

Chapitre 1

Stabilité et Réactivité Nucléaire

Les expériences, maintes fois répétées, montraient chaque fois que les déflexions subies par les particules chargées en interaction avec les noyaux ne correspondaient toujours pas à ce que prévoyait la théorie. Vies et Destin, V. Grossman.

1.1 Energie, énergie thermonucléaire

L'existence d'une qualité universelle caractérisant la matière et les champs, indestructible par delà leurs évolutions et transformations, définissant ainsi l'identité du réel à travers un principe de permanence, constitue une intuition récurrente tout au long du développement de la physique, de l'antiquité à la première révolution industrielle.

Les physiciens contemporains connaissent ce principe essentiel, non directement accessible aux sens, *l'énergie*, et l'identification derrière ses formes multiples, puis la quantification de cette qualité sont désormais nécessaires pour aborder et comprendre tout problème de physique.

Le principe de conservation de l'énergie mécanique déjà présent dans l'œuvre de Galilée mais non formulé comme tel prit la forme que nous lui connaissons dans les travaux de Leibniz en 1695 : le produit de la force par le chemin parcouru est égal à l'accroissement de la *vis viva*. Au-delà de la mécanique du point, Johann Bernoulli identifia la nécessité de considérer lors la disparition de la force vive (*vis viva*) la conservation d'une capacité de travail (*conservation virium vivarum*) qui prend seulement une forme différente.

Le terme *énergie* fut introduit en lieu et place du concept de *vis viva* par Thomas Young en 1807 et celui de *travail* par Jean-Victor Poncelet en 1826.

Le principe de conservation de l'énergie étendu aux formes incohérentes, telles que la chaleur, fut pressenti par Benjamin Thomson (Comte de Rumford) puis formulé pour la première fois par Sadi Carnot ; mais l'universalité du concept d'énergie ne fut pleinement développée que dans le mémoire de mai 1842 de Julius-Robert von Mayer. Dans ce mémoire Mayer applique les principes *Ex nihilo nihil fit* et *Nihil fit ad nihilium* aux différents mouvements de

la mécanique classique et à la chaleur. Dans un deuxième mémoire il étend son analyse aux phénomènes électriques et biologiques, établissant ainsi définitivement le principe d'universalité et de conservation de l'énergie entrevu un demi siècle plus tôt par Laplace et Lavoisier. Dans un troisième mémoire daté de 1848 il pose la question de l'origine de la chaleur solaire, question qui ne trouvera sa réponse que quatre-vingt-dix ans plus tard.

A la même époque en 1843 James-Prescott Joule approfondit l'étude des effets thermiques et chimiques des courants électriques et dès 1845 publie ses célèbres mesures de l'équivalent mécanique de la chaleur.

L'ensemble des travaux sur la conservation de l'énergie trouve sa formulation la plus aboutie dans les œuvres de William Thomson (Lord Kelvin of Largs) et Hermann von Helmholtz ; ce dernier sut donner au principe de conservation sa signification universelle en introduisant les concepts d'*énergie potentielle* en mécanique et d'*énergie libre* en thermodynamique sous les formes que nous utilisons encore aujourd'hui.

S'intéressant au problème de l'origine de l'énergie solaire, Helmholtz construisit un modèle décrivant la contraction gravitationnelle d'un nuage diffus froid engendrant, par conservation de l'énergie, c'est-à-dire par conversion de l'énergie d'attraction gravitationnelle en chaleur, une sphère dense et chaude ; un tel modèle indiquait un âge de l'ordre de 20 millions d'années pour le soleil. De façon similaire, Kelvin considérant que la chaleur du globe terrestre était d'origine fossile estima que, compte tenu des données typiques de capacités calorifiques et de conductions thermiques, l'âge de la terre était compris entre 20 et 40 millions d'années. Ainsi à la fin du dix-neuvième siècle, les visions classiques qu'offraient Helmholtz du ciel et Kelvin de la terre étaient cohérentes et convergentes.

La découverte de la radioactivité par Henri Becquerel en février 1896 marque le début de la physique nucléaire. Les progrès de la spectroscopie de masse au début du vingtième siècle permirent à Aston d'identifier le défaut de masse de l'hélium au regard de la masse de quatre nucléons. Sur la base de ces résultats Eddington proposa alors une alternative au monde classique de Helmholtz et Kelvin pour expliquer l'origine de l'énergie rayonnée par les étoiles en général et par le soleil en particulier, la fusion de l'hydrogène en hélium.

A cette époque le noyau était encore supposé être constitué de protons et d'électrons et il fallut attendre 1932 pour que les découvertes du deutérium et du neutron permettent de développer pleinement la physique nucléaire et la théorie des réactions nucléaires, élucidant ainsi définitivement la question soulevée par Mayer, et hâtivement conclue par Helmholtz et Kelvin : l'origine de l'énergie solaire est de nature thermonucléaire.

Entre 1936 et 1939 la construction par Atkinson, Bethe et Houtermans d'un modèle cohérent des réactions de fusion des éléments légers offrit une description convaincante de l'ensemble des processus de conversion d'énergie de liaison nucléaire en chaleur au sein des étoiles.

Dès les années cinquante, les études sur la possibilité de contrôler une combustion thermonucléaire d'isotopes légers de l'hydrogène se constituèrent en discipline autonome, la *physique des plasmas thermonucléaires*, tout en partageant certains outils théoriques avec la physique des plasmas astrophysiques.

1.2 Energies de liaison et de réaction

La matière constituant notre environnement proche est formée d'un assemblage d'atomes. Ces atomes sont eux mêmes constitués d'un cortège électronique en interaction électromagnétique avec un noyau.

La taille du nuage électronique est de l'ordre de l'Angström ($1\text{\AA} = 10^{-10}\text{ m}$), la taille du noyau de l'ordre du Fermi ($1\text{F} = 10^{-15}\text{ m}$) ; malgré cette taille, plus que modeste au regard des dimensions atomiques, l'essentiel de la masse au sein de l'atome, c'est-à-dire l'essentiel de l'énergie, est concentré dans le noyau.

Les noyaux sont constitués d'un ensemble de nucléons : protons et neutrons. L'usage est de noter A le nombre de nucléons, Z le nombre de protons et N le nombre de neutrons ; ainsi $A = Z + N$.

Tout ensemble de A nucléons en interaction nucléaire ne constitue pas nécessairement un noyau stable, seuls 282 noyaux stables ont été recensés à la surface de la terre ; ils proviennent des processus de nucléosynthèse au sein des étoiles. Les éléments légers résultent de la combustion lente au cœur des étoiles et les éléments lourds proviennent d'événements plus énergétiques tels que les explosions de supernovæ.

Les éléments légers sont stables pour $N \sim Z$ et les éléments plus lourds pour $N \sim 1.5 \times Z$.

Soit $M(A, Z)$ la masse d'un noyau possédant A nucléons dont Z protons (et N neutrons), notons m_p la masse du proton et m_n celle du neutron ; l'expérience révèle que pour l'ensemble des noyaux présents dans notre environnement : $M(A, Z) < Zm_p + Nm_n$. Ce défaut de masse est à l'origine de la stabilité des noyaux usuels. En effet, définissons l'énergie de liaison d'un noyau $B(A, Z)$ par la relation (1.1).

$$\text{Energie de liaison nucléaire} : B(A, Z) \equiv Zm_p c^2 + Nm_n c^2 - Mc^2 \quad (1.1)$$

$B(A, Z)$ mesure l'énergie libérée lors de la formation d'un noyau à partir de A nucléons indépendants ; lorsqu'elle est positive la configuration nucléaire ainsi obtenue est donc plus stable que l'ensemble des A nucléons dispersés. Pour $A > 12$, l'énergie de liaison est en première approximation proportionnelle au nombre de nucléons : $B [\text{MeV}] \approx 8 \times A$.

Malgré une simplicité apparente, ce comportement demeure surprenant, car un modèle d'interactions binaires entre nucléons devrait faire apparaître une proportionnalité au nombre de paires de nucléons : $A(A-1)/2 \rightarrow B \sim A^2$; les forces nucléaires présentent donc un phénomène dit de saturation. L'énergie de liaison nucléaire $B(A, Z)$, pour les noyaux usuels, est bien représentée par une formule semi-empirique attribuée à Bethe et Weizsäcker.

$$B(A, Z) [\text{MeV}] \approx 15 \times A - 18 \times A^{\frac{2}{3}} - 0.7 \times \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - 23 \times \frac{(A-2Z)^2}{A}$$

Cette formule décrit un modèle construit à partir de l'analyse de différentes contributions. Les forces nucléaires étant à courte portée, deux termes, de volume et de surface, prennent en compte la cohésion et les tensions associées à la stabilité d'une sphère de matière nucléaire ; le terme de répulsion coulombienne est aussi calculé dans le cadre d'un modèle sphérique de goutte liquide chargée et des corrections quantiques complètent ces trois contributions majeures.

Les quatre termes de cette formule représentent respectivement : l'énergie de volume, l'énergie de surface, l'énergie d'interaction coulombienne et l'énergie d'asymétrie. Nous avons négligé deux termes complémentaires mineurs : l'énergie d'appariement et l'énergie de couche. L'énergie d'asymétrie tend à favoriser les configurations équilibrées en neutrons et protons et l'énergie d'appariement, comme son nom l'indique, les configurations où les fermions peuvent s'apparier. Pour les noyaux naturels l'énergie de liaison est donc une fonction croissante du nombre de nucléons, plus précisément, *l'énergie de liaison par nucléon* : $B(A, Z)/A$ est en première approximation indépendante de A et est de l'ordre de 8 MeV. Ceci n'est qu'une valeur moyenne correcte pour les noyaux moyens et lourds ; B/A , qui vaut zéro pour l'hydrogène $A = 1$, croît en fonction de A à partir du deutérium jusqu'à un maximum de l'ordre de 8.7 MeV pour $A = 56$, puis décroît lentement pour $A > 56$. La courbe $B(A)/A$, parfois appelée courbe de *Dempster* ou courbe d'*Aston*, est représentée sur la figure (1.1) ; elle présente des oscillations importantes pour $A < 15$ et une croissance très rapide pour $1 < A \leq 4$.

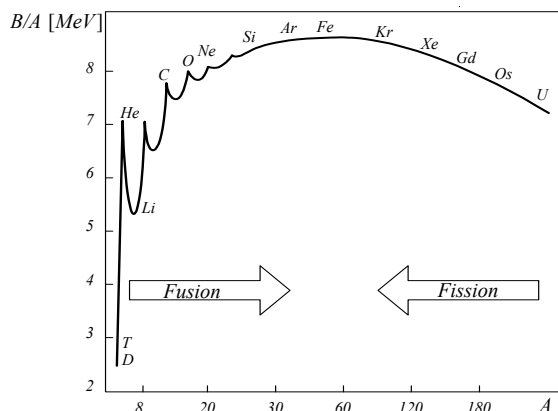


Fig. 1.1 : *Energie de liaison par nucléon* $B(A, Z)/A$.

Une réaction nucléaire du type ${}_{Z_1}^{A_1}X_1 + {}_{Z_2}^{A_2}X_2 \rightarrow {}_{Z_3}^{A_3}X_3 + {}_{Z_4}^{A_4}X_4$ libre, ou nécessite, une énergie de réaction Q :

$$\text{Energie de réaction} : Q \equiv B(A_4, Z_4) + B(A_3, Z_3) - B(A_2, Z_2) - B(A_1, Z_1)$$

Si Q est positif la réaction est dite exoénergétique, si Q est négatif, elle est endoénergétique. La croissance, puis la décroissance, de la courbe de Dempster-Aston indiquent la possibilité de réaliser des réactions exoénergétiques par fusion de noyaux légers ou par fission de noyaux lourds. Cette deuxième possibilité est mise en oeuvre, depuis plus de soixante ans, dans les réacteurs à fission nucléaire ; quant à la fusion de noyaux légers, sa mise en oeuvre et son contrôle constituent les objectifs des programmes de recherches sur le confinement et le chauffage des plasmas thermonucléaires.

Soient deux noyaux, X_1 et X_2 , de masses m_1 et m_2 , décrits par leurs positions, $[\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2]$, leurs vitesses, $[\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2]$, et leurs quantités de mouvement, $\mathbf{p}_1 = m_1\mathbf{v}_1$ et $\mathbf{p}_2 = m_2\mathbf{v}_2$. L'énergie de ce système de deux noyaux est donnée par : $\mathbf{p}_1^2/2m_1 + \mathbf{p}_2^2/2m_2 + U(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ où U est l'énergie potentielle d'interaction entre les particules. Ce problème d'interaction noyaux-noyaux est considérablement simplifié si nous introduisons la masse totale $M \equiv m_1 + m_2$ et la masse réduite

$1/\mu \equiv 1/m_1 + 1/m_2$ décrivant, non pas les deux noyaux, mais deux particules fictives associées respectivement au mouvement de leur centre de masse et au mouvement relatif des noyaux ; ces mouvements relatif et du centre de masse sont décrits par les variables $[\mathbf{r}, \mathbf{R}]$ et $[\mathbf{v}, \mathbf{V}]$.

$$\begin{aligned} \text{Mouvement relatif} & : \quad \mathbf{r} \equiv \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \rightarrow \mathbf{v} \equiv \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 \\ \text{Mouvement barycentrique} & : \quad \mathbf{R} \equiv \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{M} \rightarrow \mathbf{V} \equiv \frac{m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2}{M} \end{aligned}$$

L'énergie de ce système de deux noyaux X_1 et X_2 se décompose alors en la somme de deux contributions découplées correspondant à la particule fictive de masse μ soumise au potentiel d'interaction $U(\mathbf{r})$ et au centre de masse M effectuant un mouvement de translation uniforme, les quantités de mouvements associées à ces degrés de liberté sont définies par les relations $\mathbf{p} \equiv \mu \mathbf{v}$ et $\mathbf{P} \equiv M \mathbf{V}$.

$$\frac{\mathbf{p}_1^2}{2m_1} + \frac{\mathbf{p}_2^2}{2m_2} + U(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \frac{\mathbf{p}^2}{2\mu} + U(\mathbf{r}) \quad (1.2)$$

L'étude de l'aspect énergétique des réactions de fusion (et de fission) permet d'énoncer une condition nécessaire pour l'obtention d'une réaction : $Q + \mathbf{p}^2/2\mu \geq 0$. En effet, l'énergie cinétique associée au mouvement barycentrique n'est pas disponible au niveau de la dynamique de la réaction et la condition $Q + \mathbf{p}^2/2\mu \geq 0$ indique simplement que l'énergie cinétique des produits de réaction est positive ; cette condition nécessaire ne constitue en rien une condition suffisante. Pour prédire la réactivité d'un mélange nucléaire, l'aspect statistique des réactions, relevant d'une description quantique, doit être pris en compte. La section efficace de réaction $\sigma(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)$ est l'outil pour décrire la loi de probabilité associée à la réaction.

1.3 Sections efficaces, taux de réactions

Considérons sur la figure (1.2-a) un couple de noyaux fusibles X_1 et X_2 , une cible au repos constituée de noyaux X_2 de densité n_2 est soumise à un flux $n_1 v_1$ de noyaux X_1 de vitesse v_1 et densité n_1 .

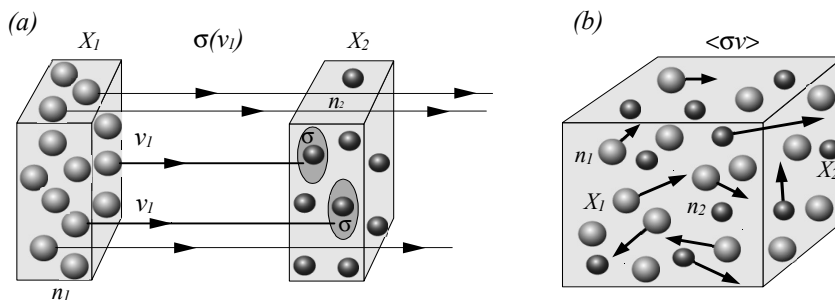


Fig. 1.2 : (a) Sections efficaces, (b) Taux de réactions.

Le nombre de réactions de fusion N par unité de temps et unité de volume, $dN/dx dy dz dt = -dn_1/dt$ (le signe moins signifie que toute réaction est comptabilisée comme une perte de l'espèce réactive incidente X_1) dans une telle

configuration projectile $X_1 \rightarrow$ cible X_2 permet de définir la section efficace de réaction σ comme le coefficient de proportionnalité entre ce nombre de réactions par unité de temps et de volume $dN/dxdydzdt$ et la densité de l'espèce cible n_2 que multiplie le flux d'espèce projectile n_1v_1 ; le nombre de réactions dN étant nécessairement proportionnel aux deux quantités n_2 et n_1v_1 . Ainsi, le nombre de réactions par unité de volume présente la forme fonctionnelle :

$$\frac{dN}{dxdydz} = -dn_1 \equiv n_1n_2\sigma v_1 dt$$

et le coefficient de proportionnalité $\sigma(v_1)$ peut donc s'interpréter comme la surface effective d'interaction entre X_1 et X_2 suivant l'illustration de la figure (1.2-a).

La section efficace de la réaction nucléaire $X_1 + X_2 \rightarrow X_3 + X_4$ est définie par le rapport d'un nombre de particules réagissant sur un flux incident lorsque la densité de particules cibles est prise égale à l'unité, la vitesse v étant la vitesse relative du système $[X_1, X_2]$.

$$\text{Section efficace : } \sigma(v_1) \equiv \frac{\left[\frac{\text{Nombre de noyaux } X_1 \text{ tels que } X_1 + X_2 \rightarrow X_3 + X_4}{\text{par unité de temps } dt} \right]}{\left[\frac{\text{Nombre de noyaux } X_1 \text{ incidents}}{\text{par unité de surface } dS \text{ et unité de temps } dt} \right]}$$

Plus de 80 réactions de fusions de noyaux légers ont été identifiées et étudiées, mais la valeur des sections efficaces de réactions contraint fortement la taille et la température d'un réacteur permettant d'assurer une combustion thermonucléaire associée à ces réactions. Aussi, une seule réaction peut être envisagée à des fins de production d'énergie dans un avenir proche, la réaction de fusion du deutérium D ($Z = 1, N = 1$) avec le tritium T ($Z = 1, N = 2$), les deux isotopes de l'hydrogène.

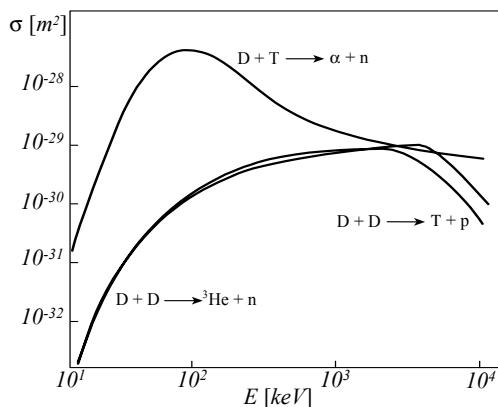


Fig. 1.3 : Sections efficaces des réactions de fusion D-T et D-D.

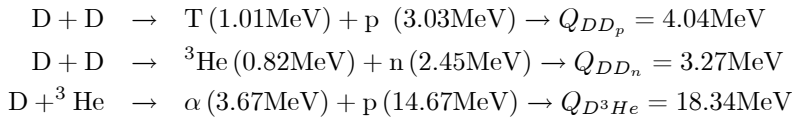
Les deux produits de cette réaction sont une particule alpha et un neutron :



La particule alpha étant chargée, elle peut être confinée dans un piège électromagnétique afin de déposer son énergie au sein du mélange réactif d'ions deutérium tritium entretenant ainsi un régime de combustion stationnaire. La section efficace de cette réaction présente un maximum au voisinage d'une centaine de

kiloélectronvolts et la valeur de la section efficace pour ce maximum est beaucoup plus importante que les sections efficaces usuelles des réactions nucléaires basse énergie (figure 1.3). Cette valeur anormale est due à l'existence d'un état nucléaire résonnant intermédiaire.

La répartition de l'énergie cinétique des produits de fusion suit le rapport des masses respectives des particules alpha et des neutrons : $Q_{DT}m_n / (m_\alpha + m_n) = 3.5$ MeV et $Q_{DT}m_\alpha / (m_\alpha + m_n) = 14.1$ MeV. Au sein d'un mélange combustible d'ions deutérium et tritium cette réaction de fusion est accompagnée par plusieurs réactions satellites, les trois principales étant :



Les deux réactions DD sont équiprobables ; notons aussi l'existence des deux réactions : $\text{D} + \text{D} \rightarrow \alpha + \gamma$ et $\text{T} + \text{T} \rightarrow \alpha + 2\text{n}$. Les sections efficaces de ces réactions sont beaucoup plus petites que la section de la réaction $\text{D} + \text{T} \rightarrow \alpha + \text{n}$, aussi elles seront négligées dans la suite. Pour la réaction $\text{D} + \text{T} \rightarrow \alpha + \text{n}$, compte tenu de la simplicité structurale des noyaux mis en jeu, il est possible de développer des modèles analytiques décrivant la répulsion coulombienne, l'attraction nucléaire et l'effet tunnel associé à cet antagonisme. La formule de Gamow (1.4) ainsi obtenue :

$$\text{Formule de Gamow : } \frac{\sigma_{DT}(E)}{10^{-24} [\text{m}^2]} \approx \frac{1.60}{E [\text{keV}]} \exp\left(-\frac{44.4}{\sqrt{E [\text{keV}]}}\right) \quad (1.4)$$

où $E = \mathbf{p}^2/2\mu M$, permet d'interpréter le comportement, à basse énergie, de la section efficace de la réaction $\text{D} + \text{T} \rightarrow \alpha + \text{n}$.

Dans le contexte des études sur la combustion thermonucléaire il est plus usuel d'utiliser des tables ou des approximations analytiques basées sur une argumentation autour de la formule de Gamow et un paramétrage de la courbe expérimentale $\sigma_{DT}(E)$. Plusieurs formules sont disponibles dans la littérature spécialisée, citons les formules de *Duane*, de *Peres* et de *Bosch et Hale*. Ces derniers auteurs ont construit une représentation de Padé de $\sigma_{DT}(E)$ qui offre une précision remarquable au regard de sa simplicité.

$$\sigma_{DT}(E) [\text{m}^2] \approx 10^{-31} \frac{A_1 + E (A_2 + E (A_3 + E (A_4 + E A_5)))}{E + E^2 (B_1 + E (B_2 + E (B_3 + E B_4)))} \exp\left(-\frac{C}{\sqrt{E}}\right)$$

où E est exprimée en keV. Les coefficients A , B , et C sont donnés par :

A_1/B_1	A_2/B_2	A_3/B_3	A_4/B_4	A_5/C
6.927×10^4	7.454×10^8	2.050×10^6	5.2002×10^4	0.0
6.38×10^1	-9.95×10^{-1}	6.981×10^{-5}	1.728×10^{-4}	34.3827

Un mélange réactif d'ions deutérium et tritium, de densités n_D et n_T , présente nécessairement une distribution de vitesses et la quantification de sa réactivité conduit à introduire le taux de réactions par unité de volume et unité de temps illustré sur la figure (1.2-b) et défini par la relation :

$$\text{Taux de réactions: } n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} \equiv \frac{[\text{Nombre de réactions D + T} \rightarrow \alpha + n]}{[\text{par unité de volume et unité de temps}]}$$

où ce que l'on nomme communément le *sigmavé* $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ (figure 1.4) est la moyenne de $\sigma_{DT}(v) \times v$ sur les distributions de vitesses des noyaux deutérium et tritium $f_D(\mathbf{v}_D)$ et $f_T(\mathbf{v}_T)$: $\langle \sigma v \rangle_{DT} \equiv \int (|\mathbf{v}_D - \mathbf{v}_T|) \sigma_{DT}(|\mathbf{v}_D - \mathbf{v}_T|) f_D(\mathbf{v}_D) f_T(\mathbf{v}_T) d\mathbf{v}_D d\mathbf{v}_T$. Au sein d'un plasma thermonucléaire les distributions des vitesses des noyaux D et T sont maxwelliennes; la section efficace de fusion doit être sommée sur ces distributions d'équilibre pour évaluer la réactivité du mélange de combustibles de densités n_D et n_T .

Considérons deux distributions de vitesses maxwelliennes $f_D(\mathbf{v}_D)$ et $f_T(\mathbf{v}_T)$ de température T , l'énergie des deux noyaux apparaissant dans l'argument de l'exponentielle peut être exprimée en fonction de la vitesse du centre de masse \mathbf{V} et de la vitesse relative \mathbf{v} et les masses peuvent être exprimées en fonction de la masse totale M du système des deux noyaux réactifs et de sa masse réduite μ .

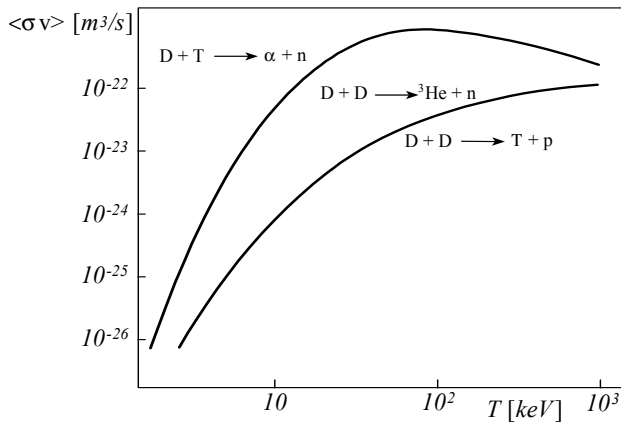


Fig.1.4 : Réactivités du mélange D-T.

Compte tenu de l'identité $(M/2\pi k_B T)^{\frac{3}{2}} \int \exp(MV^2/2k_B T) d\mathbf{V} = 1$, le résultat final s'exprime simplement suivant la formule :

$$\langle \sigma v \rangle_{DT} = \left(\frac{\mu}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int v \sigma_{DT}(v) \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2k_B T} \right) 4\pi v^2 dv \quad (1.5)$$

A basse énergie, la formule de Gamow (1.4) est pertinente et sa moyenne permet d'évaluer la réactivité d'un mélange thermonucléaire suivant la formule simple :

$$\text{Formule de Gamow: } \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT}(T)}{10^{-12} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right]} \approx \frac{2.54}{T^{\frac{2}{3}} [\text{keV}]} \exp\left(-\frac{19.96}{T^{\frac{1}{3}} [\text{keV}]} \right) \quad (1.6)$$

Une précision supérieure est obtenue en considérant les courbes expérimentales obtenues à partir de la mesure de la section efficace sommée sur une distribution d'équilibre, les représentations proposées par *Bosch et Hale* constituent, à ce jour, les meilleures approximations pour la modélisation de la réactivité thermonucléaire d'un mélange DT. Cette représentation, basée sur cinq coefficients,

est de la forme :

$$\langle \sigma v \rangle_{DT} [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}] \approx \frac{C_1}{B^{\frac{5}{6}}} \frac{C_0^2}{T^{\frac{2}{3}}} \exp \left(-3 \frac{C_0 B^{\frac{1}{3}}}{T^{\frac{1}{3}}} \right) \quad (1.7)$$

où T est exprimée en keV. Les coefficients $B = 1 - (C_2 T + C_4 T^2 + C_6 T^3 / 1 + C_3 T + C_5 T^2 + C_7 T^3)$ et C sont donnés par :

C_0/C_4	C_1/C_5	C_2/C_6	C_3/C_7
6.6610	643.41×10^{-16}	15.136×10^{-3}	75.189×10^{-3}
4.6064×10^{-3}	13.500×10^{-3}	-106.75×10^{-6}	13.66×10^{-6}

Ainsi, connaissant l'énergie Q libérée par la réaction $D + T \rightarrow \alpha + n$ et son taux de réactions $n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT}$, il est possible de calculer le terme source de puissance $Q n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT}$ au sein d'un réacteur thermonucléaire en fonction de la température T et des densités de combustible n_D et n_T . En régime de combustion stationnaire ce terme source doit être égal à un terme de pertes prenant en compte les phénomènes de conduction de chaleur et de rayonnement que nous allons maintenant étudier.