

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université de DE DJILALI BOUNAAMA KHEMIS MILIANA



Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences de la Matière

Mémoire du Projet de Fin d'Etudes
Pour l'obtention de diplôme

Master

En Physique

Spécialité :

Physique Théorique

Titre :

L'étude des réactions nucléaires à basse énergie

Réalisé par : ABDOUN Latifa

Encadré par : M. DEBABI

Devant le jury composé de :

Dr. A. Diaf	Maitre de conférences (U. Khemis M)	Président
Dr. T. Bitam	Maitre de conférences (U. Khemis M)	Examineur
Dr. M. Debabi	Maitre de conférences (U. Khemis M)	Rapporteur

Année Universitaire 2015/2016

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à :

Mes très chers parents qui m'ont guidé durant les moments les plus pénibles de ce long chemin, ma mère qui a été à mes côtés et ma soutenu durant toute ma vie, et mon père qui a sacrifié toute sa vie afin de me voir devenir ce que je suis, merci mes parents.

*Mes frères : Mohammed, Oussama, Sid ahmed et
ma Sœur : Imane*

Tous les membres de ma grande famille

*A Mes chères amies : Fatima, Zobida, Houria, Samia et
Mes collègues*

*A Tous les étudiants du spécialité physique générale
A Toute personne ayant participé de loin ou de près pour la
réalisation de ce travail*

REMERCIEMENTS

Au terme de ce modeste travail, nous tenons à exprimer notre profonde et nos vifs remerciements:

- ☞ *Avant tout, nous remercions notre DIEU pour nous avoir donné la force et la patience pour mener à terme ce travail.*
- ☞ *A nos parents qui nous ont toujours encouragés et soutenus durant toutes nos études.*
- ☞ *A notre promoteur. Mr debabi mohammed pour sa disponibilité et l'aide précieuse qu'il nous à offert pour l'élaboration de ce modeste travail.*
 - ☞ *A tous les enseignants de physique théorique. Mr.elbaa, Mr douici, Mr bitam, Mr dief, Mr sadouki, Mr boukebcha, M zaoui, Mme Ouldarab, Mme Radawia.*
- ☞ *Aux membres du jury, pour avoir accepté de juger notre travail.*
 - ☞ *A tous les membres de .U.K.M.*

* اللهم وفقنا لما تحبه و تر ضاه *

Liste des figures

Chapitre 1

Figure 1.1 : Succession des phénomènes dans une interaction nucléaire.....	04
Figure 1.2 : Exemple des résonances d'une réaction nucléaire.....	06
Figure 1.3 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur une cible d'Uranium 238 pour des neutrons d'énergies incidentes de 3, 4, 8 et 14 MeV.....	08

Chapitre 2

Figure 2.1 : Diffusion de particules par une cible.	14
Figure 2.2 : Rappel sur la définition de l'angle solide.....	15
Figure 2.3 : Rappel sur la section efficace différentielle.....	16
Figure 2.4 : Réaction nucléaire dans le cas d'un noyau composé.....	17
Figure 2.5 : Effet tunnel la barrière coulombienne de profondeur	22

Chapitre 3

Figure 3.1 : schéma de niveau de noyau composé ^{11}C	27
Figure 3.2 : le facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ à un niveau.....	31
Figure 3.3 : le facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ à deux niveaux	32

Figure3.4: le facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ à trois niveaux.....32

Figure3.5: le facteur d'écran électronique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$33

Liste des tableaux

Chapitre 3

Tableau 3.1 : spins et parités des particules impliquées dans la réaction.	28
Tableau 3.2A : différentes valeurs de moment angulaire orbital l des voies d'entrée $^{11}\text{B} + p$	29
Tableau 3.2B : différentes valeurs de moment angulaire orbital l' des voies de sortie $^7\text{Be} + \alpha$	29
Tableau 3.3 : les paramètres des états excités du ^{11}C rapportés par la compilation	30
Tableau 3.4 : les paramètres des résonances de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$	33

Table de Matière

Dédicace

Remerciements

Liste des figures

Liste des tableaux

Table de matière

Introduction 01

Chapitre 1 : Modèles des réactions nucléaires.

1.1. Introduction 03

1.2. Les réactions nucléaires..... 03

1.3. Les modèles de réaction nucléaire..... 04

1.3.1. Le modèle de l'interaction directe 05

1.3.2. Modèle du noyau composé..... 06

1.4. Autres modèles..... 08

 a. Le modèle optique..... 08

 b. Le modèle pré-équilibre..... 09

1.5. Définition du taux de réaction 10

1.6. Effet d'écran 11

Chapitre 2 : Les Réaction nucléaire par noyau composé.

2.1. Introduction..... 13

2.2. section efficace 13

2.3. Définition 13

 a. La section efficace géométrique..... 13

 b. La section efficace différentielle..... 15

2.4. Mécanisme du noyau composé..... 16

2.4.1. Formation du noyau composé	17
2.4.2. Désintégration du noyau composé	19
2.4.3. Résonance du noyau composé.....	20
2.4.4. largeur des résonances du noyau composé.....	20
2.5. Pénétrabilités de la barrière coulombienne.....	21
2.6. Le facteur astrophysique S(E).....	22

Chapitre3 : Analyse de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ à basse énergie

3.1. Introduction	26
3.2. Caractéristiques des états excités	26
3.2.1. Propriétés des niveaux excités	26
3.2.2. Règles de sélection pour les caractéristiques J^π	28
3.3. Procédure d'ajustement	29
3.4. Résultats et discussions	30
3.5. Eude de l'effet électronique dans la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$	33
Conclusion	35

Références bibliographies

Introduction Générale

Introduction général

Le bore naturel contient 19.7% de ^{10}B , et cet isotope pourrait être à l'origine de la production du ^7Be via les réactions $^{10}\text{B} (p, \alpha_0,1) ^7\text{Be}$, $^7\text{Be}^*$ dont les taux pourraient contribuer à la génération d'énergie nucléaire dans les réacteurs de fusion thermonucléaire. Cependant la réaction $^{10}\text{B} (p, \alpha) ^7\text{Be}$ joue un rôle importance dans les scénarios astrophysique stellaires. Elles constituent le processus dominant pour la destruction du ^{10}B et la synthèse du ^7Be en faible quantité dans les étoiles.

Afin d'atteindre ce but, l'application d'un tel modèle nucléaire par rapport à l'autre, dépend essentiellement du mécanisme de réaction appliqué pour étudier une réaction nucléaire. Ces mécanismes sont classés généralement en deux grandes familles : mécanisme du noyau composé et mécanisme d'interaction directe. La contribution de chaque mécanisme d'interaction dépend de l'énergie de la particule incidente et de la nature des particules en interaction.

Pour des noyaux légers est lorsqu'un projectile arrivant sur le noyau cible, avec une énergie suffisamment faible de telle sorte que le projectile est capturé et ne peut s'échapper avant d'avoir partagé sont énergie avec les nucléons constituant le noyau cible, ce qui conduit à la formation d'un nouveau noyau dit noyau composé. Ce noyau subsiste un temps court de telle sorte qu'il oublie complètement la façon dont il a été formé. Plus précisément, la formation et la désexcitation du noyau composé sont deux processus indépendants. La désexcitation du noyau composé dépend uniquement de ses caractéristiques intrinsèques (énergie, moment angulaire, parité) et se fait selon plusieurs processus : soit par l'émission d'un ou plusieurs particules, soit par émission de rayonnement électromagnétique γ . Par contre, si l'énergie de la particule incidente est suffisamment élevée les réactions nucléaires sont déterminées par le mécanisme d'interaction directe.

Enfin, il est clair que les réactions nucléaires aux basses énergies se procèdent principalement par le mécanisme du noyau composé, où le schéma de niveau de ce noyau présente une faible densité de niveaux, de tel sorte que les états sont discrets et bien déterminés.

De ce fait, notre travail sera axé sur l'étude la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ dans le domaine des basses énergies ($E \leq 1\text{MeV}$), dans le but d'évaluer leurs caractéristique nucléaire. Cela pour déterminer précisément les sections efficaces (facteur astrophysique) et facteur d'écran électronique.

Notre premier chapitre est consacré à présenter les différents modèles des réactions nucléaires, Puis nous présentons succinctement les réactions nucléaires par noyau composé dans le chapitre 2. Enfin, le chapitre 3 traite de notre analyse de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ à basse énergie et rapporte l'ensemble de nos résultats avant notre conclusion générale sur le présent travail.

Chapitre 1

Les Modèles des réactions nucléaires

1.1. Introduction :

Les mécanismes de réactions, c'est-à-dire les divers modèles utilisés pour divers types de réactions dans des conditions cinématiques particulières sont traité dans ce chapitre. Elle a pour but de permettre une meilleure compréhension des relations entre les divers modèles utilisés. L'accent est mis sur les concepts facilitant cette compréhension, plus que sur les performances des modèles, et sur les éléments de structure nucléaire qui sont impliqués par les divers modèles, ainsi que sur la possibilité d'extraire ce genre d'information. Nous présenterons aussi le taux de réaction thermonucléaire et l'effet d'écran électronique.

1.2. Les réactions nucléaires :

Une réaction nucléaire est un processus dans lequel se produit un changement dans la composition et /ou dans l'énergie d'un noyau cible par bombardement avec une particule nucléaire ou un rayon gamma. Les buts des études expérimentales sur les réactions sont de deux ordres :

- Les résultats obtenus au sujet du mécanisme de réaction peuvent être comparés aux théories concernant le processus.
- Les réactions nucléaires constituent l'un des moyens les plus puissants de la spectroscopie nucléaires, c'est-à-dire, la description des niveaux nucléaires. Les schémas de niveaux incluant toutes les informations appropriées relatives à chaque état, constituent les meilleures données expérimentales permettant d'éprouver les théories de la structure nucléaire.

On peut définir une réaction nucléaire comme étant l'ensemble des processus rencontrés entre un état initial, où l'on a une particule incidente et un noyau cible, jusqu'à un état final composé d'un noyau résiduel stable, non excité, et de particules émises.

1.3. Les modèles de réaction nucléaire :

Un modèle est une simplification de la complexité physique afin de tirer certains enseignements. Confronté à des expériences, le modèle permet de la validité des hypothèses théoriques faites lors de son élaboration. De ce fait, les modèles ne sont généralement valables que dans certains domaines. C'est effectivement le cas pour les modèles de réactions nucléaires.

Weisskopf a établi un schéma général des interactions nucléaires, très reproduit depuis, et nous reproduisons à niveaux sur la figure (Fig1.1).

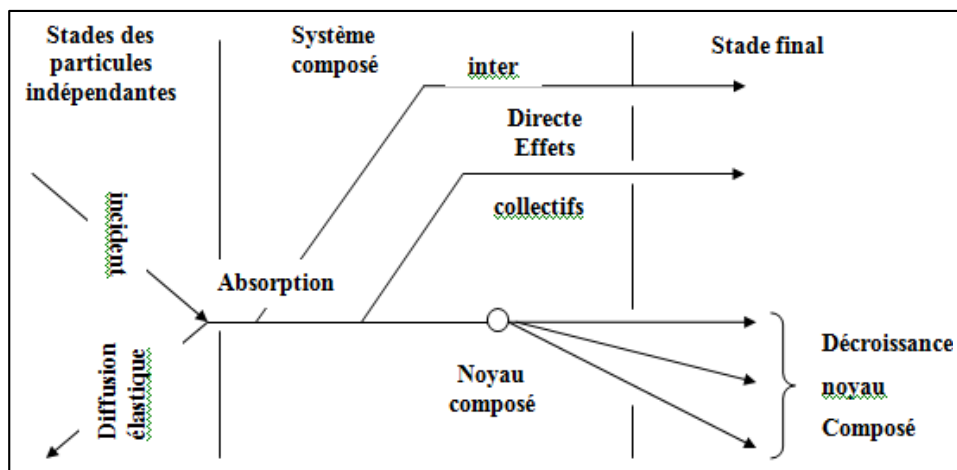


Figure 1.1 Succession des phénomènes dans une intégration nucléaire.

Il peut y avoir une diffusion élastique, ou dans le stade intermédiaire, nous avons un système composé (noyau-particule). on deux cas sont possibles :

- Ou la particule incidente perd son individualité, et il se crée un noyau composé ; l'énergie de la particule se trouve répartie entre les nucléons du noyau ; l'onde associée a été totalement absorbée par le noyau.
- Ou la particule ne prend pas son individualité, tout en échangeant de l'énergie avec le noyau, et ce noyau ne peut plus être considéré comme opaque, il est partiellement transparent ; il faut alors appliquer le d'interaction directe. Dans cette catégorie entrent les réactions « stripping » et « pick-up ».

Le troisième stade est celui du passage à l'état final. Il s'effectue par désintégration ou désexcitation du noyau composé, ou par évolution des produits de l'interaction directe.

On distingue généralement deux types de réactions nucléaires à basse énergie. Les réactions directes, où une ou deux particules au plus sont émises, et les réactions de noyau composé émettant beaucoup de particules de faible énergie :

1.3.1. Modèle de l'interaction directe :

Un mécanisme typique d'interaction directe est, par exemple, celui des réactions (p, 2p) induites sur des noyaux légers à une énergie suffisante pour que la longueur d'onde réduite, λ , du proton incident soit inférieure ou comparable à l'espacement moyen de deux nucléons de la cible. Une énergie de quelques dizaines de MeV est suffisante [1] .

Dans ce cas tout se passe comme si le proton incident venait frapper un proton de la cible et ressortait immédiatement en l'éjectant. Il peut également arriver que les deux partenaires de la collision réinteragissent plusieurs fois avec d'autres nucléons de la cible, mais alors on aboutit à une réaction plus complexe que la réaction (p, 2p), voire, si les chocs « type boules de billards » sont très nombreux, à la formation d'un noyau composé. On comprend ainsi que les protons cibles les mieux placés pour sortir du noyau sans réinteragir soient ceux de la surface et qu'en conséquence les noyaux légers se prêtent bien à l'étude des réactions (p, 2p).

De telles réactions ont permis, en particulier, de déterminer l'énergie de liaison, $E_l(j)$, des nucléons sur leurs couches (n, l, j). Il suffit pour cela de mesurer les énergies cinétiques, E_1 et E_2 , des deux protons en coïncidence, la conservation de l'énergie-impulsion fournissant la relation :

$$E_l(j) = E_0 - (E_1 + E_2) - E_R \quad (\text{Eq.1.1})$$

où E_0 est l'énergie du proton et E_1 est l'énergie de recul du noyau final.

1.3.2. Modèle du noyau composé :

Une propriété remarquable des réactions nucléaires tient en ce que la plupart d'entre elles ont des sections efficaces qui présentent à basse énergie (jusqu'à quelques MeV) des maxima prononcés et souvent très étroits (voir Fig.1.2). Ce phénomène, dit de résonance, suggère que, pour des énergies proches de la position d'un pic, le système passe par un état d'énergie relativement bien défini, quasistationnaire, avec une petite incertitude sur l'énergie donnée par la largeur Γ du pic de la section efficace. A cause du principe d'incertitude d'Heisenberg, cela signifie que cet état possède un temps de vie fini $\tau \approx \hbar/\Gamma$, de l'ordre de 10^{-15} à 10^{-16} s, qui s'avère être nettement plus long que le "temps de passage" (R/v), c-à-d le temps pour que la particule traverse le noyau sans vraiment interagir, de l'ordre de 10^{-22} à 10^{-23} s. La grande différence entre les deux échelles de temps a poussé Niels Bohr à proposer l'hypothèse du noyau composé.

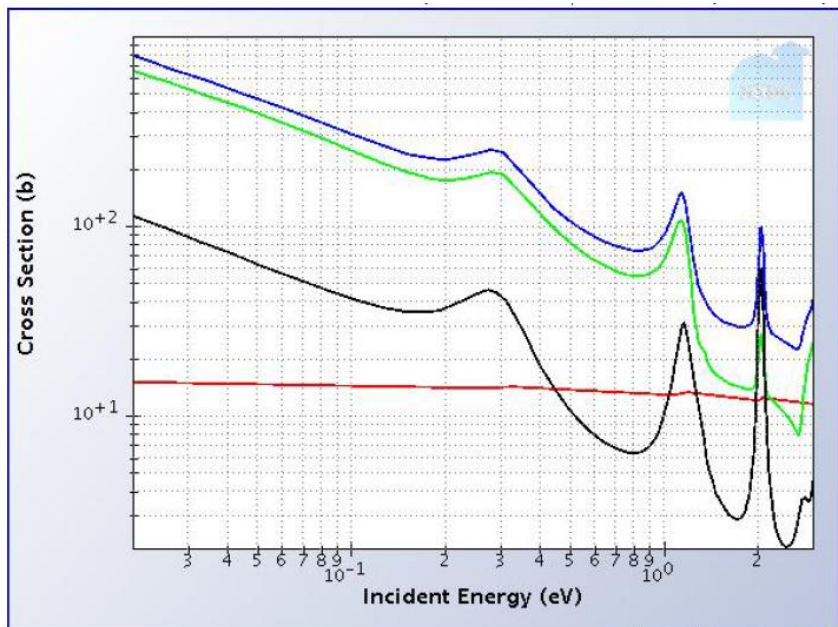


Figure 1.2 : Exemple des résonances d'une réaction nucléaire.

Bohr supposa que la particule α et le noyau A_ZX s'unissent, dans un première cas pour former un noyau de fluor dans une énergie d'excitation élevée :



Dans un second cas, ce noyau composé, intermédiaire, se désintègre suivant :



La particule α ne frôle pas simplement le noyau ${}^A_Z\text{X}$ en y laissant trois nucléons, le quatrième, un proton, continuant sa route. Au contraire, la particule α et l'atome ${}^A_Z\text{X}$ forment un noyau composé ${}^{A+4}_{Z+2}\text{Y}$ qui se désintègre spontanément en émettant un proton.

Si nous admettons, en effet, que le projectile traverse les noyaux cibles, la durée de contact serait de l'ordre de 10^{-21} s. Or, dans certaines réactions nucléaires, il arrive qu'on observe des émissions de photons dont les fréquences correspondent à des temps beaucoup plus longs. Pour que le système puisse émettre cette fréquence électromagnétique, il doit subsister dans un état relativement bien défini pendant un temps plus long que la période correspondante. On démontre ainsi que le système des particules en interaction doit avoir une durée de vie de l'ordre 10^{-14} s.

Autrement dit, les particules demeurent dans leur champ commun pendant un temps très long vis-à-vis du temps qui serait nécessaire à la particule α , pour traverser le noyau cible. Les particules en contact étroit forment le noyau composé [2].

De façon plus concrète, les particules α entre en collision avec quelques nucléon de noyau cible, leur cédant une partie de son énergie cinétique ceux-ci, à leur tour, cédant de l'énergie aux autres nucléons. Finalement, énergie cinétique apportée par la particule incidente est répartie statiquement entre tous les nucléons de noyau composé. Lorsque le noyau composé se désintègre, il ne reste aucun indice sur la manière dont il a été produit. Donc deux réactions différentes, créant, chacune d'elles séparément, le même noyau composé dans le même état d'excitation, donnent finalement les mêmes produit des réactions.

Hypothèse de Bohr est très souple. Elle affirme seulement que dans un grand nombre de réaction à basse énergie la réaction a lieu par formation intermédiaire d'un noyau composé. Elle n'exclut pas, par exemple la possibilité que, dans certains cas, la particule incidente chasse simplement une particule superficielle du noyau ; elle suppose qu'une particule rencontrant un noyau est le plus souvent absorbée par un noyau à très haute énergie. Le noyau devient plus ou moins transparent pour les particules incidentes et la notion de noyau composé ne s'applique plus. Enfin, une particule passant au voisinage d'un noyau peut, sans être absorbée, être simplement déviée dans sa course. Là encore, il n'y a pas formation d'un noyau composé.

1.4. Autres modèles :

a. Le modèle optique :

Le modèle optique est une approche de la diffusion nucléon-noyau dans laquelle le nucléon incident interagit avec un potentiel complexe représentant son interaction avec l'ensemble des nucléons qui constituent le noyau cible.

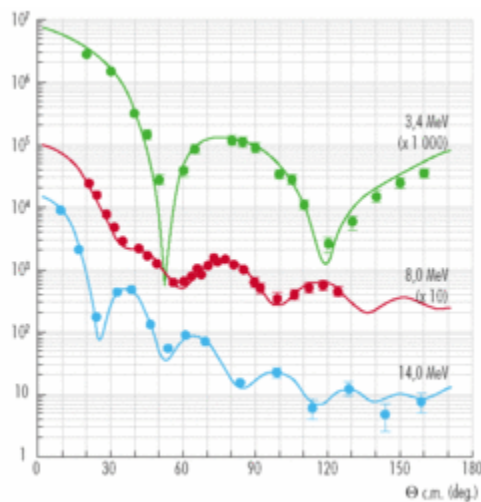


Figure 1.3 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur une cible d'Uranium 238 pour des neutrons d'énergies incidentes de 3, 4, 8 et 14 MeV.

Comme la diffusion d'un nucléon sur un noyau se passe à l'échelle subatomique, c'est la mécanique quantique qui régit ce phénomène. Le nucléon projectile est décrit comme une fonction d'onde. Cette onde, réfractée par le potentiel représentant le noyau cible, interfère avec l'onde incidente en produisant des figures de diffraction telles que celles représentées sur la figure 1.3. De plus, l'onde associée au projectile

est partiellement absorbée par la partie imaginaire du potentiel optique, figurant toutes les voies non traitées explicitement.

Le nom de modèle optique vient de l'analogie entre une onde lumineuse qui rencontre un objet et un projectile nucléaire qui rencontre un noyau cible. La difficulté du modèle optique consiste, pour une cible donnée et un projectile d'une énergie donnée, à connaître le potentiel complexe qui, introduit dans l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement du projectile, reproduit les observables expérimentales.

b. Le modèle de pré-équilibre :

Le besoin d'introduire la notion de pré-équilibre est apparu lorsque des énergies de projectile supérieures à la dizaine de MeV ont été disponibles. En effet, à basse énergie, il était parfaitement possible de combiner le modèle du noyau composé avec les composantes directes fournies par le potentiel optique pour décrire de manière satisfaisante les données expérimentales. Par contre dès lors que l'énergie du projectile est grande, il peut y avoir des émissions de particules qui ne sont pas correctement décrites par le modèle du noyau composé.

Dans une vision semi-classique, le projectile subit des chocs successifs avec les nucléons du noyau et le système composite (cible+projectile) peut émettre des particules avant de parvenir à une situation d'équilibre. Ces particules ont une énergie moyenne plus élevée que les particules émises après que la situation d'équilibre soit atteinte.

Plusieurs approches ont été utilisées pour décrire le processus de pré-équilibre. On peut grossièrement subdiviser ces approches en deux groupes : les approches semi-classiques et les approches conformes aux règles de la mécanique quantique. Bien entendu, les approches quantiques sont plus correctes, mais la plus grande ancienneté des approches semi-classiques fait qu'elles sont aussi performantes que les approches quantiques lorsqu'il s'agit de décrire les données expérimentales, et surtout plus faciles à utiliser sur le plan numérique. Ces approches sont actuellement couramment utilisées dans les codes de réactions nucléaires.

1.5. Taux de réaction :

L'énergie totale produite par les réactions nucléaires ainsi que les abondances élémentaires sont directement reliées au nombre de réactions qui ont lieu par unité de temps et de volume appelé taux de réaction nucléaire.

On considère un gaz stellaire constitué de particules chargées de type a et X en interaction. Si l'on suppose arbitrairement que les particules X sont au repos et qu'elles sont bombardées par les particules projectiles a , alors le taux de réaction nucléaire $r_{a,X}$ est le produit de la section efficace macroscopique de réaction $\sigma(v) N_X$ par le flux de particules incidentes $N_a v$ [3] à savoir :

$$r_{a,X} = \sigma(v) N_X N_a v \quad (\text{Eq.1.4})$$

Ou :

- v est la vitesse relative des deux particules a et X .
- $r_{a,X}$ représente donc le nombre de réactions nucléaires par unité de volume et de temps dans le site considéré.
- N_a et N_X sont respectivement les densités des particules a et X .

Pour un gaz stellaire non relativiste et non dégénéré, généralement à l'équilibre thermodynamique, la loi de répartition des vitesses est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann. La probabilité pour qu'une paire de noyaux ait une vitesse relative, à l'intérieur du site comprise dans la fourchette v et $v+dv$ est donnée par la fonction $\varphi(v)$:

$$\varphi(v) = 4\pi v^2 \frac{\mu}{2\pi K T}^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2KT}\right) \quad (\text{Eq.1.5})$$

Ou :

μ est la masse réduite de la paire ($a+X$), $\mu = \frac{m_a m_X}{m_a + m_X}$, K est la constante de Boltzmann et T est la température du gaz stellaire.

$\varphi(v)$ satisfait à la condition de normalisation suivante :

$$\int_0^{\infty} \varphi(v)dv = 1 \quad (\text{Eq.1.6})$$

En terme d'énergie, la fonction $\varphi(v)$ peut être réécrite sous forme $\Psi(E)$ sachant que :

$$\Psi(E)dE = \varphi(v)dv \quad (\text{Eq.1.7})$$

On en déduit :

$$\Psi(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{E^{1/2}}{KT^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \quad (\text{Eq.1.8})$$

Où : $E=1/2$ représente l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse.

Le taux de réaction par paire de particules est défini par la relation suivante :

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \varphi(v)\sigma(v)v dv \quad (\text{Eq.1.9})$$

Il détermine donc le nombre moyen de réactions par paire de particules. Son expression compte tenu des relations (1.7) (1.8) est :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{KT^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E)E \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) dE \quad (\text{Eq.1.10})$$

Pour chaque température stellaire, le calcul du taux de réaction s'effectue en intégrant la quantité $\sigma(E)E \exp(-E/KT)$ sur un domaine d'énergie ou sa valeur demeure significative.

Ce domaine d'énergie dépend essentiellement de l'allure de la section efficace totale $\sigma(E)$ en fonction de l'énergie, qui fait reflète le mécanisme de réaction impliqué dans le processus d'interaction nucléaire.

1.6. Effet d'écran électronique :

Dans une expérience sur une réaction nucléaire menée en laboratoire, le projectile est un ion de charge positive, mais la cible est atomique ou moléculaire (souvent cible gazeuse ou solide). Dans ce cas de figure, le nuage électronique qui

entoure le noyau cible, agit sur la charge nucléaire incidente comme un potentiel d'écran [6]. Or, le taux de réaction en astrophysique nucléaire est déterminé pour des noyaux nus dépourvus de leurs cortèges électroniques. Ainsi, lorsque le projectile pénètre une barrière coulombienne écrantée avec une énergie E , ceci équivaut à la pénétration d'une barrière non écrantée, avec une énergie effective :

$$E_{\text{eff}} = E + U_e \quad (\text{Eq.1.11})$$

où U_e représente le potentiel d'écran électronique. Il en résulte une augmentation de la pénétrabilité de la barrière coulombienne, en particulier, aux très basses énergies, conduisant à une section, $\sigma(E)$, bien plus élevée que celle obtenue pour des noyaux nus, $\sigma_b(E)$, le rapport entre ces deux sections efficaces est appelé : facteur d'écran ou facteur d'accroissement, tel que :

$$f(E) = \frac{\sigma(E)}{\sigma_b(E)} \approx \exp\left(\pi\eta(E) \frac{U_e}{E}\right) \quad (\text{Eq.1.12})$$

Où η est le paramètre de sommerfeld et U_e l'énergie potentielle d'écran électronique de même nature que l'énergie coulombienne $Z_1 Z_2 e^2 / R_a$, où R_a est le rayon atomique et $Z_1 e$, et $Z_2 e$ sont les charges des particules en interaction. Notons la décroissance exponentielle de $f(E)$ en fonction de l'énergie. Pour des rapports d'énergie $E/U_e \geq 1000$, l'effet d'écran est négligeable, alors que pour $E/U_e \geq 100$, cet effet devient important et ne peut être ignoré. Dans des applications astrophysiques, la valeur de $\sigma_b(E)$ doit être connue car dans les plasmas de fusion terrestres et stellaire l'effet d'écran est assez différent de celui des réactions nucléaires réalisées au laboratoire.

Plusieurs modèles atomiques fondés sur une approche classique ou un calcul microscopique [4, 5, 6], ont été proposés afin d'évaluer le potentiel d'écran électronique U_e .

Chapitre 2

Les Réactions nucléaire par noyau composé

2.1. Introduction :

Pour des énergies des particules incidentes comprises entre 0,1 et 2 MeV, les réactions nucléaires procèdent généralement selon un mécanisme de noyau composé. Ces réactions procédant par un processus en deux étapes indépendantes successives. Dans ce chapitre nous présenterons les notions physiques de ce mécanisme. Nous présenterons aussi le facteur astrophysique, qui permet une meilleure mise en évidence des contributions des réactions nucléaires.

2.2. Sections efficaces :

2.2.1. Définition :

La section efficace est une grandeur physique généralement utilisée en physique nucléaire dans le but d'étudier les probabilités d'interaction nucléaire entre une particule incident « a » et un noyau « X ». La section efficace totale, noté σ a la dimension d'une surface est varié souvent en fonction de l'énergie incidente.

Lorsque on connaît le nombre de particules incidentes par unité de temps, la section efficace totale de la réaction $X(a, b)Y$ peut alors déterminer le nombre de particules b émise, ainsi que le nombre de noyaux résiduels « Y » produits. Puisque les interactions dans une réaction ont lieu avec chacun noyaux de la cible indépendamment des autre, il est commode de ramener la probabilité de réaction nucléaire à un noyau cible.

a. Section efficace géométrique :

Supposons qu'on a une particule « a » de rayon r_a , qui Rentrer en interaction avec un noyon « x » de rayon « r_x », pour que la réaction nucléaire aura lieu il faut que « a »se trouve dans la surface :

$$\sigma = \pi(r_a + r_x)^2 \quad (\text{Eq.2.1})$$

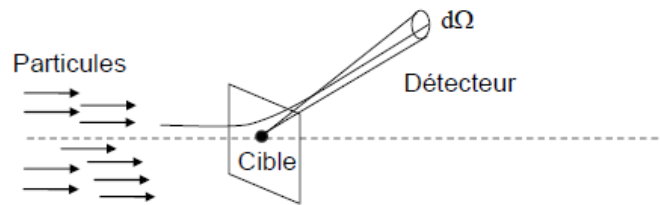
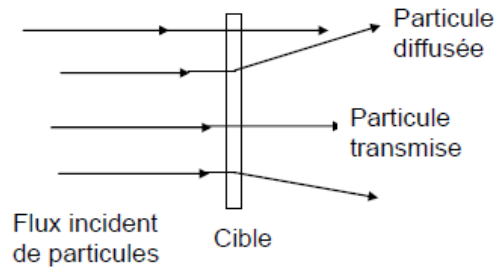


Figure 2.1 : Schéma de section efficace d'un noyau cible.

Supposons qu'on a N noyau cibles bombardés par N_a particules incident par unité de temps. Soit σ section efficace totale de la réaction nucléaire $X(a, b)Y$. Le nombre de réaction par unité de temps est donné par :

$$N_b = N_a N \sigma / S \quad (\text{Eq.2.2})$$

où :

- S : surface de cible
- N_b : Nombre des particules émises par unité de temps

Soit N_v le nombre de noyau cible par unité de volume

N_s : Le nombre des noyaux cibles par unité de surface :

$$N_v = \frac{N_s}{\Delta x} \quad (\text{Eq.2.3})$$

Δx : l'épaisseur de la cible :

$$N_b = N_a \cdot N_v \cdot \Delta x \cdot \sigma \quad (\text{Eq.2.4})$$

b. Section efficace différentielle :

On peut considérer la direction dans laquelle sont déviées les particules et définir la section efficace différentielle dans la direction Θ (Figure 2.2) :

$$d\Omega = \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (\text{Eq.2.5})$$

L'angle solide est défini par la relation suivante :

$$d\Omega = \frac{ds}{r^2} \quad (\text{Eq.2.6})$$

avec

$$ds = r \, d\theta \, d\varphi \quad (\text{Eq.2.7})$$

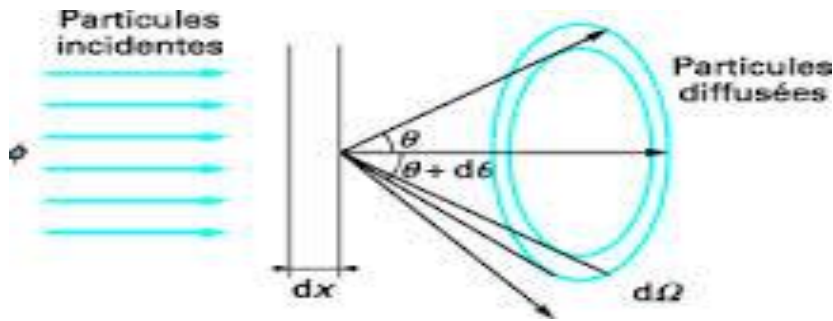


Figure 2.2 : Rappel sur la définition de l'angle solide.

La section efficace totale est :

$$\sigma = \iint \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \, d\Omega \quad (\text{Eq.2.8})$$

$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ est la section efficace différentielle (Figure 2.3).

Le nombre dN de particules diffusées dans l'angle solide :

$$dN_b = N_a \cdot N_V \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \, d\Omega \quad (\text{Eq.2.9})$$

L'unité de l'angle solide est « stéradian », et l'unité de la section efficace est « barn ».

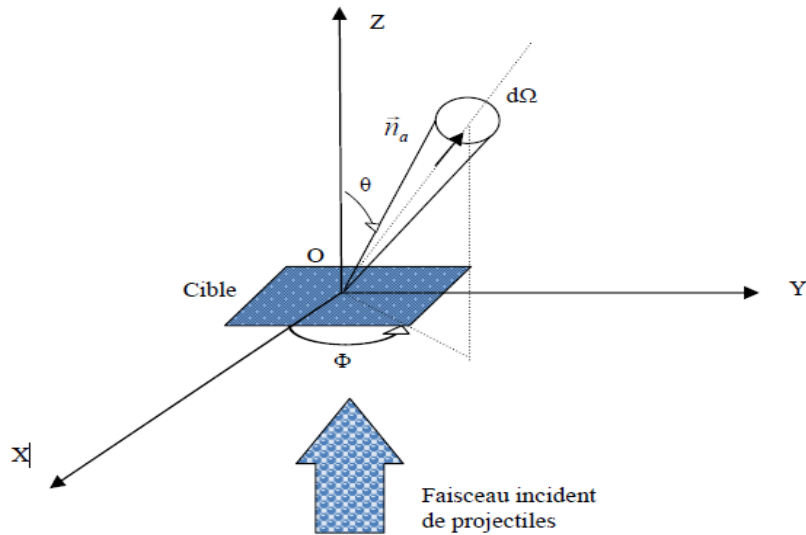


Figure 2.3 : Rappel sur la section efficace différentielle

2.4. Mécanisme du noyau composé :

Dans la gamme d'énergie stellaire (basse énergie), il apparaît dans les sections efficaces expérimentales de nombreux pics de résonances. Il n'est pas facile de décrire en détail la nature des résonances avec le modèle en couches car elle comporte des excitations très compliquées de nombreux nucléons dans le noyau. Du point de vue ondulatoire, les résonances sont dues à l'interférence entre l'onde émergente du noyau et les ondes diffractées et réfléchies de la particule incidente [8].

Dans le modèle du noyau composé, on suppose comme hypothèse de base que le noyau composé a été formé d'une manière tellement complexe qu'il a oublié comment il fut formé. Par exemple pour la réaction $X(a, b)Y$, on peut décomposer la section efficace en une section efficace de formation de noyau composé C^* correspondant au processus :



et la probabilité fractionnelle que C^* se casse selon la voie $b+Y$. On peut écrire :

$$\sigma(a, b) = \sigma_{a,c}(T_0)P_b(E) \quad (\text{Eq.2.11})$$

Où T_0 est l'énergie incidente (cm) et où E est l'énergie d'excitation du noyau composé.

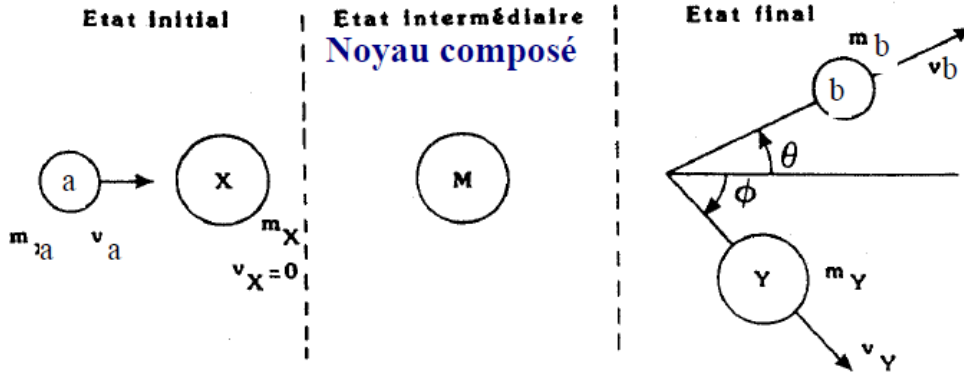


Figure (2.4) : réaction nucléaire dans le cas d'un noyau composé.

a : La particule incidente, X : le noyau cible, M : noyau composé.

b : La particule légère émise, Y : le noyau résiduel.

θ : L'angle de diffusion de la particule légère émise b .

φ : L'angle de diffusion de noyau résiduel Y .

(1) : état initiale.

(2) : état intermédiaire de noyau composé.

(3) : état final.

2.4.1. Formation de noyau composé :

L'énergie incidente T_0 est telle que c'est formé dans un état excité d'énergie E^* , cet état sera naturellement un état virtuel car il peut toujours se casser vers $a+X$. Par conséquent il aura une largeur finie Γ due à sa durée de vie finie. La section efficace de formation d'un noyau composé est proportionnelle à la probabilité de trouver le noyau à une énergie, un calcul quantique complet montre que :

$$\sigma_{a,c} = \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E^*)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{Eq.2.12})$$

où :

$\frac{\Gamma_a}{\hbar}$: est la constant de désintégration pour un état composé dans la voie a+X. On appelle Γ la largeur totale d'un état et Γ_a la largeur partielle d'une désintégration vers la voie a+X. En général :

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \dots \quad (\text{Eq.2.13})$$

Où Γ_a , Γ_b , et $\Gamma_{b'}$, sont les largeurs partielles des autres voies énergétiquement permises cette équation se déduit immédiatement à partir des expressions des désintégrations totales et partielles. On peut exprimer l'énergie de résonance E^* à partir de l'énergie incidente (cm.) T_0^* de sorte que l'équation (2.12) Devient :

$$\sigma_{a,c} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_c}{(T - T^*)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{Eq.2.14})$$

Beaucoup de tables donnent les énergies laboratoire T_a et T_a^* , correspondant à T_0 et T_0^* . Si on utilise ces énergies dans l'équation (2.14), les largeurs doivent aussi être écrites dans le système du laboratoire en utilisant la réaction suivant :

$$T_0 = T_a M_X / (M_a + M_X) \quad (\text{Eq.2.15})$$

On obtenir :

$$\Gamma_{i(\text{lab.})} = \Gamma_{i(\text{c.m.})} (M_a + M_X) / M_X \quad (\text{Eq.2.16})$$

Si on considère le spin, on doit multiplier le membre de droit de l'équation (2.14) par le facteur :

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_X+1)} \quad (\text{Eq.2.17})$$

où J est le moment angulaire totale de l'état composé.

Un état composé donné peut être seulement formé par les moments angulaires orbitaux I_a qui vérifient les relations suivant :

$$J = I_a + I_x + I_a \quad (\text{Eq.2.18})$$

$$\pi_J = \pi_a \pi_x (-1)^{l_a} \quad (\text{Eq.2.19})$$

Où π_J est la parité de l'état composé.

2.4.2. Désintégration du noyau composé :

Il résulte que la possibilité P_b de désintégration d'un état composé dans la voie de sortie « b+Y » est donnée par :

$$P_b = \Gamma_a / \Gamma \quad (\text{Eq.2.20})$$

où Γ_a est la largeur partielle.

En combinant cette équation avec les équations (2.14) et (2.17) on a :

$$\sigma_{(a,b)} = g_J \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T_0 - T_0^*)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{Eq.2.21})$$

C'est la formule de résonance de Breit-Wigner. Cette formule est valable pour toutes les voies sauf pour la voie élastique pour on doit tenir compte de l'interférence avec la diffraction et la réflexion.

Dans la formule de Breit-Wigner toute largeur partielle Γ_b est une autre façon de représenter la constant de désintégration λ_b pour le processus $C^* \rightarrow b+Y$. C'est exactement comme dans la désintégration alpha ou gamma.

La largeur doit aussi être proportionnelle au facteur de pénétrabilité coulombienne. Mais même en l'absence de barrières coulombienne, seule la barrière centrifuge peut diminuer la largeur pour tenir compte de ces deux facteur, on écrit habituellement

$$\Gamma_b = 2K_b R P(b, Y) \gamma_b^2 \quad (\text{Eq.2.22})$$

Où

- le facteur 2 introduit par commodité .
- K_b est le nombre d'onde en (c.m) de la voie b+Y.
- R est le rayon nucléaire $\approx R_0(A_b^{\frac{1}{3}}+A_Y^{\frac{1}{3}})$ (A=nombre de masse).
- P (b, Y) est facteur de pénétration.
- γ_b^2 est une constant déterminée expérimentalement appelée largeur réduite.

La plus grande largeur possible qu'une voie puisse avoir est estimée à

$$\Gamma_{b(\max)} \approx \frac{\hbar}{t} \quad (\text{Eq.2.23})$$

ou t est le temps nécessaire à la particule b pour traverser le noyau

$$t \approx \frac{R}{v_b} \quad (\text{Eq.2.24})$$

Des valeurs de largeurs réduites aussi petites que 10^{-6} fois la valeur de la largeur à une particule indépendante sont courantes, ce qui indique la nature complexe des états du noyau composé.

2.4.3. Résonances du noyau composé :

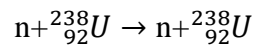
Dans la suite, nous appellerons conventionnellement « domaine des basses énergies » la gamme d'énergie dans laquelle on observe des variations brutales de la section efficace totale qui portent le nom de « résonances du noyau composé » et (pour des raisons analogues) cette gamme d'énergie s'étend jusqu'à quelques dizaines de K eV pour les noyaux lourds et jusqu'à MeV pour les noyaux légers. En effet, au-delà les sections efficaces totales ne manifestent plus de résonances espacées ; leur tracé devient « lisse » car, dans ce nouveau domaine, de nombreuses voies sont ouvertes et les largeurs des résonances deviennent comparables à leur espacement. On est entré dans ce que nous appellerons conventionnellement le « domaine des moyennes énergie ».

A basse énergie, tous les noyaux se comportent sur un fond de diffusion potentielle apparaissent de nombreuses résonances étroites dont l'espacement diminue et la largeur augmente au fur et à mesure que l'énergie incidente s'élève. Ceci est vrai

pour des neutrons, et pour des particules chargées pourvu qu'elles puissent franchir la barrière coulombienne.

2.4.4. Largeur des résonances du noyau composé :

L'allure des résonances observées à basse énergie est assez bien représentée au voisinage de l'énergie de résonance. La largeur d'un état quasi-stationnaire, se désexcitant exclusivement suivant le processus $Y \rightarrow X+a$, peut être assimilée à la largeur de la résonance observée lors de la diffusion élastique $a + X \rightarrow a + X$. En ce sens, l'observation d'une résonance étroite peut être considérée comme une mise en évidence d'un état métastable de vie moyenne $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$. Par exemple, la largeur de diffusion élastique :



Des résonances observées dans la première gamme d'énergie est typiquement de l'ordre de 0,03 eV. On en conclura que la durée de vie partielle, τ_n , des états métastables de ${}^{238}_{92}\text{U}$ mis en évidence dans cette gamme est de l'ordre de $\tau_n \approx 2 \times 10^{-14}$ s, on a typiquement Γ_n de l'ordre de quelques électronvolts, soit τ_n de l'ordre de quelque 10^{-16} s. des états métastables possèdent des vies moyennes aussi « longues » et si faiblement espacés en énergie les autres peuvent être interprétés comme des états individuels de modèle en couche qui se désexciteraient après formation, par émission de neutron.

2.5. Pénétrabilités de la barrière coulombienne :

Le projectile et le noyau cible sont soumis à l'action d'une force de répulsion coulombienne, dérivant de l'énergie potentielle :

$$E_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (\text{Eq.2.25})$$

Z_1 et Z_2 étant les nombres atomiques des deux noyaux, séparés par une distance r , pour des valeurs de celle-ci inférieures au rayon nucléaire R_N , la force nucléaire attractive (de courte portée) entre en jeu et alimentait la répulsion coulombienne.

Ainsi, en s'approchant du noyau cible, le projectile rencontre une barrière coulombienne, de hauteur (Figure 2.5) :

$$B_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_N} \quad (\text{Eq.2.26})$$

Classiquement, une particule incidente d'énergie $E < E_c$ ne peut pas induire une réaction nucléaire sur le noyau cible car elle serait complètement arrêtée au point tournant R_c , et rebrousserait chemin. Mais la mécanique quantique montre que il existe une probabilité faible (mais finie) pour que le projectile d'énergie $E < B_c$ pénètre la barrière coulombienne (pénétration par effet tunnel)[7].

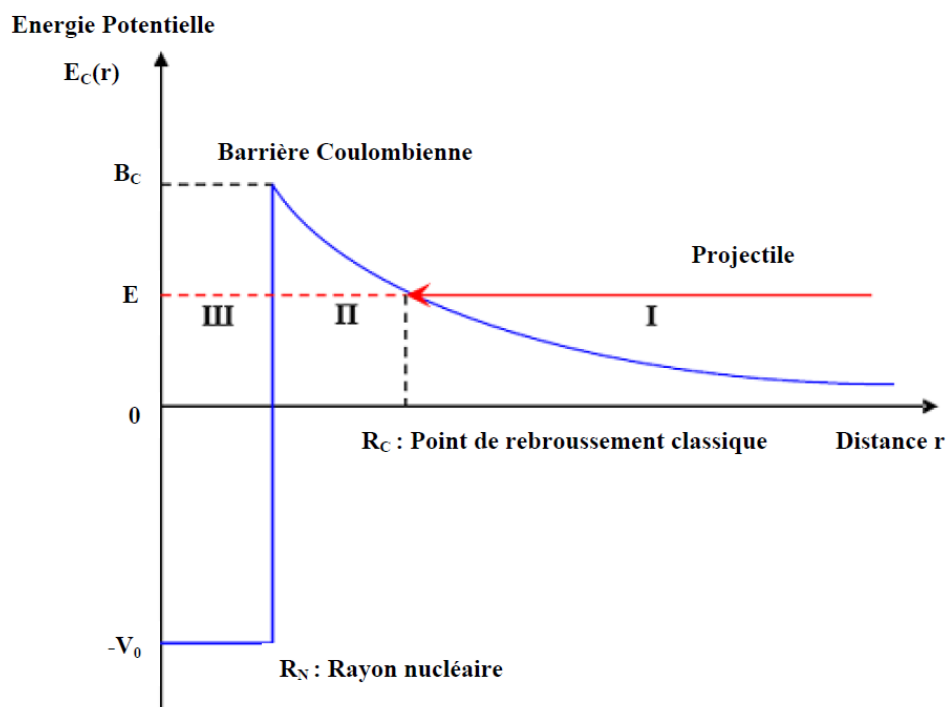


Figure (2.5) : effet tunnel la barrière coulombienne de profondeur V_0 .

2.6. Le facteur astrophysique $S(E)$:

Le but de l'astrophysique est, en particulier, l'étude des réactions nucléaires qui se produisent dans les divers sites stellaires ces derniers sont constitués essentiellement d'un plasma de particules chargées (l'hydrogène, l'hélium..)

généralement en équilibre thermique. Compte tenu de la température régnant dans ces sites ($KT \cong 1$ à 100 Kev), les réactions nucléaires ont donc lieu à des énergies qui sont sous-coulombiennes. La détermination expérimentale des sections efficaces des réactions à ces énergies étant extrêmement difficile, il est souvent fait appel à des extrapolations dans la zone d'intérêt astrophysique.

Le facteur astrophysique $S(E)$ a été introduit pour la première fois par Bethe en 1948, dans le but de surmonter en fait cet obstacle. De par sa définition, ce dernier masque partiellement les effets de répulsion coulombienne qui peuvent donc avoir lieu entre les particules en interaction dans le site. Il permet donc une meilleure mise en évidence de la contribution des réactions nucléaires.

Considérons deux particules chargées a et X de nombres de masse a et A et de charges nucléaires z et Z respectivement interagissant à l'énergie centre de masse E . La hauteur de la barrière coulombienne définie par ce système est :

$$E_c = \frac{zZe^2}{R} \quad (\text{Eq.2.27})$$

Où R est le rayon d'interaction dans la voie d'entrée défini par :

$$R = r_0(A_a^{1/3} + A_X^{1/3}) \quad (\text{Eq.2.28})$$

OU : A_a et A_X sont respectivement les nombres de masse des particules a et X . r_0 vaut 1.4 fermi. Pour $E / E_c \ll 1$ (énergies stellaires) la section efficace de réaction est alors :

$$\sigma = \pi \lambda^2 P f_N \quad (\text{Eq.2.29})$$

Ici

- λ : est la longueur d'onde réduite de broglie : $\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}$
- P : est facteur de pénétration
- f_N : facteur détermination par les effets nucléaires pour la voie de réaction considérée.

Chapitre 2 : Les réactions nucléaires par noyau composé

Considérons par exemple la section efficace associée à un état résonnant isolé forme à travers la réaction nucléaire $a + X \rightarrow b + Y$ et décrite par la relation de Breit et Wigner à un niveau :

$$\sigma = \pi\lambda^2 g(J) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{Eq.2.30})$$

$\Gamma_a \propto P$ ou est la pénétrabilité associée à la voie d'entrée. $g(J)$ est le facteur statistique caractérisant l'état excité atteint du noyau composé.

La section efficace est alors donnée par :

$$\sigma \propto \sigma = \pi\lambda^2 P \frac{\Gamma_b}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} g(J) \quad (\text{Eq.2.31})$$

A très basses énergies $(E - E_R)^2 \propto (E_R)^2$. Ce qui donne par suite :

$$f_N \propto \frac{\Gamma_b}{E^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} g(J) \quad (\text{Eq.2.32})$$

f_N , comme on le constate, caractérise l'état excité du noyau composé (caractérisé par les paramètres Γ, E_R et $g(J)$ atteint dans la voie d'entrée considérée et se désexcitant à travers la voie de sortie bien définie ($b+Y$).

En général, les énergies mises en jeu par les réactions d'intérêt astrophysique sont relativement basses et très faibles devant la barrière coulombienne. En conséquence pour ce type de réactions et plus précisément dans les régions non résonnantes ou bien situées suffisamment loin des résonances, les sections efficaces sont dominées (dans la voie d'entrée) par les ondes $s(l=0)$.

P peut être approché par le facteur de Gamow qui est une approximation du coefficient de transmission de la barrière coulombienne de la voie d'entrée par :

$$P = P_0 = e^{-2\pi\eta} \quad (\text{Eq.2.33})$$

Où : η est le paramètre de sommerfield défini par :

$$\eta = \frac{zZe^2}{hv} = zZ\alpha(\mu c^2 / 2E)^{1/2} = b/E^{1/2} \quad (\text{Eq.2.34})$$

$\alpha = e^2 / hc = 1 / 137$ est la constante de structure fine, et c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

En fonction de l'énergie E , la section efficace s'écrit :

$$\sigma(E) \propto \left(\frac{1}{E}\right) P_0 f_N \quad (\text{Eq.2.35})$$

Pour $P_0 \cong e^{-2\pi\eta}$, f_N est donné par :

$$f_N \propto \sigma(E) E e^{-2\pi\eta} \quad (\text{Eq.2.36})$$

On définit alors en astrophysique le facteur $S(E)$ par la relation suivante :

$$S(E) = \sigma(E) E \exp(2\pi\eta) \quad (\text{Eq.2.37})$$

Le facteur astrophysique $S(E)$ constitue, en fait, un outil physique qui en première approximation renferme toutes les propriétés nucléaires intrinsèque du système constitué par les deux particules en interaction.

Pour des réactions non résonnantes, ce facteur $S(E)$ est une fonction qui varie lentement avec l'énergie E . Grâce à cette caractéristique, le facteur $S(E)$ peut être utilisé pour l'extrapolation des valeurs des sections efficaces aux très basses énergies et particulièrement aux énergies d'intérêt astrophysique [3].

Chapitre 3

*Analyse de la réaction
nucléaire $^{10}\text{B} (p, \alpha) ^7\text{Be}$
à basse énergie*

3.1. Définition :

Ce chapitre est consacré au calcul de la section efficace et le facteur astrophysique $S(E)$ résultats de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ dans le domaine des basses énergies $E \leq 1\text{MeV}$. Le mécanisme d'interaction est essentiellement celui procédant par la formation du noyau composé. Puis nous déduirons l'effet d'écran électronique sur notre réaction nucléaire.

3.2. Caractéristiques des états excités :

3.2.1. Propriétés des niveaux excités :

Le schéma sur la figure 3.1 représente un diagramme des niveaux d'énergie du noyau composé ^{11}C formé par la voie d'entrée $p+^{10}\text{B}$. Un état excité de ce noyau à l'énergie d'excitation E_x , de spin parité J^π , de largeur totale Γ_{tot} correspond à une résonance à l'énergie E_R avec :

$$E_x = E_R + Q$$

où Q est le bilan énergétique.

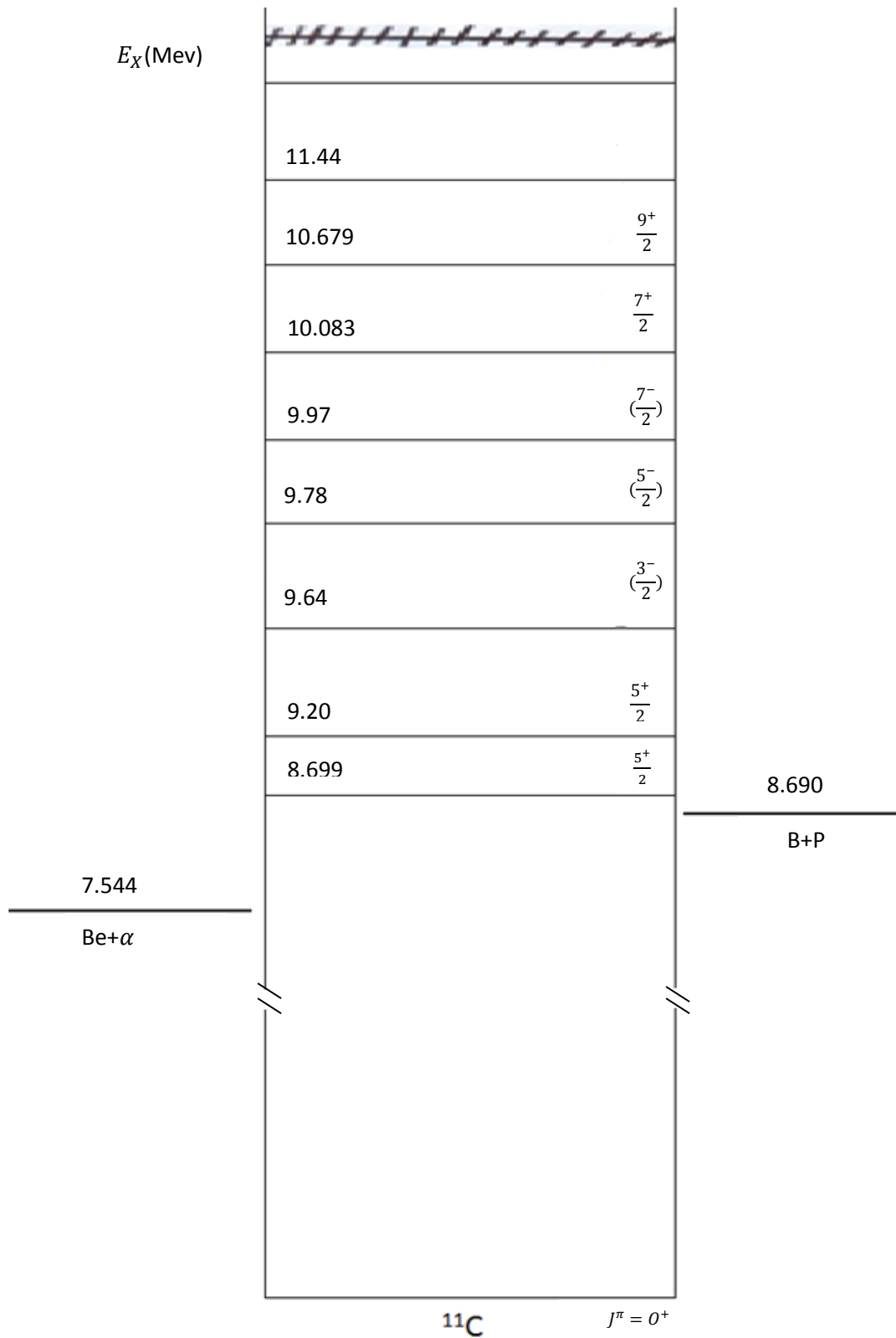


Figure 3.1 : Les niveaux d'énergie du noyau composé ^{11}C .

3.2.2. Règles de sélection pour les caractéristiques J^π :

Les caractéristiques d'un état composé sont obtenues en procédant aux lois de conservations du moment cinétique total J et de la parité π exprimé par les relations suivantes :

$$\vec{s} + \vec{l} = \vec{j} = \vec{s}' + \vec{l}'$$

$$\pi_p \pi_{^{10}\text{B}} (-1)^l = \pi_J = \pi_\alpha \pi_{^7\text{Be}} (-1)^{l'}$$

où $\vec{s} = \vec{l}_p + \vec{l}_{^{10}\text{B}}$, $\vec{s}' = \vec{l}_\alpha + \vec{l}_{^7\text{Be}}$, \vec{l} et \vec{l}' sont respectivement les spins et les moments angulaires orbitaux des voies d'entrée et de sortie. I_x et π_x , sont le spin et la parité de chaque particule x prenant part à la réaction, donnés dans le tableau (3.1) ci-dessus :

Particule	P	^{10}B	α	^7Be
I^π	$\frac{1^+}{2}$	3^+	0^+	$\frac{3^-}{2}$

Tableau 3.1 : spins et parités des particules impliquées dans la réaction.

Les tableaux 3.2-A et B montrent, pour différentes valeurs de moment angulaire orbital l ou l' des voies d'entrée $^{10}\text{B}+p$ et de sortie $^7\text{Be}+\alpha$, les valeurs possibles des spins et parités des états composés obtenus à partir des équations précédentes.

La gamme d'énergie dans laquelle nous effectuerons l'analyse de la réaction étant celles des énergies stellaires ($0 \leq E \leq 1\text{MeV}$), nous considérerons uniquement des ondes S et P ($l, l' = 0, 1$).

$s \backslash l$	0	1	2
$\frac{5^+}{2}$	$\frac{5^+}{2}$	$\frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}, \frac{7^-}{2}$	$\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}$
$\frac{7^+}{2}$	$\frac{7^+}{2}$	$\frac{5^-}{2}, \frac{7^-}{2}, \frac{9^-}{2}$	$\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}, \frac{9^+}{2}, \frac{11^+}{2}$

Tableau 3.2-A : combinaisons possible entre moments angulaires et spins pour la voie d'entrée $^{10}\text{B}+p$.

$s' \backslash l'$	0	1	2
$\frac{1^-}{2}$	$\frac{1^-}{2}$	$\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}$	$\frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}$
$\frac{3^-}{2}$	$\frac{3^-}{2}$	$\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}$	$\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}, \frac{7^-}{2}$

Tableau 3.2-B : combinaisons possible entre moments angulaires et spins pour la voie de sortie $^7\text{Be}+\alpha$.

3.3. Procédure d'ajustement :

La facteur astrophysique théorique de la réaction nucléaire $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ ont été calculée dans le domaine d'énergie $E \leq 1\text{MeV}$ à partir de l'équation de Breit-Wigner à un niveau (Eq.2.34), où le premier niveau de ^{11}C rapporté dans le tableau 3.3 a été considéré. Elle a ensuite été ajustée aux données expérimentales correspondantes [9, 10, 11] dans le même domaine d'énergie en faisant varier les paramètres des résonances suivantes :

- L'énergie de résonance E_R ,

- La largeur totale Γ_{tot} et les largeurs partielles Γ_p et Γ_α de niveau dans les voies d'entrée et de sortie respectivement telle que :

$$\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_p + \Gamma_\alpha$$

- Le spin et la parité J^π ,
- L'énergie de projectile

Toutes ces données sont dans le tableau 3.3 et schéma de niveau 3.1.

E_p (MeV \pm keV)	E_x (MeV)	J^π	Γ_{lab} (keV)	Decay
0.010 ± 2^b	8.699 ± 10	$\frac{5}{2}^+$	16 ± 1^c	γ
0.56 ± 60^b	9.20 ± 50	$\frac{5}{2}^+$	550 ± 100	γ
1.05 ± 60^b	9.64 ± 50	$(\frac{3}{2}^-)$	230 ± 50	$\gamma, (p_0, \alpha_0)$
1.20 ± 50^b	9.78 ± 50	$(\frac{5}{2}^-)$	260 ± 60	$\gamma, (p_0, \alpha_0)$
1.41 ± 50^b	9.97 ± 50	$(\frac{7}{2}^-)$	130 ± 20	γ
1.533 ± 5	10.083	$\frac{7}{2}^+$	≈ 250	p_0, α_0, α_1
2.189 ± 5	10.679	$\frac{9}{2}^+$	220 ± 30	p_0, α_0, α_1
3.03 ± 10	11.44		400	α_0, α_1
3.9 ± 10	12.20	$T = \frac{3}{2}$		p_2
4.1 ± 100	12.45	$T = \frac{3}{2}$	440 ± 100	p_2
$4.1^{d, e}$	12.4	$\pi = -$	1–2 MeV	γ_0
4.36 ± 20	12.65	$(\frac{7}{2}^+)$	400	$\gamma_1, \alpha_0, \alpha_1, {}^3\text{He}$
(4.75)	(13.01)			γ_0
5.2	13.4		1200 ± 100	α_0, α_1
5.73 ± 20	13.90		≈ 500	γ_1, p
5.92 ± 20	14.07		broad	n
6.68 ± 40	14.76		≈ 500	n, p, ${}^3\text{He}$
7.33 ± 50^e	15.35	$\pi = -$	broad	γ_0, n, p
7.60 ± 50	15.59		≈ 500	n, p
8.8^e	16.7	$\pi = -$	900 ± 100	γ_0
(10.5)	(18.2)			γ_0

Tableau 3.3 : les paramètres des états excités du ${}^{11}\text{C}$ rapportés par la compilation [12].

3.4. Résultats et discussions :

Le facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ est donné par la relation :

$$S(E) = \sigma(E)E \exp(2\pi\eta)$$

La figure 3.2 donne les variations de ce facteur $S(E)$ en fonction de l'énergie centre de masse E . La détermination de la résonance située juste en dessus du seuil ($^{10}\text{B}+p$) à savoir $E_1=10$ KeV nous a permis d'identifier de manière unique les variations du facteur $S(E)$ (trait plein) aux basse ($E_{cm} \leq 500$ keV).

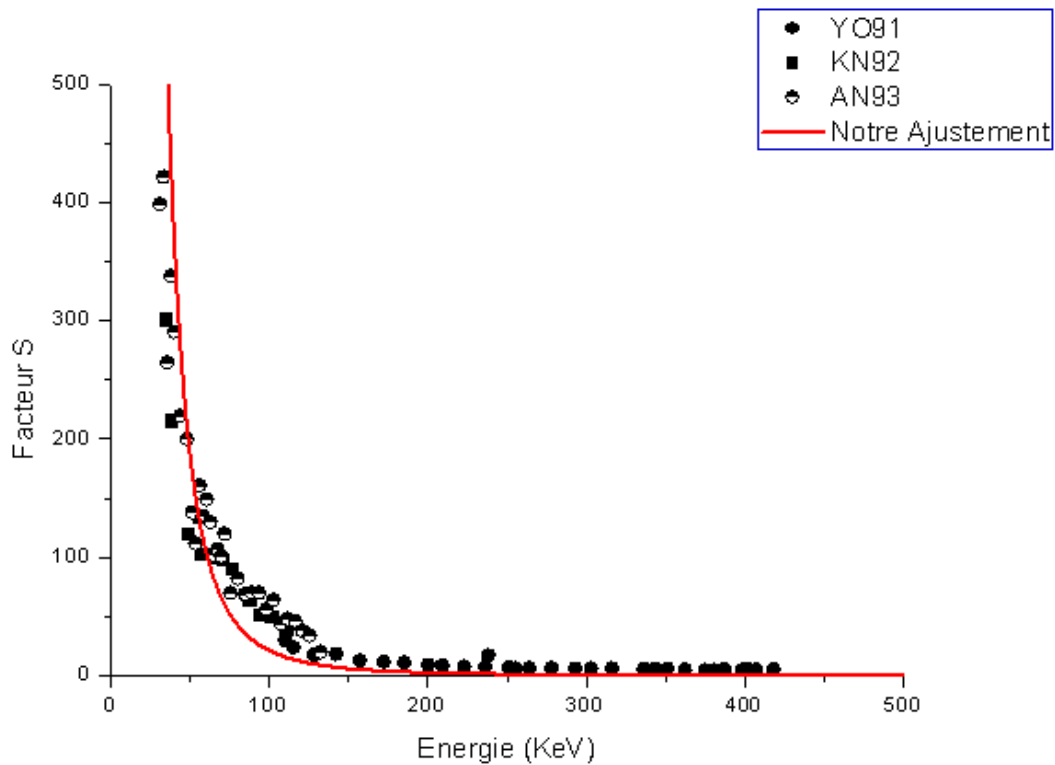


Figure 3.2 : le facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ à un niveau.

En deuxième étape en calcul le facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ en utilisant l'équation de Breit-Wigner à deux niveau :

$$\sigma = \pi\lambda^2 \left(g(J)_1 \frac{\Gamma_{a1}\Gamma_{b1}}{(E - E_{R1})^2 + \frac{\Gamma_1^2}{4}} + g(J)_2 \frac{\Gamma_{a2}\Gamma_{b2}}{(E - E_{R2})^2 + \frac{\Gamma_2^2}{4}} \right)$$

Introduisent le niveau $E_R=560\text{keV}$. Les résultats de notre ajustement sont représentés sur la figure 3.3. On notera que dans ce domaine d'énergie le facteur astrophysique dépend fortement d'énergie de résonance. La figure 3.3 montre clairement cette

dépendance. Pour cela et pour améliorer notre ajustement en introduit un troisième niveau avec l'énergie de résonance $E_R=1050\text{keV}$. On ajuste donc le facteur astrophysique avec une somme de fonctions de Breit-Wigner à un niveau. Les résultats sont représentés sur la figure 3.4.

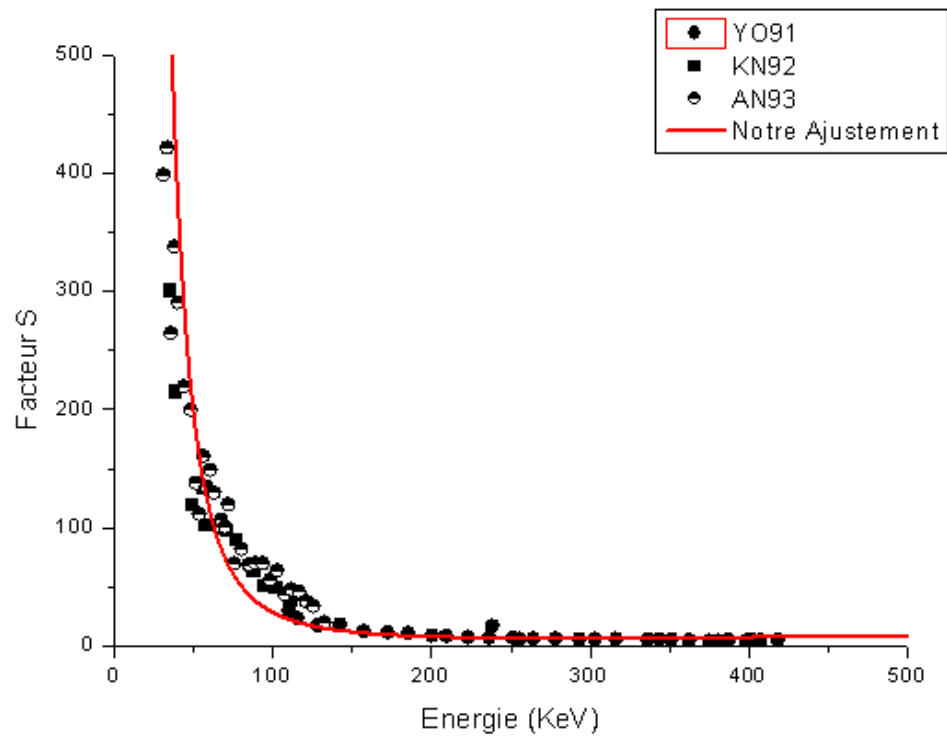


Figure 3.3 : le facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ à deux niveau.

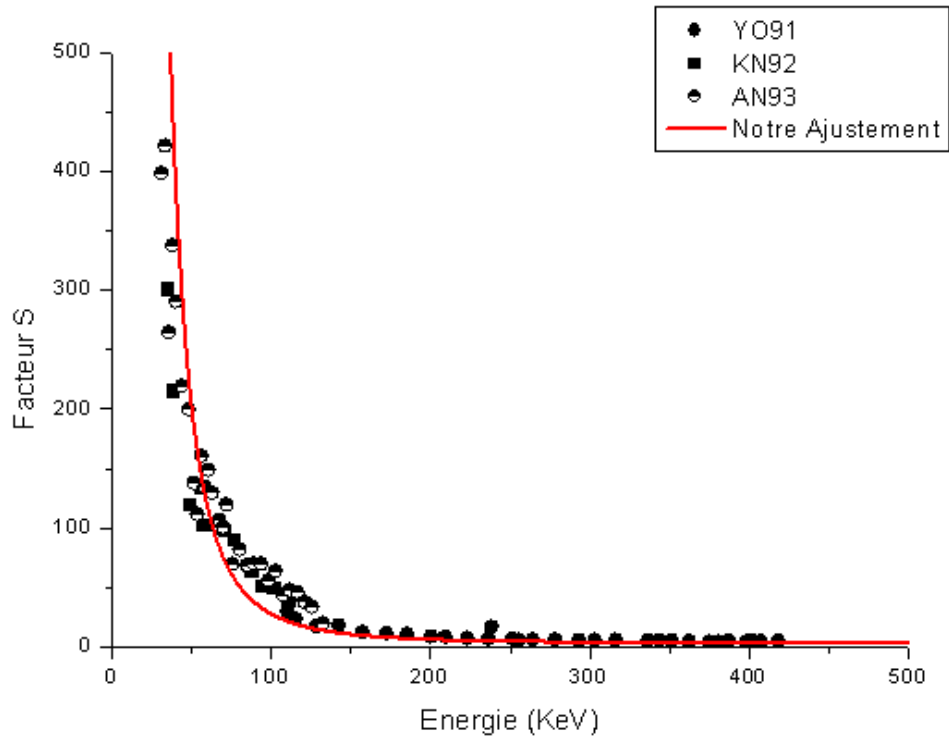


Figure 3.4 : le facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ à trois niveaux.

On peut calculer la section efficace dans le cas d'un noyau composé par l'équation de Briet-Wigner ; on calcule pratiquement le facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ qui produit le noyau composé ^{11}C avec le programme fortran. Le tableau 3.4 représente les caractéristiques d'ajustement de trois niveaux.

caractéristique Les étapes	E_R (kev)	E_X (Mev)	J^π	Γ_{a1}	Γ_{P1}	Γ_{a2}	Γ_{P2}	Γ_{a3}	Γ_{P3}
première étape	10	8.699	$5^+ / 2$	16	19				
deuxième étape	560	9.20	$5^+ / 2$	15	20	10	391		
troisième étape	1050	9.64	$3^- / 2$	15	21	1	398	200	60

Tableau 3.4 : les paramètres des résonances de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$

3.5. Eude de l'effet électronique dans la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$:

Pour évaluer le facteur d'écran électronique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$, nous avons vérifié d'abord dans quel domaine d'énergie l'effet d'écran est important pour cette réaction. Par conséquent, nous avons effectué le calcul du $f(E)$ aux énergies $E < 100\text{keV}$ en utilisant comme potentiel d'écran les valeurs déduites à partir des modèles théoriques les plus utilisés [4, 5, 6]. Les résultats de ce calcul sont représentés sur la figure 3.5.

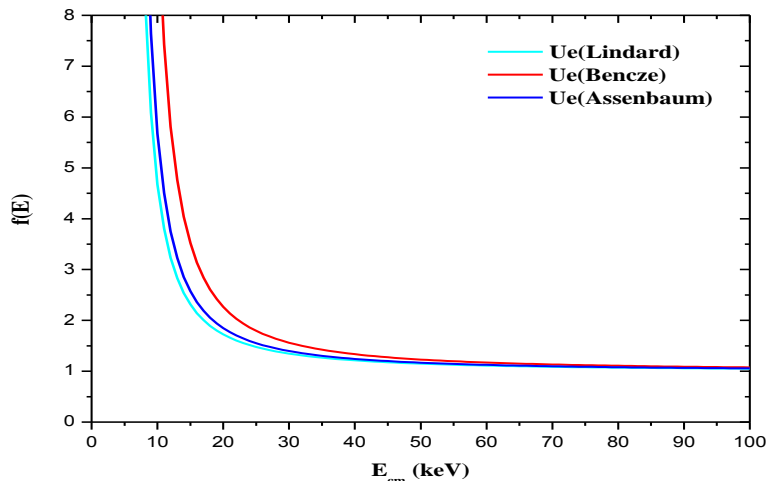


Figure3.5 : le facteur d'écran électronique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$

Les points expérimentaux s'étendent jusqu'à 18keV, est d'après la figure précédente, ils sont donc affecter par l'écrantage électronique qui va jusqu'à 40keV.

Conclusion Générale

Conclusion

Dans ce travail, nous avons analysé la réaction nucléaire $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ dans le cadre du mécanisme du noyau composé au moyen de l'approximation de Briet-Wigner. Dans cette analyse, nous étudions les trois niveaux du noyau composé ^{11}C situés à $E_x = 8.699$ MeV, $E_x = 9.20$ MeV et $E_x = 9.64$ MeV, formés à partir de la voie d'entrée $^{10}\text{B}+p$, et détruits dans la voie de désexcitation $^7\text{Be}+\alpha$. Cette étude a été menée en utilisant les données expérimentales à des énergies d'intérêt astrophysique inférieur à 1 MeV. Des nouveaux paramètres nucléaires ont été déterminés par ajustement des valeurs théoriques aux résultats expérimentaux. Les dernières compilations n'apportent que très peu d'informations sur les caractéristiques nucléaires de ces trois niveaux du ^{11}C .

Ce travail nous a permis de déterminer et de fixer avec précision le facteur astrophysique $S(E)$ aux basses énergies et particulièrement à $E \leq 500$ keV. Des ajustements théoriques satisfaisants ont été obtenus, qui décrivent bien les données expérimentales du facteur $S(E)$. Une étude détaillée de l'effet d'écran électronique $f(E)$ a aussi été effectuée, qui nous a permis de corriger le facteur astrophysique à très basses énergies.

Cette analyse nous a conduits à lever les ambiguïtés concernant les valeurs des paramètres des niveaux nucléaires de ^{11}C produit dans la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$, et éclairer la situation concernant les mécanismes d'interaction aux basses énergies.

Références bibliographiques

- [1] : Luc valentin, « physique subatomique noyaux et particules », (1975).
- [2] : J. Lindhard, V. Nielsen et M. Scharff. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 36
(1968) no. 10.
- [3] : Djamel Moussa, 1996 thèse« magister en sciences physiques, (U,S,T,H,B) alger.
- [4] : J. Lindhard, V. Nielsen et M. Scharff. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 36
(1968) no. 10.
- [5] : G. Bencze. Nucl. Phys. A 492, 459 (1989)
- [6] : H. J. Assenbaum, K. Langanke et C. Rolfs. Z. Phys. A237 (1987) 461.
- [7] :Amel belhout, thèse « Astrophysique nucléaire », (U,S,T,H,B) alger.
- [8] : Walter.E-Meyerhof, «élément de physique nucléaire », (1978).
- [9] : M. Youn, H. T. Chung, J. C. Kim and H. C. Bhang. The $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ reaction in the thermonuclear energy region. Nucl. Phys. A533 (1991) 321.
- [10]: F. Knape, H. Bucka and P. Heide. The $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ reaction at thermonuclear energies. Proc. 2nd Intern. Symposium on Nuclear Astrophysics, Karlsruhe, Germany, 6 - 10 July, 1992. Eds. F. Kaeppler and K. Wisshak.
- [11]: C. Angulo, S. Engstler, G. Raimann, C. Rolfs, W. H. Schulte and E. Somorjai. The effects of electron screening and resonances in (p,alpha) reactions on ^{10}B and ^{11}B at themal energies. Z. Phys. A345 (1993) 231.
- [12]:J.H. Kelley^{a,b} , E. kwan^{a,c} ,J. E. Purcell^{a,d} , C.G.Sheu^{a,c} , and H. R. Weller^{a,c}
Nucl. Phys. A880(2012)88.