, une part importante dans la production énergétique. Au-delà de la très grande densité massique (volumique) d'énergie (de puissance), les centrales nucléaires classiques possèdent de nombreux avantages par rapport aux systèmes énergétiques classiques :

- pas de production de gaz à effet de serre ;
- indépendance énergétique accrue (la France est passée d'un taux d'indépendance de 24 % en 1973 à plus de 50 % en 2002);
- excellente maîtrise sur la plan technologique.

Cependant, le problème de la production de déchets radioactifs à très longue durée de vie (retraitement, stockage...) et les risques d'accident et de prolifération rendent cette filière mal acceptée par une frange de la population. Enfin, les réserves en uranium sont de l'ordre de **167 GTep**, donc une centaine d'année dans la filière classique. Le développement de filières à neutrons rapides (surgénérateurs) ou de générateurs dits de « 4^e génération » augmenterait ce potentiel de plusieurs ordres de grandeur, et permettrait de maîtriser la production des déchets.

La fusion d'éléments légers, tels que l'hydrogène et ses isotopes, en éléments plus lourds peut aussi être mise a profit pour développer des systèmes énergétiques nucléaires ; ce procédé est appelé énergie thermonucléaire car il nécessite de très hautes températures. La fusion thermonucléaire est la source d'énergie des étoiles et du soleil, qui fonctionnent comme des réacteurs thermonucléaires à confinement gravitationnel. Une réaction de fusion libère près de un million de fois plus d'énergie qu'une réaction chimique : un kilogramme de carburant pour la fusion produit la même énergie que 28 kilotonnes de charbon. Sur le moyen/long terme, la fusion apparaît comme une des voies à explorer avec les énergies renouvelables et les nouvel-les générations de centrales à fission.

Les réactions de fusion sont difficiles à réaliser, car, pour amener les noyaux chargés positivement aux distances où opèrent les forces nucléaires assurant la cohésion des nucléons, il faut vaincre la répulsion électrostatique, intense et à longue portée. L'agitation thermique d'un mélange combustible porté à de très hautes températures permet de disposer d'un milieu suffisamment riche en énergie cinétique pour vaincre cette répulsion électrique et réaliser ces réactions de fusion thermonucléaire. La réaction de fusion entre les deux noyaux chargés positivement a lieu lorsque l'interaction forte domine la répulsion coulombienne, soit à une distance d'approche R de quelques Fermi. La hauteur de la barrière coulombienne est donc de l'ordre de $e^2/4\pi\epsilon_0 R$, c'est-à-dire plusieurs centaines de keV. Aux températures thermonucléaires, dépassant donc cent millions de degrés Kelvin (1 eV égal 11 000 K), le mélange se trouve à l'état de plasma complètement ionisé. La section efficace de fusion, présenté sur la figure 1, est de l'ordre de la surface des noyaux soit 10^{-30} à 10^{-28} m². Les noyaux les plus légers concernés dans les procédée thermonucléaires sont l'hydrogène H et ses isotopes le deutérium D et le tritium T, l'hélium ³He et l'hélium ⁴He. En effet, les réactions de fusion envisageables sont assez nombreuses, mais seulement un petit nombre sont utilisables en pratique, la plus favorable étant la réaction D-T ; l'énergie est libérée sous forme d'énergie cinétique qui se répartit sur les deux produits : $^{2}D + ^{3}T \rightarrow ^{4}He (3,56 \text{ MeV}) + n (14,03 \text{ MeV}).$



Figure 1 – Sections efficaces des principales réactions de fusion.

Le tritium est un élément instable à courte durée de vie (12,6 ans), et n'existe pas dans la nature ; il est produit à un taux extrêmement faible par les rayons cosmiques, ou par capture neutronique dans les réacteurs à eau lourde, à un rythme de production trop faible pour être compatible avec les besoins d'un réacteur à fusion (50 kg/an). On envisage de le fabriquer sur

place à partir du lithium contenu dans couverture du réacteur à cette effet, en utilisant les neutrons produits par la réaction de fusion : $n + {}^{6}Li \rightarrow {}^{4}He + T + 4,7 MeV \& n + {}^{7}Li \rightarrow {}^{4}He + T + n - 2,5 MeV$. Pour s'affranchir du tritium (qui est radioactif, certes à courte durée de vie, mais très pénétrant physiquement et réactif chimiquement), d'autres réactions sont envisageables, mais nécessitent des températures plus élevées car les sections efficaces de réaction sont beaucoup plus faible (figure 1) : $D + D \rightarrow {}^{3}He (0,82 MeV) + n (2,45 MeV)$ et $D + D \rightarrow T (1,01 MeV) + p (3,02 MeV)$. La combustion thermonucléaire D-D nécessite des températures de l'ordre de 100 keV, ce qui n'est pas envisageable actuellement. C'est cette réaction D-D, proche de la réaction D-T, qui est utilisée dans les laboratoires (pas de tritium en routine) et produit quelques kW de puissance de fusion. Enfin, si l'on veut aussi s'affranchir du problème des neutrons, responsables de l'activation des structures, on peut envisager, à très long terme, $D + {}^{3}He \rightarrow {}^{4}He (3,71 MeV) + p (14,64 MeV) dont l'impact ra$ diologique serait quasi nul, mais le principal obstacle est la rareté de l'hélium 3, quasi inexistant sur Terre, abondant dans le sol de la Lune.

L'énergie libérée par les réactions de fusion D-T se retrouve sous forme d'énergie cinétique : un neutron emporte 80 % de l'énergie, qui sera, dans un réacteur, convertie en chaleur dans la couverture qui entoure l'enceinte et le plasma et, par la suite, en électricité par des technologies conventionnelles ; les 20 % restant sont cédés au plasma par les particules alpha confinées et finalement thermalisées dans le plasma. Si le taux de réaction est suffisant, cet apport compense les multiples processus de refroidissement du plasma, la réaction peut s'auto-entretenir : cette condition est appelée ignition. La faible valeur de section efficace fait qu'il n'est pas envisageable de produire de l'énergie de fusion à partir d'un faisceau de deutérium ; par exemple, en bombardant une cible de tritium neutre, en effet, les réactions au niveau atomique (ionisation et excitation de la cible) puis la diffusion coulombienne (déflection et ralentissement du projectile) sont largement plus probable que la réaction de fusion, compte tenu des section efficaces de l'ordre de 10^{-20} à 10^{-25} m². Le gain en énergie associé aux quelques fusions ainsi réalisées serait donc négligeable devant les pertes car toute l'énergie du faisceau serait ainsi perdue dans l'ionisation et le chauffage de la cible. La cible doit donc être déjà ionisée et chaude : à l'état de plasma et pour que le nombre de noyaux susceptibles de fusionner par effet tunnel soit suffisamment important, leur agitation thermique doit correspondre à une température de l'ordre d'une dizaine de keV pour une plasma D-T, soit environ 100 millions de degrés. Le bilan énergétique gain-pertes d'un plasma thermonucléaires permet d'établir le critère de Lawson dont l'énoncé le plus simple revient alors à exiger que le produit de la densité du plasma par le temps de confinement de l'énergie et la température du plasma soit supérieur à 10²⁰ m⁻³·keV·s. Deux régimes de combustion peuvent être envisagés pour satisfaire ce critère de Lawson. Ces deux régimes se distinguent notamment par la facon de confiner le plasma :

- le premier régime est quasi stationnaire et utilise des densités faibles, de l'ordre de 10²⁰ m⁻³, donc des temps de confinement longs, le plasma peu dense est contenu par une structure magnétique fermée et de grand volume, qui piège les particules chargées, c'est la fusion par confinement magnétique ;
- le second régime est discontinu et explosif : la fusion est réalisée dans un petit volume de plasma, lancé en compression (densités supérieures à 10³¹ m⁻³) extrêmement rapide avant la détente du mélange qui engendre un vif refroidissement et l'arrêt des réactions, c'est la fusion par confinement inertiel.

3. Fusion thermonucléaire : avantages, ressources et sûreté

Les combustibles de la filière thermonucléaire D-T sont donc l'hydrogène lourd et le lithium, ces éléments se trouvent en abondance dans l'eau de mer ; cette abondance permet d'envisager des réserves disponibles sur des échelles de temps de l'ordre de milliers d'années, qui plus est répartis sur l'ensemble du globe. Le deutérium est très abondant (33 mg par litre d'eau) et peu coûteux à isoler. Le lithium, le plus léger des métaux, existe en grande quantité dans l'écorce terrestre. Ces deux isotopes sont d'abondance inégale : ⁷Li (93 %) et ⁶Li (7 %). Pour produire 80 GJ d'énergie de fusion avec un rendement de 30 %, il faut 1.1 mg de lithium et 0.32 mg de deutérium. Ainsi, on estime qu'un kg de lithium (et le deutérium nécessaire) permet de produire 4×10^{13} J ; pour une satisfaire une demande équivalente à celle de la France (8 exajoules/an), 200 tonnes/an seraient nécessaires. Les réserves estimées à partir des mines de lithium, sur la base d'une consommation actuelle d'énergie, seraient de l'ordre de 1 500 ans. Ce temps serait très largement augmenté si l'on prend en compte le lithium contenu dans l'eau de mer (0.17mg par litre d'eau).

La fusion présente des avantages de sûreté intrinsèques :

- il n'y a pas de risques d'emballement ;
- pas de criticité ;
- peu de combustible en jeu ;
- tout dysfonctionnement arrête rapidement le processus ;
- pas de risque de prolifération (pas de produits de réactions fissiles permettant la fabrication d'armes). Cependant le tritium nécessite un contrôle et un inventaire rigoureux à un niveau de quelques kg de tritium par réacteur, mais il serait produit sur place dans le réacteur, donc,
- aucun risques liés au transport.

Son principal inconvénient est sa grande mobilité, d'où la nécessité de traitement spécial pour éviter sa diffusion dans les matériaux, et la possibilité de contamination rapide par remplacement de l'hydrogène dans les matières organiques en cas de fuite, il est cependant peu radiotoxique et vite éliminé. Un réacteur à fusion de produit pas d'émissions de gaz : pas d'émission de CO_2 pas de rejet de SO_2 (responsable des pluies acides) et de NO. La fusion présente cependant des inconvénients : c'est une réaction difficile à allumer et une combustion difficile à entretenir, nécessitant de très hautes températures et un vide poussé, donc une technologie complexe et coûteuse en investissement. Le milieu réactif est également très complexe et les phénomènes physiques à comprendre et maîtriser dans le plasma sont nombreux. La phase de recherche et de développement sera très probablement encore longue (30/40 ans) même si les progrès accomplis ont été considérables.

4. Le milieu thermonucléaire : les plasmas

Quelle que soit l'approche, magnétique ou inertielle, l'extraction d'énergie d'un mélange réactif D-T nécessite l'utilisation de la phase plasma à très haute température. La matière constituant notre environnement proche se présente essentiellement sous forme solide, liquide ou gazeuse. Au-delà de ces trois états, à haute et à basse températures, deux nouveaux types d'états, les « gaz quantiques » et les « gaz ionisés », se distinguent par l'apparition d'une grande diversité de phénomènes physiques nouveaux :

- à très basse température, les états supraconducteur et superfluide, ainsi que les condensats de Bose-Einstein présentent une richesse de comportements associée aux corrélations et aux phénomènes d'échange et de cohérence quantiques ;
- à très haute température, la dissociation puis l'ionisation conduisent à la création de populations d'ions et d'électrons libres et ces charges libres induisent un comportement collectif, non linéaire, chaotique et turbulent.

On appelle « plasma » ou « gaz ionisé » cet état exotique de la matière contenant une fraction significative de charges libres. L'ensemble des concepts, méthodes et résultats propres à l'étude de cet état de la matière constitue la physique des plasmas. La physique des plasmas intègre les connaissances de nombreux autres domaines de la physique, tels que la physique statistique, la dynamique hamiltonienne, l'électrodynamique relativiste, les physiques atomique, moléculaire et nucléaire. Réciproquement, de nombreux concepts et méthodes, issus de recherches fondamentales en physique des plasmas, ont été intégrés par d'autres disciplines, plus particulièrement en physique non linéaire, chaos, turbulence, interaction champsparticules et théories des instabilités.

Que ce soit pour la production d'énergie dans les systèmes thermonucléaires Tokamaks, ou pour la propulsion des systèmes spatiaux avancés, le potentiel des technologies plasmas permet d'envisager des modes de fonctionnement et des performances inaccessibles aux technologies actuelles ; afin d'identifier la spécificité de ces technologies, considérons l'ensemble des milieux portés à haute température, ou à haute énergie, et représentons en abscisse l'énergie par nucléon E et en ordonnée le nombre de particules ainsi chauffées ou accélérées par unité de volume N (figure 2).



Figure 2 – Performances des systèmes énergétiques classiques et plasmas.

À haute énergie et basse densité, les technologies classiques des accélérateurs permettent d'accélérer des faisceaux peu dense (A). À basse énergie et haute densité les technologies classiques des moteurs de fusées et des turbines permettent de chauffer et d'accélérer des flux de matière importants mais à des niveaux énergétiques modestes (M). Entre ces deux extrêmes, les technologies plasma (P) permettent de transférer une quantité significative d'énergie vers une quantité significative de matière. Les plasmas offrent ainsi la possibilité de développer de nouvelles technologies innovantes, basées sur des principes physiques originaux, dont les performances sont supérieures aux moteurs, réacteurs et accélérateurs classiques. La zone W du diagramme est non physique et inaccessible, en effet, un transfert important d'énergie vers une quantité importante de matière requiert, en régime stationnaire, des puissances impossibles à générer sur Terre.

5. Les plasmas dans l'univers et l'industrie

Les océans, les continents et l'atmosphère, ne sont pas des plasmas ; ils se présentent sous formes fluides et solides neutres. La croûte, le manteau et le noyau terrestre sont constitués principalement de fer, d'oxygène, de silicium et de magnésium sous forme solide et liquide. L'atmosphère terrestre est composée essentiellement d'azote et d'oxygène, sous forme gazeuse neutre et, en quantités minimes, de gaz rares. Enfin, pour ce qui concerne les océans, ils sont formés d'eau, contenant, en proportions minimes, des sels minéraux, principalement des halogénures alcalins et alcalinoterreux. Cette analyse rapide de notre environnement proche pourrait laisser croire que la phase plasma est totalement absente à l'état naturel. Au contraire, les plasmas constituent l'essentiel de l'environnement terrestre au-delà de la haute atmosphère. En effet, à l'échelle cosmique, plus de 99,9 % de la matière visible se présente sous forme ionisée, en phase plasma. La physique de l'environnement terrestre proche relève de la mécanique et de la thermique des fluides classiques. En revanche, à partir d'une altitude de l'ordre d'une centaine de kilomètres, le rayonnement ultraviolet du soleil entretient une structure ionisée dont l'étude relève de la physique des plasmas : l'ionosphère. À une telle altitude, la densité de particules chargées atteint des valeurs supérieures à plusieurs dizaines de milliers d'électrons et d'ions par centimètre. Au-delà de l'ionosphère, c'est-à-dire à partir d'une altitude de l'ordre du millier de kilomètres, s'étend la magnétosphère : un plasma magnétisé structuré par le champ magnétique dipolaire terrestre et alimenté en espèces chargées par le vent solaire. Au-delà de la magnétosphère s'étend l'espace interplanétaire, rempli aussi par un plasma : le vent solaire, issu des couches externes du Soleil ; le Soleil est aussi une sphère de gaz ionisée structurée en différentes couches. Au-delà du système solaire, les étoiles, quels que soient leurs types, sont essentiellement des sphères de plasma et les espaces interstellaire et intergalactique sont aussi emplis de particules chargées en interactions électromagnétiques (figure 3).



Figure 3 – Densités et températures des principaux plasmas.

En conclusion, bien que notre environnement proche soit formé de matière neutre sous forme liquide, solide et gazeuse, à grande échelle, les plasmas constituent l'essentiel de l'environnement terrestre et la physique des plasmas s'impose comme l'outil de référence pour étudier cet environnement au-delà des couches basses de l'atmosphère. En particulier, les structures et les processus tels que : les aurores boréales, le vent solaire, les queues de comètes, les bras galactiques, les magnétosphères, la couronne solaire, les éruptions solaires, les atmosphères et intérieurs stellaires, l'émission électromagnétique des nébuleuses gazeuses et des pulsars, etc., relèvent de la physique des plasmas.

Au-delà de son intérêt en tant qu'outil de référence pertinent pour l'étude des problèmes d'astrophysique et de physique spatiale, la physique des plasmas se situe aussi en amont d'un vaste champ d'applications technologiques. Par exemple, dans les domaines des hautes technologies que sont la microélectronique et l'exploration spatiale : plus de la moitié des opérations de fabrication des processeurs et mémoires sont actuellement effectuées dans des réacteurs plasmas, et les propulseurs plasmas sont considérés comme l'option la plus pertinente pour une mission habitée vers Mars.

Au cours de ces dernières années la pénétration des procédés plasmas dans les processus industriels a augmenté de façon extrêmement rapide. Bien qu'elles ne soient pas encore identifiées en tant que secteur industriel spécifique, les technologies des plasmas sont devenues indispensables aussi bien dans des domaines innovants comme les nouveaux matériaux, les nanotechnologies et la propulsion spatiale, que dans des domaines plus classiques tels que la sidérurgie, l'éclairage ou la chimie. Ainsi, bien que la physique des plasmas soit un outil essentiel pour étudier les structures et les processus astrophysiques, son domaine d'application ne se restreint pas à la seule physique fondamentale. Depuis plusieurs dizaines d'années la technologie des plasmas est devenue indispensable dans de nombreuses industries et la physique des plasmas constitue une branche extrêmement active et innovante de la physique appliquée.

Les activités industrielles peuvent être classifiées suivant différents schémas. Du point de vue de la physique appliquée, il est intéressant de considérer trois grands types d'activités et de distinguer respectivement :

- le traitement de l'information ;
- le traitement de l'énergie ;
- le traitement des matériaux.

Les technologies des plasmas sont au cœur des techniques de pointe mises en œuvre dans ces trois secteurs ; quelques exemples permettent d'y mesurer l'impact et le potentiel des procédés plasmas. Les technologies modernes de traitement de l'information utilisent des composants électroniques miniaturisés tels que les microprocesseurs et les mémoires. Ces composants ne peuvent être fabriqués que dans des réacteurs à plasma car la gravure de millions de motifs, possédant des détails de dimensions inférieures au millième de millimètre, est impossible avec les procédées mécaniques ou chimiques usuels, mais devient possible avec les flux d'ions énergétiques issus de la zone périphérique des décharges électriques radiofréquence. Les réacteurs plasmas radiofréquence, conçus pour maîtriser et optimiser ces flux d'ions, permettent ainsi les opérations de gravure et de dépôt sur les substrats de silicium et sont les outils essentiels des chaînes de fabrication des industries microélectroniques.

La production d'oxyde d'azote, d'acétylène et de carbure de calcium, par synthèse en phase plasma, dès le début du XX^e siècle, marquent le début des premières applications industrielles des plasmas dans le domaine de la synthèse et du traitement des matériaux. Les propriétés de hautes températures des plasmas d'arc de puissance sont utilisées en sidérurgie pour améliorer ou remplacer les procédés conventionnels des hauts-fourneaux. Ces mêmes décharges plasma en régime d'arc, mais à plus faible puissance, constituent les éléments actifs des systèmes de découpe et de soudure dans les ateliers de mécanique en amont des industries nucléaire, aéronautique et spatiale. Les plasmas permettent aussi la production de film de diamant ou de couches minces de silicium. Enfin la phase plasma offre une voie unique pour la synthèse de matériaux ultradurs n'existant pas à l'état naturel, tel que le nitrure de carbone.

Les réacteurs à plasma industriels sont des dispositifs permettant la production de plasma afin d'utiliser :

- la population électronique pour amorcer et entretenir une réactivité chimique en volume, généralement dans des conditions de non-équilibre thermodynamique ;
- le flux d'ions en périphérie du plasma, dans la zone dite « de gaines », afin de traiter des matériaux.

À basse pression, au voisinage de quelques millitorrs, les collisions sont insuffisantes pour expliquer l'absorption du champ électromagnétique par les électrons, un nouveau mécanisme de transfert d'énergie du champ vers la population électronique entre en jeu : le chauffage stochastique. Du point de vue du physicien, ce mécanisme est essentiellement un régime de couplage champ-particule en régime chaotique ; on voit donc que les réacteurs plasma radio-fréquence, comme beaucoup de systèmes de haute technologie, sont le lieu privilégié de rencontre entre la physique appliquée et la physique fondamentale. Le chauffage stochastique, les instabilités, les transitions entre régimes dans les réacteurs RF sont autant de sujets de recherches qui nécessitent la mise en œuvre de l'ensemble des méthodes et outils théoriques et expérimentaux de la physique des plasmas. Ces problèmes de chauffage et de confinement se retrouve aussi au cœur des préoccupations des physiciens des plasmas thermonucléaires.

6. Réacteurs thermonucléaires et Tokamaks

Les Tokamaks sont des configurations magnétiques utilisées pour confiner et chauffer des plasmas en régime thermonucléaire ; en effet, la température d'amorçage et d'entretien d'une combustion thermonucléaire étant de l'ordre d'une centaine de millions de Kelvin, il n'existe aucun matériau pouvant supporter de telles températures. Il est donc nécessaire d'utiliser le principe du confinement magnétique qui sera étudié. Le mouvement d'une particule chargée interagissant avec un champ magnétique statique est la combinaison d'une rotation autour des lignes de champ et d'une translation le long des lignes de champ ; ce comportement des systèmes de charges est à la base du principe du confinement magnétique : si les lignes de champ sont fermées ou restent dans un volume fini, comme c'est le cas dans la configuration Tokamak, alors les particules restent confinées dans ce volume fini.



Figure 4 – Configuration d'un Tokamak.

La réalité est plus complexe pour les configurations de type Tokamak, car, en repliant des lignes de champs magnétique, se créent nécessairement des inhomogénéités qui engendrent des dérives perpendiculaires aux lignes de champ ; il faut donc compenser ces dérives afin d'assurer un confinement orbital. Pour cela, un champ, dit « poloïdal », généré par un courant (I) traversant l'anneau de plasma (quelques millions d'Ampères dans un réacteur) est superposé au champ toroïdal (B) créé par le système de bobines distribuées autour du tore de plasma. Le résultat est donc une structure de champs complexes où les lignes de champ sont des hélices s'appuyant sur des tores emboîtés. La configuration Tokamak, illustrée par la figure 4, offre ainsi un exemple de champs complexes où les différentes dérives sont compensées et le confinement orbital assuré.

Afin d'assurer la stabilité du tore de plasma des bobinages verticaux sont aussi nécessaires. Le confinement orbital est une condition nécessaire, mais ne constitue pas une condition suffisante pour assurer un bon confinement global du plasma. En effet, le plasma génère des champs électriques et magnétiques qui ont tendance à détruire le confinement. Ainsi, le tore de plasma d'une configuration Tokamak doit être contrôlé en permanence, car il est l'objet de nombreuses instabilités et d'une intense activité turbulente résultant de couplages non linéaires entre les champs et les particules. Les performances des grands Tokamaks les placent loin devant tous les autres types de machines et de procédés qui ont été proposés jusqu'à présent pour amorcer et entretenir une combustion thermonucléaire. Ce succès fait des Tokamaks un sujet de recherche particulièrement actif et de grands Tokamaks, dédiés aux études de physique des plasmas thermonucléaires, ont été construits depuis plus de vingt ans : Tore Supra en France (TS, CEA Cadarache), Jet en Angleterre (Euratom), TFTR puis MSTX aux États-Unis (DoE Princeton) et JT60 aux Japon. Enfin, le projet mondial Iter doit permettre l'accès à la combustion thermonucléaire dans les prochaines décennies. En effet, les performances obtenues ces dernières années en termes de confinement, chauffage et contrôle des plasmas thermonucléaires dans ces grands Tokamaks traduisent des avancées remarquables et l'extrapolation des lois d'échelles, issues des bases de données accumulées ces vingt dernières années, permet d'envisager avec confiance l'accès à l'ignition et l'entretien de la combustion thermonucléaire dans le réacteur Iter. Cependant, le programme Tokamak se heurte actuellement à quatre grands problèmes qui constituent de solides verrous physiques et technologiques.

Ces quatre questions-clés, scientifiques et techniques sont :

- la compréhension et le contrôle de l'interaction plasma-paroi ;
- la compréhension et le contrôle de la turbulence ;
- la génération et le contrôle du courant en régime continu ;
- la maîtrise de la dynamique des populations suprathermiques en régime thermonucléaire conditionne la mise au point d'un réacteur techniquement fiable et économiquement viable.

En effet, dans un réacteur Tokamak en régime de combustion continue :

- l'injection/extraction de puissance à la périphérie du plasma doit s'effectuer en respectant de sévères contraintes technologiques de tenue des matériaux aux flux intenses de rayonnements et particules ;
- la turbulence et le transport doivent être diagnostiqués et contrôlés en temps réel et maintenus à un niveau compatible avec l'entretien de la combustion thermonucléaire ;

- quelques dizaines de millions d'ampères doivent être entretenus en régime continu afin d'assurer le confinement orbital et l'accès à des profils de courants optimaux ;
- la population de particules alpha d'origine thermonucléaire et les ions suprathermiques doivent être confinés, diagnostiqués et contrôlés afin d'**assurer une co**mbustion et un pilotage efficace.

La conception d'un réacteur thermonucléaire, techniquement fiable et économiquement viable, passe donc par l'étude approfondie des processus d'interaction plasma-paroi et des mécanismes de turbulence, ainsi que par l'identification de nouveaux procédés de diagnostic et de contrôle de la turbulence, du courant et des populations suprathermiques à l'origine de la réactivité thermonucléaire, c'est l'achèvement de ce vaste programme de physique, fondamentale et appliquée, qui constitue l'objectif des différentes grandes machines et du projet Iter.

Annexe 1

Fusion par confinement magnétique

Xavier Garbet, Jean Jacquinot et Jean Johner

1. Principe général

Résumé

- La condition de réalisation d'un plasma thermonucléaire avec un facteur d'amplification de la puissance Q donné peut être ramenée à une relation entre la densité, la température et le temps de vie de l'énergie ou de façon approchée par une condition sur le triple produit $n\tau_E T$. C'est le critère de Lawson.
- L'évolution historique des performances des plasmas magnétisés les amène aujourd'hui à des paramètres correspondant à Q = 1, représentant depuis 1970 un doublement de la puissance fusion produite tous les onze mois.
- L'analyse du bilan de puissance d'une centrale à fusion incluant les rendements envisagés aujourd'hui pour le générateur d'électricité et l'injecteur de puissance montre que le facteur d'amplification du plasma d'un réacteur à fusion doit être de l'ordre de 30 à 40 si l'on souhaite recycler moins du cinquième de la puissance électrique brute produite.
- À partir de la loi d'échelle obtenue expérimentalement pour le temps de vie de l'énergie et des contraintes sur le domaine d'opération en courant et en densité, on peut établir que les principaux paramètres dimensionnant un plasma thermonucléaire sont le champ magnétique, la forme de la section poloïdale, le facteur de sécurité au bord, le facteur d'amplification et la puissance fusion.
- L'augmentation du champ magnétique réalisable par les bobines de champ toroïdal permet de diminuer notablement les dimensions d'une machine à fusion. Certains supraconducteurs à haute température critique découverts récemment pourraient permettre de réaliser des conducteurs à très fort champ.
- Les flux neutroniques à 14 MeV attendus sur la première paroi d'un réacteur commercial sont de l'ordre de 2 à 5 MW/m². La longévité des matériaux exposés à ces conditions dépend beaucoup de leur composition chimique. L'étude expérimentale et théorique de l'irradiation de maquettes de ces composants jusqu'à des fluences réalistes est donc un sujet de R&D essentiel.
- Le flux thermique sur les plaques du divertor d'un réacteur commercial de type Tokamak sera élevé. Une R&D dynamique dans ce domaine est donc également souhaitée.
- Les études de couvertures tritigènes sont actives en Europe. Le taux de régénération du tritium calculé pour les concepts actuels est supérieur à 1. La R&D prévue sur Iter devrait apporter des preuves dans ce domaine.

- La maintenance et le démantèlement des réacteurs à fusion seront nécessairement robotisés. Le système utilisé en routine sur le Jet et le design d'Iter a joué un rôle moteur dans ce domaine où la R&D doit être poursuivie.
- Après la démonstration dans Jet du *break-even* scientifique (Q = 1), la prochaine étape doit être une machine en combustion où la puissance apportée au plasma par les réactions de fusion doit être environ le double de la puissance apportée de l'extérieur (Q = 10). Le projet international Iter est dimensionné pour réaliser ces conditions. En parallèle, avec un vigoureux programme matériaux, il devrait permettre de dessiner un réacteur de démonstration Demo dont la construction serait lancée au mieux en 2030.

1.1. Condition de faisabilité physique de la fusion magnétique

Le but des recherches sur la fusion par confinement magnétique est de réaliser un plasma chaud stationnaire, confiné par une configuration magnétique fermée, avec des dimensions, un régime de fonctionnement, une température et une densité tels que la puissance P_{fus} fournie par les réactions de fusion soit très supérieure à la puissance P_{ext} qui doit être injectée dans le plasma de l'extérieur pour le maintenir dans son état. Le rapport $Q = P_{fus}/P_{ext}$ est appelé facteur d'amplification du plasma thermonucléaire.

Lorsque ce rapport est plus grand que un, le plasma se comporte comme un amplificateur de puissance dans un circuit constitué des moyens de chauffages, du plasma, de la couverture, des circuits d'eau et de vapeur, de la turbine et de l'alternateur. Lorsque le facteur d'amplification Q est suffisant, cet ensemble peut produire de l'énergie avec un rendement acceptable.

La principale difficulté dans les machines et les régimes de fonctionnement actuels, est que l'énergie produite par les réactions de fusion et transmise au plasma par le ralentissement des particules alpha, s'échappe du milieu trop rapidement. Cette perte de chaleur doit être équilibrée par une puissance P_{ext} élevée si l'on veut éviter que le plasma ne se refroidisse, si bien que le facteur Q garde des valeurs faibles (inférieures à un jusqu'à présent). La vitesse avec laquelle l'énergie est perdue est mesurée par le temps de vie de l'énergie τ_E qui est le rapport entre le contenu énergétique total du plasma W_{th} et la puissance perdue par les mécanismes de conduction-convection P_{net}

$$\tau_{\rm E} = \frac{W_{\rm th}}{P_{\rm net}} \tag{1.1}$$

En considérant l'équilibre thermique entre les sources et les pertes de puissance du plasma thermonucléaire, on peut établir la relation qui doit exister entre la densité n, la température T et le temps de vie de l'énergie τ_E pour que le plasma produise un facteur d'amplification Q donné. Cette relation peut être mise sous la forme d'une condition sur le produit $n\tau_E$:

$$n\tau_{\rm E} = f(Q, T) \tag{1.2}$$

Cette condition porte le nom de critère de Lawson. En prenant une dépendance parabolique en T pour le taux de réaction D-T entre 10 et 20 keV, le critère de Lawson s'écrit, pour un plasma D-T pur avec des températures électronique et ionique identiques et des profils de densité et de température plats, sous la forme suivante pour le triple produit $n\tau_E T^1$:

¹ Les unités utilisées dans ce chapitre sont les unités MKSA sauf pour la température qui est toujours exprimée en keV (1 eV \cong 11600 K).

$$n\tau_{\rm E}T \cong \frac{3 \times 10^{21}}{1 + 5/Q} \tag{1.3}$$

La densité que l'on peut atteindre dépend essentiellement du champ magnétique et des dimensions du plasma. Avec les champs magnétiques que l'on sait réaliser actuellement avec des bobinages supraconducteurs et des dimensions de plasmas de quelques mètres, la densité est limitée à environ 10^{20} m⁻³. On peut par ailleurs montrer que la température optimum de combustion d'un plasma D-T est de l'ordre de 10 keV. On voit donc que pour obtenir le cas idéal Q = ∞ où le plasma pourrait brûler avec un apport négligeable de puissance extérieure (état d'ignition thermonucléaire), il faut être capable de confiner suffisamment bien la chaleur pour réaliser un temps de vie de l'énergie de quelques secondes. Si l'on se contente d'un facteur d'amplification Q = 10, on ne gagne qu'environ 30 % sur le triple produit n τ_E T par rapport à sa valeur pour l'ignition.

1.2. Évolution historique des performances

On a représenté sur la figure 1.1 l'évolution des performances des Tokamaks dans le diagramme $n\tau_E T$ -T depuis les premières machines russes des années soixante jusqu'aux chocs les plus performants des plus grands Tokamaks actuels (Jet, JT-60U).



Figure 1.1 – Évolution des performances des Tokamaks dans le diagramme $n_{\tau_E}T$ -T.

La courbe bleue est donnée par l'équation (1.2) avec Q = 1, elle correspond à ce que l'on appelle le *break-even* scientifique : autant de puissance fusion produite que de puissance injectée. La courbe rouge est donnée par la même équation avec $Q = \infty$ (ignition). On constate que les meilleures performances dans les machines actuelles correspondent à $Q \sim 1$. On a également représenté la région de fonctionnement du projet Iter (Q = 10-20).

La progression des recherches sur la fusion peut aussi être quantifiée par l'évolution temporelle de la puissance fusion générée dans les machines successives. Cette évolution est représentée sur la figure 1.2. Elle correspond entre les années 1970 et le record de Jet à une progression exponentielle avec en moyenne un doublement de la puissance tous les onze mois, c'est-à-dire mieux que l'évolution de la puissance des processeurs donnée par la loi de Moore (doublement tous les dix-huit mois).



Figure 1.2 – Évolution temporelle de la puissance fusion dans les machines successives.

1.3. Facteur d'amplification requis pour le plasma d'un réacteur commercial

On a vu précédemment que le plasma était d'autant plus difficile à réaliser que le facteur d'amplification Q requis était plus élevé. Il est donc important de quantifier la valeur de Q nécessaire pour le plasma d'un réacteur commercial. Cette valeur est obtenue en faisant le bilan de puissance de la chaîne des composants d'une centrale nucléaire à fusion représentée sur la figure 1.3.



Figure 1.3 – Diagramme de puissance d'une centrale nucléaire à fusion.

La puissance P_{abs} couplée au plasma (représentant une fraction f_{abs} de la puissance P_{inj} injectée dans la chambre) est amplifiée par le plasma thermonucléaire pour donner une puissance $P_{fus} = QP_{abs}$. Cette puissance est générée en partie sous forme de neutrons (pour environ 80 %) qui sont ralentis dans la couverture où ils provoquent des réactions nucléaires avec le

lithium et le multiplicateur de neutrons. Ces réactions provoquent une multiplication de la puissance neutronique par un gain M_B . La puissance fusion générée sous forme de particules alpha (environ 20 %) ainsi que la puissance injectée P_{inj} finissent par sortir de la chambre sous forme thermique (essentiellement au niveau des plaques du divertor). Cette puissance thermique se retrouve (avec une efficacité f_r) à l'entrée du système de conversion de la chaleur en électricité. Ce système fournit (avec un rendement η_{th}) une puissance électrique brute P_{eg} dont une fraction f_{circ} est recirculée et le reste est envoyé sur le réseau. La puissance électrique recirculée P_{ecirc} sert à alimenter les systèmes auxiliaires (pompes, cryogénie) qui consomment une fraction f_{aux} de la puissance électrique brute. Le reste est envoyé dans le système d'injection (caractérisé par un rendement η_{inj}) qui sert essentiellement à maintenir l'intensité et le profil du courant plasma.

En écrivant la conservation de la puissance dans ce système, on trouve la valeur de Q nécessaire si l'on veut recirculer une fraction f_{circ} donnée de la puissance électrique brute sortant de la turbine. On obtient

$$Q = \frac{1}{f_{abs}(0.2f_{r} + 0.8M_{B})} \left[\frac{1}{\eta_{th}\eta_{inj}(f_{circ} - f_{aux})} - f_{r} \right]$$

On a représenté sur la figure 1.4 la valeur de Q en fonction de f_{circ} pour des valeurs typiques d'une centrale : $f_{abs} = 100\%$, $M_B = 1.25$, $f_r = 70\%$, $f_{aux} = 7\%$, $\eta_{inj} = 50\%$.



Figure 1.4 – Facteur d'amplification du plasma nécessaire dans une centrale où la fraction de puissance recirculée est f_{circ} .

On a choisi deux valeurs pour le rendement du système de génération d'électricité, dépendant de la nature du fluide caloporteur utilisé dans la couverture ; la première $\eta_{th} = 33$ % est caractéristique d'un refroidissement à l'eau pressurisée, la seconde $\eta_{th} = 45$ % correspond à ce que l'on envisage de mieux aujourd'hui pour un refroidissement à l'hélium sous pression.

Pour une fraction recirculée de 20 %, qui correspond à un facteur d'amplification réaliste du réacteur $P_{eg}/P_{ecirc} = 1/f_{circ} = 5$, on voit que le facteur d'amplification requis pour le plasma est de l'ordre de 40 pour le cycle à eau et de l'ordre de 30 pour le cycle à hélium.

Une autre valeur intéressante est la valeur de Q nécessaire à l'auto-entretien de la centrale, c'est-à-dire le cas d'une puissance électrique délivrée au réseau nulle (ou $f_{circ} = 100$ %). On trouve Q $\cong 5.1$ pour $\eta_{th} = 33$ % et Q $\cong 3.6$ pour $\eta_{th} = 45$ %.

Enfin, le paramètre caractérisant l'efficacité de la centrale est le rendement global η_{cent} défini comme le rapport entre la puissance électrique P_{en} délivrée au réseau à la puissance nucléaire totale générée dans la centrale (puissance fusion augmentée de la puissance fission)². Avec les paramètres ci-dessus et $f_{circ} = 20$ %, on trouve $\eta_{cent} \approx 26$ % pour $\eta_{th} = 33$ % et $\eta_{cent} \approx 35$ % pour $\eta_{th} = 45$ %.

1.3.1. Nécessité des aimants supraconducteurs

Les considérations ci-dessus montrent qu'on peut construire une centrale à fusion réaliste $(f_{circ} = 20 \%)$ avec un facteur d'amplification du plasma raisonnable (Q = 30-40) à condition que la fraction de puissance prélevée à la sortie de la turbine pour alimenter les auxiliaires soit faible (7 % dans notre application). Une telle valeur suppose que les champs magnétiques toroïdaux et poloïdaux sont générés par des bobinages supraconducteurs. La puissance nécessaire au maintien de ces champs se réduisant alors à l'alimentation de l'installation cryogénique.

1.3.2. Cas du réacteur en quasi-ignition (Stellarator ou Tokamak inductif pulsé)

On a vu ci-dessus que dans une centrale à fusion caractérisée par le rendement du générateur d'électricité et celui de l'injecteur, la donnée de la fraction recyclée f_{circ} (20 % dans notre exemple) impose la valeur du facteur d'amplification Q du plasma (Q = 30 à 40). Si inversement, on est capable de réaliser un plasma avec un facteur d'amplification très supérieur, la fraction recyclée est alors plus faible et le rendement de la centrale s'améliore. Ce serait en particulier le cas d'un réacteur Stellarator ou d'un réacteur Tokamak dans lequel le courant serait généré de façon inductive. Dans ces deux cas, on peut fonctionner en quasi-ignition (Q ~ ∞), on a alors $f_{circ} \cong f_{aux}$ (la fraction recyclée ne servant plus qu'à alimenter les auxiliaires) et le rendement de la centrale devient très proche du rendement du générateur d'électricité ($\eta_{cent} \cong 29$ % pour $\eta_{th}=33$ % et $\eta_{cent} \cong 40$ % pour $\eta_{th}=45$ %). Il faut cependant noter que dans le cas d'un Tokamak, le fonctionnement ne serait plus alors rigoureusement continu (nécessité de recharger le primaire du transformateur pendant un temps court).

1.4. Les facteurs dimensionnants, taille critique d'un Tokamak à Q donné

Pour se faire une idée précise des facteurs dimensionnant une machine de fusion, il est instructif de refaire de façon simplifiée l'exercice de dimensionnement de la prochaine étape Iter.

Il s'agissait de dessiner le Tokamak le moins cher possible capable de générer un plasma thermonucléaire produisant une puissance fusion $P_{fus} = 400$ MW pendant environ 500 s avec un facteur d'amplification Q = 10.

1.4.1. Loi d'échelle pour le temps de vie de l'énergie et limites de fonctionnement

Le mode de fonctionnement choisi pour cette machine est celui pour lequel les performances en temps de vie sont actuellement les meilleures avec des caractéristiques permettant d'envisager des décharges longues. Il s'agit du mode H avec ELMs³.

 $^{^{2} \}text{ On obtient } \eta_{\text{cent}} = \frac{f_{\text{r}} + 4M_{\text{B}}}{1 + 4M_{\text{B}}} \frac{1 - f_{\text{circ}}}{1 - f_{\text{r}}\eta_{\text{th}}\eta_{\text{inj}}(f_{\text{circ}} - f_{\text{aux}})} \eta_{\text{th}}.$

³ ELM (Edge Localized Modes) : relaxations du piédestal de température du bord du plasma caractéristiques du mode H.

Des considérations dimensionnelles et théoriques très générales sur la nature des fluctuations électromagnétiques qui sont à l'origine du transport anormal de l'énergie dans un Tokamak permettent de montrer que les diffusivités thermiques des électrons et des ions sont de la forme

$$\chi = \chi_{\rm B} F(\rho_*, \beta, \nu_*, q, \varepsilon, \kappa, M, ...)$$
(1.4)

où $\chi_B = \frac{kT}{eB}$ est appelée diffusivité de Bohm. Les paramètres $\rho_*, \beta, \nu_*, q, \epsilon, \kappa, M, ...$ sont des nombres sans dimension (encore appelés « variables physiques ») caractérisant les propriétés locales du plasma. Par exemple ρ_* est le rapport du rayon de giration moyen des particules à la dimension du plasma, β le rapport de la pression cinétique à la pression magnétique, ν_* est le rapport de la fréquence effective de collision des particules piégées à leur fréquence de rebond, q le facteur de sécurité, ϵ le rapport d'aspect inverse local, κ l'élongation de la section poloïdale de la surface magnétique et M le nombre de masse des ions. On peut alors montrer que le temps de vie de l'énergie peut s'écrire

$$\tau_{\rm E} = \tau_{\rm B} G(\rho_*, \beta, \nu_*, q, \varepsilon, \kappa, M, ...) \tag{1.5}$$

où $\tau_{\rm B} = \frac{a^2}{\chi_{\rm B}}$ est appelé temps de Bohm. Dans l'expression (1.5), les paramètres locaux apparaissant dans l'expression (1.4) sont remplacés par des moyennes sur le plasma ou par des quantités globales. Supposant maintenant que la fonction G est une fonction monomiale des seuls **sept** paramètres $\rho_*, \beta, \nu_*, q, \varepsilon, \kappa, M$, on peut réécrire l'expression (1.5) sous une forme monomiale des **huit** paramètres « d'ingénieur » I_p, B_t, P_{net}, \overline{n} , R, ε , κ_a , M_{eff} où I_p est le courant total traversant le plasma, B_t le champ magnétique toroïdal sur l'axe géométrique du plasma, P_{net} a été défini au paragraphe 1, \overline{n} est la densité électronique linéique moyenne, R le grand rayon du tore, $\varepsilon = a/R$ l'inverse du rapport d'aspect, κ_a^4 l'élongation moyenne de la section poloïdale du plasma et M_{eff} la masse atomique effective des ions du plasma (2.5 pour un mélange D-T). On obtient ainsi

$$\tau_{\rm E} = C_{\tau} I_{\rm p}^{\alpha_{\rm I}} B_{\rm t}^{\alpha_{\rm B}} P_{\rm net}^{\alpha_{\rm P}} (\overline{n})^{\alpha_{\rm n}} R^{\alpha_{\rm R}} \epsilon^{\alpha_{\epsilon}} \kappa_{\rm a}^{\alpha_{\rm K}} M_{\rm eff}^{\alpha_{\rm M}}$$

où les coefficients α_i doivent vérifier la relation suivante (dite contrainte de Kadomtsev)

$$\alpha_{\rm I}+5\alpha_{\rm B}+3\alpha_{\rm P}+8\alpha_{\rm n}-4\alpha_{\rm R}+5=0.$$

Des études expérimentales menées sur de nombreux Tokamaks dans le monde ont permis d'établir une base de donnée internationale pour le mode H. Une régression statistique utilisant les données de cette base permet de déterminer les exposants α_i donnant un écart quadratique minimum par rapport aux valeurs expérimentales du temps de vie. On constate que les valeurs obtenues satisfont avec une très bonne précision la contrainte de Kadomtsev, justifiant la validité des considérations ci-dessus. Cette contrainte est d'ailleurs maintenant imposée dans l'analyse statistique. Le résultat de référence de cette analyse (ayant servi au dimensionnement d'Iter) s'écrit sous la forme suivante :

$$\tau_{\rm E} = 5.62 \times 10^{-11.23} \, \frac{I_{\rm p}^{0.93} \, B_{\rm t}^{0.15} \, (\overline{\rm n})^{0.41} \, {\rm R}^{1.97} \, \epsilon^{0.58} \, \kappa_{\rm a}^{0.78} \, {\rm M}_{\rm eff}^{0.19}}{P_{\rm net}^{0.69}} \tag{1.6}$$

correspondant à l'expression suivante en fonction des paramètres sans dimension⁵

⁴ $\kappa_a = V/(2\pi^2 Ra^2)$.

⁵ $\kappa_a = V/(2\pi^- \kappa a^-)$. ⁵ Qui peut se réécrire $B\tau_E \propto \rho_*^{-2.70} \beta^{-0.90} v_*^{-0.01} q^{-3.0} \epsilon^{0.73} \kappa^{3.3} M^{0.96}$.

$$\tau_{\rm E} \propto \tau_{\rm B} \,\rho_{*}^{-0.70} \,\beta^{-0.90} \,\nu_{*}^{-0.01} \,q^{-3.0} \,\epsilon^{0.73} \,\kappa^{3.3} \,M^{0.96} \tag{1.7}$$

La loi (1.6) est comparée sur la figure 1.5 avec les résultats expérimentaux de 14 Tokamaks. La précision moyenne de la description est de 16 %.



Figure 1.5 – Comparaison de la loi d'échelle standard pour le mode H avec les résultats expérimentaux sur 14 Tokamaks.

Un autre avantage de l'expression (1.7) du temps de vie à l'aide des paramètres sans dimension réside dans le fait que les paramètres β , v_* , q, ε , κ et M typiques des plasmas d'Iter sont comparables à ceux déjà obtenus dans les décharges actuelles. En termes physiques, l'extrapolation visible sur la figure 1.5 se fait donc sur le seul paramètre ρ^* qui sera environ 3 fois plus petit dans Iter que dans les Tokamaks actuels⁶.

Il faut noter que les dimensions R et a sont liées par la définition

$$A = \frac{R}{a}$$

où A, le rapport d'aspect du plasma, caractérise sa forme, d'autant plus allongée (en « roue de vélo ») que A est grand et d'autant plus compacte que A est petit (avec la limite A = 1). Les plasmas considérés dans la base de données ont des rapports d'aspect variant de 1.25 (pour la machine Start dite Tokamak sphérique) à 4, avec un barycentre aux alentours de A = 3. Noter que les plasmas de Jet, qui contribuent de façon importante à la partie supérieure du graphique, ont des rapports d'aspect assez petits (de l'ordre de 2.5).

Dans le cas qui nous intéresse où P_{fus} et Q sont imposés et considérant un modèle simplifié où l'on néglige les pertes par rayonnement vis-à-vis des pertes dues au transport, la puissance

⁶ Voir aussi le paragraphe 3.

 P_{net} est également imposée⁷ (soit $P_{net} = 120$ MW). Considérant le critère de Lawson (1.2) et l'équation ci-dessus pour τ_E , on voit que l'augmentation de τ_E passe de façon évidente par l'augmentation des dimensions R et a.

On voit aussi que l'augmentation du courant plasma est favorable. Pour une machine de dimensions et de champ magnétique donnés, l'augmentation de I_p provoque cependant la diminution du facteur de sécurité q_{ψ} au bord⁸. Pour des valeurs de q_{ψ} inférieures à 3 et des profils de courant caractéristiques des décharges inductives, la partie du plasma pour laquelle le facteur de sécurité est inférieur à 1 (et qui est le siège des relaxations en dents de scie) peut devenir importante. Lorsque le facteur de sécurité descend jusqu'à une valeur proche de 2, le plasma peut être soumis à de violentes instabilités magnéto-hydro-dynamique (MHD). Pour des plasmas inductifs en mode H, on prendra donc $q_{\psi} \ge 3$.

On voit également sur l'expression de q_{ψ} que pour des dimensions et une forme donnée, le courant plasma correspondant à une valeur de q_{ψ} imposée, est d'autant plus important que le champ magnétique B_t est plus grand. Il conviendra donc d'avoir le champ magnétique le plus élevé possible. L'augmentation de B_t entraîne celle du champ magnétique maximum B_{tmax} dans le bobinage de champ toroïdal suivant la relation

$$\frac{B_t}{B_{tmax}} = 1 - \frac{1}{A} - \frac{\Delta_{int}}{R}$$
(1.8)

où Δ_{int} est la distance séparant le grand rayon interne du plasma et le grand rayon du point de champ magnétique maximum (extérieur du bras interne du conducteur)⁹. Le champ magnétique supporté par les bobinages supraconducteurs est cependant limité. La valeur B_{tmax} = 11.8 T retenue pour Iter est proche du champ magnétique maximum supporté par le conducteur à base de Niobium-Etain des bobines de champ toroïdal (pour un câble fonctionnant à 5 K). On pourrait augmenter ce champ jusqu'à environ 13 T en refroidissant le supraconducteur Nb₃Sn à 1.8 K. De nouveaux supraconducteurs permettent d'espérer dans l'avenir des champs de l'ordre de 16 à 18 T.

Enfin, on constate que l'augmentation de la densité est aussi favorable. Cette augmentation est toutefois limitée à une valeur, dite « limite de Greenwald », au-delà de laquelle le confinement se détériore et le plasma peut devenir instable. Cette limite dépend du courant et des dimensions par la relation

$$n_{\rm G} = 10^{14} \frac{l_{\rm p}}{\pi a^2}$$

On normalisera donc la densité à cette densité limite $(n_N = n/n_G)$ et on se fixera n_N à une valeur inférieure à 1 (0.84 pour Iter).

⁷ $P_{net} = \left(\frac{1}{5} + \frac{1}{Q}\right) P_{fus}$. ⁸ $q_{\psi} = \frac{2\pi}{\mu_0} \frac{B_t a^2}{RI_p} C_q$ où $C_q = \frac{1.17 - 0.65/A}{(1 - 1/A^2)^2} \frac{1 + \kappa_{95}^2 (1 + 2\delta_{95}^2 - 1.2\delta_{95}^3)}{2}$ est un fit pour le facteur de sécurité sur la

surface magnétique englobant 95 % du flux magnétique.

⁹ Cette distance est essentiellement occupée par la première paroi et la couverture tritigène, l'enceinte à vide et les boucliers neutroniques, les écrans thermiques et l'épaisseur du boîtier des bobines. Elle est pratiquement indépendante des dimensions de la machine et elle est de l'ordre de 1.5 m.

1.4.2. Facteur de mérite et analyse quantitative des paramètres dimensionnants

Compte tenu de la loi d'échelle et des définitions ci-dessus et dans un modèle où les profils de densité et de température sont supposés plats, la forme simplifiée (1.3) du critère de Lawson (où l'on a cependant réintroduit le rôle des impuretés) s'écrit :

$$R^{1.98}B_t^{2.98} \cong 9.04 \times 10^{-2} C_{geom} C_{imp} \frac{q_{\psi}^{2.68}}{H^2 n_N^{0.82}} \frac{P_{fus}^{0.38}}{(1+5/Q)^{0.62}}$$
(1.9)

où C_{geom} est une fonction de la géométrie (A, κ_a , κ_{95} et δ_{95}) et C_{imp} ne dépend que du contenu en impuretés¹⁰. H est un facteur multiplicatif introduit dans l'expression (1.6) permettant d'apprécier l'effet d'une amélioration éventuelle du temps de vie par rapport à cette loi. Le monôme en R et B_t apparaissant au premier membre de (1.9) est parfois appelé facteur de mérite du Tokamak pour la loi d'échelle considérée.

La relation (1.9) est une condition entre B_t et R pour qu'un plasma thermonucléaire génère une puissance fusion P_{fus} avec un facteur d'amplification Q, un facteur de sécurité q_{ψ} , une densité normalisée n_N , une forme imposée (rapport d'aspect A et élongation κ) et un contenu en impuretés donné. Associée à la relation (1.8), cette relation permet de dimensionner simplement la machine souhaitée.

Une autre contrainte physique limitant le domaine de fonctionnement des Tokamaks concerne le paramètre β_N^{11} . Le plasma étant complètement dimensionné par les contraintes discutées ci-dessus, il faut s'assurer que le β_N obtenu est raisonnable.

En prenant les valeurs retenues pour le projet Iter : A = 3.1, $\kappa_a = 1.69$, $\kappa_{95} = 1.69$, $\delta_{95} = 0.33$, $f_{He} = 3\%$, $f_{Be} = 2\%$, $f_{Ar} = 0.12\%$, $q_{\psi} = 3$, H = 1, $n_N = 0.84$, $P_{fus} = 400$ MW, Q = 10, $B_{tmax} = 11.8$ T, $\Delta_{int} = 1.42$ m, on obtient en résolvant les équations (1.1-8) et (1.1-9) les valeurs R = 6.22 m et $B_t = 5.30$ T qui se trouvent être exactement les paramètres d'Iter (R = 6.2 m, $B_t = 5.3$ T)¹². La température de fonctionnement obtenue est de 9.1 keV et la valeur du paramètre β_N est confortable ($\beta_N = 1.74$).

La condition (1.9) permet de discuter quantitativement l'effet des divers paramètres dimensionnants évoqués qualitativement plus haut.

On voit clairement que le champ magnétique B_t est le principal facteur dimensionnant $(R \propto 1/B_t^{3/2})$. On a vu plus haut que la valeur $B_{tmax} = 11.8$ T retenue pour Iter représentait l'état de l'art industriel actuel. Une augmentation du B_{tmax} à 16 T donnerait avec le modèle cidessus, et toutes choses égales par ailleurs, un dimensionnement d'Iter à R = 4.90 m et $B_t = 6.21$ T, soit une diminution de plus de 50 % du volume du plasma¹³.

$$^{10} C_{geom} = \frac{A^{2.88}}{C_q^{2.68} \kappa_a^{0.56}}, \ C_{imp} = \left(\frac{1 - \frac{f_{He}}{2} - \sum_i \frac{Z_i - 1}{2} f_i}{1 - 2f_{He} - \sum_i Z_i f_i}\right)^2 \text{où } Z_i \text{ et } f_i \text{ sont les numéros atomiques et les fractions des}$$

impuretés présentes dans le plasma (Be, Ar, ...).

¹¹ Voir chapitre 3 – Les plasmas chauds magnétisés.

¹³ Ces valeurs sont données à titre illustratif pour quantifier la tendance. Un véritable redessin d'Iter avec un tel champ devrait tenir compte des contraintes liées à la mécanique ainsi que de celles liées au flux thermique sur le divertor (diminution de la circonférence et de l'épaisseur de la *scape-off layer* avec le champ magnétique).

¹² Le modèle utilisé pour obtenir la formule (1.9) ne tient pas compte des rayonnements Bremsstrahlung et synchrotron, ce qui est favorable, ni de l'effet de profil de la température, ce qui est défavorable. Les deux effets se compensent exactement pour les paramètres d'Iter.

Un autre paramètre jouant un rôle important dans le dimensionnement d'une machine de fusion est l'élongation de la section poloïdale du plasma ($\kappa_a \sim \kappa_{95}$). Pour des rapports d'aspect de l'ordre de 3, on ne peut cependant pas augmenter de façon significative l'élongation par rapport à la valeur de 1.7 retenue pour Iter sous peine de s'exposer à l'apparition de violentes instabilités verticales.

Le rapport d'aspect A est en principe un paramètre libre dans le design d'une machine de fusion. Tenant compte du fait que l'élongation maximum diminue lorsque le rapport d'aspect augmente, on peut montrer que le rapport d'aspect de 3.1 retenu pour Iter est proche du rapport d'aspect donnant un volume de plasma minimum pour un fonctionnement en mode H. L'optimisation du rapport d'aspect reste cependant ouverte pour un réacteur commercial qui fonctionnerait en mode avancé.

On voit que le dimensionnement est aussi très sensible au facteur de sécurité q_{ψ} au bord du plasma. La valeur $q_{\psi} = 3$ retenue pour Iter est un compromis permettant d'avoir un plasma globalement stable, avec des dents de scie n'affectant pas une fraction trop importante du plasma, et un courant cependant élevé (15 MA).

En revanche, l'augmentation de la densité normalisée n_N ou la diminution du contenu en impuretés ont un effet assez faible sur le dimensionnement.

Enfin, une amélioration du confinement par rapport à la loi d'échelle serait très favorable au dimensionnement ($R \propto 1/H$ à B_t constant).

Il est aussi intéressant d'illustrer l'effet de Q et de la puissance fusion P_{fus} en dimensionnant à partir du modèle ci-dessus le Tokamak d'un réacteur commercial à Q = 40 (voir paragraphe 1.3) générant 4000 MW de puissance fusion avec la même technologie de supraconducteur qu'Iter ($B_{tmax} = 11.8$ T), fonctionnant dans le même régime (mode H inductif) et ayant la même forme (A = 3.1, $\kappa = 1.69$). On trouverait $B_t = 6.06$ T, R = 8.66 m. La température de fonctionnement serait de 21 keV et la valeur du paramètre β_N de 2.6.

1.4.2. Taille critique d'un Tokamak à Q imposé

Nous avons illustré ci-dessus le dimensionnement d'un Tokamak à Q et puissance fusion imposés. L'expression (1.1-9) montre que la taille de la machine souhaitée diminue si l'on diminue la puissance fusion P_{fus}. La diminution de P_{fus} s'accompagne cependant de la décroissance de la puissance $P_{net} = \left(\frac{1}{5} + \frac{1}{Q}\right)P_{fus}$ qui est conduite au bord du plasma. Une partie de cette puissance est rayonnée dans le manteau du plasma et le reste P_{sep} traverse la séparatrice. Si P_{sep} devient inférieure à une puissance critique P_{HL}¹⁴, le plasma repasse en régime L de mauvais confinement. Il faut donc que la puissance fusion soit suffisante pour que la puissance traversant la séparatrice soit supérieure (avec une certaine marge pour un bon confinement) à la puissance P_{HL}. En pratique, on a

$$P_{sep} = M_{HL}P_{HL}$$

où M_{HL} est la marge par rapport à la transition H-L. Pour le point de fonctionnement nominal d'Iter, on a pris M_{HL} = 1.4 (40 % de marge).

¹⁴
$$P_{HL} = 2.84 \times 10^{-5.6} \frac{n^{0.58} B_t^{0.82} R a^{0.81}}{M_{eff}}$$
 est le fit retenu pour les études Iter.

Si l'on remplace τ_E par son expression en fonction de T déduite de la loi d'échelle (1.6) et de la définition (1.1), le critère de Lawson (1.2) apparaît pour une machine donnée comme une relation entre n et T pour une valeur de Q donnée. On a tracé sur la figure 1.6a les iso-Q dans le plan (T,n) pour la machine Iter¹⁵.



a) Facteur d'amplification maximum pour une machine donnée (ici Iter).

b) Grand rayon minimum d'un Tokamak en fonction du facteur d'amplification Q (forme d'Iter, mode H avec une marge de 16% par rapport à la densité limite et de 40 % par rapport à la transition H-L).

Figure 1.6

Les zones correspondant aux points de fonctionnement situés en dehors des limites opérationnelles ont été coloriées (limite de Greenwald, $\beta_N > 2.5$, transition H-L). Les seuls points acceptables sont situés dans la partie incolore. On voit donc clairement que si l'on se réserve une marge de 0.84 par rapport à la densité de Greenwald et de 40 % par rapport à la transition H-L, la valeur maximum de Q réalisable dans cette machine est de 10 (correspondant au point de fonctionnement situé précisément sur ces deux limites)¹⁶. En examinant les graphes correspondant à toutes les valeurs du grand rayon R¹⁷, on peut montrer que cette propriété reste vraie pour R > 4.5 (correspondant à Q = 1.4). Pour B_{tmax} = 11.8 T et Q > 1.4, le plus petit Tokamak (de même forme qu'Itee permettant de réaliser une valeur de Q imposée est donc celui admettant un point de fonctionnement pour cette valeur de Q à la densité maximum (n/n_G = 0.84) et pour la marge minimum par rapport à la transition H-L (M_{HL} = 1.4). Le grand rayon minimum correspondant est tracé sur la figure 1.6b. Pour B_{tmax} = 16 T, la propriété cidessus est vraie pour Q > 2.1 et le grand rayon correspondant est également tracé. On voit qu'avec B_{tmax} = 11.8 T, l'ignition est obtenue pour une machine de 8 m de grand rayon. Pour B_{tmax} = 16 T, cette valeur passerait à environ 6 m.

¹⁵ Avec un modèle prenant en compte tous les effets négligés dans l'approche simplifiée ci-dessus.

¹⁶ La puissance fusion P_{fus} correspondant à ce point de fonctionnement est de l'ordre de 400 MW. P_{fus} apparaît donc dans cette approche comme une conséquence des contraintes sur la densité et la marge par rapport à la transition H-L.

¹⁷ Pour plus de détails, voir J. Johner, EUR-CEA-FC-1735, July 2004, « Minimum dimension of an Iter like Tokamak with a given Q ».

1.5. Flux neutronique et thermique sur les éléments de première paroi

1.5.1. Flux neutronique

Les neutrons de 14 MeV générés par les réactions de fusion modifient les matériaux de structure et de protection de la machine qui perdent progressivement leurs caractéristiques mécaniques. On estime la fluence maximum supportable à 15 MW.an/m² (correspondant à environ 150 dpa)¹⁸.

Dans Iter à 400 MW de puissance fusion, le flux neutronique moyen au niveau de la première paroi n'est que de 0.5 MW/m^2 . La puissance neutronique est cependant directement proportionnelle à la puissance fusion alors que la surface de la première paroi augmente beaucoup moins vite ($P_{fus}^{0.4}$ dans l'équation 1.9 pour le temps de vie standard d'Iter). Il faut donc s'attendre à des flux neutroniques plus élevés dans un réacteur commercial. Dans le réacteur de 4000 MW de puissance fusion et de 8.6 m de grand rayon considéré au paragraphe précédent, le flux neutronique moyen serait de 2.5 MW/m². Dans des réacteurs plus compacts, on considère que ce flux pourrait être de l'ordre de 3 à 5 MW/m², ce qui limiterait à quelques années la durée de vie des éléments de couverture.

1.5.2. Flux thermique

Pour des plasmas possédant un (ou deux) point(s) X, le plus gros de la puissance thermique sortant du plasma se retrouve sur les plaques du divertor qui sont donc soumises à des flux thermiques importants. Le divertor d'Iter (à un seul point X) est construit pour recevoir un flux thermique maximum $\Phi_{div-peak}$ de 10 MW/m². Si P_{sep} est la puissance conduite traversant la séparatrice, on a pour un divertor de type Iter la relation

$$\Phi_{\text{div-peak}} \cong 0.62 \frac{P_{\text{sep}}}{R}$$

Pour le fonctionnement d'Iter à 400 MW de puissance fusion et Q = 10, la puissance thermique totale à évacuer par le plasma est de 120 MW (80 MW de puissance alpha et 40 MW de puissance injectée). On suppose donc qu'au moins 20 MW, soit 17 %, sont évacués par rayonnement (Bremsstrahlung, synchrotron et rayonnement de raies dans le manteau du plasma).

Pour une fraction rayonnée donnée, la puissance P_{sep} augmente comme $P_{fus}(1+5/Q)$. Comme l'illustre l'expression ci-dessus, la surface effective des plaques du divertor n'augmente que comme R (c'est-à-dire $P_{fus}^{0.2}$ pour le temps de vie standard d'Iter). Avec 17 % de puissance rayonnée et un divertor de type Iter, on trouverait donc 54 MW/m² de flux thermique maximum au divertor dans le réacteur de 4000 MW à Q = 40 dimensionné plus haut ; et encore davantage dans un réacteur plus compact. Les meilleurs flux thermiques évacués par des plaques solides activement refroidies se situent aujourd'hui aux alentours de 25 MW/m². Il existe plusieurs possibilités pour résoudre ce problème :

- augmenter l'inclinaison des plaques du divertor, ce qui a un coût en terme de volume ;

¹⁸ Les résultats disponibles montrent un bon comportement des aciers martensitiques pour une dizaine de dpa. Des irradiations à 40 dpa sont en cours de dépouillement.

- augmenter le rayonnement dans le manteau du plasma par injection d'impuretés dites extrinsèques (Argon dans le cas d'Iter). On espère ainsi rayonner dans Iter environ 30 % de la puissance conduite avec 0.12 % d'Argon. Cette méthode est cependant limitée par l'effet de dilution dû à l'impureté à Z élevé introduite et par le fait que la puissance conduite traversant la séparatrice doit être suffisante dans un mode de fonctionnement où l'on souhaite maintenir une barrière de transport au bord ;
- augmenter la puissance rayonnée dans le plasma du divertor lui-même ;
- choisir une configuration avec deux points X ;
- passer à de nouvelles technologies de plaques de divertor (divertor liquide).

1.6. Les technologies incontournables

1.6.1. Les supraconducteurs à fort champ¹⁹

Comme illustré au chapitre 1, l'augmentation du champ magnétique réduit sensiblement les dimensions d'un réacteur à fusion.

Le fonctionnement sans problème depuis 1987 de Tore Supra, le plus grand Tokamak à aimant supraconducteur, utilisant du NbTi refroidi à 1.8 K, avec un champ magnétique maximum de 9 T, a permis de valider la technologie des aimants supraconducteurs pour la fusion. Dans le cadre du projet Iter, 13 T ont été obtenus dans un module test à l'échelle 1 du solénoïde central avec un supraconducteur à Nb₃Sn porté à 4.5 K et une densité de courant moyenne dans le conducteur²⁰ de 18 MA/m². Comme déjà indiqué, 11.8 T devront être réalisés dans les bobines de champ toroïdal d'Iter avec le même supraconducteur mais à une densité de courant beaucoup plus élevée de 45 MA/m².

La découverte des supraconducteurs à haute température critique a permis une avancée dans le domaine des supraconducteurs à fort champ car certains de ces matériaux supportent des champs magnétiques extrêmes (jusqu'à 100 T de champ critique) s'ils sont portés à la température de l'hélium liquide (4.2 K). Les conducteurs au bismuth sont dans ce domaine les plus prometteurs. La figure 1.7 montre que la densité de courant critique dans un supraconducteur au Bi₂Sr₂CaCu₂O₇ refroidi à 4.2 K ne montre aucun signe d'effondrement jusqu'à un champ de 20 T. À ce champ, elle est encore de l'ordre de 400 A/mm² comparable à celle dans le Nb₃Sn à 12 T à la même température.

¹⁹ Voir aussi pour plus de détails l'annexe 4 – Interaction recherche/industrie.

²⁰ Incluant la gaine.



Figure 1.7 – Densité de courant critique en fonction du champ magnétique perpendiculaire dans un supraconducteur au Bi₂Sr₂CaCu₂O₇ sous forme ruban porté à 20 K et 4.2 K (source Nexans et CRETA-CNRS/NHFLM 2004).

1.6.2. Éléments à haut flux thermique²¹

Comme illustré au chapitre 1, les flux thermiques attendus sur les plaques du divertor d'un réacteur à fusion seront très élevés.

Un programme de recherche intensif a été entrepris depuis plus de dix ans. Deux pistes se dégagent actuellement :

utilisation à court terme de matériaux à bas numéro atomique dont la pollution dans le plasma n'entraîne pas de pertes par rayonnement rédhibitoires, mais qui sont sujets à une érosion importante qui limiterait leur durée de vie dans un réacteur. Ces matériaux sont des composites à base de fibres de carbone (CFC) montés sur un support à base de cuivre allié activement refroidi. Un exemple de cette technique est fourni par le limiteur pompé toroïdal de Tore Supra constitué d'aiguilles composées d'un support en CuCrZr refroidi à l'eau avec un revêtement en CFC qui a été testé jusqu'à des flux de 18 MW/m² (figure 1.8). Dans le cadre du programme Iter, une technique comparable a permis d'obtenir des éléments supportant des flux de 20-25 MW/m² sans apparition de défaut jusqu'à 10³ cycles ;

²¹ Voir aussi pour plus de détails le chapitre 7 – L'interaction plasma-paroi.



Figure 1.8 – Limiteur toroïdal pompé de Tore Supra et aiguille constituant l'élément de base.

- utilisation pour le moyen et long terme de matériaux à numéro atomique élevé (comme le tungstène) qui permettent d'envisager une durée de vie convenable du fait de leur faible érosion. En l'assemblant sur une structure en cuivre, on a pu réaliser avec du tungstène des éléments supportant 15-20 MW/m² sur 10³ cycles. Pour un réacteur, l'épaisseur importante de l'armure de tungstène (10 mm) entraîne un fonctionnement à une température élevée qui limiterait le flux thermique à environ 7 MW/m².

1.6.3. Tenue des matériaux sous flux neutronique de 14 MeV²²

Le flux neutronique moyen sur la première paroi d'un réacteur commercial pourrait être de l'ordre de 2 à 5 MW/m². Il est évidemment essentiel pour le design d'un tel réacteur de connaître l'évolution des propriétés mécaniques des éléments de structure et de protection sous un tel flux. L'étude de ces phénomènes (production simultanée de défauts ponctuels et d'hélium) passe par l'expérience et la mise au point d'outils de modélisation réalistes.

Pour les matériaux de structures, on envisage à moyen terme des aciers martensitiques à activation réduite qui présentent une bonne tenue thermomécanique sous irradiation. Leur température de fonctionnement est cependant limitée à 550 °C. Pour le plus long terme, deux autres classes de matériaux sont étudiées :

- les aciers martensitiques ODS (Oxyde Dispersion Strengthened) permettant des températures de fonctionnement à 650 °C (voire 800 °C par la suite) ;
- les composites à matrice céramique SiC/SiC autorisant des fonctionnements à 1000 °C.

Ces matériaux, pour lesquels la R&D sera très longue, pourraient permettre d'accéder à de très hauts rendements pour le générateur d'électricité (de l'ordre de 45 % à 1000 °C).

²² Voir aussi pour plus de détails le chapitre 8 – Les matériaux pour la fusion.

Pour les tests d'échantillons, une source de neutrons de 14 MeV, IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility) est proposée. Pour l'irradiation de maquettes de composants de taille significative ($1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$), une machine de fusion dédiée est aussi envisagée.

1.6.4. Couvertures tritigènes

La couverture tritigène placée entre le plasma et la chambre à vide a un triple rôle :

- sa surface côté plasma constitue la première paroi qui reçoit le flux thermique rayonné qui ne va pas sur le divertor. Elle doit donc être refroidie en conséquence ;
- elle contient le lithium qui doit régénérer le tritium sous l'effet des neutrons ;
- elle est parcourue par un fluide caloporteur qui transporte vers le générateur d'électricité l'énergie de fusion déposée par les neutrons dans sa structure.

La conception de cette couverture est donc la recherche d'un compromis entre les performances en régénération de tritium et en température (pour maximiser le rendement de génération d'électricité), la tenue thermomécanique après irradiation et la compatibilité des matériaux entre eux (y compris le fluide caloporteur).

Pour le court terme et la perspective de tests sur Iter, deux types de couvertures tritigènes ont été sélectionnés en Europe, toutes deux utilisant l'acier martensitique « Eurofer » à basse activation et possède une bonne tenue mécanique sous irradiation :

- une couverture « liquide » (HCLL : Helium Cooled Liquid Lithium) utilisant l'eutectique Pb-17Li comme matériau tritigène et multiplicateur de neutrons ;
- une couverture « solide » (HCPB : Helium Cooled Pebbles Bed) utilisant des lits de billes de céramique lithiées comme matériau tritigène.

Pour ces deux couvertures, l'hélium est utilisé comme fluide caloporteur (et gaz de purge pour la couverture solide), avec une température de sortie de 500 °C donnant des rendements du générateur d'électricité $\eta_{th} \sim 37$ -40 %.

Pour le dessin envisagé actuellement pour les couvertures ci-dessus, des codes neutroniques 3D tenant compte des ouvertures aboutissent à des taux de régénération de tritium tout juste égaux à la valeur requise (TBR \cong 1.05). La sensibilité de ce paramètre au détail de la géométrie fait cependant de la démonstration expérimentale d'un taux de régénération adéquat un des objectifs majeurs de la R&D fusion. L'installation et le test sur Iter de plusieurs modules de couverture constituent une importante partie de son programme.

Pour le long terme d'autres configurations ont été étudiées, utilisant des matériaux de structure plus avancés à base de SiC/SiC et le Pb-17Li ou l'hélium comme fluide caloporteur.

1.6.5. Maintenance robotisée

Les technologies de maintenance robotisée, déjà utilisées en routine sur Jet, seront développées sur Iter à une échelle voisine de 1 par rapport à un réacteur commercial.

1.7. Les principales étapes

Les étapes successives vers le réacteur de démonstration (Demo) peuvent être qualifiées au regard de trois critères (qui devront être satisfaits simultanément dans Demo) :

- les performances thermonucléaires qui peuvent être quantifiées par le facteur d'amplification du plasma Q ou de façon équivalente par la fraction

$$F_{\alpha} = \frac{Q}{5+Q}$$

mesurant le rapport entre la puissance alpha et la puissance totale absorbée par le plasma ;

- le fonctionnement en continu ou à défaut en pulsé avec un taux de charge élevé, c'est-à-dire pour un Tokamak, la possibilité de fonctionner dans un régime où une fraction importante du courant plasma est générée de façon non inductive ;
- la possibilité de régénérer le tritium nécessaire à la réaction D-T et de produire la chaleur à haute température permettant de générer efficacement de l'électricité.

La stratégie vers le réacteur est souvent représentée conformément au schéma ci-dessous (figure 1.9).



Figure 1.9 – La stratégie vers le réacteur de démonstration.

1.7.1. Le break-even scientifique (Q = 1) et les décharges longues

Après les premières preuves de principe (en particulier pour la configuration Tokamak), l'étape où l'on parvenait à produire autant de puissance fusion que l'on injectait de puissance dans la machine revêtait une importance particulière pour les physiciens. On verra au paragraphe 3.1.4 que cette performance a été pratiquement atteinte en transitoire dans la décharge record de Jrt en 1997 (Q = 0.9). Dans un régime adapté aux temps longs, Jet réalisait la même année Q = 0.2.

Il est cependant important de noter que pour Q = 1, $F_{\alpha} = 1/6$, c'est-à-dire que les alphas ne contribuent que pour un sixième au chauffage du plasma.

Parallèlement, grâce à son aimant supraconducteur, l'installation du limiteur pompé toroïdal et la disponibilité d'une puissance importante d'ondes à la fréquence hybride, des décharges purement non inductives établissant des records de durée (6 mn) et d'énergie injectée (1.1 GJ) pouvaient être réalisées sur Tore Supra en 2003 (figure 1.23).

1.7.2. La prochaine étape, le plasma en combustion

L'étape suivante consiste à réaliser un plasma avec Q = 10 en mode H avec le champ magnétique maximum de 11.8 T disponible avec la technologie actuelle des aimants supraconducteurs. Le dimensionnement de cette machine a abouti au projet Iter. Dans ce cas, $F_{\alpha} = 2/3$, c'est-à-dire que la puissance alpha génère deux fois plus de puissance que les moyens de chauffage externes. On dit que l'on a un plasma en combustion. Par sa taille (R = 6.2 m), sa puissance fusion (400 MW) et son flux de neutrons sur la première paroi (0.5 MW/m²), cette installation est par ailleurs des caractéristiques proches de celles d'un réacteur commercial, permettant de tester « en vraie grandeur » un certain nombre de technologies (aimants, éléments de couverture, robotique).

L'étude des scénarios permettant d'obtenir des décharges continues fait aussi partie du programme d'Iter. L'extrapolation des connaissances actuelles permet d'envisager un fonctionnement non inductif en mode avancé avec un Q cependant réduit à 5.

1.7.3. Le programme matériaux

Un vigoureux programme matériaux doit être lancé en parallèle à Iter pour qualifier le choix des matériaux de structure et la technologie des couvertures de Demo. En plus de l'utilisation d'Iter, la construction d'une source de neutrons de 14 MeV (de type IFMIF par exemple) pourrait être envisagée pour les tests d'échantillons et la validation des codes de simulation.

1.7.4. Le réacteur de démonstration (Demo)

Il est la dernière étape avant le déploiement commercial de l'énergie de fusion. Il devra remplir toutes les conditions permettant de démontrer la viabilité de la filière : efficacité élevée (Q > 40), fonctionnement continu pour une disponibilité élevée, puissance électrique adaptée à la production centralisée (> 1 GW), régénération du tritium, durée de vie raisonnable des composants, couplage au réseau pendant un nombre d'années suffisant pour convaincre les industriels. Dans des plans américains et européens (*fast track*) de déploiement éventuel rapide de la fusion, la construction de Demo pourrait être lancée aux alentours de 2030 avant la fin de l'exploitation d'Iter.

2. Les diverses configurations

Résumé

- Un champ magnétique suffisamment intense permet de confiner les particules d'un plasma chaud dans la direction perpendiculaire au champ. Un confinement partiel parallèle au champ peut être obtenu en faisant varier l'intensité du champ dans sa direction (effet de miroir magnétique). Le piégeage parallèle complet est obtenu dans des configurations toroïdales où le champ magnétique se referme sur lui-même à condition d'imprimer aux lignes de champ une transformation rotationnelle.
- À cause des pertes inévitables inhérentes à leur principe même, les miroirs magnétiques ont fini par être abandonnés pour les études de fusion.
- Les principales configurations toroïdales sont le Tokamak, le Stellarator et le Reversed Field Pinch. Dans le Tokamak, la transformation rotationnelle est assurée par le

courant circulant toroïdalement dans le plasma. Le champ poloïdal ainsi créé est cependant très inférieur au champ toroïdal. Dans les Tokamaks, le courant plasma peut être en partie autogénéré par l'existence du gradient de pression radial (courant de bootstrap). Dans le Stellarator, la torsion des lignes de champ est assurée par des conducteurs extérieurs hélicoïdaux. Dans le Reversed Field Pinch, l'amplitude des champs toroïdaux et poloïdaux est comparable et le champ toroïdal s'inverse à la périphérie dans un processus d'auto-organisation qui pénalise, pour le moment de façon rédibitoire, le confinement de l'énergie.

 Les trois configurations toroïdales sont étudiées dans des réalisations expérimentales en Europe qui comptent en particulier le Tokamak le plus grand (et le plus performant) au monde : Jet et le seul grand Tokamak à bobines supraconductrices : Tore Supra qui a démontré le bon fonctionnement du régime Tokamak sur des temps longs.

2.1. Principes du confinement magnétique

Les particules chargées plongées dans un champ magnétique uniforme se déplacent selon des orbites hélicoïdales le long des lignes de champ. En l'absence de collision ou de fluctuation les particules (leur centre guide) demeurent liées aux lignes de champ tout en se déplaçant librement le long de ces dernières comme l'illustre la figure 1.10a. Un champ magnétique est donc capable de restreindre le mouvement des particules selon la direction perpendiculaire au champ magnétique : c'est le premier stade du confinement.



a) Mouvement de particules chargées dans b) Mouvement d'une particule dans un champ magnétiun champ magnétique uniforme. que non uniforme.

Figure 1.10

Plus précisément, le mouvement des particules chargées dans un champ magnétique uniforme B se décompose en un mouvement à vitesse constante $v_{//}$ le long du champ et en un mouvement circulaire uniforme dans la direction transversale. Dans un champ magnétique dont l'intensité varie peu sur le rayon de giration des particules, il est possible de montrer que la quantité

$$\mu = \frac{1}{2}m\frac{v_{\perp}^2}{B}$$

où v_{\perp} représente la composante perpendiculaire à \vec{B} de la vitesse \vec{v} , est une constante du mouvement. Considérons le profil de l'intensité B du champ magnétique le long d'une ligne de flux de la figure 1.10b : un minimum B_m en A encadré par deux points où le champ a un

maximum B_M . Le centre guide d'une particule de moment magnétique μ décrit la ligne de flux avec une énergie : $E = \frac{1}{2}m(v_{l'}^2 + v_{\perp}^2) = \frac{1}{2}mv_{l'}^2 + \mu B$ constante. Le mouvement parallèle de la particule tend à se ralentir au fur et à mesure qu'elle s'écarte de A et s'inverse au point où $v_{l'} = 0$. Il en est ainsi pour les particules dont le rapport des vitesses en A vérifie la relation

$$\frac{\left|\mathbf{V}_{\prime\prime0}\right|}{\mathbf{v}_{\perp0}} < \left(\frac{\mathbf{B}_{\mathrm{M}} - \mathbf{B}_{\mathrm{m}}}{\mathbf{B}_{\mathrm{m}}}\right)^{1/2} \tag{2-1}$$

Ces particules, comme cela est schématisé sur la figure 1.10b, décrivent un mouvement de va et vient de part et d'autre du point A : on a alors réalisé un confinement longitudinal appelé miroir magnétique qui s'ajoute au confinement transversal décrit précédemment. Mais il faut noter que les particules ne satisfaisant pas la relation (2-1) s'échappent par les extrémités le long des lignes de flux, elles constituent ce que l'on appelle le cône de perte dans l'espace des vitesses.

Une autre façon de réaliser le confinement longitudinal des particules consiste à utiliser une configuration magnétique où les lignes de champ sont fermées. Considérons par exemple la configuration toroïdale obtenue par un ensemble de bobines placées sur une circonférence de rayon R_0 (figure 1.11a).



a) Dérive des particules dans une configuration b) Configuration toroïdale avec transformation rotationnelle créée par un courant plasma.

Figure 1.11

Le champ magnétique créé B_{ϕ} présente un gradient dans la direction de R. Au cours de leur mouvement le long des lignes de champ toroïdales, les particules sont soumises à une force dirigée radialement vers l'extérieur qui est la somme de la force centrifuge $mv_{1/}^2/R$ et de la force $-\mu \vec{\nabla} B$. Il en résulte une vitesse de dérive verticale des centres guide qui est perpendiculaire tout à la fois au champ magnétique et à son gradient. Dans la configuration de la figure 1.11a, cette vitesse est dirigée vers le haut pour les ions et vers le bas pour les électrons, entraînant la création d'un champ électrique \vec{E} dirigé vers le bas. À son tour, ce champ électrique induit une vitesse radiale $\frac{\vec{E} \times \vec{B}_{\phi}}{B_{\phi}^2}$ qui entraîne les particules vers l'extérieur (quelque soit leur charge cette fois-ci), supprimant ainsi la capacité de confinement de la structure toroïdale. L'effet de déconfinement de la dérive toroïdale peut être contourné en enroulant les lignes de champ hélicoïdalement, par exemple, en induisant dans le plasma un courant le long de l'axe magnétique, ce qui crée un champ magnétique poloïdal B_p (figure 1.11b). ³/₄ la rotation purement toroïdale des lignes de champ autour de l'axe principal du tore se superpose une rotation poloïdale autour de l'axe magnétique : c'est la transformation rotationnelle. Les lignes magnétiques sont ainsi des hélices d'axe torique qui après un grand nombre de tours engendrent des surfaces magnétiques en forme de tores emboîtés. Le nombre de fois que les lignes de champ magnétique parcourent le tore dans la direction toroïdale pour un transit dans la direction poloïdale est par définition le facteur de sécurité q_Ψ.²³ déjà utilisé au § 1.1.1., chapitre 3. L'effet de dérive décrit précédemment est alors compensé, en moyenne, lorsque les centres guide ont accompli un tour poloïdal complet. En effet, au cours de cette rotation, l'effet de dérive s'exerce alternativement en éloignant ou en rapprochant les particules de leur surface magnétique d'origine suivant qu'elles sont situées au-dessus ou en dessous du plan équatorial du tore, la trajectoire étant finalement fermée.

2.2. Les principales configurations magnétiques

- Les machines droites à miroirs magnétiques et les raisons de leur abandon

La configuration la plus simple est celle de la figure 1.12a où deux bobines placées chacune à une des extrémités permettent de réaliser des miroirs magnétiques. Les ions satisfaisant la relation (2-1) sont confinés entre les deux miroirs mais ils peuvent s'échapper d'une part par l'effet des collisions, qui les font diffuser dans le cône de perte, ce qui constitue une limite fondamentale au confinement de ces machines et d'autre part, par l'effet de perturbations dues à des micro-instabilités. Par ailleurs, l'équilibre du plasma de cette configuration très simple est malheureusement instable du point de vue MHD du fait de la mauvaise courbure des lignes de force²⁴. Plusieurs solutions ont été étudiées pour assurer la stabilité MHD : barres de Ioffé, configuration en balle de base-ball (les bobines ont la forme de la couture d'une balle de tennis), configuration Yin-Yang. Cependant les fuites aux extrémités dues aux collisions étant beaucoup plus rapides pour les électrons que pour les ions, un potentiel positif apparaît coté plasma qui retient les électrons et facilite la fuite des ions. Des parades ont été testées, comme la configuration tandem avec deux miroirs à chaque extrémité implémentant le concept de barrière thermique (figure 1.12b). Malgré tous ces progrès, les performances obtenues avec les miroirs magnétiques se sont avéré limitées et ce concept a été abandonné comme solution pour le réacteur.

²³ Par convention, l'angle azimutal autour du grand axe du tore est appelée *angle toroïdal* φ, tandis qu'un angle décrivant l'embase du tore dans un plan méridien est appelé *angle poloïdal* θ. Le facteur de sécurité est défini comme q=**B**. ∇ φ/**B**. ∇ θ. Moyennant un choix adéquat de l'angle poloïdal, q ne dépend que du flux poloïdal ψ.


a) Miroir simple.

b) Structure tandem avec barrière thermique.

Figure 1.12

- Les machines toroïdales

On distingue plusieurs types de systèmes de confinement magnétique torique (figure 1.14) qui se différencient par la manière de réaliser l'hélicité des lignes de champ magnétique.

Les principaux sont :

- les Tokamaks (nom composé à partir des mots russes Tok (courant) Kamera (chambre) et Magnit (aimant)),
- les machine à striction à champ inversé (Reversed Field Pinch : RFP),
- les Stellarators,

dont les dimensions principales sont le grand rayon R à l'axe géométrique de la section (figure 1.13b) et le petit rayon a, permettant de définir le rapport d'aspect A = R/a. Les principales machines toriques en fonctionnement ou en cours de construction en Europe sont décrites dans le tableau 1.1.

Machine	Association EURATOM	Objectifs principaux	Ip (MA)	En fonc- tionnement depuis
Tokamaks				
Jet	Organisation européenne EFDA	Éventail complet des études pour la prochaine étape à haute performance (décharges D-T, divertor axisymétrique, mode H, modes avancés, béryllium).	5 (7)	1983
Textor	KFA (Jülich)	Limiteur pompé et investigations sur le plasma de bord et l'interaction plasma- paroi.	0.8	1981 (94)
Tore Supra	CEA (Cadarache)	Machine à aimant supraconducteur. Etude des décharges longues et domi- nées par le chauffage des électrons (les conditions d'Iter et du réacteur)	1.7	1988
FTU	ENEA (Frascati)	Machine à fort champ. Étude du confinement à forte densité et fort courant.	1.6	1990
ASDEX- Upgrade	IPP (Garching)	Machine à divertor poloïdal. Étude du contrôle de la pureté du plasma dans la topologie d'Iter. Lois d'échelle pour Iter.	1.6	1991
TCV	Suisse, CRPP (Lausanne)	Étude des fortes élongations, génération de courant à la fréquence cyclotronique électronique, contrôle des disruptions.	1.2	1992
MAST	UKAEA (Culham)	Physique des faibles rapports d'aspect. Études du contrôle des disruptions et du fonctionnement à fort bêta.	>1	1999
Reversed Field Pinches				
RFX	ENEA (Padoue)	Plus grande machine RFP ayant pour but de donner de l'information sur les perspectives réacteur de ce concept.	2.0	1991
Stellarators				
TJ-II	CIEMAT (Madrid)	Heliac de taille moyenne avec un champ magné- tique hélicoïdal pour les études de confinement et de fort bêta.		1994
Wendelstein 7-X	IPP (Greifswald)	Stellarator de taille comparable à Tore Supra avec un système de bobines modulaires supra- conductrices pour l'étude du fonctionnement en configuration optimisée avec des plasmas très chauds.		en construction

Tableau 1.1 – Machines de fusion magnétique en Europe.

2.2.1. Le Tokamak

- La configuration

Le fort champ magnétique toroïdal B_{ϕ} (plusieurs teslas) est créé par un ensemble de bobines alignées sur l'axe du tore (figure 1.13a). La décharge est initiée par le transformateur qui engendre le courant plasma I_p et chauffe initialement le plasma. Le courant plasma induit un champ poloïdal B_p qui est nécessaire pour créer les lignes de champ hélicoïdales. Les profils des champs B_{ϕ} et B_p sont indiqués sur la figure 1.14a. On a entre le champ toroïdal et le champ poloïdal la relation approximative suivante :

$$B_p(a) \approx \frac{B_t}{Aq_w(a)}$$

où B_t est le champ magnétique toroïdal sur l'axe géométrique du plasma. Le facteur de sécurité au bord $q_{\psi}(a)$ étant, pour des raisons de stabilité²⁵, de l'ordre ou supérieur à 3 et le rapport d'aspect des Tokamaks actuels étant de l'ordre de 3, on voit que le champ poloïdal dans un Tokamak est beaucoup plus petit que le champ toroïdal²⁶.





b) Surfaces magnétiques dans le plan poloïdal du Tokamak (Iter).

Figure 1.13

Les surfaces magnétiques dans un plan poloïdal sont représentées sur la figure 1.13b et ont, en général, une forme en D avec la dernière surface fermée (séparatrice) présentant un point X (champ poloïdal nul).

Sous l'effet de la loi de Lenz, l'anneau formé par le plasma parcouru par un courant a tendance à s'étendre radialement. Il faut donc le stabiliser. Dans les premiers Tokamaks, de section circulaire, ce rôle était rempli par les courants image induits dans une coque conductrice

²⁵ Voir chapitre 3 – Les plasmas chauds magnétisés.

²⁶ Ce n'est pas le cas cependant dans un Tokamak sphérique où les composantes sont du même ordre.

entourant le plasma. Actuellement, cela est réalisé par un ensemble de bobines de champ poloïdal d'axes verticaux placées tout autour du tore à l'extérieur des bobines de champ toroïdal (figure 1.13a). Le rôle de l'ensemble de ces bobines est de fixer la position mais aussi de modeler la forme du plasma (élongation κ_X , triangularité δ_X) grâce à la génération d'un champ essentiellement vertical B_v .

- Particules piégées et courant de bootstrap

Dans le Tokamak, l'intensité du champ magnétique décroissant avec la coordonnée radiale R, les particules qui suivent des trajectoires hélicoïdales autour du tore passent alternativement de régions à bas champ (à l'extérieur) à des régions à haut champ (à l'intérieur). Ce phénomène induit, par l'effet miroir illustré sur la figure 1.10b, l'existence de deux classes de particules, piégées et passantes, dont la projection des trajectoires dans le plan poloïdal est montrée sur la figure 1.14b. La présence de la population de particules piégées associée à un gradient radial de densité et de température et au phénomène de dépiégeage collisionnel est à l'origine dans la décharge d'un courant toroïdal « gratuit » (car il renforce toujours le courant déjà existant), c'est le courant de bootstrap.



a) Profils des champs magnétiques toroïdaux et poloïdaux dans un Tokamak.

b) Trajectoires des particules piégées et passantes dans le plan poloïdal.

Figure 1.14

- La complémentarité des Tokamaks européens

Comme l'indiquent les commentaires du tableau 1, les divers Tokamaks européens ont des tâches spécifiques et complémentaires. Illustrons cette caractéristique sur deux exemples :

Jet est le plus grand Tokamak en fonctionnement dans le monde. Il est aussi le seul, depuis l'arrêt de la machine américaine TFTR, à pouvoir effectuer des décharges utilisant le mélange D-T pour étudier les effets et le confinement des particules alpha. La figure 1.15a montre une vue de l'intérieur de Jet. Dans la partie basse, le divertor sert à extraire à la fois les particules (par un pompage adéquat) et la puissance venant du plasma. La chambre est protégée dans ses parties interne, haute et latérale par des limiteurs recouverts de briques en carbone. Entre les limiteurs latéraux sont insérées les antennes servant au chauffage et à la génération de courant. Le béryllium est utilisé dans les parties des antennes face au plasma et est évaporé périodiquement pour préparer les parois de la chambre à vide.

La machine Jet est par sa forme, ses dimensions et ses performances la plus proche de la prochaine étape Iter. Elle est donc dédiée à l'étude détaillée du scénario de référence d'Iter (mode H) mais aussi aux scénarios avancés mettant en œuvre des barrières de transport internes.







Figure 1.15

Tore Supra est encore le seul grand Tokamak à posséder un aimant supraconducteur. Grâce au fonctionnement en continu de ce dernier et au refroidissement actif de l'ensemble des structures, cette machine est spécialisée dans l'étude des décharges longues et performantes. La forme circulaire de la chambre ne permettant pas la création d'une configuration à point X (comme adopté notamment sur Jet et Asdex), le contrôle de la densité et l'évacuation en continu de fortes puissances ont nécessité l'installation d'un limiteur pompé toroïdal (figure 1.15b). Les schémas de principe comparés du limiteur pompé et du divertor sont illustrés sur la figure 1.16.



a) Limiteur pompé (Tore Supra).

Figure 1.16 – Systèmes de contrôle des particules et d'extraction de puissance (DSMF : Dernière surface magnétique fermée).

Les décharges de longue durée réalisées en particulier sur Tore Supra sont obtenues au moyen de la génération d'un courant I_{CD} par des systèmes extérieurs injectant dans le plasma des particules neutres ou des ondes haute fréquence. Ce courant s'ajoute au courant ohmique I_{OH} induit par le transformateur (dont la durée est intrinsèquement limitée par le flux disponible) et au courant de bootstrap auto-généré par le plasma I_{BS} . On a finalement

$$I_{p} = I_{OH} + I_{CD} + I_{BS}$$

La réalisation d'un Tokamak continu, dans lequel la composante I_{OH} est nulle, consiste donc à optimiser la fraction de courant bootstrap et l'efficacité des moyens externes de génération de courant.

2.2.2. Le Tokamak à faible rapport d'aspect ou Tokamak sphérique

Il s'agit d'un Tokamak à très faible rapport d'aspect (A ~ 1.2-1.5) donnant au plasma un aspect de sphère évidée sur l'axe vertical (figure 1.17a).



Figure 1.17

Ces systèmes se sont multipliées dans le monde après les bons résultats obtenus sur la petite machine anglaise Start : obtention de forts courant plasmas avec des champs magnétiques faibles, configurations stables à très forte élongation, obtention de valeurs de β très élevées (40 %) correspondant à des β_N de 6, bon confinement ayant permis d'obtenir des températures élevées pour la taille de la machine (500 eV), obtention de fractions de courant bootstrap élevées (60 %), obtention de décharges en mode H avec un temps de confinement compatible avec le scaling standard d'Iter (figure 1.5).

La machine Mast à Culham (figure 1.17b) devrait atteindre 2 MA. Elle a déjà fourni avec la machine américaine NSTX des températures au-delà du keV avec un confinement qui reste compatible avec les lois d'échelle standard des Tokamaks.

Cette configuration, si elle tient ses promesses, pourrait permettre d'envisager des réacteurs plus compacts que la géométrie Tokamak standard. Les difficultés existent cependant tant sur le plan de la physique : fort transport électronique incompris, valeur élevée du seuil du mode H, sensibilité aux instabilités induites par les particules alpha (TAE) que sur le plan technologique : difficulté d'obtenir des champs magnétiques élevés à cause du peu de place disponible pour les bras internes des bobines de champ toroïdal, flux neutroniques et thermiques très intenses sur le poteau central.

2.2.3. Le Reversed Field Pinch (RFP)

Comme le Tokamak, le RFP couple très étroitement la création du plasma et le courant toroïdal. L'évolution radiale des champs magnétiques toroïdaux B_{ϕ} et poloïdaux B_{p} dans le cas du RFP est représentée sur la figure 1.18a. On constate que, contrairement au cas du Tokamak, les intensités des deux composantes sont comparables dans un RFP. Pour assurer la stabilité du confinement le champ toroïdal doit être inversé près de la périphérie (r/a ~ 1). Cela est obtenu grâce à des courants poloïdaux qui se développent spontanément du fait de processus magnétiques de relaxation : c'est ce que l'on appelle l'effet dynamo.

Les expériences montrent que le RFP peut réaliser des bêtas plus élevés que ceux atteints dans les Tokamaks mais le temps de confinement obtenu est beaucoup plus faible pour un même courant plasma. La partie centrale de la décharge est en particulier le siège d'une forte turbulence développée. L'extrapolation de ce concept au réacteur est donc actuellement très incertaine.



a) Profils des champs magnétiques toroïdaux et poloïdaux dans un RFP.

b) Profils des champs magnétiques toroïdaux et poloïdaux dans un Stellarator.

0.5

1.0

Figure 1.18

2.2.4. Le Stellarator

Contrairement au Tokamak et au RFP, le Stellarator n'a pas une configuration magnétique axisymmétrique. La torsion hélicoïdale est produite uniquement par des bobinages externes et le seul courant qui circule dans le plasma est le courant de bootstrap qui doit être annulé par des moyens externes pour préserver la pureté de la configuration. Le plasma est créé en général par des ondes haute fréquence. Les valeurs des champs magnétiques B_{ϕ} et B_{p} sont comparables en valeur à ceux du Tokamak mais ils sont beaucoup plus homogènes comme le montre la figure 1.18b. En outre, ils varient périodiquement selon la direction toroïdale. Un exemple de configuration Stellarator est fourni par la machine W7-AS construite à Garching près de Munich (figure 1.19a).



a) Stellarator W7-AS.

b) Module de divertor sur W7-AS.

Figure 1.19

Dans le Stellarator, la configuration des lignes de champ est tridimensionnelle (comme le montre la figure 1.19a) et « tourne » lorsque l'on parcourt l'axe toroïdal avec une périodicité qui caractérise le type de Stellarator (n = 5 pour W7-AS). Cette complication géométrique constitue une difficulté supplémentaire pour la conception d'un réacteur fonctionnant sur ce principe.

Au cours des années 1980 ont été établies les règles à respecter pour optimiser la configuration Stellarator afin d'obtenir un confinement comparable à celui observé sur les Tokamaks tout en bénéficiant des avantages du Stellarator qui sont pour l'essentiel :

- l'absence de courant plasma donc fonctionnement en continu plus aisé. Toutefois le courant de bootstrap existe également et il faut le compenser par un contre-courant généré de l'extérieur ;
- absence de disruptions ;
- fort bêta toroïdal possible (de l'ordre de 4 %).

Ces avantages ont permis de soutenir le projet de stellarator W7-X en cours de construction, qui utilise des aimants supraconducteurs et est représenté sur la figure 1.20.



Figure 1.20 – Stellarator W7-X

3. La situation aujourd'hui

Résumé

- Les configurations Tokamak et Stellarators sont apparues comme capables de confiner les plasmas chauds de fusion ainsi que les particules alpha en restant stables visà-vis des perturbations MHD.
- Les températures (~ 10 keV) et les densités (~ 10²⁰ m⁻³) requises dans les plasmas d'un réacteur à fusion sont régulièrement obtenues dans ces configurations grâce au développement des moyens de chauffage extérieurs (injection de neutres et ondes radiofréquences).
- La découverte du mode H à confinement amélioré rend envisageable un réacteur D-T de dimension raisonnable (~ 8 m).
- Le *break-even scientifique* (autant de puissance fusion générée que de puissance fournie au plasma) a été démontré dans Jet en 1997.
- Des décharges de plusieurs minutes complètement stationnaires et purement non inductives ont été réalisées dans Tore Supra.
- Les moyens de chauffage et de génération de courant (injection de neutres et ondes radiofréquences) ont été développés.
- Une base internationale de données a été constituée et a permis en particulier d'établir une loi d'échelle robuste pour le temps de vie de l'énergie en mode-H qui a été utilisée pour le dimensionnement d'Iter.
- Les avancées en technologie (supraconducteurs, matériaux haut flux, moyens de chauffage, robotique) ont été essentiels pour les progrès de la recherche et la conception d'Iter.
- Les progrès en modélisation numérique ont mis à la disposition des physiciens des simulateurs de décharges très utiles. La modélisation complète basée sur les premiers principes a déjà eu quelques succès ; ses développements concernant la modélisation du transport turbulent sont prometteurs.

3.1. Performances et place par rapport aux étapes

3.1.1. Configurations stables vis-à-vis des instabilités MHD

Le premier objectif des recherches sur la fusion était de trouver une configuration magnétique capable :

- de confiner un plasma à des températures et des densités caractéristiques d'un milieu thermonucléaire ;
- de confiner les particules alpha issues des réactions de fusion pour profiter de leur effet de chauffage. C'est le concept de combustion partiellement ou complètement auto-entretenue (ignition) ;
- de maintenir ce confinement pendant un temps très long pour pouvoir opérer le réacteur en continu.

La configuration magnétique devait donc être stable vis-à-vis des instabilités MHD les plus violentes aboutissant à la destruction du plasma. Nous avons vu que deux configurations to-roïdales sont apparues comme présentant des domaines d'opération vérifiant les contraintes ci-dessus :

- la configuration Tokamak nécessitant la présence d'un courant plasma (à condition que ce courant ne soit pas trop élevé et que la pression cinétique reste suffisamment faible par rapport à la pression magnétique) ;
- la configuration Stellarator sans courant plasma (avec une limite également sur le rapport entre la pression cinétique et la pression magnétique).

Ces deux configurations font l'objet aujourd'hui de réalisations expérimentales partout dans le monde.

3.1.2. Obtention de températures et de densités caractéristiques du plasma d'un réacteur thermonucléaire

La stabilité globale étant acquise, il fallait démontrer que le plasma pouvait être porté aux températures et aux densités qui seraient celles d'un plasma thermonucléaire, c'est-à-dire d'après le critère de Lawson une température de l'ordre de 10 keV et une densité de l'ordre de 10^{20} m⁻³.

Les premiers Tokamaks étaient chauffés grâce à l'effet Joule issu du courant plasma. L'augmentation de la conductivité électrique avec la température (en T^{3/2}) rendant pratiquement inopérant ce chauffage au delà de quelques keV, le développement de moyens de chauffage extérieurs est apparu rapidement comme indispensable.

Le chauffage par injections de particules neutres très énergétiques (~100 keV) créés à partir de sources d'ions positifs a fait de rapide progrès et a permis pour la première fois sur la machine PLT l'obtention de températures ioniques supérieures à 10 keV. Ce chauffage est aujourd'hui présent sur presque toutes les grandes installations. Il est envisagé sur Iter à une énergie de 1 MeV qui nécessite le développement de sources d'ions négatifs objet d'une R&D importante.

Le chauffage par couplage au plasma d'ondes électromagnétiques à des fréquences judicieusement choisies a progressé en parallèle. Ce type de chauffage est en particulier utilisé exclusivement pour chauffer les plasmas de la machine Tore Supra.

L'augmentation de la densité a pu être obtenue par simple injection de gaz dans le plasma. Dans les Tokamaks, une densité limite est cependant atteinte à cause d'un déséquilibre radiatif. Cette limite est d'autant plus élevée que le champ magnétique est plus fort et que la machine est plus petite ($n \propto \frac{B_t}{R}$). Des densités très élevées ($n \sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$) ont pu être obtenues sur de petites machines à fort champ (Alcator C). Pour Iter, ($B_t = 5.3$ T, R = 6 m), la limite de densité est de l'ordre de 10^{20} m⁻³, suffisante pour obtenir un facteur d'amplification Q = 10.

Dans un réacteur thermonucléaire, il est souhaitable (pour des raisons de performances) que le profil de densité soit le plus piqué possible. De tels profils de densité peuvent être obtenus avec une alimentation de matière proche du cœur du plasma. Des techniques d'injection de glaçons d'hydrogène à des vitesses très élevées ont été développées dans cette perspective. Elles donnent des résultats très encourageants dans Jet (figure 1.21).



Figure 1.21 – Piquage des profils de densité dans Jet par injection de glaçons.

3.1.3. Temps de vie de l'énergie

Pour obtenir un facteur d'amplification élevé, le critère de Lawson indique que le temps de vie de l'énergie doit être suffisamment grand.

Les premières décharges Tokamak ont mis en évidence une dégradation du temps de vie de l'énergie avec la puissance extérieure injectée. Pour de tels plasmas, caractérisés par des profils de densité et de températures décroissant lentement vers le bord (mode L), l'extrapolation des performances au dimensionnement d'un réacteur commercial aboutissait à des tailles de machines prohibitives.

L'étude de la configuration à divertor poloïdal sur la machine ASDEX a fait apparaître une augmentation du temps de vie de l'énergie (de l'ordre d'un facteur 2) lorsque la puissance traversant la dernière surface magnétique fermée dépassait un certain seuil. Les profils de densité et de température présentaient alors un épaulement indiquant un confinement amélioré au bord du plasma. Ce régime (baptisé mode H), dont l'extrapolation permet d'envisager des réacteurs de dimensions raisonnables ($R \sim 8 m$) a été reproduit dans toutes les grandes machines utilisant un divertor poloïdal et il constitue le mode de fonctionnement de référence d'Iter.

3.1.4. Les décharges record de Jet : démonstration du break-even scientifique

Les meilleures performances en densité, température et temps de vie de l'énergie ont longtemps été obtenues dans des machines ou des régimes de fonctionnement distincts (fort champ pour les fortes densités, faible densité pour les fortes températures, régime ohmique pour les meilleurs temps de vie). La réalisation de fortes valeurs de Q exige l'obtention simultanée de valeurs élevées pour ces trois paramètres. C'est ce qui sera réalisé dans les grandes machines en mode H.

La meilleure valeur de Q dans une décharge D-T a été obtenue en 1997 sur le Tokamak européen JET au cours d'une décharge ayant produit une puissance fusion maximale de 16.1 MW (figure 1.22) pour une puissance extérieure injectée de 25 MW (22 MW d'injection de neutres + 3 MW de chauffage à la fréquence cyclotronique ionique).



Figure 1.22 – Records de puissance et durées correspondantes dans des décharges D-T.

Au cours de cette décharge, une brusque dégradation du confinement est apparue, mettant fin au régime performant alors que le contenu énergétique était encore en augmentation de 7 MJ/s. L'évaluation de la performance en Q pour cette décharge dépend de la définition retenue pour ce paramètre dans le cas d'une décharge non stationnaire. La définition la plus satisfaisante sur le plan physique²⁷ consiste à définir Q comme le rapport entre la puissance fusion produite et la puissance extérieure qui serait nécessaire pour maintenir en stationnaire le plasma dans les conditions où il produit cette puissance fusion. Cette puissance est la puissance injectée (25 MW) diminuée de la partie de cette puissance servant à l'augmentation du contenu énergétique (7 MW), on trouve alors Q = 0.9. On peut donc considérer que cette décharge constitue la réalisation, longtemps souhaitée par les physiciens, de l'étape de *break-even* scientifique (Q = 1). Si l'on définit Q, de façon plus conservative (soit Q^{*}) comme le simple rapport entre la puissance fusion produite et la puissance injectée de l'extérieur, on trouve Q^{*} = 0.64. Les deux définitions se confondent dans le cas d'un plasma en régime stationnaire et il n'y aura donc plus d'ambiguïté sur la définition de Q par la suite.

Dans la décharge précédemment décrite, la puissance fusion a été produite pendant un temps court (0.5 s) et dans un régime qui n'est pas extrapolable au réacteur (ions chauds sans ELMs). La même année cependant, une autre décharge (figure 1.23) a pu produire près de 5 MW de puissance fusion pendant environ 4 s avec une puissance injectée de 24 MW (soit Q = 0.2) dans un régime adapté au fonctionnement en continu d'un réacteur ($T_e = T_i$ avec ELMs). C'est sur ce régime qu'Iter a été dimensionné.

²⁷ Avec cette définition, l'ignition ($Q = \infty$) peut être atteinte en transitoire lorsque la puissance alpha équilibre les pertes, sans que la puissance extérieure soit nulle. Cette dernière contribue alors uniquement à l'augmentation du contenu énergétique.

3.1.5. Aimant supraconducteur et décharges longues non inductives dans Tore Supra

La faisabilité d'un aimant supraconducteur pour un Tokamak, indispensable pour un réacteur commercial, a été démontrée dans l'installation Tore Supra dont l'aimant fonctionne de façon quasi ininterrompue depuis 1988.

La maîtrise des flux thermiques intenses et de l'évacuation de la chaleur sur les temps longs constitue un autre impératif technologique auquel Tore Supra contribue en réalisant des décharges complètement stationnaires de plus de 6 mn avec des composants activement refroidis pendant lesquelles plus de 1 GJ d'énergie ont pu être évacués (figure 1.23). Les composants de première paroi développés pour cette machine peuvent supporter en stationnaire des flux thermiques de 18 MW/m². Il faut aussi noter que le courant de ces décharges longues est généré de façon complètement non inductive grâce à l'effet de génération de courant par les ondes hybrides.



Figure 1.23 – Records de durée et d'énergie injectée dans Tore Supra.

3.2. La maîtrise des moyens de chauffage et de génération de courant²⁸

L'injection de particules neutres de grande vitesse et les ondes radiofréquence constituent les grandes voies pour chauffer et générer du courant dans un plasma de Tokamak.

L'injection de neutres rapides est un chauffage très efficace dont la physique est bien comprise. On utilise actuellement des sources d'ions positifs permettant de générer des neutres d'environ 100 keV qui cèdent leur énergie préférentiellement aux ions. L'injection de neutres permet également de générer du courant au centre du plasma.

L'onde magnétosonique rapide a une très bonne efficacité de chauffage sur les ions ou les électrons suivant le scénario et permet aussi de générer du courant. La physique de cette interaction est bien comprise.

²⁸ Voir aussi pour plus de détails le chapitre 3 – Les plasmas chauds magnétisés.

L'onde à la fréquence hybride basse est la méthode la plus efficace (grâce à la génération d'électrons suprathermiques) pour générer du courant dans les machines actuelles ou dans la partie externe d'un réacteur. La compréhension générale de l'absorption est encore très partielle.

Les ondes à la fréquence cyclotronique électronique permettent un contrôle très précis du chauffage des électrons ou de la génération de courant. Cette caractéristique la fait utiliser pour le contrôle des modes MHD de « déchirement néoclassique » qui pourraient dégrader la qualité du confinement.

3.3. Constitution d'une base internationale de données

Le caractère ouvert des recherches sur la fusion magnétique a abouti à la mise en place d'une base de données internationale et d'une activité sur la physique associée (ITPA : International Tokamak Physics Activity). La base contient les évolutions temporelles de paramètres globaux (et plus récemment des profils de certaines quantités) pour un certain nombre de décharges validées pour chaque machine selon un protocole rigoureux. Elle couvre l'ensemble des Tokamaks en fonctionnement (ou ayant fonctionné) dans le monde et les régimes L et H.

Cette base de données, associée au développement de méthodes statistiques rigoureuses, a permis de mettre à la disposition de la communauté des lois d'échelle pour le temps de vie de l'énergie, d'abord pour le mode L, puis pour le mode H ainsi que pour la puissance de seuil de la transition L-H. Ces lois d'échelle sont régulièrement revues à l'occasion des augmentations de volume de la base de données. La loi d'échelle monomiale (1.6) pour le temps de vie de l'énergie en mode H, datée de 1998, résiste bien depuis aux extensions successives de la base se²⁹. C'est cette loi qui a servi au dimensionnement de la prochaine étape Iter.

L'adjonction récente à la base de données de paramètres caractérisant les piédestaux de densité et de température en mode H a permis de proposer les premières lois d'échelle pour le temps de vie contenant deux termes monomiaux distincts pour le contenu énergétique du cœur et pour celui du piédestal. Ces lois, qui correspondent mieux à la physique du confinement en mode H que les lois monomiales simples, décrivent avec plus de précision les données de la base. Les premiers calculs indiquent qu'elles donnent de meilleures performances pour Iter (Q = 20).

3.4. Les avancées en technologie

Les développements technologiques dans tous les domaines essentiels accompagnent les avancées en physique depuis le début des recherches sur la fusion magnétique.

Le développement des matériaux supraconducteurs supportant de forts champs a conduit à la réalisation des aimants de Tore Supra en niobium-titane puis à la conception des aimants d'Iter en niobium-étain.

Le développement et les techniques de refroidissement des matériaux à haut flux thermique ont permis de réaliser le limiteur toroïdal pompé de Tore Supra capable d'extraire 18 MW/m² en continu et de dessiner les éléments du divertor d'Iter.

²⁹ Voir cependant les remarques du chapitre 3 sur une reconsidération récente des dépendances en β et ν^* .

Le développement des moyens de chauffage a permis de mettre à la disposition des plus grandes installations des chauffages permettant de coupler au plasma plusieurs dizaines de MW. Les progrès concernent aussi bien l'injection de neutres (développement récent de sources d'ions négatifs et amélioration des techniques d'accélération) que les ondes (sources klystrons et gyrotrons et antennes de couplage).

Le développement de la robotique a permis de procéder au remplacement entièrement à distance d'éléments de la machine Jet (divertor) et de concevoir le système de remplacement robotisé des éléments de première paroi et du divertor d'Iter.

Enfin, les progrès dans la conception d'aciers à basse activation ont permis de concevoir des couvertures tritigènes à tester dans Iter.

3.5. Les progrès de la simulation³⁰

La simulation numérique en fusion magnétique concerne deux types d'activité : la modélisation intégrée et la modélisation dite de premiers principes.

La modélisation intégrée consiste à construire un outil numérique appelé « simulateur » de plasma de Tokamak en mettant ensemble des modules décrivant, souvent de façon heuristique, les principaux phénomènes physiques se déroulant dans un plasma. Ces modules calculent la configuration magnétique d'équilibre, les termes de dépôt de puissance (injection de neutres, ondes) et de pertes (rayonnement, transport), permettant de calculer l'évolution spatio-temporelle des différents paramètres au cours d'une décharge. L'utilisation de ces codes peut être interprétative (pour trouver par exemple la forme des coefficients de transport décrivant une expérience) ou prédictive.

La modélisation dite de premiers principes a pour objet de calculer un plasma de fusion à partir des équations de base de la physique des plasmas. Cette activité concerne le chauffage, la stabilité MHD, le transport turbulent et l'interaction plasma-paroi. Cette approche a déjà donné de bons résultats (codes *full wave* décrivant le chauffage par ondes à la fréquence cyclotronique ionique) et fait actuellement, dans le domaine du transport turbulent (approche gyrocinétique), l'objet d'un effort en particulier de la part des équipes françaises.

³⁰ Voir aussi pour plus de détails le chapitre 6 – La simulation numérique.

Annexe 2

Fusion par confinement inertiel

Michel André, Charles Bayer, Michel Decroisette, Claude Deutsch, Denis Juraszek et Arnold Migus

1. Principe

L'idée à la base de la fusion par confinement inertiel (FCI) est de faire imploser (pour la comprimer) une capsule contenant un mélange de deutérium et de tritium. La densité et la température atteignent les valeurs requises par les réactions de fusion et sont maintenues par inertie le temps que l'énergie thermonucléaire se dégage, avant que la cible se désagrège.

On montre que pour atteindre des taux de combustion élevés, il est nécessaire d'obtenir des masses surfaciques élevées (produit de la densité du milieu fusible par le rayon de la sphère), et que l'énergie à investir dans le milieu fusible pour obtenir l'allumage varie comme l'inverse du carré de sa densité. C'est pourquoi le milieu fusible doit être fortement comprimé.

Pour atteindre des gains élevés, il faut ne porter aux conditions d'allumage qu'une partie du combustible, le reste étant comprimé avec un minimum d'entropie. C'est le concept d'allumage par point chaud central. Pour une valeur fixée de la densité du point chaud, il existe une énergie limite à investir en dessous de laquelle l'allumage ne peut se faire. Dans la pratique, il faut tenir compte des phénomènes limitatifs (instabilités hydrodynamiques) qui peuvent dégrader l'implosion, et corriger cette valeur en introduisant la notion d'énergie de sécurité, c'est-à-dire une limite inférieure à la puissance du driver.

Un réacteur à fusion inertielle est constitué de quatre parties principales :

- le driver, chargé d'apporter l'énergie requise pour imploser la cible ;
- la chambre de réactions (ou réacteur) ; en son centre ont lieu les micro-explosions produisant l'énergie de fusion thermonucléaire ;
- l'unité de traitement des matériaux et la centrale de production des cibles ;
- les générateurs de vapeur et des turbines qui transforment l'énergie thermique apportée par des fluides caloporteurs en énergie mécanique, puis en énergie électrique.

On considère qu'il est nécessaire d'atteindre des gains de cible compris entre 30 et 200 pour assurer le fonctionnement satisfaisant d'un réacteur au plan économique.

Le développement de la fusion inertielle comme source d'énergie civile pourrait se dérouler en quatre étapes, à partir de la situation actuelle :

- démonstration de l'allumage (en cours) ;
- démonstration d'un gain élevé ;
- démonstration industrielle ;
- démonstration commerciale.

1.1. Préambule

L'idée à la base de la fusion par confinement inertiel (FCI) est de faire imploser une capsule contenant un mélange de deutérium et de tritium. La densité et la température atteignent les valeurs requises par les réactions de fusion et sont maintenues par inertie le temps que l'énergie thermonucléaire se dégage, avant que la cible se désagrège.

C'est l'avènement du laser en 1960 qui fit émerger ce concept, car cette source de rayonnement impulsionnel et cohérent, facilement focalisable, permet d'atteindre aisément des densités de puissance très élevées (10^{14} W/cm^2) . En 1972, le Lawrence Livermore National Laboratory proposa le schéma d'implosion « ablative » d'un microballon irradié par des faisceaux laser, pour comprimer et chauffer un mélange deuterium-tritium jusqu'à des densités de plasma de quelques centaines de g/cm³ (Nuckolls *et al.*, 1972). En 1974, fut publiée une description plus concrète et plus détaillée des principaux aspects de l'implosion par laser (Brueckner et Jorna, 1974).

En France, le CEA-Dam initia en 1962 un programme laser dont un des objectifs était l'allumage et la combustion du DT en laboratoire. En maintenant des collaborations avec le CNRS, il n'a cessé de développer des installations de plus en plus puissantes, d'abord au Centre d'Études de Limeil-Valenton (le dernier laser ayant été Phébus, fermé en 1999), et désormais au Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine, avec la LIL et prochainement le LMJ (Chocs, 2004b)

1.2. Concept

Nota :

- Dans ce qui suit, les formules et applications numériques seront données en unités CGS, sauf indication spécifique.
- Nous n'envisagerons que les réactions de fusion D+T, dont la section efficace est la plus élevée.

Contrairement à la fusion magnétique qui fonctionne en régime quasi continu, la FCI fait appel à des processus impulsionnels de durée de vie très courte. Une sphère de DT, comprimée et chauffée, se disloquera au bout d'un temps τ_c (aussi appelé durée de confinement) qui est fonction de son rayon R et de sa température. Ainsi, une sphère de DT de 100µm de rayon à la température 100 MK (cent millions de degrés Kelvin) restera confinée pendant ~30ps; ensuite, le milieu se désagrègera. Si les conditions pour que se réalisent les réactions thermonucléaires étaient initialement réunies, on admet qu'au-delà de cette durée, la matière est trop détendue pour que la combustion se poursuive.

Une notion importante est le **taux de combustion** (défini par le rapport entre le nombre d'ions tritium brûlés et le nombre d'ions initial) pendant le temps de confinement. Il est relié au paramètre « ρR », produit de la densité du milieu fusible par le rayon de la sphère ; appelé également **masse surfacique**. Lorsque ρR est petit, le taux de combustion est négligeable ; il faut obtenir des masses surfaciques élevées (de l'ordre de 3 g/cm2) pour accéder à des taux de combustion importants (~30 %), ce qui implique d'atteindre des densités élevées (Lindl, 1998 ; Dautray et Wateau 1993 ; Bayer et Juraszek, 2001 ; Duderstadt et Moses, 1982 ; Atzenis et Meyer-Ter-Vehn. 2004).

Pour atteindre des taux de combustion élevés, il est nécessaire d'obtenir des masses surfaciques élevées.

La phénoménologie de la compression et de la combustion d'une sphère de DT est présentée figure 2.1. Dans son principe, la cible est constituée d'une coquille comportant le **combustible** (DT) sous forme d'une couche cryogénique entourée d'un matériau léger appelée **ablateur** (§ 1.3).

a) La cible est irradiée grâce à l'énergie initiale délivrée par le driver (soit du rayonnement soit des particules).

b) L'ablateur, transformé en plasma sous l'effet de l'élévation de température, se détend vers le vide et, par effet fusée, impose une accélération centripète au combustible qui gagne ainsi de l'énergie cinétique. C'est l'implosion de la cible.

c) En fin d'implosion, l'énergie cinétique est transférée au DT sous forme d'énergie interne.

d) Si les conditions d'allumage sont atteintes, la combustion thermonucléaire s'amorce, le DT brûle en dégageant de l'énergie thermonucléaire.

On appellera :

- *Gain thermonucléaire* G_{TN} le rapport de l'énergie thermonucléaire dégagée à l'énergie interne investie dans le milieu fusible ;
- *Gain de la cible* G le rapport de l'énergie thermonucléaire dégagée à l'énergie délivrée à la cible par le driver.



Chauffage de la cible par la source d'énergie

Création d'un plasma qui comprime le DT

Ignition à partir d'un point chaud

Combustion

Figure 2.1 – Phénoménologie de l'implosion.

1.2.1. L'allumage

L'allumage est obtenu lorsque le bilan énergétique du milieu devient positif. En admettant qu'il se produit en fin d'implosion, ce bilan s'obtient en comparant la puissance apportée au milieu fusible qui provient du dépôt des produits de fusion, et la puissance perdue qui provient des pertes radiatives et des pertes par conduction. La limite d'allumage est donc donnée par :

$$P_{\text{TNdéposée}} - P_{\text{rayonnement}} - P_{\text{conduction}} = 0$$

Elle ne dépend que de ρR et de T ; elle est donnée par une courbe unique présentée figure 2.2.

Dans le diagramme de la figure 2.2, les courbes « $E_{int}*\rho^2 = \text{constante}$ » (où E_{int} est l'énergie interne du DT) sont des droites de pente (-1/3). La limite d'allumage est atteinte avec la valeur minimale du produit $E_{int}.\rho^2$ pour $\rho R \sim 0.2$ g.cm⁻² et T ~ 70 MK.

L'énergie à investir dans le milieu fusible pour obtenir l'allumage varie comme l'inverse du carré de sa densité.



Figure 2.2 – Limite d'allumage.

1.2.2. La combustion

On pourrait envisager de brûler une sphère homogène de DT (densité et température quasi constantes) en recherchant un allumage global ; pour une température de combustion $T_c \sim 300$ MK, le gain G_{TN} ne dépasserait pas 100, et le gain de la cible, $G \sim 5$, serait nettement insuffisant dans l'objectif d'un réacteur pour lequel on vise $G \sim 30 - 200$ (voir plus loin).

Pour atteindre de tels gains, il faut donc **ne porter aux conditions d'allumage qu'une partie du combustible**, le reste étant comprimé avec un minimum d'entropie¹. **C'est le concept d'allumage par point chaud central**.

Le point chaud peut être créé de diverses manières ; la plus simple consiste à générer une succession de chocs avec une chronométrie appropriée ; leur coalescence porte à haute température la fraction de milieu fusible concernée au centre du combustible.

¹ On peut dire de manière simplifiée que l'entropie représente la dégradation de l'énergie.

Dans une telle situation, le DT en fin de compression est composé :

- d'une zone centrale portée aux conditions d'allumage (point chaud) ;
- d'une zone périphérique composée de DT froid et dense constituant le combustible principal.

Les particules α (3,6 MeV) créées par les réactions thermonucléaires qui se produisent dans le point chaud déposent leur énergie dans le DT froid, donnant naissance à une onde de combustion thermonucléaire auto-entretenue qui se propage dans le combustible périphérique.

Le chemin thermodynamique du DT dans ces conditions est décrit sur la figure 2.3. Lorsque le point chaud rentre dans le domaine d'allumage (point « a »), le DT froid est en situation « b » ; l'onde de combustion s'établit, la température du combustible s'élève rapidement, il y a dégagement d'énergie jusqu'à dislocation de la cible.



Figure 2.3 – Structure du point chaud (en rouge) et du DT combustible (en vert) ; les indices « c » et « f » correspondent respectivement au point chaud et au combustible froid. Chemin thermodynamique du DT (point chaud et combustible).

L'évolution de ce système peut être décrite par un modèle isobare car, l'allumage se produisant en fin d'implosion, on admet que la pression est quasi uniforme. La modélisation fait apparaître que pour une valeur fixée de la densité ρ_c du point chaud, il existe une **énergie limite** en dessous de laquelle l'allumage ne peut se faire ; elle correspond à l'énergie investie dans le point chaud et est d'autant plus faible que ρ_c est élevée ;

À titre d'illustration, la figure 2.4 donne, en fonction de l'énergie totale investie dans le DT (c'est-à-dire dans le point chaud et le combustible froid) l'évolution du gain thermonucléaire pour un même point chaud (sont maintenus constants les paramètres $\rho_c = 100 \text{ g.cm}^{-3}$; $\rho R_c = 0.3 \text{ g.cm}^{-2}$; T _c= 6 keV, $\alpha = 2$) mais différentes masses de combustible. On voit que G_{TN} dépasse 10³ pour une énergie interne supérieure à quelques dizaines de kJ. Ces résultats, obtenus dans l'hypothèse d'une situation monodimensionnelle sont bien sur optimistes, et devront être amendés pour tenir compte de phénomènes limitatifs qui seront évoqués au § 1.3.

1.2.3. Remarques et ordres de grandeur

Le modèle du point chaud permet d'évaluer en fonction de l'énergie investie dans le DT l'ensemble des valeurs caractéristiques du combustible. Si l'on fait l'hypothèse que pendant la première phase de l'implosion, l'énergie investie est entièrement sous forme d'énergie cinétique, on peut, pour une configuration de cible donnée, déterminer la vitesse de la coquille (V_i , vitesse d'implosion). Pour des masses de l'ordre du mg, on obtient des vitesses de l'ordre de 300 km/s.

Par ailleurs, on montre que la **densité finale du combustible varie comme V**_i³ à V_i⁶ (et que l'énergie à investir varie comme V_i⁻⁶ à V_i⁻¹⁰). Pour minimiser l'énergie à investir, on a *a priori* intérêt à augmenter la vitesse d'implosion.



Figure 2.4 – Évolution du gain thermonucléaire.

1.3. Implosion de la cible

Quel que soit le vecteur d'énergie choisi pour imploser la cible (§ 2.1.1), celle-ci subit l'attaque d'un rayonnement intense, soit un faisceau laser monochromatique et cohérent, soit un rayonnement thermique dans le domaine X (de longueur d'onde comprise entre 10 et 100nm). L'intensité requise du rayonnement se situe dans le domaine $10^{12} - 10^{15}$ W/cm².

Par divers mécanismes, le rayonnement ionise la surface de la cible ; une couche de plasma se forme, dans laquelle le rayonnement électromagnétique continue à être absorbé par différents processus. La température du plasma s'élève rapidement, et il se détend dans le vide à des vitesses de l'ordre de la vitesse du son, qui peuvent être très élevées : pour un plasma à **10 MK**, la vitesse d'expansion est de l'ordre de **100 km/s**. D'après le principe de conservation de l'impulsion, il en résulte à la surface du matériau non évaporé une pression « d'ablation » qui est suffisamment élevée (**quelques dizaines de Mbar**) pour engendrer une onde de choc (Decroisette, 1993). Notons que dans le cas d'une cible pour FCI, et indépendamment de contraintes de fabrication, le matériau irradié qui se détend (appelé

ablateur comme nous l'avons déjà vu) est soit une coquille de plastique (matériau à Z faible) renfermant le DT cryogénique, soit le DT lui-même (§ 2.1.1).

1.3.1. Phénomènes limitatifs

Les considérations présentées dans les paragraphes précédents étaient basées sur l'hypothèse d'une situation monodimensionnelle sphérique : capsule parfaite irradiée de manière uniforme. Dans la pratique, des défauts d'éclairement ou de fabrication de la cible pourront induire des instabilités hydrodynamiques qui dégraderont l'implosion. Ces instabilités seront amplifiées soit pendant la phase d'accélération de la coquille, soit pendant la phase de ralentissement en fin d'implosion (figure 2.5)

- Symétrie d'éclairement et rapport de convergence

Un défaut d'éclairement induira au premier ordre un écart relatif de vitesse $\Delta V/V$ qui produira en fin de compression un défaut de sphéricité. Pour que les conditions d'allumage soient respectées, il faut que ce défaut n'excède pas une fraction (de l'ordre du %) du rayon du point chaud. Cette condition se reporte sur le paramètre **RC**, appelé rapport de convergence, rapport du rayon initial de la coquille au rayon du point chaud.

Ordre de grandeur : un rapport de convergence de 30 nécessitera un écart à l'uniformité d'éclairement inférieur à 2 %.

- Instabilités hydrodynamiques

Il existe de nombreux types d'instabilités hydrodynamiques : Rayleigh-Taylor, Richtmyer-Meshkov, Kelvin-Helmoltz ; la plus répandue (et la principale qui concerne l'implosion d'une coquille) est l'instabilité de Rayleigh-Taylor, qui se produit quand une interface entre un fluide lourd et un fluide léger est soumise à une accélération \vec{a} dirigée du léger vers le lourd (le léger « pousse » le lourd, ou le lourd « tombe » dans le léger).



Figure 2.5 – Périodes de développement d'instabilités hydrodynamiques et pollution du point chaud.

Durant l'implosion d'une coquille, on distingue deux zones (et deux périodes) instables au sens de Rayleigh-Taylor :

- le front d'ablation, où le plasma de détente pousse la coquille dense. L'instabilité peut se développer durant toute la phase de mise en vitesse et conduire à une rupture du piston.

On montre que le taux de croissance des perturbations augmente avec le **rapport d'aspect R**/ Δ **R** de la coquille (Δ **R** est son épaisseur) pendant son accélération. Ce rapport d'aspect sera donc fixé par le taux d'amplification maximal tolérable, et donc par l'amplitude maximale des perturbations initiales (rugosité de la coquille ou défauts d'éclairement).

- l'interface entre le DT froid et le DT chaud, durant la phase de ralentissement où les gradients de pression et de densité sont opposés (Sakagami et Nishihara, 1990).

Au cours du temps, la pression dans le point chaud au centre de la capsule augmente, devient supérieure à la pression externe, et ralentit la coquille formée de combustible froid et dense. L'interface entre le point chaud et le combustible principal devient instable ; les défauts qui se sont développés durant la phase précédente s'ajoutent aux défauts préexistants (rugosité du DT cryogénique) ; l'ensemble va servir de germes à l'instabilité ; son développement peut conduire à la situation schématisée figure 2.5, où une partie du point chaud non perturbée est entourée d'une zone de mélange où la température n'est plus suffisante pour satisfaire les conditions d'allumage (pollution du point chaud). Si la capsule a été dimensionnée pour obtenir juste les conditions d'allumage sans instabilités, le point chaud effectivement obtenu est trop petit !

Seuls des modèles numériques très complexes permettent le calcul complet du développement de ces instabilités en prenant en compte l'ensemble du spectre des défauts, et l'évaluation de l'épaisseur de la zone polluée. À partir d'une situation optimisée en l'absence d'instabilités hydrodynamiques, on retrouve les conditions d'allumage en présence d'instabilités en appliquant à la cible un facteur d'échelle qui porte en particulier sur les paramètres « rayon » et « temps ». On définit ainsi de nouvelles courbes de gain comme il est indiqué sur la figure 2.6, qui fait apparaître une première notion d'énergie de sécurité (courbe rouge établie pour le cas LMJ ; le point rouge « limite de sécurité » inclut en plus la sécurité d'allumage évoquée au début du § 4, pour définir l'énergie nominale du LMJ).



Figure 2. 6 – Prise en compte des instabilités hydrodynamiques pour l'énergie du driver.

En résumé, la prise en compte des instabilités hydrodynamiques impose une limite supérieure au rapport d'aspect R/ Δ R de la coquille à imploser, et donc une limite inférieure à la puissance de la source d'énergie (driver); cette limite est schématisée figure 2.7. Nous retrouverons ces notions lors de la présentation du projet LMJ (voir § 4).



Figure 2.7 – Limitation du domaine Énergie-Puissance du driver par les instabilités hydrodynamiques.

1.4. Principe d'un réacteur FCI

Les schémas illustrant le principe d'un réacteur à fusion inertielle sont présentés figures 2.8 et 2.9 (IAEA, 1995 ; Coutant, 1993).

1.4.1. Aspect énergétique



Figure 2.8 – Boucle énergétique d'un réacteur.

Le « driver » (on envisage habituellement un laser de puissance ou un générateur de particules), délivre avec un rendement η_D (5 – 35 %) une impulsion intense d'énergie sur une capsule contenant du DT. L'implosion de cette cible déclanche la combustion du DT selon le processus décrit précédemment. Les réactions thermonucléaires produisent avec un gain de cible **G** un dégagement d'énergie sous forme de neutrons, de rayonnement X et d'une bouffée de plasma en expansion rapide. Cette énergie est convertie en chaleur dans la couverture interne de la chambre, avec un facteur multiplicatif **g** (1 – 1,2). Finalement, l'énergie thermique est convertie en énergie électrique à l'aide de turbines dont le rendement est ε (30 – 40 %). Une fraction **f** (~30 %) de la puissance produite brute **P**_b est utilisée pour alimenter le driver (et des équipements auxiliaires, que nous négligeons ici).

On aboutit aux relations suivantes :

$$P_{n} = P_{b}(1-f)$$
$$\eta_{D}.G = \frac{1}{\varepsilon.g.f}$$

Au plan économique, on considère qu'il est nécessaire d'atteindre :

 $\eta_D \cdot G \ge 10$

On cherchera donc à atteindre des gains de cible : $30 \le G \le 200$

Fixons les idées : admettons que l'énergie nécessaire pour obtenir un gain cible G = 100 soit de l'ordre de 10 MJ ; en prenant $\eta_D = 0,11$; g = 1,0 ; $\epsilon = 0,3$ et f = 0,3, on obtient une énergie électrique nette de ~210 MJ pour chaque micro-explosion ; Une fréquence de répétition de 7 Hz donnerait donc une puissance réelle d'environ 1500 MW.



Figure 2.9 – Description générale d'un réacteur.

1.4.2. Description générale

Un réacteur à fusion par confinement inertiel comporte quatre parties principales représentées sur la figure 2.9 :

- Le driver

Alimenté par son banc d'énergie, il est chargé d'apporter l'énergie requise pour imploser la cible. Dans le cas d'un réacteur, il doit présenter les caractéristiques suivantes :

a)

Énergie : qq. MJ Intensité sur cible : qq. 10¹⁴ W. cm⁻² Durée : qq. 10 ns.

L'énergie doit être délivrée avec des contraintes particulières : focalisation sur une surface de dimension caractéristique inférieure ou égale à celle de la cible, loi de puissance adaptée à la dynamique de l'implosion pour ne pas s'écarter trop d'une compression isentropique, uniformité d'éclairement de la cible, équilibrage des puissances entre faisceaux,...

- b) rendement $\geq 10 \%$
- c) fonctionnement reproductible avec une fréquence de répétition de quelques hertz.

Parmi les sources présentant ces potentialités, sont en course aujourd'hui les accélérateurs d'ions lourds, les lasers de puissance à verre dopé au Nd et les strictions magnétiques.

- La chambre de réactions

En son centre ont lieu les micro-explosions produisant l'énergie de fusion thermonucléaire. Elle assure une quadruple fonction :

- elle permet d'assurer un vide suffisant pour que l'énergie du driver puisse se propager jusqu'à la cible ; dans le cas d'un laser par exemple, comme l'intensité du rayonnement augmente avec la focalisation des faisceaux, le « claquage » de l'atmosphère résiduelle peut se produire si la pression n'est pas suffisamment faible, avec la conséquence de créer un plasma parasite bloquant l'irradiation de la cible ;
- elle constitue la première barrière de confinement entre le foyer thermonucléaire que l'on peut considérer comme ponctuel, et l'environnement. Le dégagement d'énergie de chaque cible, pour un réacteur, est de l'ordre de qq.100 MJ, sous forme de rayonnements X et γ, d'ions rapides, de particules alpha (~30 %) et essentiellement de neutrons de 14 MeV. Une faible épaisseur de matériaux est suffisante pour arrêter les X et les ions ; les neutrons et les rayons γ (en faible proportion) sont plus pénétrants, et les épaisseurs de matériaux nécessaires à les stopper sont de fait déterminées par la protection de l'environnement (qui demande une atténuation importante) plus que par la récupération de leur énergie. Le chapitre 9 aborde cette question de manière plus détaillée.

- elle est le siège des réactions secondaires qui régénèrent le tritium nécessaire au fonctionnement du réacteur. Il peut en effet être produit par réaction nucléaire des neutrons sur le lithium, via les réactions suivantes :

 $n(E>2,5 \text{ MeV}) + {}^{7}\text{Li} = {}^{4}\text{He} + T + n \text{ (lent)}$ $n(E<2,5 \text{ MeV}) + {}^{6}\text{Li} = {}^{4}\text{He} + T + 4,8 \text{ MeV}$

L'utilisation d'une épaisseur suffisante d'un mélange des deux isotopes (lithium 7 enrichi) permet d'obtenir plus d'un atome de tritium par neutron; de plus, la seconde réaction, exothermique, contribue au facteur multiplicatif d'énergie évoqué plus haut.

- L'unité de traitement des matériaux et la centrale de production des cibles

La **gestion des matériaux** intervenant dans le fonctionnement de la chambre concerne à la fois les dégagements gazeux des cibles, la couverture et les matériaux de protection des parois. Il s'agit :

- de récupérer le tritium et le deutérium de la cible non brûlés ;
- d'extraire l'hélium et les débris de la cible ;
- de récupérer le tritium des matériaux de couverture ;
- d'extraire les déchets dangereux (composés tritiés, etc.);
- de stocker le combustible (tritium généré dans la chambre de réactions et deutérium approvisionné par un fournisseur extérieur) qui sera utilisé pour la fabrication des cibles.

La **structure des cibles** dépendra du type de driver utilisé (laser ou faisceau d'ions), du type d'irradiation, il n'est donc pas possible d'en donner une description définitive, mais le l'annexe 4 présente un large éventail des techniques de fabrication envisageables. De plus, la démonstration de la combustion du DT en laboratoire n'ayant pas encore été faite, les solutions envisagées aujourd'hui évolueront inévitablement(voir § 2.2).

Toutefois, comme on l'a déjà signalé, on peut retenir que le combustible pourra se présenter sous la forme d'une coquille de DT cryogénique déposé à l'intérieur d'une coquille de plastique (CH) ou d'un matériau à Z faible.

- Les générateurs de vapeur et des turbines

Ils transforment l'énergie thermique apportée par des fluides caloporteurs en énergie mécanique, puis en énergie électrique pour alimenter en électricité le réseau de distribution. Une partie est prélevée pour alimenter le banc d'énergie du driver et faire fonctionner l'installation.

1.4.3. Les autres problématiques

Les **matériaux de structure** d'une chambre de réaction d'un réacteur IFE doivent résister aux nombreux tirs de fusion (~qq. 10^8 /an). Les mécanismes de dommage dépendent de la nature des particules incidentes, elle-même fonction du type de cible ; on peut retenir toutefois que le pourcentage de neutrons est de l'ordre de 2/3. Les dommages neutroniques sont de deux sortes :

- réactions nucléaires qui engendrent des transmutations dans les alliages métalliques ;
- transfert de moment aux atomes produisant des déplacements (DPA) dans le réseau cristallin.

Ajouté à la situation particulière de la fusion inertielle (nature pulsée du dégagement neutronique), l'état de nos connaissances ne permet pas à l'heure actuelle de statuer sur les solutions techniques à apporter à la conception de la chambre. Ces questions seront abordées à l'annexe 4.

Les **considérations environnementales** dépendent de l'inventaire des matériaux radioactifs présents dans un réacteur. Les risques d'activation concernent quatre domaine : la sécurité, la maintenance, la gestion des effluents et des déchets. Ces questions seront abordées au chapitre 9.

1.4.4. Les attraits de l'IFE

À la suite de la description sommaire précédente, on peut émettre quelques commentaires sur l'intérêt d'un réacteur à fusion inertielle.

- Le plus remarquable est qu'au plan de la sûreté, comme pour un réacteur à fusion magnétique, il n'y a aucun risque d'emballement, car en cas d'incident, l'interruption de l'alimentation en cibles ou l'arrêt du driver stoppe le réacteur ; d'autre part, le fonctionnement n'induit pas de transports de matières radioactives (déchets en particuliers).
- La construction modulaire présente l'avantage de limiter à la chambre et à l'unité de traitement des matériaux et de fabrication cibles, la présence de tritium et de matériaux activés. C'est une facilité pour la maintenance du driver ou même sa modification pour tenir compte d'avancées technologiques.
- La quantité de matière nucléaire présente dans le réacteur est faible : il s'agit du tritium localisé essentiellement dans la couverture et dans la centrale de production des cibles ; un développement technologique approprié (par exemple sur la fabrication des cibles cryogéniques) devrait conduire à un inventaire très réduit.
- La puissance délivrée peut être adaptée très souplement en faisant varier la cadence des tirs sans affecter le rendement de fusion.

Les questions relatives à la sûreté seront abordées plus en détail au chapitre 9 – Les études de sûreté.

1.5. Les principales étapes de la fusion inertielle

Une stratégie de développement peut être envisagée pour démontrer progressivement que la fusion inertielle peut être une source d'énergie sure, propre, abondante et économique. Si l'on se reporte à la description de la structure de principe (figure 2.9), on remarque que la réalisation des quatre parties principales d'un réacteur (indépendantes et caractérisées par des technologies différentes) pourrait s'envisager en parallèle, ce qui serait sans doute un facteur de commodité et d'économie.

Le développement pourrait se dérouler en quatre étapes, à partir de la situation actuelle qui sera exposée dans la section 3.

1.5.1. Démonstration de l'allumage

L'objectif de cette étape est de comprimer une cible comportant une couche de DT cryogénique, pour obtenir la configuration de point chaud central décrite au § 1.1, et un dégagement d'énergie dû à la combustion thermonucléaire du DT. Les conditions moyennes requises, comme nous l'avons vu, sont : $\rho R > 0.3$ g.cm⁻², et T> 70.MK.

Le gain recherché se situe au niveau de l'unité et le rythme des expériences est de quelques tirs par jour. C'est une étape scientifique destinée à explorer le domaine (structure de cible - performances du driver) afin de fixer les orientations à prendre pour l'étape suivante.

Trois pays ont développé un ou des projet d'installation conçues pour atteindre ce résultat en laboratoire ; il s'agit de

- la France avec le laser LMJ en construction au Centre CEA/Dam du Cesta ;
- les États-Unis avec d'une part le laser NIF en construction au LLNL, d'autre part la Z-Machine au NRL ;
- le Japon à Osaka avec le projet Kongoh.

Cette question sera reprise dans la section 3.

1.5.2. Démonstration d'un gain élevé

Le but de cette étape est de réaliser une installation démontrant la faisabilité d'un réacteur ; c'est-à-dire que l'on cherchera à atteindre $\eta_D * G \sim 10$ où G est le gain de la cible et η_D le rendement du driver.

Les deux questions fondamentales auxquelles on devra répondre sont :

- la conception des cibles découlant des travaux de l'étape précédente permet-elle d'atteindre les gains prévus $(30 \le G \le 200)$?
- quel driver est à même de répondre aux exigences d'un réacteur (rendement, fréquence de fonctionnement...) compte tenu des progrès de la technologie ?

Le rythme des expériences restera du tir à tir ; c'est-à-dire que la chambre ne sera pas conçue pour supporter les conditions de fonctionnement d'un réacteur, mais sera exploitée pour définir les matériaux appropriés (structure, couverture...).

1.5.3. Démonstration industrielle

Une fois définis la structure des cibles et le choix du driver, le jalon suivant portera sur :

- le taux de répétition
- le fonctionnement intégré du driver, de la chambre et du système d'injection des cibles.

L'ensemble des données nécessaires à la définition d'un réacteur de type commercial devra être obtenu. Une des fonctions de cette démonstration industrielle sera de valider le concept de la chambre (chargée de contenir les explosions, d'extraire l'énergie, de générer le tritium, en y incluant l'approvisionnement et l'injection des cibles) sur les plans de l'ingénierie, de la sécurité et du coût de fonctionnement.

1.5.4. Démonstration commerciale

L'exigence finale avant de lancer sur le marché un réacteur à fusion inertielle sera de démontrer son aptitude à fonctionner sur une longue période sans faillir aux exigences de sûreté, de fiabilité et de coût.

Il s'agira donc de réaliser à échelle réduite un réacteur doté de toutes les fonctions (cycles énergétiques, cycles des matériaux, fonctionnement en continu). Les informations recueillies au cours de cette démonstration permettront d'élaborer des prévisions pour un réacteur commercial, en termes d'économie et de disponibilité.

2 Les diverses solutions et les projets

- Les drivers

Parmi les candidats sont en course aujourd'hui les lasers de puissance, les accélérateurs d'ions et les strictions magnétiques.

Il semble acquis que la démonstration de faisabilité de la fusion inertielle sera réalisée avec un laser à verre dopé au néodymium, car sa technologie a bénéficié de développements très poussés depuis la fin des années soixante, dans les plus grands laboratoires concernés par la FCI.

Les accélérateurs de particules ont des arguments favorables au regard de la FCI : fiabilité, grande durée de vie, taux de répétition élevé, rendement important, et l'on ne craint pas la détérioration d'un milieu amplificateur. Il est généralement admis que lorsque les lasers auront démontré la possibilité de brûler du DT en laboratoire et d'atteindre des gains de cibles de ~10, les ions lourds devraient être le vecteur le mieux adapté pour les applications énergétiques.

- Les schémas d'implosion

Deux approches essentielles ont été envisagées pour réaliser l'implosion d'une coquille (qui, quel que soit le vecteur d'énergie choisi pour imploser la cible, subit *in fine* l'attaque d'un rayonnement intense) : l'attaque directe (irradiation directe, n'intéressant de fait que le laser) et l'attaque indirecte (où, dans une cavité, l'énergie du driver est convertie en un rayonnement X thermique qui réalise l'implosion). Chaque schéma présente avantages et inconvénients, mais, aujourd'hui, aucun n'a pris le dessus.

Des schémas alternatifs ont également été proposés ; le plus prospectif est l'allumage rapide, qui consiste à dissocier les phases d'allumage et de compression, et trouve son origine dans les possibilités offertes par une nouvelle classe de lasers qui s'est développée au cours de la dernière décennie (les lasers à impulsion courte et ultra haute intensité).

- Les projets de réacteurs

De nombreux concepts de réacteurs ont été publiés dans les trente dernières années, essentiellement aux États-Unis et au Japon, et peu en Europe (aucun projet français). Le problème le plus crucial est celui de la chambre de réaction (dont les fonctions sont multiples) qui constitue la première paroi matérielle en vue directe de la micro-explosion ; l'idée d'un mur sacrificiel qui se régénère après chaque explosion est généralement retenue. Plusieurs types de solution existent : mur sec, mur mouillé, paroi fluide épaisse.

On trouve dans la littérature consacrée à la fusion inertielle de nombreuses suggestions pour réaliser les opérations essentielles : amener l'énergie sur la cible, obtenir l'allumage du combustible, récupérer l'énergie thermonucléaire dégagée. Dans ce chapitre nous décrirons les propositions les plus significatives

2.1 Les drivers

Parmi les sources présentant les potentialités décrites au § 1.2, sont en course aujourd'hui les lasers de puissance, les accélérateurs d'ions et les strictions magnétiques.

2.1.1. Les lasers de puissance

Grâce à ses propriétés – cohérence et monochromaticité – il est possible de focaliser le rayonnement d'un laser impulsionnel dans un volume très petit, la limite de l'éclairement étant imposée par les lois de la diffraction (Lowdermilk, 1990).

On recense une très grande variété de milieux amplificateurs et de longueurs d'ondes laser possibles, mais le choix est beaucoup plus restreint lorsque l'on y associe les contraintes de forte énergie et de forte puissance. Si l'on se limite aux installations pour lesquelles les efforts technologiques les plus importants ont été développés, on peut citer :

Les lasers à gaz dont les avantages potentiels sont un milieu actif simple à gérer, une capacité à fonctionner à haute cadence avec un bon rendement.

Le laser « à Iode »

Le milieu actif (C_3F_7I en milieu Argon) est pompé par flashs UV ; sa longueur d'onde de fonctionnement est 1,3µm. Son handicap majeur est une densité volumique d'énergie extractable dix fois inférieure à celle du verre dopé au Nd (voir plus bas).

- Le laser « KrF »

C'est un laser à excimère (mélange fluor, argon, krypton) pompé par faisceau d'électrons ; sa longueur d'onde de fonctionnement est courte ($0,25\mu$ m), ce qui est un atout au plan de la physique de l'interaction rayonnement-matière. Toutefois, les études de la cinétique du fonctionnement de ce type de laser ont montré que l'énergie n'est stockée dans le milieu amplificateur que sur des courtes durées (quelques nanosecondes) ce qui demande de procéder simultanément au pompage et à l'extraction de l'énergie ; il en résulte la nécessité de mettre en œuvre des systèmes optiques compliqués de « multiplexage ».

Le laser à état solide

Il semble acquis que la démonstration de faisabilité de la fusion inertielle sera réalisée avec un laser à verre dopé au néodymium. Sa technologie a bénéficié de développements très poussés depuis la fin des années soixante, dans les plus grands laboratoires concernés par la FCI.

Les deux plus importants projets basés sur ce type d'installation sont : le Laser mégajoule (LMJ) développé au Centre du Cesta du CEA-Dam, et le National Ignition Facility (NIF) au Lawrence Livermore National Laboratory (Californie, États-Unis). Ces deux projets (en cours de réalisation) doivent réaliser la combustion du DT en laboratoire dans la prochaine décennie ; ils sont décrits de manière plus détaillée au paragraphe 4.

Si les rendements attendus de ces lasers sont d'environ un ordre de grandeur plus élevés que celui des grandes installations précédentes (Phébus, Nova, de l'ordre de 0,2 % à la longueur d'onde λ =1,06µm, et inférieur à 0,1 % à 0,35µm), ils ne sont pas suffisants au regard des objectifs donnés § 1.4. Dans les réalisations actuelles, le rendement de pompage est médiocre en raison de la faible largeur spectrale d'absorption du milieu actif comparé à l'étendue du spectre d'émission des flashs ; le remède est le pompage par diode laser dont le rendement intrinsèque peut être très élevé (~60 %).

L'optimisation implique également le milieu actif qui doit satisfaire divers critères :

- durée de fluorescence supérieure à 1 ms pour limiter les pertes par émission ;
- section efficace d'extraction comprise entre 1,5.10⁻²⁰ et 7.10⁻²⁰ cm² pour limiter les pertes par super-radiance.

- absorption minimale à la longueur d'onde d'émission pour obtenir un rendement d'extraction supérieur à 80 %.

2.1.2. Les accélérateurs d'ions

Les difficultés inhérentes aux lasers actuels : faible rendement, faible cadence à très forte énergie ainsi que les difficultés pour trouver des solutions sûres pour la tenue des dernières optiques dans le cas d'un réacteur, ont conduit à considérer d'autres techniques, en particulier les faisceaux de particules (Kessler *et al.*, 1986).



Figure 2.10 – Parcours des ions dans la matière.

L'idée est de focaliser l'énergie sur la cible sous forme de faisceaux intenses d'ions énergétiques au lieu de rayonnement lumineux. Les accélérateurs de particules ont des arguments favorables au regard de la FCI : fiabilité, grande durée de vie, taux de répétition élevé (quelques dizaines de Hz), rendement important (20 à 30 %) ; la focalisation ne nécessite pas de lentilles de focalisation, et l'on ne craint pas la détérioration d'un milieu amplificateur.

Le fonctionnement d'une cible irradiée par faisceau d'ions nécessite une pénétration des particules dans la matière de l'ordre de 0,2 g/cm2. La figure 2.10 montre l'énergie cinétique nécessaire selon la nature des ions ; elle est obtenue pour des ions légers de quelques 10 MeV environ ou pour des ions lourds de quelques GeV si bien que pour une puissance donnée, 500 TW par exemple, le courant nécessaire serait de 16,6 MA pour des ions de 30 MeV (typiques légers), et 62,5 KA pour des ions de 8 GeV (typiques lourds). Le problème apparaît nettement simplifié dans ce second cas, pour autant que l'on accélère des ions faiblement chargés (Z = 1 ou 2) de façon à minimiser les forces de charge d'espace.

- Le confinement inertiel par ions légers

Des études sur les faisceaux d'ions légers ont été effectuées depuis les années 1970 en particulier à la Sandia avec le programme LIF (Light Ion Fusion) et les machines PBFA. Cette technique utilise des générateurs de Marx ; elle a permis d'obtenir des puissances très élevées

(36 TW sous 10 MeV avec 36 modules sur PBFA II) et des énergies de plusieurs MJ. L'objectif était de délivrer sur cibles une puissance de 120 TW en quelques nanosecondes (Moses *et al.*, 1985).

Cependant, les difficultés de focalisation de faisceaux de plusieurs centaines de milliers d'ampères d'ions Li⁺ se sont révélées insurmontables (la densité de puissance obtenue était deux ordres de grandeur en dessous de la valeur attendue). Les expériences ont été interrompues au profit d'expériences en Z-Pinch.

- Le confinement inertiel par ions lourds.

Les accélérateurs d'ions lourds (Bi, Ar, Xe, Cs) ont également été proposés à partir du milieu des années soixante-dix comme drivers pour la FCI. Il est généralement admis que lorsque les lasers auront démontré la possibilité de brûler du DT en laboratoire et d'atteindre des gains de cibles de ~10, les ions lourds devraient être le vecteur le mieux adapté pour les applications énergétiques (Plass, 1994).

Les caractéristiques visées pour un réacteur se situeraient autour des valeurs suivantes :

Énergie : ~5 MJ Puissance crête : ~400 TW Durée d'impulsion : ~10 ns Énergie des ions : 3-10 GeV Courant total : ~40 kA Focalisation : ~3 mm.

Deux approches sont envisagées :

- soit des machines à induction, plutôt développées aux États-Unis; on part d'un courant faible et une durée d'impulsion longue; l'amplification se fait progressivement par compression de l'impulsion au cours de l'accélération;
- soit des machines radiofréquence, plutôt développées en Europe et au Japon ; l'accélération se fait à faible courant, et l'amplification est obtenue par empilement des paquets de particules dans des anneaux de stockage.



Figure 2.11 – Schéma d'un driver à ions lourds.

Les projets de ce type de machine sont nombreux, mais aucun ne prétend aboutir à la démonstration de l'ignition à court terme. Le projet HIF–VNL (Heavy Ion Fusion–Virtual National Laboratory aux États-Unis se déroulerait en quatre étapes :

- 1. expériences à fort courant ;
- 2. démonstration du principe (technologie accélérateur et cible) ;
- 3. expérience intégrée (focalisation et physique de la cible) ;
- 4. réacteur de démonstration ; la dernière ne serait pas envisagée avant 2012.

Une voie prometteuse consisterait à exploiter la neutralisation dans une colonne de plasma pour faciliter la compression et le regroupement de faisceaux ; ceci autoriserait une construction modulaire du driver, et l'emploi de cibles à irradiation bipolaire semblables à celles prévues pour le LMJ ou le NIF (Logan, 2004).

2.1.3. Les strictions magnétiques axiales ou Z-Pinch

Dans un Z-Pinch, on exploite la force de Laplace liée au passage d'un courant intense pour comprimer un *liner*. La conversion de l'énergie cinétique en énergie interne au moment de la stagnation produit un fort dégagement de rayonnement X. Ce rayonnement peut être utilisé pour imploser une cible (Matzen, 1997).

Concrètement, le *liner* est constitué d'un réseau de fils de tungstène disposés autour d'un cylindre en mousse renfermant la cible ; au passage du courant, les fils se vaporisent, ce qui donne naissance à un mur de vapeur de tungstène qui, dans son mouvement centripète, vient éperonner la mousse ; le choc génère une impulsion de rayonnement X qui comprime et chauffe la capsule renfermant le matériau fusible (figure 2.12).



Figure 2.12 – Principe de la striction magnétique et schéma d'une cible pour Z-pinch.

2.2. Les schémas d'implosion

Diverses approches ont été envisagées pour réaliser l'implosion d'une coquille ; nous allons présenter les principaux pour faire ressortir leurs avantages respectifs.

2.2.1. L'attaque directe

Ce schéma se rapporte essentiellement à la situation d'une cible irradiée directement par les faisceaux d'un laser, comme le montre la figure 2.13.

- L'uniformité d'éclairement

La question est d'assurer une irradiation du microballon la plus uniforme possible, en minimisant les défauts d'éclairement liés au recouvrement par un nombre fini de faisceaux (défauts de pointage et de synchronisme, déséquilibre en énergie et en puissance), qui sont des germes pour les instabilités hydrodynamique ; un modèle purement géométrique montre qu'il faut au moins une trentaine de faisceaux pour que l'écart à l'uniformité d'éclairement ne dépasse pas 0,4 % (en moyenne quadratique).



Figure 2.13 – Schémas d'attaques directe et indirecte.

Les mécanismes de transport thermique dans le plasma d'interaction peuvent lisser les nonuniformités restantes de dépôt d'énergie, à la manière des nuages qui diffusent la lumière du soleil ; mais le facteur de lissage qui en résulte (10 est un ordre de grandeur) est insuffisant pour pallier les défauts propres de chaque faisceau (liés à cohérence du rayonnement qui donne lieu à des interférences et donc à des pointes de flux), et il faut procéder à un « lissage optique » qui consiste à casser partiellement les cohérences spatiale et temporelle (Kato *et al.*, 1984 ; Veron *et al.*, 1988).

- L'interaction laser-plasma

La phénoménologie de l'interaction laser-plasma est présentée de manière détaillée au chapitre 4. On peut dire que cette physique est bien connue, car elle est étudiée depuis près de quarante ans. L'absorption du rayonnement laser peut atteindre des taux très importants (> 90 %), d'autant plus élevés que la longueur d'onde est courte (Kruer, 1988). Le choix s'est porté très tôt sur l'harmonique 3 ($\lambda = 0,35 \,\mu m$) du rayonnement de base du laser à verre au Nd (~ 1,06 μm) que l'on obtient assez facilement grâce à des cristaux convertisseurs de fréquence (l'harmonique 4 posant des problèmes de tenu au flux des éléments optiques du laser) ; pour cette longueur d'onde, le taux d'absorption atteint 90 % ; c'est le principal attrait de l'attaque directe. Toutefois, compte tenu des méthodes de lissage par dispersion spectrale, exploitées en

particulier au laboratoire de Rochester, l'harmonique 2 ($\lambda = 0,53 \mu m$) serait aussi un candidat possible pour un driver de réacteur.

En raison de l'éclairement très élevé auquel réalise les expériences on (qq. 10¹⁴ ~ qq. 10¹⁵ W/cm2), des phénomènes non linéaires se développent dans le plasma au cours de l'interaction : ce sont des instabilités paramétriques, qui sont de deux sortes : les unes provoquent une altération de la structure du faisceau, par filamentation ou autofocalisation; les autres provoquent une diffusion du rayonnement incident sur les fluctuations de densité du plasma (diffusions stimulées Raman et Brillouin). Ces instabilités, qui se développent d'autant plus facilement que l'éclairement est élevé, sont néfastes, car elles s'accompagnent d'une perte d'énergie qui peut être importante, ainsi que de la création d'électrons rapides (dits « suprathermiques ») qui préchauffent le DT, augmentent son entropie et nuisent à la compression. On est donc conduit à imposer une limite supérieure à cet éclairement et donc à la puissance appliquée à la capsule à imploser. On peut ainsi compléter le diagramme de la figure 2.7 et obtenir un domaine de fonctionnement du driver encadré par les limites imposées par les instabilités hydrodynamiques et les instabilités plasma (figure 2. 14).



Figure 2.14 – Domaine de fonctionnement d'un driver laser.

2.2.2 L'attaque indirecte

- Cas des faisceaux laser

L'énergie déposée dans le plasma d'interaction se retrouve sous la forme :

- d'une expansion hydrodynamique du plasma ;
- d'une émission de rayonnement X ;
- d'un choc s'enfonçant dans la matière.

Les parts respectives de ces différentes composantes dépendent des conditions d'éclairement de la cible, et de sa nature : le choix d'un matériau à Z faible favorise la
conversion en énergie cinétique (c'est la raison pour laquelle l'ablateur de la cible à gain est en matériau léger), celui d'un matériau à Z élevé favorise la conversion en rayonnement X (figure 2.15a). Ainsi, les résultats expérimentaux obtenus avec les installations du CEA-Dam à Limeil ont montré que pour $\lambda = 0.35 \,\mu\text{m}$ et ~10¹⁴ W/cm², on atteignait un **taux de conversion de 70 % avec des cibles en or (Z=79)** (Chocs, 1991).

Ces observations ont conduit à concevoir une approche « indirecte », où l'énergie du driver est convertie en rayonnement X thermique dans une cavité (ou « hohlraum ») ; le principe est présenté figure 2.13 (Lindl *et al.*, (2004).

Le rayonnement laser est absorbé dans une enceinte renfermant la cible, et converti (par une succession de processus élémentaires absorption-chauffage-réémission) en un rayonnement X qui réalise l'implosion (figure 2.15b). La cible est donc immergée dans un « four » émettant un rayonnement dit « de corps noir » auquel on peut associer une température de rayonnement de plusieurs millions de Kelvin.

Au plan de l'uniformité de l'éclairement, les contraintes sur la quantité et la qualité des faisceaux laser sont notablement réduites par rapport à l'attaque directe ; ce type d'irradiation, qui utilise des cibles plus épaisses, est également propice à un développement moindre des instabilités hydrodynamiques. Enfin, à même éclairement, la pression d'ablation générée est plus importante qu'en attaque directe.



Figure 2.15 – Influence du Z de la cible sur l'émission X d'un plasma (a) ; principe de l'attaque indirecte (b).

En revanche, l'énergie récupérée par la cible est plus faible (fonction du rapport de sa surface à celle de l'enceinte, de l'albédo de la paroi et des fuites par les ouvertures ; ordre de grandeur : 15 - 20 %) et des effets parasites liés au comblement de l'enceinte par le plasma de détente peuvent nuire à l'efficacité de l'implosion (on retrouve les limitations dues aux instabilités plasma déjà signalées pour l'attaque directe) (figure 2.14).

- Cas des faisceaux d'ions.

Le schéma d'attaque indirecte peut être aisément adapté au cas de faisceaux d'ions (figure 2.16). Les faisceaux irradient des convertisseurs (matériau de Z faible dopé d'un matériau de Z élevé) situés à l'entrée de la cavité ; des boucliers protègent la cible d'une irradiation directe. Les convertisseurs s'échauffent en 1-2 nsec. à quelques millions de Kelvin. Comme

dans le cas des faisceaux laser, la cavité s'emplit alors de rayons X confinés durant 10-20 nsec. Les photons correspondants se thermalisent alors à une température radiative $Tr \sim 4.10^6 K$, par une succession de processus d'absorption et de réémission sur la paroi de l'enveloppe extérieure de la cavité et la surface extérieure de la capsule. Le bain thermique résultant produit alors une compression isentropique de la capsule intérieure.

À titre d'exemple, un cylindre de béryllium (dimensions caractéristiques 0,2 cm) de densité initiale 0,53 g/cm³ avec un dopage au plomb de l'ordre de $3*10^{-4}$ en densité, irradié par un faisceau d'ions plomb de 7,5 GeV avec une puissance de 750 TW procure un taux de conversion en rayonnement X de ~80 %.

De manière similaire au laser, on peut déterminer une limite en puissance, en tenant compte du fonctionnement dynamique de la cavité en relation avec la dimension des zones de focalisation des faisceaux.



Figure 2.16 Attaque indirecte dans le cas de faisceaux d'ions.

- Cas des Z-Pinchs

Le fonctionnement se rapproche de celui de l'attaque indirecte, avec une mise en forme de la loi radiative obtenue par la dynamique de l'enceinte formée par le réseau de fils explosés.

2.2.3. Attaque directe vs attaque indirecte

La présentation rapide des deux schémas d'attaque directe et d'attaque indirecte attire la question ; « quel est *a priori* le meilleur schéma ? » Il n'y a pas de réponse évidente, car chaque solution présente des avantages :

- l'attaque directe est intéressante au plan du rendement de transfert énergétique entre le driver et le microballon, mais son point faible est l'uniformité d'irradiation (et par conséquent la stabilité de l'implosion) qui, pour être satisfaisante, requiert des aménagements optiques très sophistiqués. Elle ne concerne de fait que le laser ;
- l'attaque indirecte est ouverte à tous les types de drivers. Elle bénéficie de l'uniformité d'irradiation qu'apporte la structure de « corps noir » que constitue la cavité renfermant le microballon, mais pêche par le faible rendement énergétique qui en résulte.

2.2.4. Les agrégats

Le schéma classique d'implosion avec des ions lourds requiert des courants élevés (10 KA) d'ions mono-chargés accélérés à des vitesses ~ c/3, focalisés sur une tache focale d'environ 3 mm de rayon, ce qui correspond à une énorme puissance déposée. La solution consiste à transporter les ions lourds (masse Mi) dans l'état de charge le plus bas possible Zi afin de minimiser les effets délétères de charge d'espace. Par ailleurs, on recherche une ionisation maximum dans le radiateur afin de maximiser le couplage faisceau-cible (~ Zi²), à l'aide du processus standard de perte d'énergie sur les électrons cible. Ces exigences contradictoires peuvent être satisfaites en utilisant le scénario Fiac (Faisceau intense d'agrégats chargés (Deutsch et Tahir, 1992). Cette option correspond à l'accélération d'ions supermoléculaires de masse arbitrairement élevée. Les agrégats peuvent être produits de multiples façons. Une méthode de choix est la détente adiabatique (sans échange de chaleur) d'un jet de gaz monomoléculaire. Le fameux fullerène ou C60 est facilement obtenu en faisant passer un courant de 100 A entre deux électrodes en Fer.

La production, la caractérisation, l'accélération linéaire et même le stockage circulaire de faisceaux d'ions sont actuellement des opérations bien maîtrisées. Dans le cas des agrégats, contrairement aux ions atomiques, Mi n'est pas borné supérieurement, ce qui permet d'envisager des rapports Zi/Mi <<<1 avec charge d'espace négligeable, autorisant des Zi > 2 pour le transport. Un bon candidat est C_{60}^{n+} avec -2 \leq n \leq 7.

Il faut aussi noter que la charge incidente de l'agrégat initial a l'effet bénéfique de polariser la cible avant fragmentation, ce qui prolonge l'effet Arc (augmentation du ralentissement corrélé) dans la cible. Cet effet est dû à l'interaction dynamique des trajectoires des ions très proches les unes des autres à la suite de l'impact de l'agrégat initial sur la cible. Il peut être imagé par l'escalade en montagne de plusieurs alpinistes encordés : le premier ouvre une trace dans laquelle les suivants s'engouffrent plus facilement que s'ils devaient en tracer une différente pour chacun d'eux. Le couplage Fiac-convertisseur est donc très favorable. Il en résulte pour les agrégats un parcours fortement diminué ; en conséquence, on peut considérer des convertisseurs de taille nettement plus réduite, ce qui permet de libérer un volume plus important pour la thermalisation du rayonnement autour de la capsule. La figure 2.17 présente des évaluations d'efficacité de conversion X et de température de cavité en fonction de la densité de puissance du faisceau de particules, pour différentes épaisseurs de convertisseur (d'après Tahir *et al.*, 1997).



Figure 2.17 – Conversion X et température de cavité dans le cas de faisceaux d'agrégats.

2.2.5. L'allumage rapide

Comme nous l'avons déjà vu, la recherche d'un gain élevé (rapport de l'énergie thermonucléaire dégagée à l'énergie investie dans la cible) conduit à mettre en œuvre un **allumage par « point chaud »** (sous-entendu central), consistant à ne porter aux conditions d'allumage qu'une partie du DT, les réactions de fusion qui s'y produisent générant une onde de combustion thermonucléaire se propageant dans le combustible froid comprimé.

Un autre concept a été proposé, appelé **allumage « rapide »** ou **allumage « latéral »** ; qui consiste à dissocier les phase d'allumage et de compression ; il a été initialement présenté par M. Tabak (Tabak *et al.*, 1994). Le principe est le suivant.

On comprime l'ensemble du combustible sur une isentropique basse pour atteindre des densités élevées, puis on chauffe sélectivement (et suffisamment rapidement pour que les matériaux ne se détendent pas) un petite fraction du DT pour le porter aux conditions d'allumage.



Figure 2.18 – Chemins thermodynamiques de l'allumage par point chaud et de l'allumage latéral (établis pour une masse donnée de DT).

Ce processus peut être par un *modèle « isochore »* (au lieu d'isobare) ; on observe qu'il présente potentiellement des avantages par rapport à l'allumage par point chaud central :

- comme le met en évidence la figure 2.18, l'allumage est obtenu pour une densité du DT comprimé (point « c ») plus faible que dans le cas du point chaud central (point « b »); c'est donc une économie sur l'énergie demandée au driver;
- les contraintes d'uniformité d'irradiation ou de rugosité de la cible sont relâchées en raison d'une compression plus faible.

Le concept de l'allumage latéral trouve son origine dans les possibilités offertes par une nouvelle classe de lasers qui s'est développée au cours de la dernière décennie : les lasers à impulsion courte et ultra haute intensité (UHI) utilisant la méthode d'amplification par dérive de fréquence. Ces installations grâce auxquelles des éclairements approchant 10^{21} W/cm² ont déjà été obtenus, permettent d'étudier l'interaction rayonnement-plasma à des régimes qui jusqu'ici n'étaient appréhendés que par simulation numérique. À ces éclairements, les mécanismes deviennent relativistes et divers processus peuvent s'instaurer ; les plus notables, observés expérimentalement, sont le *creusement d'un canal* par des mécanismes pondéromoteurs (Chiou, 1995), et la *génération de particules rapides* (électrons suprathermiques ou ions) (Wilks, 1992).

Ainsi, un premier schéma envisageable d'allumage latéral ferait appel à un premier faisceau creusant un canal dans la couronne entourant la cible, puis à un second générant au fond du canal un courant d'électrons rapides (quelques MeV) qui créent le point chaud à la périphérie du combustible comprimé (figure 2.19).





Une autre solution pour créer le point chaud pourrait mettre à profit l'émission de protons (quelques 10 MeV) à l'aide d'un laser UHI. Cette méthode parait plus attrayante sur les plans du rendement et du contrôle du dépôt d'énergie, le trajet des ions dans le plasma étant moins affecté que celui des électrons.

Dans tous les cas, le problème majeur est d'obtenir un apport d'énergie localisé sur une zone de \sim qq.10 µm de diamètre, plus petite que le cœur de l'implosion, conduisant à un échauffement au-delà de \sim 10 keV. Avec les hypothèses du modèle isochore, on peut estimer que le dépôt devrait avoir les caractéristiques suivantes :

Énergie (kJ) : \geq qq. $10^{5}/\rho^{2}$ Puissance (W) : \geq qq. $10^{17}/\rho$ Intensité (W/cm²) : \geq qq. $10^{17}.\rho$

où ρ est la densité du combustible comprimé exprimée en g/cm³. Les évaluations des caractéristiques du laser qui en découlent varient selon les auteurs (car de multiples incertitudes les entachent : taux de création des particules rapides, ouverture du cône d'émission, libre parcours dans le DT comprimé), mais conduisent globalement à une énergie inférieure à 20 kJ.

De nombreux laboratoires étudient ces questions ; à titre d'illustration, citons l'expérience test menée à l'ILE – Université d'Osaka, mettant en œuvre, couplé à la cible sphérique, un cône destiné à canaliser le faisceau petawatt à proximité de la partie dense de la cible, pour y générer des particules de forte énergie cinétique (Nakai et Mima, 2004) (voir aussi figure 2.24).

En conclusion, le concept de l'allumage latéral est très attrayant et paraît prometteur ; toutefois, il est hasardeux d'en vouloir préciser aujourd'hui le réalisme et l'intérêt vis-à-vis de l'allumage par point chaud central, par exemple en terme d'économie d'énergie du driver, car les mécanismes à mettre en œuvre sont encore trop méconnus pour être valablement quantifiés. Les travaux menés par l'ensemble de la communauté scientifique devraient clarifier la question dans la décennie à venir.

2.3. Les cibles

Les contraintes de fabrication sont drastiques : la sphéricité et l'uniformité d'épaisseur de la couche de DT doivent être respectées à environ 1 %, et la rugosité doit être inférieure au micron. Le remplissage en DT de la capsule de plastique et la formation de la couche cryogénique sont donc des étapes importantes (voir aussi annexe 4) : on peut penser par exemple au remplissage par perméation, l'uniformité de l'épaisseur de la couche s'obtenant par effet « beta layering », exploitant la décomposition β du tritium ; mais ces méthodes sont lentes au regard du rythme d'injection (quelques Hz), et de nouvelles techniques devront être trouvées. Au plan de la rentabilité économique d'un réacteur, il a été évalué que le coût d'une cible ne devrait pas dépasser 0,30 €.

Une fois réalisée, la cible (au sens large, c'est-à-dire la capsule dans sa cavité si l'on procède par l'attaque indirecte) doit être injectée dans la chambre. Se posent donc les problèmes du suivi de trajectoire pour obtenir les précisions temporelle et spatiale requises d'irradiation, en notant que la vitesse d'injection est de l'ordre de celle d'une balle de fusil et que la cible doit garder son intégrité dans un environnement à haute température (500 – 1500 °C).

2.4. La conception des chambres

On trouve dans la littérature de nombreux schémas de chambre de réaction, visant à réaliser les fonctions évoquées au § 1.4 : confinement, récupération de l'énergie, régénération du tritium. Le problème le plus crucial est celui de la première paroi matérielle, en vue directe de la micro-explosion, qui risque de se vaporiser ou se sublimer sous l'effet du dégagement d'énergie.

L'éloignement de cette paroi est une première solution (on note dans les divers projets des rayons de chambre entre 5 et 15 mètres), mais n'est pas à lui seul suffisant. Une méthode assez conventionnelle consiste à remplir la chambre d'un **gaz inerte** de Z élevé à haute pression (~ 1 Torr), par exemple du *néon* ou du *xénon*, pour abaisser le rayonnement X et les débris de la cible à des niveaux acceptables. C'est la solution qui a été retenue pour le projet « *Solase* » de l'université du Wisconsin (Conn *et al.*, 1977). Ce concept intéressant par sa simplicité de mise en œuvre soulève plusieurs questions :

- la propagation des faisceaux du driver qui peut être affectée (absorption, défocalisation) s'il s'agit d'un laser (alors que la présence d'un gaz peut éviter l'éclatement d'un faisceau de particule en neutralisant la charge d'espace);
- la réaction du gaz à un dégagement d'énergie répété ;
- la compatibilité avec l'emploi de cibles cryogéniques.

In fine, l'idée d'un **mur sacrificiel** qui se régénère après chaque explosion est généralement retenue. Plusieurs types de solution existent, nous n'évoquerons que les plus significatifs.

La voie d'un **mur** « sec » a été étudiée par exemple avec le projet « *Cascade* » du Lawrence Livermore National Laboratory (Pitts, 1983). L'idée de base est de réaliser un matelas de granules composés en majeure partie d'une *céramique à base de lithium (LiAlO₂)*. La chambre a une structure de double cône et tourne sur elle-même ; les granules sont injectés aux sommets, sont maintenus contre la paroi par force centrifuge et progressent d'eux-mêmes vers la zone équatoriale où ils sont extraits et transférés vers les échangeurs thermiques. L'un des avantages de cette proposition est que l'emploi de céramiques à très haut point de fusion permet de véhiculer la chaleur à très haute température (~1500°C) élément favorable au rendement de conversion en énergie électrique.

Le **mur** « **mouillé** » en surface par l'écoulement gravitaire à travers une paroi poreuse d'un liquide de protection, absorbe l'énergie cinétique des débris de la cible ainsi qu'une large fraction du rayonnement X. Diverses versions ont été proposées, par exemple un film mince de *lithium* liquide dans le projet du Los Alamos National Laboratory, ou de *plomb* dans le projet « *Prometheus* » étudié par Mc Donnell Douglas, TWR, KMS et l'université de Californie (Wdagner *et al.*, 1992).

Une variante consiste à concevoir une **paroi épaisse** d'un **fluide** circulant à grande vitesse, qui absorbe la majeure partie de l'énergie de fusion (y compris les neutrons). On trouve cette solution dans les projets japonais « *Tanaka* » (le fluide de protection est un rideau de *plomb* d'épaisseur 75 cm circulant par gravité à la vitesse de 10 m/s) (Tazima T. *et al.*, 1986)et plus récemment « *Koyo* », avec du LiPb (Mima *et al.*, 1993). L'analyse la plus détaillée de ce concept se trouve dans les projet « *Hylife* » du Los Alamos National Laboratory (Blink *et al.*, 1985) (figure 2.20) ; le principe repose sur des *jets de lithium* disposés en colonne autour de la cible (première version), oscillants et mis en mouvement par un balayage des buses d'injection pour couvrir tout l'espace. Dans le projet « *Hiball* » du GSI, le métal liquide circule dans un tissage de tubes poreux (Badger *et al.*, 1981).



Figure 2.20 - Schéma des chambre « HYLIFE » et ZP3 (CAMPBELL, 2004).

2.5. Les projets de réacteurs

De nombreux concepts de réacteurs ont été publiés dans les trente dernières années, essentiellement aux États-Unis et au Japon, et peu en Europe (aucun projet français). Nous en avons évoqués précédemment quelques-uns, nous complèterons ici cette présentation volontairement réduite.

Des études prospectives montrent que le coût de l'électricité produite par fusion inertielle se compare favorablement avec les autres options à long terme, en raison des économies sur le coût du combustible (comparé à celui de la fission et des ressources fossiles) (figure 2. 21).



Figure 2.21 – Estimations des coûts de l'électricité pour diverses solutions (UCRL-MI-125743 (1997) ; Inertial Fusion Energy : opportunity for fusion innovation).

Plusieurs options de chambre apparaissent viables, et chaque type de driver peut être adapté à diverses solutions. Toutefois, la tendance suivante se dégage :

- comme les faisceaux laser peuvent être focalisés avec précision à longue distance et que la protection des optiques implique un éloignement de la cible important, les concepts de chambre pour des drivers laser se sont plutôt orientés vers les solutions « mur sec » ;
- pour les drivers à ions lourds ou les Z-Pinchs, on cherche à réduire la distance à la cible, et la solution d'un « mur liquide épais » est préférée (les jets liquides peuvent être situés à quelques dizaines de centimètres de la cible);
- dans tous les cas, le « mur mouillé » est une solution intermédiaire qui simplifie les problèmes d'hydraulique au détriment des dommages induits par le flux neutronique.

Remarquons, mais sans développer le sujet, que malgré la modularité de structure d'un réacteur inertiel, les trois composantes driver, cible, chambre, déterminent des interfaces posant des problèmes importants que nous n'avons fait qu'évoquer, comme la focalisation ou l'injection des cibles.

Le tableau 2.1 regroupe les projets les plus significatifs présentés au cours des dernières années. Pour chaque concept de réacteur, le tableau mentionne (dans la mesure des informations disponibles) le laboratoire pilote concepteur, la date de publication de la première conception et les principales caractéristiques prises comme hypothèses (le type de driver, l'énergie du driver, l'efficacité du driver, le gain de la cible, l'énergie libérée par impulsion, le type de couverture de protection, le matériau structurant la chambre, la cadence de tir, et la puissance électrique du réacteur). Le projet «*Prometheus* » a été élaboré dans deux versions : laser repérée « L » et ions lourds repérée « H ».

Il convient de signaler qu'a été initié aux États-Unis en 2000, en raison de l'intérêt croissant pour la fusion par confinement inertiel, un programme « ARIES-IFE », qui regroupe la plupart des laboratoires nationaux et des universités américaines concernés. L'objectif est d'évaluer, dans une démarche la plus large possible, l'état d'avancement de la R&D, dans le domaine des études de concepts de chambre de réactions, de fabrication des cibles, de leur injection dans la chambre, des interfaces avec le driver.

	HYLIFE II	SOMBRERO	PROMETHEUS	ZP3	KOYO
Pays	USA	USA	USA	USA	JAPON
Laboratoire	Lawrence	Industrie	Université Californie	Sandia National	Université et
ou	Livermore	privée	Mc Donnel-Douglas	Laboratory	Industrie
Université	National		TRW		privée
	Laboratory		KMS		
Année de	2002	1992	1992	2001	1993
publication					
Driver	Laser	Laser KrF	L : KrF	Z Pinch	Laser Nd
			H : Pb	Х	Pompage par
					diodes
Energie du	4,5	4	L:4	16 - 20	4
driver (MJ)			H : 7		
Rendement	5	7,5	L : 6,5		12
du driver (%)			H : 20,6		
Gain de cible	400	120	L : 120	60 - 150	150
			H : 100		
Dégagement	1800	470	L : 500	1000 - 30000	600
d'énergie par			H · 720		
impulsion			11.720		
(MJ)					
Matériau de	Acier au chrome	Graphite	SiC	Acier	SiC
structure de	Molybdène sans				
la chambre	nickel				
Protection	LiBeF	Li ₂ O	Liquide	Li ₂ BeF	Mur mouillé
couverture		liquide	Plomb		LiPb
fertile					
Cadence (Hz)	1,5	6,7	L : 5,65	0,1	3
			H : 3,54		
Puissance du	1000		L : 1000		
réacteur			H : 1000		
(MWe)					

Tableau 2.1 – Principaux concepts de réacteurs à fusion par confinement inertiel.

On observe sur les dernières années un regain d'activité sur les concepts de réacteurs ; on peut associer cet intérêt renouvelé au développement des projets NIF et LMJ, souvent notés dans les publications comme devant apporter dans la prochaine décennie la démonstration de la combustion du DT en laboratoire.

3. La situation aujourd'hui

- Interaction laser-matière et implosion par laser

Une somme importante de connaissances sur la physique de l'interaction a été recueillie par l'ensemble de la communauté scientifique internationale. Les résultats les plus significatifs concernant l'implosion en attaque directe ou indirecte ont été obtenus avec les plus puissants lasers : Phébus, Omega, Gekko-XII et Nova. On peut dire qu'avec ces installations, des valeurs proches de l'objectif pour les paramètres essentiels conditionnant la création du point chaud et la combustion du DT ont été atteintes, et qu'un progrès décisif ne peut désormais être obtenu qu'au prix d'une augmentation de l'énergie des drivers ; au vu de ces travaux, le NIF et le LMJ devraient non seulement atteindre l'allumage, mais réaliser la combustion avec un gain élevé.

- Implosion par ions lourds

L'équivalent pour les ions de l'état des connaissances du domaine laser n'est pas acquis, les études actuelles portant sur le ralentissement des particules dans les plasmas ou la matière froide.

Les projets sont nombreux (Heavy Ion Fusion – Virtual National Laboratory aux États-Unis, Heavy Ion Facility au GSI à Darmstadt) mais aucun ne prétend aboutir à la démonstration de l'ignition à court terme.

- Implosion par Z-Pinch

Les résultats très encourageants obtenus avec la Z-Machine (résultant de la transformation de PBFA) ont conduit la Sandia à imaginer une structure de cible (et de chambre de réacteur) adaptée à la géométrie confinée de la machine, afin de tester les possibilités d'application au problème de l'IFE.

3.1. Des recherches déclassifiées

Aux États-Unis, en France, et en Russie, ces travaux ont été longtemps protégés par le secret militaire. Cette classification a notablement limité les collaborations (nationales et internationales) même dans le domaine des applications civiles, et, contrairement à la fusion magnétique, empêché la mise en place de programmes internationaux. Après une période indécise, durant laquelle étaient diffusées par bribes les informations sur l'attaque indirecte (Storm *et al.*, 1990; Lindl *et al.*, 1992); Lindl, 1993), Les États-Unis, en 1993, puis la France, ont déclassé (partiellement) ces recherches. Restent confidentielles les données relatives aux équations d'état de la matière en conditions extrêmes de température et densité.

3.2. Démonstration en laboratoire

3.2.1. Implosion par laser

De nombreux laboratoires ont développé des programmes d'interaction et d'implosion par laser de puissance ; les installations les plus importantes sont indiquées dans le tableau 2.2.

Nom	Pays	Laboratoire	Туре	caractéristiques	Attaque	Situation
OCTAL	France	CEL-V	Verre	8F 1kJ	AD / AI	Fermé
PHEBUS		CEL-V		2F 6kJ	AI	Fermé
LIL		CESTA		8F 60kJ	AD / AI	En fonction.
LMJ		CESTA		240F 1,8MJ	AI / AD	En constr.
VULCAN	Royaume-Uni	RAL	Verre	1F 0,1PW	AR	En fonction.
RAL-PW		RAL		1F 1PW	AR	En constr.
NOVA	États-Unis	LLNL	Verre	10F 40kJ	AI	Fermé
NIF		JJNJ		192F 1,8MJ	AI / AD	En constr.
OMEGA-UG	États-Unis	LLE	Verre	60F 30kJ	AD	En fonction.
NIKE	États-Unis	NRL	KrF	1F 5kJ	AD	En fonction.
GEKKO XII	Japon	ILE	Verre	12F 20kJ	AD	En fonction.
GEKKO	_	ILE		1F 0,1PW	AR	En fonction.
PWM		ILE		1F 1PW	AR	En constr.
GEKKO PW						

Tableau 2.2 – Principales installations laser ; nF = nombre de faisceaux ; AD = Attaque directe ; AI = Attaque indirecte ; AR = Allumage rapide.

- Physique de l'interaction laser-plasma

La physique de l'interaction laser-plasma est étudiée depuis 40 ans et l'on en a une connaissance certes encore incomplète, mais très approfondie ; cette question, rapidement illustrée en 2.2.1., est présentée de manière détaillée au chapitre 4.

Dans l'interaction en cavité, on retrouve bien évidemment des sujets typiques de l'interaction laser-plasma, comme les instabilités paramétriques qui peuvent se développer dans le plasma qui remplit la cavité (gaz initial ou détente de la paroi) et qui, en se détendant, rempli progressivement la cavité, mais on est de plus confronté à des problèmes spécifiques comme l'irradiation d'une paroi par un rayonnement X thermalisé. Bien que son étude ait débuté plus tardivement, on peut dire que cette physique est également très bien connue.

- Implosion de la cible

Tous les grands laboratoires poursuivent des travaux dont l'objet est d'améliorer la connaissance des différents processus évoqués précédemment, et procèdent également à des expériences d'implosion car les performances obtenues sont l'indicateur du niveau de maîtrise de l'ensemble des phénomènes élémentaires, en particulier de la symétrie et de la stabilité.

Le développement des instabilités hydrodynamiques est le problème le plus crucial ; de nombreuses expériences ont accompagné les travaux théoriques et numériques consacrés à cette question (et se poursuivent). Ces expériences, majoritairement en géométrie plane, sont destinées à répondre à deux questions : quelle est la longueur d'onde des défauts la plus dangereuse, et quel est son taux de croissance ? Relativement peu d'expériences ont été réalisées en géométrie convergente en raison de la difficulté d'analyse. On peut résumer ainsi les conclusions (Lindl *et al.*, 2004) :

 la principale source d'instabilités est la croissance des perturbations de la surface externe pendant la phase d'accélération;

- le développement en phase linéaire, puis en phase non linéaire, la saturation avec l'apparition d'harmoniques et le couplage de modes ont été clairement mis en évidence ;
- en général, il y a un bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques ; toutefois, les simulations numériques présentent systématiquement un taux de croissance légèrement plus faible que celui déduit des expériences.

Le choix de l'attaque (directe ou indirecte) fait toujours l'objet d'une controverse ; plus exactement, les grands projets – LMJ et NIF – ménagent la possibilité de basculer d'une configuration à l'autre selon les résultats. Ainsi, le LLE effectue avec l'installation Omega des expériences d'implosion en attaque aussi bien directe qu'indirecte (bien que conçue initialement pour l'attaque directe), une partie importante de son activité étant réservée à des collaborations avec le LLNL et, d'une moindre manière, avec le CEA-Dam.

En **attaque indirecte**, une somme importante de résultats sur la symétrie d'implosion a été obtenue avec Nova et Omega :

- en observant la déformation du cœur selon le pointage des faisceaux dans la cavité ;
- en enregistrant la dégradation des performances de l'implosion (émission neutronique) avec l'augmentation du rapport de convergence entre 10 et 20 (réalisé par variation de la pression du DT).

Avec Omega (exploité avec une partie de ses faisceaux pour simuler l'irradiation du NIF, et procurant une meilleure symétrie d'éclairement que Nova), pour un rapport de convergence de ~10, l'émission neutronique se situe à 70-80 % de celle prédite par un code 2D, ce qui est dans les normes requises pour atteindre l'allumage. Pour un rapport de convergence plus élevé (~20), l'écart passe à 50 % de la prédiction (ce qui est insuffisant), l'origine étant plutôt attribuée à la distorsion de la capsule, ce qui impliquerait la nécessité pour le NIF (pour lequel un rapport de convergence de 30 est visé) de disposer de formes différentes d'impulsions laser selon l'orientation des faisceaux (voir § 4.).

À titre d'illustration, la figure 2.22 présente une série d'enregistrements effectués dans le domaine X. L'implosion est enregistrée sur quatre pistes horizontales ; sur chacune d'elle, les images sont séparées de 50 ps et les retards entre pistes sont de 500 ps. On distingue la diminution puis l'augmentation de diamètre de la cible (document Dam).

En **attaque directe**, le LLE a été le premier laboratoire à réaliser l'implosion d'une cible cryogénique (Fangster *et al.*, 2003). Il atteint avec les soixante faisceaux d'Omega (équipés de dispositifs sophistiqués pour lisser l'éclairement de la cible, et fonctionnant avec un écart de puissance entre faisceaux ≤ 5 % (rms)) le seuil de 1 % d'écart à l'uniformité d'éclairement.

Les performances respectives des grandes installations laser, en terme d'implosion, sont représentées figure 2.23 dans un diagramme $(T - \rho R)$. On peut dire en résumé qu'avec ces installations, ont été obtenues, pour les paramètres essentiels (symétrie d'irradiation, rapport de convergence, énergie interne du DT), des valeurs proches de l'objectif, et qu'un progrès décisif ne peut désormais être obtenu qu'au prix d'une augmentation de l'énergie des drivers ; au vu de ces travaux, le NIF et le LMJ devraient non seulement atteindre l'allumage, mais réaliser la combustion avec un gain élevé (Nakai et Mima, 2004).



Figure 2.22 – Étude de la symétrie d'implosion d'un microballon de mousse (document Dam).



Figure 2.23 – Performances des implosions réalisées avec les plus grandes installations laser.

- Allumage rapide

Comme nous l'avons déjà signalé, cette voie est explorée par divers laboratoires. Récemment a été proposé par ILE, LLNL et RAL un schéma de cible adapté à ce concept : une capsule avec un cône de guidage (figure 2.24). L'implosion de la capsule génère un cœur comprimé au voisinage du sommet du cône ; l'impulsion rapide est injectée à travers le cône au maximum de compression. Des expériences ont été réalisées à l'ILE ; il a été observé que l'émission neutronique était accrue d'un facteur dix (en comparaison avec une implosion sans ce chauffage additionnel), et que le spectre neutronique correspondait bien à des réactions thermonucléaires (Kodama *et al.*, 2001).



Figure 2. 24 – Schéma de cible avec cône de guidage pour allumage rapide.

- Implosion par ions lourds



Figure 2.25 – Schéma d'expériences d'interaction ion lourd – matière (Document GSI).

Même si ce schéma pourra bénéficier des travaux décrits précédemment (en particulier sur toutes les questions d'uniformité d'éclairement ou de structures des cibles), l'équivalent pour les ions de l'état des connaissances du domaine laser n'est pas acquis, les études actuelles portant sur le ralentissement des particules dans les plasmas ou la matière froide. La figure 2.25, extraite de (Hoffmann, 2004), illustre les travaux réalisés au GSI (Darmstadt) sur l'interaction d'ions lourds avec un aérogel (matériau à basse densité pour étirer la zone d'intérêt) ; l'objectif est d'analyser par une méthode spectroscopique à l'intérieur du volume d'interaction l'énergie et l'état de charge du projectile (Ar).

Ces travaux donnent lieu à des collaborations avec de nombreux pays européens : France, Italie, Grande-Bretagne, Espagne, ainsi qu'avec la Russie et les États-Unis.

Les accélérateurs d'ions lourds tels que ceux du Cern, du GSI (Darmstadt) ou du Ganil ont des caractéristiques intéressantes (cadence, stabilité, rendement), très supérieures à celles des lasers de puissance actuels, mais leur puissance instantanée est inférieure d'au moins trois ordres de grandeur à ce qui est nécessaire à un réacteur de fusion.

La difficulté est qu'il n'est pas possible, à la différence des lasers, de concevoir un prototype autrement qu'à l'échelle 1 pour obtenir la densité de flux d'énergie requise.

Les recherches au niveau « démonstration de principe » pour le driver (Proof Of Principle-POP – des anglo-saxons) ont débuté aux États-Unis il y a quelques années, dans le cadre du VNL (Virtual National Laboratory), regroupant les trois grands programmes sur les accélérateurs (LBNL, LLNL et PPPL), et les participations de nombreuses institutions américaines (Logan, 2004). Les expériences réalisées au LBNL montrent qu'il est possible de produire, transporter et accélérer des faisceaux d'ions lourds avec la brillance requise ; elles se font actuellement à 10 mA par faisceau ; l'objectif est d'atteindre 1 kA.

Une question importante demeure : la focalisation. Bien que très réduite en comparaison avec les ions légers, la difficulté est la suivante : au cours de l'accélération des particules, les forces de charge d'espace, les instabilités éventuelles, les imperfections diverses de la machine peuvent induire des mouvements aléatoires des ions (on dit « chauffer » le faisceau) qui peuvent empêcher une focalisation suffisamment fine.

Au plan de l'irradiation d'une cible, un premier objectif serait de réaliser à court terme (5 ans) une expérience intégrée permettant de porter une cible dense à une température de 1 eV (~11600 K) afin de réaliser des expériences de physique des hautes densités (programme NDCX II). L'étape suivante (NDCX III) vise de gagner un facteur 10 sur la température.

- Implosion par Z-pinch

Dans le cas des Z-Pinchs, les résultats obtenus aux États-Unis avec la Machine-Z (installation de la Sandia résultant de la transformation de PBFA-II), ont fait état en 1996 d'une production de rayonnement X très importante : une puissance radiative de 280 TW et une énergie X de 1,8 MJ ; le spectre correspond à une température de 150 eV. Le rendement de conversion est approximativement 15 %. Des développements sont prévus : 30 MA puis 60 MA, pour irradier des cibles à grand gain.

Une émission neutronique d'origine thermonucléaire a été observée avec une capsule de DD, implosée avec un rapport de convergence~13, et une uniformité d'irradiation ne différant que d'un facteur 2 des conditions requises pour des cibles à grand gain.

L'objectif de cette installation est maintenant de faire la démonstration d'un gain thermonucléaire élevé avec la possibilité d'un fonctionnement répétitif. Une « ligne de transmission recyclable » comportant la capsule et adaptée à la géométrie confinée de la machine a donc été conçue afin de tester les possibilités d'application au problème de l'IFE (figure 2.20).

3.3. Encadrement de l'objectif : les expériences « Centurion-Halite »

Les recherches sur la fusion inertielle se référent à des travaux réalisés en laboratoire. Aux États-Unis, des informations complémentaires ont été obtenues grâce à des expériences baptisées « Centurion-Halite » (H/C), effectuées lors de tirs souterrains réalisés sur le site du Nevada. Ces expériences consistaient à imploser des cibles de type fusion par confinement inertiel en utilisant l'énergie délivrée par un engin nucléaire.

En 1990, la revue du programme US-ICF par l'Académie Nationale des Sciences concluait (H/C Programme, 1990) :

«Since 1986, an outstanding interlaboratory co-operative effort has successfully performed some complex H/C experiments that have provided extremely important data. Because of this succes, the committee now belives that uncertainties in ignition arise from mix, symmetry, and laser-plasma interaction, phenomena that can be studied best in laboratiry experiments. »

Ces expériences, effectuées avec une puissance de driver élevée, donnaient un encadrement, avec les travaux réalisés avec le laser Nova, des conditions nécessaires à l'allumage et à la combustion du DT ; elles ont permis aux États-Unis d'asseoir la définition du laser NIF destiné à obtenir l'allumage en laboratoire.

4. Le LMJ

Le LMJ est conçu pour obtenir l'ignition et la combustion d'un mélange de deutériumtritium avec un gain supérieur à un. Il a été calculé qu'une énergie de 2 MJ en sortie du laser était nécessaire ; pour l'obtenir avec une marge de sécurité raisonnable, 240 faisceaux laser ont été prévus. Le verre dopé au néodyme a été conservé comme milieu actif, pour ses qualités de stockage d'énergie et parce que sa technologie est bien développée, mais, afin de diminuer au maximum le coût de construction de l'installation, plusieurs innovations ont été étudiées et adoptées par rapport à la structure des précédents lasers, entre autres le regroupement des faisceaux laser en chaînes de huit faisceaux et la focalisation par réseaux.

Les 240 faisceaux du LMJ sont donc constitués en fait de 30 chaînes comportant chacune huit faisceaux. Ces 30 chaînes sont implantées dans deux halls laser situés de chaque coté de la salle d'expériences.

Il a été décidé de vérifier la validité de cette conception en grandeur réelle en construisant, en avance de phase, un prototype industriel de l'une des 30 chaînes du LMJ. Ce prototype est la ligne d'intégration laser (LIL) qui vient d'être qualifiée et dont l'un des faisceaux a prouvé l'obtention des performances requises.

La réalisation du laser LMJ, prévue pour 2010, est en bonne voie. Les concepts et la faisabilité des composants ayant été vérifiés avec succès sur la LIL, le choix des industriels a été effectué et les contrats correspondants ont été passés ; le montage de ces composants dans le bâtiment en cours de construction pourra commencer dès 2007.

La collaboration entre la France et les États-Unis en matière de technologie des lasers de forte énergie remonte aux années 1970. L'idée de construire un laser de la classe mégajoule ayant été retenue en 1990, un accord officiel de collaboration fut signé en 1994 entre le CEA et le DOE (Departement of Energy) américain. Cet accord portait en particulier sur la mise au point des nouvelles technologies nécessaires et plus généralement sur la conception d'un tel laser. diverses actions ont été menées en commun entre les deux laboratoires : conception et test d'amplificateurs à plaques, développement d'un procédé de fabrication de verre laser par coulée continue, développement d'un procédé de croissance cristalline permettant l'obtention de monocristaux de KDP, etc.

Depuis 1999, la construction des lasers NIF et LMJ se poursuit en parallèle. Les conceptions des deux lasers sont proches, même si certains choix ont été différents tels que le nombre de faisceaux nécessaires (240 pour LMJ contre 192 pour NIF) ou le principe de focalisation (par réseaux pour LMJ et par lentille pour NIF) par exemple.

Se référant à l'acquis scientifique exposé dans ce qui précède, la communauté scientifique s'attend que la démonstration de l'allumage et de la combustion du DT en laboratoire soit obtenue au cours de la prochaine décennie par la voie de l'implosion laser, avec les installations LMJ et NIF. Dans ce qui suit, nous proposons une présentation rapide du projet LMJ, ainsi qu'une comparaison succincte avec le projet NIF.

Le projet « Laser mégajoule » a été conçu pour réaliser la combustion auto-entretenue d'un mélange DT avec un gain ~10. La conception s'est bien sûr appuyée sur l'acquis de la Dam depuis les années soixante-dix (en particulier avec Phébus), sur les progrès considérables de ces dernières années en matière de compréhension des phénomènes et de codes de simulation (en particulier grâce au programme Terra), et sur l'ensemble des résultats publiés par la communauté scientifique. Une cible nominale (microballon et cavité ; on notera le remplissage de la cavité par un mélange hydrogène-hélium pour limiter la détente du plasma de paroi) répondant à l'objectif est représentée figure 2. 26 (Holstein *et al.*, 2000).





Les caractéristiques de l'irradiation nécessaire au fonctionnement d'une telle cible ont permis de dimensionner le LMJ. C'est ainsi qu'il a été calculé qu'une énergie de 2 MJ en sortie du laser était nécessaire (Cette valeur prend en compte la *sécurité d'allumage* vis-à-vis des instabilités hydrodynamiques présentée figure 2.6, et aussi un facteur de *sécurité de combustion*, imposant que la combustion démarre avant la stagnation). Les performances souhaitées de l'installation permettront d'explorer un domaine de puissance et d'énergie représenté figure 2.27 (où sont également figurées les limites imposées par les instabilités plasma et hydrodynamiques schématisées figure 2.14), à l'intérieur duquel on peut atteindre l'ignition avec des cibles fonctionnant à des températures radiatives comprises entre $3 \, 10^6$ et $4 \, 10^6$ K.



Figure 2.27 – Domaine de combustion accessible avec le LMJ.

Cette installation est financée par la Défense, dans le cadre du « Programme simulation » qui fait suite à l'arrêt des essais nucléaires de la France ; l'objectif est la validation des modèles physiques applicables au domaine thermonucléaire. Mais cet objectif coïncide avec l'étape de démonstration d'un programme visant à la production d'énergie à des fins civiles (voir 2.1.4). C'est pourquoi, dès son lancement, une communauté civile, en collaboration avec les équipes de la Défense, s'est intéressée aux applications possibles du LMJ (et de son démonstrateur la ligne d'intégration laser, la LIL, constituée de l'une des 30 chaînes lasers du LMJ).

La figure 2.28 permet de situer les domaines de densité et de température qui seront accessibles avec la LIL (secteurs hachurés) et le LMJ ; y figurent les différentes sortes de plasma relatifs à l'implosion (plasma de couronne, plasma de cavité, combustion du DT). On voit qu'en raison de ses performances exceptionnelles, le laser Mégajoule couvrira un champ de recherche dépassant le strict sujet de la fusion du DT en laboratoire.

On peut évoquer succinctement d'autres thèmes de recherche envisageables avec cette installation :

- la matière à haute densité d'énergie : étude des propriétés thermodynamiques et radiatives de la matière dense et chaude, comme des matériaux comprimés par onde de choc ;
- physique atomique et propriétés radiatives des plasmas hors équilibre ;
- physique nucléaire de plasmas proches de ceux que l'on rencontre dans les étoiles (peuplement d'états isomériques, taux de réactions nucléaires...);
- astrophysique.

Ce sera donc un moyen expérimental ouvrant un nouveau domaine de la physique qui sera offert à une collaboration nationale et internationale.



Figure 2.28 – Domaines de températures et densités accessibles avec le LMJ.

4.1. Le LMJ et la LIL

Pour obtenir une énergie de 2 MJ en sortie du laser avec une marge de sécurité raisonnable, 240 faisceaux laser ont été prévus. Par ailleurs, afin de diminuer au maximum le coût de construction de l'installation plusieurs innovations ont été étudiées et adoptées par rapport à la structure des précédents lasers.

Conservant comme milieu actif le verre dopé au néodyme pour ses qualités de stockage d'énergie et parce que sa technologie est bien développée après plus de trente ans, ces modifications de structure ont porté sur :

- le regroupement des faisceaux laser en chaînes de huit faisceaux afin d'augmenter sensiblement le rendement des amplificateurs en utilisant mieux l'énergie délivrée au verre laser par les lampes flashes. Une conséquence de ce regroupement est que les faisceaux laser sont de section carrée au lieu de circulaire traditionnellement ;
- la traversée quatre fois successive des amplificateurs afin, là encore, d'augmenter le rendement en utilisant la quasi totalité de l'énergie optique qu'ils stockent ;
- l'augmentation de la fluence de sortie des chaînes aux limites de la tenue au flux des matériaux, en particulier pour les éléments optiques travaillant à la fréquence triple du fondamental, soit 350 nm ;
- un filtrage parfait des fréquences entrant dans la chambre d'expériences afin d'éliminer totalement les reliquats de fondamental (1053 nm) et de la fréquence double (530 nm). Ce filtrage est obtenu grâce au système de focalisation par réseaux ;
- un dispositif de « lissage » du faisceau avant focalisation destiné à détruire la cohérence de celui-ci et les modulations d'amplitudes liées à cette cohérence (speckle).

Le schéma de la figure 2.29 représente la structure d'un faisceau laser ainsi obtenu.



Figure 2.29 – Structure d'une chaîne laser du LMJ.

Deux amplificateurs laser (amplificateur de cavité et amplificateur de transport) comprenant chacun huit plaques de verre laser dopé au Néodyme multiplient par 20 000 l'énergie délivrée par un pilote au sein duquel l'impulsion laser de quelques centaines de milli joules est fabriquée, mise en forme spatialement, temporellement et spectralement. Ce pilote est constitué d'un oscillateur associé à des préamplificateurs et à des mises en forme géométrique (faisceau carré), temporelle (durée et forme de l'impulsion) et spectrale (largeur de bande). Ces deux amplificateurs sont encadrés de deux filtrages spatiaux (de cavité et de transport) destinés à limiter les modulations spatiales liées à la diffraction pendant la propagation du faisceau. Les quatre passages du faisceau dans les amplificateurs sont obtenus grâce à un système autocollimateur appelé demi-tour placé au foyer commun du filtrage spatial de sortie.

Outre ses éléments un dispositif électro-optique (PEPC) évitant les auto-oscillations est placé près du miroir de cavité (M1), miroir qui est déformable pour corriger les défauts de surface d'onde liés aux optiques.

La section du faisceau laser est de 40x40 cm² et la longueur de la chaîne est de l'ordre de 120 mètres.

Un jeu de miroirs transporte le faisceau jusqu'à la salle d'expériences vers le centre de la chambre d'expériences (dix mètres de diamètre) où les faisceaux sont focalisés par un réseau après que la longueur d'onde ait été triplée (passant de 1053 nm à 350 nm) en traversant un ensemble de deux cristaux non linéaires. Outre la focalisation, le réseau assure la sélection de longueur d'onde en éliminant, dans la chambre le reliquat de lumière à 1053 et 535 nm.

Un premier réseau (réseau 1w) situé avant le réseau focalisant (réseau 3w) assure la correction du déphasage introduit par celui-ci.



Figure 2.30 – Implantation des 30 chaînes de huit faisceaux chacune de part et d'autre de la chambre d'expériences.

La chambre d'expériences en aluminium et de dix mètres de diamètre intérieur supporte un vide meilleur que 10-6 torr. Elle est placée au centre dans une salle d'expériences isolée du reste du bâtiment par deux murs de béton de 1 mètre d'épaisseur. Ils sont destinés à confiner l'émission neutronique (environ 1019 neutrons de 14 MeV) pour un tir à fort gain. Les 30 chaînes sont réparties de chaque côté. Elles sont entourées des bancs d'énergie (environ 400 Mégajoules) qui alimentent les lampes flashes des amplificateurs. Ces bancs d'énergie sont chargés en une minute quelques minutes avant le tir.

À la sortie des deux halls laser les faisceaux sont transportés par paquets de quatre (60 quadruplets) vers les deux pôles de la chambre d'expériences par un jeu de cinq miroirs qui permettent de régler l'angle d'incidence sur la cible. Ces miroirs, comme l'ensemble des composants optiques, sont positionnés et pilotés par un dispositif d'alignement automatique commandé par le Commande-Contrôle de l'installation.

Les 240 faisceaux du LMJ sont donc constitués en fait de 30 chaînes comportant chacune huit faisceaux. Ces 30 chaînes sont implantées dans deux halls laser situés de chaque coté de la salle d'expériences. Cette structure symétrique représentée sur la figure 2.30 a été retenue afin de limiter au maximum la distance parcourue par les faisceaux entre la sortie du laser et la chambre d'expériences. En effet, compte tenu de l'énorme densité de puissance transportée par les faisceaux la propagation dans l'air sur des distances supérieures à 25 mètres génère des effets non linéaires (effet Raman) qui détruisent la qualité du faisceau.

Une des originalités majeure du projet réside dans la focalisation par réseaux. Celle-ci est rendue nécessaire par l'impératif fixé par les physiciens de ne pas perturber l'interaction avec la cible par la lumière « non utile », reliquat de la longueur d'onde fondamentale du laser (1053 nm) après qu'elle ait été converti à la longueur d'onde utile de 353 nm qui est absorbée par la cible.

L'ampleur des modifications apportées par rapport aux chaînes laser précédentes et certains paris technologiques comme l'utilisation de réseaux focalisants et la forte fluence prévue en sortie du laser ont amené les responsables du projet, dés la phase d'avant projet sommaire (APS), à proposer de vérifier la validité de cette conception en grandeur réelle en construisant, en avance de phase, un prototype industriel de l'une des 30 chaînes du LMJ. Ce prototype est la ligne d'intégration laser (LIL) qui vient d'être qualifiée et dont l'un des faisceaux a prouvé l'obtention des performances requises en terme d'énergie (18 kJ en infrarouge, 7,5 kJ en ultraviolet (chacun) en impulsion « nanoseconde »), de puissance, et de dimension des taches focales irradiant la cible (600 μ m) (André, 2004 ; Di-Nicola *et al.*, 2003).

La partie sans conteste la plus complexe de l'installation est la chambre d'expériences (10 mètres de diamètre) en raison de la densité des équipements qu'elle doit abriter, de leur accessibilité pour les opérations de maintenance, des impératifs de stabilité et de la protection contre les rayonnements émis (Rayons X, Gamma, neutrons) au moment du tir. Elle est placée au centre d'une salle cylindrique de 33 mètres qui reçoit les 60 quadruplets provenant du transport des faisceaux, les moyens de diagnostics, principalement dans le plan équatorial, le porte cible cryogénique, les dispositifs de repérage et de réglage de la position relative des faisceaux laser et de la cible.

La réalisation du laser LMJ, prévue pour 2010, est en bonne voie. Les concepts et la faisabilité des composants ont été vérifiés avec succès sur la LIL, le choix des industriels et les contrats correspondants ont été passés et le montage de ces composants dans le bâtiment en cours de construction pourra commencer dès 2007.



Figure 2.31 – Vue artistique du bâtiment du LMJ. Sa construction a débuté en 2003 et il sera terminé en quatre ans. Cette construction est un chantier considérable, qui occupera plus de mille personnes dans les phases les plus denses. Confié à plusieurs entreprises, la maîtrise d'ouvrage en est assurée par le CEA (Département Ingénierie de la Dam). Sur la partie gauche de cette vue, photographie de la LIL.

4.2. NIF et LMJ, la collaboration entre le CEA et le Département de l'Énergie américain

La collaboration entre la France et les États-Unis en matière de technologie des lasers de forte énergie puis en matière de physique de l'interaction remonte aux années 1970.

En effet, dès la publication par la France, plus particulièrement par le Centre d'études de Limeil de la Direction des applications militaires (Dam) du Commissariat à l'énergie atomique (CEA), en 1969, des résultats montrant l'obtention de neutrons de fusion (un an après le professeur Basov en Russie) (Robieux, 1999), les États-Unis qui n'avaient qu'un programme limité dans ce domaine, décidèrent, sous l'impulsion de John Emmet au Lawrence Livermore Laboratory (LLL), d'acquérir un laser à verre dopé au néodyme développé par la Compagnie générale d'électricité (CGE) et commercialisé par la Compagnie industrielle des lasers (CILAS).

Ce laser fut livré et le CEA participa à sa mise en service aux États-Unis.

À partir de ce moment, la relative faiblesse des ressources dédiées à ce programme en France par opposition à l'effort croissant consenti aux États-Unis fait que les programmes américains ont repris le flambeau sans pour autant que les liens en soient rompus.

Le LLL (devenu depuis LLNL pour Lawrence Livermore National Laboratory) construisit successivement les lasers à verre dopé au Néodyme Argus puis Shiva qui délivrait dès 1978 10 kilojoules en 1 nanoseconde à la longueur d'onde de 1 μ m. La France à cette date ne disposait que de son laser Octal à huit faisceaux délivrant environ 5 kilojoules.

Dans le même temps, le Los Alamos National Laboratory (LANL), disposait d'un laser à gaz (CO2) émettant, à la longueur d'onde de 10,6 μ m, une énergie de l'ordre de 10 kilojoules. Dans ce domaine la France disposait d'un laser plus petit émettant 1 kilojoule. Cette filière a été très vite abandonnée par les deux pays en raison de sa longueur d'onde trop grande pour permettre une bonne absorption de l'énergie par la cible.

En 1985, le LLNL avait en projet la construction d'un laser, toujours à verre dopé au néodyme, capable de délivrer plus de 100 kilojoules et nommé Nova. La France cherchait aussi à accroître ses capacités et le LLNL, en la personne de John Emmet, a proposé de nous associer à leur projet, en reconnaissance de l'aide apportée par la France dans le passé. C'est ainsi que deux faisceaux supplémentaires du futur Nova nous furent fournis en « kit » et constituèrent le laser Phébus mis en service en 1986 à Limeil. Pendant deux ans les laséristes du CEA travaillèrent au LLNL pour acquérir les compétences nécessaires à l'intégration et à la mise en service du laser Phébus. C'est une étape essentielle de la collaboration franco-américaine car elle permis à la France de rejoindre le peloton de tête grâce à l'acquisition des nouvelles technologies développées aux États-Unis (amplificateurs à disques remplaçant les traditionnels amplificateurs à barreaux de la CGE).

Elle a permis par ailleurs le début d'une collaboration en matière de physique de l'interaction et en matière de diagnostics nécessaires à l'enregistrement des phénomènes physiques liés à cette interaction laser-plasma. En particulier des expériences communes donnant lieu à des publications originales ont été menées sur le laser Phébus dans le domaine des lasers X.

Sans cette étape la France n'aurait jamais pu imaginer la construction en cours du laser mégajoule (LMJ) qui sera mis en service à partir de l'année 2010. Pratiquement en même temps que la mise en service du National Ignition Facility (NIF) du LLNL.

L'idée de construire un laser de la classe mégajoule vue le jour en 1990. Des études préalables en démontrèrent la faisabilité et en 1994 un accord officiel de collaboration fut signé entre le CEA et le DOE (Departement of Energy) américain. Cet accord portait sur la mise au point des nouvelles technologies nécessaires et plus généralement sur la conception d'un tel laser. En particulier les actions suivantes ont été menées en commun entre les deux laboratoires :

- conception et test d'amplificateurs à plaques permettant de recevoir des faisceaux laser de 40 cm utiles ;
- utilisation du démonstrateur Beamlet construit au LLNL pour tester les différents choix technologiques ;
- développement, chez deux industriels (Hoya et Schott), d'un procédé de fabrication de verre laser par coulée continue qui a été un grand succès et qui a d'ors et déjà permis la réalisation des quelques 10 000 plaques de verre nécessaires aux deux lasers NIF et LMJ ;
- développement d'un procédé de croissance cristalline permettant l'obtention de monocristaux de KDP (potassium di-hydrogène phosphate) de plus de 400 kilos en moins de trois mois (contre un an par les procédés classiques) afin de disposer à un coût acceptable des 1000 plaques cristallines permettant la conversion de fréquence à 0,35 μm à partir de la fréquence fondamentale du laser (toujours 1, 053 μm);
- amélioration de la tenue au flux laser des composants optiques afin d'améliorer leur durée de vie et de réduire ainsi les coûts d'exploitation ;
- mise au point des procédés cryogéniques permettant le maintien des cibles d'interaction à des températures de l'ordre de 14 °K. Ces études sont en particulier menées en France par le Service des basses températures du CEA de Grenoble.

Indépendamment de ces actions concrètes qui ont permis aux deux laboratoires de partager les coûts de développement, de nombreux échanges techniques ont eu lieu depuis 1988 jusqu'à aujourd'hui.

Depuis 1999 la construction des lasers NIF et LMJ se poursuit en parallèle. Les conceptions des deux lasers sont proches même si certains choix ont été différents tels que le nombre de faisceaux nécessaires (240 pour LMJ contre 192 pour NIF) ou le principe de focalisation (par réseaux pour LMJ et par lentille pour NIF) par exemple. Par contre il a été pris en compte très attentivement la possibilité ultérieure de conduire des expériences communes sur l'une ou l'autre des deux installations. En particulier des dispositifs communs d'insertion de diagnostics ont été conçus.

En France, le CEA a jugé plus prudent de construire en avance de phase par rapport au LMJ un prototype, la ligne d'intégration laser (LIL) dont quatre faisceaux sont opérationnels depuis 2002.

Mais la collaboration franco-américaine ne se limite pas au laboratoire LLNL. Dès la fermeture de Phébus en 1999, le CEA s'est préoccupé de pouvoir poursuivre des expériences en attendant la mise en service de la LIL puis du LMJ. C'est ainsi que des physiciens français utilisent le laser Oméga de l'université de Rochester pour y poursuivre des études de physique des plasmas.

Conclusion

On peut résumer la situation actuelle de la fusion par confinement inertiel de la manière suivante :

- Les concepts de réacteurs

Le principe de la fusion inertielle comme source d'énergie civile consiste à comprimer une cible comportant une couche de DT cryogénique pour obtenir un dégagement d'énergie par combustion thermonucléaire du milieu fusible à partir d'un point chaud.

Des études prospectives montrent que le coût de l'électricité produite par fusion inertielle se compare favorablement avec les autres options à long terme, en raison des économies sur le coût du combustible (comparé à celui de la fission et des ressources fossiles).

Des projets nombreux et variés ont été publiés depuis les années 1970, américains pour la plus grande partie (la France ne dispose aujourd'hui d'aucune étude propre de réacteur inertiel). La variété résulte de la possibilité d'associer plusieurs types de chambres aux différents drivers envisagés.

- Le principe de la cible à gain

Les études longues et poussées réalisées par divers laboratoires ont conduit à cerner avec précision les structures de base des cibles à gain pour les différents schémas d'implosion envisagés. La principale incertitude restante concerne le développement d'instabilités hydrodynamiques (elles-mêmes fonction de la qualité des cibles).

Le concept devrait être validé en laboratoire (démonstration de l'allumage et d'un gain élevé) dans la prochaine décennie avec les deux installations laser LMJ et NIF et peut-être également avec la Z-Machine. Notons qu'une validation a déjà été obtenue par les américains auprès d'un tir nucléaire, mais les détails restent classifiés.

- Les drivers

Les principaux drivers envisagés sont les lasers, les faisceaux d'ions lourds et les Z-Pinchs. Ils peuvent être comparés sur les plans du transport et de la focalisation de l'énergie, du rendement, de la durée de vie, de la fréquence de fonctionnement et du coût.

Les lasers à verre sont aujourd'hui les plus avancés, et les installations intégrées LMJ et NIF doivent, comme nous venons de le dire, faire la démonstration de la première étape du développement de la fusion inertielle comme source d'énergie civile.

Malgré leur fragilité optique, leur utilisation pour un réacteur n'est pas exclue, à condition d'améliorer leur rendement par l'emploi de diodes laser pour le pompage ; mais le coût de ces dernières est encore prohibitif.

Les ions lourds. Il est généralement admis que lorsque les lasers auront démontré la possibilité de brûler du DT en laboratoire, les accélérateurs d'ions lourds devraient être les drivers les mieux adaptés pour les applications énergétiques, en raison de leur rendement et de leur robustesse. L'échéance apparaît toutefois plus lointaine pour plusieurs raisons : avec les installations actuelles, le flux d'énergie au niveau de la cible est encore trop faible d'un facteur ~1000, et il n'est pas possible, à la différence des lasers, de concevoir un prototype autrement qu'à l'échelle 1 pour obtenir la densité de flux d'énergie requise ; le

fonctionnement à fort courant pose des problèmes de « halo » réduisant les possibilités de focalisation.

La réalisation d'un accélérateur d'ions lourds à l'échelle d'un réacteur représente un investissement et un saut technologique considérables ; elle ne pourra s'envisager que si le coût peut être réduit d'un ordre de grandeur par rapport à celui des technologies actuelles.

Le Z-Pinch. Les résultats obtenus par les laboratoires de la Sandia (États-Unis) avec la Z-Machine (striction magnétique) montrent l'intérêt d'une telle installation comme driver, mais l'application à des fins énergétiques, principalement en termes de répétitivité, reste à prouver.

- Les chambres

La réalisation d'une chambre de réacteur pose d'abord le problème de la tenue de la première paroi ; trois approches peuvent d'envisager : le mur « sec », le mur « mouillé » en surface ou un mur « liquide » épais. Les problèmes posés par chaque solution sont complexes, concernant à la fois le concept et les matériaux à mettre en jeu.

Les recherches technologiques ont été faiblement développées sur ces sujets (bien que depuis quelques années des expériences de laboratoire soient menées sur ces concepts : matériaux, simulations numériques), et de nombreux challenges demeurent, essentiellement liés à la nature pulsée du dégagement d'énergie.

- La fabrication des cibles

Bien que l'implosion par laser soit la voie la plus avancée et que des techniques très sophistiquées de fabrication de cibles aient été mises au point pour les expériences d'interaction laser-matière, peu d'expériences mettant en jeu une cible similaire à celles conçues pour obtenir la combustion du DT (c'est-à-dire possédant une couche cryogénique) ont été réalisées aujourd'hui (la première l'a été à Rochester ; Fangster *et al.*, 2003). De plus, ces expériences sont réalisées avec une cadence de quelques tirs par jour. Il est clair que par rapport aux actuelles procédures de laboratoires, toutes les opérations de fabrication, de contrôle, de mise en place des cibles pour un réacteur travaillant à une fréquence de quelques hertz seront complètement à repenser.

La réalisation, l'injection et le suivi de cibles pour la fusion par confinement inertiel (c'està-dire comportant une couche de DT cryogénique) pour un coût unitaire ne dépassant pas ~0,3 € restent à démontrer.

In fine, le tableau suivant résume les **verrous principaux de la fusion par confinement inertiel** :

Concept	Démonstration grâce aux installations laser LMJ et NIF
Driver	Laser : coût
	Ions lourds : focalisation et coût
	<u>Z-Pinch</u> : répétitivité
Chambre	Concept et matériaux de la première paroi
Cible	Fabrication, injection, coût
Environnement	Inventaire en tritium

Ce tableau incite à s'interroger sur le choix du driver – une fois démontré l'allumage en laboratoire, ce qui ne semble pas poser de doute à la communauté scientifique –, pour les

étapes suivantes (démonstration d'un gain élevé et démonstration industrielle) : *laser ou ions lourds ?*

Il est prématuré de prétendre apporter aujourd'hui une réponse à cette question, car elle est conditionnée par l'occurrence d'éléments de natures très différentes : les avancées technologiques obtenues dans les différentes options d'une part, et les investissements qui seront consentis soit sur le développement du pompage par diode pour les lasers, soit sur la construction d'un accélérateur à ions lourds d'autre part.

En revanche, on peut noter qu'une concertation au niveau européen entre des laboratoires intéressés par la fusion inertielle, rapprochant des compétences reconnues, variées et de haut niveau, profiterait au développement des réflexions sur les divers concepts de drivers et de chambres et permettrait de cerner les options à approfondir en vue de la conception d'un réacteur.

De plus, certaines problématiques de la chambre de réaction sont similaires à celles du confinement magnétique : matériaux de couverture, récupération du Tritium, extraction des matériaux activés, récupération de l'énergie dégagée. C'est à l'évidence un domaine où pourrait se développer une importante synergie entre les deux communautés de la fusion.

Références bibliographiques

André M (2001). Interview dans Photonics N°2, page 14.

André M. et al. (1994). Pour une chaîne laser de grande puissance. Revue Chocs Nº 11.

André M. *et al.* (2004). La LIL un démonstrateur technologique pour le LMJ. Page 6. Revue Chocs n°29, CEA.

Atzenis S. et Meyer-Ter-Vehn J. (2004). The physics of inertial fusion, Clarendon Pree-Oxford.

Badger B. *et al.* (1981). Hiball, a conceptual heavy ion beam driven fusion reactor study, Kernforschungszentrum Karlsruhe Kff-3202.

Bayer C. et Juraszek D. (2001). Physique des Plasmas Thermonucléaires : la fusion par confinement inertiel. CEA-R5988.

Blink J.A. *et al.* (1985). The High Yield-Injection Fusion Energy (Hylife) reactor, Rep. UCRL 53559 LLNL, CA.

Brueckner K.A. et Jorna S. (1974). Laser driven fusion. Review of Modern Physics, 46 n°2.

Campbell M. (2004). Future Prospects for feavy Ion Fusion ; 15th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion ; Princeton, New Jersey, USA.

Chiou T.C. (1995). Stability of intense laser propagation in an underdense hollow channel plasma. *Phys. Plasmas*, **3**:1700.

Chocs (1991). Conversion X dans l'interaction laser-matière CHOCS. Revue scientifique et technique de la Direction des applications militaires. N°1 : 33.

Chocs (2004a). La LIL : un moyen expérimental ; Revue scientifique et technique de la Direction des applications militaires. N° 29 : 12.

Chocs (2004b). Le laser mégajoule, un élément clé du programme simulation – La ligne d'intégration laser, son prototype ; Revue scientifique et technique de la Direction des applications militaires. N° 29 : 2.

Conn R.W. *et al.* (1977). Solase, a laser fusion reactor study ; University of Wisconsin ; Fusion Engineering ; Program Report UWFDM-220.

Coudeville A. *et al.* (1993). La fusion thermonucléaire inertielle par laser. Eyrolles. Paris, part. 3, 227

Coutant J. (1993). La fusion thermonucléaire inertielle par laser. Eyrolles. Paris, part. 2, 1.

Dattolo E. (2001). Projet laser mégajoule ; Études et activités dans le domaine de la physique de la cavité ; production et contrôle du flux radiatif dans le hohlraum – CEA-R 5987.

Dautray R. et Wateau JP. (1993). La fusion thermonucléaire inertielle par laser. Eyrolles. Paris, part. 1, 5

Decroisette M. (1993). La fusion thermonucléaire inertielle par laser. Eyrolles. Paris, part.2, 79.

DeutschC. et Tahir N.A. (1992). Phys of Fluids, B 4: 3735.

Di-Nicola J.M. *et al.* (2003) The LIL Facility Start-Up : First High Power and High Energy laser Experimental Results at 1053 nm and 351 nm Inertial Fusion Sciences and Applications 2003, editors B.A. Hammel, D.D. Meyerhofer, J. Meyer-ter-Vehn, H. Azechi, 558.

Duderstadt J. et Moses G.A. (1982). Inertial Confinement Fusion. John Wiley and Sons ; New-York.

Fangster T.C. et al. (2003). Plasma Physics, 10: 1937.

H/C Programme (1990) Review of the Department of Energy's Inertial Confinement Fusion Programme, Final Report – Natl Academy Press, Washington, DC.

Hoffmann D. (2004). European Programme Overview and the German Perspective for Heavy Ion Inertial Fusion Energy Research ; 15th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion ; Princeton, New Jersey USA.

Holstein P.A. et al. (2000). Target design for the LMJ – C.R.Acad.Sci., Paris IV, 1: 693.

IAEA (1995) Energy from Inertial Fusion, International Atomic Energy Agency, Vienne.

Kato Y. et al. (1984). Random phasing of high power lasers for uniform target acceleration and plasma instability suppression. *Phys. Rew. Lett.*, **53** : 1057.

Kessler G. *et al.* (1986) Reactor design aspects for heavy and light ion inertial confinement fusion. Proc; 4th Int. Conf. On Emerging Nuclear Energy Systems (Velarde G, Minguez E. Eds) World Scientific, Madrid.

Kidder R. (1976). Laser compression of hollow shells : power requirements and stability limitations. *Nuclear Fusion*, 405.

Kodama R. *et al.* (2001). Fast heating of ultrahigh-density plasmas as a step towards laser fusion ignition. *Nature*, **412** : 798.

Kruer W. (1988). The Physics of Laser Plasma Interation – Frontiers in Physics series Vol. 73 – Wesley Publishing Company.

Lindl J.D. (1993). ICF : Recent achievements and perspectives. UCRL-JC-113467.

Lindl J.D. (1998) Inertial Confinement Fusion. Springer-Verlag, New-York.

Lindl J.D. *et al.* (1992). Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion. *Physics Today*, **45** (9) : 32.

Lindl J.D. *et al.* (2004) The Physics basis for ignition using indirect-drive targets in the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, **11** (2) : 339.

LLE Review (2002). National Laser User's Facility News, 84 : 217.

Logan B. (2004), Heavy-Ion Fusion Virtual National Laboratory (HIF-VNL) LBNL, LLNL, PPPL ; 15th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion ; Princeton, New Jersey, USA.

Lowdermilk W.H. (1990). High enrgy lasers for inertial fusion research and applications, Resonances (Levenson et al. Eds). World Scientific, Singapore.

Matzen M.K. (1997). Z-Pinches as Intense X-Ray Sources for High-Energy Density Physics Applications. *Physics of Plasmas*, **4**(5): 1519.

Meier W.R. *et al.* (1992). Osiris and Sombrero ; Inertial Fusion Power Plant Designs ; Report WJSA-92-01, DOE/ER 54100-1.

Meyer B. et Thiell G. (1984). Experimental scaling laws for ablation parameters in plane target-laser interaction with 1,06µm and 0,35µm laser wavelengths. *Phys. of Fluids*, **27** :302.

Meyer-Ter-Vehn J. (1982) On energy of fusion targets : the model of Kidder and Bodner improved. *Nuclear Fusion*, **22** : 56.

Mima K. *et al.* (1993). Design of inertial confinement fusion reactor driven by laser diode pumped solid solid state laser, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion research 1992 (Proc. 14th Int. Conf., Würtzburg, 1992). IAEA, **3** : 381, Vienne.

Moses G.A. *et al.* (1985). Preconceptual design of the light ion beam fusion target development facility. Rep UWFDM-664.

Nakai S. et Mima K. (2004). Laser driven inertial fusion energy : present status and prospective. *Rep. Prog. Phys.*, **67** : 321.

Nuckolls J. *et al.* (1972). Laser compression of matter to super-high densities : Thermonuclear applications. *Nature*, **239** :139.

Pitts J.H. (1983). Cascade, a centrifugal-action solid breeder reaction chamber. *Nuclear Technology Fusion*, **4**: 967.

Plass G. (1994). Overview of european heavy ion driver development. IAEA technical committee meeting on drivers for ICF, Paris.

Robieux J. (1999). High Power Laser Interactions. Page 827. Éditions Lavoisier.

Rosen D. et Lindl J.D. (1983). Simple model of high gain targets – comparisons and generalizations. Laser Program Annual Report, LLNL.

Sakagami H. et Nishihara K. (1990). Three dimensional Rayleigh-Taylor instability of spherical systems. *Phys. Rev. Lett.*, **65** : 432.

Salvatore P. *et al.* (1999) 7th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing. St Petersburg, Russia, 185.

Schirmann D. (1993). La fusion thermonucléaire inertielle par laser. Eyrolles. Paris, part.3, 385.

Storm E. *et al.* (1990). The LLNL ICF program : progress toward ignition in the laboratory , Thirteen International Conference on Plasma Physics and Controled Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-53/B-2-3.

Tabak M. *et al.* (1994). Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Phys. Plasmas*, **1**: 1626.

Tahir N.A. *et al.* (1997). Inertial confinement fusion using hohlraum radiation generated by heavy-ion clusters. *Phys. Plasmas*, **4** (3) : 796.

Takabe H. et al. (1985). Self consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerated plasma. *Phys. Fluids*, **28** : 3676.

Tazima T. *et al.* (1986). An advanced ICF reactor TANAKA-1 with low radioactivity and tritium self breeding in the pellet. IAEA-CN-47-HIII.4 11th Iternational conference on plasma physics and controlled nuclear fusion research.

Veron D. et al. (1988). Optical spatial smoothing of Nd-glass laser beam. Optics Communications, 65:42.

Wagner L.M. *et al.* (1992). Inertial Fusion Reactor designs – Prometheus L and Prometheus H, final report, McDonnel Douglas Rep MDC 92E0008

Wilks S.C. (1992). Simulations of ultra intense laser-plasma interaction. *Phys. Fluids*, B5 : 2603.

Annexe 3

L'ouverture des grandes installations de la défense

Arnold Migus

Le domaine des lasers intenses, associé très souvent à celui des impulsions brèves et ultrabrèves (nanoseconde, picoseconde, femtoseconde), est un domaine en pleine expansion. Ces systèmes, produisant des puissances allant des terawatts au petawatt, ouvrent des champs nouveaux dans l'interaction entre la lumière et la matière avec un potentiel d'applications en pleine croissance.

En parallèle, deux très grands projets voient le jour avec deux installations absolument gigantesques actuellement en cours de construction, le National Ignition Facility aux États-Unis (NIF) et le laser mégajoule en France (LMJ). Ces deux instruments, qui resteront uniques dans les années à venir, doivent permettre des développements majeurs dans les sciences de la fusion par confinement inertiel (FCI).

Les deux voies de progression décrites ci-dessus se rejoignent désormais car, bien qu'éléments du Programme Simulation de la Défense, le LMJ et son prototype, la ligne d'intégration laser (LIL), seront aussi des instruments ouverts sur la recherche académique et industrielle. En effet, bien que le projet LMJ soit financé par les crédits de la Défense, l'investissement considérable qu'il représente doit être disponible et rentabilisé par la nation. De ce point de vue, l'impact scientifique devrait dépasser la physique des plasmas d'intérêt pour la défense, pour aller vers des applications découlant de la matière portée à des conditions extrêmes, autorisant par exemple des expériences d'astrophysique ou de géophysique « en laboratoire », ou la démonstration de faisabilité de nouvelles sources d'énergie propres à partir de la fusion thermonucléaire par confinement inertiel. Six pays de la Communauté européenne (Allemagne, Angleterre, Espagne, France, Italie et Portugal) ont depuis longtemps manifesté leur intérêt pour la question de la production d'énergie par fusion inertielle (IFE). Un groupe *ad hoc*, constitué en 1996 sous le contrôle de la DG XII de la Commission européenne, a montré que l'Europe disposait d'un champ d'expertise unique pour entreprendre des travaux significatifs dans ce domaine.

C'est avec ces perspectives que l'Institut lasers et plasmas à vocation nationale a été créé afin de coordonner les activités dans ce domaine et de gérer l'ouverture civile des installations LMJ et LIL. Il doit être un outil permettant d'optimiser les conditions de travail de la communauté scientifique française, et bientôt européenne, autour des ces outils exceptionnels.

1. Les motivations scientifiques de l'ouverture

1.1. Les sciences de la fusion inertielle

D'une manière générale, la physique de la FCI revêt plusieurs aspects, et exige la maîtrise de l'ensemble des compétences scientifiques et techniques qui s'enchaînent, du microscopique au macroscopique, pour la conception, la réalisation, le diagnostic et l'interprétation d'expériences de plasmas créés par laser. Ces savoir-faire sont distribués dans plusieurs laboratoires et équipes qui, toutes, ont su développer un solide réseau de collaborations.

- En premier lieu, les sciences de la fusion inertielle rassemblent les disciplines qui concourent à la compréhension et au contrôle des phénomènes induisant et

accompagnant **l'implosion hydrodynamique** d'une capsule contenant le mélange fusible deutérium-tritium. La capsule est soit irradiée directement par plusieurs faisceaux laser convergents, soit indirectement par le rayonnement X produit par les faisceaux laser qui pénètrent à l'intérieur d'une cavité d'or. Afin de limiter les **instabilités hydrodynamiques**, les scénarios d'attaque directe imposent à la fois une grande uniformité du dépôt d'énergie laser (qui repose sur le développement des techniques de lissage des faisceaux lasers) et un excellent état de surface de la capsule. En effet, les instabilités hydrodynamiques de Rayleigh-Taylor et Richmyer-Meshkov interposent leurs effets de distorsion aussi bien pendant la phase d'accélération que de décélération de l'implosion. Le développement non linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor produit des bulles de plasma léger pénétrant le plasma dense, ce dernier s'organisant en une série d'aiguilles s'enfonçant dans le plasma léger. Finalement, l'instabilité de Kelvin-Helmoltz et le processus de coalescence des bulles de plasma conduisent au développement d'une couche de mélange qui réduit la température du combustible et entrave l'ignition.

- Les schémas d'attaque indirecte par le rayonnement X de cavité, approximativement isotrope, permettent de relâcher partiellement les contraintes portant sur l'uniformité des faisceaux lasers. Cependant, en pénétrant dans la cavité, les faisceaux doivent traverser une grande épaisseur de plasma, favorisant la croissance des instabilités paramétriques, qui peuvent être de deux types. Les unes sont liées à la non-linéarité de l'indice et provoquent essentiellement une redistribution de l'intensité du faisceau par filamentation ou autofocalisation de la lumière ; les autres peuvent être considérées comme une diffusion du rayonnement sur les fluctuations de densité générées par des ondes devenues instables en présence du rayonnement laser (diffusion Raman stimulée, diffusion Brillouin stimulée). Ces différentes instabilités peuvent être présentes simultanément et interagir entre elles, ce qui complique considérablement l'interprétation des expériences d'interaction. Les études de l'interaction laser-plasma portant sur la diffusion stimulée Brillouin et Raman, de la filamentation, de l'autofocalisation des faisceaux laser sont menées dans le but d'améliorer le couplage laser-plasma, et de diminuer la production d'électrons énergétiques susceptibles de préchauffer le combustible et ainsi de réduire l'efficacité de la compression.
- L'ignition du mélange D-T nécessite l'obtention, au cœur de la capsule, de densités et de températures de plasma très élevées, de façon à ce que la production d'énergie au point chaud et le dépôt d'énergie par les particules alpha puisse entretenir la **propagation de la combustion** dans les couches de combustibles environnantes.

La voie de **l'allumage rapide** devrait permettre d'amenuiser encore les exigences d'uniformité de l'implosion. Cette approche découple les phases de compression du microballon, dévolues aux impulsions longues (nanosecondes) d'énergie élevée, de l'ignition du mélange D-T, induite par des impulsions brèves (picosecondes) de haute intensité. La perspective de l'adjonction à la LIL d'une ligne multipetawatt permet d'espérer des avancées majeures dans le domaine de la physique de l'interaction laser-matière aux fortes puissances, permettant notamment de tester divers concepts d'allumage rapide. Ce point est traité en détail dans la description du projet de laser petawatt sur la LIL.

1.2. Des états extrêmes de la matière

Depuis quelques années, on voit s'intensifier les collaborations rapprochant des équipes de physiciens des plasmas, et de chercheurs se consacrant, dans divers contextes, à l'étude de phénomènes impossibles à analyser en laboratoire, parce qu'ils mettent en jeu des densités d'énergie et/ou des échelles de temps auxquelles seules pouvaient accéder les explosions thermonucléaires souterraines. Les plasmas rencontrés dans les intérieurs planétaires et stellaires couvrent un très vaste domaine thermodynamique, que seuls les lasers de puissance de nouvelle génération permettent d'explorer. Ils ouvrent la voie à la détermination expérimentale de données physiques fondamentales, comme les propriétés radiatives des plasmas denses et chauds, pertinentes pour plusieurs types d'objets astrophysiques (intérieurs stellaires, disques d'accrétion au voisinage des trous noirs...) ou comme l'équation d'état de plasmas plus froids, portés à des pressions très élevées (supérieures à 1 mégabar), et donc dominés par les interactions coulombiennes entre les particules.

L'étude expérimentale des propriétés thermodynamiques de la matière dense et chaude est un exemple d'activité transverse, aussi bien liée à la conception des cibles à gain (propriétés de D2, CHBr ou BeCu), qu'à la compréhension de la structure interne des planètes. Depuis plus d'une vingtaine d'année, la description, par des modèles aux conclusions parfois contradictoires, du comportement des fluides dans les conditions qui règnent à l'intérieur des planètes, constitue un problème de physique atomique épineux. Les propriétés sous très haute pression du fer, dans le cœur de la Terre, de l'hydrogène dans Jupiter et Saturne, ou de celles de l'eau dans Neptune et Uranus, sont loin d'être bien comprises. Là, règnent des pressions de plusieurs centaines de Gigapascals (Gpa), et des températures de quelques dizaines milliers de degrés. Les lasers de très haute puissance permettent d'explorer ce domaine particulier : il s'agit bien de créer – pendant quelques nanosecondes – de minuscules « coeurs de planète » afin d'en étudier les propriétés thermodynamiques. La courbe de fusion de divers matériaux, leur équation d'état, les transitions de phase solide-liquide-plasma, pourront être explorées en faisant varier l'intensité des faisceaux laser.

L'écoulement du rayonnement dans les étoiles et les atmosphères stellaires conditionne leur structure, leur évolution et leur durée de vie. Il est contrôlé par les processus de diffusion, d'absorption et d'émission des photons par les électrons, qui cadencent la lente progression du rayonnement X de l'intérieur d'une l'étoile vers sa surface, d'où l'énergie est enfin rayonnée dans l'espace. C'est dans la gamme spectrale de 100 eV à 1 keV (12,4 à 124 nm) que l'interaction entre les photons et la matière est la plus intense, (les atomes lourds ne sont que partiellement ionisés), mais aussi la plus difficile à calculer ! Depuis quelques années, les expériences d'absorption du rayonnement dans les plasmas chauds contribuent à la progression de la modélisation de leur opacité au rayonnement X. Ces avancées en physique atomique, fondamentales pour la maîtrise de la physique de la FCI, ont également permis de mieux maîtriser la modélisation des étoiles pulsantes, comme les céphéides, étalons de l'échelle des distances dans l'univers. Elles contribuent également à consolider l'accord entre les modèles de la structure interne du Soleil et les données issues des observations héliosismologiques, qui fournissent des indications précises sur les conditions physiques régnant à l'intérieur de notre étoile.

1.3. Les plasmas à haute densité d'énergie pour simuler l'univers violent

De nombreuses collaborations ont permis d'établir concrètement le haut intérêt des lasers de puissances élevées pour l'étude de la matière dans des conditions extrêmes. Orientés vers la production d'échantillons de plasmas denses et chauds, de volumes croissants, que l'on peut caractériser par de nombreux diagnostics, les futurs grands lasers ouvriront encore plus largement qu'aujourd'hui le champ d'investigation des propriétés extrêmes de la matière, tant dans ses aspects statiques que dynamiques.

C'est ainsi qu'une discipline comme l'astrophysique peut désormais s'engager dans une démarche expérimentale analytique, qui, bien ciblée, démultipliera l'apport de l'investigation de l'observation traditionnelle. Le caractère non stationnaire des expériences laser est mis à profit pour simuler un grand nombre de phénomènes violents se déroulant dans l'Univers : ondes de choc, explosions de supernovae... Cet aspect est propre aux plasmas créés par laser, où, la grande souplesse dont on dispose vis-à-vis de la nature des cibles, permet de générer des chocs de différentes natures, se déplaçant à plus d'une centaine de kilomètres par seconde dans des milieux homogènes ou hétérogènes. La pertinence astrophysique de ces expériences repose en partie sur l'existence de lois de transformations d'échelles, qui permettent de ramener à une expérience de laboratoire, l'étude d'un phénomène dont les temps et les longueurs caractéristiques relèvent des échelles astronomiques.

1.4. Les plasmas à ultra-haute intensité

Depuis quinze ans, il est possible de soumettre des plasmas à des éclairements laser extrêmement importants (au-delà de 10^{18} W cm⁻²) grâce à la technique d'amplification à dérive de fréquence. Un grand nombre de phénomènes très originaux sont à étudier dans ce régime dit « relativiste », dans lequel les électrons libres du plasma atteignent des vitesses proches de celle de la lumière. Ainsi, l'interaction laser-plasma à haute intensité est **source de faisceaux d'électrons relativistes** brefs et intenses qui conduisent eux-mêmes à la production de rayonnement **X** et γ , à l'accélération de faisceaux d'**ions** et à la production d'autres particules, comme des **neutrons** ou des **positrons**. Les caractéristiques de ces sources, comme la brièveté et l'intensité, en font des outils potentiellement intéressants pour diverses applications. La France occupe une place en pointe dans ce domaine, deux laboratoires (Luli et LOA) étant en mesure d'obtenir des éclairements au foyer dépassant 10^{20} W/cm2, et prochainement 10^{21} W/cm².

1.5. Un atout pour la recherche et le développement dans les domaines de l'optique et des lasers

L'enjeu de la fusion par confinement inertiel par lasers se subdivise, pour l'activité optique et laser, en la promotion de la recherche et du développement nécessaire à la réalisation des futurs outils laser adaptés. Mais ceux-ci sont génériques et de fait recouvrent nombre de préoccupations scientifiques et technologiques liés aux installations plus petites, et aux développements dans de nombreux laboratoires. Les installations faisant partie de l'initiative intégrée des infrastructures (I³) lasers européens pour le 6^e PCRD y reconnaîtrons d'ailleurs certains des thèmes de recherche proposés.

En effet, historiquement et pratiquement dans l'organisation des différents laboratoires membres, deux communautés se distinguent dans la réalisation de ces outils : la communauté des fortes énergies et celle des courtes durées d'impulsion. Cette séparation devient de moins en moins réelle et on passe maintenant continûment des laboratoires préoccupés par la production de faible énergie à haute cadence, à ceux en charge de la production de très forte énergie. Au-delà de ces développements de lasers bien adaptés aux expériences de physique menées dans ces laboratoires, deux axes d'évolution leur sont communs.

Les lasers à haute cadence développés dans les laboratoires voient leur énergie croître régulièrement. Alors qu'en parallèle, les lasers à forte énergie visent des récurrences de plus en plus élevées. Ce constat montre que les deux approches se dirigent vers un même objectif de réalisation dans l'avenir de lasers à forte puissance moyenne (haute énergie à cadence ou moyenne énergie à très haute cadence).

Par ailleurs, les programmes mis en place ou en perspective se construisent autour de la fabrication de lasers à ultra-hautes intensités (UHI) qui requièrent la production d'impulsions dont la puissance est proche ou au delà du PW (moyenne énergie – impulsions ultracourtes ou très forte énergie – impulsions courtes).

Les deux thèmes fédérateurs consistent donc en la levée des verrous scientifiques et technologiques associés aux sources lasers de forte énergie et forte intensité ainsi que ceux qui visent à la réalisation d'un laser à forte puissance moyenne.

2. Les motivations stratégiques de l'ILP

2.1. Gérer et optimiser les actions de la communauté académique

Une motivation essentielle pour la création de l'ILP découle de ce que le développement des sciences des plasmas denses et chauds, et de leurs applications, a été depuis l'origine de la discipline largement conditionné, en France, par la construction des lasers de haute énergie destinés aux recherches sur la fusion par confinement inertiel. Cette situation exceptionnelle se conjugue avec l'existence d'un riche parc de lasers, construits ou en développement, répartis dans différentes institutions, couvrant la gamme la plus vaste d'énergie et de durée d'impulsion. Les conditions sont remplies pour stimuler un ensemble d'actions concertées, en organisant l'effort de recherche et d'applications autour des thèmes scientifiques et techniques qui s'articulent autour de l'exploitation du potentiel de ce « continuum instrumental ». En amont du réseau européen sur les lasers, l'ILP constitue un accès privilégié sur les grandes installations expérimentales laser et sur les moyens de calcul intensifs qui leur sont associés, notamment au CEA.

Le niveau d'exigence requis par l'exploitation scientifique des expériences menées sur les grandes installations – compte tenu notamment du nombre réduit de tirs qu'imposent les limitations technologiques actuelles – incite à promouvoir et à coordonner, les activités des laboratoires nationaux et des différentes installations laser françaises, portant sur les domaines de l'optique, des lasers, de la physique des plasmas créés par laser et de l'instrumentation associée. Cette démarche de renforcement du champ d'application des compétences et leur mise en cohérence sur un certain nombre de sujets fédérateurs est un des objets de l'ILP, qui contribuera à accroître la visibilité d'ensemble d'une discipline complexe et multiforme.

2.2. La constitution d'une communauté par la coordination et la formation

Assumant une mission de pilotage et de coordination scientifique l'ILP doit à ce titre :

- coordonner et promouvoir avec leurs directions respectives, les activités des laboratoires nationaux et des différentes installations laser françaises associés dans le domaine des lasers de forte puissance et/ou des plasmas générés par ce type de laser;
- assurer au niveau national et international, la visibilité de ces domaines scientifiques et des installations laser pertinentes, vis-à-vis du monde

académique, industriel et des nouvelles technologies et des organismes français, européens et internationaux ;

- contribuer à l'élargissement de la communauté scientifique française du domaine lasers et plasmas en augmentant l'attractivité du pôle de recherche ;
- organiser dans cette perspective les procédures d'appel à propositions de projets expérimentaux concernant des temps d'utilisation d'installations mises à disposition de l'ILP par les laboratoires membres, le Cesta ou d'autres organismes, et fédérer les comités de programme correspondants ;
- susciter des formations permettant d'associer les étudiants et doctorants à ses activités de recherche afin d'attirer les meilleurs d'entre eux.

2.3. La gestion de l'ouverture des installations LMJ et LIL par l'ILP

Les règles de l'ouverture aux applications civiles des installations de la LIL ont été définies dans une charte signée le 14 janvier 2005 par les directeurs de la Dam et de l'ILP. Ce texte précise les conditions dans lesquelles se dérouleront les expériences ouvertes sur les installations laser du Cesta : information sur le temps ouvert pour l'ILP, maîtrise d'œuvre des expériences, sélection des expériences par l'ILP après examen par un comité international, condition de déroulement des expériences, disponibilité et propriété des données, propriété intellectuelle et confidentialité.

Cette ouverture devrait permettre de faire émerger une communauté scientifique pour l'étude des plasmas chauds et denses qui est nécessaire de faire croître afin d'utiliser au mieux les lourds investissements consentis en la matière par la nation. Il est donc important pour la réussite de ce projet que des équipes de recherche fondamentale du CEA et de la communauté nationale s'investissent dans ce domaine. Inversement, le CEA/Dam applique une politique volontariste d'ouverture des installations avant même leur mise en service complète : c'est ainsi que deux semaines de la LIL ont été ouverts à un appel d'offres pour l'année 2005, correspondant à un choix d'une expérience sur cinq soumises, et que le taux de 20 % d'utilisation pour les applications civiles démarre dès 2006, avec huit semaines (soit quatre expériences) ouvertes à l'appel d'offres de l'ILP. Le taux d'utilisation de la LIL par la communauté académique devrait dépasser les 50 % à la mise en service du LMJ. Quant à l'utilisation du LMJ lui-même, le taux d'utilisation pour les applications civiles pour les applications civiles pour les applications civiles pour l'année pour l'année pour l'année pour l'année leur mise en service du LMJ. Quant à l'utilisation du LMJ lui-même, le taux d'utilisation pour les applications civiles par l'ILP est fixé pour l'instant à 10 %.

3. Le projet de laser petawatt sur la LIL

3.1. Une capacité multipetawatt sur la LIL

La LIL est l'installation prototype qui a pour mission première de valider et qualifier en vraie grandeur la chaîne laser de base du LMJ (cf. annexe 2 § 4.1.). Elle est constituée d'une structure laser élémentaire du laser mégajoule (LMJ) comportant 8 faisceaux qui, à terme, délivrera en configuration standard une énergie de 60 kilojoules dans l'ultraviolet. Elle sera l'installation laser la plus puissante au monde, mis à part le NIF aux États-Unis qui devrait démarrer en même temps. Dans une première phase, quatre faisceaux sont installés dans une configuration regroupée, dite « quadruplet », qui correspond à la chaîne de base du LMJ. Puis dans un second temps, quatre autres faisceaux seront disposés autour de la chambre, en quatre faisceaux indépendants, dits en configuration « éclatée ». *In fine*, le quadruplet initial pourra lui aussi être redistribué en configuration éclatée, afin d'obtenir une distribution isotrope des huit faisceaux (directions voisines de celles des diagonales d'un cube) pour laquelle la
chambre d'expériences à été préparée. Un quadruplet a été qualifié à la fin de l'année 2004, et les premières expériences d'interaction ont été réalisées.

La construction et le fonctionnement d'une capacité additionnelle de très grande puissance dite « multipetawatt » sur la LIL (1 PW = 10^{15} W, soit un million de milliards de watts) permettront à la France et l'Europe de développer un programme original et exceptionnel sur le plan international dans le domaine des lasers ultra-intenses et de l'interaction avec la matière irradiée sous très forte densité d'énergie. Les motivations du projet PW-LIL sont principalement de deux ordres :

- mettre à disposition de la communauté scientifique un outil exceptionnel en termes de haute énergie et ultra haute intensité, et
- lui permettre de réaliser des expériences « intégrées » d'allumage rapide de fusion.

Les spécifications prioritaires du projet impliquent l'addition à la LIL d'un faisceau laser énergétique ultra-intense, émettant des impulsions ultrabrèves (0,5 ps à qq. 10 ps ; 1 picoseconde = 10^{-12} s, soit le millionième de millionième de seconde) et énergétique (jusqu'à 3,5 kJ), ce faisceau alimentant l'enceinte expérimentale de la LIL.

Le schéma général du programme est décrit sur figure 3.1.



Figure 3.1 – Au-dessus : vue de dessus des lignes de la LIL, du laser petawatt et des salles expérimentales. Audessous : la section des amplificateurs, de la LIL est en rouge. La future ligne équipée petawatt (en vert) pourra soit être indépendante, soit appartenir à un quadruple non équipé. Les structures 4× 2 sont suspendues 4,7 m au-dessus du sol, leur support existant déjà pour16 faisceaux dans le bâtiment de la LIL.



3.2. Introduction à l'intérêt scientifique d'un laser multi-PW sur la LIL

Les possibilités technologiques et les avancées des recherches dans le domaine de l'interaction laser-matière permettent aujourd'hui de préciser l'intérêt de disposer d'un faisceau laser d'ultra-haute intensité (UHI) et de haute puissance (PW) auprès de la LIL et du futur LMJ. Une telle installation offrira des possibilités expérimentales sans équivalent dans le monde scientifique. Les études d'interaction d'une impulsion laser UHI avec une cible solide ou gazeuse, aujourd'hui couramment abordées sur les installations 10-100 TW et bientôt envisagées sur les installations de type PW, pourront en effet être étendues aux interactions avec une plus grande variété de cibles, de matériaux et de paramètres, en particulier les plasmas de grandes dimensions produits par les faisceaux de la LIL puis du LMJ, ainsi que les cibles comprimées dans le cadre des études sur la fusion par confinement inertiel (FCI). Les éclairements lumineux supérieurs à 10^{20} W/cm² accessibles actuellement sur des surfaces de l'ordre de 10 microns carrés pourront être atteints sur de plus grandes surfaces, ce qui est nécessaire pour la construction de nouvelles sources de rayonnement énergétique (laser X, laser gamma (γ), accélérateurs d'électrons et réactions nucléaires) et pour les études sur la matière soumise à des conditions thermodynamiques extrêmes.

L'application fondamentale du couple LIL-multi-PW concerne « l'allumage rapide » d'une cible de DT précomprimée dans une configuration expérimentale intégrée ; ce schéma d'interaction, qui relaxe certaines des contraintes inhérentes aux concepts de FCI conventionnels à point chaud central (attaques directe et indirecte), est actuellement considéré par la communauté scientifique comme une solution prometteuse pour la production d'énergie par fusion inertielle (EFI).

Les éclairements supérieurs à 10^{21} W/cm² qui seront atteints conduiront à l'obtention, au sein de la matière irradiée, de champs électriques mille fois supérieurs à ceux qui maintiennent les électrons au voisinage des noyaux atomiques. Les électrons éjectés seront portés à des vitesses proches de celle de la lumière. Dans de telles conditions, la barrière relativiste sera franchie de plusieurs ordres de grandeur. La théorie quantique relativiste prédit des processus et des mécanismes nouveaux, et donc jamais étudiés en laboratoire, mais supposés exister dans les étoiles jeunes et dans l'univers.

Nous décrivons brièvement ci-après les domaines de la physique où le laser multi-PW auprès de la LIL peut donner une contribution importante.

3.2.1. Le projet PHARE : PHysique de l'Allumage Rapide pour l'Énergie

Dans le schéma de base de la FCI, décrit au chapitre 2 « Fusion par confinement inertiel », une microbille de deutérium - tritium (DT), est comprimée par la poussée d'un matériau (ablateur), mis en vitesse par la détente d'un plasma éclairé uniformément. Au maximum de compression, un « point chaud » initie les réactions de fusion qui se propagent dans la partie froide et dense du combustible, entraînant un important dégagement d'énergie thermonucléaire.

Le dimensionnement du laser mégajoule a été défini sur la base de ce schéma (cf. annexe 2 § 4), avec l'objectif suivant : obtenir un gain de cible de l'ordre de 10 (rapport de l'énergie thermonucléaire dégagée à l'énergie investie) dans un schéma d'implosion par *attaque indirecte*, consistant à convertir préalablement le rayonnement laser en rayonnement X dans une cavité renfermant la cible sous forme d'un microballon.

L'**irradiation directe** du microballon par des faisceaux laser est l'autre voie pour comprimer le mélange fusible et obtenir l'allumage par point chaud puis sa combustion. Des mesures conservatoires (essentiellement la disposition des faisceaux autour de la chambre d'interaction) ont été prises dans la conception du LMJ pour pouvoir la mettre en œuvre.

Vis-à-vis des applications énergétiques de la FCI, c'est-à-dire de l'énergie par fusion inertielle (EFI), et compte tenu des difficultés pour produire une compression parfaitement symétrique indispensable pour assurer l'ignition selon les schémas décrits ci-dessus, *l'allumage rapide* (décrit au chapitre 2 § 2.2.5) apparaît comme un schéma extrêmement séduisant et prometteur ; il consiste à découpler les phases de compression du microballon et d'inflammation du DT et combine impulsions de forte énergie nanosecondes (ns) et de forte intensité picosecondes (ps). Encore faut-il le valider en commençant par les mécanismes de base.

Ce schéma d'allumage rapide soulève donc aujourd'hui des problèmes nouveaux qui nécessitent des recherches approfondies en physique fondamentale :

- la mise en condition de la cible (énergie et degré de symétrie nécessaires) : il s'agit de réaliser les conditions de température et de masse surfacique du cœur comprimé susceptibles d'absorber de manière efficace l'énergie des électrons et ions accélérés par le laser, et d'initier efficacement la combustion ;
- la production et la propagation guidée des particules (électrons ou ions) suprathermiques : il faut mieux connaître le rendement de conversion de l'énergie laser en énergie électronique et comprendre la propagation canalisée des particules chargées et le rôle des champs magnétiques ainsi générés, les mécanismes gérant le transport électronique en matière dense et chaude : il s'agit d'étudier la propagation de courants extrêmement intenses, au dessus de la limite d'Alfven, dans la matière à forte densité et de préciser le rôle des champs électrique et magnétiques sur l'efficacité du transport ;
 - le dépôt d'énergie par ces particules conduisant à l'allumage : il s'agit de maîtriser la propagation des particules alpha et l'expansion de l'onde de combustion.

En conclusion, l'association PW–LIL permettra de tester de manière unique¹ la phénoménologie de l'allumage rapide, soit en géométrie d'attaque directe soit en géométrie d'attaque indirecte, d'étudier (et de quantifier) les phénomènes impliqués dans ce processus.

3.2.2. Sources secondaires et diagnostics

Connaître les plasmas denses et chauds (tels que ceux rencontrés en astrophysique au cœur des étoiles ou lors des expériences de FCI) signifie concrètement avoir accès aux grandeurs thermodynamiques essentielles (température et densité électroniques). Il convient pour cela de disposer de sources de rayonnement ou de particules énergétiques qui soient suffisamment brillantes, courtes et spécifiques pour pénétrer dans les plasmas denses, se distinguer du fond de rayonnement et réaliser des mesures instantanées.

Les études menées sur les installations laser multiterawatt (ps et subps) actuelles montrent qu'on sait produire de façon efficace :

- des rayons X dur et γ (du keV à plusieurs dizaines de MeV) ;
- des lasers à rayons X (dans la gamme 5-25 nanomètres (nm));
- des faisceaux d'électrons relativistes de courant très élevé (jusqu'à 10^{14} A/cm²);

¹ En dehors des États-Unis.

- des faisceaux de neutrons, positrons, protons et ions lourds d'énergie au-delà du MeV.

Les techniques associées : radiographie, imagerie, interférométrie, diffusion Thomson sont connues depuis de nombreuses années dans le domaine optique. Substituer aux sources correspondantes des sources plus pénétrantes, plus brillantes et de plus faible durée, telles que celles générées, directement ou indirectement, par l'interaction laser PW-matière, améliorera sensiblement les performances des diagnostics et donner accès à une meilleure compréhension de la matière dans des conditions « extrêmes ». Les développements récents en radiographie par protons et la mesure des champs électriques internes au plasma par déflection de protons et d'ions légers sont particulièrement importants pour les diagnostics de cibles comprimées. Trois caractéristiques uniques des rayonnement et des particules produites par un laser PW sont particulièrement intéressantes pour le diagnostic des plasmas denses et chauds : les sources seront plus énergétiques (photons plus « durs » particules plus énergétiques, et donc plus pénétrantes), les sources seront plus brillantes et plus intenses que le rayonnement propre de la matière étudiée, la durée de l'émission sera plus brève que les temps caractéristiques d'expansion du plasma, supprimant ainsi l'effet de « flou ».

Les connaissances, tant théoriques qu'expérimentales, acquises ces dernières années, permettent de dimensionner et de caractériser ces sources de rayonnement et de particules à l'échelle des 100 TW. Le changement d'échelle au niveau du petawatt reste encore à être validé. Mais, outre l'intérêt scientifique explicité plus haut d'un tel faisceau PW sur la ligne d'intégration laser (LIL), cette approche devrait s'avérer primordiale à terme pour les futures expériences scientifiques sur le LMJ.

3.2.3. Matière à haute densité d'énergie

L'obtention de « grands » milieux à la fois denses et chauds (ou tièdes) sera une caractéristique unique du tandem PW-LIL. La physique abordée dans ce domaine est, bien sûr, corrélée avec les précédents avec des retombées dans d'autres domaines scientifiques comme la géophysique, les sciences de la Terre et des planètes telluriques, et l'astrophysique. Les défis présentés par ces études se concentrent dans la production d'états de la matière inédits de manière parfaitement contrôlée. Au plan expérimental, c'est encore la conjonction d'un laser en impulsions longues (LIL) avec un laser picoseconde (multi-PW) qui est le point crucial. Les domaines suivants seront plus particulièrement étudiés :

- les propriétés thermodynamiques de la matière dense à basse (10eV) et haute (1keV et plus) température : il s'agit des études d'équation d'état des matériaux d'intérêt pour l'EFI et pour la physique des planètes, et de l'étude des instabilités hydrodynamiques qui pourront être abordées avec de nouveaux moyens incluant la radiographie avec des particules chargées ;
- l'étude de l'émission (émissivité) et l'absorption (opacité) des plasmas dans des conditions thermodynamiques extrêmes de la matière comprimée ;
- la cinétique atomique hors d'équilibre : il s'agit d'étudier les effets instationnaires sur la dynamique d'ionisation. En effet, avec un laser PW, la durée de l'impulsion est plus brève que les temps d'expansion hydrodynamique mais comparable aux cinétiques d'ionisation ;
- la génération et la mise en œuvre de sources secondaires très pénétrantes tels que les sources d'électrons rapides ou d'ions légers rapide : les premières études devraient aborder l'étude du chauffage isochorique des cibles afin d'obtenir des températures élevées tout en maintenant une forte densité. De même, des sources secondaires de

particules seront utilisées pour caractériser le pouvoir d'arrêt des électrons et des ions dans la matière comprimée. Pour ce dernier point, il s'agira de mesures tout à fait complémentaires de ce qui pourra se faire dans une installation telle que GSI-Darmstadt où un laser 1 PW sera couplé à un accélérateur d'ions lourds.

3.2.4. Matière portée à des conditions extrêmes

L'accès, grâce au laser PW, à des domaines « frontières de la physique » sera un vecteur d'ouverture vers d'autres communautés scientifiques, surtout celles qui n'ont pas accès aux « manipulations » expérimentales en raison de l'inaccessibilité de leur objet d'étude (galaxies ou autres objets astrophysiques) ou en raison de la faiblesse des forces mises en jeu (la gravitation par exemple). En effet, avec le laser multi-PW on pourra accéder à des densités de puissance records, supérieures à 10^{21} W/cm², correspondant à des énergies d'oscillation des électrons qui sont nettement du domaine relativiste ou ultrarelativiste. La matière est alors soumise à des conditions extrêmes dont des manifestations sont :

- la génération de champs magnétiques extrêmement élevés supérieurs à 10⁹ G similaires à ceux qui doivent participer à l'évolution des naines blanches et des étoiles à neutrons. Des champs magnétiques de cette intensité ne peuvent pas être produits autrement en laboratoire et devraient attirer des communautés autres que celles gravitant autour de la physique des plasmas ;
- des pressions très fortes (plusieurs Gbar), similaires à celles rencontrées aux confins des trous noirs, sièges d'accélération très importante (10²⁴ G). Ce thème d'exploration se situe réellement à la frontière de la physique des plasmas, de l'électrodynamique quantique, de la relativité générale et de la physique des particules élémentaires.

3.2.5. Autres retombées scientifiques

L'apparition de nouveaux instruments entraîne toujours de nouvelles idées, de nouvelles applications. Des communautés scientifiques autres que celles du premier cercle des lasers intenses et plasmas ont participé aux réflexions prospectives sur l'utilisation scientifique du LMJ. Il a été ainsi noté que les états de la matière produits par interaction combinée des impulsions nanosecondes (LIL) et picosecondes (PW) sont très exotiques du point de vue des différents domaines de physique abordables. On en donne trois exemples ci-dessous, liste non exclusive.

Pour la *physique de la matière condensée*, l'attractivité de l'association LIL-PW est liée à l'exploration du diagramme thermodynamique hors des chemins usuels (lors de la détente adiabatique d'un plasma créé par interaction laser-solide à la densité du solide et à des températures du keV).

Dans le domaine de la *physique nucléaire*, la matière, portée à l'état de plasma dense, peut être le siège de réactions de fission et de fusion qui génèrent un nombre important de particules (ions et électrons suprathermiques, neutrons et photons). Ces dernières vont interagir avec leur milieu et le modifier. Ces phénomènes, tels que, par exemple, le processus NEET (Nuclear Excitation by Electronic Transition), peuvent être reproduits en laboratoire lorsque des particules analogues, créées par interaction laser PW-solide, sont « injectées » dans un plasma pré-comprimé. Du fait des volumes macroscopiques de plasma produits par le laser multi-PW et de la forte brillance des sources secondaires de particules générées, l'étude des faibles sections efficaces de réaction sera enfin à notre portée, en physique subatomique. Dans le domaine de l'*astrophysique* on peut modéliser à l'échelle du laboratoire les processus prévus dans les étoiles et le milieu interstellaire : instabilités des fronts de chocs, accélération des particules dans les champs aléatoires, transition de phases dans le centre des étoiles, connaissance de l'opacité de divers matériaux, conditions thermodynamiques « exotiques » (quelques g/cm³, quelques keV), etc.

3.3. Le cahier des charges du laser PW sur la LIL

Les applications diverses du laser PW près de la LIL décrites ci-dessus seront possibles si le laser PW satisfait à des conditions spécifiques. Le tableau 3.1 résume, pour ces diverses applications, les spécifications techniques requises pour l'installation LIL-PW.

Tableau 3.1 – Récapitulatif des différents paramètres des expériences potentielles sur le laser PW de la Lil.

THÈME		Intensité et énergie	Durée (ps)	Focalisation	Contraste	Cibles	Détection
Allumeur ^{ra} pide	Phase « génération de particules »	0,3-3kJ 1,0e+20-1,0e+21 W/cm2 1-20 kJ	~ 1-10 ps		< 1.E12 W/cm2	Solide : CH, CHBr, Pb, Au, W	Faisceau sonde: ombroscopie, interférométrie Imagerie émission X (Kα Cu), Imagerie émission visible et harmonique Spectrométrie électrons, rétroduffusion Spectromètre à électrons (KeV->GeV) Spectro X (100keV-10MeV) : scintillateurs plastiquesNE102-PM-oscillo Spectro γ (> 10MeV) : Activation ⁶³ Cu= unité
	Expérience intégrée	Conjonction avec OCT	Conjonction avec OCTALIL et les impulsions ci-dessus, avec contraste 1.E-6				de comptage de y
Radiographie « éclair _»		1,0e+20-1,0e+21 W/cm2 1-20 kJ	~ 0,3-10 ps	φ~10-30 μm	< 1.E12 W/cm2	Gaz, CH Solide Au, W, Pb	Imagerie émission visible et harmonique Faisceau sonde : ombronscopie, interférométrie, réflexion, transmission Spectro X (1-10keV) Spectromètre à électrons (keV au GeV) Dosimétrie
Physique atomique	Équation d'état	1,0e+17-1,0e+21 W/cm2 0,5-50 kJ	0,5 ps	φ~20 μm	1,00E-06	Solide Al, Pb, Zn, Si, Ag, Mg,	Imagerie émission X (Kα Cu), radiographie X, Spectrométrie X à haute résolution (1-30keV)

3.4. Les projets de laser petawatt dans le monde

3.4.1. Un environnement très compétitif

Des laser petawatt sont construits ou en projet dans de nombreux endroits de par le monde, au CLF du Rutherford Appleton Laboratory en Angleterre, au GSI Darmstadt, ailleurs en Europe (PALs à Prague, à Jena, au LOA à Palaiseau), aux États-Unis (Livermore, Rochester, AnnArbor, Sandia, etc.). Le Lawrence Livermore National Laboratory et l'université de Rochester planifient des additions petawatt à leurs installations respectives, NIF et Omega. Au Japon, en préparation du projet Firex consacré à la démonstration de l'allumage rapide, un laser petawatt a été déjà couplé à l'installation Gekko 12. C'est dans ce contexte extrêmement compétitif que la combinaison des impulsions très énergétiques de la LIL avec les impulsions du laser petawatt rendront cette installation absolument unique en Europe et au premier rang mondial avec ses concurrents aux États-Unis et au Japon.

3.4.2. La situation française

Du fait du niveau d'investissement relativement élevé de ce type d'installation laser, une coordination s'est progressivement mise en place, depuis bientôt une dizaine d'années, entre les grands organismes de la recherche française impliqués dans ce domaine : le CEA et le CNRS. Elle a donné lieu, jusqu'en 1999, à des collaborations expérimentales sur les installations du CEA à Limeil-Brévannes, en particulier avec le laser pionnier en matière de laser « petawatt », le laser P102. Jusqu'à récemment, la plupart des physiciens des plasmas chauds par laser se situent en Île-de-France, se partageant principalement entre l'École polytechnique (Luli et CPHT) et son groupement d'utilisateurs académiques, et la DIF au CEA-Bruyères-le-Châtel.

Le CNRS et le CEA ont décidé en 1998 de joindre leurs efforts avec l'École polytechnique (et la DGA) dans l'opération de Jouvence du Luli (projet Luli 2000). Ce programme comporte un volet de chaîne « petawatt », dit « programme *Pico 2000* »au niveau de 400 joules en 400 fs, laser couplé à un ou des faisceaux nanoseconde et kilojoule. L'ensemble couplé nanoseconde et petawatt sera opérationnel au cours de l'année 2005. Remarquons cependant qu'il s'agit d'une technologie ancienne qui limite l'énergie émise à 0,5 kJ, soit pratiquement un ordre de grandeur de moins par rapport à ce que pourra produire le laser PW sur la LIL.

On doit aussi mentionner, dans la classe des lasers à base de titane-saphir, plusieurs installations fonctionnent actuellement en régime d'impulsions ultrabrèves (de 20 à 100 fs), avec une puissance de quelques dizaines de terawatt, au Laboratoire d'optique appliquée à Palaiseau et au CEA-Saclay par exemple. Seul le LOA affiche un projet de passage au niveau du « petawatt femtoseconde « (25 joules en 25 fs).

En conclusion, on peut noter que les équipes académiques françaises sont par tradition très actives dans ce domaine. Une des origines de cette situation réside dans les programmes du CEA/Dam qui ont engendré des besoins continus de formation et de support amont en physique des plasmas chauds. Actuellement, on note que cette communauté se révèle particulièrement dynamique, ce qui se traduit par une progressions dans des outils de grande qualité et très onéreux, mais paradoxalement, par aussi un vieillissement de la population. Les nouveaux besoins, suite au programme LMJ, ne font que qu'accentuer cette nécessité de renforcer la communauté, par exemple avec l'UMR de Bordeaux. La coordination et structuration des activités des installations et populations scientifiques des pôles existant (le francilien) et en construction (l'aquitain) ont justifier la création de l'Institut lasers et plasmas (ILP) qui fait l'objet d'un chapitre indépendant.

3.4.3. La situation européenne

En Europe, et en dehors de la France, on trouve deux projets de la classe petawatt reposant sur la technologie verre-néodyme, sous la responsabilité du Rutherford Appleton Laboratory (RAL) et du Gesellschaft für Schwerionen (GSI) à Darmstadt. Ces deux programmes reposent, comme Luli2000, sur la récupération des chaînes amplificatrices des lasers Nova et Phébus. Ces lasers sont donc limités, de par leur technologie et comme l'a été le premier laser PW sur Nova, à des énergies subkilojoule. La chaîne PW sur Vulcan au RAL est dans sa phase de première exploitation, alors que la laser PW de GSI est construit parallèlement à celui du Luli. Cependant, contrairement à Luli2000, le laser petawatt du RAL n'est couplé à aucun autre faisceau de haute énergie alors que celui du GSI le sera avec un faisceau d'ions lourds. La justification des ces programmes est l'allumage rapide des cibles thermonucléaires, avec des lasers pour le RAL ou des ions lourds pour le GSI.

En conclusion ont doit noter que les programmes européens, TMR puis IHP, et maintenant du 6^e PCRD, ont permis à la communauté des scientifiques européens de collaborer activement dans le domaine des plasmas chauds créés par laser et d'initier de nouvelles recherches dans des champs connexes, que ce soit en astrophysique, géophysique, matériaux sous chocs, etc.

3.4.4. La situation internationale hors de l'Europe

Hors Europe, on trouve des programmes majeurs de laser petawatt dans deux pays, le Japon et les États-Unis.

- Le programme du Japon

Au Japon, à l'ILE de l'université d'Osaka, un programme de ligne petawatt reposant sur les principes démontrés à Livemore sur Nova, et le même que celui mis en application au RAL, est désormais opérationnel. Il produit une impulsion limitée à 0,5 petawatt, mais est couplé aux douze faisceaux du laser à haute énergie (quelques dizaines de kilojoules).

Les études se consacrent majoritairement sur l'allumage rapide, vu la mission de ce laboratoire qui est l'énergie par fusion inertielle. Des expériences récentes réalisées par un consortium regroupant des scientifiques des États-Unis, du Royaume-Uni et du Japon ont démontré un effet de renforcement d'un facteur 10 sur la production des neutrons par l'utilisation de ce laser (cf. annexe 2 § 2.2.5).



Figure 3.2.

La figure 3.2. est reproduite d'un article de la revue *Nature* du 29 août 2002 montrant le facteur d'accroissement de la production de neutrons quand le laser s'approche de la puissance petawatt.

Il s'agit pour l'instant de l'étape de démonstration en vue de faire approuver le projet FIREX (pour *Fast Ignition Realization Experiment*) dont l'objectif est la démonstration de l'allumage rapide. La première phase de ce projet consiste en un laser de 10 kJ en 10 ps pour 2005, la deuxième phase consistant à passer du couplage à Gekko 12 à un couplage avec un

laser à 92 faisceaux de façon à obtenir une compression à $\rho R = 0.8$ gcm² et une démonstration de l'auto-allumage et du « *break-even* » pour 2013.

- Les programme petawatt aux États-Unis

De nombreux projets petawatt existent actuellement aux États-Unis : University of Nevada, Sandia (machine Z-pinch) à partir du Beamlet qui était le prototype du NIF, laboratoire de General Atomics à San Diego. Les programmes majeurs qui s'apparent à celui du PW sur la LIL sont néanmoins ceux du Laboratory for Laser Energetics à Rochester (LLE) et de Livermore sur le NIF, qui reposent tous deux sur les mêmes technologies que le LMJ.

Projet Omega EP

Le projet Omega EP de Rochester (EP pour *Extended Performance*), repose sur le laser Omega proprement dit qui fonctionne avec ses 60 faisceaux de 0,5 kJ, soit un total de 30 kJ à 0,35 μ m. Il consiste en l'extension des capacités de cette installations par des impulsions courtes PW obtenues grâce à l'adjonction de faisceaux du type NIF, donc similaires à ceux de la LIL et du LMJ. Néanmoins, si ce programme s'apparente de très près à celui du PW sur la LIL, il en diffère. Par exemple, n'ayant pas à faire les investissements pour les maintenances des équipements du NIF, Rochester a préféré développer une nouvelle conception de la mécanique avec des faisceaux indépendants sur rails posés au sol. Bien qu'il soit intéressant à considérer pour la LIL, ce schéma n'est directement applicable sur la LIL. La construction doit s'étager jusqu'à fin 2006. Les figures 3.3. et 3.4 décrivent le schéma d'implantation :



Figure 3.3 – Schematic of the expanded OMEGA facility, including four new NIF-like beamlines, a cylindrical compression chamber to convert Beams 1 and/or 2 to short pulse, and a new target chamber the same size as the existing target chamber. The new beamlines derive their energy primarily from multipassed 11-disk main amplifiers and 5-disk booster amplifiers. The short-pulse beams can be directed into either target chamber.



Figure 3.4 – OMEGA EP laser bay, showing the components of the long-pulse Beam 4. The four beamlines are arranged horizontally, separated by 3 m. Each beam is amplified in an 11-disk main amplifier in a cavity at the lower level(1 m from the floor) and in a 5-disk booster amplifier at the upper level (2 m from the floor). The beams are transported to a switchyard from where they are directed to either the OMEGA EP target chamber in long-pulse mode (as in this image) or the compression chamber in short-pulse mode.

Notons que le projet OMEGA EP se veut aussi être un démonstrateur technologique pour des chaînes multipetawatt sur le NIF.

Le projet de faisceaux multi-petawatt sur le NIF

De façon similaire à ce projet PW sur la LIL, le laboratoire de Livermore (LLNL) défend le projet d'implantation de chaînes Petawatt sur une des lignes du NIF.

La stratégie du NIF est cependant différente de celle du LMJ : que la construction des faisceaux se fait directement dans le bâtiment final sans démonstrateur équivalente à la LIL. Ceci implique que le projet PW doit s'adapter aux chaînes existantes. Le LLNL prévoit d'équiper le *Quad 31* de cette capacité petawatt (figure 3.5). Un important programme d'études a été dégagé par le *Department of Energy* pour lever les verrous technologiques, dont celui des grands réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions.



Le programme PW-LIL apparaît donc comme unique en Europe en termes de très haute énergie procurée par la technologie du LMJ, et il se compare donc exclusivement aux projets de Livermore et de Rochester aux États-Unis. De ce point de vue, il est le seul à pouvoir répondre aux besoins scientifiques de la communauté académique française et européenne.

3.5. Description technique du projet petawat sur la LIL

3.5.1. L'installation laser MPWHE-LIL comprend plusieurs composantes

- 1. la partie laser proprement dite avec :
 - le *pilote* dans lequel des impulsions laser de durée ultrabrève (femtosecondes) sont générées, puis manipulées pour les rallonger à des durées nanosecondes et amplifiées à une cadence de plusieurs tirs lasers par seconde à des niveaux d'une fraction de joule ;
 - la *section amplificatrice* qui consiste en une ligne de nature proche des lignes amplificatrices de la LIL et du LMJ et qui, à une cadence d'un tir toutes les quatre heures, délivrera dans l'infrarouge une énergie d'une dizaine de kilojoules au plus ;
 - une *chambre sous vide de compression d'impulsion* permettant de passer en régime multipetawatt picoseconde et femtoseconde, avec des énergies de plusieurs kilojoules ;
 - un *transport sous vide* du faisceau laser vers la salle expérimentale HE-LIL.
- 2. une installation de caractérisation indépendante dans la salle de focalisation
- 3. **une distribution de faisceaux** et une instrumentation permettant d'introduire le faisceau MPWHE comprimé dans la chambre du HE-LIL de le **focaliser** pour des expériences *couplées avec les 8 faisceaux de la LIL*.

3.5.2. Le projet a été phasé en trois tranches distinctes qui s'échelonnent dans le temps

- **Tranche 1** (2004-2006) : levée des verrous technologiques concernant la génération et la compression des impulsions multipetawatt : construction du pilote et de la chambre de compression avec son équipement partiel par des matrices phasées de grands réseaux à haute de tenue au flux. Démonstration à échelle unité, mais à énergie réduite (fraction de Joule). Préparation des étapes sur le chemin critique des tranches suivantes.
- **Tranche 2** (2007-2009) : construction de la section laser petawatt, couplage au pilote, compression à énergie nominale kilojoules en complétant les matrices de réseaux, caractérisation spatio-temporelle du faisceau.
- **Tranche 3** (2009-1010) : transport du faisceau MPWHE comprimé dans la salle HE-LIL et couplage aux 8 faisceaux de la LIL et focalisation dans l'enceinte expérimentale. La première utilisation est programmée pour début 2010.

3.5.3. Organisation du projet

La spécification technique des besoins (STB) et le suivi scientifique seront de la charge d'un comité scientifique sous la responsabilité de l'Institut lasers et plasmas (ILP). Le conseil régional d'Aquitaine, maître d'ouvrage, passe un marché de conception-réalisation au maître d'ouvre CEA pour la construction de l'installation MPWHE dans le bâtiment de la LIL au Cesta. Notons que le CEA a d'ores et déjà constitué une équipe de projet d'une dizaine de personnes conduite par un chef de projet et apparaît à ce stade de la consultation comme incontournable en tant que maître d'œuvre.

3.5.4. Fournitures et livrables de la tranche 1 du projet MPWHE-LIL

La tranche 1 consiste en la levée des verrous scientifiques et technologiques de l'ensemble du projet. Elle comporte donc à la fois des études, des validations sur installations et la réalisation d'un démonstrateur technologique.

Le démonstrateur concerne la génération initiale des impulsion et la compression des impulsions finales. Il comprend :

- 1. La réalisation et la mise à disposition d'un pilote (et de son environnement : alignement, commande-contrôle, servitudes, etc.)
 - compatible avec l'ensemble de la chaîne amplificatrice (longueur d'onde, qualité spatiale et temporelle en phase en amplitude) ;
 - émettant des impulsions de 100 mJ, allongée à 9 ns et avec un spectre FWHM de 16 nm ;
 - comprimables temporellement à une durée de l'ordre de 0,3 picoseconde ;
 - un contraste à 5 picosecondes meilleur que 10^{-7} sera recherché ;
 - la cadence de tirs sera d'au moins un tir /5mn :
 - le faisceau continu (à 76MHz) pourra être utilisé pour les alignements jusqu'à la cible.
- 2. La réalisation de la chambre de compression sous vide du système final
 - équipée d'au moins la moitié des réseaux de diffraction pour la compression temporelle ;
 - et de la mécanique finale de mise en phase.
- 3. des équipements de caractérisation du faisceau comprimé, en durée et en qualité spatiale (champ proche, champ lointain, etc.).

Ce programme de démonstrateur est associé à une étude et une validation des réseaux de diffraction de grande taille. La validation concernera aussi bien :

- la démonstration sur des installations adaptées (Alisé, Luli 2000, etc.) de la tenue au flux de ces réseaux de grande taille ;
- ainsi que de leur efficacité, planéité, etc. ;
- que de la possibilité d'industrialisation pour les réaliser pour moitié dans la tranche 1 et dans leur totalité pour la tranche 2.

La tranche 1 doit apporter la validation (à faible énergie) du principe de cophasage de la matrice des réseaux ou de toute méthode équivalente. La tranche 1 comprend aussi la préparation et études des tranches ultérieures d'amplification et de couplage au HE-LIL. En ce qui concerne l'amplification, l'étude portera sur la réalisation d'une structure spécifique, reposant toujours sur le concept d'URL mais abandonnant celui de Quadruplet pour s'orienter vers une ligne amplificatrice unique. Cette étude de faisabilité comprendra une comparaison avec le projet initial, les modifications à apporter à la mécanique, à la partie pompage ou à l'électronique et fera une évaluation des risques.

Références bibliographiques

Atzeni S. (1999). Phys. Plasmas, 6: 3316.

Batani D. *et al.*, presented at the 5th Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets (Funchal, June 2001).

Bayer C., Chaland F., Mucchielli F. et Bocher JL. (CEA/DIF) private communication.

Bonnet L. et al. (1998). Inst. Phys. Conf. Ser. 159: 247.

Borghesi M. et al. (2001). Plasma Phys. Control. Fusion, 43 : A 267

Campbell RB., Kodama R., Mehlhorn TA., Tanaka KA. et Welch DR. (2005). *Phys. Rev. Lett.*, **94** : 055001

Clark E. et al. (2000). Phys. Rev. Lett., 84: 670.

Cowan TE. et al. (2000). Nucl. Inst. Meth. Phys. Research, A 455: 130.

Edwards RD. et al. (2002). Appl. Phys. Lett., 80: 2129.

Esirkepov T. et al. (2002). Phys. Rev. Lett., 89: 175003.

Fajardo M. et al. (2001). Phys. Rev. Letters, 86: 1231.

Fritzler S.*et al.* (2002) *Phys. Rev. Lett.*, **89** : 165004 ; L. Disdier *et al.* (1999). *Phys. Rev. Lett.*, **82** : 1454 ; Ditmire *et al.* (1999). *Nature*, **398** : 489.

Gahn C. et al. (1999). Phys. Rev. Lett., 83: 4772.

Geißel M. *et al.*, Roth M. *et al.*, presented at the 5th Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets (Funchal, June 2001).

Glenzer S. et al. (1997). Phys. Rev. Lett., 79: 1277.

Hain S. et Mülser P. (2001). Phys. Rev. Letters, 86: 1015.

Hatchett S. et al. (2000). Phys. Plasmas, 7: 2076.

Jacquemot S. et al. (1997).SPIE, 3157 : 64.

Kodama R. et al. (2001). Phys. Plasmas, 8 : 2268.

Kodama R. et al. (2002). Nature, 418, 933.

Kodama R. et al. (2000). Phys. Rev. Lett., 84: 2674.

Kodama R.et al. (2001). Nature, **412** : 798.

Ledingham KWD.et al. (2000). Phys. Rev. Lett., 84: 899.

Lefebvre E. *et al.*. Rapport scientifique 2000 du Luli (École polytechnique, Palaiseau, France – NTIS: PB2001-106320) ; Lefebvre E. *et al.*, Proceedings of the 19th IAEA Fusion Energy Conference (2002) ; Borne E. *et al.* (2002), Radiation Protection Dosimetry, **102**, 61.

Lindl J.1995). *Phys. Plasmas*, **2**: 3933.

Borghesi M.et al. (2002). Phys. Rev. Lett., 88 :135002.

MacGowan B. et al. (1992). Phys. Fluids, B 4, 2326.

Maksimchuk et al. (2000). Phys. Rev. Lett., 84: 4108.

NakaÏ S. et Mima K. (2004). Laser driven inertial fusion energy: present and prospective. *Rep. Prog. Phys.* **67** : 321

- Norreys P. et al. (2000). Phys. Plasmas, 7: 3721.
- Norreys PA. et al. (1999). Phys. Plasmas, 6: 2150.
- Perry M. et al. (1999). Rev. Sci. Instrum., 70: 265.
- Perry M.D. et Mourou G. (1994). Science, 264 : 917.
- Phillips TW. et al. (1999). Rev. Sci. Inst., **70** : 1213 ; Stoyer MA. et al. (2001). Rev. Sci. Inst., **72** : 767.
 - Pisani F. et al. (2000). Phys. Rev., E62, R5927.
 - Pukhov et Meyer-ter-Vehn J. (1997). Phys. Rev. Lett., 79: 2686.
 - Roth M. et al. (2002). Phys. Rev.: Special Topics Accelerators and Beams, 5: 061301.
 - Roth M.et al. (2001). Phys. Rev. Letters, 86: 436.
 - Bouquet S. et al. (2000). Astro. Astrophys. Suppl. Ser. 127: 245.
 - Santos J. et al. (2002). Phys. Rev. Lett., 89: 025001.
 - Sauerbrey R. (1996). *Phys. Plasmas*, **3**: 4712.
 - Schurtz G. Nicolaï Ph. et Busquet M. (2000). Phys. Plasmas, 7: 4238.
 - Schwoerer H. et al. (2001). Phys. Rev. Lett., 86: 2317.
 - Shlyaptsev VN.et al. (1993). SPIE, 2012: 111.
 - Simulations courteously provided by E. Lefebvre.
 - Smith R. et al. (1999). Phys. Rev., A 59 : R47.
 - Smith R. et Key M.H. (2001). J.Phys. IV, 11 : Pr2-383.
 - Snavely R. et al. (2000). Phys. Rev. Lett., 85: 2945.
- Spencer et al. (2001). Nucl. Inst. Meth. Phys. Research, **B 183** : 449. M.I.K. Santala et al. (2001). Appl. Phys. Lett., **78** : 219.
 - Tabak M.et al. (1994). Phys. Plasmas, 1: 1626.
 - Taguchi T. et Mima K. (1998). BAPS DPP98, paper J5Q28.
 - Tatarakis M. et al. (2002). Nature, 415 : 280.
 - Temporal M. et al. (2002). Phys. Plasmas, 9: 3098.
- Temporal M.*et al.* (2002). *Nucl. Fusion*, **42**, L1 ; S. Hatchett *et al.*, presented at the 5th Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets (Funchal, June 2001).
 - Wan AS. et al. (1997). Phys. Rev., E 55, 6293.
- Wharton KB.et al. (1998). Phys. Rev. Lett., **81** : 822 ; MH. Key et al. (1998). Phys. Plasmas, **5** : 1966.
 - Wilks S. et al. (1992). Phys. Rev. Lett., 69: 1383.
 - Zepf M. et al. (2001). Phys. Plasmas, 8: 2323.

Annexe 4

Interaction recherche/industrie

Philippe Baclet, Bogdan Bielak, Michel Decroisette, Pascale Hennequin, Arnold Migus et André Vallée

1. Les retombées technologiques

1.1. Les retombées technologiques – Résultat des relations science – Industrie

L'interaction permanente entre la communauté des chercheurs et celle des industriels est un des éléments propres à la réalisation des programmes de recherche et développement.

Les deux communautés bénéficient ensemble des résultats de la recherche sous différentes formes. La réponse directe aux objectifs des programmes de recherche demeure essentielle pour les scientifiques ; cependant, ces résultats sont presque toujours à l'origine de retombées technologiques dans des champs d'application extrêmement vastes au bénéfice de l'industrie mais également au bénéfice d'autres programmes de recherche.

Les découvertes, de caractère souvent inattendu à l'occasion de la recherche sur la fusion thermonucléaire, ont largement alimenté le flux des transferts technologiques entre la science et l'industrie, dépassant le domaine délimité par cette activité et profitant à un très large spectre de domaines de la vie humaine.

Pour l'industrie, ces découvertes constituent un important apport technologique et intellectuel dont l'étendue intéresse des branches entières de l'activité humaine et profite également aux petites et moyennes entreprises dépourvues, pour la plupart, de moyens suffisants pour financer la R&D avec leurs propres fonds.

La partie essentielle de ces retombées est générée par les programmes de la recherche technologique. Cette caractéristique se confirme au regard de l'histoire des innovations techniques : en effet elles trouvent principalement leur source dans les programmes de recherche consacrés à la construction des engins, appareils, installations...

1.2. La recherche sur la fusion thermonucléaire – Source de retombées technologiques

L'histoire de la recherche démontre que la qualité et le nombre des retombées technologiques sont proportionnels au poids de l'investissement et à la difficulté du projet. Faut-il rappeler que le programme Apollo a généré, uniquement dans le domaine du textile, plus de cent brevets ? Forte de cette expérience, depuis plus de quarante ans, la Nasa facilite le transfert de la technologie dans le secteur privé au travers de son programme CTP (Commercial Technology Program). Grâce à cette organisation, quarante à cinquante innovations, essentiellement issues du programme de la navette spatiale, trouvent chaque année une application industrielle.

Le programme européen de la recherche spatiale est également connu pour sa fécondité en matière d'innovations. Le bilan des dix dernières années du Programme de transfert technologique de l'Agence spatiale européenne comporte plus de 150 innovations technologiques différentes mises en application industrielle en dehors du champ d'activité

spatiale. Les résultats de ce programme sont également à l'origine de la création d'une vingtaine d'entreprises privées, ce qui s'est traduit, selon les experts d'Esa, par la création d'environ 2 500 emplois.

Un autre exemple de transfert technologique, peut-être le plus remarquable durant ces dernières années, est la création d'Internet : le Cern en est l'origine. Cette organisation est dotée d'un service de transfert technologique qui a en charge la promotion et la commercialisation de ses découvertes et innovations.

De même, quand il s'agit des découvertes et innovations qui ont alimenté l'espace industriel et les programmes de recherche, le bilan de plus de quarante ans de recherche sur la fusion thermonucléaire n'est pas moins impressionnant. Il touche une grande variété de domaines de la vie humaine, particulièrement : la médecine et la santé, le transport aérien, les techniques spatiales, le traitement des matériaux, la supraconductivité, les traitements des déchets ainsi que les techniques de conversion d'énergie...

Pour donner des exemples précis, nous pourrions citer le développement des systèmes de diagnostic pour le plasma du Tokamak Asdex, réalisé par les chercheurs danois du Laboratoire national RIS \emptyset et donnant naissance à la nouvelle génération d'anémomètres à laser CO₂. Aujourd'hui, cette invention est exploitée pour contrôler les paramètres du vent agissant sur les éoliennes.

Dans le chapitre de la physique du plasma, on trouve la commercialisation des idées concernant la gravure de circuits intégrés, le traitement des surfaces par plasma-ion, la polymérisation des bandes magnétiques, la fabrication des emballages biodégradables, les revêtements résistants à la corrosion, la « diamentisation » des surfaces, le dégraissage des métaux ainsi que la dépollution des hydrocarbures.

Une autre série d'exemples concerne les innovations générées dans le domaine de la technologie des supraconducteurs en particulier le spectaculaire développement du scanner à résonance magnétique ayant trouvé des applications dans la médecine. Ce développement résulte des travaux de recherche associés à la fabrication d'aimants et des câbles supraconducteurs entrepris par le CEA avec la collaboration d'Alstom, ainsi que des travaux dédiés au développement de brins multifilaments Nb3Sn et NbTi conduit par l'ENEA avec le support de l'industriel italien « Europa Metalli ».

La même source avait alimenté l'inspiration des industriels, les conduisant à la commercialisation des procédés de séparation des minéraux, au développement des paliers magnétiques ou à la construction des détecteurs de particules.

Un très grand nombre d'idées mises en applications industrielles en dehors de l'espace « fusion » a été généré par les travaux axés autour des composants résistants à haut flux thermique (divertor, première paroi...) et leur assemblage. Le progrès fait dans ce domaine lors des dix dernières années est considéré comme exceptionnel. Il a le mérite de créer une dynamique industrielle dont l'impact déborde largement la sphère de la fusion thermonucléaire. Ainsi, le concept du limiteur pompé toroïdal développé par le CEA pour le Tore Supra avec la contribution de l'entreprise autrichienne Plansee AG, pour assurer la liaison entre le cuivre et les composites de fibres de carbone, réalisée avec une méthode innovante appelée AMC (Active Metal Casting) et qui a été « réutilisé » dans les applications spatiales. La mise en œuvre de ce procédé permet de fabriquer des composants résistants aux flux de chaleur très élevés.

Au titre des retombées industrielles, quelques idées « exportées » de la fusion, trouvant des applications insoupçonnables, aux antipodes d'un « Tokamak », méritent d'être énumérées.

Ainsi, nous pourrions citer les procédés du dégivrage des avions mis en application grâce au développement des gyrotrons, les progrès faits dans le domaine de la microchirurgie et l'endoscopie ayant leurs origines dans la recherche sur la fusion inertielle.

Évidemment, cette liste se doit d'être complétée par quelques exemples relatifs au traitement informatique du signal et de la modélisation. La fusion a largement contribué dans ce domaine au développement des méthodes de contrôle du trafic aérien, à la modélisation météorologique et à la recherche sur le génome humain.

1.3. Les domaines qui portent en gestation les innovations de demain

Atteignant la réalité du laboratoire, la recherche sur la fusion se trouve aujourd'hui à michemin entre la pure théorie et l'application pratique comme source d'énergie. Le poids de son financement fait qu'elle appartient à la catégorie des recherches qui nécessite la mise en place de programmes internationaux regroupant dans un seul projet un grand nombre de scientifiques de haut niveau. Il est difficilement concevable que ce « melting pot » de connaissances, cette énorme concentration de matière grise, ne produisent pas d'avancées significatives du savoir-faire. Sans prendre beaucoup de risques nous pourrions indiquer les domaines « condamnés » à être le champ des futures innovations et par conséquent susceptibles d'alimenter, à l'avenir, l'espace industriel avec des idées innovantes. Ils se situent là où la physique et la technologie n'ont pas trouvé, jusqu'au présent, des réponses adéquates aux objectifs du projet. Elles concernent les chapitres suivants de la recherche sur la fusion à confinement magnétique :

- physique du plasma ;
- développement des logiciels de calculs « cuting edge » ;
- méthodes du chauffage du plasma ;
- développement des matériaux ;
- instrumentation « plasma »;
- ingénierie de la machine (évacuation de la chaleur, maintenance robotisée, évacuation des impuretés....).

En ce qui concerne la fusion à confinement inertiel, les sujets, qui focalisent aujourd'hui les efforts de la R & D se situent dans les domaines de la microtechnique de l'usinage et des développements associés à la cible. Comme dans le cas de la fusion magnétique, le progrès scientifique fait dans ces domaines peut être considéré comme une source potentielle de retombées technologiques.

1.4. Aspects organisationnels de transfert technologique dans le domaine de la fusion

Dans la plupart des pays industrialisés les grands projets de recherche sont souvent accompagnés par des programmes de commercialisation des découvertes, ce qui permet de vérifier rapidement la pertinence industrielle des solutions proposées, de faire connaître auprès d'un grand nombre d'entreprises les nouveautés technologiques et d'alimenter, en retour, les budgets de la R&D.

En Europe, dans le domaine de la propagation des retombées issues de la recherche sur la fusion, «UKAEA Fusion and Industry» est une référence qui impressionne par son

dynamisme et son efficacité. Son champ d'action, concentré autour du programme Jet financé par Euratom et le ministère du Commerce et de l'Industrie du Royaume-Uni, a permis la commercialisation de nombreuses innovations.

Un autre exemple qui mérite d'être cité, concerne l'initiative de Tekes, l'équivalent finlandais du CEA. Cet organisme a entrepris un programme ayant pour but la création d'un pont de transfert technologique entre les instituts de recherche et ceux de l'industrie de la Finlande d'un côté et les générateurs potentiels d'innovations de l'autre, tels que l'Esa, le Cern, ou l'EFDA.

Au niveau des institutions européennes chargées des programmes de la recherche sur la fusion le « EU Committee on Fusion and Industry » est actuellement pratiquement la seule organisation en mesure d'influencer la Commission européenne concernant la stratégie d'organisation des transferts technologiques dans le contexte global européen. Ce Comité, composé des représentants de la Commission européenne, des associations scientifiques et de l'industrie, a eu le mérite d'initier le débat sur le « road-mapping » du transfert technologique sur le plan européen.

Le choix du site pour Iter s'étant porté sur Cadarache, cette initiative devra être rapidement développée pour répondre à la nécessité de la création, dans l'intérêt national et européen, d'un organisme chargé de la commercialisation des résultats de la recherche au profit de l'industrie.

2. Les aspects industriels

2.1. La situation actuelle

Les développements, dans la voie du confinement magnétique, ont été jusqu'à ce jour entièrement portés par la communauté scientifique, sur financement public. Elle a conçu et réalisé un ensemble d'outils expérimentaux qui ont permis de progresser dans la compréhension des phénomènes, et de s'approcher progressivement des conditions où la réaction de fusion pourrait être auto-entretenue. La contribution des industriels a consisté principalement à réaliser sur plan des composants, et à concevoir et réaliser les systèmes ancillaires et bâtiments entourant les machines expérimentales.

Durant la dernière décade, qui a vu les différentes phases de la conception d'Iter, une implication plus forte de l'industrie s'est faite jour chez les différents pays partenaires (États-Unis, Japon, Russie et Union européenne, récemment rejoints par la Chine et la Corée). Cette évolution avait plusieurs motivations :

- d'abord, Iter est une machine de grande taille, très similaire dans sa structure à des systèmes industriels complexes. L'expérience d'industriels ayant la pratique des grands projets polytechniques est donc apparue comme nécessaire ;
- ensuite, les solutions mises en place dans Iter pour la conception des composants proches du plasma et pour leur maintenance sont souvent innovantes, et nécessitent une optimisation entre les besoins fonctionnels et les capacités de réaliser ;
- enfin, Iter est le dernier maillon expérimental, la machine suivante, Demo, étant supposée être le démonstrateur de la production d'électricité par fusion thermonucléaire. Il fallait donc que l'industrie commence à se créer les compétences permettant de prendre en main par la suite l'évolution de cette technologie, afin de l'amener un jour sur les marchés de l'énergie.

La Commission européenne a mis en place des structures impliquant étroitement les industriels :

- contrats d'études d'ingénierie (conception, sûreté, évaluation économique) pour Iter et pour Demo auprès d'un consortium regroupant des industriels de plusieurs pays européens;
- qualification d'une centaine d'entreprises pour la fabrication des éléments sensibles d'Iter, et réalisation de précurseurs ;
- implication d'industriels dans le processus de suivi et de décisions sur les activités de fusion au niveau européen.

Cette politique a conduit à créer un noyau de compétence dans le tissu industriel de l'Union Européenne qu'on peut, avec une certaine prudence, évaluer à une centaine d'ingénieurs. On peut relever que, de par l'organisation de la recherche dans ces pays, le Japon et les États-Unis (Waganer *et al.*, 2002) ont beaucoup plus impliqué leur industrie dans le développement de la fusion par confinement magnétique, conduisant à des nombres d'ingénieurs compétents sensiblement plus élevés, mais sans toutefois changer d'ordre de grandeur.

L'implication de l'industrie dans la voie du confinement inertiel a été différente. Les décisions de construire des capacités expérimentales n'ont été prises que récemment (il y a une dizaine d'année), dans deux pays uniquement, la France et les États-Unis, avec des financements provenant principalement de la défense nationale. De plus, l'état des connaissances dans ce domaine, contrairement au confinement magnétique, ne permet pas encore d'avoir un dessin évident de ce que serait le réacteur de production électrique. On peut donc considérer que dans aucun pays pour l'instant, l'industrie, bien que participant aux réalisations, n'a de vue d'ensemble, ni de compétences sur cette voie.

2.2. L'implication de l'industrie dans la construction d'Iter

Il convient avant tout de rappeler une fois encore qu'Iter est une machine à finalité scientifique, même si le dessin de la partie centrale ressemble beaucoup à ce qu'on imagine pour une machine de production d'électricité.

Comme indiqué dans un chapitre précédant, Iter est le fruit d'une coopération internationale, pour la construction duquel chacune des parties (Chine, Corée, États-Unis, Japon, Russie, Union européenne) apportera en nature une contribution en composants, équipements, prestations, préalablement définie de manière contractuelle. La maîtrise d'œuvre sera assurée par une direction de projet internationale qui aura pouvoir de décision opérationnel et technique, sous le contrôle d'un conseil composé des représentants des parties.

Dans une telle organisation, les industriels ne peuvent prendre des responsabilités globales majeures, car ne pouvant maîtriser les risques techniques et financiers associés. Ils joueront donc des rôles de maîtrise d'œuvre déléguée dans certaines parties de la gestion du projet.

Par contre, ils seront des éléments essentiels dans la fabrication de composants, et dans la conception et réalisation de systèmes ancillaires, dans la construction des bâtiments, après appels d'offres émis par les différentes parties auprès de leur industrie propre, et contrôlés par la Direction centrale de projet.

Cette étape de réalisation d'Iter sera essentielle pour permettre à l'industrie d'assimiler les problèmes spécifiques à la fusion, d'évaluer ses potentialités, et de créer les bases d'une future industrie spécialisée dans la fusion thermonucléaire.

2.3. Implication de l'industrie dans les futurs développements de la fusion

Iter, bien sûr, ne clôturera pas de manière définitive la recherche sur le plasma en confinement magnétique ; mais il apportera les informations nécessaires à la définition d'une nouvelle machine, Demo, destinée à démontrer la possibilité produire en continu de l'électricité par fusion thermonucléaire. Demo servira donc de base à toute une série de machines qui devraient conduire vers la compétitivité cette nouvelle source d'énergie, et lui assurer son introduction dans les marchés et son déploiement dans la seconde moitié de ce siècle.

Dans cette nouvelle phase, l'industrie devra prendre un rôle essentiel, dans la conception des machines, et dans le pilotage d'une recherche à finalité technologique, principalement dédiée à l'amélioration des performances.

3. Les cibles pour un réacteur de fusion.

L'obtention de réactions de fusion par confinement inertiel est indissociable de la réalisation d'une cible, contenant un mélange fusible deutérium-tritium, porté dans des conditions de densité et de température telles que les réactions de fusion thermonucléaires puissent s'amorcer. Dans la plupart des concepts, le combustible est constitué d'une couche de DT solidifié d'épaisseur parfaitement homogène qui tapisse de manière uniforme la paroi interne d'un microballon (figure 4.1).



Figure 4.1 – Cible cryogénique (20K) en configuration « attaque indirecte » pour l'atteinte de l'ignition dur le laser mégajoule.

Les filières technologiques et matériaux pour réaliser des cibles d'une telle complexité comportent aujourd'hui beaucoup d'incertitudes. Néanmoins, l'expérience acquise dans le cadre des études concernant les cibles dédiées à la fusion par confinement inertiel (Baclet,

2002), menées pour la France essentiellement par la Direction des applications militaires du CEA dans le cadre du projet Simulation des armes nucléaires, permet d'appréhender les difficultés et de définir les principaux axes de recherche à mener pour aboutir à la réalisation de ces cibles pour un réacteur de fusion.

Cependant, il existe de nombreuses différences entre les deux grandes familles de cibles :

- en effet, les cibles d'un réacteur de fusion doivent être fabriquées avec des volumes très élevés (environ 500 000 cibles par jour) compatibles de la cadence de tir (de l'ordre de 5 à 10 Hz), alors que les cibles pour la simulation sont des objets fabriqués en très petites séries pour des cadences de tir de l'ordre de l'unité par jour. Les technologies actuelles devront donc être largement adaptées voire reconçues ;
- pour réaliser une centrale de production d'électricité, le coût de fabrication des cibles doit être très faible, de l'ordre de 0,25 € (Goodin *et al.*, 2003), pour que la filière soit économiquement viable. Dans le cas de cibles en configuration attaque directe mises en condition par laser, le coût estimé est d'environ 0,1 € (Rickman et Goodin, 2003) Les spécifications et les techniques utilisées aujourd'hui concernant les cibles à des fins de simulation conduisent à des coûts beaucoup plus élevés, d'environ quatre ordres de grandeur. Cette contrainte est très forte pour la conception des cibles et de leurs procédés de mise en œuvre ainsi que pour le choix des matériaux ;
- d'autre part dans un réacteur, le tir est réalisé sur une cible en mouvement, qui doit résister aux contraintes de l'injection dans le réacteur. Les cibles pour la simulation doivent au contraire être conformées et caractérisées de la manière la plus parfaite possible pour recaler des codes décrivant les phénomènes physiques régissant l'implosion du microballon puis sa combustion. Ainsi, le tir est réalisé sur une cible immobile, positionnée avec une grande précision au centre de la chambre d'expérience ;
- enfin d'autres contraintes spécifiques concernant les cibles doivent être prises en compte dans le cadre d'une centrale de production d'énergie, dont les principales sont : rendre possible l'élimination à moindre coût des débris de cibles du circuit de refroidissement primaire, éviter les interactions indésirables avec les matériaux constitutifs du réacteur, limiter l'activation et la génération de déchets de haute activité,...

Des évaluations prospectives sont menées actuellement aux États-Unis pour définir un « scénario crédible » pour la fabrication de cibles pour un réacteur de fusion par confinement inertiel (Goodin *et al.*, 2002).

3.1. Conception des cibles pour un réacteur de fusion par confinement inertiel

Plusieurs types de cibles sont envisagés en fonction du mode d'irradiation. Le National Reasearch Laboratory a proposé une cible pour une irradiation laser en attaque directe (Bodner *et al.*, 2000). Celle-ci est composée de quatre parties : un microballon en polymère de quelques μ m d'épaisseur, recouvert d'un dépôt d'or ou de palladium, une couche de mousse de CH_x imbibée de DT solidifié à 20K, une couche de DT solide et un cœur composé de DT vapeur en équilibre avec le solide. Le LLNL a défini une cible de type « attaque indirecte » mise en condition par faisceaux d'ions (figure 4.2) (Callahan-Miller et Tabak, 1999). Cette configuration est proche de celle envisagée pour les lasers (figure 4.1). La différence principale réside dans la présence d'un « radiateur » qui permet de convertir le faisceau d'ion en rayonnement X. L'ensemble des autres éléments sont communs aux filières laser et ions lourds.



Figure 4.2 – Cible cryogénique (20K) en configuration « attaque indirecte » mise en condition par faisceaux d'ions.

3.2. Principaux chemins critiques pour la fabrication des cibles pour un réacteur de fusion par confinement inertiel

3.2.1. Microballons en polymère

Pour les expériences de fusion liées au programme Simulation, les microballons en CH_x sont élaborés par la technique du mandrin dépolymérisable qui comporte plusieurs étapes (figure 4.3).



a - Synthèse des mandrins par microencapsulation.



b – Dépôt de CH_x sur le mandrin en PAMS par polymérisation plasma.



c – Élimination du mandrin interne par traitement thermique.

Figure 4.3 – Les étapes de la fabrication de microballons en CH_x.

Un mandrin sphérique en poly-alphaméthylstyrène (PAMS) est d'abord réalisé par des techniques de microencapsulation à l'aide d'un injecteur (figure 4.3a) qui se déroule en deux étapes principales. La première consiste à injecter deux phases liquides à travers deux tubes concentriques : une phase aqueuse et une phase organique composée d'un solvant et de polymère dissous (le PAMS). La double goutte eau/phase organique est introduite dans une seconde phase aqueuse. La seconde étape consiste à chauffer pour évaporer le solvant de la phase organique du lot complet de microballons liquides.

Sur ce mandrin, est ensuite réalisé un dépôt sous vide de polymère plasma (dépôt GDP – Glow Discharge Polymerization) à partir de trans-2-butène et d'hydrogène (figure 4.3b). Les mandrins sphériques en PAMS sont placés dans une coupelle qui permet leur agitation. Le dépôt croit ainsi de manière homogène sur toute la surface des ballons (Dumay *et al.*, 2002).

À la fin du dépôt, le mandrin initial est finalement dépolymérisé par traitement thermique sous gaz neutre (figure 5.3c). Le PAMS, dont la température de décomposition est inférieure à celle du polymère plasma en CH_x , est éliminé par perméation au travers de la paroi du dépôt GDP. Un microballon en CH_x autoporté est alors obtenu (Theobald *et al.*, 2000).

Ces microballons doivent satisfaire à des spécifications très strictes : un diamètre de 2,4 mm, une épaisseur de 175 μ m, des rugosités internes et externes hautes fréquences inférieures à 20 nm, un défaut de sphéricité inférieur au pour dix mille, un défaut de concentricité inférieur au pour mille. Ils doivent donc être caractérisés très finement par des techniques spécifiques qui permettent d'effectuer des mesures à l'échelle nanométrique.

Des optimisations au-delà du pourcent en termes de sphéricité et de concentricité ont d'ores et déjà été atteintes. Les rugosités aux hautes fréquences sont inférieures à 10 nm. En revanche, les déformations aux modes intermédiaires (10 à 100) restent à optimiser, et les meilleurs microballons obtenus à ce jour se situent à deux ordres de grandeur au dessus de l'objectif visé. Ces déformations sont dues à une convolution des défauts de forme du mandrin en PAMS et de défauts ponctuels qui apparaissent lors de la croissance du dépôt GDP.

Pour la transposition à la fabrication de cibles pour un réacteur de fusion, il faudra :

- concevoir des cibles et des scénarios d'implosion permettant d'obtenir du gain avec des défauts géométriques de l'ordre du pourcent au pour mille. Une fabrication de masse d'objet de spécifications aussi sévères que celles envisagées pour le programme simulation paraît illusoire aujourd'hui. Les concepts d'allumage rapide prennent alors tout leur intérêt, en permettant de relâcher les contraintes sur la cible et la qualité de son irradiation ;
- les techniques de synthèse du PAMS et de microencapsulation sont sans doute assez facilement transposables à une fabrication à grande échelle. Cependant, la phase de dépôt par polymérisation plasma nécessite une modification notable de la technologie. Un réacteur d'étude fonctionnant sur le principe du lit fluidisé et permettant de traiter simultanément de très nombreux mandrins a été développé par General Atomics (Goodin *et al.*, 2003). Ce prototype permettra de réaliser les recherches technologiques pour concevoir une installation de production.

3.2.2. Microballons en mousses

Ces éléments de cible sont élaborés suivant le principe de la polymérisation radicalaire d'un monomère trifonctionnel en émulsion multiple.

Des microballons dont la sphéricité mesurée à l'aide d'un microscope télécentrique est inférieure au $1/1000^{e}$, soit un défaut de sphéricité inférieur à 2 μ m pour un diamètre de plus de 2 mm ont été synthétisés. Les caractéristiques de la paroi en mousse sont quant à elles très proches des spécifications.

L'étude se poursuit pour réduire le défaut de concentricité qui reste important (environ 10 %), alors que l'objectif se situe à 1 %.

Cette technique pourrait être extrapolée pour une production de masse. Des techniques de moulage-injection de demi coquilles, qui sont ensuite assemblées par un équateur sont également évaluées, notamment pour réduire les coûts de fabrication².

3.2.3. Tri et caractérisation des microballons

Dans le cas de cibles pour un réacteur de fusion, une caractérisation fine et unitaire des cibles semble exclue. Il sera nécessaire que les procédés de fabrication soient suffisamment bien maîtrisés pour garantir les propriétés géométriques des cibles. Ceci semble possible avec les technologies présentées dans le paragraphe précédent pour des objets dont les défauts géométriques sont compris entre le pour et le pour mille.

3.2.4. Technologies de remplissage

Il est envisagé de remplir les microballons en polymère par perméation gazeuse du DT à température ambiante sous quelques centaines de bars. Les microballons remplis sont ensuite refroidis à 20 K pour solidifier le DT, réduire la pression dans le microballon, et bloquer la perméation. Ils doivent enfin être transportés sans rupture de la chaîne du froid jusqu'au moment du tir, car une élévation de température augmenterait la pression interne dans le microballon et induirait son explosion mécanique. Les faisabilités de ces différentes étapes ont été validées expérimentalement pour des cibles manipulées unitairement sur le laser Omega Upgrade de l'université de Rochester.

Des modèles permettant d'évaluer les inventaires tritium nécessaires pour chaque configuration de cibles ont été développés (Schwendt *et al.*, 2003). Dans le cas de cibles en attaque indirecte (figures 4.1 et 4.2), le paramètre le plus critique impactant l'inventaire tritium est le choix de remplir les cibles avant ou après l'assemblage du microballon dans la cavité de conversion. Dans le second cas, l'inventaire peut être multiplié par trente en raison des volumes morts nettement plus importants. Cet aspect milite fortement pour la première solution, mais cela implique un assemblage cryogénique du microballon dans la cavité. Dans ce cas, l'inventaire serait de 0.25 kg à 1 kg de tritium.

3.2.5. Redistribution du DT solide

La principale difficulté réside dans la conformation d'une couche de DT solidifié à une température d'environ 18,2 K tapissant de manière la plus uniforme possible la paroi interne du microballon, et dont la rugosité de l'interface solide/vapeur est minimale. Les caractéristiques de cette couche de DT ont une influence très importante sur le gain de la réaction de fusion. Pour les obtenir, il est nécessaire que le gradient de température sur la surface externe du microballon n'excède pas quelques centaines de μ K (Baclet *et al.*, 2004).

Pour réaliser un tel environnement thermique sur une grande quantité de microsphères, un procédé de type lit fluidisé cryogénique est envisagé. Si ce concept était validé, il faudrait ensuite retirer un microballon du lit fluidisé, l'insérer dans une cavité de conversion et l'injecter dans le réacteur. Ces différentes étapes doivent être réalisées en quelques secondes pour conserver les caractéristiques géométriques de la couche de DT solide. Des prototypes technologiques seraient nécessaires pour valider ces différentes concepts.

Le « Fall and Strike Technique », étudiée par les équipes russes du Lebedev Physical Institute de Moscou, est une autre solution qui consiste à laisser tomber dans un tube un microballon contenant du DT liquide en le refroidissant simultanément sous le point triple (Aleksandrova *et al.*, 1996).

Uniformiser la couche de DT dans une cavité, même si cela n'est pas impossible, imposerait des contraintes géométriques très sévères sur cet élément et des coûts de fabrication et d'assemblage sans doute prohibitifs.

3.2.6. Cavités de conversion

Dans le cas de l'attaque indirecte, le microballon doit être positionné au centre géométrique d'une cavité dont la fonction est de convertir le rayonnement incident en rayonnement X qui va imploser la sphère contenant le DT solidifié.

Dans le cas d'une irradiation laser, les cavités de conversion sont en métal lourd pour obtenir une conversion laser/X efficace.

Le matériau structurant de la cavité est un mélange LiF/BeF2 mis en forme par moulage. Ce matériau est choisi car il est également le refroidisseur utilisé dans la chambre du réacteur. Les métaux lourds sont déposés sur sa surface interne par dépôt physique sous vide (pulvérisation magnétron ou fil explosé).

Dans le cas d'une irradiation par faisceaux d'ions, l'énergie laser est convertie dans un radiateur « constitué » de diverses mousses de CH_x dopés par des atomes lourds (Collier *et al.*, 1999).(figure 4.2), et des mousses métalliques. Ces matériaux ont des densités faibles à ajuster en fonction de leur positionnement dans la cavité. Les mousses de CHx dopées sont fabriquées par des techniques d'émulsions et peuvent être moulées. Pour synthétiser les mousses métalliques, un nouveau procédé, de dépôt chimique sous haute pression assisté par laser est en cours de développement. Ces procédés seraient *a priori* compatibles de production de grand volume.

Le microballon est encapsulé entre deux membranes fines de polymères tendues sur deux demi-cavités qui sont finalement assemblées. Les difficultés sont d'obtenir un centrage précis (quelques dizaines de µm), et rapide (quelques secondes) à température cryogénique (20 K).

Enfin les trous d'entrée des faisceaux laser ou d'ions doivent être obturés par des membranes fines de polymères emprisonnant de l'hélium gazeux dans la cavité pour optimiser la symétrie de l'implosion. De telles membranes ultrafines (500nm) en polyimide, collées sur une cavité de conversion, résistant à 1 bar à 20 K ont déjà été synthétisées dans le cadre du programme simulation (Baclet *et al.*, 2004). Une augmentation des cadences de production nécessiterait sans doute d'épaissir ces membranes à quelques microns d'épaisseur.

3.2.7. Technologies d'injection

Les cibles doivent être injectées à une cadence de 5 à 10 Hz au centre de la chambre, avec une grande précision sur leur positionnement et la synchronisation du tir du driver. D'autre part, ces objets relativement fragiles ne doivent pas être endommagés lors de cette injection. Enfin, la couche de DT solide cryogénique ne doit pas être détruite par le flux de corps noir à 300 K de la chambre, et atteindre la position de tir avec une température de 18,2 K.

Des premiers prototypes ont été conçus et sont actuellement en cours de fabrication chez General Atomics pour étudier cette phase critique d'injection pour les deux types de cibles envisagées (attaques directe et indirecte) (Goodin *et al.*, 2001 ; Sethian *et al.*, 2003). Les cibles sont injectées par un canon à gaz avec des vitesses allant jusque 170 m/s, et une précision de visée au centre de la chambre du réacteur de +- 5mm. Le système de contrôle permet de positionner la cible par rapport aux faisceaux d'irradiation à +- 200 µm quand elle

passe au centre chambre. D'autres systèmes, basés sur des injecteurs électromagnétiques, sont également envisagés.

Dans le cas de cibles en attaque directe, des couches de palladium doivent être déposées sous vide sur la surface externe des ballons.

Dans le cas de cible en attaque indirecte, la cavité en LiF/BeF₂ permet à la cible de garder son intégrité mécanique pendant la phase d'injection.

4. Les considérations économiques

4.1. Le contexte

L'analyse économique d'un moyen de production d'électricité qui ne pourra se déployer commercialement que dans la seconde moitié de ce siècle peut paraître artificielle et vaine.

Artificielle, elle l'est à coup sûr, car la plupart des technologies qui permettraient de réaliser un réacteur à fusion thermonucléaire restent encore à développer. Iter sera un grand équipement scientifique permettant l'étude du plasma dans des conditions proches de celles d'un réacteur de production, mais ses conditions de fonctionnement ne seront pas représentatives d'un réacteur industriel : il ne fournira de l'énergie que pendant de brèves périodes de quelques minutes, conduisant à une irradiation limitée des structures, qui de plus ne seront pas mises dans des conditions de températures permettant une conversion électrique efficace.

Mais elle n'est pas vaine, car elle permet de mettre en évidence quels seront ses points forts (par exemple, un combustible facilement disponible) et ses points faibles (par exemple, la complexité de la machine), comparativement aux moyens de production classiques, lorsque le temps sera venu d'attaquer les marchés, et donc d'orienter les développements technologiques de manière à maximiser les chances de réussite. Accessoirement, elle permet aussi de s'assurer que le coût de production de l'électricité par fusion thermonucléaire ne serait pas d'un ou plusieurs ordres de grandeur supérieur, et donc de garantir la potentialité de sa compétitivité.

On pourrait considérer qu'une simple vérification d'ordre de grandeur est un manque flagrant d'ambition, et qu'on peut mener ce type d'évaluation économique avec une incertitude plus faible. Il n'en est rien, et même aujourd'hui, il existe de très grandes variabilités sur le prix de l'électricité : entre deux pays européens comme la Suède et l'Italie, il y avait un écart d'un facteur 2 sur le prix de vente de l'électricité aux industriels. De telles variations dépendent des investissements faits dans le secteur (l'Italie est typiquement sous-équipée), du choix des moyens de production et de la facilité d'accès aux ressources naturelles (fluctuation des cours, coût des transports), de l'amortissement des équipements et de la compétitivité des industriels producteurs. Les États-Unis présentent actuellement un autre exemple de la variabilité du coût de l'électricité : il y a quelques années, les nouveaux moyens de production mis sur le réseau étaient quasiment exclusivement des turbines à gaz à cycle combiné qui fournissaient une électricité bon marché. La montée des cours du gaz (il est passé sur le marché libre américain d'environ 2 dollars/MBtu* en 2000 à plus de 6 dollars aujourd'hui) a amené un doublement du coût de production de l'électricité par ces centrales à gaz, conduisant même certains producteurs à arrêter l'exploitation d'installations neuves. En

^{*} MBtu : million de British thermal unit.

conclusion, une variabilité d'un facteur 2 dans des espaces géographiques ou temporels réduits fait partie de la nature du marché électrique.

Avant de décrire les résultats des réflexions et des travaux menés, principalement aux États-Unis, sur l'évaluation économique des réacteurs à fusion thermonucléaire, il convient de rappeler trois éléments principaux.

Le premier élément est la longueur des cycles industriels dans le secteur énergétique. C'est un marché à cycle très long, nécessitant des investissements importants dans des infrastructures lourdes (installations, moyens de transport) : 40 à 50 ans représente à peu près la durée de vie d'une installation de production d'électricité, qu'elle soit alimentée par du combustible fossile ou nucléaire. Par conséquent, on peut penser que les moyens de productions avec lesquels la fusion thermonucléaire sera en concurrence lorsqu'elle sera en situation de se déployer, dans la seconde moitié de ce siècle, ne seront pas significativement différents de ceux d'aujourd'hui : le charbon, le gaz, la fission nucléaire, et l'hydraulique seront toujours présents et dominants. La contribution des énergies renouvelables (éolien, solaire, biomasse,...) aura significativement augmenté, mais sera très loin d'être majoritaire. En revanche, on peut penser que des ruptures géopolitiques ou environnementales bouleverseront le paysage, et qu'elles auront une influence sur les agents économiques, pouvant modifier ainsi les évolutions des différentes filières.

Le second élément à considérer, pour définir le paysage de la deuxième moitié du XXI^e siècle, concerne l'évolution probable des coûts de l'énergie. Globalement, la civilisation industrielle s'est développée jusqu'à aujourd'hui autour d'énergies bon marché avec des prix plutôt à la baisse, malgré de nombreuses crises. La montée de la consommation dans les pays présentant actuellement un retard économique et industriel conduira à des tensions fortes sur les matières premières énergétiques, avec comme conséquence leur enchérissement, et peut – être même leur raréfaction (sur le pétrole et le gaz, notamment). Aujourd'hui (source OCDE), il y a un facteur 10 entre la consommation d'électricité d'un habitant d'un pays de l'OCDE et un habitant du continent asiatique, région actuellement en forte croissance. À cela, il faut ajouter des contraintes environnementales de plus en plus pressantes, qui conduiront à des augmentations importantes du coût de production des installations utilisant les combustibles fossiles (émission de gaz à effet de serre, filtration de polluants divers), sachant qu'aujourd'hui 86 % de la consommation mondiale d'énergie proviennent de ce type de combustible, et que tous les experts prévoient une croissance de leur usage dans les cinquante prochaines années (International Energy Agency, 2002).

Le dernier élément à prendre en compte provient des qualités intrinsèques de la fusion thermonucléaire, en terme d'impact géostratégique et environnemental :

- d'abord, son combustible est issu de matières premières abondantes et largement distribuées : l'eau et le lithium ; ceci garantit la sécurité de l'approvisionnement et la stabilité des cours ;
- ensuite, le résidu de la réaction thermonucléaire est l'hélium qui présente une remarquable stabilité atomique et électronique, donc chimique, produisant un déchet non polluant.

Ceci ne veut pas dire que cette source d'énergie ne créerait aucune contrainte (voir chapitre 9), mais simplement qu'elle s'insèrerait comparativement bien dans une stratégie de développement durable, et pourrait en tirer des avantages économiques significatifs dans un futur qui sera avide d'énergie.

4.2. Analyse des coûts

Un certain nombre d'études prospectives ont été menées sur les coûts de production d'électricité par fusion thermonucléaire, tant par confinement magnétique (Miller, 2000) que par confinement inertiel (Cerullo, 1995).

Pour comparer l'économie de la fusion thermonucléaire avec celle d'autres moyens de production, on utilisera principalement une étude américaine (Delene, 2000). Cette étude a été menée dans le cadre d'un large programme américain pluriannuel, ARIES (pour <u>A</u>dvanced <u>R</u>eactor Innovation and Evaluation Study), financé par le Département à l'Énergie, impliquant des centres de recherche (Los Alamos, Argone, Idaho national labs), des universités (MIT, UCLA, Princeton, ...) et des industriels (McDonnell Douglas Aerospace, General Atomics, Stone & Wesbster, ...), et dont les résultats ont fait l'objet de nombreuses publications. Ce programme avait pour but de développer des études préliminaires de conception de réacteurs à fusion thermonucléaire afin de définir les orientations scientifiques et technologiques du programme « fusion » et d'identifier les axes de R&D nécessaires. L'étude a considéré des réacteurs à confinement magnétique, fournissant une puissance électrique de 1000 MWe ; ces réacteurs sont basés sur des technologies certes avancées, mais peu innovantes (matériaux de première paroi en alliage de vanadium refroidi au lithium).

La méthode retenue, dans cette étude (Delene, 2000) pour mener l'analyse économique de quelques concepts de réacteurs à fusion thermonucléaire a consisté à estimer les prix des différents composants ou services par analogie avec des solutions industrielles actuelles, et en faire un remontage dans une structure de coût identique à celle habituellement considérée pour les moyens de production d'électricité opérationnels aujourd'hui. Comme souligné précédemment, les conclusions quantitatives ne présentent qu'un intérêt relatif, mais ces analyses permettent de mettre en évidence les grandes tendances.

Les autres moyens de production considérés sont les centrales au charbon (pulvérisé, en lit fluidisé et gazéifié), les turbines à gaz à cycle combiné, et les réacteurs nucléaires à eau légère. Leurs coûts de production ont été évalués dans un contexte américain ; cependant, les valeurs indiquées sont suffisamment proches de celle du contexte français (DGEMP-Dideme, 2003) pour être considérées comme génériques. Nous avons exclu ici les énergies renouvelables, comme le solaire ou l'éolien, car ne fournissant pas le même service. En effet, le charbon, le gaz et le nucléaire délivrent de l'électricité à la demande. Le soleil et l'éolien ne présentent pas cette capacité, et l'optimisation d'un parc de production diversifié doit tenir compte des situations où ces énergies renouvelables ne sont pas en condition de produire ; cela implique d'investir dans des moyens fossiles ou nucléaires additionnels ou dans des moyens de stockage de l'électricité (par exemple, des stations de pompage) pour pouvoir répondre en tout temps à la demande.

Le coût global de production est décomposé, de manière classique, en coût d'investissement, coût de combustible, charges de maintenance et d'exploitation, coût de démantèlement, auquel il convient d'ajouter, pour une projection sur le siècle, des coûts dits « externes », c'est-à-dire ceux actuellement non supportés par les producteurs.

- Le coût d'investissement des réacteurs à fusion thermonucléaire sera, et de loin, le plus fort contributeur au coût total de production, conduisant à une structure de coût globale similaire à celle des réacteurs à fission. Ce poste inclut, de façon classique, le terrain, le génie civil, la fabrication des composants, des systèmes mécaniques et électriques (y compris les groupes turbo-alternateurs), leur montage ainsi que les essais de démarrage de l'installation. Dans la référence (Delene, 2000), on indique

les résultats de l'évaluation du coût d'investissement (sans prise en compte des intérêts intercalaires pendant la période de construction) d'un réacteur de fusion par confinement magnétique, en proposant une plage d'incertitude, ainsi que les valeurs similaires pour les autres moyens de production d'électricité considérés (en dollars 1999).

	Charbon	Gaz	Fission	Fusion
(en \$ / KW installé)			nucléaire	nucléaire
Coût de	800 à 1440	480 à 550	1200 à 1530	2700 à 3440
construction				

Il convient de noter que les coûts indiqués pour les combustibles fossiles et la fission nucléaire correspondent aux coûts actuels du marché.

La plage d'incertitude pour la fusion est très largement sous-estimée, en comparaison à celles indiquées pour des technologies matures, dont les plages représentent bien les variabilités réelles actuelles du marché.

Pour comprendre la difficulté à évaluer le coût d'un réacteur à fusion en 2050, prenons un exemple. Aujourd'hui, dans Iter, le prix du système complet « aimant–cryostat » est du même ordre de grandeur que celui d'un réacteur nucléaire à fission de 1000 MWe (1,4 milliard d'euros), construit et livré clé en main, et représente environ le tiers du prix total de construction de la machine. Ce poste, pour un réacteur à confinement magnétique, sera toujours significatif, mais aujourd'hui, les utilisations industrielles des supraconducteurs choisis pour Iter sont très réduites. Pour faire face à la demande pour Iter, il faudra construire des ateliers spécifiques, sans espoir de réutilisation ultérieure. En revanche, si on imagine dans les cinquante prochaines années des percées technologiques majeures sur les supraconducteurs, notamment en terme de température de fonctionnement, des usages industriels variés se développeront (lignes haute tension, stockage d'électricité,...) et les prix chuteront de manière spectaculaire.

De même, il existe une forte incertitude sur les matériaux et les solutions technologiques qui seront retenues pour la première paroi, incertitude qui bien sûr se répercute dans cette évaluation économique qui procède par analogie et non de manière analytique.

En conclusion, on peut donc dire que le coût d'investissement des réacteurs à fusion thermonucléaire sera élevé, dépendra fortement de l'usage industriel global des matériaux utilisés et des capacités de ces matériaux à répondre aux performances demandées (tenue en température, tenue à l'irradiation).

Le coût du combustible inclut les frais de matières premières, leur conditionnement, les transports, ainsi que les entreposages divers et le stockage définitif. Ici apparaît, bien évidemment, un des points forts de la fusion, notamment dans la comparaison avec les combustibles fossiles, étant donné le faible coût des matières premières, l'eau et le lithium. Cette caractéristique, similaire à celle des réacteurs à fission, doit cependant être pondérée par le coût de conditionnement de ces matières premières. Ce conditionnement porte sur la séparation du deutérium de l'eau et son stockage, et pour le lithium, dépendra de la technologie retenue pour les couvertures fertiles. En revanche, contrairement aux réacteurs à fission, il n'y a pas à considérer ici le traitement et le stockage des cendres de la réaction nucléaire.

	Charbon	Gaz	Fission	Fusion
(en US m / KWh) ⁴			nucléaire	nucléaire
Coût du combustible	8.5	26.6	5.6	4.6

Cette évaluation met le coût du combustible de la fusion dans le même ordre de grandeur que celui des réacteurs à fission, légèrement inférieur à celui du charbon (qui bénéficie de larges réserves au niveau mondial), et beaucoup plus faible que celui du gaz, qui dans cette étude a été supposé légèrement inférieur à 4 dollars/MBtu, soit un doublement par rapport à la situation au moment de l'étude, en 2000.

- *Le coût d'exploitation* inclut non seulement les charges de maintenance et d'exploitation, mais aussi les frais de personnel, d'entretien, d'administration, d'assurance, ainsi que les taxes et les impôts.

	Charbon	Gaz	Fission	Fusion
(en US m\$/KWh)			nucléaire	nucléaire
Coût d'exploitation	8.4	4.5	8.6	9.0

Les valeurs indiquées pour le charbon, le gaz, et la fission nucléaire représentent les coûts de maintenance et d'exploitation actuels. La fusion nucléaire devrait présenter des coûts similaires à ceux de la fission, à condition, bien sûr que les matériaux soumis de première paroi maintiennent leurs caractéristiques dans un environnement hostile (irradiation, température), et ne nécessitent pas de changements fréquents, coûteux et pénalisant vis-à-vis du facteur de charge.

- Le coût de démantèlement est spécifique aux installations nucléaires ; il comprend le démantèlement des systèmes et des bâtiments, le transport et le stockage des parties contaminées, et l'assainissement complet et la réhabilitation du site. Pour les réacteurs à fission, ce coût, basé sur des réalisations effectives, est bien connu, et représente de 10 à 15 % du coût d'investissement initial. Il est provisionné pendant la période d'exploitation. Le jeu des intérêts intercalaires fait que son poids est négligeable dans le coût de production global. La situation devrait être similaire pour la fusion.

	Charbon	Gaz	Fission	Fusion
(en US m\$ / KWh)			nucléaire	nucléaire
Coût de	0	0	0.9	0.9
démantèlement				

Les coûts externes : les coûts décrits précédemment sont aujourd'hui directement payés par le producteur. Cependant, un certain nombre d'effets induits dans le cycle complet de fabrication et d'exploitation des différentes énergies ne sont pas comptabilisés et répercutés dans le prix de l'électricité. Il s'agit principalement des impacts sanitaires et environnementaux (réchauffement planétaire, pollutions atmosphériques locales, maladies induites chez les travailleurs et la population), du coût des stocks stratégiques garantissant la sécurité énergétique, et des effets macro-économiques (création d'emploi). Afin d'avoir, dans un marché concurrentiel, une attribution efficace des ressources, il est nécessaire de faire payer ces « externalités » par les producteurs ou les clients finaux. Des analyses approfondies de ces coûts

externes ont été menées dans différents pays et par des organismes internationaux. Les travaux menés sur ce sujet par la Commission européenne (Commission européenne, 1995 à 1999) et l'OCDE (2002) servent de référence dans ce domaine.

	Charbon	Gaz	Fission	Fusion
(en m€ / KWh)			nucléaire	
Externalités	39	16	4	2
Dont émission CO2	20	9	1	1

Les valeurs indiquées dans le tableau précédant proviennent du document OCDE en référence, sauf pour la fusion où la valeur indiquée provient d'une étude européenne (Hamather *et al.*, 2001). Elles présentent une forte variabilité selon les pays, car elles dépendent du développement local des différents moyens de production, des taxes et des normes. Cependant, ce tableau représente bien les grandes tendances. On y voit que, pour les énergies classiques fossiles, charbon et gaz, le niveau de ces externalités est du même ordre de grandeur que celui des coûts directs (investissement, combustible, maintenance et démantèlement). Ils incluent une valorisation de l'émission de gaz à effets de serre (environ pour la moitié), et des conséquences sur la santé (accidents du travail et effets des pollutions chimiques). Le nucléaire présente un niveau très bas, car les normes et les réglementations strictes spécifiques à cette énergie ont conduit à l'internalisation de la majeure partie de ces coûts ; comme l'indique une étude européenne, la situation sera identique pour la fusion, qui devra respecter les normes habituelles de l'industrie nucléaire, justifiant la valeur basse indiquée.

Dans le futur, on peut penser que, sous des formes diverses, selon le principe « payeurpollueur », le coût de ces externalités sera intégré dans le coût de production des différentes sources d'énergie. Il est donc nécessaire de l'introduire dans cette analyse si on veut juger de leur compétitivité relative.

Conclusions

En prenant l'audace de faire un remontage des différentes valeurs indiquées dans le paragraphe précédent, on obtient le tableau suivant :

(en m€/KWh)	Charbon	Gaz	Fission	Fusion
1\$ = 1 €			nucléaire	nucléaire
Coût de construction	25.5	8.8	31.1	75.5
Coût du combustible	8.5	26.6	5.6	4.6
Coût d'exploitation	8.4	4.5	8.6	9.0
Coût de	0	0	0.9	0.9
démantèlement				
Externalités	39	16	4	2
Coût estimé de	81.4	55.4	50.2	92.0
production				

Derrière toutes ces valeurs, il y a un grand nombre d'hypothèses implicites, et probablement certaines incohérences, conduisant à un niveau d'incertitude élevé. L'étude de

référence (Delene, 2000), les estime entre 15 et 20 m€ / KWh, selon la source. En revanche, la dispersion liée aux effets locaux n'est pas prise en compte. Le coût du gaz et du charbon est différent selon les pays et même les régions, dépendant de la proximité à la ressource et de l'existence d'infrastructures. Bien évidemment, pour la fusion, la plage d'incertitude est beaucoup plus grande, et peut difficilement être évaluée, car dépendante du prix de technologies n'existant pas aujourd'hui et à développer.

- Le charbon présente dans cette étude un coût de production relativement plus élevé que d'autres sources, principalement par la prise en compte de ses effets économiques sur la santé et l'environnement ; cependant, les experts reconnaissent que, de par son abondance, sa contribution à la production d'électricité mondiale restera stable dans les cinquante prochaines années, entre 35 et 40 % ; en effet, cette source est localement disponible dans des pays à forte demande comme la Chine ou les États-Unis, et leur assure donc un niveau de dépendance réduit.
- Le gaz semble attrayant, mais le coût de l'électricité qu'il produira sera fortement dépendant de l'évolution des réserves et de l'amortissement du coût des infrastructures de transport : le poste dominant étant bien sûr le coût du gaz naturel livré sur le site de production. Des variations de prix plus importantes que celles prises dans cette étude sont tout à fait plausibles, et peuvent limiter la future compétitivité de cette source d'énergie.

Les réacteurs à fission nucléaire sont économiquement pertinents, et peu sensibles aux variations des cours des matières premières. Cependant, en contrepartie, investir dans ce type de réacteurs pourra présenter certains risques politiques liés à son acceptation par la population ; cela peut rendre hésitant les opérateurs à investir dans des installations qui demandent une longue période d'amortissement (20 à 30 ans), étant donné leur niveau d'investissement initial, et freiner son développement.

Dans cette étude américaine, la fusion apparaît comme étant plus chère, mais reste dans le même ordre de grandeur que les autres sources considérées. Ce positionnement est habile, car rien que la variabilité géographique peut la rendre compétitive à certains endroits, créant ainsi des niches où elle peut se développer et entrer dans une courbe d'apprentissage favorisant la baisse des prix. À l'opposé, elle montre que sa compétitivité n'est pas un acquis évident, et que beaucoup de progrès seront nécessaires, impliquant une mobilisation commune des communautés scientifiques et industrielles.

En conclusion, la compétitivité de la fusion thermonucléaire dépendra au premier ordre du prix de construction du réacteur. Les paramètres importants sur lesquels l'effort doit avant tout porter sont :

- la puissance, qui devra être la plus élevée possible ;
- la densité de puissance et la température admissibles dans les structures entourant le cœur (couvertures, boucliers, divertor), paramètres dépendant des performances des matériaux développés ;
- les caractéristiques des supraconducteurs et leur coût.

5. Les défis technologiques et industriels

5.1 Les défis technologiques génériques

Les grandes installations de fusion thermonucléaire actuellement en projet ou en construction, Iter, NIF et le LMJ, sont à caractère scientifique. Leur but est de réaliser des

expériences permettant de comprendre et de maîtriser les phénomènes mis en jeu dans les réactions thermonucléaires, qu'elles soient initiées par confinement magnétique ou par confinement inertiel. Elles ne peuvent en aucun cas être cas être considérée, de près ou de loin, comme démonstrateur de réacteur de fusion thermonucléaire, même si elles serviront de banc d'essai pour quelques solutions technologiques spécifiques (par exemple, les couvertures fertiles sur Iter). Elles devront donc être suivies par la construction d'autres machines, différentes, dont la finalité principale sera de démontrer la validité des solutions technologiques qui permettront progressivement de dresser la silhouette d'un réacteur commercial compétitif, qui entrera en son temps dans le marché de la production d'électricité.

Les réactions nucléaires de fusion ou de fission présentent la caractéristique d'émettre des cascades de particules dont l'énergie est transformée en chaleur lors du processus de ralentissement dans les structures qu'elles traversent, créant des dommages qui dégradent les propriétés mécaniques des matériaux. Dans les réacteurs à fission, le combustible est directement intégré dans les structures produisant la chaleur, et celles-ci sont renouvelées de manière périodique avec le combustible. Aucun des deux concepts, le confinement magnétique ou le confinement inertiel, pour des raisons différentes, ne permet de reproduire cette approche : dans le premier cas, la réaction a lieu dans un plasma, dans le second, le combustible doit être renouvelé à une fréquence de plusieurs hertz. Ce sont donc les structures même de la machine qui serviront de convertisseur de l'énergie nucléaire en chaleur. Il leur faut donc alors garder leurs caractéristiques dans la durée : maintien de la géométrie et de l'étanchéité, tenue mécanique en transitoire, ... Comme indiqué au chapitre 8, il n'existe pas aujourd'hui de solutions validées à ce problème, même si certaines pistes sont déjà en cours d'exploration. Le développement et la qualification de matériaux résistant à de très hauts niveaux de fluence est le premier grand défi que doit surmonter les scientifiques et les ingénieurs de la fusion dans les prochaines décades.

5.2. Les défis technologiques propres à la fusion par confinement magnétique

Une étape importante à franchir sera celle de la production continue d'énergie. Iter ne fonctionnera que pendant de brèves périodes d'une dizaines de minutes. Dans un réacteur de production d'électricité, il sera nécessaire d'avoir un plasma contrôlé et stable dans la durée (mois ou année), afin de pouvoir assurer un fonctionnement en base, seul moyen d'amortir l'investissement initial toujours lourd dans les réacteurs nucléaires.

Il faudra ensuite, entre le plasma à quelques centaines de millions de degrés et les bobinages supraconducteurs à une très basse température, sur une distance de l'ordre du mètre, interposer :

- les structures arrêtant quasiment totalement les neutrons (provoquant des dommages pouvant atteindre 150 dpa) et produisant la chaleur (température entre 500 et 1000 °C) afin de protéger les aimants ;
- l'ensemble des circuits extrayant la chaleur pour la transporter vers le groupe turboalternateur ;
- l'ensemble des circuits de production de tritium (étanchéité) ;
- les circuits cryogéniques (isolation thermique).

La compacité et l'activation de ces structures et systèmes imposeront des solutions modulaires qui seront changées par télémanipulation. Leur conception résultera donc d'une optimisation entre leur fiabilité, leur coût et la perte de production associée leur remplacement lors d'opération de maintenance normale ou réparatrice. Les choix qui seront retenus par les concepteurs seront déterminants pour le développement de la fusion thermonucléaire comme vecteur de production d'électricité.

Les autres grands défis technologiques ont été décrits sur les matériaux (cf. annexe 8) et ils portent sur :

- le divertor, qui est l'élément de structure le plus sollicité dans ce type de concept, et recevant des flux surfaciques pouvant atteindre 15 MW /m², soit environ dix fois que ce que recevrait la première paroi ;
- les couvertures tritigènes, qui doivent fournir chaque jour les quelques centaines de grammes nécessaires chaque jour au fonctionnement du réacteur, devant combiner un matériau producteur (contenant du lithium), un matériau multiplicateur de neutrons (comme le béryllium), un matériau de structure gardant ses caractéristiques, notamment d'étanchéité sous irradiation, et enfin un caloporteur.

5.3. Les défis technologiques propres à la fusion par confinement inertiel

La chambre de réaction assure plusieurs fonctions :

- elle constitue la première barrière de confinement entre le foyer thermonucléaire que l'on peut considérer comme ponctuel, et l'environnement ;
- elle récupère sous forme thermique l'énergie dégagée, en ralentissant et absorbant particules et photons dans une « couverture » ;
- elle est le siège des réactions secondaires qui régénèrent le tritium nécessaire au fonctionnement du réacteur.

On voit que, sur ces questions, on retrouve dans le confinement inertiel une partie des défis technologiques de la fusion par confinement magnétique, en particulier le choix et la réalisation des matériaux appropriés, et la modularité des éléments propres à une maintenance aisée.

En revanche, certains aspects sont très particuliers.

Les premiers sont liés au fonctionnement pulsé à une fréquence de quelques hertz (soit une période ~qq. secondes).

Pour chaque cible, la durée du dégagement d'énergie (c'est-à-dire la combustion du DT comprimé) a une valeur très faible (qq.10 à qq.100 ps) au regard de cette période. La valeur crête du flux neutronique est donc très élevée en comparaison de sa valeur moyenne, ce qui accroît la difficulté déjà mentionnée de définir et réaliser les matériaux adaptés pour la structure des parois de la chambre. Il faudra probablement attendre la réalisation du réacteur prototype pour valider complètement les solutions projetées.

Quelle que soit la configuration envisagée pour un réacteur (driver, structure de la chambre), le cœur de la cible est constitué d'une couche sphérique et uniforme de DT cryogénique. Les cibles doivent être injectées à grande vitesse (de l'ordre de celle d'une balle de fusil), atteindre le centre de la chambre avec les précisions temporelle et spatiale requises, tout en gardant leur intégrité dans un environnement à haute température (500–1500 °C). Enfin, au plan de la rentabilité économique d'un réacteur, il a été évalué que le coût d'une cible ne devrait pas dépasser $0,30 \in$ euro. Si la réalisation d'une cible est déjà acquise, une production séquentielle à faible coût nécessitera d'importants développements.

Les seconds concernent la conception de la chambre et le problème crucial de la première paroi matérielle. L'idée généralement retenue est celle d'un mur sacrificiel : mur sec, mur mouillé en surface, paroi fluide épaisse. On y rencontre de nombreux challenges, car les recherches technologiques sur ces concepts n'ont été jusqu'à présent que très faiblement développées.

5.4. Les défis industriels

Bien que l'histoire ne se répète pas, la tentation est grande de prendre comme référence, pour le déploiement de la fusion thermonucléaire, l'histoire de la fission nucléaire. Les réacteurs nucléaires dans le monde aujourd'hui sont à 87 % des réacteurs refroidis et modérés à l'eau légère, technologie dont le développement a été piloté par des industriels depuis le début des années 1950, dès que les assises théoriques avaient été fournies par la communauté scientifique.

Si la démonstration d'un dégagement d'énergie par implosion d'une coquille contenant une couche de milieu fusible et allumage par point chaud a été déjà obtenue écartant l'interrogation sur la validité du principe, le développement de la *fusion par confinement inertiel* n'en est qu'au stade de la démonstration de l'allumage en laboratoire, et la question des défis industriels ne s'est pas encore posée.

Aujourd'hui, dans le domaine de la *fusion par confinement magnétique*, ces assises théoriques n'existent pas encore totalement, et Iter devrait permettre d'obtenir le complément manquant. Le premier défi que la communauté de la fusion devra alors relever sera donc d'impliquer l'industrie et de lui transférer le pilotage des développements technologiques. La participation forte des grands groupes industriels mondiaux du secteur de l'énergie est donc la première clé d'un déploiement industriel réussi. Ces grands groupes ont l'expérience du marché, maîtrisent les grands projets et les technologies de la production d'énergie, et sont les seuls aptes à convaincre leurs clients habituels, les producteurs d'électricité, à investir dans une nouvelle technologie innovante.

Le second défi industriel est la réalisation après Iter d'une variété de prototypes concurrents qui permettront d'asseoir les meilleures technologies et de développer des filières performantes. Relever ce second défi nécessite de pouvoir lever des ressources financières au niveau mondial, et donc implique une prise de conscience globale de l'acuité des problèmes énergétiques pour l'humanité : droit à l'énergie pour tous, sécurité d'approvisionnement, respect de l'environnement et réduction drastique des émissions de gaz à effet de serre.

Le troisième principal défi que devront relever les industriels est bien sûr celui de la compétitivité économique : on a vu dans un paragraphe précédant que celle-ci n'allait pas de soi. Cette compétitivité sera largement dépendante de la capacité de la fusion à développer ou utiliser des technologies qui sont utilisées sur des marchés plus vastes que celui des réacteurs, afin d'atteindre des bas prix de production (par exemple, les câbles supraconducteurs pour le confinement magnétique).

En conclusion, la feuille de route que devront suivre la communauté scientifique et l'industrie pour donner à l'humanité une nouvelle source d'énergie est longue et difficile. Néanmoins les enjeux sont tels que les motivations et les ressources seront trouvées pour atteindre cet objectif.
6. Les conducteurs supraconducteurs de la fusion

6.1. Le câble en conduit supraconducteur

L'exigence des courants forts (40 à 70 kA) en raison de la taille des systèmes magnétiques, et des hautes tensions (5 kV par rapport à la masse) a conduit à développer le câble en conduit supraconducteur (CICC). Celui-ci est bien adapté par ailleurs aux régimes variables. Il est la version cryogénique des conducteurs développés dans l'électrotechnique classique des courants forts, notamment pour les grands alternateurs des centrales électriques (Duchateau, 2002).

Le programme Iter est une bonne illustration des exigences des supraconducteurs de la fusion.

Dans un CICC de type Iter, environ un millier de brins sont câblés avec transposition, et insérés dans une gaine d'acier destinée à assurer tout ou partie de la résistance mécanique.

De l'hélium sous pression circule dans le conducteur et la gaine est isolée pour pouvoir tenir une tension d'environ 5 kV par rapport à la masse, qui est le niveau de tension électrique requis dans de tels projets.

Ce type de spécifications rend impossible toute solution de refroidissement en bain tel qu'il est encore utilisé dans le Tokomak Tore Supra.

Aux températures cryogéniques d'utilisation des supraconducteurs, l'enthalpie des matériaux est très faible et seul l'hélium peut fournir le volant thermique suffisant capable d'amortir en température les dépôts de chaleur liés à l'irradiation neutronique ou aux pertes des bobines en exploitation.

Deux conducteurs typiques (Duchateau *et al.*, 2002), les conducteurs de deux échantillons représentatifs des bobines modèles d'Iter sont présentés en figure 4.4. Les caractéristiques communes de ce type de CICC y sont tout à fait visibles :

- six pétales composés de brins torsadés sont câblés autour d'une hélice métallique centrale d'environ 10 mm de diamètre interne et d'un millimètre d'épaisseur ;
- dans ce concept de CICC à deux canaux hydrauliques, l'hélium peut circuler en parallèle dans la zone centrale et dans la zone des brins, avec une perte de charge limitée. Le taux de vide d'environ 33 % est un compromis entre plusieurs aspects du dimensionnement (hydraulique, électrique, et mécanique).

La forme circulaire du câble offre un avantage décisif en ce qui concerne la fabrication et les performances.



Figure 4.4 – Conducteurs des deux bobines modèles d'Iter. À gauche, bobine CSMC (51 mm x 51 mm, 40 kA). À droite, bobine TFMC (vue explosée) (diamètre 40,7 mm, 80 kA).

6.2. Brins supraconducteurs pour CICC

Les deux matériaux supraconducteurs disponibles industriellement sont essentiellement le niobium-titane (NbTi) et le niobium-étain (Nb₃Sn). Ce sont des supraconducteurs de type II caractérisés par l'état mixte (Wilson, 1982) et donc des champs critiques importants (tableau 4.1).

matériau	$T_{c}(K)$	$Hc_{2}(4,2 \text{ K})(\text{T})$
NbTi	9,2	~11
Nb ₃ Sn	~18	~28
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₇ (Haut T _c)	85	~40

Tableau 4. 1 – Propriétés critiques de matériaux supraconducteurs.

L'objectif, pour des raisons de coût, est d'atteindre les plus grandes densités de courant possibles.

Le calcul des brins se fait à travers trois critères qui permettent de dimensionner la section de cuivre et la section de non cuivre (supraconductrice) des brins :

- la marge de température entre la température d'exploitation et la température de perte de l'état supraconducteur ;
- la stabilité des brins ;
- le point chaud à ne pas dépasser en cas de transition (perte de l'état supraconducteur suivi d'une décharge rapide de l'aimant).

Dans la pratique on aboutit à des brins pour le NbTi qui ne sont pas très loin de ceux développés dans le cadre de la physique des particules et notamment du projet LHC (Large Hadron Collider). Les brins du projet Iter ont un diamètre d'une taille voisine de 0,8 mm.

On présentera dans ce chapitre deux brins typiques des CICC au Nb₃Sn et au NbTi en s'attardant sur les brins au Nb₃Sn qui ont vu leur développement industriel dans le cadre des programmes de fusion.

- Brin au Nb₃Sn pour CICC

Ces brins peuvent être illustrés par les productions faites en Europe dans le cadre d'Iter.

6,5 tonnes de brins ont été produites par la Société Vacuumschmelze et 4 tonnes de brins ont été produites par la Société Europa Metalli dans le cadre des programmes liés à la fabrication des bobines modèles d'Iter. Ces productions sont intéressantes car elles correspondent à une première industrialisation du niobium-étain. Avant ces programmes, la production de niobium-étain était en effet de l'ordre de quelques tonnes par an.

Les brins des Sociétés Vacuumschmelze et Europa Metalli sont visibles en figure 4.5.

Société Vacuumschmelze

Figure 4.5 – Brins Nb₃Sn pour CICC (diamètre 0,81 mm).

inégale.

Par ailleurs les brins sont chromés avec un dépôt électrolytique de chrome de 2 µm d'épaisseur. Ce chromage permet d'éviter le frittage des brins lors du traitement thermique au cours duquel se forme le Nb₃Sn. Il introduit une barrière résistive entre les brins qui limite les pertes en champ variable tout en permettant la redistribution des courants en cas de répartition

En dix ans, les performances des brins ont fait de nombreux progrès et ceux-ci ont été intégrés dans les spécifications d'Iter.

Une spécification typique de brin au Nb₃Sn pour Iter est présentée en tableau 4.2.

Société Europa Metalli



Min. J _{noncu} @ 12T, 4,2K, 10 µV/m,	1000			
sans déformation externe, (MA m ⁻²)				
Max pertes par hystérésis (kJ/m ³)				
non Cu volume $(a) \pm 3T$ cycle	700			
Epaisseur revêtement Cr (µm)	2-0+0,5			
Rapport de Résistivité résiduelle				
RRR (273K/20K)	>100			
Longueur unitaire de brin (km)	1,5			
Diamètre du brin (mm)	0,81±0.003			
Cu:/non Cu	1			
Pas de torsade du brin (mm)	<20			
Index 'n' @ 12T, 4,2 K	>20			

Tableau 4.2 – Spécification typique des brins pour les CICC au Nb₃Sn du projet Iter.

- Brins au NbTi pour CICC

Les spécifications du brin au NbTi pour Iter sont présentées en tableau 4.3.

J _{noncu} @ 5T, 4,2 K	2900 A/mm ²
T _c à 5T	7,17 K
Diamètre des filaments	5 μm
Revêtement	Ni (2 µm)

Tableau 4.3 – Description d'un brin au NbTi pour les bobines PF d'Iter.

Ce brin est très classique et, contrairement au niobium-étain, de nombreuses sociétés dans le monde possèdent une expérience de production sur ce type de brin. La quantité annuelle de NbTi produit chaque année dans le monde dépasse les 1 000 tonnes. Cette production est très liée au marché de l'imagerie médicale (2000 systèmes par an dans le monde).

Pour illustrer la spécification, on a choisi de montrer un brin produit par la Société Alstom dans le cadre de développements pour Iter.

Ce brin est visible en figure 4.6.

Une originalité de ce brin est de proposer à la place du revêtement classique en nickel, une barrière résistive interne de 10 µm de CuNi 30 %.



Figure 4.6 – Brin NbTi pour CICC (Société Alstom) (diamètre 0.81 mm).

6.3. Densité de courant dans un câble de type CICC

En appliquant les règles de dimensionnement ci-dessus il est possible de donner les densités de courant réalisables dans un câble de type CICC. Celles ci sont présentées en figure 4.7.



Figure 4.7 – Densité de courant disponible dans un câble CICC en fonction de la température du matériau supraconducteur.

Ces densités dépendent bien sûr du champ magnétique correspondant au projet.

En suivant la figure 4.7 on voit que les brins au NbTi peuvent être utilisés jusqu'à des champs de 6 teslas à une température de 4,5 K, c'est le cas du système de champ poloïdal (PF) d'Iter.

Au-delà de 6 teslas, le Nb₃Sn s'impose, à moins qu'on accepte de refroidir le NbTi en hélium superfluide forcé. On note qu'il est possible d'atteindre la gamme des 16-17 T avec ce matériau.

6.4. La production de brins supraconducteurs pour Iter

480 tonnes de Nb₃Sn sont nécessaires au projet, soit une production d'environ 160 tonnes par an, ce qui se situe très au-dessus de la production qui a été nécessaire pour les bobines modèles (29 tonnes).

Une opération de préqualification de six industries européennes, potentiellement candidates pour la fourniture, est donc logiquement en cours en Europe. L'inventaire des entreprises capables de produire le brin nécessaire permet de prédire que le rythme de production pourrait être atteint facilement.

244 tonnes de NbTi sont nécessaires au projet soit une production d'environ 93 tonnes par an que l'on peut comparer aux 1 000 tonnes qui sont produites par an pour l'imagerie médicale. Certes, le brin de l'imagerie est plus simple que celui d'Iter. On peut comparer aussi cette quantité aux 1 100 tonnes de la production du projet LHC du Cern qui se terminera en 2005, sur un brin très comparable.

Ces comparaisons tendent à montrer que la production du brin en NbTi d'Iter ne devrait pas poser de problèmes industriels.

6.5. Une voie à explorer pour Demo : les supraconducteurs à haute température critique

Les supraconducteurs à haute température critique, qui sont encore loin d'être industrialisés, ouvrent pour Demo des perspectives intéressantes à l'horizon de 30 ans.

Certes, l'utilisation à la température de l'azote liquide, qui est envisagée pour les câbles de transport d'énergie électrique, n'est pas réaliste pour la fusion en raison des champs élevés, dans la gamme des 10 à 13 T, qui resteront toujours nécessaires et que n'autorise pas cette gamme de température.

Mais le supraconducteur Bi2212 (voir tableau 4.1 et figure 4.8) permet déjà à 20 K, dans cette gamme de champ, des densités de courant similaires à celles du niobium étain. Cette valeur de température permet de quadrupler les rendements des réfrigérateurs d'Iter qui fonctionnent à 4,5 K. Il est à noter que la puissance électrique nécessaire pour maintenir les aimants d'Iter à 4,5 K est de l'ordre de 12.5 MW, ce qui n'est pas tout à fait négligeable devant la puissance fusion de l'ordre de 500 MW.

Ce supraconducteur se produit déjà sous formes de composites très proches de ceux d'Iter, la matrice étant en argent et non en cuivre dans ce cas.

Dans le cas du lancement d'Iter, et dans la perspective de Demo, il conviendrait maintenant de s'intéresser au développement de sous-câbles à base de ces composites. Les règles de dimensionnement et la forme de ces câbles seraient sans doute complètement différentes de ceux d'Iter, car les chaleurs spécifiques des matériaux redeviennent substantielles à cette température. Enfin, cette température ouvre peut-être la voie à une cryogénie à l'hydrogène qui permettrait de s'affranchir de l'hélium, dont la production est très liée à celle du gaz naturel, ce qui n'est pas acceptable à moyen terme pour la fusion.

Ce développement doit être mené par les programmes de fusion, car il correspond à des spécifications différentes de ceux du transport électrique, qui s'intéresse donc à d'autres matériaux supraconducteurs. Les propriétés exactes de ces matériaux à 20 K doivent être explorées en particulier. Certaines synergies peuvent se rencontrer avec d'autres programmes nécessitant des champs forts.



Figure 4.8 – Brin Bi2212 produit par la Société Nexans (0,2 mm x 4 mm).

La réaction de fusion thermonucléaire « deutérium-tritium » émet des neutrons monocinétiques de 14,03 MeV et des particules α d'une énergie de 3,56 MeV. Les particules α restent confinées dans le plasma et contribuent à son chauffage ; en revanche, le plasma étant complètement transparent aux neutrons, les matériaux des structures qui l'entourent ont, entre autres rôles, celui de les arrêter afin de convertir leur énergie cinétique en chaleur et de protéger les bobines supraconductrices contre rayonnement et chaleur. Par ailleurs, étant donné la quantité importante de tritium nécessaire pour alimenter la réaction thermonucléaire (300 g par jour pour un réacteur de 1 000 MWe), il sera nécessaire de produire directement le tritium dans ces structures, en tirant avantage du flux neutronique :

-	Réaction dans le plasma : He	D	+	Т	->	n	+
-	Réaction dans les couvertures : He	Li	+	n	->	Т	+

Ces équations-bilan, si on considère de plus les pertes parasites de neutrons dans les structures, mettent en évidence la nécessité d'avoir des matériaux amplificateurs du flux neutronique et donc présentant des réactions de type (n, 2n) importantes comme le béryllium. On trouvera donc autour du plasma des matériaux de structure, métalliques ou composites, assurant la tenue mécanique, du lithium et un amplificateur de neutrons pour la production de tritium, et enfin un caloporteur pour extraire la chaleur qui sera convertie en électricité.

Au plus proche du plasma, où le flux neutronique est le plus intense, ces matériaux seront soumis à environ 30 dpa (déplacements par atome) par an, valeur décroissant avec la distance

d'environ un facteur 2 tous les 20 centimètres, assurant ainsi la protection des bobines situées entre 1,0 et 1,5 mètre du plasma.

Pour donner une comparaison avec les réacteurs à fission, tels qu'exploités aujourd'hui, l'acier des assemblages combustibles du réacteur rapide Phénix reçoit pendant toute sa vie dans le cœur (5 à 6 ans) environ 100 dpa ; autre comparaison : les structures internes des réacteurs à eau du parc nucléaire français reçoivent environ 80 dpa pendant les quarante ans de la vie prévue du réacteur. Ces chocs dans la structure atomique ont pour conséquence principale de réduire les capacités de déformation du matériau, et donc conduit à une fragilisation des structures. Les contraintes économiques (coût de la maintenance, durée d'arrêt de l'exploitation) inciteront à limiter le nombre d'intervention de changement des structures pendant la vie des réacteurs à fusion, et donc le développement et la qualification de matériaux ayant la capacité de subir des centaines de dpa tout en gardant leurs propriétés mécaniques est un enjeu majeur.

Mais pour atteindre ce but, le nombre de dpa n'est pas le seul indicateur à considérer. En effet, le spectre des neutrons issus de la réaction de fusion deutérium-tritium est significativement plus élevé en énergie que celui issu de la fission des noyaux lourds (uranium ou plutonium).



Figure 4.9

La figure 4.9 montre les deux spectres de production neutronique – fission et fusion –, auxquels on a ajouté, à titre d'exemple (échelle de droite), les sections efficaces de production d'hydrogène (n, p) et d'hélium (n, α) pour l'isotope 56 du fer. Ces deux réactions nucléaires sont des phénomènes à seuil qui n'apparaissent dans les matériaux qu'avec des neutrons d'une énergie en général supérieure à 2 MeV (valeur variant avec chaque isotope). Alors qu'avec des neutrons de fission, la production d'hydrogène est, pour cet isotope, quasiment nulle, et celle d'hélium très faible, les neutrons de 14,03 MeV de la fusion conduisent à des taux de production largement supérieurs : dans le cas particulier du fer 56 explicité sur la figure, il y a un facteur supérieur à 100 pour l'hélium et à 4 700 pour l'hydrogène, à nombre

de dpa identiques. Ces ordres de grandeur restent valides quels que soient les matériaux envisagés.

Or, il n'y a aujourd'hui aucune base expérimentale pour l'analyse de ces phénomènes, car aucun matériau n'a pu être irradié de manière significative par des neutrons d'une énergie supérieure à celle des réacteurs nucléaires à fission, le comportement des gaz produits dans la structure intime des matériaux reste à quantifier : resteront-ils piégés dans le réseau atomique, conduisant à un gonflement des structures, ou migreront-ils vers les lacunes, dislocations et fissures ? Un faisceau de présomptions conduit à penser que l'hydrogène diffusera probablement, mais il n'y a, à ce jour, aucune connaissance sur le comportement de l'hélium.

Pour répondre à ces questions, la communauté scientifique des matériaux propose des approches complémentaires, basées sur la modélisation et l'expérimentation.

Les récentes percées dans le domaine de la modélisation des matériaux à l'échelle atomique devraient permettre dans les deux ou trois prochaines années de calculer le comportement de l'hydrogène ou de l'hélium dans des matériaux simples : fer pur, fercarbone puis fer-carbone-chrome ; des installations expérimentales comme Jannus, permettant d'implanter de l'hydrogène et de l'hélium dans de petits échantillons de matériaux soumis à une irradiation d'ions (projet commun CEA-CNRS), permettront de valider les résultats des modèles. On peut penser que dans une dizaine d'années, il sera possible de rechercher par le calcul des matériaux peu sensibles à des bombardements neutroniques intenses, et dans lesquels l'hydrogène et l'hélium diffusent facilement.

Mais quelle que soit la confiance apportée à la modélisation, il sera nécessaire de mener des irradiations dans des conditions réalistes, représentatives des réacteurs de fusion, qui restent impossibles à créer avec les moyens expérimentaux disponibles dans le monde aujourd'hui (noter qu'Iter ne fonctionnera que dans de brèves périodes, et ne produira pas suffisamment de neutrons pendant sa durée de fonctionnement pour servir de banc d'essai). *La communauté de la fusion propose donc la construction d'un grand instrument, IFMIF, qui permettra de produire des flux neutroniques intenses, avec un spectre relativement représentatif du spectre de fusion deutérium-tritium, pendant de longues périodes, sur des échantillons de l'ordre de quelques kilogrammes* : on pourrait alors tester non seulement des matériaux homogènes, mais aussi des matériaux industriels comportant des soudures, brasages ou assemblages divers, zones hétérogènes potentiellement sources de difficultés.

Il faut noter que les États-Unis, dans leur feuille de route sur la fusion, considèrent la nécessité de construire un Tokamak spécifique pour tester et qualifier les matériaux de structure des futurs réacteurs à fusion afin de réaliser ce développement dans des conditions complètement représentatives de leur usage futur.

Cependant, ce défi spécifique à la fusion ne doit pas faire oublier qu'au travers des développements menés sur la fission, une expérience importante concernant la tenue des matériaux sous irradiation a été acquise. Ces connaissances ont par exemple permis de développer un acier, l'Eurofer, qui serait capable de résister sans problème aux conditions spectrales d'irradiation des réacteurs à fission, tout en présentant un faible taux d'activation favorable à la maintenance et au stockage des éléments de structure des réacteurs à fusion. Cet acier sera testé dans Iter, à un nombre réduit de dpa, et son comportement dans des conditions représentatives d'un réacteur à fusion pourra être étudié dans IFMIF. Ultérieurement, la maîtrise de la fabrication de poudres nanométriques (alliage à dispersion d'oxyde) devrait permettre de monter les températures d'exploitation et le niveau d'irradiation. Enfin, dans une

étape ultérieure, la réalisation des structures en matériaux composites devrait permettre d'atteindre des performances équivalentes à coût moindre.

Des pistes sérieuses existent donc pour réaliser les matériaux des structures proches du plasma des réacteurs à fusion thermonucléaire; tous les efforts doivent maintenant se concentrer sur le comportement des matériaux soumis à un flux neutronique intense provoquant une production importante de gaz, hydrogène et hélium, dans leur structure intime, afin d'obtenir la validation indispensable à l'utilisation de la fusion thermonucléaire comme moyen de production d'énergie.

Références bibliographiques

Aleksandrova IV., Koresheva ER., Osuipov IE. (1996). Cryogenic Solid Layering and Target Delivery. *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences*, **34**.

Baclet Ph. (2002). Research Program for the Fabrication of the LMJ Cryogenic target. *Fusion Science and Technology*, **41** (3) : 261.

Baclet Ph., Bednarczyk S., Botrel R., Bourcier H., Breton O., Collier R., Fleury E., Legaie O., Schunk J., Perin J.P., Reneaume B., Theobald M. (2004). The LMJ Cryogenic Target Assembly : Functions and Fabrication. *Fusion Science and Technology*, **45** (2) : 276-281.

Bodner SE., Colombant DG., Schmitt AJ., Klapisch M. (2000). Phys. Plasmas, 7: 2298-2301.

Callahan-Miller DA., Tabak M. (1999). Nucl. Fusion, 39: 1547.

Cerullo N. (1995). Energetic and Economic balance for an inertial fusion power plant. *Fusion Engineering and Design*, **29** : 28-33.

Collier R., Gamet LC, Perez M., Baclet Ph., Bednarczyk S., Premont D. (1999). Development of Low-Density CH Foams Doped with Chlorine or with Organo-Metallic Precursors. *Target Fabrication Meeting*, **99** : 08-11. Catalina, Californie.

Collier R., Vedrenne P., Lebrun E. « Mousses polymères de très basse densité et leur procédé de fabrication ». Brevet français EN 03 50932 du 28/11/03.

Commission européenne, DGXII, ExternE : Externalities of Energy, Bruxelles 1995 à 1999.

Delene JC. (2000). An assessment of the economics of future electric power generation options and the implications for fusion. ONRL/TM-1999/243/R1.

DGEMP – DIDEME (2003). Coûts de références de la production électrique.

Dumay B., Finot E., Theobald M, Legaie O., Baclet Ph.et Durand J. (2002). Structure of amorphous hydrogenated carbon films prepared by radio frequency plasma enhanced chemical vapor deposition. An analogy with the structure zone model developed for metals. *Journal of Applied physics*, **92** (11) Part. 1.

Duchateau JL. (2002). La cryoélectricité des courants forts : câbles en conduit supraconducteurs. Techniques de l'ingénieur. [RE 10 11]. Traité Recherche.

Duchateau JL *et al.* (2002). Development of high current high field conductors in Europe for fusion application. *Sci. Techno.* **15** : 817.

Goodin D.T. et al. (2001). Nucl. Fusion, 41: 527.

Goodin DT., Nobile A., Alexander NB., Brown LC., Maxwell JL., Pulsifer J., Schwendt A. M., Tillack M., Willms R. S. (2002). A Credible pathway for heavy ion driven target fabrication and injection. *Laser and Particle Beams*, **20** : 515-520.

Goodin DT., Nobile A., Hoffer J., Nikroo A., Besenbruch GE., Brown LC., Maxwell JL., Meier WR., Norimatsu T., Pulsifer J., Rickman WS., Steckle W., Stephens EH., Tillack M. (2003). Addressing the Issues of Target Fabrication and Injection for Inertial Fusion Energy. *Fusion Engineering and Design*, **69** : 803-806.

Hamatcher T. et al. (2001). External Costs of future fusion plants. Fusion Engineering & Design, 54 : 405-411.

International Energy Agency (2002). World Energy Outlook.

Miller R.L. (2000). Which are the competitors for a fusion power plant ? Fusion Engineering & Design, **49-50** : 33-39.

OCDE (2002). Externalities and Energy Policy : the life cycle approach, Workshop Proceedings, Paris, France.

Rickman W.S., Goodin DT. (2003). Cost Modeling for Fabrication of Direct Drive Inertial Fusion Energy targets. *Fusion Science and Technology*, **43** : 353-358.

Schwendt M., Nobile A., Gobby P.L., Steckle WP, Colombant D. G., Sethian J. D., Goodin DT., Besenbruch G. E. (2003). Tritium Inventory of Inertial Fusion Energy Target Fabrication Facilities : Effect of Foam Density and Consideration of Target Yield of Direct Drive Targets. *Fusion Sci. Technol.*, **43** : 217.

Sethian JD. *et al.* (2003). Fusion energy with lasers, direct drive targets, and dry wall chambers. *Nuclear Fusion*, **43** : 1693-1709.

Theobald M., Legaie O., Baclet Ph. et Durand J. (2000). Properties of a-C:H Coatings prepared by PECVD for Laser Fusion Targets. *Fusion Technology*, **38** (1) : 62.

Tsuji H. *et al.* (2001) ITER R&D magnets : conductor and joint development. *Fusion Engineering and Design*, **55**: 141-151.

Waganer L.M. et al. (2002). Benefits to US industry from involvement in fusion. Fusion Engineering and Design, 63-64 : 673-678

Wilson M. (1982). Superconducting magnets. Oxford University Press.

Annexe 5

Utilisation des neutrons de 14 MeV

Paul-Henri Rebut

1. Généralités

Dans la fusion classique, les neutrons de fusion ont 14 MeV. Ils ont deux rôles : échauffer un fluide et régénérer le tritium. Mais on n'utilise que peu leurs propriétés nucléaires.

Étant donné leur énergie, ils sont peu sensibles aux détails de la composition des noyaux lourds, dont les actinides. Pour ces derniers, les réactions non élastiques avec les neutrons sont principalement les trois suivantes :

- les réactions neutrons-fission ;
- les réactions n2n ;
- les réactions n3n.

À ces énergies les réactions d'absorption sont relativement faibles. Les sections efficaces pour la somme des réactions non élastiques se situent au voisinage de 3 barns $(3* 10^{-24} \text{ cm}^2)$. Il faut remarquer que toutes ces réactions changent la composition isotopique ou la nature du noyau considéré. Ces sections efficaces donnent une longueur d'absorption d'environ 7 cm pour le neutron. À ces valeurs, en prenant un flux neutronique correspondant à 1 MW/m² (soit 4.3* 10¹³ neutrons/s/cm²), il faudrait 240 années de fonctionnement continu pour brûler ou transmuter directement par les neutrons de 14 MeV une charge initiale. De fait, on utilisera pour cela des neutrons ayant une énergie beaucoup plus basse adaptée aux réactions nucléaires souhaitées, de façon à réduire le temps nécessaire à quelques dizaines d'années.

D'une manière générale, il faut environ 5 MeV par neutron extrait d'un actinide par réaction n2n ou n3n ; les réactions de fission avec un neutron de 14 MeV produisent entre 4 et 5 neutrons, alors que la même réaction avec un neutron beaucoup plus lent n'en produit que 2 à 3. Le neutron de 14 MeV est donc équivalent à trois neutrons ayant une énergie moyenne de 1.5 MeV, et l'on peut dire que, du point de vue production neutronique, une réaction de fusion est équivalente à une réaction de fission ;

Une réaction de fusion DT, lorsque l'on tient compte de l'énergie d'absorption du neutron, génère une énergie d'environ 20 MeV, contre 200 MeV pour une réaction de fission. Pour produire la même énergie, il faut donc 10 fois plus de réactions de fusion DT que de réactions de fission, soit une production neutronique équivalente 10 fois plus grande.

Les neutrons de fusion peuvent avoir deux utilisations : d'une part la production d'énergie en générant des réactions de fission dans l'uranium, le thorium, le plutonium.

Ils peuvent être aussi utilisés pour brûler les actinides mineurs et même certains produits de fission, ces diverses fonctions pouvant être combinées. Tous ces systèmes demandent une couverture particulière pour obtenir un spectre neutronique optimisé qui dépend des problèmes traités. Le fait de partir de neutrons de 14 MeV et de travailler à un keff très éloigné de 1 (assemblage critique) permet une grande souplesse dans le choix des matériaux nucléaires et du spectre en énergie des neutrons.

Parmi les possibilités d'utiliser les neutrons de fusion, on peut citer :

- 1. La production d'énergie à partir de l'uranium 238 ou du thorium 232, ce qui permet d'utiliser toutes les réserves énergétiques du nucléaire ; on gagne ainsi 2 à 3 ordres de grandeur par rapport aux filières classiques ;
- 2. La transmutation des actinides provenant des réacteurs de fission ;
- 3. L'utilisation du plutonium en provenance des armes.

Ces diverses possibilités font l'objet d'études un peu dispersées dans le monde. Les points 2 et 3 sont principalement étudiés aux États-Unis (Los Alamos, Sandia, General Atomic) alors que les points 1 et 2 ont été étudiés en Russie (Kurtchatov Institute, et VNIIEF à Sarov).

Le point 1 est, à ma connaissance, le seul qui ait donné lieu à une vérification expérimentale des codes de calcul, à Sarov. À titre d'exemple, ce cas sera présenté cidessous car il montre aussi certains aspects des points 2 et 3.

2. Définition des objectifs

Un réacteur hybride peut être défini comme un réacteur où la population neutronique est contrôlée par les neutrons de fusion, ce qui implique d'être loin de la criticité (keff < 0.9). Un réacteur hybride aura typiquement une ou quelques réactions de fission pour une réaction de fusion, soit un gain M en énergie de 10 à 80 dans les couvertures. Il sera très sous-critique avec un keff compris entre 0.5 et 0.7 pour M variant de 10 à 20.

Un tel réacteur ne peut en aucun cas s'emballer quelles que soient les conditions dans lesquelles il se trouve.

Le cœur de fusion peut fonctionner loin de l'ignition et ne demande qu'un gain Q compris typiquement entre 2 et 10, le plasma étant maintenu en température par un chauffage auxiliaire produit par exemple par des faisceaux de particules neutres ayant une énergie de 500 KeV. Le rendement des injecteurs de neutres, avec des ions négatifs, peut être typiquement de 30 % de la puissance prise au réseau.

Le gain global G du réacteur lui-même, $\mathbf{G} = \mathbf{Q} * \mathbf{M}$, doit être, compte tenu du rendement thermique et de celui des injecteurs, supérieur ou égal à 50 pour limiter la recirculation de la puissance électrique produite. Pour $\mathbf{G} = 50$ et $\mathbf{M} = 10$, il faudra un gain $\mathbf{Q} = 5$ pour le plasma. Iter doit obtenir un Q de 10 largement suffisant pour un réacteur hybride.

Si l'on demande un nombre de réactions de fissions par rapport au nombre de réaction de fusion égal à 2, on obtient M = 20 et Q = 2.5, ce qui permettrait même à une machine comme Iter de fonctionner en mode L ou de construire un réacteur hybride d'une taille inférieure à celle d'Iter.

La puissance de fusion prévue pour Iter est de 400 MW ; un réacteur hybride utilisant ce plasma et ayant un gain dans la couverture M de 10 produirait alors 4 GW thermiques ; ce qui est un réacteur de puissance.

3. Solutions retenues pour les calculs

Pour une première étude, le choix s'est porté sur une des couvertures les plus simples envisagées pour un réacteur thermonucléaire. Celle-ci est composée d'un premier mur en vanadium, de lithium liquide qui sert de fluide caloporteur et à régénérer le tritium et d'un écran neutronique principalement en fer. Près du premier mur, des plaques de béryllium sont insérées pour produire une certaine multiplication neutronique nécessaire pour compenser les pertes. Le choix s'est porté sur l'utilisation de l'uranium 238 comme combustible nucléaire sans dépendance de l'uranium 235, ce qui, comparé aux solutions actuelles retenues, permet d'augmenter très largement les ressources énergétiques. L'uranium 238 a été dispersé dans le lithium, le béryllium a été déplacé au milieu du fluide lithium-uranium et son épaisseur augmentée (figure 5.1). Le rôle du béryllium est en effet fort différent. Le multiplicateur n'est plus le béryllium mais l'uranium 238 et le rôle du béryllium est de ralentir les neutrons pour brûler le plutonium qui se forme à la suite de l'absorption de neutrons par l'uranium 238. le fluide caloporteur est le mélange lithium uranium qui circule de part et d'autre du béryllium en assurant l'homogénéité des concentrations.



Figure 5.1 – Coupe de la couverture de réacteur hybride utilisée dans les calculs en vue de la production d'énergie.

L'objectif du calcul était de définir les épaisseurs et les concentrations de façon à réaliser en même temps les conditions suivantes :

- 1. La valeur de M est voisine de 10 ;
- 2. La concentration de plutonium est stationnaire : autant de plutonium est brûlé que produit ;
- 3. La production de tritium est comprise entre 1,2 et 1,8 fois le nombre de neutrons de 14 MeV incidents.

4. Vérification expérimentale des codes de calcul

Les codes de calcul de base ont été vérifiés en Russie à Sarov sur un modèle expérimental. On irradiait avec une source de neutrons de 14 MeV, en son centre, une sphère formée de plusieurs couches alternées d'U 238 et d'hydrure de lithium. Ce modèle a permis de mettre au point les codes de calcul qui initialement donnaient des résultats ayant parfois des différences notables.

5 – Calculs et résultats

Les calculs ont montré que les conditions imposées sont réalisées pour des épaisseurs des couches de lithium-uranium de 15 cm ainsi que pour le béryllium avec les concentrations suivantes :

- le lithium contient 2 % de lithium 6 ;
- le mélange lithium uranium est formé de 88 % de lithium et de 12 % d'uranium (en atomes) ;
- l'uranium contient 4,5 % de plutonium 239.

Des calculs ont aussi été faits pour des durées longues d'opération du système : trois ans d'opération continue avec un flux de neutrons de 14 MeV de 1 MW puis 10 MW. Ce qui serait l'équivalent, pour une machine comme Iter qui devrait avoir un flux neutronique voisin de 0.4 MW/m², de 8 ans d'opération puis de 80 ans. Ces calculs incluent les produits de fission et la production des actinides mineurs. Dans le premier cas on n'observe aucune variation appréciable des caractéristiques si ce n'est une diminution notable du lithium 6. Il est clair en effet qu'il devrait être remplacé au fur et à mesure de la production du tritium. Le deuxième cas montre l'apparition d'actinides divers dont par ordre d'importance le Pu 240, le Pu 241, le Np 237, le Pu 238. Beaucoup des actinides présents semblent sur la voie de la saturation à l'exception sans doute du Pu 240. Il faut remarquer que le nombre des réactions de fission tend à légèrement augmenter mais que si l'on maintenait la production de tritium constante, l'effet inverse serait observé. Ce dernier pourrait être compensé en augmentant un peu l'uranium dans la composition initiale.

Une première étude a aussi été faite en remplaçant dans la même géométrie l'uranium 238 par du neptunium 237. Elle donne des résultats satisfaisants bien que la présence dubéryllium soit questionnable.

En augmentant la quantité d'U 238 par une concentration plus élevée ou des couches a et b plus épaisses, il est possible d'obtenir des valeurs de M bien supérieures telles que 80,8 réactions de fission par neutrons de 14 MeV tout en restant loin de la condition critique.

Les codes de calcul développés pour les études précédentes devraient être utilisés pour des études plus larges et plus complètes.

Un fonctionnement avec une couverture hybride, tel celui décrit, sans changer fondamentalement la conception d'un réacteur de fusion, permet de diminuer fortement les contraintes sur les matériaux, la taille et le coût de l'énergie produite :

- 1. l'utilisation d'un plasma équivalent à celui d'Iter même en mode L ;
- 2. de concevoir une opération en continu pour ce réacteur (current drive) ;
- 3. d'avoir des flux de neutrons provenant du plasma au moins 10 fois plus faibles que dans un réacteur de fusion pur ; une machine similaire à Iter pourrait alors produire plus de 4 GW thermiques ;
- 4. de brûler directement l'uranium 238 : 10 % U 238 et 4 % Pu dans l'U 238 à l'équilibre, soit 0,4 %, tout en restant très loin des conditions critiques ;
- 5. de brûler la plupart des actinides dans la même opération et de fermer le cycle du combustible dans une seule machine ;
- 6. de ne pas demander de retraitement du combustible fluide pendant la vie du réacteur pour des raisons de neutronique.

Le principal défaut d'un tel choix est d'introduire une forte radioactivité dans le fuel qui nécessite un accroissement des dispositifs de sécurité.

6. Autres choix possibles

Il est aussi possible dans une configuration similaire à la configuration précédente de remplacer l'uranium 238 par du thorium 232. Mais une nouvelle optimisation de la configuration devra être réalisée.

On peut aussi changer la couverture de base pour d'autres couvertures contenant d'autres matériaux comme le carbone, le plomb... et d'autres fluides de refroidissement : eau, hélium...

Les Américains étudient aussi des options pour brûler leurs déchets nucléaires et le plutonium d'origine militaire. Ils prennent des flux de neutrons de 14 MeV plus élevés et travaillent avec des keff en général supérieurs à 0.9. La couverture est principalement constituée avec des sels fondus.

Conclusion

Les neutrons produits par la fusion thermonucléaire dans des réacteurs hybrides possèdent un large potentiel pour brûler des matériaux fertiles ou des actinides produits par les centrales nucléaires actuelles à des coûts qui devraient être tout à fait compétitifs vis à vis d'autres systèmes. Ces réacteurs hybrides fonctionnent très loin des conditions critiques, ce qui permet un très grand choix de solutions et un fonctionnement sans excursion de puissance possible.

Du point de vue fusion, ils pourraient utiliser directement un plasma dont les performances seraient celles d'Iter ou même des performances inférieures. Iter pourrait permettre de tester un module test à un niveau de puissance nécessaire. Iter peut être considéré comme une étape vers la fusion thermonucléaire pure ou comme une étape de transition vers un réacteur hybride et des applications industrielles dans un avenir prévisible.

Référence

- Study of neutron multiplication in media for creating a frequency two-cascade energy blanket - N.V. Zavialov – ISTC Project # 909 B Final Technical Report.

- Workshop on Subcritical Neutron Production Octobre 2004 University of Maryland.