

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediène

Faculté de Physique



THESE

Présentée pour l'obtention du **diplôme** de **DOCTORAT 3^{ème} Cycle**

En : PHYSIQUE

Spécialité : PHYSIQUE THEORIQUE

Par : Faiza SAIDI

Sujet

Étude de la Désintégration des Noyaux Lourds par Emission de Particules Alpha et de Clusters

Soutenue publiquement, le 10/07/2016, devant le jury composé de :

Mr. Drir Mahrez	Professeur	à l'USTHB	Président
Mr. Oudih Mohamed Réda	Professeur	à l'USTHB	Directeur de Thèse
Mme. Allal Nassima Hosni	Professeur	à l'USTHB	Examinatrice
Mr. Mezhoud Réda	Maître de Conférences A	à l'UMBB	Examineur
Mr. Damache Smail	Directeur de Recherches	au CRNA	Examineur
Mme Meliani Zahra	Professeur	à l'USTHB	Examinatrice

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à toute personne que j'ai trouvé à mes cotés durant mes années de doctorat.

À mes chers parents

À mes frères Yacine et Mohamed Amine, à mes sœurs Maroua et Aya.

À ma très chère amie et sœur Khadra

À toutes mes amies, avec lesquelles j'ai partagé de bons souvenirs à l'université et à la cité universitaire Baya Hocine.

Remerciements

Je souhaite remercier en premier lieu mon directeur de thèse, Monsieur M. R. Oudih, Professeur à l'USTHB. Je lui suis également reconnaissante pour le temps conséquent qu'il m'a accordé et pour ses qualités humaines, pédagogiques et scientifiques. J'ai beaucoup appris sous sa direction et il m'est impossible de lui exprimer toute ma gratitude en seulement quelques lignes.

Je suis très honorée de remercier Monsieur M. Drir, Professeur à l'USTHB, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'être président de mon jury de thèse. Je tiens à l'assurer de ma profonde reconnaissance pour l'intérêt qu'il porte à ce travail.

Je remercie également, Madame N. H. Allal, Professeur à l'USTHB, pour l'honneur qu'elle m'a fait pour sa participation à mon jury de thèse en qualité d'examinatrice, pour le temps consacré à la lecture de cette thèse, et pour les suggestions et les remarques judicieuses qu'elle m'a indiquées.

Mes remerciements sont adressés également à Madame Z. Meliani, Professeur à l'USTHB, pour sa participation à mon jury de thèse en qualité d'examinatrice et pour toutes les remarques intéressantes qu'elle m'a faites.

Je remercie infiniment, Monsieur R. Mezhoud, Maître de Conférences A à l'UMBB, d'avoir accepté d'examiner mon travail de Doctorat. Je le remercie également pour ses suggestions scientifiques.

Mes remerciements vont également à Monsieur S. Damache, Directeur de Recherches au CRNA, qui a bien voulu examiner ma thèse. Je le remercie pour le temps consacré à la lecture de ce travail ainsi que pour les commentaires m'ayant permis de l'améliorer.

Je suis également reconnaissante au Professeur M. Fellah pour la confiance qu'il m'a accordé. Pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe « Théorie de la Structure Nucléaire » du Laboratoire de Physique Théorique, pour avoir mis à ma disposition tous les moyens matériels nécessaires et pour ces précieux conseils.

Je n'oublie pas de remercier tous les membres de l'équipe pour les discussions intéressantes qu'on a eues, pour leurs conseils et suggestions et pour la bonne ambiance qui règne au sein de notre laboratoire. Je tiens à remercier I. Ami, D. Mokhtari, S. kerrouchi, F. Hammache, A. Berbiche, Y. Benbouzid, M. Ouhachi et D. Mensori.

Contents

Introduction	1
1 Approximation de Wentzel, Kramers et Brillouin (WKB)	5
1.1 Principe de la méthode	6
1.1.1 Résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'une barrière rectangulaire	6
1.1.2 Résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'un potentiel variable $V(x)$	8
1.2 Condition de validité	10
1.3 Formules de connection	11
1.4 Effet Tunnel	17
1.5 Expression du coefficient de transmission	18
2 Désintégration alpha	22
2.1 Processus de la désintégration alpha	22
2.2 Systématique de la désintégration alpha : Loi de Geiger et Nutall	24
2.3 Théorie de la désintégration alpha : le modèle de Gamow	25
2.4 La barrière de potentiel	27
2.4.1 Le potentiel de proximité	27
2.5 Calcul de la demi-vie	35
2.5.1 Noyaux sphériques	35
2.5.2 Noyaux déformés	37
2.6 Résultats et discussions	39
3 Radioactivité Cluster	61
3.1 Formalisme	62
3.2 Résultats et discussions	62
3.2.1 Noyaux sphériques	62
3.2.2 Noyaux déformés	66
Conclusion	83
Annexes	86
A Formules semi-empiriques	88
A.1 Approximation de Viola-Seaborg	88
A.2 Formule de Brown	89
A.3 Méthode de la courbe universelle UNIV	89
A.4 Loi universelle de désintégration UDL	91
A.5 Loi de Geiger et Nutall	92

List of Figures

0-1	Diagramme de Segré représentant le nombre de protons Z en fonction du nombre de neutrons N	3
1-1	Une onde plane qui se heurte à une barrière de potentielle constante.	7
1-2	Potentiel linéarisé au voisinage d'un point de retour.	12
1-3	Graphe des fonctions d'Airy.	13
1-4	Figure schématisant une particule qui traverse une barrière par effet tunnel.	17
1-5	Discrétisation d'une barrière quelconque en petites barrières rectangulaires de largeur Δx	21
2-1	Variation des valeurs expérimentales de la demi-vie(en seconde) des noyaux pair-pair Yb-Ra avec $N < 126$ en fonction de $Q_\alpha^{-1/2}$ (en $\text{MeV}^{-1/2}$). Figure tirée de la référence [?].	25
2-2	Le potentiel nucléaire de Gamow.	26
2-3	Configuration schématique des deux noyaux interagissant, noyau fils déformé et noyau émis sphérique.	37
2-4	Variation du logarithme décimal de la demi-vie en fonction du nombre de neutrons du noyau fils N_f pour les isotopes de Yb, Hf, W et Os.	41
2-5	Même chose que la figure ?? pour les isotopes de Hg, Po, At, Rn, Ra et Pa.	42
2-6	Même chose que la figure ?? pour les isotopes de Pu, Cm, Cf et Fm.	44
2-7	Variation du facteur R en fonction du nombre de masse du noyau parent A_p pour les noyaux Dy, W, Hg, Po, Th, Cm, No et Ea.	45
3-1	Rapport R calculé dans le cadre des modèles WSM et CPPM.	63
3-2	Variation du logarithme décimal de la demi-vie en fonction du nombre de neutrons pour les noyaux Ra et Th en émettant différents clusters.	64
3-3	Même chose que la figure ?? pour les noyaux U et Pu.	65
3-4	Barrière d'interaction entre le noyau fils et le cluster pour la désintégration $^{216}\text{Fr} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{202}\text{Tl}$	66
3-5	Variation de la barrière d'interaction en fonction de différente valeur de θ	67

3-6	Rapport R calculé dans les modèles de WSMD et CPPM. . . .	68
3-7	Variation du logarithme décimal de la demi-vie en fonction du nombre de neutrons du noyau fils N_f calculée dans le cadre des modèles de HOROI, UNIV, UDL, WSM et WSMD. . . .	69
A-1	Du coté gauche, variation des valeurs expérimentales de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ en fonction de $\frac{1}{\sqrt{Q}}$. Du coté droite, variation des valeurs expérimentales de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ en fonction de $\frac{Z_f}{\sqrt{Q}}$. Figure tirée de la référence [?].	89
A-2	Du coté gauche, variation des valeurs expérimentales de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ en fonction de $\frac{0.6 Z_f}{\sqrt{Q}}$. Du coté droite, variation des valeurs théoriques de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ en fonction de $\frac{0.6 Z_f}{\sqrt{Q}}$. Figure tirée de la référence [?].	90

List of Tables

2.1	Ractions correspondant aux valeurs maximales et minimales du logarithme dcimal de la demi-vie thorique.	40
2.2	Valeur de l'cart type des approches : VS, Br, WSM et WSMD.	43
2.3	Comparaison entre les valeurs du logarithme dcimal de la demi-vie exprimentales et celles calcules par WSM, WSMD, Br et Vs pour les metteurs de particules alpha allant de Te ($Z=52$) jusqu' Eh ($Z=117$).	46
3.1	Valeur de l'cart type des approches : UDL, UNIV, HOROI, WSM, CPPM et WSMD.	71
3.2	Comparaison entre les valeurs du logarithme dcimal de la demi-vie exp'imentales et celles calcul'ees par WSM, CPPM, WSMD, UDL, UNIV et HOROI pour les 'emetteurs de cluster allant de Te ($Z = 52$) jusqu'`a Eh ($Z = 117$).	71

Introduction

La cohésion du noyau atomique est assurée par l'interaction forte qui attire les nucléons entre eux et prédomine la répulsion coulombienne entre les protons. De nos jours, on connaît environ 3200 noyaux détectés expérimentalement [1], parmi eux, seulement 254 noyaux de 80 éléments qui sont stables. Les noyaux sont également classés en noyaux légers, lourds et super-lourds. Néanmoins, une classification aussi rigoureuse n'est pas possible du fait que les propriétés peuvent évoluer rapidement le long d'une chaîne isotopique. De plus, des noyaux de numéros atomiques différents peuvent présenter des propriétés nucléaires très similaires. Par conséquent, les critères de classification qu'on peut trouver sont assez vagues mais ils recourent généralement soit au nombre de nucléons, soit aux propriétés nucléaires comme la stabilité par exemple.

La notion de stabilité est liée directement à l'énergie de liaison qui correspond à la quantité qu'il faudrait dépenser pour séparer les constituants. Elle reflète en fait le degré de liaison ou de stabilité du noyau qui est d'autant plus grande que cette énergie est importante. Généralement, on appelle noyaux stables ceux qui ont une vie moyenne comparable à l'âge de l'univers, soit 10^{10} ans. Par opposition, l'instabilité des noyaux se traduit par le phénomène de désintégration radioactive. En émettant spontanément différentes particules ou mêmes des noyaux, le noyau initial instable se transforme en un autre noyau plus stable. Le processus de la radioactivité est souvent accompagné par l'émission de rayonnement gamma, et si le noyau résultant est instable, le processus continuera jusqu'à atteindre un nucléide plus stable. Par conséquent, les physiciens ont classé les noyaux dans un diagramme appelé diagramme de Segré représentant le nombre de protons Z en fonction du nombre de neutrons N (voir figure 0-1). Les noyaux stables se situent dans une région noire centrale du diagramme appelée vallée de stabilité. Les noyaux instables se désintègrent différemment en fonction de leurs positions par rapport à la vallée de stabilité.

Ainsi, les noyaux situés en bas de la vallée et qui présentent un excès de neutrons par rapport aux protons peuvent donner lieu à une radioactivité de type β^- qui consiste principalement en la conversion d'un neutron en un proton par l'intermédiaire de l'interaction nucléaire faible. De même, les noyaux situés en haut de la vallée et qui présentent un excès de protons par rapport aux neutrons peuvent donner lieu à une radioactivité de type β^+ dans laquelle un proton est converti en neutron. Les noyaux lourds se désintègrent

principalement par trois différents types de radioactivité à savoir la désintégration alpha, la fission spontanée et un autre nouveau type de radioactivité découvert plus récemment qui est l'émission cluster.

La désintégration alpha a été le premier mode de désintégration mis en évidence. Après la découverte de la radioactivité, les physiciens ont observé que différents types de rayonnements étaient émis par les substances radioactives et ils ont identifié la radioactivité alpha comme étant le rayonnement le moins pénétrant de la matière. En 1909, après avoir étudié la trajectoire des particules alpha dans un champ électrique, Ernest Rutherford indiqua que le rayonnement alpha avait une masse comparable à celle d'un atome et qu'il emportait une charge électrique égale à deux charges élémentaires. L'émission du rayonnement alpha était en réalité une particule de nature identique à celle d'un noyau d'hélium.

En 1911, Geiger et Nutall ont constaté une forte corrélation entre les durées de vie des noyaux émetteurs de particules alpha et les énergies de désintégration correspondantes. Ils ont ainsi élaboré la première relation semi-empirique entre ces deux grandeurs [2]. En 1928, Gamow, Guerny et Codon proposèrent une explication théorique basée sur un phénomène purement quantique, l'effet tunnel [3].

La découverte de la fission induite est attribuée à Hahn et son assistant Strassmann [4] et à Meitner et Frish [5] pour leurs explications du phénomène et l'introduction du terme fission nucléaire en 1938. La découverte de la fission spontanée est attribuée à Petzrak et Flerov en 1940 [6]. Dans ce processus, le noyau se déforme progressivement jusqu'à former deux fragments possédant chacun une masse et une charge égales approximativement à la moitié de celles du noyau parent. La fission spontanée peut être ternaire dans laquelle le noyau initial se scinde en trois fragments.

Depuis les années 80, un pont entre la radioactivité alpha et la fission semble se construire avec la découverte d'un nouveau mode de désintégration exotique appelé la radioactivité cluster [7]. Ce type de radioactivité consiste en l'émission spontanée d'un noyau plus lourd que la particule alpha et plus léger qu'un fragment typique de fission. Dans la décennie qui a suivi la découverte de ce type de radioactivité, seulement une douzaine d'émissions de clusters ont été observées expérimentalement. Aujourd'hui, 45 désintégrations cluster sont détectées. Les valeurs de la demi-vie de 30 noyaux émetteurs de clusters sont déterminées tandis que pour les 15 restants seulement les minimum de valeurs sont connus [8]. Les désintégrations se produisent dans la région du plomb dans laquelle les noyaux fils résiduels sont regroupés autour du noyau doublement magique ^{208}Pb .

Sur le plan théorique, outre certaines formules semi-empiriques [9–15], plusieurs modèles ont été mis au point pour décrire le phénomène de l'émission de particule alpha et de cluster. La plupart d'entre eux peuvent être regroupés en deux catégories : les modèles de cluster préformé (MCP) [8, 16–25] et les modèles de la fission unifiée MFU [26–41]. Dans le modèle MCP, l'émission d'un cluster se fait en deux étapes : la formation du clus-

ter à l'intérieur du noyau parent avec une probabilité donnée, puis sa diffusion par effet tunnel à travers une barrière de potentiel créée entre les noyaux fils et émis. Les modèles de la fission unifiée considèrent l'émission de particule alpha ou de cluster comme un cas de fission asymétrique dans laquelle le noyau émis est formé au cours de la déformation progressive du noyau parent. La probabilité de l'effet tunnel dépend de deux éléments : l'énergie libérée et la barrière de potentiel. La première grandeur peut être déterminée à partir de la différence de masse entre les noyaux parents et les noyaux résiduels. En ce qui concerne la barrière de potentiel, elle est généralement considérée comme une simple loi d'interpolation pour la région de recouvrement [42], et dans la région de post-scission, elle est prise comme étant la somme du potentiel coulombien, du potentiel centrifuge et du potentiel nucléaire. Les deux premiers potentiels sont bien connus. Néanmoins, l'interaction nucléaire n'est pas encore bien définie [43]. Plusieurs expressions phénoménologiques ont été proposées pour décrire cette interaction. La plupart d'entre elles sont basées sur le modèle du potentiel de proximité Blocki et al [44]. Dans les Références [45] et [46], Wang et ses collègues ont proposé un potentiel de Woods-Saxon modifié (WSM) qui est basé sur la densité d'énergie de Skyrme et sur l'approche Thomas-Fermi étendu.

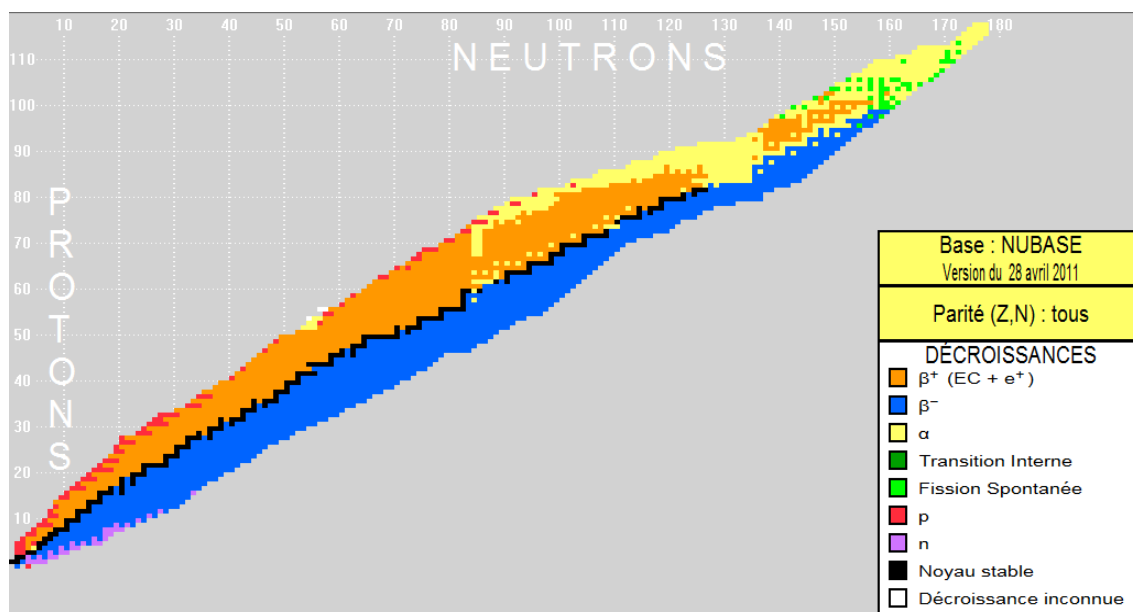


Fig. 0-1 : Diagramme de Segré représentant le nombre de protons Z en fonction du nombre de neutrons N .

Le présent travail consiste en l'étude de la stabilité des noyaux lourds et super-lourds par rapport à l'émission de particules alpha et de clusters. Il repose sur l'évaluation du logarithme décimal de la demi-vie des noyaux par rapport à ces deux modes de désintégration. Nous nous proposons pour ce faire d'utiliser le modèle du potentiel coulombien et de proximité dans lequel l'interaction entre le noyau émis et résiduel est donnée par la somme du potentiel coulombien, du potentiel centrifuge et du potentiel nucléaire pris du type Woods-Saxon modifié. La majorité des noyaux d'intérêt étant déformés, la validité du modèle en incluant les effets de la déformation quadrupolaire des noyaux fils sera

également discutée.

Ce travail se présente comme suit. Après cette introduction, un premier chapitre sera consacré à une brève description du phénomène quantique responsable de la désintégration, à savoir la pénétration de la particule émise à travers la barrière de potentiel créée entre les deux fragments par effet tunnel. Le chapitre portera également sur l'approximation de Wentzel–Kramers–Brillouin (WKB) dans laquelle la demi-vie des noyaux émetteurs est évaluée.

Dans le deuxième et le troisième chapitre, on s'intéressera à la désintégration alpha des noyaux dont le nombre de charge est compris entre 52 et 117 et à l'émission cluster des noyaux dont le nombre de charge est compris entre 87 et 92. Après avoir présenté les différentes interactions nucléaires trouvées dans la littérature, le modèle du potentiel de Woods-Saxon modifié, avec et sans prise en compte de la déformation quadrupolaire des noyaux fils, est introduit. Les logarithmes décimaux des demi-vies sont alors calculés dans le cadre du modèle proposé. Les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus par d'autres modèles. Les conclusions tirées de cette étude seront enfin présentées.

Chapitre 1

Approximation de Wentzel, Kramers et Brillouin (WKB)

Depuis sa découverte ; la désintégration alpha a été interprétée comme un processus d'effet tunnel. La particule alpha (le cluster), afin d'être émise doit pénétrer une barrière de potentiel qui constitue l'interaction entre la particule émise et le noyau fils.

L'évaluation de la demi-vie du noyau parent nécessite la détermination de la probabilité de pénétration. Le calcul de cette grandeur dans le cas d'une barrière rectangulaire est immédiat. Cependant, la barrière de potentiel qui se présente est de profil quelconque dépendant du rayon r . Cela exige de recourir à des méthodes approximatives telles que l'approximation de Wentzel, Kramers et Brillouin (WKB). Elle consiste à supposer que la constante de Planck \hbar est beaucoup plus petite que toute grandeur ayant la même dimension. Elle est également appelée semi-classique car elle traite des faits dans un cadre essentiellement quantique en les faisant tendre à ses limites classiques. Elle a été développée pour la première fois dans le but d'obtenir une solution de l'équation d'onde rencontrée dans la théorie de l'optique ondulatoire :

$$\nabla^2\Phi + n^2(\vec{r})k_0^2\Phi = 0 \quad (1.1)$$

k_0 : vecteur d'onde.

Dans le cas où l'indice de réfraction $n(\vec{r})$ est constant, la solution de l'équation (1.1) est évidemment :

$$\Phi = A(k_0)e^{in\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} \quad (1.2)$$

Cependant, si l'indice de réfraction dépend de la distance r , la solution de l'équation (1.1) n'est pas évidente. L'approximation WKB est appliquée en supposant que la longueur d'onde associée à une onde lumineuse est petite par rapport aux dimensions caractéristiques de l'appareil utilisé (ouverture de la lentille, diamètre des trous de Young).

L'idée de base de l'approximation WKB est que l'équation de Schrödinger se déduit de l'équation de propagation d'onde. On doit donc retrouver la mécanique classique à la limite $\hbar \rightarrow 0$ comme on retrouve l'optique géométrique lorsque la longueur d'onde $\lambda \rightarrow 0$ dans la théorie de l'optique ondulatoire, et cela en identifiant le potentiel qui dépend du rayon r à l'indice de réfraction $n(\vec{r})$. En fait, pour une particule qui se déplace dans un potentiel qui n'a pas une forme simple et qui ne peut pas être traité comme une perturbation, la résolution explicite est difficile, voire impossible. Il est alors nécessaire de recourir aux méthodes numériques, or il est souvent préférable de passer aux méthodes approximatives. L'approximation WKB permet d'obtenir des solutions approchées de l'équation de Schrödinger unidimensionnelle (l'idée basique peut s'appliquer à la résolution des équations différentielles ainsi qu'à la partie radiale de l'équation de Schrödinger à 3 dimensions). Elle consiste à supposer que toutes les quantités ayant la dimension d'une action (énergie \times temps) sont beaucoup plus importantes que la constante de Planck \hbar .

1.1 Principe de la méthode

La méthode WKB consiste à introduire un développement en puissances croissantes de \hbar^2 et à ne retenir que les termes d'ordre zéro, ce qui revient à négliger les termes en \hbar^2 . On remplace donc l'équation de Schrödinger par sa limite classique. La méthode a toutefois une portée plus générale que l'approximation classique proprement dite, car cette manipulation peut se faire même dans des régions de l'espace où l'interprétation classique n'a pas de sens ($E < V(x)$: accès interdit aux particules classiques).

1.1.1 Résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'une barrière rectangulaire

Considérons l'équation de Schrödinger d'une particule de masse m et d'énergie E , qui arrive de la gauche vers la droite et se heurte à une barrière de potentiel de forme rectangulaire d'une largeur a et de hauteur V_0 (voir figure 1-1) :

$$\left\{ \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V \right\} \Psi = E \Psi, \quad (1.3)$$

Ce qui nous ramène à :

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \right\} \Psi = 0, \quad (1.4)$$

On peut ainsi distinguer trois régions :

Région I : ($V(\mathbf{x}) = 0$)

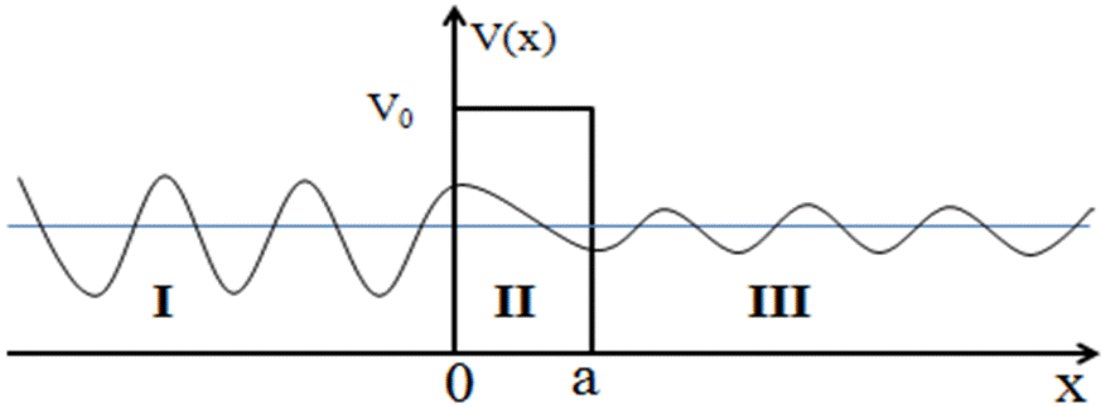


Fig. 1-1 : Une onde plane qui se heurte à une barrière de potentiel constante.

L'équation se réduit à :

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \right\} \Psi = 0 \quad (1.5)$$

dont les solutions sont :

$$\Psi_I(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (1.6)$$

avec :

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}. \quad (1.7)$$

Notons que le signe positif indique que la particule se déplace vers la droite, et de même, le signe négatif indique que la particule se déplace vers la gauche.

Région II : ($V(x) = V_0$)

L'équation devient :

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_0) \right\} \Psi = 0. \quad (1.8)$$

dont les solutions sont :

$$\Psi_{II}(x) = Ce^{Kx} + De^{-Kx} \quad (1.9)$$

tel que

$$K = \frac{\sqrt{2m(E - V_0)}}{\hbar}. \quad (1.10)$$

Région III : ($V(x) = 0$)

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \right\} \Psi = 0. \quad (1.11)$$

$$\Psi_{III}(x) = F e^{ikx}. \quad (1.12)$$

Les constantes A , B , C , D et F peuvent être déterminées immédiatement grâce aux conditions de raccordement qui imposent la continuité de la densité de probabilité et du courant de probabilité.

Ces solutions ne sont valables que si le potentiel est constant, ce qui n'est pas toujours le cas. L'approximation WKB a été largement utilisée dans le traitement des problèmes pareils, notamment la résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'une barrière quelconque.

1.1.2 Résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'un potentiel variable $V(x)$

Supposons maintenant que V n'est pas constant, mais il varie lentement en fonction de x par rapport à la longueur d'onde qui correspond à la particule :

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \Psi + V(x) \Psi = E \Psi, \quad (1.13)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) = \frac{-P^2(x)}{\hbar^2} \Psi(x). \quad (1.14)$$

avec

$$P(x) = \sqrt{2m(E - V(x))}. \quad (1.15)$$

E est l'énergie totale de la particule et $P(x)$ est son impulsion.

Sur une région qui englobe plusieurs longueurs d'onde, le potentiel est pratiquement constant, et par conséquent, il est raisonnable de supposer que la fonction d'onde dans les régions classique et quantique reste pratiquement sinusoïdale avec une amplitude et une phase qui varient en fonction de x .

$$\Psi(x) = A(x) e^{\frac{i}{\hbar} \Phi(x)}. \quad (1.16)$$

En dérivant l'expression (1.16) au premier et au second ordre, on obtient :

$$\frac{d}{dx} \Psi(x) = \left\{ A' + \frac{i}{\hbar} A \Phi'(x) \right\} e^{\frac{i}{\hbar} \Phi(x)}, \quad (1.17)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) = \left\{ A'' + \frac{2i}{\hbar} A' \Phi' + \frac{i}{\hbar} A \Phi'' - \frac{A \Phi'^2}{\hbar^2} \right\} e^{\frac{i}{\hbar} \Phi(x)}, \quad (1.18)$$

En substituant l'expression (1.18) dans l'équation de Schrödinger (1.3), et en séparant

les parties réelles et imaginaires, on obtient :

$$\begin{cases} A'' - \frac{A\Phi'^2}{\hbar^2} = \frac{-P^2}{\hbar^2}A \\ 2A'\Phi' + A\Phi'' = 0 \end{cases} \quad (1.19)$$

qui peuvent se réduire à :

$$\Phi'^2 = \hbar^2 \frac{A''}{A} + P^2 \quad (1.20)$$

$$(A^2\Phi')' = 0 \quad (1.21)$$

L'intégration de la deuxième équation donne :

$$A^2\Phi' = C^2,$$

ou encore :

$$\Rightarrow A = C \cdot (\Phi')^{-\frac{1}{2}}. \quad (1.22)$$

où C est une constante d'intégration. En substituant l'expression de A dans (1.20), on obtient l'équation :

$$\Phi'^2 = P^2 + \hbar^2 \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\Phi''}{\Phi'} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{\Phi'''}{\Phi'} \right]. \quad (1.23)$$

L'approximation WKB consiste à développer Φ en série de puissances de \hbar^2 :

$$\Phi = \Phi_0 + \hbar^2\Phi_1 + \dots \quad (1.24)$$

et à substituer ce développement dans l'équation (1.20) et à ne retenir que les termes d'ordre zéro :

$$\Phi'^2 \simeq \Phi_0'^2 = P^2. \quad (1.25)$$

Cette équation approchée s'intègre sans difficulté.

1er Cas $E > V(\mathbf{x})$:

On obtient facilement la solution semi-classique :

$$\Phi(x) = \pm \int P(x) dx \quad (1.26)$$

En remplaçant (1.22) et (1.26) dans l'expression de la fonction d'onde, on trouve :

$$\Psi(x) = \frac{C}{\sqrt{\Phi'}} \exp\left\{ \pm \frac{i}{\hbar} \int P(x) dx \right\} \quad (1.27)$$

ou encore

$$\Psi(x) = \frac{A}{\sqrt{P(x)}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \int_{-a}^{+a} P(x) dx\right\} + \frac{B}{\sqrt{P(x)}} \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} \int_{-a}^{+a} P(x) dx\right\}. \quad (1.28)$$

2ième Cas $E < V(x)$:

Cette région interdite du point de vue classique a pour solution (WKB) semi-classique :

$$\Psi(x) = \frac{C}{\sqrt{P(x)}} \exp\left\{\frac{1}{\hbar} \int_{-a}^{+a} P(x) dx\right\} + \frac{D}{\sqrt{P(x)}} \exp\left\{-\frac{1}{\hbar} \int_{-a}^{+a} P(x) dx\right\} \quad (1.29)$$

La probabilité de trouver la particule à une position x est inversement proportionnelle à son impulsion classique $P(x)$.

$$\mathcal{P} = |\Psi(x)|^2 \propto \frac{|C|^2}{P(x)}. \quad (1.30)$$

Il apparait de cette équation que, dans un endroit, plus l'impulsion de la particule est grande, moins elle y passe de temps, et par conséquent, plus la probabilité de l'attraper est moins importante.

1.2 Condition de validité

Soit la fonction d'onde suivante [47] :

$$\Psi(x) = e^{\frac{i}{\hbar} \Phi(x)}, \quad (1.31)$$

En substituant cette expression dans l'équation de Schrödinger, on obtient :

$$-i\hbar\Phi''(x) + \Phi'^2(x) = P^2(x), \quad (1.32)$$

il est évident que les solutions approchées établies précédemment ne sont valides que si on peut ignorer le premier terme, c'est-à-dire :

$$\hbar \left| \frac{\Phi''(x)}{\Phi'^2(x)} \right| \ll 1, \quad (1.33)$$

ou encore

$$\left| \frac{d(\hbar/\Phi')}{dx} \right| \ll 1. \quad (1.34)$$

Or

$$\Phi'(x) = P(x) = \frac{2\pi\hbar}{\lambda(x)} \quad (1.35)$$

où $\lambda(x)$ est la fonction d'onde de Broglie.

Ce critère s'exprime aussi bien par l'inégalité suivante faisant intervenir la longueur d'onde $\lambda(x)$.

$$\frac{1}{2\pi} \left| \frac{d\lambda(x)}{dx} \right| \ll 1. \quad (1.36)$$

Ceci (la condition de quasi-classisme) signifie que la longueur d'onde de la particule doit varier peu sur les distances x .

1.3 Formules de connection

L'approximation WKB est l'une des meilleures techniques de résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'un potentiel non constant conditionné par des variations lentes en fonction de x . Les solutions $\Psi(x)$ précédemment établies sont données pour $E \geq V(x)$. Néanmoins, il est intéressant d'étudier la fonction d'onde attentivement au voisinage du point de rebroussement, là où la région classique joint la région non classique $E = V(x)$, cela est afin de combiner les deux solutions WKB. Cependant un sérieux problème se pose ; en examinant de plus près le critère de validité, on constate qu'en ces points, l'impulsion est nulle et par conséquent la longueur d'onde tend vers l'infini.

$$\frac{1}{\hbar} \left| \frac{d\lambda(x)}{dx} \right| \ll 1. \quad (1.37)$$

Ainsi, l'approximation WKB perd sa validité, et elle ne peut plus décrire le mouvement de la particule en ces points (points de rebroussement).

Dans le but d'étendre les solutions WKB aux voisinages des points de rebroussement, on se propose de définir la fonction d'onde de patching (patching wave function) $\Psi_p(x)$ [48].

Pour ce faire, supposons que le point de rebroussement se produit à $x = 0$ et que le potentiel est approximé par l'équation d'une droite au voisinage de ce point (voir figure 1-2) :

$$V(x) \cong E + V'(0)x. \quad (1.38)$$

En substituant l'expression du potentiel linéarisé dans l'équation de Schrödinger, on obtient :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \Psi_p + (E + V'(0)x) \Psi_p = E \Psi_p, \quad (1.39)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi_p = \alpha^3 x \Psi_p, \quad (1.40)$$

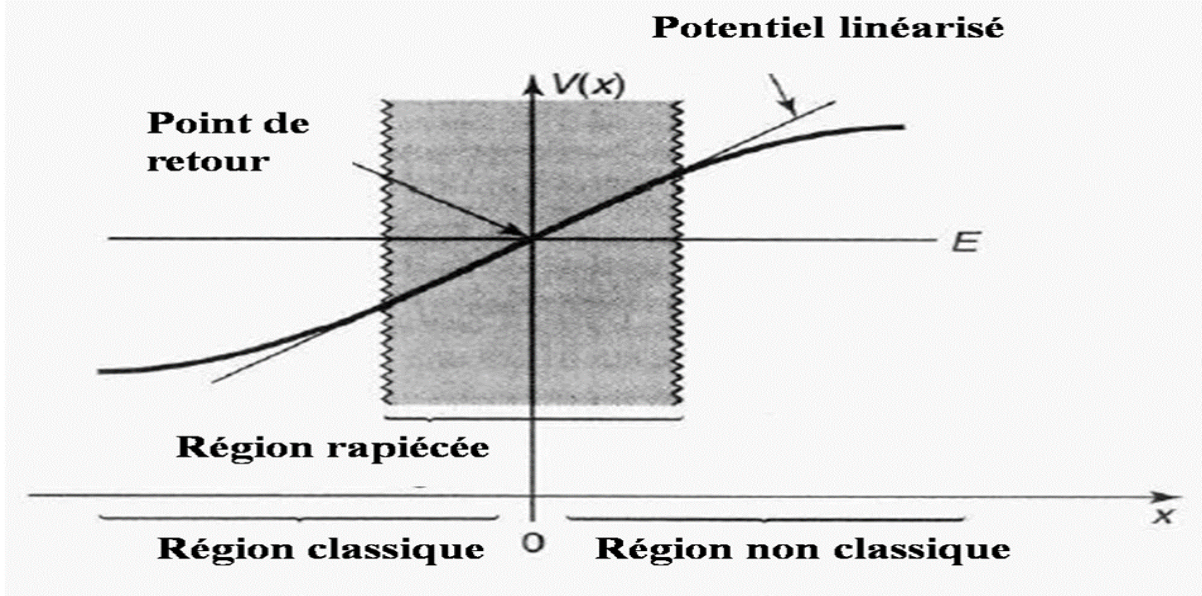


Fig. 1-2 : Potentiel linéarisé au voisinage d'un point de retour. D'après la référence [48]

tel que

$$\alpha = \left[\frac{2m}{\hbar^2} V'(0) \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (1.41)$$

En définissant la nouvelle variable $z = \alpha x$, l'équation (1.40) devient :

$$\frac{d^2}{dz^2} \Psi_p = z \Psi_p. \quad (1.42)$$

Cela représente les équation d'Airy dont les solutions sont bien connues, appelées les fonctions d'Airy [48]. Comme l'équation d'Airy est une équation différentielle du second ordre, elle admet deux solutions linéairement indépendantes $A_i(z)$ et $B_i(z)$ (voir figure 1-3). La solution générale est la combinaison linéaire des deux.

Evidemment la fonction d'onde de patching est :

$$\Psi_p(x) = aA_i(\alpha x) + bB_i(\alpha x) \quad (1.43)$$

où a et b sont les constantes appropriées.

$\Psi_p(x)$ est la fonction d'onde de patching qui décrit l'onde au voisinage d'un point de rebroussement, sa seule utilité est de connecter ensemble les solutions WKB des deux côtés ; la solution à gauche et la solution à droite d'un point de rebroussement. La technique réside à redéfinir les solutions WKB de l'équation de Schrödinger en imposant un potentiel linéarisé de la forme suivante :

$$V(x) \cong E + V'(0)x. \quad (1.44)$$

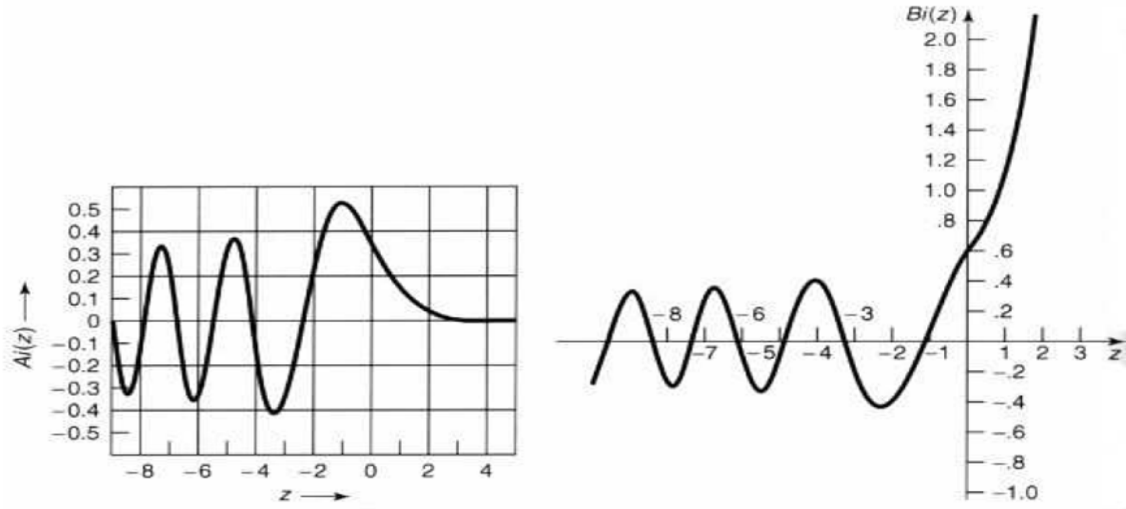


Fig. 1-3 : Graphe des fonctions d'Airy. D'après la référence [48]

On réexprime simultanément, en exploitant quelques propriétés des fonctions d'Airy, la fonction d'onde de patching (1.43) qui sera définie par la suite différemment en tenant compte du signe de $x - x_0$ (où x_0 est le point de rebroussement. Dans notre cas, il est pris égal à zéro). Par la comparaison entre les solutions obtenues par l'approximation WKB et les fonctions d'onde de patching, on peut ainsi identifier les constantes a et b qui vont jouer le rôle d'un pont joignant les différentes solutions WKB. Néanmoins avant de faire des calculs, il est à noter que lors de la résolution de l'équation de Schrödinger, deux cas de potentiel se distinguent : un potentiel croissant $V' > 0$ et un potentiel décroissant $V' < 0$ au voisinage du point de rebroussement.

On s'intéresse en premier lieu au cas où $V' > 0$.

Région $x < 0$.

$$\Psi_g(x) = \frac{A}{\sqrt{P(x)}} e^{i\Phi(x)} + \frac{B}{\sqrt{P(x)}} e^{-i\Phi(x)}, \quad (1.45)$$

$$P(x) = \sqrt{2m(E - E - V'(0)x)} = \hbar\alpha^{3/2} \sqrt{-x}, \quad (1.46)$$

tel que

$$\Phi(x) = \frac{1}{\hbar} \int_x^0 P(x') dx' = \alpha^{3/2} \int_x^0 \sqrt{-x'} dx' = \frac{2}{3} (-\alpha x)^{3/2}, \quad (1.47)$$

$$\Psi_g(x) = \frac{A}{\hbar^{1/2} \alpha^{3/4} (-x)^{1/4}} e^{\frac{2i}{3} (-\alpha x)^{3/2}} + \frac{B}{\hbar^{1/2} \alpha^{3/4} (-x)^{1/4}} e^{-\frac{2i}{3} (-\alpha x)^{3/2}}. \quad (1.48)$$

En terme du paramètre $z = \alpha x$, la fonction d'onde à gauche du point de retour devient :

$$\Psi_g(x) = \frac{A}{(\hbar\alpha)^{1/2} (-z)^{1/4}} e^{\frac{2i}{3} (-z)^{3/2}} + \frac{B}{(\hbar\alpha)^{1/2} (-z)^{1/4}} e^{-\frac{2i}{3} (-z)^{3/2}}. \quad (1.49)$$

Rappelons que pour une variable $z \ll 0$, les fonctions d'Airy sont données par :

$$\left. \begin{aligned} A_i(z) &\sim \frac{1}{\sqrt{\pi(-z)^{\frac{1}{4}}}} \sin\left[\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}} + \frac{\pi}{4}\right] = \frac{1}{\sqrt{\pi(-z)^{\frac{1}{4}}}} \frac{1}{2i} [e^{i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{i\pi}{4}} - e^{-i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{i\pi}{4}}] \\ B_i(z) &\sim \frac{1}{\sqrt{\pi(-z)^{\frac{1}{4}}}} \cos\left[\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}} + \frac{\pi}{4}\right] = \frac{1}{\sqrt{\pi(-z)^{\frac{1}{4}}}} \frac{1}{2i} [e^{i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{i\pi}{4}} + e^{-i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{i\pi}{4}}] \end{aligned} \right\} z \ll 0 \quad (1.50)$$

Ainsi

$$\Psi_p(x) = aA_i(\alpha x) + bB_i(\alpha x) \quad (1.51)$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{\pi(-z)^{\frac{1}{4}}}} [(b - ia)e^{i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{i\pi}{4}} + (b + ia)e^{-i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{i\pi}{4}}]. \quad (1.52)$$

En comparant la fonction d'onde de patching et la solution WKB établie à gauche du point de retour (1.49), on trouve :

$$\begin{cases} a = \sqrt{\frac{\pi}{\hbar\alpha}} (Ae^{-\frac{i\pi}{4}} + Be^{\frac{i\pi}{4}}) \\ b = \sqrt{\frac{\pi}{\hbar\alpha}} (Ae^{\frac{i\pi}{4}} + Be^{-\frac{i\pi}{4}}) \end{cases} \quad (1.53)$$

Région $x > 0$.

La solution WKB à droite du point de retour est :

$$\Psi_d(x) = \frac{C}{\sqrt{|P(x)|}} e^{\Phi(x)} + \frac{D}{\sqrt{|P(x)|}} e^{-\Phi(x)}, \quad (1.54)$$

et de même :

$$P(x) = \sqrt{2m(E + V'(0)x - E)} = \hbar\alpha^{3/2}\sqrt{x}, \quad (1.55)$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{\hbar} \int_0^x P(x') dx' = \alpha^{\frac{3}{2}} \int_0^x \sqrt{x'} dx' = \frac{2}{3}(\alpha x)^{\frac{3}{2}}, \quad (1.56)$$

$$\Psi_d(x) = \frac{C}{\hbar^{\frac{1}{2}} \alpha^{\frac{3}{4}} (x)^{\frac{1}{4}}} e^{\frac{2}{3}(\alpha x)^{\frac{3}{2}}} + \frac{D}{\hbar^{\frac{1}{2}} \alpha^{\frac{3}{4}} (x)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}(\alpha x)^{\frac{3}{2}}}, \quad (1.57)$$

ou encore en terme de z :

$$\Psi_d(x) = \frac{C}{(\hbar\alpha)^{\frac{1}{2}} (z)^{\frac{1}{4}}} e^{\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}} + \frac{D}{(\hbar\alpha)^{\frac{1}{2}} (z)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}}. \quad (1.58)$$

En faisant les mêmes calculs du côté à droite du point de rebroussement, sachant que

les fonctions d'Airy pour une variable positive sont définies par :

$$\left. \begin{aligned} A_i(z) &\sim \frac{1}{2\sqrt{\pi}(z)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}} \\ B_i(z) &\sim \frac{1}{\sqrt{\pi}(-z)^{\frac{1}{4}}} e^{\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}} \end{aligned} \right\} z \gg 0 \quad (1.59)$$

Ainsi, la fonction d'onde de patching devient :

$$\Psi_p(x) = aA_i(\alpha x) + bB_i(\alpha x) \quad (1.60)$$

$$= \frac{a}{2\sqrt{\pi}(z)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}} + \frac{b}{\sqrt{\pi}(-z)^{\frac{1}{4}}} e^{\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}}, \quad (1.61)$$

$$= \frac{C}{(\hbar\alpha)^{\frac{1}{2}}(z)^{\frac{1}{4}}} e^{\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}} + \frac{D}{(\hbar\alpha)^{\frac{1}{2}}(z)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}}, \quad (1.62)$$

d'où :

$$\begin{cases} a = \sqrt{\frac{4\pi}{\hbar\alpha}} D \\ b = \sqrt{\frac{\pi}{\hbar\alpha}} C \end{cases} \quad (1.63)$$

Les formules de connections s'obtiennent en éliminant a et b en comparant leurs expressions dans (1.53) et (1.63) :

$$\begin{cases} D = \frac{1}{2}(Ae^{-\frac{i\pi}{4}} + Be^{\frac{i\pi}{4}}) \\ C = (Ae^{\frac{i\pi}{4}} + Be^{-\frac{i\pi}{4}}) \end{cases} \quad (1.64)$$

On s'intéresse en second lieu au cas où $V' < 0$.

Région $x < 0$.

$$P(x) = \sqrt{2m(E - E - V'(0)x)} = \hbar(-\alpha)^{3/2}\sqrt{x}, \quad (1.65)$$

$$\Psi_g(x) = \frac{A}{\sqrt{|P(x)|}} e^{\Phi(x)} + \frac{B}{\sqrt{|P(x)|}} e^{-\Phi(x)}, \quad (1.66)$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{\hbar} \int_x^0 P(x') dx' = (-\alpha)^{3/2} \int_x^0 \sqrt{-x'} dx' = \frac{2}{3}(\alpha x)^{\frac{3}{2}}, \quad (1.67)$$

$$\Psi_g(x) = \frac{A}{\hbar^{\frac{1}{2}}(-\alpha)^{\frac{3}{4}}(-x)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}(-\alpha x)^{\frac{3}{2}}} + \frac{B}{\hbar^{\frac{1}{2}}(-\alpha)^{\frac{3}{4}}(-x)^{\frac{1}{4}}} e^{\frac{2}{3}(-\alpha x)^{\frac{3}{2}}}, \quad (1.68)$$

$$\Psi_g(x) = \frac{A}{(-\hbar\alpha)^{\frac{1}{2}}(z)^{\frac{1}{4}}} e^{\frac{2}{3}(z)^{\frac{3}{2}}} + \frac{B}{(-\hbar\alpha)^{\frac{1}{2}}(z)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}(z)^{\frac{3}{2}}}. \quad (1.69)$$

$$\Psi_p(x) = aA_i(\alpha x) + bB_i(\alpha x) \quad (1.70)$$

$$= \frac{a}{2\sqrt{\pi}(z)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}} + \frac{b}{\sqrt{\pi}(z)^{\frac{1}{4}}} e^{\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}}} \quad (1.71)$$

$$\begin{cases} a = \sqrt{-\frac{4\pi}{\hbar\alpha}} B \\ b = \sqrt{-\frac{\pi}{\hbar\alpha}} A \end{cases} \quad (1.72)$$

Région $x > 0$.

$$\Psi_d(x) = \frac{C}{\sqrt{P(x)}} e^{i\Phi(x)} + \frac{D}{\sqrt{P(x)}} e^{-i\Phi(x)}, \quad (1.73)$$

$$P(x) = \sqrt{2m(E - E - V'(0)x)} = \hbar(-\alpha)^{3/2} \sqrt{x}, \quad (1.74)$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{\hbar} \int_0^x P(x') dx' = (-\alpha)^{3/2} \int_0^x \sqrt{x'} dx' = \frac{2}{3} (-\alpha x)^{\frac{3}{2}}, \quad (1.75)$$

$$\Psi_d(x) = \frac{C}{\hbar^{\frac{1}{2}} (-\alpha)^{\frac{3}{4}} (x)^{\frac{1}{4}}} e^{i\frac{2}{3}(-\alpha x)^{\frac{3}{2}}} + \frac{D}{\hbar^{\frac{1}{2}} (-\alpha)^{\frac{3}{4}} (x)^{\frac{1}{4}}} e^{-i\frac{2}{3}(-\alpha x)^{\frac{3}{2}}}, \quad (1.76)$$

$$\Psi_d(x) = \frac{C}{(-\hbar\alpha)^{\frac{1}{2}} (-z)^{\frac{1}{4}}} e^{i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}} + \frac{D}{(-\hbar\alpha)^{\frac{1}{2}} (-z)^{\frac{1}{4}}} e^{-i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}}, \quad (1.77)$$

$$\Psi_p(x) = aA_i(\alpha x) + bB_i(\alpha x) \quad (1.78)$$

$$= \Psi_d(x) \quad (1.79)$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{\pi}(-z)^{\frac{1}{4}}} [(b - ia)e^{i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{i\pi}{4}} + (b + ia)e^{-i\frac{2}{3}(-z)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{i\pi}{4}}]. \quad (1.80)$$

$$\begin{cases} a = \sqrt{-\frac{\pi}{\hbar\alpha}} (Ce^{-\frac{i\pi}{4}} + De^{\frac{i\pi}{4}}) \\ b = \sqrt{-\frac{\pi}{\hbar\alpha}} (Ce^{\frac{i\pi}{4}} + De^{-\frac{i\pi}{4}}) \end{cases} \quad (1.81)$$

Les formules de connections sont donc :

$$\begin{cases} B = \frac{1}{2}(Ce^{-\frac{i\pi}{4}} + De^{\frac{i\pi}{4}}) \\ A = (Ce^{\frac{i\pi}{4}} + De^{-\frac{i\pi}{4}}) \end{cases} \quad (1.82)$$

En resumé, les formules de connections à gauche ($V' > 0$) et à droite ($V' < 0$) de la barrière de potentiel sont données successivement par :

$$\begin{cases} A = De^{\frac{i\pi}{4}} + \frac{1}{2}Ce^{-\frac{i\pi}{4}} & C = (Ae^{\frac{i\pi}{4}} + Be^{-\frac{i\pi}{4}}) \\ B = De^{-\frac{i\pi}{4}} + \frac{1}{2}Ce^{\frac{i\pi}{4}} & D = \frac{1}{2}(Ae^{-\frac{i\pi}{4}} + Be^{\frac{i\pi}{4}}) \end{cases} \quad (1.83)$$

$$\begin{cases} A = (Ce^{\frac{i\pi}{4}} + De^{-\frac{i\pi}{4}}) \\ B = \frac{1}{2}(Ce^{-\frac{i\pi}{4}} + De^{\frac{i\pi}{4}}) \end{cases} \quad \begin{cases} C = Be^{\frac{i\pi}{4}} + \frac{1}{2}Ae^{-\frac{i\pi}{4}} \\ D = Ae^{-\frac{i\pi}{4}} + \frac{1}{2}Be^{\frac{i\pi}{4}} \end{cases} \quad (1.84)$$

En examinant de plus près les formules obtenues, nous constatons que le potentiel linéarisé (α, V_l) et les fonctions d'Airy n'apparaissent pas dans les expressions. Ceci nous conduit à conclure que la procédure de linéarisation n'est qu'un mécanisme qui nous permet de relier les solutions WKB à gauche et à droite du point de retour. En outre, ces formules restent valables pour un potentiel quelconque même s'il est non linéaire.

1.4 Effet Tunnel

L'effet tunnel est l'une des preuves surprenantes de la mécanique quantique. Ce phénomène a été découvert par George Gamow en 1928 et a permis d'expliquer la radioactivité alpha. De nos jours, il est mis en contribution dans le domaine de la physique de la matière condensée (Microscope à effet tunnel, Diode à effet tunnel, ...) ainsi que dans le domaine de la chimie quantique...

L'effet tunnel est un phénomène de nature purement quantique, son origine provient de la dualité onde corpuscule. A toute onde on peut associer des particules : par exemple, la lumière peut se décrire comme des ondes électromagnétiques ou se comporter comme un flux de photons, et inversement, toute particule matérielle peut avoir des comportements relevant plutôt du domaine des ondes.

Le schéma ci-dessous donne un aperçu général du phénomène. On montre une cuvette d'énergie potentielle E_p en fonction de la distance x . Cette courbe peut représenter

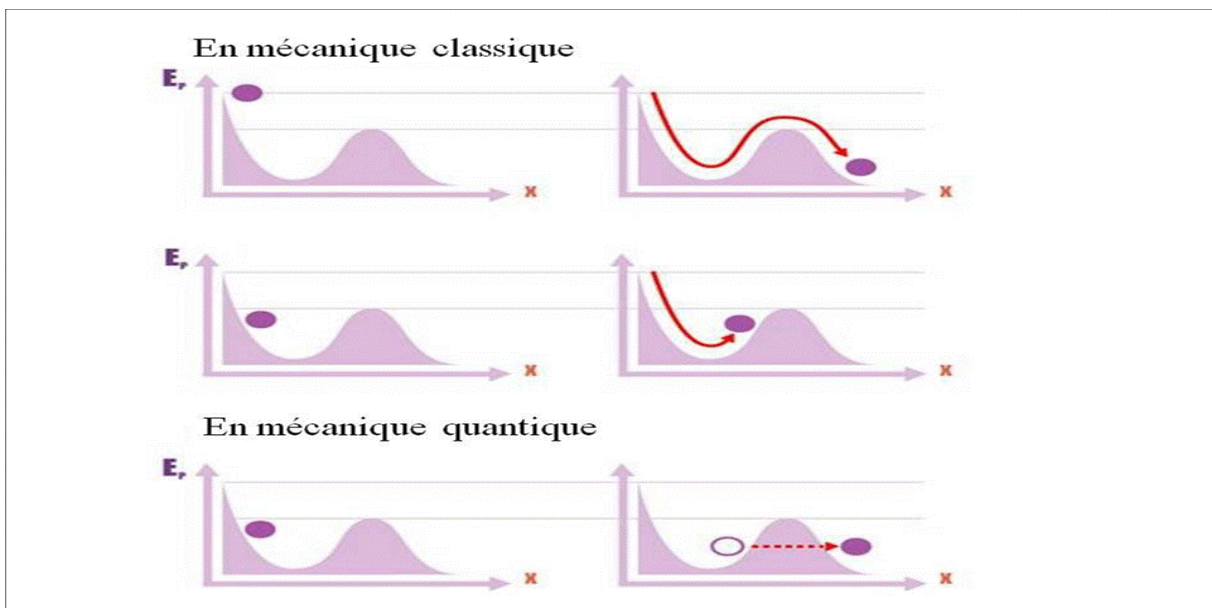


Fig. 1-4 : Figure schématisant une particule qui traverse une barrière par effet tunnel.

l'énergie d'une boule roulant sur les flancs d'une montagne avec une topographie similaire. Classiquement, si la boule roule d'une hauteur supérieure à celle de la paroi finale

de la cuvette, elle en sortira. C'est la situation du schéma du haut. Dans le schéma du milieu, la boule débute son mouvement un peu en dessous et restera donc piégée. En bas, la physique quantique autorise parfois son passage, comme si la boule perçait un tunnel à l'intérieur de la montagne. Donc, une particule qui possède une énergie cinétique E_c inférieure à l'énergie minimale requise pour franchir une barrière de potentiel de hauteur V_0 , reste du point de vue mécanique classique indéfiniment bloquée du côté de la barrière où elle se trouvait initialement, et grâce à la propriété quantique : dualité onde-corpuscule, la situation n'est pas si radicale pour l'onde associée. Elle peut franchir par effet tunnel la barrière avec une amplitude qui s'atténue exponentiellement à l'intérieur de la barrière et à la sortie la particule possède une probabilité de présence non nulle.

1.5 Expression du coefficient de transmission

Une particule peut franchir une barrière de potentiel en se comportant comme une onde, même si son énergie cinétique est insuffisante, avec une probabilité appelée la probabilité de transmission qui décroît à mesure que la hauteur et la largeur de la barrière deviennent importantes. Néanmoins, une partie de cette onde va se réfléchir avec une probabilité dite probabilité de réflexion.

Dans cette partie, nous nous intéressons à la détermination de la probabilité de transmission à travers une barrière quelconque.

Considérons tout d'abord une barrière rectangulaire dont la largeur est a et la hauteur V_0 .

Les fonctions d'onde sont telles qu'on a établies précédemment :

$$\Psi_I(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (1.85)$$

$$\Psi_{II}(x) = Ce^{Kx} + De^{-Kx} \quad (1.86)$$

$$\Psi_{III}(x) = Fe^{ikx}$$

La probabilité de transmission est par définition le rapport entre la partie transmise et la partie incidente :

$$T = \left| \frac{F}{A} \right|^2 \quad (1.87)$$

En appliquant les conditions de raccordement qui imposent la continuité de la fonction d'onde et de son flux, on obtient :

$$\Psi_I(0) = \Psi_{II}(0) \quad (1.88)$$

$$\frac{d}{dx}\Psi_I(x)|_0 = \frac{d}{dx}\Psi_{II}(x)|_0$$

$$\Psi_{II}(a) = \Psi_{III}(a) \quad (1.89)$$

$$\frac{d}{dx}\Psi_{II}(x)|_a = \frac{d}{dx}\Psi_{III}(x)|_a \quad (1.90)$$

Ce calcul conduit à un système de quatre équations et de cinq inconnues :

$$A + B = C + D \quad (1.91)$$

$$ik(A - B) = K(C - D) \quad (1.92)$$

$$Ce^{Ka} + De^{-Ka} = Fe^{ika} \quad (1.93)$$

$$K(Ce^{Ka} - De^{-Ka}) = ikFe^{iKa} \quad (1.94)$$

Les équations (1.91) et (1.92) peuvent se réduire à :

$$\begin{cases} C = \frac{1}{2K}(\alpha A + \beta B) \\ D = \frac{1}{2K}(\beta A + \alpha B) \end{cases} \quad (1.95)$$

avec : $\alpha = K + ik$ et $\beta = K - ik$. De (1.93) et (1.94), on peut écrire C et D en fonction de F :

$$\begin{cases} C = \frac{\alpha}{2K}e^{-\beta a}F \\ D = \frac{\beta}{2K}e^{\alpha a}F \end{cases} \quad (1.96)$$

En substituant (1.95) dans (1.96), il est possible d'exprimer A en fonction de F :

$$\begin{cases} A = e^{-\beta a}F - \frac{\beta}{\alpha}B \\ A = e^{\alpha a}F - \frac{\alpha}{\beta}B \end{cases} \quad (1.97)$$

En multipliant la deuxième équation par $\frac{\beta^2}{\alpha^2}$ et en calculant la différence des deux on aboutit à :

$$\frac{F}{A} = \frac{\alpha - \beta}{\alpha^2 e^{-\beta a} - \beta^2 e^{\alpha a}} \quad (1.98)$$

En substituant α et β par leurs expressions, on trouve :

$$\frac{F}{A} = \frac{2iKke^{-ika}}{|2iKkch(Ka) + (k^2 - K^2)sh(Ka)|^2} \quad (1.99)$$

On en déduit que :

$$T = \left| \frac{F}{A} \right|^2 = \frac{|2kKe^{-ika}|^2}{|2iKkch(Ka) - i(k^2 - K^2)sh(Ka)|^2} \quad (1.100)$$

Supposons maintenant que Ka est très supérieur à 1 (cas d'une barrière large)

$$ch(Ka) = sh(Ka) \simeq \frac{e^{Ka}}{2} \quad (1.101)$$

En remplaçant (1.101) dans l'expression T , on trouve :

$$T = \frac{k^2 K^2}{k^2 K^2 + 16(k^2 - K^2)^2} e^{-2Ka} \quad (1.102)$$

La réflexion aux limites $x = 0$ et $x = a$, et la décroissance de l'amplitude permet de dire que le premier terme varie lentement avec l'énergie. On en déduit alors que :

$$T \propto \exp(-2Ka) \quad (1.103)$$

Passons maintenant à une barrière régulière quelconque telle que présentée ci-dessous. On peut remplacer le profil réel de la courbe par une série de n barrières rectangulaires d'épaisseur Δx . Supposons que la probabilité de traverser une barrière est un évènement indépendant. On peut donc multiplier les probabilités de sorte que :

$$T \propto \prod_{i=1}^n \exp(2K_i \Delta x_i) \quad (1.104)$$

où

$$T \propto \exp(-2 \sum_{i=1}^n K_i \Delta x_i) \quad (1.105)$$

Pour une infinité de barrières ($n \rightarrow \infty$), Δx devient infinitésimal et la sommation discrète se transforme en une intégrale :

$$T \propto \text{Exp}[-2(\int_0^a K(x)dx)] \quad (1.106)$$

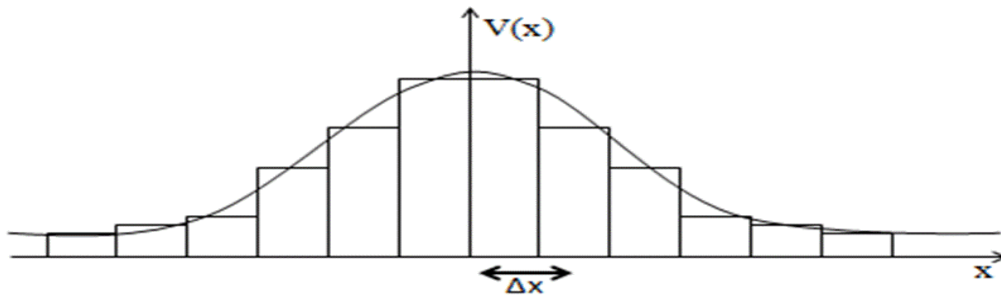


Fig. 1-5 : Discrétisation d'une barrière quelconque en petites barrières rectangulaires de largeur Δx .

Ainsi

$$T \propto \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \left(\int_0^a \sqrt{2m(V-E)} dx\right)\right] \quad (1.107)$$

Chapitre 2

Désintégration alpha

La désintégration alpha est le mode le plus courant de la radioactivité sur Terre, pour qu'un noyau se transforme en un noyau plus stable. Il s'agit de l'émission spontanée d'une particule alpha (noyau d'Hélium), libérée avec une certaine énergie cinétique Q .

La désintégration alpha est due principalement à l'effet répulsif de la force coulombienne entre les protons. Ce phénomène est d'autant plus prononcé que le nombre de nucléons est élevé. En effet, la force répulsive coulombienne croît avec le carré du nombre de protons et finit par l'emporter sur les forces de liaisons dues à l'interaction forte qui, en première approximation (Modèle de Von WEIZSACKER), augmente en proportion avec le nombre de nucléons. La désintégration alpha se produit spécialement pour les noyaux qui sont plus lourds que le Césium Ce ($A = 140$).

Néanmoins, on peut se demander pourquoi la particule alpha est-elle le noyau léger le plus favorable à être émis. En réalité, un phénomène spontané signifie qu'une certaine énergie va soudainement apparaître, sans l'intervention d'aucun agent extérieur. Cette énergie doit provenir forcément de la diminution de la masse dans le système. La particule alpha est un noyau léger très stable et lié, et sa masse est relativement petite par rapport à la masse séparée de ces constituants. Le chemin de la désintégration alpha est par conséquent le plus favorisé qui assure non seulement un bilan énergétique positif mais aussi un maximum d'énergie libérée et conduit à la production d'un noyau plus stable.

2.1 Processus de la désintégration alpha

Le processus de la désintégration alpha peut être représenté par l'équation suivante :



La particule alpha est un noyau d'Hélium He , formé de deux neutrons et de deux protons. Pour mieux comprendre le processus de la désintégration alpha, on se propose

d'étudier la conservation de l'énergie ainsi que la conservation de la quantité de mouvement.

Considérons tout d'abord la conservation de l'énergie. On suppose que le noyau parent X se trouve au repos. Ainsi, l'énergie initiale du système n'est que la masse du noyau parent $M_p c^2$. Cependant, l'état final du système est constitué du noyau résiduel (le noyau fils) de masse $M_f c^2$ et de la particule alpha de masse $M_\alpha c^2$ qui sont les deux en mouvement. Par conséquent, l'énergie finale totale est :

$$M_f c^2 + T_f + M_\alpha c^2 + T_\alpha \quad (2.2)$$

où T_i représente l'énergie cinétique des produits finaux. La conservation de l'énergie est ainsi donnée par :

$$M_p c^2 = M_f c^2 + T_f + M_\alpha c^2 + T_\alpha, \quad (2.3)$$

$$(M_p - M_f - M_\alpha) c^2 = T_f + T_\alpha. \quad (2.4)$$

La quantité du côté gauche de l'égalité n'est rien d'autre que l'énergie libérée Q

$$Q = (M_p - M_f - M_\alpha) c^2.$$

qui est égale aussi à l'énergie cinétique totale des deux fragments.

$$Q = T_f + T_\alpha. \quad (2.5)$$

Le noyau original étant au repos, ce qui implique que sa quantité de mouvement est nulle. Par conséquent, la conservation de la quantité de mouvement du système entraîne que le noyau fils Y et la particule alpha se meuvent avec des quantités de mouvement de même module et de direction opposée.

$$P_f = P_\alpha. \quad (2.6)$$

Comme l'énergie libérée par la désintégration alpha est généralement de l'ordre de 5MeV [49], l'énergie cinétique des deux fragments produits est inférieure à l'énergie au repos des fragments $T \ll M c^2$. Cela nous permet d'ignorer les effets relativistes et d'écrire :

$$T = \frac{P^2}{2M}. \quad (2.7)$$

En substituant les relations (2.5) et (2.6), nous obtenons :

$$T_\alpha = \frac{Q}{1 + \frac{M_\alpha}{M_f}} \quad (2.8)$$

Vue que le rapport des masses $\frac{M_\alpha}{M_f}$ est toujours inférieur à 1, il est souvent remplacé par $\frac{4}{A_p-4}$, avec $A_p \gg 4$ [49]. Cela donne :

$$T_\alpha = Q\left(1 - \frac{4}{A_p}\right). \quad (2.9)$$

Typiquement, l'énergie cinétique de la particule alpha représente 98% de l'énergie totale Q , tandis que les 2% qui restent représentent l'énergie de recul du noyau résiduel. Cette énergie n'est pas tout à fait négligeable. Pour une valeur typique de Q de 5MeV, le recul est de l'ordre de 100KeV. Cette valeur est bien supérieure à l'énergie de liaison des atomes dans un solide. Et si donc le noyau reculant est proche de la surface de la source radioactive, ce dernier s'échappe facilement et se propage dans l'environnement. Et si encore la désintégration présente est une partie d'une chaîne, le recul peut entraîner la propagation de matière radioactive. Heureusement, les noyaux reculant ont un très court parcours dans la matière et leur propagation peut être évitée par un revêtement mince placé sur l'échantillon radioactif.

2.2 Systématique de la désintégration alpha : Loi de Geiger et Nutall

Geiger et Nutall [2] ont constaté que les émetteurs de particule alpha de durées de vie les plus courtes sont ceux qui émettent les particules les plus énergétiques et vice-versa. La variation est étonnamment rapide que l'on peut voir clairement dans le cas de la désintégration du ^{232}Th ($1.4 \times 10^{10}\text{y}$, $Q = 4.08\text{MeV}$) et du ^{218}Th ($1.0 \times 10^{-7}\text{s}$, $Q = 9.85\text{MeV}$). Un facteur de deux dans l'énergie conduit à un facteur de 10^{24} dans la valeur de la demi-vie !

Selon la loi de Geiger et Nutall [2] (GN), la demi-vie d'un noyau radioactif est donnée par :

$$\log_{10} T_{1/2} = A(Z)Q^{-1/2} + B(Z), \quad (2.10)$$

où Q est l'énergie de désintégration. $A(Z)$ et $B(Z)$ sont les coefficients qui sont déterminés par ajustement des données expérimentales pour chaque chaîne isotopique. Cette loi a été vérifiée sur plusieurs chaînes radioactives des isotopes, et on n'a observé aucune déviation importante par rapport à l'expérience. La figure 2-1 montre la linéarité de la fonction du logarithme décimal de la demi-vie en fonction de $\frac{1}{\sqrt{Q}}$. De nos jours, le volume des données expérimentales de la désintégration alpha des noyaux lourds et super-lourds est considérable [50–55] et la loi de GN est toujours applicable, reproduisant les valeurs expérimentales dans un facteur 2 - 3.

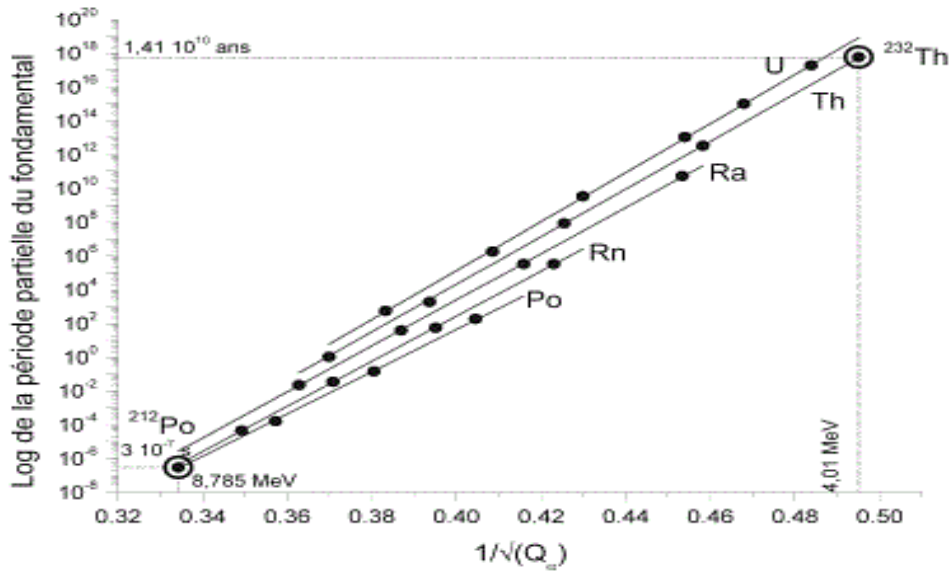
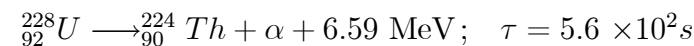
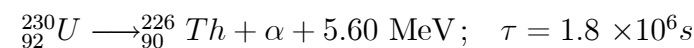
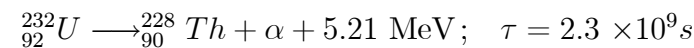
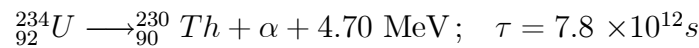
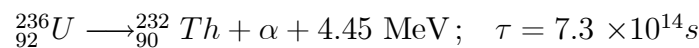
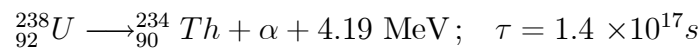


Fig. 2-1 : Variation des valeurs expérimentales de la demi-vie(en seconde) des noyaux pair-pair Yb-Ra avec $N < 126$ en fonction de $Q_\alpha^{-1/2}$ (en $\text{MeV}^{-1/2}$). D'après la référence [56].

2.3 Théorie de la désintégration alpha : le modèle de Gamow

La caractéristique la plus frappante de la désintégration alpha est l'étendue des valeurs de la demi-vie, comme le montrent les exemples ci-dessous. Les temps de vie observés peuvent varier jusqu'à 30 ordres de grandeurs ! Depuis des durées supérieures aux temps géologiques, voire cosmiques, ($T \gg 10^{10}$ ans) jusqu'à des durées nécessitant des techniques de détection électroniques. Ces variations considérables se produisent parfois pour des noyaux et même des isotopes voisins :



L'explication de telles variations a été donnée pour la première fois au milieu de 1928, par un physicien théoricien russe, George Gamow, qui a publié une réinterprétation

de la loi de Geiger-Nuttall. Pour Gamow (et Gurney et Condon séparément) [3], la désintégration alpha est associée à un phénomène purement quantique qui est la traversée de la barrière de potentiel par effet tunnel.

Le modèle suppose que la particule alpha est préformée à l'intérieur du noyau parent et se déplace dans le potentiel créé par l'interaction de cette particule avec le noyau résiduel. Pour Gamow, le potentiel d'interaction vu par la particule alpha peut être représenté par la figure 2-2.

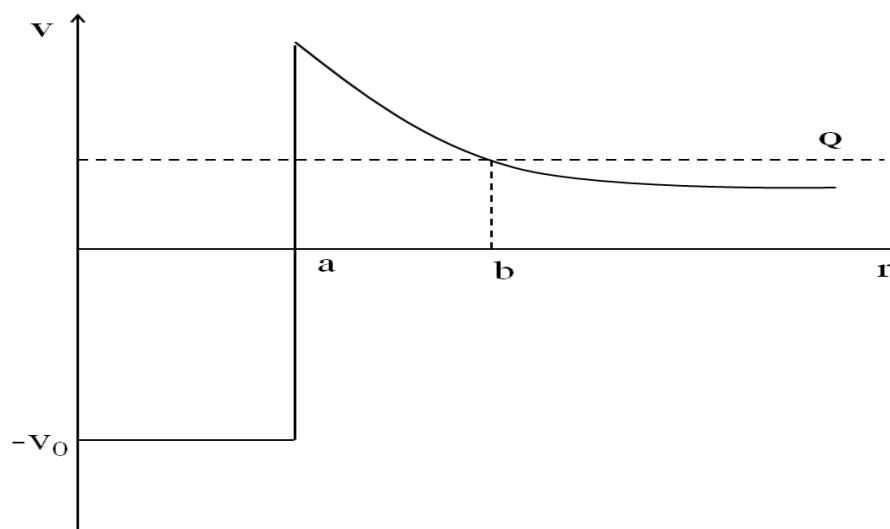


Fig. 2-2 : Potentiel nucléaire de Gamow.

Notons que la ligne horizontale est l'énergie de désintégration Q et a est pris comme étant la somme des rayons du noyau résiduel et de la particule alpha. A l'intérieur du noyau parent $r < a$, la particule alpha est confinée dans un puits de potentiel représenté par l'interaction nucléaire entre les noyaux émis et résiduel. Cependant, en dehors de cette portée $r > a$, la particule alpha ne ressent que l'effet répulsif du potentiel coulombien exercé par le noyau fils.

Classiquement, la particule alpha qui se déplace à l'intérieur du noyau parent avec une certaine énergie cinétique ne peut pas s'échapper de la barrière exerçant un potentiel plus élevé que son énergie disponible. Néanmoins, pour Gamow, après plusieurs tentatives de passer la barrière, la particule alpha réussit finalement en créant un tunnel quantique. Dans le cas de la désintégration de ^{238}U par exemple, la probabilité de l'effet tunnel est si petite que la particule alpha doit faire en moyenne 10^{38} essais avant de pénétrer la barrière.

2.4 La barrière de potentiel

Depuis la première étude théorique de l'émission alpha par Gamow [3], beaucoup d'approches ont vu le jour afin de mieux décrire le phénomène de désintégration. Actuellement, le processus d'émission de particules peut être décrit par de nombreux modèles qu'on peut regrouper en deux grandes catégories : les modèles du type fission unifiée (MFU) et les modèles du type cluster préformé (MCP). Les approches MFU et MCP diffèrent l'une de l'autre par l'inclusion ou non du paramètre de préformation du noyau émis P_0 avant la pénétration de la barrière d'interaction. Le MFU suppose que le noyau émetteur se déforme graduellement en pénétrant la barrière d'interaction par effet tunnel et en formant deux fragments jusqu'à atteindre la phase de scission. Tandis que dans le MCP, le noyau émis est supposé préformé à l'intérieur du noyau parent avec une certaine probabilité P_0 qui se détermine en résolvant l'équation de Schrödinger stationnaire. Ensuite, il traverse la barrière d'interaction par effet tunnel.

L'une des difficultés majeures de l'étude de la désintégration alpha est la détermination de la barrière d'interaction entre la particule alpha et le noyau résiduel. Ce problème constitue l'un des axes actifs durant les trois dernières décennies. Le potentiel d'interaction entre deux noyaux est la somme d'une force de courte portée qui est l'interaction nucléaire et d'une force de longue portée qui est la force coulombienne. La partie coulombienne est bien définie. Elle se présente comme étant la répulsion coulombienne entre les protons des deux noyaux. Cependant, la contribution nucléaire est restée jusqu'à ce jour moins définie. Beaucoup d'efforts ont été concentrés pour trouver une forme simple et précise de l'interaction nucléaire.

2.4.1 Le potentiel de proximité

Le potentiel de proximité est l'un des types bien connus de l'interaction nucléaire pour sa simplicité et son accord avec l'expérience. Il est basé sur le théorème de la force de proximité [44]. L'une des meilleures méthodes de comparaison entre les différents modèles est de calculer la barrière de fusion (empirique et théorique) et la section efficace. Dans plusieurs papiers récents, I. Dutt et R. K. Puri [57–59] ont considéré plusieurs modèles et ils ont conclu que le potentiel de proximité peut reproduire l'expérience à 8% près [59] pour les collisions symétriques des noyaux tandis que pour les collisions asymétriques l'erreur relative est de 10% [58]. Dans le paragraphe suivant, sont exposées les différentes versions de potentiel de proximité proposées depuis l'introduction de ce dernier dans la description de l'interaction noyau-noyau.

Potentiel de Proximité 1977 (Prox 77)

L'idée basique du potentiel de proximité est le théorème qui énonce que « la force entre deux surfaces légèrement courbées et en proche proximité est proportionnelle au

potentiel d'interaction (par unité de surface) entre ces deux surfaces supposées planes » [44]. Ce théorème nous permet d'exprimer le potentiel de proximité entre deux objets courbés (deux noyaux par exemple) par un produit d'une fonction universelle et d'un simple facteur géométrique qui caractérise la matière composant les deux objets. Ainsi le potentiel est donné par [44] :

$$V_N(r) = 4\pi\gamma b\bar{R}\Phi\left(\frac{r - C_f - C_e}{b}\right) \text{ MeV.} \quad (2.11)$$

\bar{R} est le rayon de courbure qui a la forme suivante :

$$\bar{R} = \frac{C_f C_e}{C_f + C_e}, \quad (2.12)$$

C_f et C_e sont les rayons centraux de Sussmann du noyau fils et du noyau émis (particule alpha) respectivement. Ils sont donnés en fonction du rayon R_i par [60, 61] :

$$C_i = R_i - \frac{b^2}{R_i}, \quad (2.13)$$

ici, $b \approx 1 \text{ fm}$. R_i est donné par la relation semi-empirique [62] :

$$R_i = 1.28A_i^{1/3} + 0.8A_i^{-1/3} - 0.76 \text{ fm} \quad (i = f, e), \quad (2.14)$$

Le coefficient de la tension surfacique nucléaire γ est donné par [62] :

$$\gamma = \gamma_0 \left(1 - k_s \frac{(N_p - Z_p)^2}{(N_p + Z_p)^2} \right), \quad (2.15)$$

où N_p et Z_p sont le nombre de neutrons et de protons du noyau père. γ_0 , k_s sont respectivement la constante de l'énergie surfacique et la constante de l'asymétrie surfacique. Leurs valeurs ($\gamma_0 = 0.9517 \text{ MeV/fm}^2$ et $k_s = 1.7826$) sont données par les formules de masse de Myers-Swiatecki [63, 64]. La fonction universelle $\Phi(\xi = \frac{r - C_1 - C_2}{b})$ dépend de la distance qui sépare les surfaces des deux noyaux. Elle est paramétrisée par la formule suivante [44, 65] :

$$\Phi(\xi) = \begin{cases} -\frac{1}{2}(\xi - 2.54)^2 - 0.0852(\xi - 2.54)^3, & \text{pour } \xi \leq 1.2511, \\ -3.437 \exp(-\xi/0.75), & \text{pour } \xi \geq 1.2511. \end{cases} \quad (2.16)$$

Potentiel de Proximité 1988 (Prox 88)

En utilisant des formules de masses raffinées par Moller et Nix [66], les coefficients γ_0 et k_s ont été modifiés aux nouvelles valeurs 1.2496 MeV/fm^2 et 2.3 , respectivement.

Reisdorf [63] a appelé cette nouvelle version du potentiel " Proximité 88 ". On note que ces nouveaux coefficients donnent une attraction nucléaire plus forte que celle de la version 77.

Potentiel de Proximité 2000 (Prox 00)

Plus récemment Myers et Swiatecki [67] ont modifié l'équation (2.11). En utilisant le modèle de la goutte liquide [68], le rayon de matière C_i est calculé par l'expression suivante :

$$C_i = c_i + \frac{N_i}{A_i} t_i \quad (i = f, e), \quad (2.17)$$

où c_i représente le rayon de la demi-densité de charge. t_i est l'épaisseur de peau des neutrons. Le rayon de charge R_{00i} est donné selon la référence [69] par la formule suivante :

$$R_{00i} = \sqrt{\frac{5}{3}} \langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

$$= 1.240 A_i^{1/3} \left\{ 1 + \frac{1.646}{A_i} - 0.191 \left(\frac{A_i - 2Z_i}{A_i} \right) \right\} fm \quad 8 \leq Z \leq 38$$

$$(i = f, e),$$

$$R_{00i} = 1.256 A_i^{1/3} \left\{ 1 - 0.202 \left(\frac{A_i - 2Z_i}{A_i} \right) \right\} fm \quad Z \geq 38 \quad (2.19)$$

$$(i = f, e).$$

$\langle r^2 \rangle$ est le rayon quadratique de charge. Le rayon de la demi-densité de charge c_i est donné par [67] :

$$c_i = R_{00i} \left(1 - \frac{7}{2} \frac{b^2}{R_{00i}^2} - \frac{49}{8} \frac{b^4}{R_{00i}^4} + \dots \right) \quad (i = f, e). \quad (2.20)$$

En utilisant le modèle de la goutte liquide [68], l'épaisseur de peau des neutrons t_i est donnée par :

$$t_i = \frac{3}{2} r_0 \left(\frac{J I_i - \frac{1}{12} c_1 Z_i A_i^{-1/3}}{Q + \frac{9}{4} J A_i^{-1/3}} \right) \quad (i = f, e) \quad (2.21)$$

Ici r_0 vaut $1.14 fm$, la valeur du coefficient de l'énergie de symétrie nucléaire $J = 32.26$ MeV, et $c_1 = 3e^2/5r_0 = 0.757895$ MeV. Le coefficient de la rigidité de peau de neutrons

Q est pris égal à 35.4 MeV. $I_i = \frac{N_i - Z_i}{A_p}$ est l'excès relatif de neutrons. Le coefficient

de l'énergie surfacique nucléaire est donné en fonction de l'épaisseur de peau par [58] :

$$\gamma = \frac{1}{4\pi r_0^2} [18.63(\text{MeV}) - Q \frac{(t_f^2 + t_e^2)}{2r_0^2}], \quad (2.22)$$

où t_f et t_e sont calculés par la relation (2.21). La fonction universelle est donnée par :

$$\Phi(\xi) = \begin{cases} -0.1353 + \sum_{n=0}^5 [c_n/(n+1)](2.5 - \xi)^{n+1}, & \text{pour } 0 \leq \xi \leq 2.5, \\ -0.09551 \exp[(2.75 - \xi)/0.7176], & \text{pour } \xi \geq 2.5. \end{cases} \quad (2.23)$$

telle que : $c_0 = -0.1886$, $c_1 = -0.2628$, $c_2 = -0.15216$, $c_3 = -0.04562$, $c_4 = 0.069136$, et $c_5 = -0.011454$.

Potentiel de Proximité modifié 2000 (Prox 00DP)

Royer et Rousseau [70] ont modifié l'équation (2.18) en introduisant des constantes qui sont légèrement différentes :

$$R_{00i} = 1.233A_i^{1/3} [1 + \frac{2.348443}{A_i} - 0.151541(\frac{A_i - 2Z_i}{A_i})] \text{ fm} \quad (i = f, e) \quad (2.24)$$

La formule (2.24) a été obtenue en analysant 2027 masses nucléaires avec N et $Z \geq 8$ et avec une incertitude sur la masse $\leq 150\text{keV}$.

Potentiel de Bass 1973 (Bass 73)

L'idée de ce modèle est basée sur l'hypothèse du modèle de la goutte liquide [71]. Dans ce cas, le changement de l'énergie surfacique des deux fragments est représenté par une fonction exponentielle multipliée par un simple facteur géométrique. La partie nucléaire du potentiel d'interaction est ainsi obtenue par la formule suivante :

$$V_N(r)^{\text{Bass73}} = -\frac{d}{R_{fe}} a_s A_f^{1/3} A_e^{1/3} \exp(-\frac{r - R_{fe}}{d}) \text{ MeV}, \quad (2.25)$$

Avec : $R_{fe} = r_0(A_f^{1/3} + A_e^{1/3})$, $d = 1.35 \text{ fm}$, $r_0 = 1.07$, et $a_s = 17.0 \text{ MeV}$.

Potentiel de Bass 1977 (Bass 77)

Dans ce modèle, la partie nucléaire du potentiel est donnée par [72] :

$$\begin{aligned} V_N(r)^{Bass77} &= -4\pi\gamma \frac{R_f R_e}{R_f + R_e} f(r - R_f - R_e) \\ &= -\frac{R_f R_e}{R_f + R_e} \Phi(r - R_f - R_e) MeV, \end{aligned} \quad (2.26)$$

Notons que $f(s = r - R_f - R_e)$ et $\Phi(s = r - R_f - R_e)$ sont des fonctions universelles. Ici le rayon R_i est écrit sous la forme :

$$R_i = 1.16A_i^{1/3} - 1.39A_i^{-1/3} \quad \text{fm} \quad (i = f, e), \quad (2.27)$$

La fonction universelle $\Phi(s)$ est donnée par :

$$\Phi(s) = [A \exp(\frac{s}{d_f}) + B \exp(\frac{s}{d_e})]^{-1}, \quad (2.28)$$

Avec $A = 0.03 \text{ MeV}^{-1} \text{ fm}$, $B = 0.0061 \text{ MeV}^{-1} \text{ fm}$, $d_f = 3.30 \text{ fm}$, et $d_e = 0.65 \text{ fm}$.

Potentiel de Bass 1980 (Bass 80)

Dans ce modèle, la fonction universelle est donnée par [63] :

$$\Phi(s) = [0.033 \exp(\frac{s}{3.5}) + 0.007 \exp(\frac{s}{0.65})]^{-1}, \quad (2.29)$$

Avec un rayon central R_i , exprimé par :

$$R_i = R'_i (1 - \frac{0.98}{R_s^2}) \quad (i = f, e), \quad (2.30)$$

où R'_i est donné par la relation (2.14).

Potentiel de Christensen et Winther 1976 (CW 76)

En se basant sur l'analyse des données expérimentales de la diffusion des ions lourds, Christensen et Winther [73] ont formulé un potentiel empirique. La partie nucléaire de ce potentiel est donnée par :

$$V_N^{CW76}(r) = -50 \frac{R_f R_e}{R_f + R_e} \Phi(r - R_f - R_e) MeV. \quad (2.31)$$

R_i est donné par :

$$R_i = 1.233A_i^{1/3} - 0.978A_i^{-1/3} \text{ fm} \quad (i = f, e), \quad (2.32)$$

La fonction universelle est de la forme suivante :

$$\Phi(s = r - R_f - R_e) = \exp\left(-\frac{s}{0.63}\right). \quad (2.33)$$

Potentiel de Broglia et Winther 1991 (BW 91)

Une version raffinée du potentiel nucléaire a été établie par Broglia et Winther [63] en paramétrisant le potentiel de Woods-Saxon et en tenant compte de la condition d'être compatible avec la valeur maximale de la force nucléaire prédite par le potentiel de proximité Prox77. Ce potentiel raffiné est donné par :

$$V_N^{BW91} = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{0.63}\right)} \text{ MeV}; \quad (2.34)$$

Avec :

$$V_0 = 16\pi \frac{R_f R_e}{R_f + R_e} \gamma a, \quad (2.35)$$

a et R_0 sont donnés respectivement par : $a = 0.63 \text{ fm}$, $R_0 = R_f + R_e + 0.29$.

Le rayon R_i est donné par :

$$R_i = 1.233A_i^{1/3} - 0.978A_i^{-1/3} \text{ fm} \quad (i = f, e) \quad (2.36)$$

La forme du coefficient de l'énergie surfacique est similaire à celui donné par Prox 77 avec une légère différence.

$$\gamma = \gamma_0 \left[1 - k_s \left(\frac{N_f - Z_f}{A_f} \right) \left(\frac{N_e - Z_e}{A_e} \right) \right] \quad (2.37)$$

où $\gamma_0 = 0.95 \text{ MeV/fm}^2$ et $k_s = 1.8$.

Potentiel de Aage Winther (AW 95)

En analysant les données expérimentales de la diffusion des ions lourds, Winther a ajusté les paramètres du potentiel précédent. Les nouvelles valeurs de a et R_i sont respectivement [74] :

$$a = \frac{1}{1.17(1 + 0.53(A_f^{-1/3} + A_e^{1/3}))} \text{ fm} \quad (2.38)$$

$$R_i = 1.20A_i^{1/3} - 0.09 \text{ fm} \quad (i = f, e). \quad (2.39)$$

Dans ce cas $R_0 = R_f + R_e$.

Potentiel de Ngô 1980 (Ngô 80)

Dans ce modèle, Ngô et ses collaborateurs proposent une nouvelle paramétrisation du potentiel nucléaire [75]. Les calculs sont basés sur l'idée du formalisme de la densité d'énergie. Les densités nucléaires ont été exprimées en utilisant la distribution de la densité de Fermi :

$$\rho_{n,p}(r) = \frac{\rho_{n,p}(0)}{1 + \exp[(r - C_{n,p})/0.55]}, \quad (2.40)$$

où $C_{n,p}$ représente le rayon central de la distribution, défini dans Prox77 par la relation (2.13), avec $b = 0$. $\rho_{n,p}(0)$ est donné par :

$$\rho_n(0) = \frac{3}{4\pi} \frac{N}{A} \frac{1}{r_{0n}^3}; \quad \rho_p(0) = \frac{3}{4\pi} \frac{N}{A} \frac{1}{r_{0p}^3} \quad (2.41)$$

Ngô a paramétrisé l'interaction noyau-noyau dans l'esprit du concept du potentiel de proximité. Ainsi le potentiel d'interaction est donné par le produit d'un facteur géométrique et d'une fonction universelle [75] :

$$V_N^{Ngô80} = \bar{R}\Phi(s = r - C_f - C_e) \text{ MeV}, \quad (2.42)$$

où \bar{R} est défini par l'équation (2.12) . Le rayon R_i est donné par :

$$R_i = \frac{N R_{ni} + N R_{pi}}{A_i} \quad (i = f, e). \quad (2.43)$$

R_{ni} , R_{pi} sont donnés par :

$$R_{pi} = r_{0pi} A_i^{1/3}; \quad R_{ni} = r_{0ni} A_i^{1/3}, \quad (2.44)$$

Avec

$$r_{0pi} = 1.128 \text{ fm}; \quad r_{0ni} = 1.1375 + 1.875 \times 10^{-4} A_i \text{ fm}. \quad (2.45)$$

La fonction universelle est donnée par :

$$\Phi(s) = \begin{cases} -33 + 5.4(s - s_0)^2, & \text{pour } s < s_0, \\ -33 \exp[-\frac{1}{5}(s - s_0)^2], & \text{pour } s \geq s_0, \end{cases} \quad (2.46)$$

$s_0 = -1.6 \text{ fm}$.

Potentiel de Denisov

Le potentiel nucléaire a été développé par Denisov [76] en proposant une nouvelle paramétrisation basée sur l'analyse des calculs numériques effectués sur 7140 paire

(cible (noyau fils) - projectile (noyau émis)) dans le cadre de l'approximation semi-microscopique. Au total 119 noyaux sphériques situés sur la ligne de stabilité par rapport à l'émission beta, de ^{16}O jusqu'à ^{212}Po , ont été considérés. Le potentiel a été élaboré pour toute combinaison noyau-noyau. Ainsi la partie nucléaire du potentiel d'interaction de Denisov entre deux noyaux est donnée par :

$$V_N(r) = 1.989843 \frac{R_f R_e}{R_f + R_e} \Phi(r - C_f - C_e - 2.65) \quad (2.47)$$

$$\times [1 + 0.003525139 (\frac{A_f}{A_e} + \frac{A_e}{A_f})^{3/2}] - 0.4113263(I_f + I_e),$$

Avec

$$I_i = \frac{N_i - Z_i}{A_i} \quad (i = f, e). \quad (2.48)$$

Le rayon R_i est exprimé par :

$$R_i = R_{ip} (1 - \frac{3.413817}{R_{ip}^2}) + 1.284589 (I_i - \frac{0.4A_i}{A_i + 200}) \quad (i = f, e) \quad (2.49)$$

où R_{ip} est le rayon protons, donné par l'équation [69] :

$$R_{ip} = 1.24A^{1/3} (1 + \frac{1.646}{A} - 0.191I_i). \quad (2.50)$$

La fonction universelle est donnée par la relation suivante :

$$\Phi(s) = \begin{cases} 1 - s/0.7881663 + 1.22918s^2 - 0.2234277s^3 - 0.1038769s^4 \\ \quad - \frac{R_f R_e}{R_f + R_e} (0.1844935s^2 + 0.07570101s^3) \\ \quad + (I_f + I_e) (0.04470645s^2 + 0.0334687s^3), \\ \quad \text{pour } -5.65 \leq s \leq 0, \\ [1 - s^2 [0.05410106 \frac{R_f R_e}{R_f + R_e} \exp(-\frac{s}{1.76058}) \\ - 0.5395420(I_f + I_e) \exp(-\frac{s}{2.424408})]] \times \exp(-\frac{s}{0.7881663}), \quad \text{pour } s \geq 0, \end{cases} \quad (2.51)$$

où A_i , N_i et Z_i sont respectivement, le nombre de masse, le nombre de neutrons et le nombre de protons.

Potentiel de Woods-Saxon modifié

Dans ce cas le potentiel nucléaire est exprimé sous la forme suivante [77] :

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/a]}, \quad (2.52)$$

où R_0 est donné par la relation suivante [45, 46] :

$$R_0 = R_e + R_f - 1.37, \quad (2.53)$$

Le rayon nucléaire de charge est donné par :

$$R_i = 1.27A_i^{1/3}, \quad (2.54)$$

$i = f, e$ dénote le noyau fils et le noyau émis, respectivement. La profondeur du potentiel V_0 et le paramètre de diffusivité de la surface a sont donnés par [27, 45] :

$$V_0 = -44.16[1 - 0.40(I_e + I_f)] \frac{A_f^{1/3} A_e^{1/3}}{A_f^{1/3} + A_e^{1/3}},$$

$$a = 0.50 + 0.33 \cdot I_f, \quad (2.55)$$

Avec

$$I_i = \frac{N_i - Z_i}{A_i}, \quad i = e, f. \quad (2.56)$$

2.5 Calcul de la demi-vie

2.5.1 Noyaux sphériques

Nous nous limitons en premier lieu au cas des noyaux sphérique.

La demi-vie d'une émission alpha calculée dans le cadre du modèle du potentiel de Wood-Saxon modifié $T_{1/2}^{WSM}$ est donnée par :

$$T_{1/2}^{WSM}(s) = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2.57)$$

La constante de désintégration λ est donnée par [78] :

$$\lambda = \nu P \quad (2.58)$$

où ν représente la fréquence de sauts du noyau émis sur la barrière. Elle peut être évaluée directement à partir de l'énergie de vibration E_ν qui est donnée par la formule suivante [27] :

$$E_\nu = Q\left\{0.056 + 0.039 \exp \frac{4 - A_f}{2.5}\right\} (MeV), \quad A_f \geq 4 \quad (2.59)$$

où Q est l'énergie de désintégration, et A_f est le nombre de masse du noyau fils.

P est la probabilité de pénétration du noyau émis à travers la barrière de potentiel. Elle est calculée dans le cadre de l'approximation WKB par la relation suivante :

$$P = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{R_{in}}^{R_{out}} \sqrt{2\mu(V(r) - Q)} dr\right\}, \quad (2.60)$$

où μ est la masse réduite du système (noyau fils- noyau émis). R_{in} et R_{out} sont respectivement le premier et le deuxième point de rebroussement.

Dans le cas de la configuration où les deux noyaux fils et émis se touchent ou se séparent, la barrière de potentiel selon le modèle du potentiel coulombien et de proximité est exprimée sous la forme suivante [79] :

$$V(r) = V_N(r) + V_c(r) + V_l(r), \quad (2.61)$$

Nous nous proposons dans notre calcul de prendre comme potentiel nucléaire, le potentiel de Woods-Saxon modifié WSM (2.52) :

Le potentiel coulombien entre le noyau fils et le noyau émis est donné par :

$$V_c(r) = \frac{Z_e Z_f e^2}{r}. \quad (2.62)$$

Le potentiel centrifuge s'écrit sous la forme suivante :

$$V_l(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}. \quad (2.63)$$

où l est le moment angulaire qui obéit à la règle de sélection suivante :

$$|I_p - I_f| \leq l \leq I_p + I_f \quad (2.64)$$

$$\frac{\pi_p}{\pi_f} = (-1)^l \quad (2.65)$$

où I_p , π_p et I_f , π_f sont respectivement le spin et la parité du noyau parent et fils.

Dans le cas de la zone de chevauchement des deux noyaux fils et émis, la barrière de

potentiel est prise comme une simple loi d'interpolation [29].

2.5.2 Noyaux déformés

La prise en compte de la déformation nucléaire implique la nécessité d'introduire dans les calculs l'angle d'orientation du noyau émis par rapport au noyau fils. Cet angle peut prendre des valeurs aléatoires entre 0 et π comme le montre la figure 2-3. Afin d'en tenir compte dans le calcul de la demi-vie, plusieurs méthodes ont été introduites dans la littérature. On peut citer : - L'optimisation de l'angle d'orientation qui se base sur le

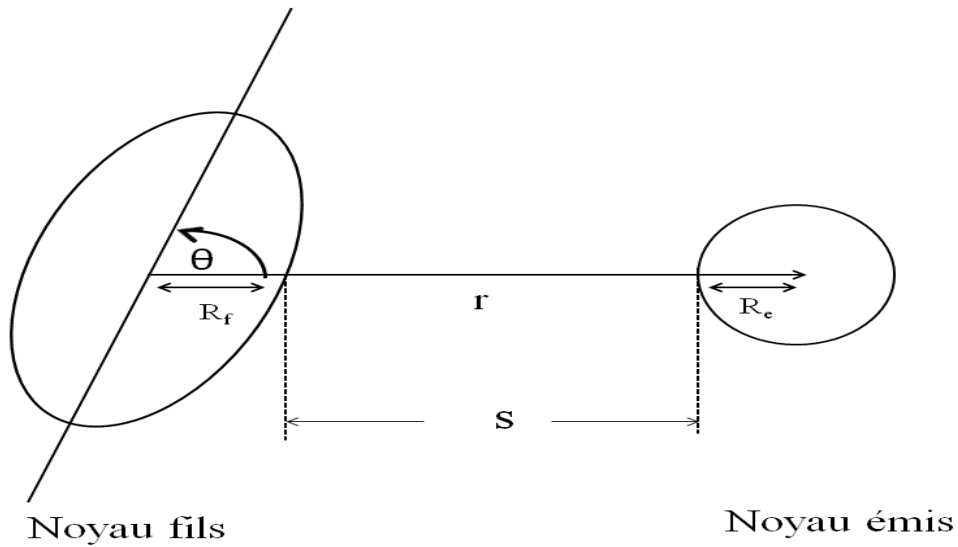


Fig. 2-3 : Configuration schématique des deux noyaux interagissant, noyau fils déformé et noyau émis sphérique.

concept de la distance s séparant les noyaux fils et émis (voir figure 2-3). L'angle optimal est calculé ainsi par un processus itératif basé sur la détermination de la distance la plus petite s [80]

- Le calcul de la moyenne de la distance séparant les deux centres des noyaux fils et émis sur toutes les orientations possibles [81].

- Le calcul de la moyenne de la demi-vie sur toutes les orientations possibles. Dans ce cas, on calcule la demi-vie qui correspond à chaque orientation θ , $T(\theta)$. La demi-vie du noyau considéré est prise comme étant la moyenne de $T(\theta)$ obtenue sur toutes les valeurs possibles de θ [82].

Le potentiel d'interaction $V(r)$

Le potentiel d'interaction entre le noyau fils déformé et le noyau émis est donné comme étant la somme du potentiel d'attraction nucléaire déformé, du potentiel coulombien

déformé et du potentiel centrifuge.

$$V(r, \theta) = V_N(r, \theta) + V_c(r, \theta) + V_l(r) \quad (2.66)$$

où θ est l'angle d'orientation du noyau émis par rapport à l'axe de symétrie du noyau fils déformé. l est le moment angulaire porté par le noyau émis. Le potentiel coulombien $V_c(r, \theta)$ déformé est donné par :

$$V_c(r, \theta) = \frac{Z_e Z_f e^2}{r} \left(1 + \frac{3R^2(\theta)}{5r^2} \beta_2 Y_{20}(\theta) \right) \quad (2.67)$$

où Z_e , Z_f sont respectivement les nombres de charge du noyau émis et du noyau fils. Le potentiel centrifuge $V_l(r)$ s'écrit sous la forme suivante :

$$V_l(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (2.68)$$

En ce qui concerne le potentiel d'attraction nucléaire $V_N(r)$, tous les types de potentiel de proximité discutés précédemment peuvent être appliqués au cas déformé. Toutefois, l'effet de la déformation (quadrupolaire) apparaît au niveau des expressions du rayon du noyau fils $R_f(\theta)$.

Dans tous nos calculs, nous avons considéré le potentiel de Woods-Saxon modifié qui s'écrit dans le cas déformé sous la forme suivante [83] :

$$V_N(r, \theta) = \frac{V_0}{1 + e^{[r-R(\theta)]/a}}, \quad (2.69)$$

Le rayon $R(\theta)$ et le paramètre de diffusivité de la surface a sont donnés par :

$$R(\theta) = R_e + R_f(\theta) - 1.37 \quad (fm), \quad (2.70)$$

$$a = 0.50 + 0.33I_f, \quad (2.71)$$

où :

$$I_f = \frac{(A_f - 2 * Z_f)}{A_f}, \quad (2.72)$$

R_e est le rayon du noyau émis :

$$R_e = 1.27 \times A_e^{1/2} \quad (fm),$$

$R_f(\theta)$ est le rayon du noyau fils déformé :

$$R_f(\theta) = 1.27 \times A_f^{1/3} \{1 + \beta_2 Y_{20}(\theta)\} \quad (fm),$$

A_e , A_f , Z_f sont respectivement le nombre de masse du noyau émis, du noyau fils et le nombre de charge du noyau fils. Le coefficient β_2 est le paramètre de déformation quadrupolaire.

La demi-vie $T_{1/2}(s)$

La demi-vie est donnée par la formule bien connue :

$$T_{1/2}^{WSMD}(s) = \frac{\ln 2}{\nu P} \quad (2.73)$$

Dans nos calculs, la probabilité de pénétration de la barrière de potentiel P a été considérée comme étant la moyenne de la probabilité de pénétration sur toutes les valeurs possibles de l'angle d'orientation du noyau fils [82] :

$$P = \frac{1}{2} \int_0^\pi d\theta \sin \theta T(\theta), \quad (2.74)$$

$T(\theta)$ étant le coefficient de transmission qui peut être évalué dans le cadre de l'approximation WKB par la relation suivante :

$$T(\theta) = (1 + e^{S(\theta)})^{-1} \quad (2.75)$$

où $S(\theta)$ est donné par :

$$S(\theta) = \frac{2\sqrt{2\mu}}{\hbar} \int_{Rin}^{Rout} dr \sqrt{V(r, \theta) - Q}. \quad (2.76)$$

2.6 Résultats et discussions

Les demi-vies de 420 noyaux ont été évaluées dans le cadre du modèle du potentiel de Woods-Saxon modifié. Les calculs ont été effectués dans un premier temps en considérant que les noyaux d'intérêt sont de forme sphérique (WSM). Par la suite, la déformation quadrupolaire des noyaux fils a été prise en compte (WSMD). En parallèle à ce modèle, deux méthodes semi-empiriques ont été appliquées qui sont : l'approximation de Viola-

	WSM _{Max}	Réaction	WSM _{Min}	Réaction
Po	9.48	$^{209}\text{Po}_{125} \longrightarrow ^{205}\text{Pb}_{123} + \alpha$	-6.34	$^{211}\text{Po}_{128} \longrightarrow ^{209}\text{Pb}_{126} + \alpha$
At	7.17	$^{210}\text{At}_{125} \longrightarrow ^{206}\text{Bi}_{123} + \alpha$	-6.07	$^{214}\text{At}_{129} \longrightarrow ^{212}\text{Bi}_{127} + \alpha$
Rn	5.44	$^{211}\text{Rn}_{125} \longrightarrow ^{207}\text{Po}_{123} + \alpha$	-6.26	$^{214}\text{Rn}_{128} \longrightarrow ^{210}\text{Po}_{126} + \alpha$
Ra	0.46	$^{210}\text{Ra}_{126} \longrightarrow ^{206}\text{Rn}_{124} + \alpha$	-6.32	$^{216}\text{Ra}_{128} \longrightarrow ^{212}\text{Rn}_{126} + \alpha$

Tab. 2.1 : Réactions correspondant aux valeurs maximales et minimales du logarithme décimal de la demi-vie théorique.

Seaborg (VS) et la formule de Brown (Br) (Voir annexe).

Les figures 2-4, 2-5 et 2-6 représentent la variation du logarithme décimal de la demi-vie des isotopes de Yb, Hf, W et Os, des isotopes de Hg, Po, At, Rn, Ra et Pa et des isotopes de Pu, Cm, Cf et Fm, respectivement, en fonction du nombre de neutrons du noyau fils N_f calculé dans le cadre des quatre approches précédemment décrites (WSM, WSMD, VS et Br). A travers ces trois figures, nous pouvons constater globalement que :

Plus le nombre de neutrons du noyau fils augmente, plus la demi-vie du noyau père est importante et ainsi le noyau père est plus stable par rapport à l'émission d'une particule alpha. Ce constat s'explique par le fait que pour une chaîne isotopique donnée (un Z donné), plus le nombre de neutrons augmente, plus on s'approche de la fermeture de couche voisine ($N_f = 126$), et par conséquent le noyau considéré devient plus lié et stable.

Les résultats obtenus nous ont permis pour certains éléments de relever un maximum et un minimum de valeurs et de constater qu'entre ces deux points les valeurs de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ chutent brusquement. Comme c'est le cas de Po, At, Rn et Ra. Le tableau 2.1 récapitule toutes les valeurs relevées.

Il apparait de ces constats que les valeurs maximales relevées de la demi-vie des noyaux pères correspondent à des nombres de neutrons égaux ou proches du nombre magique voisin ($N = 126$). Ces valeurs confirment la stabilité importante des noyaux considérés $^{209}\text{Po}_{125}$, $^{210}\text{At}_{125}$, $^{211}\text{Rn}_{125}$ et $^{210}\text{Ra}_{126}$. Par contre, les valeurs minimales indiquent l'instabilité des noyaux émetteurs par rapport à la désintégration alpha. Il est aussi à noter que cette instabilité donne naissance à des noyaux fils stables, classés parmi les noyaux magiques ou proches d'un noyau magique : $^{209}\text{Pb}_{126}$, $^{212}\text{Bi}_{127}$, $^{210}\text{Po}_{126}$ et $^{212}\text{Rn}_{126}$. La chute brusque des valeurs de la demi-vie indique et confirme la présence d'une fermeture de couche relative au nombre de neutrons $N = 126$.

Par ailleurs, la figure 2-6 présente des variations abruptes de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ en fonction de N_f . Ces variations montrent que les nombres impairs de N_f correspondent à des valeurs de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ relativement plus élevées par rapport à celles des nombres pairs. Ce constat s'explique par des effets pair-impair [84, 85]. Néanmoins, il est à noter que ces changements brutaux n'ont pas été observés dans les cas précédents. Ceci est dû au fait que les noyaux considérés dans la figure 2-6 peuvent donner par désintégration alpha des noyaux fils qui possèdent un nombre de neutrons situé loin d'une fermeture de couche ($126 \ll N_f \ll 184$). Ce qui rend les effets pair-impairs prépondérants dans cette région.

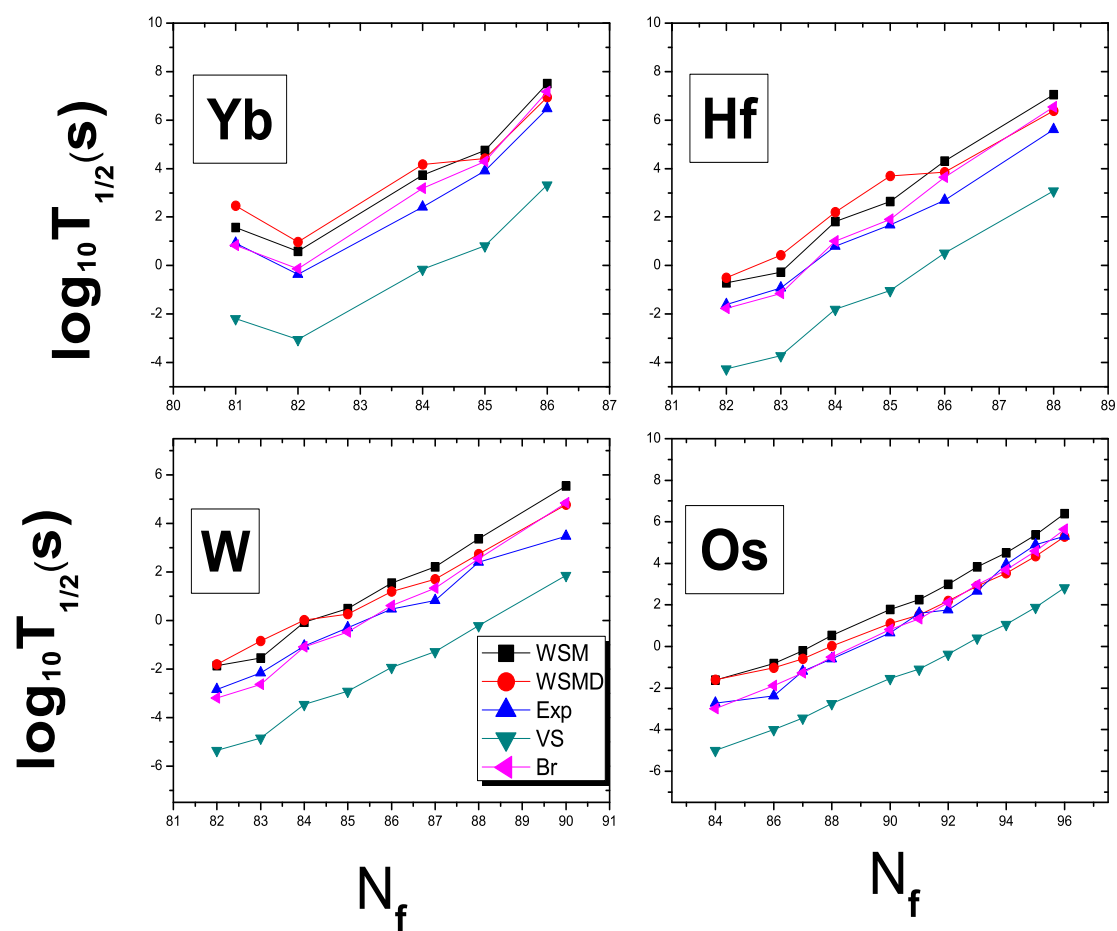


Fig. 2-4 : Variation du logarithme décimal de la demi-vie en fonction du nombre de neutrons du noyau fils N_f pour les isotopes de Yb, Hf, W et Os.

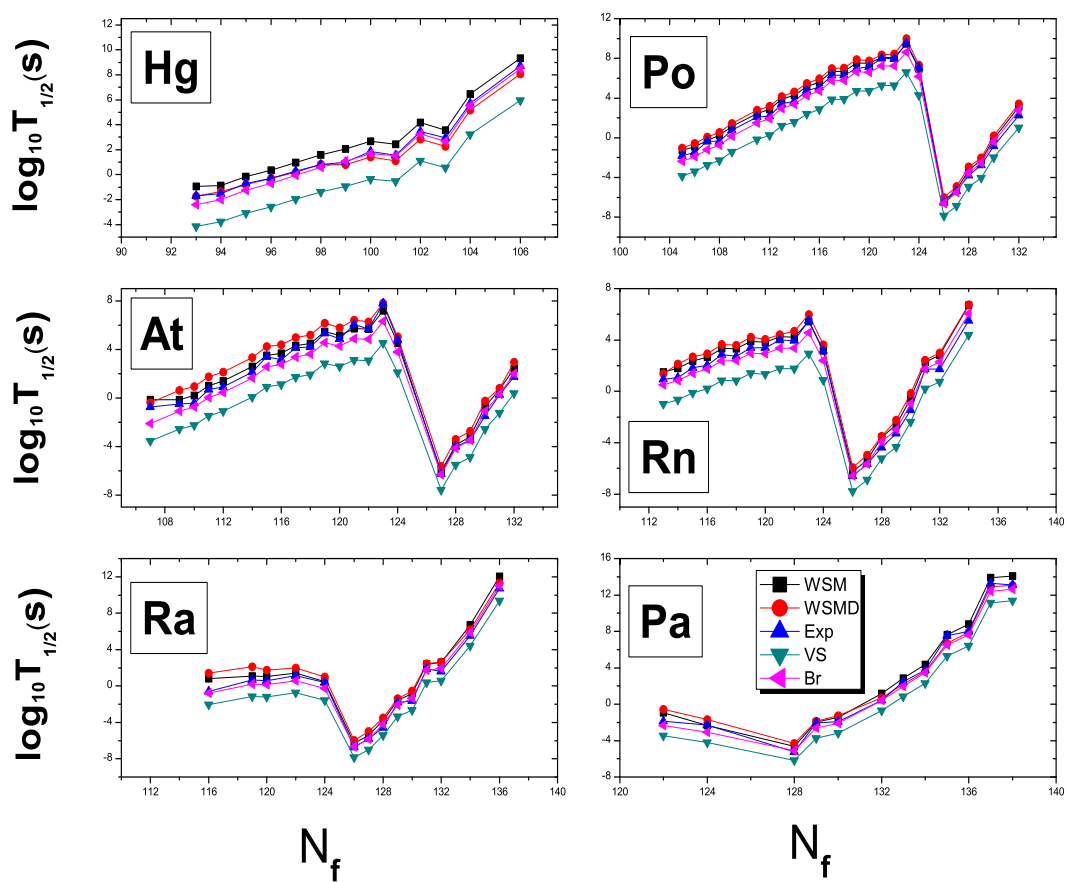


Fig. 2-5 : Même chose que la figure 2-4 pour les isotopes de Hg, Po, At, Rn, Ra et Pa.

Modèle	σ
VS	2.163
Br	0.901
WSM	0.870
WSMD	1.039

Tab. 2.2 : Valeur de l'écart type des approches : VS, Br, WSM et WSMD.

La comparaison entre les quatre approches proposées montre qu'elles présentent la même allure et qu'elles donnent des valeurs de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ proches l'une de l'autre. Il est à noter aussi que les valeurs estimées par l'approximation de Viola-Seaborg sont systématiquement les plus faibles contrairement à celles calculées par le potentiel modifié de Woods-Saxon.

Sur le tableau 2.3, sont listées toutes les valeurs de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ pour différents noyaux. La première et la deuxième colonne représentent l'élément émetteur de la particule alpha considéré et l'énergie de désintégration Q . La troisième et la quatrième colonne représentent respectivement les valeurs de la demi-vie calculées dans le cadre du modèle proposé dans le cas sphérique $\log_{10} T_{1/2}^{WSM}(s)$ et dans le cas déformé $\log_{10} T_{1/2}^{WSMD}(s)$. Sur les colonnes 5 et 6, sont montrés les résultats de la demi-vie obtenus avec l'approximation de Viola-Seaborg ainsi que ceux évalués par la formule de Brown. La dernière colonne représente les valeurs expérimentales de la demi-vie. Il est à noter que les valeurs expérimentales de la demi-vie et de l'énergie de désintégration apparaissant dans le tableau et qui correspondent aux noyaux allant de Te ($Z=52$) jusqu'au Md ($Z=101$) sont tirées de la référence [86], tandis que celles qui correspondent aux noyaux allant de No ($Z=102$) jusqu'à Eh ($Z=117$) sont tirées de la référence [87]. En examinant les valeurs de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ obtenues, nous constatons que les demis-vies des noyaux super-lourds sont les plus faibles. Ceci est dû au fait que le nombre élevé de protons au sein de ces noyaux renforce la répulsion coulombienne entre les protons et minimise les effets attractifs entre les nucléons, ce qui rend le noyau moins lié, moins stable et plus favorable pour émettre une particule alpha.

Afin d'estimer la qualité des différentes méthodes quant à la reproduction des valeurs expérimentales, nous avons calculé l'écart type qui est exprimé par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\log_{10} T_{i1/2}^{EXP}(s) - \log_{10} T_{i1/2}^{Cal}(s) \right]^2}$$

Ainsi, les résultats du calcul de cette grandeur sont donnés sur le tableau 2.2 :

Les valeurs de σ obtenues attestent que la formule de Brown présente le plus faible écart type, ce qui confirme son bon accord avec l'expérience par rapport à l'approximation de Viola-Seaborg. Il est également à constater que l'application de notre modèle en

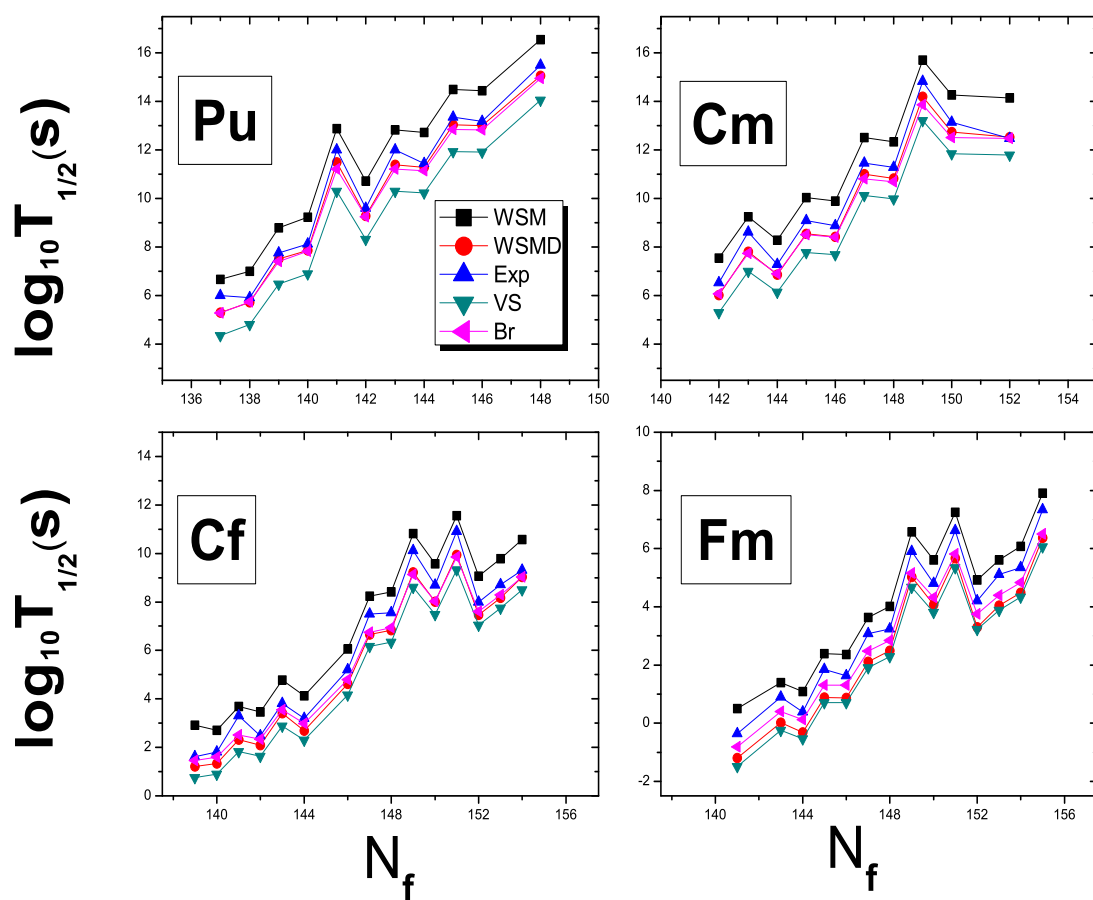


Fig. 2-6 : Même chose que la figure 2-4 pour les isotopes de Pu, Cm, Cf et Fm.

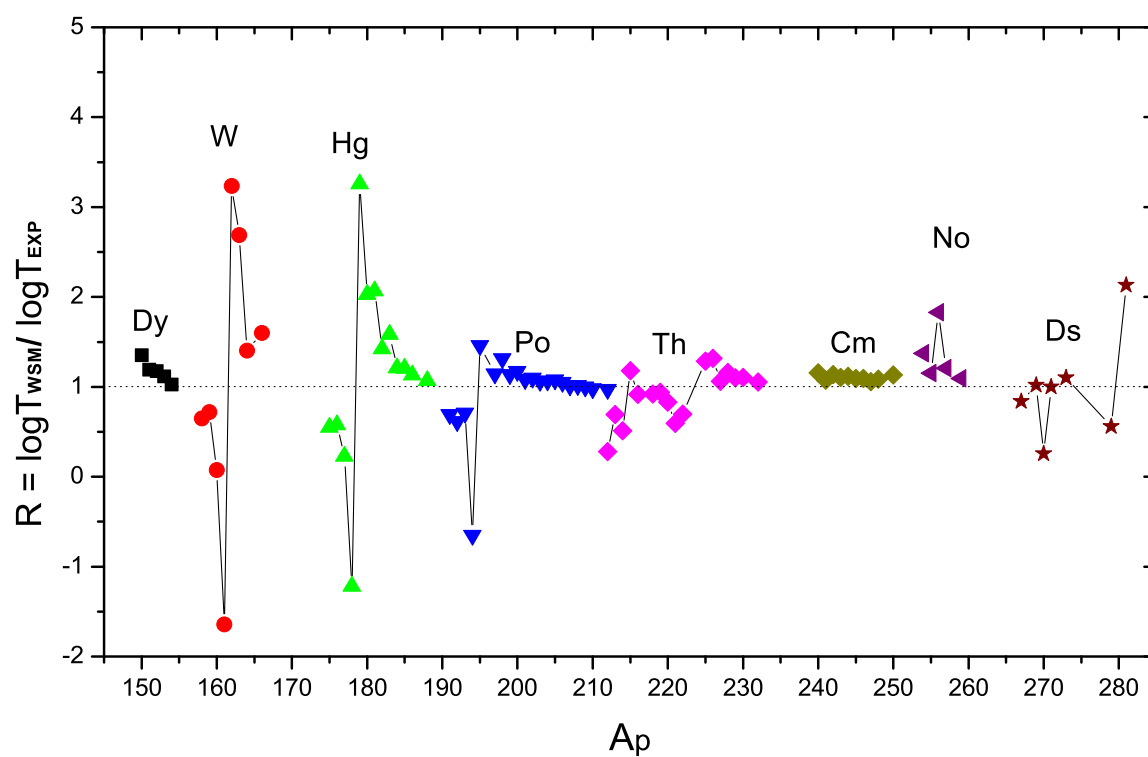


Fig. 2-7 : Variation du facteur R en fonction du nombre de masse du noyau parent A_p pour les noyaux Dy, W, Hg, Po, Th, Cm, No et Ea.

ignorant les déformations (WSM) reproduit mieux l'expérience. Ceci peut s'expliquer par le fait que les paramètres du potentiel de Woods-Saxon utilisé dans le présent modèle ont été ajustés par rapport aux données expérimentales ignorant les déformations des noyaux.

Enfin, la figure 2-7 donne la variation du facteur $R = \frac{\log_{10} T_{1/2}^{WSM}(s)}{\log_{10} T_{1/2}^{EXP}(s)}$ en fonction du nombre de masse du noyau parent A_p pour quelques isotopes de Dy, W, Hg, Po, Th, Cm, No et Ds. On peut constater de la figure que les valeurs de $\log_{10} T_{1/2}^{WSM}(s)$ sont proches de l'expérience, à l'exception de quelques isotopes de W et Hg où le facteur R atteint 3.5. Cependant, la valeur moyenne de R de l'ensemble des désintégrations étudiées est de 0.991. Ce qui confirme le bon accord de WSM avec l'expérience .

TAB. 2.3: Comparaison entre les valeurs du logarithme décimal de la demi-vie expérimentales et celles calculées par WSM, WSMD, Br et Vs pour les émetteurs de particules alpha allant de Te (Z=52) jusqu'à Eh (Z=117).

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
52	54	4.339	-2.919	-2.662	-8.222	-3.481	-4.155
52	55	3.998	-1.290	-1.050	-6.726	-1.481	-2.301
52	56	3.464	1.827	2.063	-3.954	2.227	0.491
52	57	3.213	3.532	3.726	-2.419	4.281	2.000
53	58	3.286	3.673	3.506	-2.169	4.317	2.732
53	59	3.003	5.805	5.591	-0.232	6.882	4.845
53	60	2.722	8.147	7.937	1.983	9.815	7.255
54	59	3.112	5.672	5.282	-0.270	6.524	3.892
55	59	3.374	4.409	3.924	-1.316	4.869	3.505
61	84	2.324	16.711	17.042	12.885	20.897	17.301
62	84	2.550	15.383	15.714	11.061	18.320	15.519
62	85	2.316	17.429	17.969	13.876	21.756	18.519
62	86	2.008	20.134	20.468	18.308	27.164	23.301
63	84	3.011	12.117	12.388	7.263	13.403	10.973
63	85	2.724	14.509	15.060	10.011	16.729	14.699
64	84	3.293	10.429	10.730	5.634	11.174	9.380

à suivre

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
64	85	3.123	11.774	12.334	7.033	12.854	11.301
64	86	2.822	14.313	14.643	9.813	16.192	13.748
64	87	2.692	15.411	14.949	11.155	17.804	15.041
66	84	4.372	4.162	4.408	-0.063	3.954	3.079
66	85	4.200	5.104	5.729	0.886	5.076	4.279
66	86	3.750	8.145	8.473	3.669	8.367	6.934
66	87	3.581	9.382	8.900	4.848	9.760	8.398
66	88	2.971	14.335	13.737	9.907	15.743	13.964
67	84	4.663	3.121	3.388	-0.979	2.701	2.255
67	86	4.038	6.761	7.396	2.459	6.735	5.380
68	84	4.955	2.089	2.362	-1.813	1.566	1.041
68	85	4.823	2.685	3.312	-1.195	2.286	1.845
68	86	4.301	5.670	5.998	1.520	5.449	4.681
68	87	4.142	6.663	6.219	2.448	6.529	6.146
69	81	5.189	1.536	3.117	-2.322	0.828	0.591
69	83	4.365	5.990	6.907	1.754	5.542	4.954
70	83	5.281	1.563	2.459	-2.196	0.833	0.924
70	84	5.484	0.586	0.967	-3.046	-0.142	-0.357
70	86	4.836	3.724	4.177	-0.150	3.182	2.415
70	87	4.646	4.756	4.410	0.811	4.286	3.903
70	88	4.199	7.506	6.935	3.326	7.174	6.477
71	84	5.831	-0.284	-0.073	-3.908	-1.253	-1.051
71	86	5.152	2.604	3.085	-1.101	1.948	1.954
71	88	4.559	5.800	5.259	1.848	5.309	4.477
72	84	6.058	-0.708	-0.499	-4.266	-1.774	-1.602
72	85	5.911	-0.268	0.423	-3.725	-1.162	-0.921
72	86	5.430	1.819	2.204	-1.803	1.015	0.799
72	87	5.252	2.643	3.700	-1.025	1.895	1.672
72	88	4.925	4.309	3.847	0.511	3.635	2.699
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
72	90	4.443	7.052	6.389	3.079	6.542	5.602
73	85	6.234	-0.408	-0.370	-4.426	-2.062	-1.398
73	86	5.772	0.792	0.892	-2.705	-0.126	-0.155
73	88	5.308	2.873	2.415	-0.755	2.066	1.699
73	90	4.772	5.647	4.986	1.843	4.988	3.778
73	91	4.767	5.670	4.873	1.869	5.017	4.929
74	84	6.644	-1.853	-1.804	-5.357	-3.205	-2.854
74	85	6.488	-1.552	-0.851	-4.842	-2.629	-2.155
74	86	6.098	-0.077	0.022	-3.469	-1.095	-1.046
74	87	5.951	0.495	0.260	-2.916	-0.478	-0.301
74	88	5.702	1.543	1.194	-1.932	0.622	0.477
74	89	5.547	2.220	1.709	-1.287	1.343	0.826
74	90	5.303	3.370	2.744	-0.213	2.542	2.398
74	92	4.876	5.558	4.779	1.855	4.853	3.477
75	88	6.094	0.484	0.014	-2.983	-0.660	-0.387
75	90	5.670	2.136	1.566	-1.306	1.202	1.255
75	91	5.658	2.156	1.485	-1.255	1.257	0.477
75	92	5.289	3.915	3.172	0.371	3.062	2.954
76	86	6.806	-1.613	-1.598	-5.004	-2.993	-2.721
76	88	6.506	-0.813	-1.021	-4.004	-1.890	-2.387
76	89	6.345	-0.200	-0.598	-3.438	-1.266	-1.187
76	90	6.156	0.525	0.016	-2.746	-0.503	-0.602
76	92	5.846	1.783	1.106	-1.539	0.828	0.653
76	93	5.734	2.254	1.522	-1.079	1.336	1.602
76	94	5.569	2.994	2.191	-0.376	2.111	1.771
76	95	5.393	3.825	2.917	0.409	2.977	2.663
76	96	5.254	4.505	3.533	1.057	3.691	3.954
76	97	5.085	5.379	4.346	1.880	4.598	4.903
76	98	4.900	6.393	5.297	2.829	5.645	5.301
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
77	92	6.266	1.208	-0.131	-2.691	-0.544	-0.398
77	94	6.080	1.197	0.514	-1.987	0.228	0.204
77	95	5.977	1.606	0.813	-1.583	0.671	0.322
77	96	5.827	2.240	1.388	-0.976	1.336	2.000
77	97	5.635	3.100	2.187	-0.163	2.227	2.929
77	98	5.547	3.492	2.518	0.223	2.650	2.724
77	99	5.265	4.894	3.850	1.526	4.078	2.602
77	100	5.155	5.453	4.401	2.064	4.666	4.204
78	91	6.869	-0.998	-1.752	-4.342	-2.438	-2.523
78	92	6.734	-0.845	-1.353	-3.894	-1.950	-2.222
78	93	6.634	-0.507	-1.125	-3.553	-1.579	-1.523
78	94	6.493	0.000	-0.676	-3.060	-1.042	-0.959
78	95	6.389	0.376	-0.305	-2.685	-0.634	-0.387
78	97	6.128	1.385	0.536	-1.703	0.436	0.672
78	98	5.912	2.297	1.434	-0.842	1.374	1.230
78	99	5.681	3.335	2.260	0.133	2.435	2.279
78	100	5.596	3.713	2.632	0.507	2.842	2.431
78	101	5.296	5.211	3.955	1.898	4.357	4.301
78	102	5.285	5.236	4.023	1.951	4.415	4.301
78	104	4.977	6.661	5.646	3.513	6.115	5.903
78	105	4.864	7.529	6.227	4.122	6.779	7.477
78	106	4.618	9.036	7.815	5.526	8.307	8.000
78	107	4.571	9.310	8.032	5.807	8.613	7.954
78	108	4.352	10.759	9.521	7.176	10.104	9.708
78	110	4.033	12.971	11.818	9.367	12.489	12.531
78	112	3.272	18.862	17.831	15.830	19.527	19.279
79	94	6.908	-0.394	-1.602	-4.039	-2.192	-1.222
79	95	6.713	-0.408	-1.036	-3.384	-1.483	-0.921
79	96	6.620	-0.089	-0.722	-3.062	-1.134	-0.699
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
79	97	6.435	0.603	-0.091	-2.399	-0.417	0.204
79	98	6.286	1.177	0.475	-1.844	0.183	0.301
79	100	6.011	2.265	1.524	-0.767	1.349	1.531
79	102	5.615	4.053	3.231	0.922	3.177	3.204
79	103	5.502	4.614	3.296	1.437	3.734	4.740
79	104	5.492	4.632	3.415	1.483	3.784	4.079
79	105	5.130	6.544	5.242	3.251	5.697	6.477
80	95	7.076	-0.935	-1.742	-4.160	-2.402	-1.699
80	96	6.956	-0.878	-1.354	-3.769	-1.982	-1.523
80	97	6.752	-0.159	-0.800	-3.080	-1.241	-0.699
80	98	6.606	0.367	-0.281	-2.568	-0.690	-0.301
80	99	6.443	0.981	0.173	-1.976	-0.053	0.301
80	100	6.287	1.592	0.825	-1.388	0.580	0.785
80	101	6.168	2.067	0.791	-0.924	1.078	1.000
80	102	6.026	2.660	1.424	-0.353	1.693	1.869
80	103	6.067	2.444	1.110	-0.520	1.513	1.544
80	104	5.688	4.180	2.857	1.092	3.247	3.447
80	105	5.808	3.569	2.257	0.565	2.680	2.959
80	106	5.236	6.475	5.164	3.238	5.555	5.716
80	108	4.740	9.343	8.065	5.938	8.460	8.724
81	98	6.796	0.441	1.448	-2.796	-1.020	-0.699
81	103	6.151	2.467	4.155	-0.389	1.554	3.000
82	100	7.054	-0.376	0.799	-3.242	-1.575	-1.222
82	101	6.977	-0.216	1.132	-2.984	-1.301	1.477
82	102	6.807	0.389	1.745	-2.400	-0.680	-0.260
82	103	6.572	1.280	2.647	-1.554	0.219	0.778
82	104	6.505	1.519	2.889	-1.305	0.484	0.681
82	106	6.141	2.987	4.474	0.120	1.998	2.041
82	108	6.731	0.463	1.912	-2.131	-0.394	3.903
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
82	109	5.434	6.390	7.948	3.286	5.364	5.785
82	110	5.252	7.364	8.863	4.203	6.339	6.602
82	112	4.766	10.224	11.819	6.904	9.209	9.996
82	128	3.823	16.234	16.954	13.546	16.269	16.568
83	108	6.486	2.688	2.700	-0.784	0.948	1.301
83	109	6.225	3.038	3.867	0.244	2.033	2.322
83	110	6.066	3.726	4.490	0.902	2.729	3.000
83	112	5.595	5.950	6.751	3.013	4.960	5.778
84	107	7.502	-1.241	-1.052	-3.854	-2.364	-1.796
84	108	7.354	-0.903	-0.576	-3.387	-1.873	-1.469
84	109	7.160	-0.245	0.082	-2.753	-1.207	-0.347
84	110	7.022	0.232	0.559	-2.286	-0.717	-0.357
84	111	6.779	1.134	1.461	-1.429	0.183	0.778
84	113	6.444	2.421	2.773	-0.170	1.506	2.114
84	114	6.341	2.860	3.187	0.237	1.934	2.176
84	115	6.106	3.886	4.143	1.204	2.950	3.415
84	116	6.014	4.286	4.613	1.598	3.364	3.663
84	117	5.830	5.149	5.476	2.414	4.221	4.756
84	118	5.733	5.606	5.933	2.859	4.689	5.114
84	119	5.524	6.672	6.999	3.859	5.740	6.279
84	120	5.516	6.685	7.012	3.899	5.781	6.279
84	121	5.356	7.538	7.865	4.705	6.628	7.000
84	122	5.358	7.497	7.760	4.695	6.618	7.146
84	123	5.248	8.098	8.359	5.270	7.222	8.000
84	124	5.248	8.068	8.460	5.270	7.222	7.959
84	125	5.007	9.487	9.965	6.596	8.616	9.505
84	126	5.439	6.929	7.319	4.282	6.184	7.079
84	128	8.985	-6.345	-6.013	-7.876	-6.591	-6.523
84	129	8.567	-5.256	-4.885	-6.849	-5.511	-5.377
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
84	130	7.865	-3.231	-2.912	-4.943	-3.508	-3.796
84	131	7.558	-2.268	-2.005	-4.027	-2.546	-2.745
84	132	6.939	-0.096	0.224	-1.998	-0.415	-0.824
84	134	6.147	3.130	3.403	1.031	2.768	2.279
85	109	7.538	-0.174	-0.401	-3.562	-2.124	-0.745
85	111	7.234	-0.156	0.608	-2.582	-1.100	-0.523
85	112	7.136	0.196	0.937	-2.253	-0.756	-0.444
85	113	6.919	0.986	1.731	-1.499	0.031	0.690
85	114	6.812	1.374	2.122	-1.114	0.433	0.903
85	116	6.505	2.574	3.328	0.043	1.642	2.114
85	117	6.291	3.478	4.237	0.898	2.536	3.380
85	118	6.243	3.664	4.354	1.096	2.743	3.146
85	119	6.102	4.284	4.976	1.691	3.364	4.114
85	120	6.052	4.490	5.183	1.907	3.590	4.204
85	121	5.848	5.455	6.152	2.817	4.540	5.322
85	122	5.904	5.147	5.763	2.563	4.274	4.869
85	123	5.784	5.719	6.415	3.112	4.849	6.041
85	124	5.790	5.659	6.276	3.084	4.820	5.681
85	125	5.497	7.178	7.800	4.499	6.298	7.778
85	126	6.013	4.500	5.036	2.078	3.768	4.792
85	129	9.019	-6.075	-5.638	-7.605	-6.349	-6.252
85	130	8.207	-3.868	-3.423	-5.524	-4.174	-4.000
85	131	7.980	-3.207	-2.760	-4.886	-3.508	-3.509
85	132	7.232	-0.735	-0.281	-2.575	-1.093	-1.495
85	133	6.852	0.667	0.791	-1.259	0.282	0.255
85	134	6.424	2.403	2.930	0.361	1.975	1.748
86	115	6.890	1.497	1.371	-0.965	0.511	0.954
86	116	6.803	1.813	2.140	-0.646	0.841	1.079
86	117	6.661	2.363	2.690	-0.113	1.395	1.833
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
86	118	6.578	2.681	2.937	0.206	1.727	2.041
86	119	6.420	3.332	3.659	0.831	2.376	2.869
86	120	6.415	3.324	3.580	0.851	2.397	2.740
86	121	6.280	3.898	4.225	1.404	2.972	3.380
86	122	6.293	3.809	4.064	1.350	2.916	3.380
86	123	6.190	4.253	4.437	1.783	3.366	4.000
86	124	6.190	4.223	4.695	1.783	3.366	3.954
86	125	5.929	5.447	5.989	2.930	4.557	5.505
86	126	6.413	3.156	3.625	0.859	2.406	3.146
86	128	9.242	-6.262	-5.928	-7.784	-6.575	-6.569
86	129	8.871	-5.318	-4.946	-6.892	-5.648	-5.638
86	130	8.235	-3.554	-3.499	-5.224	-3.915	-4.347
86	131	7.920	-2.611	-2.234	-4.325	-2.980	-3.268
86	132	7.299	-0.538	-0.158	-2.384	-0.964	-1.456
86	133	6.577	2.252	2.422	0.210	1.731	1.724
86	134	6.438	2.822	2.991	0.759	2.301	1.748
86	136	5.623	6.694	6.732	4.376	6.059	5.519
87	114	7.571	0.250	1.206	-2.862	-1.525	-1.301
87	115	7.430	-0.078	1.670	-2.406	-1.054	-0.469
87	116	7.309	0.328	0.083	-2.005	-0.639	-0.237
87	117	7.201	0.696	0.388	-1.638	-0.260	0.477
87	118	7.085	1.104	0.914	-1.235	0.156	0.602
87	119	6.957	1.570	1.440	-0.778	0.628	1.255
87	120	6.933	1.635	1.624	-0.691	0.718	1.204
87	121	6.800	2.139	2.906	-0.200	1.225	1.820
87	122	6.809	2.073	2.132	-0.234	1.190	1.748
87	126	6.938	1.374	2.044	-0.709	0.699	1.544
87	128	9.571	-6.706	-6.425	-8.197	-7.038	-6.921
87	129	9.208	-5.823	-5.625	-7.359	-6.172	-6.155
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
87	130	8.505	-3.951	-3.687	-5.587	-4.341	-4.658
87	131	8.047	-2.603	-2.410	-4.310	-3.022	-3.000
87	132	7.483	-0.759	-0.570	-2.579	-1.233	-1.678
87	133	6.843	1.621	1.680	-0.360	1.060	1.653
87	134	6.273	4.048	4.070	1.895	3.390	3.279
87	136	5.471	8.066	7.626	5.646	7.266	7.301
88	118	7.450	0.793	1.427	-2.065	-0.768	-0.620
88	121	7.179	1.106	2.107	-1.144	0.178	0.663
88	122	7.190	1.034	1.720	-1.183	0.139	0.568
88	124	7.068	1.420	1.978	-0.752	0.582	1.114
88	126	7.306	0.461	1.014	-1.582	-0.272	0.398
88	128	9.559	-6.324	-5.989	-7.835	-6.697	-6.745
88	129	9.195	-5.424	-4.980	-6.983	-5.822	-5.796
88	130	8.581	-3.780	-3.517	-5.424	-4.220	-4.585
88	131	7.857	-1.580	-1.397	-3.357	-2.096	-1.824
88	132	7.627	-0.832	-0.570	-2.640	-1.358	-1.638
88	133	6.764	2.407	2.433	0.372	1.736	1.903
88	134	6.710	2.605	2.623	0.579	1.950	1.591
88	136	5.823	6.682	6.189	4.391	5.867	5.519
88	138	4.904	12.046	11.337	9.385	10.999	10.724
89	120	7.768	0.036	1.184	-2.689	-1.469	-1.000
89	121	7.641	-0.137	1.178	-2.285	-1.056	-0.456
89	123	7.555	0.083	0.817	-2.006	-0.771	-0.032
89	128	9.866	-6.735	-5.415	-8.189	-7.092	-6.959
89	129	9.412	-5.612	-0.740	-7.157	-6.037	-5.959
89	131	7.785	-0.941	-0.166	-2.743	-1.524	-0.959
89	132	7.612	-0.352	1.167	-2.192	-0.961	-0.585
90	122	7.987	-0.426	0.500	-2.977	-1.820	-1.523
90	123	7.874	-0.571	0.215	-2.629	-1.465	-0.824
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
90	125	7.570	0.427	-0.823	-1.653	-0.473	0.362
90	128	9.881	-6.390	-5.148	-7.896	-6.821	-6.959
90	129	9.549	-5.595	-3.893	-7.141	-6.053	-5.959
90	131	7.911	-0.925	-1.605	-2.744	-1.582	-1.553
90	135	6.631	3.862	3.838	1.773	3.011	3.000
90	139	4.966	12.779	12.824	10.092	11.470	11.613
91	124	8.274	-0.935	-0.584	-3.455	-2.355	-1.854
91	126	8.532	-2.347	-1.674	-4.193	-3.102	-2.310
91	130	9.283	-4.632	-4.313	-6.164	-5.096	-5.229
91	131	8.366	-1.982	-1.873	-3.722	-2.626	-2.046
91	132	8.188	-1.448	-1.276	-3.201	-2.099	-1.921
91	134	7.412	1.184	0.703	-0.715	0.416	0.415
91	135	6.982	2.841	2.221	0.838	1.987	2.491
91	136	6.617	4.372	3.615	2.274	3.439	3.724
91	137	5.938	7.628	6.709	5.288	6.488	7.531
91	138	5.714	8.810	7.884	6.398	7.611	8.000
91	139	4.886	13.886	12.925	11.145	12.413	13.301
91	140	4.853	14.082	13.066	11.359	12.630	13.079
92	130	9.436	-4.380	-4.347	-6.197	-5.164	-6.000
92	131	8.977	-3.396	-3.284	-5.038	-3.997	-4.699
92	132	8.660	-2.507	-2.405	-4.184	-3.138	-3.155
92	134	7.600	0.904	0.442	-0.951	0.116	-0.301
92	135	7.029	3.107	2.417	1.086	2.166	1.820
92	137	6.509	5.292	4.418	3.170	4.264	4.431
92	138	6.029	7.638	6.656	5.329	6.436	6.431
92	141	4.945	13.952	12.852	11.313	12.458	12.778
92	142	4.895	14.315	13.108	11.636	12.783	13.041
92	144	4.608	16.229	14.940	13.591	14.751	15.000
92	146	4.304	18.379	17.108	15.872	17.046	17.255
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
93	138	6.427	6.186	5.085	3.975	4.990	5.000
93	142	5.145	13.144	11.910	10.598	11.621	12.663
93	144	4.756	15.763	14.412	13.121	14.147	15.041
94	139	6.447	6.664	5.301	4.340	5.272	6.000
94	140	6.345	6.994	5.715	4.795	5.726	5.903
94	141	5.989	8.793	7.501	6.474	7.398	7.748
94	142	5.904	9.226	7.858	6.897	7.820	8.114
94	143	5.281	12.879	11.487	10.304	11.214	12.000
94	144	5.631	10.715	9.272	8.320	9.238	9.591
94	145	5.281	12.824	11.379	10.304	11.214	12.000
94	146	5.293	12.720	11.275	10.233	11.143	11.447
94	147	5.017	14.493	13.047	11.936	12.839	13.362
94	148	5.020	14.445	12.999	11.916	12.820	13.176
94	150	4.703	16.548	15.067	14.052	14.948	15.505
95	142	6.184	8.482	6.886	6.002	6.841	7.255
95	144	5.912	9.621	8.204	7.338	8.165	8.708
95	145	5.507	11.968	10.518	9.507	10.315	11.041
95	146	5.616	11.286	9.839	8.900	9.714	10.204
95	148	5.403	12.500	11.009	10.103	10.906	11.415
96	144	6.436	7.532	6.012	5.294	6.057	6.519
96	145	6.076	9.244	7.809	6.994	7.734	8.613
96	146	6.254	8.283	6.859	6.135	6.887	7.279
96	147	5.921	10.035	8.545	7.773	8.503	9.079
96	148	5.940	9.902	8.413	7.676	8.407	8.875
96	149	5.489	12.512	10.993	10.116	10.814	11.462
96	150	5.513	12.337	10.819	9.979	10.678	11.279
96	151	4.988	15.709	14.190	13.206	13.862	14.839
96	152	5.200	14.268	12.744	11.844	12.519	13.146
96	154	5.208	14.136	12.534	11.794	12.470	12.477
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
97	146	6.353	8.510	6.863	6.130	6.799	7.898
97	148	6.022	9.943	8.470	7.737	8.376	9.204
97	152	5.236	14.561	13.054	12.145	12.704	13.954
98	141	7.799	2.907	1.219	0.748	1.461	1.623
98	142	7.758	2.714	1.342	0.891	1.601	1.806
98	143	7.498	3.694	2.318	1.823	2.511	3.301
98	144	7.549	3.464	2.091	1.637	2.329	2.477
98	145	7.218	4.785	3.407	2.883	3.546	3.806
98	146	7.370	4.127	2.690	2.300	2.977	3.204
98	148	6.901	6.062	4.620	4.159	4.794	5.204
98	149	6.444	8.233	6.661	6.163	6.751	7.505
98	150	6.404	8.408	6.833	6.348	6.932	7.544
98	151	5.946	10.828	9.224	8.604	9.136	10.114
98	152	6.169	9.576	8.001	7.474	8.032	8.690
98	153	5.809	11.559	9.941	9.330	9.845	10.908
98	154	6.257	9.056	7.464	7.045	7.613	8.000
98	155	6.115	9.786	8.170	7.742	8.294	8.716
98	156	5.967	10.575	9.027	8.495	9.029	9.301
99	145	7.736	3.464	1.720	1.363	2.007	2.954
99	146	7.898	2.509	1.091	0.797	1.457	2.322
99	147	7.512	3.971	2.529	2.176	2.797	3.672
99	148	7.484	4.056	2.538	2.280	2.898	3.415
99	149	7.023	5.981	4.433	4.082	4.651	5.544
99	150	6.917	6.430	4.875	4.522	5.079	5.756
99	152	6.637	7.665	6.123	5.734	6.257	7.000
99	153	6.189	9.950	8.339	7.841	8.306	9.431
99	154	6.779	6.959	5.387	5.110	5.650	6.380
99	155	6.570	7.937	6.336	6.035	6.550	7.568
99	156	6.440	8.559	6.949	6.634	7.132	7.944
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
100	143	8.730	0.500	-1.202	-1.496	-0.814	-0.367
100	145	8.326	1.398	0.016	-0.244	0.399	0.892
100	146	8.417	1.082	-0.318	-0.534	0.118	0.380
100	147	8.040	2.384	0.888	0.699	1.311	1.851
100	148	8.040	2.356	0.862	0.699	1.311	1.633
100	149	7.694	3.636	2.118	1.910	2.483	3.079
100	150	7.592	4.012	2.487	2.282	2.843	3.230
100	151	6.984	6.568	5.018	4.670	5.154	5.903
100	152	7.194	5.611	4.066	3.811	4.323	4.806
100	153	6.824	7.252	5.668	5.350	5.813	6.623
100	154	7.345	4.914	3.294	3.216	3.747	4.204
100	155	7.175	5.613	4.046	3.887	4.396	5.114
100	156	7.065	6.070	4.482	4.334	4.829	5.342
100	157	6.663	7.914	6.374	6.060	6.499	7.342
101	146	8.608	1.153	-0.555	-0.763	-0.145	0.380
101	147	8.498	1.187	-0.291	-0.420	0.185	0.959
101	148	8.202	2.191	0.693	0.537	1.107	1.681
101	149	7.917	3.212	1.694	1.509	2.043	2.908
101	150	7.714	3.968	2.437	2.234	2.742	3.415
101	154	7.484	4.715	3.157	3.090	3.567	4.279
101	155	7.356	5.292	3.723	3.584	4.043	5.041
101	156	7.217	5.862	4.269	4.135	4.574	5.362
101	157	6.863	7.437	5.895	5.614	5.998	7.114
102	149	8.781	0.805	-0.880	-0.931	-0.346	0.204
102	150	8.593	1.190	-0.304	-0.352	0.209	0.568
102	152	8.264	2.254	0.774	0.708	1.226	1.643
102	153	7.937	3.457	1.847	1.827	2.299	3.000
102	154	8.606	1.040	-0.522	-0.393	0.170	0.568
102	155	8.392	1.746	0.233	0.288	0.823	1.447
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
102	157	7.659	4.413	2.852	2.833	3.264	4.041
103	150	8.905	0.745	-0.927	-0.948	-0.399	0.204
103	151	8.638	1.416	-0.090	-0.129	0.383	1.255
103	152	8.536	1.736	0.228	0.194	0.691	1.342
102	151	8.181	2.628	1.207	0.986	1.492	1.326
102	152	8.271	2.253	0.865	0.685	1.204	1.319
102	153	8.291	2.155	0.709	0.619	1.140	0.949
102	154	8.626	0.973	-0.441	-0.455	0.111	2.096
102	155	8.514	1.325	-0.044	-0.103	0.448	0.948
103	151	8.638	1.572	0.038	-0.129	0.383	1.411
103	152	8.607	1.493	0.108	-0.032	0.476	1.116
103	153	8.698	1.160	-0.270	-0.316	0.204	0.811
103	154	9.043	0.016	-1.387	-1.357	-0.789	-0.088
103	155	8.829	0.760	-0.623	-0.719	-0.180	1.239
103	156	8.615	1.360	-0.027	-0.057	0.452	1.717
103	157	8.208	2.764	1.340	1.273	1.721	1.226
104	153	9.206	-0.101	-1.431	-1.483	-0.942	-0.150
104	155	9.072	0.265	-1.081	-1.092	-0.571	0.511
104	157	8.696	1.439	0.055	0.051	0.516	0.794
105	153	9.358	-0.161	-1.529	-1.574	-1.059	-0.250
105	155	9.306	0.028	-1.362	-1.426	-0.919	0.160
105	157	8.848	1.353	-0.063	-0.063	0.370	0.876
105	158	8.533	2.402	1.020	0.937	1.317	1.643
106	157	9.437	-0.150	-1.518	-1.459	-0.979	0.286
106	159	9.010	1.140	-0.197	-0.206	0.201	1.339
106	160	8.806	1.813	0.430	0.424	0.795	1.184
106	165	8.712	1.918	0.667	0.722	1.076	0.932
107	159	9.477	0.137	-1.200	-1.234	-0.796	0.596
107	160	9.009	1.533	0.146	0.148	0.501	1.247
<i>à suivre</i>							

Z_p	N_p	$Q(MeV)$	WSM	WSMD	VS	Brown	Exp
<i>Tableau 2.3. (suite)</i>							
107	165	9.199	1.191	-0.114	-0.426	-0.038	1.202
107	167	8.975	1.937	0.606	0.253	0.599	1.118
108	161	9.415	0.573	-0.776	-0.718	-0.340	0.581
108	162	9.343	0.795	-0.588	-0.508	-0.144	1.430
108	167	9.483	0.149	-1.022	-0.914	-0.524	-0.206
109	169	9.735	-0.227	-1.330	-1.293	-0.903	-0.257
110	169	9.888	-0.391	-1.361	-1.388	-1.014	0.559
110	171	8.903	2.773	1.921	1.541	1.698	2.131
111	169	9.938	-0.067	-1.278	-1.200	-0.863	-0.120
112	171	9.725	0.786	0.169	-0.273	-0.032	1.354
112	173	9.328	2.079	1.502	0.904	1.049	1.422
113	170	10.313	-0.534	-1.415	-1.574	-1.246	0.534
113	171	10.191	-0.124	-0.764	-1.247	-0.946	0.389
113	172	9.927	0.628	0.112	-0.519	-0.280	0.850
113	173	9.815	1.181	0.640	-0.202	0.010	0.913
114	172	10.373	-0.286	-0.740	-1.419	-1.121	0.323
114	173	10.211	0.130	-0.307	-0.984	-0.724	-0.408
114	175	10.007	0.681	0.237	-0.420	-0.210	1.641
115	172	10.789	-1.033	-1.396	-2.189	-1.836	0.710
115	173	10.677	-0.825	-1.184	-1.904	-1.577	0.779
115	174	10.504	-0.372	-0.672	-1.454	-1.168	0.565
115	175	10.139	0.892	0.565	-0.467	-0.273	-0.496
116	174	11.042	-1.458	-0.162	-2.520	-2.147	0.673
116	175	10.940	-1.236	-0.113	-2.267	-1.918	0.728
116	176	10.858	-1.042	-1.184	-2.061	-1.732	0.746
116	177	10.736	-0.736	0.108	-1.750	-1.451	0.671
117	177	11.010	-1.128	0.013	-2.143	-1.817	1.012

Chapitre 3

Radioactivité Cluster

La radioactivité cluster (aussi nommée radioactivité des particules lourdes ou radioactivité d'ions lourds) est un type de décroissance radioactive, dans lequel un noyau atomique parent avec A nucléons et Z protons émet spontanément un cluster « agrégat » nucléaire de A_c nucléons et Z_c protons plus lourd qu'une particule alpha et plus léger qu'un fragment typique de fission binaire.

La radioactivité cluster est un processus froid, car toute l'énergie libérée Q est consommée complètement par les énergies cinétiques des deux fragments. Ce phénomène est caractérisé par sa rareté, et cela est dû au fait qu'il est masqué par plusieurs émissions alpha.

Comme c'est mentionné plus haut, la désintégration cluster est intermédiaire entre deux types de radioactivité qui sont complètement différents ; la désintégration alpha qui est considérée comme un phénomène non adiabatique [16,88] et la fission spontanée qui est un processus adiabatique [89,90]. Ainsi, la radioactivité cluster a été parfois vue comme une émission de particules lourdes, et elle a été établie conséquemment dans le cadre des modèles de la désintégration alpha. Et parfois, elle a été considérée comme une fission asymétrique, et dans ce cas-là, le modèle de la fission unifiée est le plus représentatif.

Pour adapter le premier modèle (la théorie de la désintégration alpha) à ce nouveau mode de radioactivité, on utilise un potentiel nucléaire plus adapté et une probabilité de préformation P_0 qui dépend de la taille du cluster considéré.

Ces modèles sont appelés généralement les modèles du cluster préformé MCP [16–18, 91, 92]. Dans de tels modèles, le cluster (ou la particule alpha) est supposé préformé au sein du noyau parent avec une certaine probabilité P_0 avant la séparation. Dans la seconde étape du processus, le cluster tente de traverser une barrière de potentiel qui représente essentiellement la contribution de l'attraction nucléaire et l'interaction coulombienne. Après plusieurs tentatives, le cluster réussit à franchir la barrière par un effet tunnel.

Par contre, dans la seconde approche (les modèles de la fission unifiés MFU) [27, 30, 32, 33, 90, 93–95], la désintégration cluster est étudiée comme une seule étape. Le noyau

parent se déforme progressivement en formant deux fragments (le noyau fils et le cluster) jusqu'à atteindre la phase de scission.

Les noyaux résiduels d'une désintégration cluster connus expérimentalement à nos jours sont de la région du plomb. Or, cette région de noyaux est connue par la déformation quadrupolaire non négligeable dont le paramètre de la déformation quadrupolaire peut atteindre jusqu'à 0.4. Un calcul simple de la déformation (quadrupolaire) moyenne des noyaux appartenant à cette région, montre qu'il est de 0.137. Ceci indique l'importance d'introduire les effets de la déformation des noyaux dans l'étude de la demi-vie des noyaux émetteurs de clusters.

Les effets de la déformation apparaissent fondamentalement dans la barrière d'interaction entre le noyau fils et le cluster. Plusieurs études ont été réalisées pour mettre en évidence l'influence de la déformation sur l'interaction noyau-noyau. Les travaux de Deepica et al. par exemple, montrent le changement significatif de l'interaction noyau-noyau en introduisant la déformation des noyaux [96]. Ce changement a été trouvé pour différents types de potentiel de proximité [96].

3.1 Formalisme

Afin d'étudier la désintégration cluster, nous avons adopté le modèle du potentiel modifié de Woods-Saxon décrit dans le chapitre précédent dans le cas de la désintégration alpha. Toutes les équations précédemment établies restent valables en substituant la particule alpha par un cluster.

3.2 Résultats et discussions

3.2.1 Noyaux sphériques

Le formalisme décrit ci-dessus dans le cas d'un potentiel modifié de Woods-Saxon a été appliqué à 304 noyaux émetteurs situés dans la région du plomb. Les réactions de désintégration cluster considérées correspondent à des transitions de l'état fondamental du noyau parent à l'état fondamental du noyau fils [97]. L'énergie Q de la désintégration est calculée par la relation :

$$Q = \Delta M_p - (\Delta M_f + \Delta M_c) \quad (3.1)$$

où ΔM_p , ΔM_f et ΔM_c sont les excès de masse des noyaux parent, fils et du cluster respectivement. Les valeurs de Q sont obtenues en utilisant les valeurs des excès de masse de Audi et al [98].

Nous nous proposons tout d'abord de comparer WSM à l'une des approches très utilisée dans l'évaluation de la demi-vie à savoir CPPM. Ce dernier modèle a été appliqué par Santosh et al. à des noyaux se situant dans la même région d'intérêt [99]. Le rapport R qui est donné par l'expression suivante

$$R = \frac{\log_{10} T_{1/2}^{\text{Th}}}{\log_{10} T_{1/2}^{\text{Exp}}} \quad (3.2)$$

est ainsi calculé dans le cadre des deux modèles et tracé en fonction de quelques réactions cluster. Le cercle creux indique la valeur de R relative au CPPM tandis que le cercle plein est relatif au WSM. La figure 3-1 montre que les valeurs de R relatives au modèle proposé

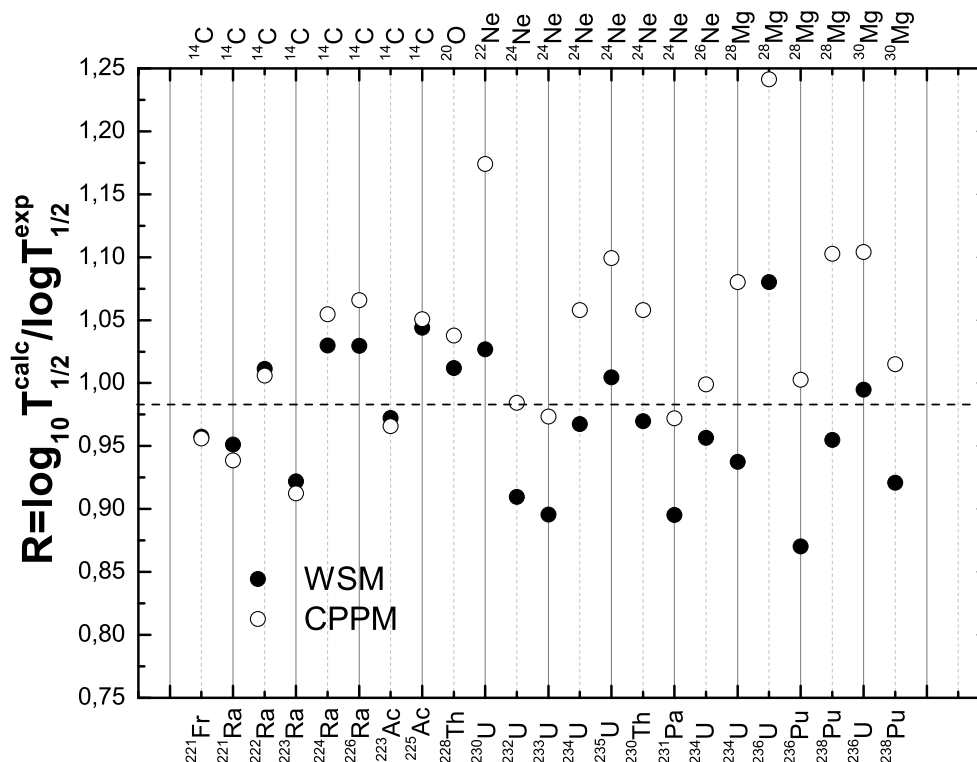


Fig. 3-1 : Rapport R calculé dans le cadre des modèles WSM et CPPM.

sont proches de l'unité. Sa plus grande valeur est de 1.075 tandis que sa plus petite valeur est de 0.870. Ceci révèle le bon accord de ce modèle avec l'expérience. Par ailleurs, on peut constater que les résultats WSM sont globalement en meilleur accord avec l'expérience que ceux du CPPM.

Nous nous sommes intéressés en second lieu à la désintégration de Ra, Th, U et Pu en considérant toutes les émissions cluster possibles. La demi-vie a été calculée ainsi par le modèle WSM, puis elle a été tracée pour chaque série des isotopes étudiés en fonction du nombre du neutrons du noyau fils N_f .

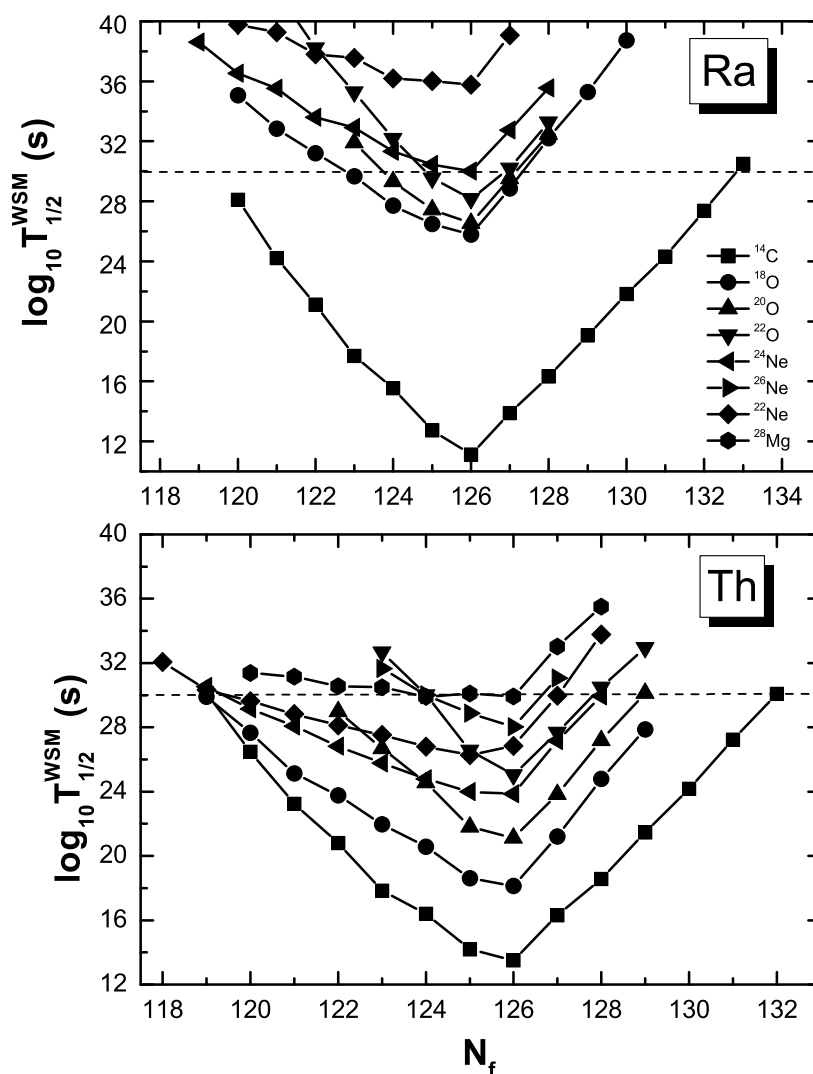


Fig. 3-2 : Variation du logarithme décimal de la demi-vie en fonction du nombre de neutrons pour les noyaux Ra et Th en émettant différents clusters.

La figures 3-2 représente le cas du Ra et du Th . On peut constater de cette figure que :

1. Globalement, la demi-vie du noyau parent est inversement proportionnelle au nombre de nucléons du cluster et par conséquent, l'émission des clusters légers est plus favorable.
2. Les demi-vies qui correspondent à l'émission de ^{14}C sont les plus faibles. Ceci indique que l'émission du ^{14}C est la plus favorable. De plus, dans le cas du Ra, le gap qui est constaté entre les valeurs de $\log_{10} T_{1/2}^{WSM}$ relatives à l'émission du ^{14}C et celles relatives aux autres désintégrations étudiées peut justifier le fait qu'à ce jour

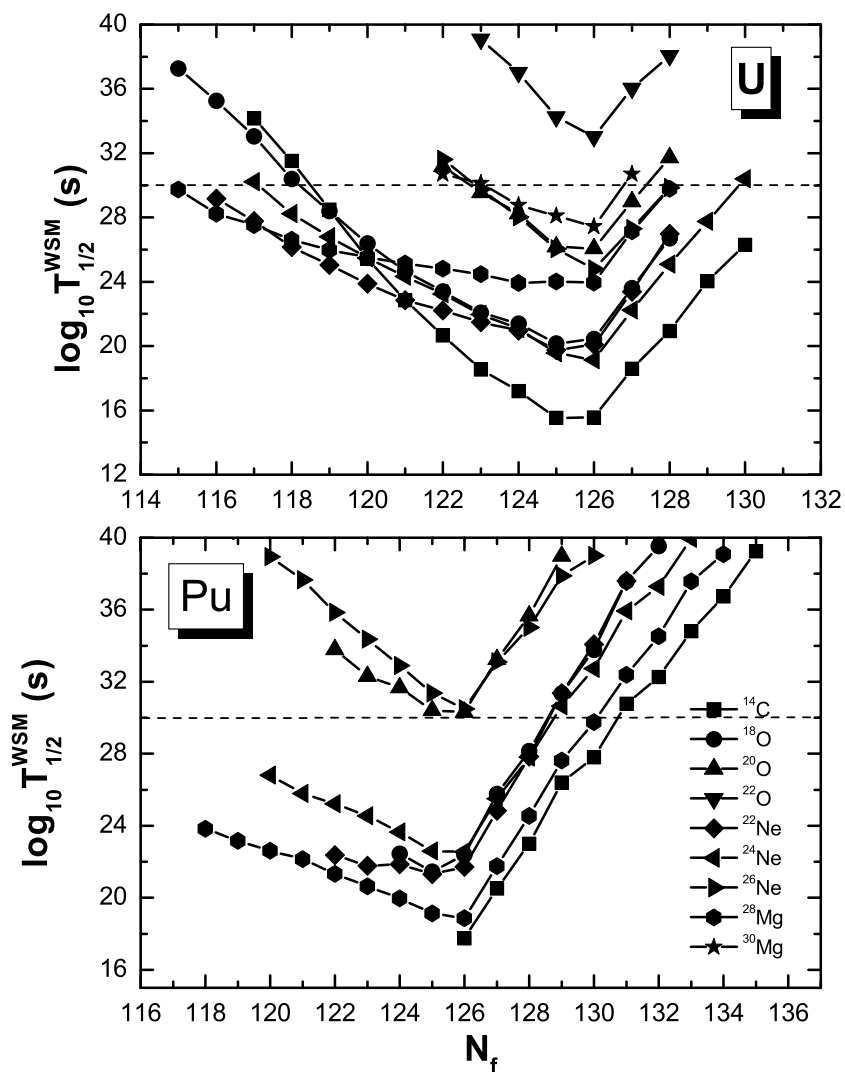


Fig. 3-3 : Même chose que la figure 3-2 pour les noyaux U et Pu.

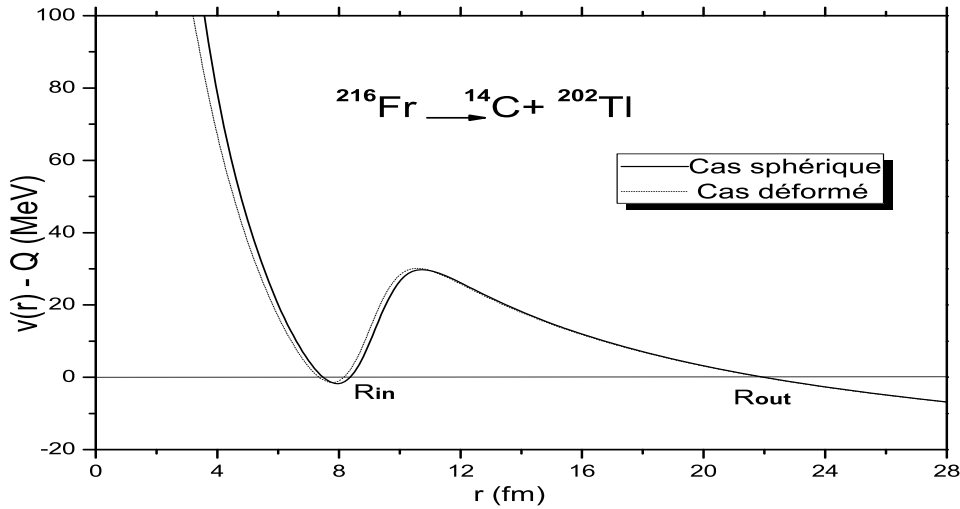


Fig. 3-4 : Barrière d'interaction entre le noyau fils et le cluster pour la désintégration $^{216}\text{Fr} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{202}\text{Tl}$.

la seule émission cluster observée expérimentalement à partir du Ra, est l'émission du ^{14}C .

3. Toutes les émissions cluster possèdent la même allure. La demi-vie présente un minimum correspondant au nombre magique de neutrons $N_f = 126$. Pour le Radium, la plus basse valeur de $\log_{10} T_{1/2}^{\text{WSM}}$ dans le cas de l'émission de ^{14}C conduit au noyau doublement magique ^{208}Pb ($Z = 82, N = 126$). Tandis que dans le cas de l'émission de $^{18,20,22}\text{O}$ et $^{22,24}\text{Ne}$, la plus basse valeur de $\log_{10} T_{1/2}^{\text{WSM}}$ conduit au noyau fils qui est proche du doublement magique ^{206}Hg ($Z = 80, N = 126$) et au noyau semi-magique ^{204}Pt ($Z = 78, N = 126$) respectivement.

La figure 3-3 représente le cas de l'U et du Pu. Il apparait que l'émission du ^{14}C est la plus favorisée. Néanmoins, il s'est révélé qu'avec la diminution du nombre de masse du noyau parent, l'émission de quelques noyaux relativement lourds devient plus favorisée, comme c'est le cas de l'émission de $^{24,26}\text{Ne}$ à partir de U et l'émission de ^{28}Mg à partir de Pu.

3.2.2 Noyaux déformés

La figure 3-4 représente le potentiel d'interaction entre le noyau fils et le cluster en prenant comme potentiel de proximité le potentiel modifié de Woods-Saxon dans les deux cas sphérique et déformé. L'étude a été faite sur l'émission du ^{14}C à partir du ^{216}Fr . La figure montre clairement le changement du potentiel en introduisant les effets de déformation. L'orientation θ du noyau fils est aussi un facteur important qui modifie considérablement la barrière d'interaction, comme c'est illustré dans la figure 3-5.

Il apparait clairement qu'en prenant différentes valeurs de θ , la profondeur et la

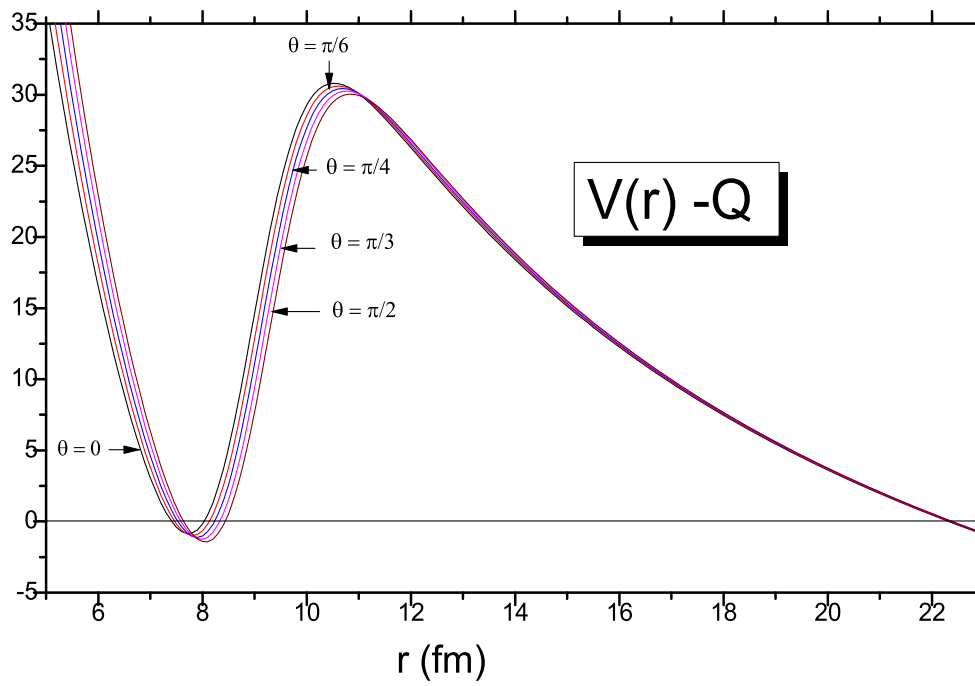


Fig. 3-5 : Variation de la barrière d'interaction en fonction de différentes valeurs de θ .

hauteur de la barrière d'interaction se modifient. On peut constater à partir de la figure que la barrière qui correspond à l'angle maximal de l'émission $\theta = \frac{\pi}{2}$ est la plus profonde. Tandis que la hauteur qui correspond à l'angle $\theta = 0$ est la plus importante. Ceci induit des changements considérables dans les valeurs du points de rebroussement R_{in} .

La figure 3-6 représente la valeur du rapport R pour différentes émissions clusters :

$$R = \frac{\log_{10} T_{1/2}^{Calc}}{\log_{10} T_{1/2}^{Exp}} \quad (3.3)$$

La figure 3-6 montre que WSMD est en bon accord avec l'expérience. De plus, il s'avère que les valeurs de R relatives à WSMD sont plus concentrées autour de l'unité que celles relatives au CPPM. Ce qui indique que le présent modèle reproduit mieux l'expérience que CPPM.

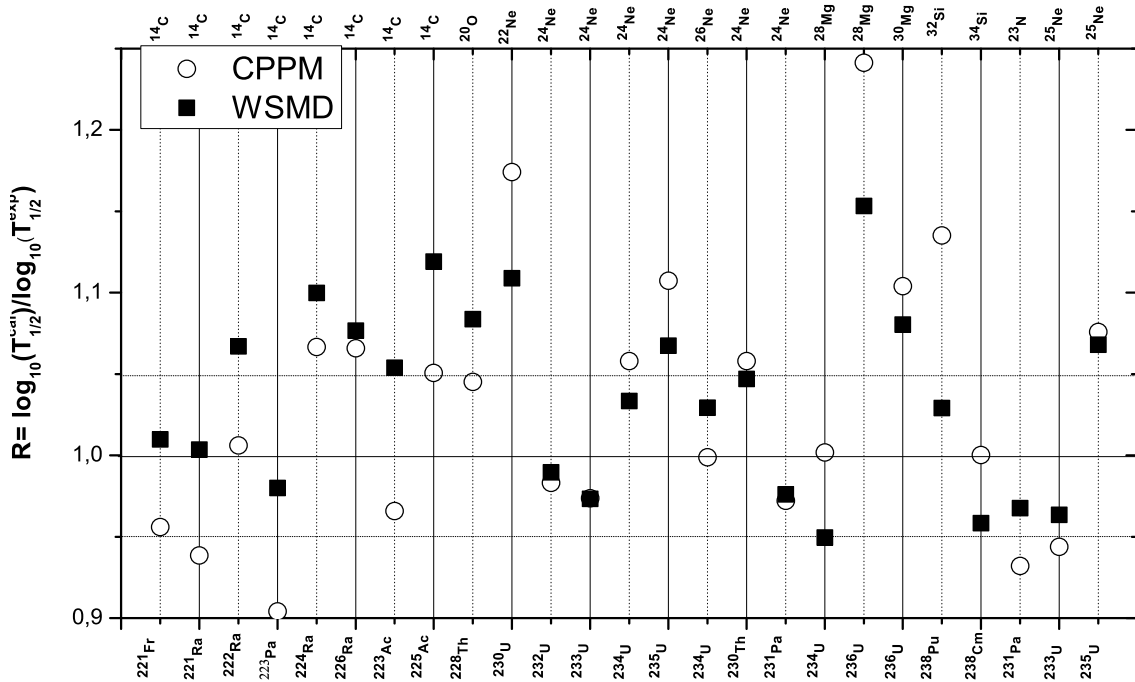


Fig. 3-6 : Rapport R calculé dans les modèles de WSMD et CPPM.

Comparaison aux modèles semi-empiriques

La figure 3-7 représente la variation du logarithme décimal de la demi-vie en fonction du nombre de neutrons du noyau fils N_f , calculé dans le cadre des trois méthodes semi-empiriques : la méthode de la courbe universelle (UNIV), la loi universelle de la désintégration (UDL) et la loi de Horoi (HOROI), (Voir annexe), et dans le cadre du modèle proposé en tenant compte de la déformation quadrupolaire du noyau fils (WSMD). La

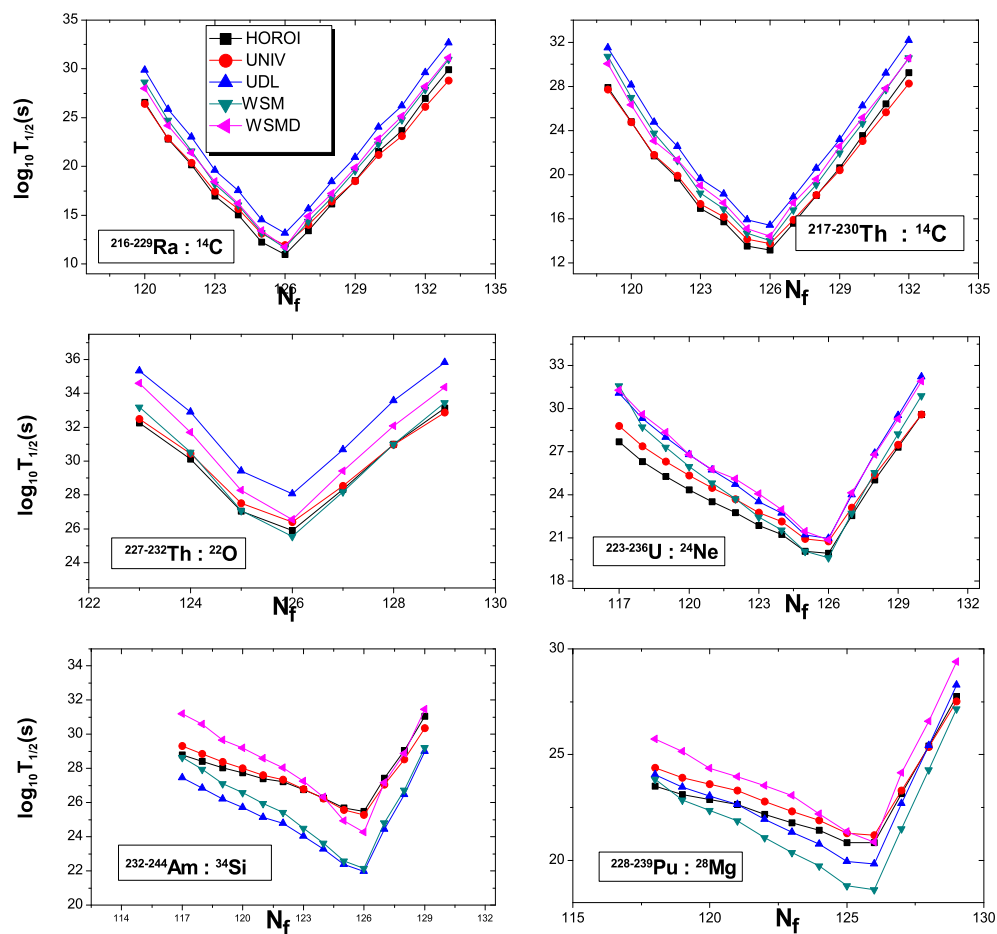
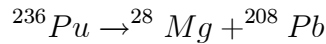
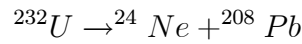
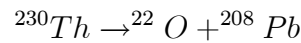
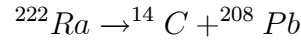
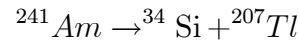
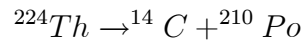


Fig. 3-7 : Variation du logarithme décimal de la demi-vie en fonction du nombre de neutrons du noyau fils N_f calculée dans le cadre des modèles de HOROI, UNIV, UDL, WSM et WSMD.

figure montre le cas de l'émission de ^{14}C à partir des isotopes de $^{216-229}\text{Ra}$, l'émission de ^{14}C à partir de $^{217-230}\text{Th}$, l'émission de ^{22}O à partir de $^{227-232}\text{Th}$, l'émission de ^{24}Ne à partir de $^{223-236}\text{U}$, l'émission de ^{34}Si à partir de $^{232-244}\text{Am}$ et le cas de l'émission de ^{28}Mg à partir de $^{228-239}\text{Pu}$. Globalement, il apparaît que la variation de $\log_{10} T_{1/2}$ (s) en fonction de N_f présente un minimum qui indique l'instabilité marquée du noyau émetteur en ce point. Pour les cas de l'émission de ^{14}C , ^{22}O , ^{24}Ne et ^{28}Mg respectivement le minimum correspond aux désintégrations suivantes, qui donnent le noyau magique ^{208}Pb :



Dans le cas des deux autres courbes, le minimum est donné pour les désintégrations suivantes :



Les courbes révèlent que toutes les méthodes utilisées montrent la même allure, et les valeurs obtenues sont proches l'une de l'autre. De plus, il apparaît que UDL présente les valeurs les plus élevées tandis que Horoi donne les valeurs les plus basses, à l'exception des deux derniers cas où il s'agit de l'émission des noyaux lourds ^{34}Si et ^{28}Mg . Il est constaté également un bon accord entre les valeurs données par Horoi et celles estimées par UNIV. L'accord entre WSM et WSMD est meilleur, et particulièrement dans le cas de l'émission ^{14}C .

Le tableau 3.2 représente les résultats du logarithme décimal de la demi-vie obtenus par les six approches précédemment mentionnées : WSM, CPPM, WSMD, UDL, UNIV et HOROI. La première, la deuxième et la troisième colonne représentent le cluster, le noyau parent considéré et l'énergie de désintégration Q. Sur les colonnes 4, 5, 6, 7, 8 et 9 sont listés les résultats du calcul de $\log_{10} T_{1/2}$ (s) obtenus dans le cadre de WSM, CPPM, WSMD, UDL, UNIV et HOROI en notant que les demi-vies évaluées dans le cadre de CPPM ont été prises directement des travaux de Santosh et al [99]. La dernière colonne donne les valeurs expérimentales disponibles prises de la référence [8]. Nous pouvons constater de ce tableau qu'il y a un bon accord entre les valeurs obtenues dans le cadre de WSM et les valeurs expérimentales. De plus, il s'avère que le modèle appliqué dans le cas

Modèle	σ
UDL	1.85
UNIV	0.91
HOROI	1.09
WSM	1.17
CPPM	2.12
WSMD	1.58

Tab. 3.1 : Valeur de l'écart type des approches : UDL, UNIV, HOROI, WSM, CPPM et WSMD.

sphérique, WSM, reproduit mieux l'expérience que celui appliqué dans le cas déformé, WSMD. Par ailleurs, on constate que les méthodes semi-empiriques reproduisent bien les données expérimentales. Les valeurs de l'écart type σ des différentes méthodes sont portées sur le tableau 3.1 :

Ces valeurs confirment l'amélioration apporté par WSM par rapport au CPPM. Il apparait également que la meilleure méthode semi-empirique utilisée est la courbe universelle. Il s'avère aussi que l'application de notre modèle en tenant compte de la déformation quadrupolaire du noyau fils donne un accord moins satisfaisant que celui de WSM. Ce constat peut être expliqué par le fait que le potentiel de Woods-Saxon modifié utilisé à été ajusté par rapport aux données expérimentales en ignorant les déformations des noyaux.

TAB. 3.2: Comparaison entre les valeurs du logarithme décimal de la demi-vie expérimentales et celles calculées par WSM, CPPM, WSMD, UDL, UNIV et HOROI pour les émetteurs de cluster allant de Te ($Z = 52$) jusqu'à Eh ($Z = 117$).

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	HoroI	Exp
ac	zc	zp	ap	Q	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	HOROI	EXP
14	6	87	216	25.942	28.088	28.156	28.706	29.376	26.024	26.230	
14	6	87	217	27.056	25.285	24.855	25.673	26.231	23.239	23.281	
14	6	87	218	28.385	21.324	21.181	22.060	22.729	20.171	19.989	
14	6	87	219	29.418	19.102	18.481	19.898	20.158	17.942	17.587	
14	6	87	220	30.716	15.582	15.263	16.025	17.122	15.340	14.739	

à suivre

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
14	6	87	221	31.292	14.397	13.881	14.663	15.808	14.222	13.536	14.520
14	6	87	222	30.078	17.015	16.701	17.662	18.473	16.482	16.132	
14	6	87	223	29.001	19.315	19.349	19.820	20.974	18.624	18.571	
14	6	87	224	27.886	22.481	22.223	23.243	23.720	21.000	21.245	
14	6	87	225	26.876	24.623	24.977	25.380	26.352	23.298	23.810	
14	6	87	226	26.000	27.464	27.494	28.083	28.755	25.412	26.157	
14	6	88	216	26.205	28.642	28.730	27.980	29.879	26.418	26.583	
14	6	88	217	27.648	24.723	24.537	24.202	25.865	22.867	22.822	
14	6	88	218	28.740	21.619	21.545	21.387	23.016	20.373	20.167	
14	6	88	219	30.144	18.181	17.932	18.466	19.591	17.411	16.964	
14	6	88	220	31.038	16.036	15.728	16.232	17.513	15.631	15.041	
14	6	88	221	32.395	13.233	12.567	13.438	14.545	13.120	12.272	13.390
14	6	88	222	33.049	11.633	11.078	11.749	13.154	11.953	11.001	11.010
14	6	88	223	31.828	14.382	13.742	14.895	15.647	14.037	13.422	15.200
14	6	88	224	30.535	16.830	16.725	17.247	18.455	16.414	16.142	15.680
14	6	88	225	29.465	19.566	19.321	19.851	20.913	18.516	18.529	
14	6	88	226	28.196	22.317	22.585	22.814	24.020	21.203	21.534	21.190
14	6	88	227	27.343	24.810	24.884	25.137	26.217	23.118	23.673	
14	6	88	228	26.102	27.869	28.437	28.173	29.628	26.121	26.967	
14	6	88	229	25.063	30.993	31.598	31.154	32.674	28.825	29.913	
14	6	89	216	25.836	31.783	31.208	32.046	32.216	28.445	28.668	
14	6	89	217	27.227	26.999	27.038	27.340	28.211	24.883	24.934	
14	6	89	218	28.487	24.051	23.498	24.734	24.831	21.908	21.790	
14	6	89	219	29.612	20.655	20.519	21.011	21.990	19.433	19.154	
14	6	89	220	30.760	18.062	17.616	18.924	19.249	17.070	16.614	
14	6	89	221	31.554	16.010	15.688	16.670	17.426	15.511	14.941	
14	6	89	222	32.471	14.429	13.530	15.017	15.408	13.801	13.084	
14	6	89	223	33.064	12.840	12.169	13.279	14.130	12.725	11.926	12.600
14	6	89	224	32.006	14.809	14.467	15.586	16.301	14.544	14.030	
<i>à suivre</i>											

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
14	6	89	225	30.476	18.414	18.032	19.204	19.665	17.400	17.264	17.160
14	6	89	226	29.407	20.553	20.661	21.332	22.158	19.541	19.674	
14	6	89	227	28.062	24.204	24.189	24.848	25.512	22.452	22.899	
14	6	89	228	27.076	26.655	26.893	26.664	28.119	24.736	25.417	
14	6	89	229	26.081	29.417	29.799	29.746	30.903	27.193	28.101	
14	6	90	217	26.504	30.739	30.524	30.025	31.479	27.728	27.895	
14	6	90	218	27.689	26.986	27.009	26.336	28.125	24.751	24.791	
14	6	90	219	28.960	23.748	23.482	23.018	24.759	21.792	21.675	
14	6	90	220	29.832	21.293	21.167	21.343	22.558	19.874	19.655	
14	6	90	221	31.065	18.338	18.044	18.999	19.621	17.340	16.941	
14	6	90	222	31.653	16.900	16.610	17.411	18.254	16.169	15.706	
14	6	90	223	32.732	14.678	14.078	15.110	15.880	14.155	13.521	
14	6	90	224	32.930	13.994	13.577	14.396	15.417	13.761	13.137	
14	6	90	225	31.723	16.802	16.283	17.418	17.956	15.901	15.579	
14	6	90	226	30.547	19.070	19.037	19.569	20.576	18.134	18.097	
14	6	90	227	29.440	21.968	21.788	22.540	23.185	20.379	20.605	
14	6	90	228	28.222	24.674	24.989	25.141	26.240	23.035	23.533	
14	6	90	229	27.107	27.726	28.074	27.808	29.215	25.646	26.387	
14	6	90	230	26.061	30.571	31.161	30.536	32.179	28.269	29.229	
20	8	88	223	38.706	32.906	33.072	34.355	34.272	30.988	30.625	
20	8	88	224	39.719	29.817	30.404	31.653	31.782	28.866	28.446	
20	8	88	225	40.483	27.936	28.441	29.173	29.949	27.314	26.859	
20	8	88	226	40.817	27.033	27.550	28.057	29.130	26.620	26.185	
20	8	88	227	39.601	30.010	30.512	31.259	31.882	28.930	28.732	
20	8	88	228	38.254	32.965	33.940	34.032	35.093	31.652	31.693	
18	8	90	219	40.509	30.424	31.598	30.113	31.066	27.453	26.691	
18	8	90	220	41.384	28.151	29.468	27.660	29.085	25.767	25.008	
18	8	90	221	42.506	25.636	26.842	25.698	26.649	23.711	22.923	
18	8	90	222	43.093	24.265	25.466	24.817	25.383	22.648	21.869	
<i>à suivre</i>											

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
18	8	90	223	43.937	22.456	23.561	23.459	23.630	21.187	20.386	
18	8	90	224	44.562	21.078	22.161	21.976	22.348	20.123	19.316	
18	8	90	225	45.542	19.102	20.054	19.981	20.421	18.540	17.679	
18	8	90	226	45.726	18.620	19.607	19.348	20.017	18.206	17.384	>15,30
18	8	90	227	44.201	21.459	22.711	22.397	22.871	20.537	19.962	
18	8	90	228	42.281	25.298	26.844	26.049	26.703	23.713	23.403	
18	8	90	229	40.858	28.377	30.053	28.901	29.704	26.232	26.111	
20	8	90	224	41.307	29.502	29.876	30.504	31.129	28.204	27.695	
20	8	90	225	42.282	27.175	27.455	28.431	28.888	26.319	25.759	
20	8	90	226	43.184	25.062	25.272	26.096	26.876	24.639	24.028	
20	8	90	227	44.459	22.291	22.312	23.281	24.158	22.393	21.666	
20	8	90	228	44.722	21.619	21.659	22.454	23.563	21.900	21.199	20.720
20	8	90	229	43.402	24.329	24.562	25.436	26.230	24.085	23.646	
20	8	90	230	41.794	27.682	28.277	28.615	29.667	26.937	26.781	
20	8	90	231	40.510	30.623	31.371	31.383	32.548	29.354	29.420	
22	8	90	227	40.296	33.187	32.994	34.589	35.331	32.493	32.262	
22	8	90	228	41.277	30.516	30.032	31.702	32.893	30.433	30.131	
22	8	90	229	42.758	27.078	26.251	28.272	29.400	27.514	27.047	
22	8	90	230	43.332	25.541	24.794	26.552	28.055	26.396	25.901	
22	8	90	231	42.151	28.179	27.623	29.428	30.660	28.547	28.321	
22	8	90	232	40.896	30.983	30.752	32.089	33.561	30.965	31.007	
22	8	90	233	39.944	33.461	33.193	34.379	35.840	32.879	33.132	
20	8	92	226	41.713	31.680	32.128	32.825	33.062	29.712	29.385	
20	8	92	227	42.370	30.178	30.454	31.356	31.509	28.397	28.077	
20	8	92	228	42.897	28.722	29.113	29.808	30.276	27.355	27.051	
20	8	92	229	43.779	26.805	26.971	27.845	28.300	25.701	25.367	
20	8	92	230	43.770	26.567	26.920	27.474	28.258	25.660	25.395	
20	8	92	231	42.442	29.475	29.982	30.393	31.104	28.029	27.979	
20	8	92	232	41.181	32.227	33.007	32.889	33.934	30.408	30.548	

à suivre

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
22	10	92	220	57.104	31.684	32.256	29.245	29.540	26.738	25.572	
22	10	92	221	57.842	28.270	30.674	28.191	28.133	25.595	24.481	
22	10	92	222	58.567	26.656	29.141	26.563	26.775	24.496	23.430	
22	10	92	223	59.122	25.529	27.957	26.017	25.733	23.657	22.640	
22	10	92	224	59.672	24.384	26.796	24.967	24.713	22.840	21.868	
22	10	92	225	60.188	23.357	25.712	24.095	23.763	22.082	21.153	
22	10	92	226	60.462	22.719	25.094	23.925	23.229	21.654	20.782	
22	10	92	227	60.816	22.096	24.329	23.500	22.565	21.126	20.304	
22	10	92	228	61.034	21.461	23.825	22.700	22.130	20.780	20.014	
22	10	92	229	61.686	20.246	22.519	21.507	20.987	19.881	19.139	
22	10	92	230	61.387	20.592	22.979	21.699	21.402	20.200	19.553	19.570
22	10	92	231	59.443	23.880	26.562	25.013	24.596	22.706	22.268	
22	10	92	232	57.362	27.478	30.562	28.289	28.205	25.581	25.326	
24	10	92	223	57.019	31.597	32.226	31.263	31.067	28.787	27.695	
24	10	92	224	57.905	28.725	30.261	29.605	29.327	27.380	26.318	
24	10	92	225	58.586	27.305	28.762	28.339	27.998	26.311	25.284	
24	10	92	226	59.214	25.968	27.383	26.808	26.786	25.340	24.347	
24	10	92	227	59.760	24.842	26.185	25.751	25.736	24.503	23.545	
24	10	92	228	60.285	23.731	25.041	25.117	24.735	23.709	22.785	
24	10	92	229	60.932	22.458	23.669	24.071	23.536	22.764	21.858	
24	10	92	230	61.351	21.566	22.757	22.969	22.742	22.140	21.269	
24	10	92	231	62.207	20.068	21.012	21.446	21.221	20.956	20.073	
24	10	92	232	62.309	19.644	20.724	20.862	20.976	20.761	19.941	21.080
24	10	92	233	60.485	22.743	24.177	24.166	24.012	23.113	22.550	24.830
24	10	92	234	58.825	25.577	27.421	26.785	26.896	25.377	25.032	25.920
24	10	92	235	57.362	28.244	30.365	29.269	29.536	27.474	27.309	27.420
24	10	92	236	55.944	30.895	33.307	31.915	32.195	29.607	29.603	>25,9
26	10	92	230	56.294	32.251	33.115	33.627	33.453	31.517	30.848	
26	10	92	231	57.145	30.253	31.137	31.976	31.686	30.089	29.439	

à suivre

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
26	10	92	232	57.930	28.528	29.336	30.084	30.083	28.801	28.168	
26	10	92	233	58.941	26.535	27.083	28.099	28.084	27.210	26.564	
26	10	92	234	59.464	25.289	25.891	26.682	27.032	26.375	25.756	25.920
26	10	92	235	58.104	27.789	28.623	29.343	29.523	28.336	27.928	
26	10	92	236	56.744	30.350	31.579	31.731	32.108	30.392	30.178	>25,90
24	10	90	223	54.884	31.744	32.742	33.853	31.817	29.503	28.410	
24	10	90	224	55.451	29.635	31.417	31.966	30.639	28.541	27.492	
24	10	90	225	55.924	28.579	30.319	30.980	29.656	27.741	26.740	
24	10	90	226	56.494	27.309	29.024	29.624	28.502	26.808	25.842	
24	10	90	227	57.026	26.272	27.806	28.623	27.434	25.948	25.017	
24	10	90	228	57.413	25.282	26.931	27.506	26.646	25.314	24.426	
24	10	90	229	57.824	24.498	26.002	26.110	25.821	24.653	23.805	
24	10	90	230	57.761	24.361	26.039	25.768	25.862	24.680	23.914	24.610
24	10	90	231	55.988	27.670	29.647	29.211	29.097	27.252	26.715	
24	10	90	232	54.509	30.430	32.762	31.695	31.908	29.512	29.158	>29,20
24	10	91	222	55.561	32.225	33.411	33.596	32.267	29.820	28.665	
24	10	91	223	56.330	30.307	31.661	32.390	30.707	28.550	27.434	
24	10	91	224	56.869	29.001	30.420	31.066	29.610	27.659	26.589	
24	10	91	225	57.473	27.610	29.069	29.659	28.406	26.686	25.654	
24	10	91	226	57.967	26.408	27.940	28.499	27.420	25.893	24.903	
24	10	91	227	58.544	25.309	26.680	27.244	26.295	24.993	24.034	
24	10	91	228	59.221	23.827	25.214	25.875	25.008	23.970	23.029	
24	10	91	229	59.670	22.917	24.223	24.823	24.140	23.282	22.375	
24	10	91	230	60.379	21.481	22.729	23.075	22.831	22.253	21.350	
24	10	91	231	60.410	21.292	22.581	22.674	22.703	22.148	21.317	23.230
24	10	91	232	58.649	24.429	26.005	25.968	25.736	24.520	23.935	
24	10	91	233	57.079	27.156	29.158	28.500	28.555	26.753	26.373	
24	10	91	234	55.538	30.095	32.356	31.308	31.440	29.065	28.867	
24	10	91	235	54.367	32.315	34.844	33.421	33.700	30.892	30.837	
<i>à suivre</i>											

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
24	10	91	236	52.951	35.475	31.314	36.379	36.552	33.220	33.303	
26	10	90	229	54.425	32.344	33.252	34.414	33.816	31.931	31.165	
26	10	90	230	55.124	30.521	31.601	32.696	32.314	30.710	29.967	
26	10	90	231	55.674	29.370	30.285	31.137	31.135	29.754	29.043	
26	10	90	232	55.964	28.531	29.559	30.092	30.485	29.227	28.568	>29,20
26	10	90	233	54.523	31.558	32.714	33.172	33.322	31.501	31.054	
28	12	92	223	71.858	31.790	33.191	34.088	29.721	28.829	27.553	
28	12	92	224	72.559	28.736	31.713	31.917	28.464	27.849	26.637	
28	12	92	225	72.936	28.018	30.859	30.767	27.754	27.296	26.157	
28	12	92	226	73.302	27.113	30.048	29.809	27.067	26.762	25.695	
28	12	92	227	73.587	26.477	29.375	28.973	26.516	26.334	25.340	
28	12	92	228	73.747	26.022	28.951	28.372	26.169	26.064	25.148	
28	12	92	229	73.892	25.629	28.567	28.064	25.848	25.813	24.975	
28	12	92	230	73.979	25.302	28.280	27.628	25.621	25.634	24.878	
28	12	92	231	74.092	24.967	27.958	27.362	25.353	25.424	24.747	
28	12	92	232	74.318	24.412	27.413	26.653	24.903	25.077	24.472	>22,26
28	12	92	233	74.225	24.424	27.471	26.327	24.967	25.119	24.604	>27,59
28	12	92	234	74.110	24.440	27.588	26.150	25.066	25.188	24.765	27.540
28	12	92	235	72.158	27.788	31.204	29.498	28.190	27.565	27.335	>28,10
28	12	92	236	70.564	30.287	34.235	31.806	30.826	29.595	29.515	27.580
30	12	92	232	70.866	31.257	33.772	33.442	31.778	31.284	30.593	
30	12	92	233	71.100	30.615	33.193	32.946	31.277	30.890	30.278	
30	12	92	234	71.747	29.257	31.767	31.523	30.056	29.941	29.387	
30	12	92	235	72.118	28.444	30.915	30.470	29.326	29.374	28.887	
30	12	92	236	72.303	27.937	30.449	29.798	28.920	29.057	28.647	27.580
30	12	92	237	70.522	31.067	33.957	33.020	31.962	31.391	31.167	
30	12	93	232	72.254	31.051	33.382	33.154	31.256	30.828	30.174	
30	12	93	233	72.622	30.133	32.521	32.298	30.529	30.261	29.681	
30	12	93	234	73.213	28.859	31.229	31.017	29.424	29.406	28.887	
<i>à suivre</i>											

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
30	12	93	235	73.776	27.749	29.987	29.941	28.379	28.601	28.140	
30	12	93	236	74.544	26.200	28.383	28.262	27.001	27.549	27.128	
30	12	93	237	74.818	25.617	27.727	27.474	26.458	27.133	26.780	>26,93
30	12	93	238	73.116	28.545	30.968	30.552	29.243	29.241	29.083	
30	12	93	239	71.861	30.535	33.399	32.286	31.341	30.844	30.838	
28	12	94	228	77.351	23.833	26.904	25.745	24.046	24.366	23.496	
28	12	94	229	77.676	22.853	26.180	25.143	23.456	23.917	23.115	
28	12	94	230	77.886	22.353	25.668	24.356	23.045	23.604	22.875	
28	12	94	231	78.090	21.866	25.171	23.956	22.645	23.299	22.642	
28	12	94	232	78.493	21.070	24.317	23.542	21.944	22.772	22.172	
28	12	94	233	78.838	20.371	23.573	23.071	21.335	22.314	21.774	
28	12	94	234	79.153	19.724	22.886	22.204	20.774	21.894	21.414	
28	12	94	235	79.653	18.798	21.874	21.362	19.941	21.276	20.839	
28	12	94	236	79.669	18.618	21.728	20.862	19.829	21.189	20.833	
28	12	94	237	77.725	21.492	25.109	24.132	22.679	23.290	23.161	
28	12	94	238	75.911	24.277	28.340	26.577	25.434	25.353	25.416	
28	12	94	239	74.099	27.175	31.650	29.392	28.292	27.521	27.751	
30	12	94	232	73.211	30.147	33.856	32.881	31.494	30.960	30.363	
30	12	94	233	73.748	28.738	32.663	31.838	30.481	30.174	29.647	
30	12	94	234	74.370	27.504	31.312	30.816	29.334	29.289	28.824	
30	12	94	235	74.865	26.500	30.222	29.979	28.413	28.579	28.179	
30	12	94	236	75.598	25.110	28.676	28.417	27.105	27.581	27.227	
30	12	94	237	76.455	23.539	26.909	26.896	25.612	26.451	26.129	
30	12	94	238	76.823	22.785	26.089	25.791	24.928	25.933	25.671	
30	12	94	239	75.114	25.450	29.276	28.896	27.646	27.971	27.910	
30	12	94	240	73.766	27.593	31.827	30.774	29.841	29.636	29.735	
32	14	94	228	91.997	24.681	28.746	27.467	23.418	25.425	24.656	
32	14	94	229	92.021	24.442	28.533	27.249	23.283	25.322	24.646	
32	14	94	230	91.969	24.312	28.463	26.966	23.258	25.297	24.719	

à suivre

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
32	14	94	231	91.913	24.219	28.414	26.906	23.238	25.277	24.796	
32	14	94	232	91.951	23.955	28.192	26.449	23.084	25.160	24.770	
32	14	94	233	91.794	24.020	28.325	26.605	23.211	25.245	24.958	
32	14	94	234	91.776	23.845	28.197	26.299	23.137	25.187	24.993	
32	14	94	235	91.534	24.043	28.496	26.548	23.389	25.363	25.274	
32	14	94	236	91.673	23.630	28.108	26.187	23.088	25.140	25.137	
32	14	94	237	91.461	23.920	28.343	26.118	23.297	25.285	25.385	
32	14	94	238	91.191	24.003	28.688	26.006	23.592	25.493	25.698	
32	14	94	239	88.890	27.586	32.699	29.561	26.920	27.918	28.309	
34	14	96	233	92.475	29.034	31.809	30.168	26.919	28.861	28.517	
34	14	96	234	92.924	27.365	30.827	29.283	26.146	28.291	28.029	
34	14	96	235	93.125	26.864	30.301	28.777	25.745	27.994	27.822	
34	14	96	236	93.781	25.625	28.953	27.289	24.673	27.213	27.109	
34	14	96	237	94.024	25.068	28.358	26.717	24.215	26.877	26.857	
34	14	96	238	94.466	24.180	27.407	26.281	23.467	26.335	26.388	
34	14	96	239	94.917	23.342	26.444	25.700	22.711	25.790	25.911	
34	14	96	240	95.467	22.278	25.308	24.405	21.817	25.149	25.331	
34	14	96	241	96.111	21.142	24.009	23.234	20.796	24.422	24.654	
34	14	96	242	96.510	20.352	23.154	22.184	20.129	23.948	24.244	
34	14	96	243	94.754	22.846	26.159	25.019	22.542	25.647	26.153	
34	14	96	244	93.138	25.118	28.959	27.111	24.819	27.271	27.960	
34	14	96	245	91.452	27.660	31.937	29.459	27.267	29.040	29.896	
34	14	94	230	88.717	34.469	33.693	32.619	28.884	30.416	29.634	
34	14	94	231	88.783	29.695	33.426	32.320	28.681	30.259	29.576	
34	14	94	232	89.277	28.672	32.339	31.169	27.816	29.614	29.013	
34	14	94	233	89.554	28.041	31.686	30.661	27.289	29.221	28.707	
34	14	94	234	89.811	27.418	31.054	29.908	26.795	28.852	28.426	
34	14	94	235	89.804	27.253	30.928	29.867	26.706	28.780	28.452	
34	14	94	236	90.205	26.404	30.025	29.197	25.994	28.255	28.005	
<i>à suivre</i>											

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
34	14	94	237	90.319	26.078	29.681	28.925	25.721	28.050	27.890	
34	14	94	238	90.811	25.066	28.636	27.969	24.877	27.431	27.341	
34	14	94	239	90.833	24.862	28.464	27.231	24.744	27.329	27.333	
34	14	94	240	91.023	24.365	27.980	26.493	24.358	27.045	27.132	
34	14	94	241	89.133	27.254	31.370	29.576	27.145	29.064	29.344	
34	14	94	242	87.775	29.269	33.799	31.387	29.179	30.553	30.983	
34	14	95	231	90.738	31.210	32.227	31.502	27.723	29.507	28.889	
34	14	95	232	90.847	28.660	32.193	31.206	27.456	29.304	28.782	
34	14	95	233	91.186	27.960	31.409	30.577	26.840	28.847	28.412	
34	14	95	234	91.535	27.116	30.609	29.661	26.212	28.383	28.031	
34	14	95	235	91.799	26.590	29.998	29.194	25.715	28.015	27.749	
34	14	95	236	92.120	25.948	29.243	28.601	25.134	27.587	27.403	
34	14	95	237	92.288	25.434	28.785	28.046	24.782	27.327	27.230	
34	14	95	238	92.723	24.493	27.854	27.253	24.036	26.783	26.759	
34	14	95	239	93.169	23.615	26.892	26.312	23.278	26.234	26.278	
34	14	95	240	93.722	22.568	25.753	24.942	22.368	25.578	25.682	
34	14	95	241	93.927	22.157	25.234	24.256	21.969	25.289	25.472	
34	14	95	242	92.176	24.807	28.288	27.171	24.448	27.057	27.441	
34	14	95	243	90.771	26.728	30.762	28.882	26.473	28.517	29.065	
34	14	95	244	89.084	29.228	33.805	31.463	28.992	30.355	31.064	
15	7	89	206	33.658	28.636	29.291	27.150	28.675	25.066	23.817	
15	7	89	207	33.584	28.508	29.393	27.064	28.797	25.165	23.986	
15	7	89	208	32.848	30.403	31.175	28.955	30.520	26.661	25.602	
15	7	89	209	32.946	29.852	30.842	28.692	30.227	26.398	25.395	
15	7	89	210	32.402	32.020	32.173	30.688	31.520	27.523	26.622	
15	7	89	211	32.459	30.859	31.950	29.944	31.325	27.345	26.503	
15	7	89	212	31.927	32.607	33.281	31.725	32.619	28.474	27.731	
15	7	89	213	32.098	31.570	32.748	30.798	32.130	28.038	27.346	
15	7	89	214	31.555	33.081	37.145	32.464	33.477	29.216	28.622	
<i>à suivre</i>											

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
15	7	89	215	32.153	31.214	32.460	30.717	31.887	27.811	27.240	
15	7	89	216	33.279	28.368	29.481	27.760	29.051	25.326	24.730	
15	7	89	217	34.539	25.168	26.302	24.534	26.047	22.719	22.067	
15	7	89	218	35.525	22.925	23.913	22.417	23.793	20.780	20.084	
15	7	89	219	36.577	20.455	21.455	20.252	21.491	18.817	18.056	
15	7	89	220	37.420	18.693	19.534	19.277	19.704	17.304	16.493	
15	7	89	221	38.203	16.935	17.803	17.302	18.092	15.950	15.089	
15	7	89	222	38.971	15.778	16.145	16.266	16.555	14.668	13.752	
15	7	89	223	39.473	14.302	15.061	14.685	15.555	13.838	12.902	
15	7	89	224	37.747	17.555	18.586	18.261	18.835	16.556	15.926	
15	7	89	225	36.264	20.536	21.782	21.090	21.836	19.076	18.696	
15	7	89	226	34.699	24.358	25.360	24.740	25.215	21.951	21.810	
15	7	89	227	33.296	27.132	28.764	27.553	28.445	24.731	24.788	
15	7	89	228	31.978	30.543	32.132	30.690	31.671	27.536	27.764	
23	9	91	227	48.611	31.276	31.816	32.387	32.682	30.129	29.493	
23	9	91	228	49.364	29.381	29.994	30.892	31.024	28.759	28.130	
23	9	91	229	50.353	27.309	27.678	28.623	28.922	27.037	26.381	
23	9	91	230	51.296	25.140	25.516	26.432	26.969	25.449	24.760	
23	9	91	231	51.843	24.055	24.251	25.177	25.831	24.527	23.845	
23	9	91	232	50.232	27.054	27.711	28.369	28.964	27.051	26.630	
23	9	91	233	48.888	29.896	30.698	31.034	31.689	29.269	29.061	
23	9	91	234	47.502	32.703	33.896	33.620	34.625	31.685	31.675	
25	10	92	227	57.064	30.858	31.725	31.583	31.430	29.478	28.610	
25	10	92	228	56.120	32.224	33.680	33.294	33.206	30.904	30.175	
25	10	92	229	58.428	27.626	28.629	29.082	28.686	27.269	26.464	
25	10	92	230	57.493	29.183	30.514	30.763	30.380	28.614	27.960	
25	10	92	231	59.700	24.945	25.806	26.416	26.196	25.286	24.529	
25	10	92	232	59.169	25.682	26.805	27.169	27.089	25.984	25.353	
25	10	92	233	60.776	22.649	23.443	23.935	24.123	23.652	22.942	
<i>à suivre</i>											

A_c	Z_p	A_p	Z_p	$Q(MeV)$	WSM	CPPM	WSMD	UDL	UNIV	Horoi	Exp
<i>Tableau 3.2. (suite)</i>											
25	10	92	234	57.869	27.891	29.351	29.287	29.367	27.778	27.413	
25	10	92	235	57.756	27.994	29.503	29.288	29.508	27.884	27.606	
29	12	92	229	71.334	31.450	33.335	32.055	30.663	29.977	29.128	
29	12	92	230	69.897	32.919	36.116	34.451	33.101	31.868	31.160	
29	12	92	231	71.771	29.333	32.234	30.641	29.738	29.248	28.560	
29	12	92	232	70.498	31.475	34.672	33.439	31.865	30.889	30.342	
29	12	92	233	72.229	28.193	31.113	30.437	28.784	28.501	27.967	
29	12	92	234	71.052	30.137	33.335	31.926	30.724	29.989	29.600	
29	12	92	235	72.485	27.421	30.390	29.189	28.178	28.023	27.651	

Conclusion

L'émission de particules alpha et de clusters dans la région des noyaux lourds et super-lourds a été étudiée dans le cadre du potentiel coulombien et de proximité. Le processus de la désintégration est considéré comme étant un effet tunnel quantique dans lequel le noyau émis traverse une barrière de potentiel plus élevée que son énergie cinétique. Ainsi, la détermination de la demi-vie des noyaux émetteurs de particules alpha et de clusters s'est faite dans le cadre de l'approximation WKB où la barrière de potentiel que rencontre le noyau émis est déterminée par la contribution de l'énergie centrifuge, de l'énergie coulombienne répulsive entre le noyau fils et émis et de l'interaction nucléaire entre ces deux noyaux. Dans le présent travail, nous avons considéré un modèle qui exprime l'interaction nucléaire entre les deux fragments par une forme modifiée du potentiel de Woods-Saxon.

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé le processus quantique responsable du phénomène de la désintégration ainsi que le cadre mathématique dans lequel la désintégration est étudiée à savoir l'effet tunnel et l'approximation WKB. Nous avons discuté également la résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'une barrière irrégulière en utilisant l'approximation WKB, en déduisant à la fin l'expression de la probabilité de pénétration d'un noyau émis à travers la barrière de potentiel.

Le deuxième chapitre a porté sur l'étude de la désintégration alpha des noyaux dont le nombre atomique Z est compris entre 52 et 117. Les demi-vies de 420 noyaux émetteurs de particules alpha ont été alors évaluées dans le cadre du modèle du potentiel de Woods-Saxon modifié. Dans un premier temps, il a été considéré que les noyaux d'intérêt étaient de forme sphérique. Par la suite, la déformation quadrupolaire du noyau fils a été prise en compte. Les demi-vies des noyaux de cette région de la table de masse ont été également évaluées dans le cadre de deux modèles semi-empiriques à savoir l'approximation de Viola-Seaborg et la formule de Brown.

Les résultats obtenus ont permis de conclure que le fait de s'éloigner d'une fermeture de couche réduit la stabilité de l'élément considéré et favorise par conséquent l'émission d'une particule alpha. Ceci a été illustré par les valeurs maximales du logarithme décimal de la demi-vie des noyaux parents étudiés. De plus, il a été constaté que les noyaux fils produits à partir de ces désintégrations sont magiques ou proches d'un noyau magique. Les résultats obtenus nous ont permis aussi de confirmer la stabilité particulière des noyaux possédant un nombre de neutrons égal à 126. Les effets pair-impairs ont été également mis

en évidence et il a été montré qu'ils sont réduits par les effets de couches dans le cas des noyaux ayant un nombre de neutrons proche du nombre magique $N = 126$. Il a été établi que les effets répulsifs dans le cas des noyaux super-lourds deviennent prépondérants par rapport aux forces attractives et réduisent ainsi la stabilité des noyaux considérés, ce qui favorise l'émission de particules alpha. Par ailleurs, la validité du modèle proposé a été vérifiée aussi bien dans le cas sphérique que déformé en comparant les résultats obtenus aux données expérimentales disponibles. De plus, il a été montré que parmi les différentes méthodes semi-empiriques considérées, la formule de Brown est en meilleur accord avec l'expérience. Il a été constaté aussi que le modèle du potentiel modifié de Woods-Saxon dans le cas sphérique présente un meilleur accord avec l'expérience ce qui est probablement dû aux paramètres du modèle.

Le troisième chapitre a été consacré à l'étude de la désintégration cluster. Les logarithmes décimaux des noyaux situés dans la région du plomb ($87 \leq Z \leq 92$) en émettant ^{14}C , ^{18}O , ^{20}O , ^{22}O , ^{22}Ne , ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg et ^{30}Mg , ont été calculés dans le cadre du modèle du potentiel de Woods-Saxon modifié. Dans un premier temps, les noyaux d'intérêt ont été considérés de forme sphérique. Par la suite, la déformation quadrupolaire du noyau fils a été prise en considération ainsi que toutes les orientations possibles θ de l'émission du cluster. Les grandeurs dépendant de l'angle θ ont été alors estimées en prenant leurs moyennes sur toutes les valeurs possibles de θ . Les résultats obtenus ont été comparés à ceux évalués par Santhosh dans le cadre du CPPM ainsi qu'aux valeurs calculées par les méthodes UDL, UNIV et Horoi. Il a été établi que l'inclusion de la déformation du noyau fils et de l'angle d'orientation modifie la barrière d'interaction entre le cluster et le noyau résiduel. Il a été montré que dans cette région de la table de masses, l'émission d'un cluster léger est favorisée. Il s'agit notamment de l'émission de ^{14}C dans le cas de la désintégration du noyau de Ra. Ceci peut expliquer le fait que dans le cas de la désintégration de cet élément l'émission du ^{14}C soit la seule détectée à ce jour. Il a été confirmé, à l'aide de notre modèle, le rôle joué par la fermeture de couche en $N = 126$ et a été montré que la désintégration des noyaux d'intérêt conduit au noyau doublement magique Pb ou à ses voisins. La comparaison entre les résultats de notre modèle et ceux des quatre autres approches utilisées (CPPM, UDL, UNIV et Horoi) a montré que les valeurs obtenues sont proches l'une de l'autre et présentent une allure similaire. La précision de notre modèle, avec ou sans prise en compte de la déformation quadrupolaire des noyaux fils, a été vérifiée et comparée à celle des quatre autres approches. Il a été constaté en particulier que notre modèle améliore les demi-vies calculées par le CPPM et reproduit avec une bonne précision les données expérimentales disponibles.

L'étude de la désintégration alpha et cluster des noyaux lourds et super-lourds, réalisée dans le présent travail, montre l'amélioration apportée au modèle du potentiel coulombien et de proximité en mettant en évidence le bon accord entre les résultats du modèle et les valeurs expérimentales.

Enfin, il est à souligner que la présente étude s'est limitée d'une part au cas de la défor-

mation quadrupolaire des noyaux fils et d'autre part aux transitions de l'état fondamental du noyau émetteur à l'état fondamental du noyau émis. Dans l'avenir, d'éventuelles modifications peuvent être apportées au modèle afin de tenir compte de déformation plus générales et des transitions vers les états isomériques.

Annexes

Annexe A

Formules semi-empiriques

Depuis la relation systématique établie par Geiger et Nutall [2], plusieurs formules semi-empiriques ont été développées. Ces relations sont basées sur la formule théorique de la demi-vie élaborée par Gamow. Ces paramètres sont ajustés par rapport aux données expérimentales. Dans le présent travail, nous nous sommes contentés d'utiliser les formules suivantes :

A.1 Approximation de Viola-Seaborg

La formule empirique de Geiger et Nutall [2] a été généralisée en 1966 par Viola et Seaborg [100]. En incluant plus de paramètres ajustés aux données expérimentales des noyaux émetteurs de particules alpha, le logarithme décimal de la demi-vie de la désintégration alpha, selon Viola et Seaborg, est calculé par :

$$\log_{10} T_{1/2}^{VS}(s) = (aZ_p + b)Q_\alpha^{-1/2} + (cZ_p + d) + h_{\log} \quad (\text{A.1})$$

où Z_p est le nombre de charge du noyau parent, Q_α représente l'énergie de désintégration. Le paramètre h_{\log} est ajouté dans le cas des noyaux émetteurs de particules alpha dont le nombre de neutrons est impair. Ses valeurs pour les noyaux pair-pairs, pair-impairs, impair-pairs et impair-impairs sont respectivement 0 ; 1.066 ; 0.772 et 1.114. Les coefficients a, b, c et d, utilisés dans le présent travail sont les valeurs modifiées de Sobiczewski obtenues en utilisant les données expérimentales relatives aux noyaux pair-pairs [101], qui sont :

$$\begin{cases} a = 1.66175, \\ b = -8.5166, \\ c = -0.20228, \\ d = -33.9069. \end{cases}$$

A.2 Formule de Brown

La loi de Geiger et Nutall suppose que $\log_{10} T_{1/2}(s)$ est en relation de linéarité relative avec $\frac{Z_f}{\sqrt{Q}}$ comme le montre la figure A-1. Cependant, si $\log_{10} T_{1/2}(s)$ est tracé en fonction

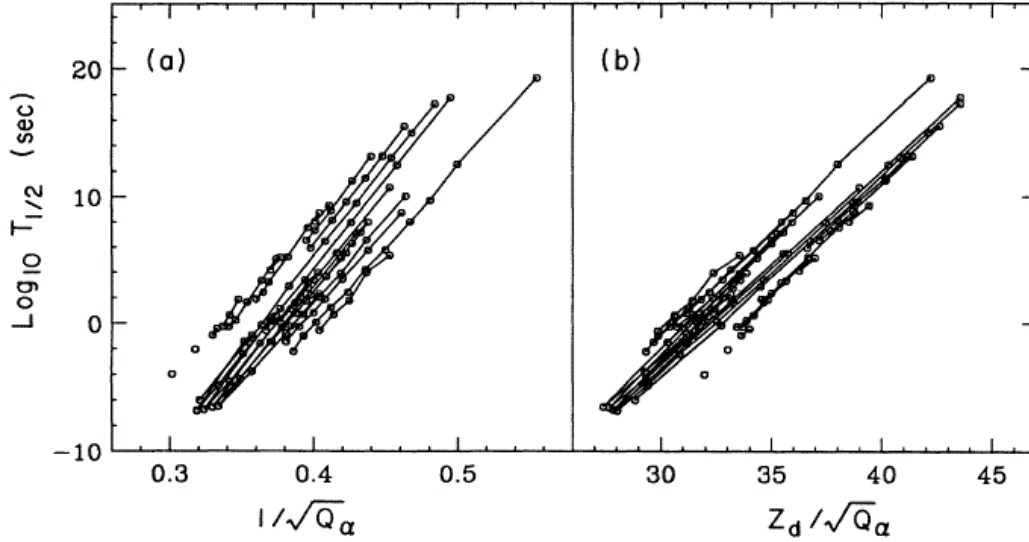


Fig. A-1 : Du côté gauche, variation des valeurs expérimentales de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ en fonction de $\frac{1}{\sqrt{Q}}$. Du côté droite, variation des valeurs expérimentales de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ en fonction de $\frac{Z_f}{\sqrt{Q}}$. Figure tirée de la référence [102].

de $\frac{Z_f^{0.6}}{\sqrt{Q}}$, il apparaît que les points font partie d'une ligne droite presque universelle représentant un meilleur ajustement aux données expérimentales (Figure A-2). Le logarithme décimal s'écrit ainsi selon la loi de Brown [102] par la relation suivante :

$$\log_{10} T_{1/2}(s) = 9.54 \frac{Z_f^{0.6}}{\sqrt{Q}} - 51.37 \quad (\text{A.2})$$

A.3 Méthode de la courbe universelle UNIV

La méthode de la courbe universelle se dérive en étendant la théorie de fission à des degrés élevés d'asymétrie. Elle est basée sur le processus fondamental de l'effet tunnel [16, 103].

La demi-vie est exprimée par :

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{\nu SP} \quad (\text{A.3})$$

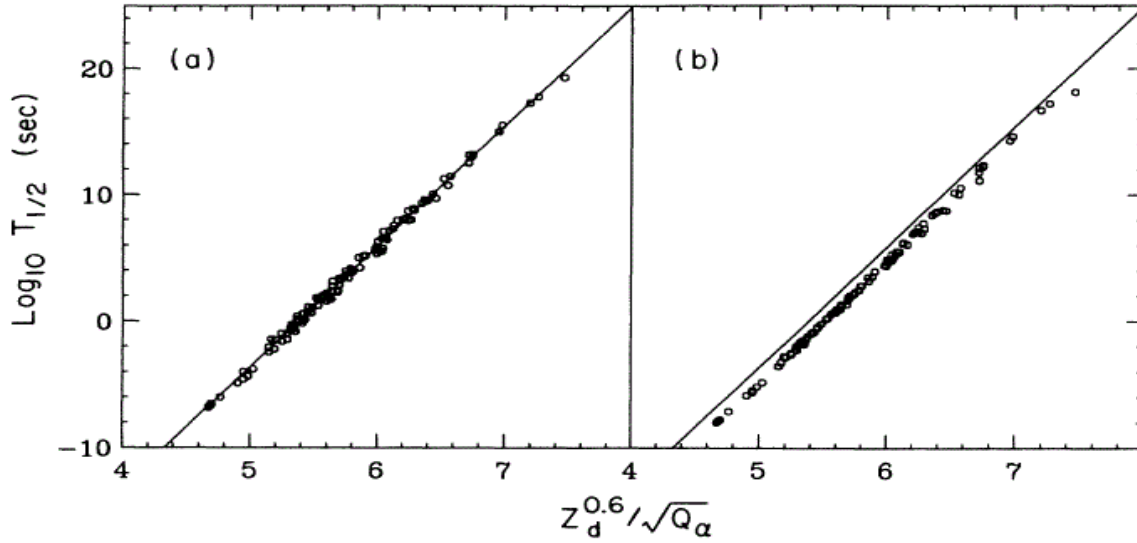


Fig. A-2 : Du coté gauche, variation des valeurs expérimentales de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ en fonction de $\frac{Z_f^{0.6}}{\sqrt{Q}}$. Du coté droit, variation des valeurs théoriques de $\log_{10} T_{1/2}(s)$ en fonction de $\frac{Z_f^{0.6}}{\sqrt{Q}}$. D'après la référence [102].

où : ν est la fréquence de sauts, de la particule émise, à travers la barrière de potentiel. S est la probabilité de préformation et P est la probabilité de pénétration. Dans le cadre de l'approximation WKB, elle s'exprime par la relation suivante :

$$P = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{Rin}^{Rout} \sqrt{2\mu(V(r) - Q)} dr\right). \quad (\text{A.4})$$

$\mu = \frac{A_f A_e}{A_p} m_e$ est la masse réduite du système (noyau fils et noyau émis), tels que A_f , A_e , A_p et m_e sont respectivement le nombre de masse du noyau fils, émis, parent et la masse du nucléon.

En calculant le logarithme décimal de T dans l'expression (A.3), nous obtenons :

$$\log_{10} T_{\frac{1}{2}} = -\log_{10} P - \log_{10} S + [\log_{10}(\ln 2) - \log_{10} \nu]. \quad (\text{A.5})$$

Dans le but d'obtenir une formule universelle, on suppose que la fréquence ν est une constante et que la probabilité de préformation S ne dépend que de la taille du noyau émis [16, 89]. Ainsi une constante c est définie :

$$c = [-\log_{10} \nu + \log_{10}(\ln 2)] = -22.16917 \quad (\text{A.6})$$

et le logarithme décimal du facteur de préformation est donné par :

$$\log_{10} S = -0.598(A_e - 1) \quad (\text{A.7})$$

Les points de rebroussement que possède la probabilité de pénétration dans le cadre de cette approche sont : $R_{in} = R_e + R_f$: la distance qui sépare les deux fragments au point où ils se touchent et R_{out} : la distance où l'interaction coulombienne est égale à l'énergie cinétique de la particule émise.

$$e^2 \frac{Z_f Z_e}{R_{out}} = Q \quad (\text{A.8})$$

Ainsi, la probabilité P s'exprime par :

$$\log_{10} P = -0.22873(\mu Z_f Z_e R_{out})^{1/2} \times [\arccos \sqrt{r} - \sqrt{r(1-r)}], \quad (\text{A.9})$$

où $r = \frac{R_{in}}{R_{out}}$, $R_{in} = 1.2249(A_f^{1/3} + A_e^{1/3})$ et $R_{out} = 1.43998 \frac{Z_f Z_e}{Q}$.

A.4 Loi universelle de désintégration UDL

La loi de désintégration universelle peut être établie à partir de la relation de la demi-vie exprimée dans le cadre de la description matrice R de la désintégration [104].

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\hbar \ln 2}{\Gamma} = \frac{\ln 2}{\nu} \left| \frac{H^+(\chi, \rho)}{R F_c(R)} \right| \quad (\text{A.10})$$

où Γ est la largeur de désintégration, et ν est la fréquence de saut de la particule émise à travers la barrière coulombienne. R est la distance qui sépare les centres des deux fragments. H^+ est la fonction de Coulomb-Hankel, et ces arguments sont $\chi = 2Z_c Z_f e^2 / \hbar \nu$ et $\rho = \mu \nu R / \hbar$. La quantité $F_c(R)$ représente l'amplitude de formation de la particule émise à l'intérieur du noyau parent.

En tenant compte de quelques effets expérimentaux et en ajustant les valeurs obtenues aux données expérimentales [14], le logarithme décimal de la demi-vie est approximé par la relation suivante :

$$\log T_{1/2} = a Z_c Z_f \sqrt{\frac{A}{Q}} + b \sqrt{A Z_c Z_f (A_c^{1/3} + A_f^{1/3})} + c \quad (\text{A.11})$$

$$= a \chi' + b \rho' + c \quad (\text{A.12})$$

où $A = \frac{A_c A_f}{A_c + A_f}$. A_c , A_f , Z_c et Z_f sont respectivement le nombre de masse du noyau émis et du noyau fils, le nombre de charge du noyau émis et du noyau fils. Les facteurs

χ' et ρ' sont définis par [14] :

$$\chi' = \frac{\hbar}{e^2\sqrt{2m}}\chi = Z_c Z_f \sqrt{\frac{A}{Q}}, \quad (\text{A.13})$$

$$\begin{aligned} \rho' &= \frac{\hbar}{\sqrt{2mR_0e^2}}(\rho\chi)^{1/2} \\ &= \sqrt{AZ_c Z_f (A_c^{1/3} + A_f^{1/3})} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Avec $R_0 \sim 1.2fm$.

Les coefficients a,b et c sont donnés par [14] :

$$\begin{cases} a = 0.4314 \\ b = -0.4087 \\ c = -25.7725 \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

A.5 Loi de Horoi

Il a été établi expérimentalement que le logarithme décimal de la demi-vie dépend de la quantité $S = \frac{(Z_c Z_f)^{0.6}}{\sqrt{Q}}$ selon la relation suivante [105] :

$$\log T_{1/2} = C_1(S - 7) + C_2 \quad (\text{A.16})$$

Les valeurs de C_1 et C_2 sont extraites de l'expérience. De même, l'expérience a montré une dépendance du logarithme décimal par rapport à la masse réduite du système $\sqrt{\mu}$.

$$\sqrt{\mu} = \sqrt{\frac{A_c A_f}{A_c + A_f}} \quad (\text{A.17})$$

En considérant les effets précédents, l'ajustement par rapport aux données expérimentales indique que la demi-vie d'un émetteur cluster obéit approximativement à la loi suivante [105] :

$$\log T_{1/2} = (a_1 \mu^x + b_1) \left[\frac{(Z_c Z_f)^y}{\sqrt{Q}} - 7 \right] + (a_2 \mu^x + b_2) \quad (\text{A.18})$$

Les valeurs de $a_1 = 9.1$, $b_1 = -10.2$, $a_2 = 7.39$, $b_2 = -23.2$, $x = 0.416$ et $y = 0.613$ sont obtenues par ajustement des valeurs de la demi-vie calculées par rapport aux données

expérimentales de 119 désintégrations alpha [102] et 11 désintégrations cluster [106].

Bibliographie

- [1] <https://people.nscl.msu.edu/thoennes/isotopes/>.
- [2] H. Geiger and J.M. Nuttall, *Philos. Mag.* **22** (1911) 613; H. Geiger, *Z. Phys.* **8** (1922) 45.
- [3] G. Gamow *Z. Phys.* **51**(1928) 204; R. W. Gurney and E. U. Condon, *Nature* **122** (1928) 439 .
- [4] X Ray & Radioactivity Centennial Calendar. Health Physics Society's History Committee, 1995.
- [5] Herman Cember : *Introduction to Health Physics*. Third edition. McGraw-Hill, 1996.
- [6] Cherry Lewis : *The Dating Game – one Man's Search for the Age of the Earth*. Cambridge University Press, Cambridge 2000.
- [7] H.J. Rose and G.A. Jones, *Nature* **307** (1984) 245.
- [8] R. Kumar, *Phys. Rev. C* **86** (2012) 044612.
- [9] M. Horoi, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **30** (2004) 945.
- [10] M. Balasubramaniam, S. Kumarasamy, N. Arunachalam and R. K. Gupta, *Phys. Rev. C* **70** (2004) 017301.
- [11] 6. Z. Ren, C. Xu and Z. Wang, *Phys. Rev. C* **70** (2004) 034304 .
- [12] 7. K. P. Santhosh, R. K. Biju and A. Joseph, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **35** (2008) 085102.
- [13] 8. K. Manimaran and M. Balasubramaniam, *Int. J. Mod. Phys. E.* **18** (2009) 1509.
- [14] 9. C. Qi, F. R. Xu, R. J. Liotta, R. Wyss, M. Y. Zhang, C. Asawatangkuldee and D. Hu, *Phys. Rev. C* **80** (2009) 044326.
- [15] 10. D. N. Poenaru, R. A. Gherghescu and W. Greiner, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 034615.
- [16] R. Blendowske and H. Walliser, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1930.
- [17] S.S. Malik and R.K. Gupta, *Phys. Rev. C* **39** (1989) 1992.
- [18] S. Kumar and R.K. Gupta, *Phys. Rev.* **55** (1997) 218.

-
- [19] 14. S. K. Arun, R. K. Gupta, S. Kanwar, B. B. Singh and M. K. Sharma, Phys. Rev. C **80** (2009) 034317.
- [20] 15. H. F. Zhang, J. M. Dong, G. Royer, W. Zuo and J. Q. Li, Phys. Rev. C **80** (2009) 037307.
- [21] 16. B. B. Singh, S. K. Patra and R. K. Gupta, Phys. Rev. C **82** (2010) 014607.
- [22] 17. D. Ni and Z. Ren, Phys. Rev. C **81** (2010) 064318 .
- [23] 18. G. Sawhney, M. K. Sharma and R. K. Gupta, Phys. Rev. C **83** (2011) 064610.
- [24] 20. G. Sawhney, K. Sandhu, M. K. Sharma and R. K. Gupta, Eur. Phys. J. A **50** (2014) 175.
- [25] 21. A. Soylu and S. Evlice, Nucl. Phys. A **936** (2015) 59.
- [26] K. P. Santhosh, R. K. Biju and A. Joseph, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **35** (2008) 085102.
- [27] D. N. Poenaru, M. Ivascu, A. Sandulescu and W. Greiner, Phys. Rev. C **32** (1985) 572.
- [28] D. N. Poenaru, W. Greiner, K. Depta, M. Ivascu, D. Mazilu and A. Sandulescu, Atom. Data Nucl. Data Tables. **34** (1986) 423.
- [29] Y. J. Shi and W. J. Swiatecki, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 300.
- [30] G. Shanmugam, B. Kamalaharan, Phys. Rev. C **38** (1988) 1377.
- [31] G. Royer, R. K. Gupta and V. Yu. Denisov, Nucl. Phys. A **632** (1988) 275.
- [32] B. Buck, A.C. Merchant, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **15** (1989) 615.
- [33] A. Sandulescu, R. K. Gupta, W. Greiner, F. Carstoiu and M. Horoi, Int. J. Mod. Phys. E. **1** (1992) 379.
- [34] M. Balasubramaniam and N. Arunachalam, Phys. Rev. C **71** (2005) 014603.
- [35] K. P. Santhosh and R. K. Biju, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **36** (2009) 015107.
- [36] K. P. Santhosh, R. K. Biju, S. Sahadevan and A. Joseph, Phys. Scripta **77** (2008) 065201.
- [37] J. Dong, W. Zuo, J. Gu, Y. Wang and B. Peng, Phys. Rev. C **81** (2010) 064309.
- [38] K. P. Santhosh and B. Priyanka, Nucl. Phys. A. **929** (2014) 20.
- [39] J. M. Dong, H. F. Zhang, J. Q. Li and W. Scheid, Eur. Phys. J. A. **41** (2009) 197.
- [40] N. S. Rajeswari and M. Balasubramaniam, Eur. Phys. J. A. **50** (2014) 105.
- [41] E. J. du Toit, S. M. Wyngaardt and S. M. Perez, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **42** (2015) 015103.
- [42] Y. J. Shi and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **438** (1985) 450.
- [43] I. Dutt, J. Phys. Pramana **76** (2011) 921.

- [44] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki and C. F. Tsang, *Ann. Phys. (NY)* **105** (1977) 427.
- [45] N. Wang and W. Scheid, *Phys. Rev. C* **78** (2008) 014607.
- [46] N. Wang, K. Zhao, W. Scheid and X. Wu, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 014603.
- [47] M. Flower, 2008, "The WKB Approximation", <https://www.coursehero.com/file/12272405/WKB/>.
- [48] David J. Griffiths, *Introduction to Quantum Mechanics*, 2^{ième} édition, 2014; Albert Messiah, *Mécanique quantique*, 2^{ième} édition, 2003; C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique quantique*, Vol 1, 1997; Lev Landau et Evguéni Lifchitz, *Physique théorique*, tome 3 : Mécanique quantique, 1982.
- [49] Kenneth S. Krane, "Introductory Nuclear Physics", 3^{ième} Edition pp 246-257.
- [50] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, A. H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* **729** (2003) 3; G. Audi et al., *Chin. Phys. C* **36** (2012) 1157.
- [51] NNDC at the Brookhaven National Laboratory, <http://www.nndc.bnl.gov/nudt2/>.
- [52] A.N. Andreyev and al., *J. Phys. G, Nucl, Part* **37** (2010) 035102.
- [53] M. Pfutzner, M. Karny, L. V. Grigorenko and K. Riisager, *Rev. Mod. Phys* **84** (2012) 567.
- [54] K. Van de Vel et al., *Phys. Rev. C* **68** (2003) 054311.
- [55] A.N. Andreyev, et al., *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 242502.
- [56] Éric Ansoborlo, Jean Aupiais et Nicolas Baglan, "Mesure du rayonnement alpha", pp 22.
- [57] I. Dutt and R.K. Puri, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 064608.
- [58] I. Dutt and R.K. Puri, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 064609.
- [59] I. Dutt and R.K. Puri, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 044615.
- [60] G. Süßmann, Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-1615 (1973).
- [61] W.D. Myers, *Nucl. Phys. A* **204** (1973) 465.
- [62] C.K. Phookan and K. Kalita, *Nucl. Phys. A* **899** (2013) 29–43.
- [63] W. Reisdorf, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys* **20** (1994) 1297.
- [64] W. D. Myers and W. J. Swiatecki, *Ark. Fys.* **36** (1967) 343.
- [65] W.J. Swiatecki, Lawrence Berkeley Laboratory Report, LBL **4296** (1975).
- [66] P. Moller and J. R. Nix, *Nucl. Phys. A* **361**(1981) 117.
- [67] W. D. Myers and W. J. Swiatecki, *Phys. Rev. C* **62** (2000) 044610.
- [68] W. D. Myers and W. J. Swiatecki, *Ann. Phys.* **55** (1969) 395; *Nucl. Phys. A* **336** (1980) 267.
- [69] B. Nerlo-Pomorska and K. Pomorska, *Z. Phys A* **348** (1994) 169.

- [70] G. Royer and R. Rousseau, *Eur. Phys. J. A* **42** (2009) 541.
- [71] R. Bass, *Phys. Lett. B* **47** (1973) 139; *Nucl. Phys. A* **231** (1974) 45.
- [72] R. Bass, *Phys. Lett.* **39** (1977) 265.
- [73] P. R. Christensen and A. Winther, *Phys. Lett. B* **65** (1976) 19.
- [74] A. Winther, *Nucl. Phys. A* **594** (1995) 203.
- [75] H. Ngô and C. Ngô, *Nucl. Phys. A* **348** (1980) 140.
- [76] V. Y. Denisov, *Phys. Lett. B* **526** (2002) 315.
- [77] F. Saidi, M. R. Oudih, M. Fellah and N. H. Allal, *Mod. Phys. Lett. A* **30** (2015) 1550150.
- [78] K. P. Santoch, J. G. Hoseph and S. Sahadevan, *Phys. Rev C* **82** (2010) 064605.
- [79] F. Saidi and M. R. Oudih, "The 9th Internatinal Conferance in Subatomic Physics and Applications", 30 September-02 october 2013, Contantine, Algeria.
- [80] R. K. Gupta, M. Balasubramaniam, R. Kumar, N. Singh, M. Manhas and W. Greiner, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys* **31** (2005) 631.
- [81] E. Javadimanesh, H. Hassanabadi and A. A. Rajabi, *Mod. Phys. Lett. A* **27** (2012) 1250226.
- [82] M. R. Pahlavani, S. A. Alavi and N. Tahanipour, *Mod. Phys. Lett. A* **16** (2013) 1350065.
- [83] F. Saidi, M. R. Oudih, M. Fellah and N. H. Allal, "The 9th International Physics Conference of the Balkan Physical Union", 24-27 August 2015, Istanbul University, Istanbul, Turkey.
- [84] A. Bohr, B.R. Mottelson and D. Pines, *Phys. Rev* **110** (1958) 936.
- [85] W.A. Friedman, arXiv :0911.0634v1 [nucl-th] 2009.
- [86] B. Buck and A. C. Merchant . *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54** (1993) 53.
- [87] Siligeanu and A.I. Budaca, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **98** (2012) 1096.
- [88] Yu.S. Zamyatnin, S.G. Kadmski, S.D. Kurgalin, V.I. Furman and Yu.M. Chuvilski, *Sov. J. Nucl. Phys* **57**. (1994) 1905.
- [89] D.N. Poenaru, D. Schnabel, W. Greiner, D. Mazilu, R. Gherghescu, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **48** (1991) 231.
- [90] G.A. Pik-Pichak, *Yad. Fiz.* **44** (1986) 1421, *Sov. J. Nucl. Phys.* **44** (1986) 923.
- [91] R. Blendowske, T. Fliessbach and H. Walliser, *Nucl. Phys. A* **464** (1987) 75.
- [92] R. K. Gupta, Nuclear reaction mechanisms, in *Proc. 5th Int. Conf. (Varenna, Italy, 1988)* 416.
- [93] D.N. Poenaru, M. Ivascu, A. Sandulescu and W. Greiner, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys* **10** (1984) 183.

-
- [94] W. Greiner, M. Ivascu, D.N. Poenaru and A. Sandulescu, *Z. Phys. Atoms and Nuclei* **320** (1985) 347.
- [95] Y.J. Sch and W. J. Swiatecki, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 300.
- [96] Deepica Jain, Raj Kumar and Monoj K. Sharma, *Nucl. Phys A* **915** (2013) 106.
- [97] M. R. Oudih, F. Saidi, M. Fellah and N. H. Allal, "The first international African Symposium on Exotic Nuclei", 02-06 December 2013, Somerset west, South Africa.
- [98] G. Audi, A.H. Wapstra and C. Thibault, *Nucl. Phys. A* **729** (2003) 337.
- [99] K.P. Santhosh, B. Priyanka and M.S. Unnikrishnan, *Nucl. Phys A* **889** (2012) 29.
- [100] V.E. Viola Jr and G.T. Seaborg, *J. Inorg. Nucl. Chem* **28** (1966) 741
- [101] A Sobiczewski, Z Patyk and S Cwiok, *Phys. Lett. B* **224** (1989) 1 .
- [102] B. Alex Brown, *Phys. Rev C* **46** (1992) 811.
- [103] R. Blendowske, T. Fliessbach, and H.Walliser, In *Nuclear Decay Modes* (IOP Publishing, Bristol, 1996) 337.
- [104] A. M. Lane and R. G. Thomas, *Rev. Mod. Phys.* **257** (1958) 30.
- [105] M. Horoi and A. Brown, A. Sandulescu, arXiv :nucl-th/9403008v1, 1994.
- [106] A. Sandulescu and W. Greiner, *Rep. Prog. Phys.* **55** (1992) 1423.