

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Ferhat Abbas – Sétif

N°: 14/2009

THESE

Présentée à la Faculté des Sciences
Département de Physique
Pour l'obtention du Diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité PHYSIQUE

Par

DEGHFEL Bahri

THEME

**DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES D'IONISATION ET DE
PRODUCTION DES RAIES M DES ELEMENTS LOURDS**

Soutenu le : 03/12/2009

Devant le jury :

Président: MAAMACHE Mustapha
Rapporteur: NEKKAB Mohammed
Examineur: MEFTAH Ali
Examineur: TOBBECHE Said
Examineur: CHAOUI Zine-El-Abidine

Professeur (UFA Sétif)
Professeur (U M'sila)
Professeur (U Skikda)
Professeur (UHL Batna)
MCA (UFA Sétif)

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué sous la direction de Monsieur M.Nekkab, Professeur à l'Université de M'sila, qui malgré ses nombreuses occupations, a dispensé sans compter son temps et ses conseils pour l'élaboration du mémoire. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de mes profondes gratitudee et mes admirations.

Nous avons toujours trouvé un accueil chaleureux et un bon conseil auprès de Monsieur MAAMACHE Mustapha, Professeur à l'Université Ferhat Abbas de Sétif, qui nous a fait l'honneur de présider le jury. Qu'il nous ait permis de lui exprimer toute ma reconnaissance et mes plus sincères dévouements.

Que Monsieur MEFTAH Ali, Professeur à l'Université de Skikda, qui a fait l'honneur d'examiner ce travail, qu'il veuille bien accepter mes plus vifs remerciements.

Je tiens ici à remercier Monsieur TOBBECHE Said, Professeur à l'Université de Batna, pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail en acceptant de faire partie de la commission d'examen.

Mes remerciements vont également à Monsieur CHAOUI Zine-El-Abidine, Maître de Conférence à l'Université de Sétif, pour ses critiques fructueuses qui n'ont fait qu'enrichir davantage ce manuscrit, particulièrement de faire partie du jury.

Je suis heureux également de trouver l'occasion de témoigner ma reconnaissance à tous ceux qui ont participé de près ou loin dans l'élaboration de ce travail, notamment A.Kahoul, pour ses critiques constructives ainsi que pour sa disponibilité permanente.

DEGHFEL Bahri

A mes chers parents

A ma femme Salima

A mon fils Oussama, ma petite fille Assma

A tous ceux qui me sont chères et proches.

Je dédie ce travail

TABLE DES MATIERESE

INTRODUCTION	1
---------------------	----------

CHAPITRE I**RAPPELS THEORIQUES**

I.1. Introduction	6
I.2. Transitions électroniques et règles de sélection	6
I.3. Modèle quantique PWBA	11
I.3.1. Description de la diffusion	11
I.3.2. Amplitude de la diffusion	13
I.3.3. Approximation de Born	16
I.3.4. Section efficace de diffusion	18
I.3.5. Section efficace d'ionisation	21
I.3.6. Section efficace de production de rayons X	24
I.3.7. Facteur de forme de la couche M	27
I.3.8. Autres modèles théoriques	31
Références bibliographiques	32

CHAPITRE II**RESULTATS DES MODELES PWBA ET ECPSSR**

II.1. Introduction	33
II.1. Résultats du modèle PWBA	33
II.2. Modèle quantique ECPSSR	34
II.2.1. La théorie ECPSSR	34
II.2.2. Résultats du modèle ECPSSR	37
Références bibliographiques	43

CHAPITRE III**BASE DE DONNEES DES SECTIONS EFFICACES**

III.1. Introduction	44
III.2. Distribution des données expérimentales	44
III.3. Explication des tables des sections efficaces de production	46
III.4. Conversion section efficace d'ionisation- section efficace de production de rayons X	57
Références bibliographiques	59

CHAPITRE IV**SECTIONS EFFICACES SEMI-EMPIRIQUES ET EMPIRIQUES****DES RAIES *M***

VI.A. Traitement collectif (par groupe de numéros atomiques)	60
IV.A.1. Introduction	60
IV.A.2. Section efficace semi-empirique "référence"	61
IV.A.3. Section efficace empirique de production des raies <i>M</i>	63
IV.A.4. Résultats des sections efficaces semi-empiriques et empiriques	69
VI.B. Traitement individuel (par élément)	80
IV.B.1. Section efficace semi-empirique "référence"	80
IV.B.2. Section efficace empirique de production des raies <i>M</i>	80
IV.B.3. Résultats des sections efficaces semi-empiriques et empiriques	98
Références bibliographiques	99
CONCLUSION	101
LEGENDES DES FIGURES ET DES TABLEAUX	103
PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS	107

INTRODUCTION

L'excitation des rayons X par des particules chargées présente un grand intérêt pratique. Ce processus d'interaction rayonnement-matière est dominé par l'ionisation directe de Coulomb par impact d'ions légers avec la cible, menant ainsi à la création des lacunes (états électroniques vacants). L'atome cible retrouve alors sa stabilité (désexcitation) par émission radiative des rayons X ou par des processus non radiatifs d'Auger ou de Coster-Kronig [Me.58]. L'ionisation des couches internes et la production des rayons X par des particules chargées ont été intensivement étudiées durant les quatre dernières décennies, principalement en raison de leur importance pour la technique d'analyse par émission des rayons X induite par des particules chargées (Particle Induced X-ray Emission - PIXE). Cette technique d'analyse est basée sur l'ionisation des couches internes (K , L ou M) de l'atome cible conduisant, par réarrangement électronique, à la production des rayons X qui sont caractéristiques de l'élément ionisé et donc des informations sur la composition élémentaire de l'échantillon à étudier peuvent être tirées de l'analyse du spectre X obtenu.

Les mesures des sections efficaces d'ionisation induites par des ions légers aussi bien que lourds offrent une base expérimentale pour développer et examiner les descriptions théoriques des processus d'ionisation et de désexcitation des couches internes. La plupart des premières expériences ont été exécutées par impact d'ions légers dans les couches K et L [Ha.76]. Le progrès enregistré dans l'élaboration d'accélérateurs d'ions lourds a conduit à la mesure des sections efficaces lesquelles résultent d'interactions plus complexes en raison de l'ionisation multiple et de processus de capture électronique.

Les premières expériences concernant l'ionisation de la couche M ont été effectuées pour des ions légers, principalement les protons et les particules alpha, en utilisant des cibles épaisses [Kh.64]. Avec le développement des détecteurs à semi-conducteur, des données plus précises et fiables sont devenues disponibles pour l'ionisation de la couche M par des ions légers ([Bu.73] et [Th.74]) et lourds ([Me.83] et [An.87]). Dans ces expériences des cibles minces ont été typiquement employées améliorant ainsi la qualité

des données expérimentales de manière sensible. Néanmoins, les sections efficaces d'ionisation ou de production mesurées des raies M disponibles dans la littérature sont sensiblement dispersées, excédant parfois les niveaux de leurs incertitudes.

Durant les dernières années, plus de résultats expérimentaux pour l'ionisation de la couche M dans les éléments lourds bombardés par des ions légers sont devenus disponibles ([Pa.90] et [Pa.99]). Pour ces collisions fortement asymétriques, où la masse du projectile est plus petite que celle de la cible, l'ionisation multiple et le processus de capture électronique jouent un rôle négligeable.

Les approches théoriques développées pour décrire l'ionisation des couches intérieures par des projectiles légers et chargés ont été concentrées sur la description des collisions asymétriques ($Z_1 \ll Z_2$), où Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques du projectile et de la cible, respectivement. Dans de telles collisions, les lacunes créées dans les couches internes sont produites principalement par le processus d'ionisation directe de Coulomb, qui peut être traité en mécanique quantique en utilisant des approches basées sur la perturbation en premier ordre des états électroniques ; à savoir l'approximation de Born des ondes planes (**Plane Wave Born Approximation - PWBA**) [Me.58] et l'approximation semi classique (**Semi-Classical Approximation - SCA**) [Ba.59].

En plus du traitement de la mécanique quantique, l'approche classique nonperturbative, connue sous le nom de l'approximation de la rencontre binaire (**Binary Encounter Approximation - BEA**) [Ga.70], a été développée pour décrire l'ionisation directe. Ce modèle traite le processus d'ionisation d'une manière plus simplifiée et ne sera pas discuté ici. Les modèles standard de l'ionisation directe, PWBA [Ch.73] et SCA [Ha.73], ont été encore développés pour inclure la trajectoire hyperbolique du projectile [Br.66], les fonctions d'onde relativistes [Ch.71] et les corrections provenant de l'effet de liaison-polarisation entre le projectile et la cible [Ba.73].

L'approche d'ionisation la plus avancée, qui dépasse le traitement du modèle PWBA en premier ordre de la perturbation, tient compte du déroulement de l'interaction entre le projectile et la cible pour inclure ; l'effet de liaison-polarisation dans l'approximation des états stationnaires perturbés (**Perturbed Stationary State-PSS**) ; l'effet de la perte d'énergie du projectile (**Energy loss-E**) animé de grande vitesse pour lequel la durée de l'interaction avec la cible est courte lors de son passage ; l'effet de déflexion Coulombienne (**Coulomb Deflection-C**) ; et la description relativiste des électrons des

couches internes (**Relativistic Effect** - R). L'ensemble de ces corrections conduisent à l'élaboration de ce qu'est connue sous le nom du modèle *ECPSSR* [Br.81].

Les premiers travaux théoriques pour calculer la section efficace d'ionisation (de production) des couches internes dans le cadre du modèle *PWBA*, ont été entamés par Merzbacher et Lewis [Me.58], Khandelwal et al. [Kh.69], Choi et al. [Ch.71] et Rice et al. [Ri.77]. La comparaison entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales, montre bien le désaccord surtout à basse énergie.

Un programme numérique, basé sur les corrections introduites sur le modèle *PWBA*, a été développé pour calculer les sections efficaces de production de rayons X des raies *M*. Dans ce travail, nous avons présenté les résultats de calcul des sections efficaces des raies *M* des éléments lourds de numéro atomique $72 \leq Z \leq 90$ par des protons d'énergie comprise entre 0.1 MeV et 4.0 MeV. Nos valeurs théoriques s'écartent de plus en plus des données expérimentales, surtout à basse énergie. Donc, une contribution pour calculer des sections efficaces de production des raies *M* reproduisant les données expérimentales, devient nécessaire. A ce propos et après des tentatives préliminaires sur la couche *K* ([Ka.08a] et [Ka.08b]), notre groupe a pu obtenir des formules analytiques pour calculer la section efficace des raies *M* basées sur la normalisation des données expérimentales aux résultats de la théorie *ECPSSR*, d'une part, et sur la modélisation des données expérimentales, d'autre part [De.09].

Le premier chapitre du présent travail est consacré à l'étude théorique du modèle *PWBA* utilisé pour décrire l'ionisation d'un atome par une particule chargée en introduisant la notion de section efficace d'ionisation et de production des rayons X, paramètres essentiels pour faire la comparaison avec l'expérience.

Dans le deuxième chapitre nous avons calculé les sections efficaces dans le cadre du modèle *PWBA*. La comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales, montre bien un désaccord surtout à basse énergie. Pour palier les insuffisances du modèle *PWBA* à basses énergies; nous avons corrigé ce modèle en introduisant certains effets ; relativiste ; la déflexion coulombienne ; l'augmentation de l'énergie de liaison des électrons de l'atome cible ; la perte d'énergie du projectile lors de son passage à proximité de la cible, donnant naissance au modèle *ECPSSR*.

Encore, nous avons comparé les résultats obtenus avec l'expérience dans le troisième chapitre. Bien que ces améliorations successives aient été incorporées dans la théorie *ECPSSR*, des déviations continuent d'apparaître entre les données expérimentales et les

prévisions théoriques. Donc, il est nécessaire d'adopter des méthodes semi-empiriques basées sur la normalisation des données expérimentales aux résultats de la théorie *ECPSSR* correspondants et des méthodes empiriques basées sur la modélisation des données expérimentales des sections efficaces de production de la couche *M*, qui sont bien moins nombreuses que celles des couches *K* et *L* ; c'est le but du quatrième chapitre.

Références bibliographiques

- [An.87] M. C. Andrews, F. D. McDaniel, J. L. Duggan, P. D. Miller, P. L. Pepmiller, H. F. Krause, T. M. Rosseel, L. A. Rayburn, R. Mehta, and G. Lapicki, Phys. Rev. A **36**, 3699 (1987).
- [Ba.59] J. Bang and J. M. Hansteen, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. **31**, 13 (1959).
- [Ba.73] G. Basbas, W. Brandt, and R. Laubert, Phys. Rev. A **7**, 983 (1973).
- [Br.66] R. W. Brandt and I. Sellin, Phys. Rev. **151**, 56 (1966).
- [Br.81] W. Brandt and G. Lapicki, Phys. Rev. A **23**, 1717 (1981).
- [Bu.73] C. Busch, A. Bashkin, P. Nettles, S. Shafroth, and A. Waltner, Phys. Rev. **A7**, 1601 (1973).
- [De.09] B. Deghfel, M. Nekkab and A. Kahoul, X-Ray spectrom. **38(5)**, 399 (2009).
- [Ch.71] B. H. Choi, Phys. Rev. A **4**, 1002 (1971).
- [Ch.73] B. H. Choi, E. Merzbacher, and G. S. Khandelwal, At. Data **5**, 291 (1973).
- [Ga.70] J. Garcia, Phys. Rev. A **1**, 280 (1970); **1**, 1402 (1970).
- [Ha.73] J. M. Hansteen and O. P. Mosebakk, Nucl. Phys. A **201**, 541 (1973).
- [Ha.76] T. L. Hardt and R. L. Watson, At. Data Nucl. Data Tables **17**, 107 (1976).
- [Ka.08a] A. Kahoul, M. Nekkab and B. Deghfel, X-Ray spectrom. **37**, 536 (2008).
- [Ka.08b] A. Kahoul, M. Nekkab and B. Deghfel, Nucl. Instr. and Meth.B **26**, 4969(2008).
- [Kh.64] J. Khan, D. Potter, and D. Worley, Phys. Rev. **135**, A511 (1964).
- [Kh.69] G.S. Khandelwal, B.H. Choi and E. Merzbacher, Atom. Data and Nucl. Data Tables **1**, 103 (1969).
- [Me.58] E. Merzbacher and H.W.Lewis Encyclopedia of physics Vol.34 Springer Veslag Berlin, 166 (1958).
- [Me.83] R. Mehta, J. L. Duggan, F. D. McDaniel, M. C. Andrews, G. Lapicki, P. D. Miller, L. A. Rayburn, and A. R. Zander, Phys. Rev. A **28**, 2722 (1983).
- [Pa.90] M. Pajek, A. Kobzev, R. Sandrik, A. Skrypnik, R. Ilkhamov, S. Khusmurodov, and G. Lapicki, Phys. Rev. A **42**, 261 (1990).
- [Pa.99] M. Pajek, M. Jaskóła, T. Czyżewski, L. Głowacka, D. Banaś, J. Braziewicz, W. Kretschmer, G. Lapicki, and D. Trautmann, Nucl. Instr. and Meth.B **150**, 33(1999).
- [Ri.77] R.K. Rice, G. basbas and F.D. McDaniel, Atom. Data and Nucl. Data Tables **20**, 503 (1977).
- [Th.74] S. Thornton, R. McKnight, and R. Karlowicz, Phys. Rev. **A10**, 219 (1974).

CHAPITRE I

RAPPELS THEORIQUES

I.1. Introduction

A la fin de 1895 le physicien allemand Wilhelm C. Röntgen annonçait une nouvelle découverte de rayonnements, qu'il appela plus tard rayons X. Cette découverte trouve, dans un premier temps, ses applications dans le domaine principalement de la médecine. Stimulé par le modèle d'atome de Niels Bohr, H.G.J. MOSELEY étudie l'ensemble des spectres de rayons X des éléments du calcium au zinc. Il montre ainsi que la composition chimique d'une substance peut être déterminée complètement par son spectre de rayons X. Röntgen interprète les rayons X comme étant " une vibration longitudinale de l'éther ". Il faudra seize ans pour que Von Laue finisse par établir la nature véritable des rayons X: des radiations électromagnétiques de très courte longueur d'onde (comprises entre 0,1 et 50 Å environ). Les rayons X sont, en fait, plutôt définis par leur mode de production : rayons X caractéristiques provenant de transition de l'électron atomique de son état initial vers un autre état plus lié à l'atome.

I.2. Transitions électroniques et règles de sélection

Un atome est composé d'un ensemble d'électrons tournent autour d'un noyau. Ces électrons sont répartis sur différentes couches électroniques désignées par des lettres à partir de la couche *K*, qui est la couche la plus élevée du point de vue énergétique (et donc la plus liée au noyau). Les couches explorées en fluorescence X sont principalement les couches *K*, *L*, *M* (parfois *N*). L'énergie de liaison d'une sous-couche (orbitale) électronique correspond, en fait, à l'énergie nécessaire pour arracher un des électrons du noyau. Cette énergie dépend des 4 nombres quantiques n , l , m et j ;

- n (nombre quantique principal) est associé aux orbitales successives ; $n=1$ correspond à la couche *K* ; $n=2$ à la couche *L*...etc.
- l (nombre quantique orbital) peut prendre toutes les valeurs entières de 0 à $n-1$ compris.
- m (nombre quantique magnétique) peut prendre toutes les valeurs entières de $-l$ à $+l$, y compris 0.

• j (nombre quantique interne) peut prendre toutes les valeurs entières positifs de $|l - s|$ à $|l + s|$ où s est le nombre quantique de spin ($s = \pm 1/2$).

Les niveaux de transition sont donnés dans le tableau I.1 en utilisant les notations empiriques et quantiques. Les électrons d'un atome ne peuvent avoir que des énergies correspondantes à des niveaux dépendant en première approximation du nombre entier n (nombre quantique principal). Ces états d'énergie sont stationnaires: lorsque l'électron se trouve dans un de ces états stationnaires (orbitaux), il n'échange pas d'énergie avec l'extérieur. L'état le plus stable d'un électron est appelé *état fondamental*.

Le passage d'un état d'énergie à un autre s'effectue grâce à un saut énergétique. Pour faire passer un électron de son état fondamental à un autre état excité, il faut lui fournir une énergie égale, au minimum, à la différence entre les deux niveaux d'énergie impliqués dans cette transition. Cependant toutes les transitions ne sont pas possibles. Celles qui sont possibles peuvent être résumées par les *règles de sélection* basées sur les variations des *nombres quantiques* permises (bien que pour certains éléments, des raies interdites soient observées). Pour un atome d'hydrogène [Ba.72]:

- aucune restriction sur la variation de n
- $\Delta l = \pm 1$; $\Delta m = 0$ ou ± 1 ; $\Delta s = 0$ (I.2.1)

Pour une molécule diatomique:

- $\Delta n = \pm 1$; $\Delta j = \pm 1$; $\Delta m = 0$ ou ± 1 (I.2.2)

Tableau I.1 Niveaux de transition en notations empiriques et quantiques.

Notation empirique	l	j	Notation quantique
K	0	1/2	1s1/2
L ₁	0	1/2	2s1/2
L ₂	1	1/2	2p1/2
L ₃	1	3/2	2p3/2
M ₁	0	1/2	3s1/2
M ₂	1	1/2	3p1/2
M ₃	1	3/2	3p3/2
M ₄	2	3/2	3d3/2
M ₅	2	5/2	3d5/2
N ₁	0	1/2	4s1/2
N ₂	1	1/2	4p1/2
N ₃	1	3/2	4p3/2
N ₄	2	3/2	4d3/2
N ₅	2	5/2	4d5/2
N ₆	3	5/2	4f5/2
N ₇	3	7/2	4f7/2

Lorsqu'un faisceau incident d'énergie suffisante frappe un atome, il y a une certaine probabilité qu'il arrache les électrons des couches internes, ionisant ainsi l'atome qui se trouve alors dans un état instable. L'atome retrouve sa stabilité par «réorganisation interne»; des électrons des couches plus externes que celles des électrons éjectés «ou primaires», vont venir combler les états vacants en libérant la différence d'énergie entre les couches de départ et d'arrivée de l'électron sous forme de rayonnement électromagnétique de haute énergie (photon X).

La désexcitation des atomes peut se produire non seulement par l'émission du rayonnement électromagnétique, mais également par d'autres processus concurrents. D'une série classique d'expériences, Auger démontra que l'énergie libérée par l'atome lors de sa désexcitation vers les couches internes peut s'employer en émettant d'autres électrons par des transitions non-radiatives. En outre, en étudiant des spectres d'émission des rayons X, Coster et Kronig découvrirent des transitions non-radiatives entre les sous-couches de la même couche [Ba.72].

Le rendement de fluorescence d'une couche ou d'une sous-couche atomique est défini comme étant la probabilité pour qu'une lacune dans cette couche ou sous-couche soit comblée par une transition radiative. Un atome avec une lacune est dans un état excité; soit Γ la largeur ou l'incertitude totale sur l'énergie de cet état, qui est reliée à sa durée de vie moyenne τ par $\Gamma = \hbar/\tau$. La largeur Γ est la somme de la largeur radiative Γ_R , la largeur non-radiative Γ_A et la largeur de Coster-Kronig Γ_{CK} . Alors, le rendement de fluorescence ω est donc donné par :

$$\omega = \Gamma_R/\Gamma . \quad (\text{I.2.3})$$

En outre, pour un échantillon d'atomes, le rendement de fluorescence d'une couche est égal au nombre de photons émis I_X , où de lacunes dans cette couche sont remplies, divisé par le nombre n_X de lacunes primaires :

$$\omega_X = I_X/n_X . \quad (\text{I.2.4})$$

L'application de cette définition sur la couche K d'un atome, contenant normalement deux électrons, ne pose aucune complication, tandis que le rendement de fluorescence des couches atomiques plus élevées, qui comporte plus d'une sous couche, est plus compliqué

pour deux raisons ; d'abord, le rendement moyen de fluorescence dépend de la façon dont les couches sont ionisées, où les différentes méthodes d'ionisation génèrent différentes distributions des lacunes primaires ; en second lieu, les transitions de Coster-Kronig, qui sont des transitions entre les sous-couches ayant le même nombre quantique principal, permettent à une lacune primaire créée dans l'une des sous-couches de faire une transition à une autre sous-couche plus élevée avant que cette lacune soit remplie par une autre transition. Soit ω_i^X le rendement de fluorescence de la i ème sous-couche d'une couche dont le nombre quantique principal est désigné par X ($X=K, L, M\dots$). Selon l'équation donnant le rendement de fluorescence d'une couche atomique, on obtient pour une sous couche :

$$\omega_i^X = I_i^X / n_i^X . \quad (\text{I.2.5})$$

Le rendement moyen de fluorescence pour une couche X peut alors être défini comme suit :

$$\varpi_X = \sum_{i=1}^k N_i^X \omega_i^X , \quad (\text{I.2.6})$$

où N_i^X est le nombre relatif de lacunes primaires dans la i ème sous couche de la couche X :

$$N_i^X = n_i^X / \sum_{i=1}^k n_i^X \text{ et } \sum_{i=1}^k N_i^X = 1 . \quad (\text{I.1.7})$$

La somme dans les équations (I.2.6) et (I.2.7) s'étend sur toutes les sous couches k de la couche X .

Le nombre total des lacunes n_X dans toutes les sous couches de la couche X est donné par :

$$n_X = \sum_{i=1}^k n_i^X . \quad (\text{I.2.8})$$

Alors, le rendement moyen de fluorescence ϖ_X de la couche X peut être écrit comme suit :

$$\varpi_X = I_X / n_X . \quad (\text{I.2.9})$$

Afin que la définition (I.2.6) de ϖ_X soit applicable, il faut que la distribution de lacunes primaires doive rester inchangée avant que ces lacunes soient remplies à partir des couches plus élevées, c-à-d, les transitions de Coster-Kronig doivent être absentes. Afin de déterminer les quantités atomiques ω_i^X pour toutes les sous couches k de la couche X , il est nécessaire d'exécuter l'expérience k fois, chacune donne un rapport de lacunes primaires

différent des autres. Ces expériences rapportent un ensemble de rendements moyens de fluorescence :

$$(\varpi_x)_l = \sum_{i=1}^k (N_i^X)_l \omega_i^X ; l = 1, \dots, k, \quad (\text{I.2.10})$$

qui peut alors être résolu pour les rendements de fluorescence des k sous couches.

En étudiant les transitions de Coster-Kronig, deux approches peuvent être prises en compte. D'abord, le rendement moyen de fluorescence ϖ_x peut être considéré comme combinaison linéaire des rendements de fluorescence ω_i^X des sous couches k définies par leurs distributions V_i^X des lacunes incluant le changement créé par les transitions de Coster-Kronig :

$$\varpi_x = \sum_{i=1}^k V_i^X \omega_i^X . \quad (\text{I.2.11})$$

La probabilité de Coster-Kronig pour faire passer une lacune d'une sous couche X_i à une autre sous couche plus élevée X_j est désignée par f_{ij}^X . Par conséquent, les quantités V_i^X peuvent être écrites en fonction de nombres des lacunes primaires N_i^X comme suit :

$$\begin{aligned} V_1^X &= N_1^X \\ V_2^X &= N_2^X + f_{12}^X N_1^X \\ V_3^X &= N_3^X + f_{23}^X N_2^X + (f_{13}^X + f_{12}^X f_{23}^X) N_1^X , \\ &\cdot \\ &\cdot \\ V_k^X &= N_k^X + f_{k-1,k}^X N_{k-1}^X + (f_{k-2,k-1}^X f_{k-1,k}^X) N_{k-2}^X + \dots + (f_{1k}^X + f_{12}^X f_{2k}^X + f_{12}^X f_{23}^X f_{3k}^X + \dots) N_1^X \end{aligned} \quad (\text{I.2.12})$$

En second lieu, le rendement moyen de fluorescence ϖ_x peut être considéré comme une combinaison linéaire de la distribution des lacunes primaires N_i^X avec un ensemble de coefficients ν_i^X incluant l'effet de transitions de Coster-Kronig [Ba.72]:

$$\varpi_x = \sum_{i=1}^k N_i^X \nu_i^X . \quad (\text{I.2.13})$$

Les relations de transformation entre N_i^X et V_i^X , d'une part, et entre ν_i^X et ω_i^X , d'autre part, sont obtenues à partir des équations (I.2.11), (I.2.12) et (I.2.13). En particulier, on donne ces relations pour les sous couches M_i ($i = 1, \dots, 5$) de la couche M comme suit :

$$\begin{aligned}
V_1 &= N_1, \\
V_2 &= N_2 + f_{12}N_1, \\
V_3 &= N_3 + f_{23}N_2 + (f_{13} + f_{12}f_{23})N_1 \\
V_4 &= N_4 + f_{34}N_3 + (f_{24} + f_{23}f_{34})N_2 + (f_{14} + f_{13}f_{34} + f_{12}f_{24} + f_{12}f_{23}f_{34})N_1 \\
V_5 &= N_5 + f_{45}N_4 + (f_{35} + f_{34}f_{45})N_3 + (f_{25} + f_{24}f_{45} + f_{23}f_{35} + f_{23}f_{34}f_{45})N_2 + \\
&\quad (f_{15} + f_{14}f_{45} + f_{13}f_{35} + f_{12}f_{25} + f_{13}f_{34}f_{45} + f_{12}f_{24}f_{45} + f_{12}f_{23}f_{35} + f_{12}f_{23}f_{34}f_{45})N_1. \quad (\text{I.2.14})
\end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
v_1 &= \omega_1 + f_{12}\omega_2 + (f_{13} + f_{12}f_{23})\omega_3 + (f_{14} + f_{12}f_{24} + f_{13}f_{34} + f_{12}f_{23}f_{34})\omega_4 + \\
&\quad (f_{15} + f_{12}f_{25} + f_{13}f_{35} + f_{14}f_{45} + f_{12}f_{23}f_{35} + f_{12}f_{24}f_{45} + f_{13}f_{34}f_{45} + f_{12}f_{23}f_{34}f_{45})\omega_5, \\
v_2 &= \omega_2 + f_{23}\omega_3 + (f_{24} + f_{23}f_{34})\omega_4 + (f_{25} + f_{23}f_{35} + f_{24}f_{45} + f_{23}f_{34}f_{45})\omega_5, \\
v_3 &= \omega_3 + f_{34}\omega_4 + (f_{35} + f_{34}f_{45})\omega_5, \\
v_4 &= \omega_4 + f_{45}\omega_5, \\
v_5 &= \omega_5. \quad (\text{I.2.15})
\end{aligned}$$

I.3. Modèle quantique *PWBA*

I.3.1. Description de la diffusion

On peut représenter schématiquement une expérience de diffusion de la façon suivante. Un faisceau de particules incidentes (projectile) de masse M_1 et de charge Z_1 entre en interaction avec une cible composée d'un ensemble d'atomes de masse M_2 et de charge Z_2 . Comme nous nous intéressons essentiellement dans cette partie à des diffusions binaires, il faut que la cible soit suffisamment mince pour que tels processus aient lieu, ce qui empêche toute diffusion multiple. De plus, dans tous les cas on négligera les effets dus au spin des particules qui composent le faisceau incident et on ne prendra pas en considération la structure interne du projectile (considéré comme une charge ponctuelle). La particule incidente pénètre dans la zone d'action de la particule cible où le système passe d'un état initial (projectile comme une onde plane et électron lié à l'atome) à un état final (projectile comme une onde diffusée et électron éjecté dans le continuum). Donc, la fonction d'onde du système peut être écrite comme le produit de la fonction d'onde du projectile, $\varphi(\vec{r}_1)$, et celle de l'électron de l'atome cible, $\phi(\vec{r}_2)$. On pose alors :

$$\psi_i(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \varphi_i(\vec{r}_1) \phi_i(\vec{r}_2)$$

$$\text{et} \quad \psi_f(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \varphi_f(\vec{r}_1) \phi_f(\vec{r}_2), \quad (\text{I.3.1})$$

où \vec{r}_1 et \vec{r}_2 sont, respectivement, les vecteurs positions du projectile et de l'électron atomique par rapport à l'atome cible supposé fixe.

Les fonctions $\varphi_i(\vec{r}_1)$ et $\varphi_f(\vec{r}_1)$, décrivant le mouvement de l'ion incident dans le champs créé par les électrons, chacun de vecteur position $\vec{r}_2 = \vec{r}_{2j}$, et le noyau de l'atome cible, sont déterminées en résolvant l'équation de Schrödinger pour l'ion incident avec le hamiltonien :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2M_1} \Delta + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_1} - \sum_{j=1}^{Z_2} \frac{Z_1 e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_{2j}|} + \dots \quad (\text{I.3.2})$$

dont les deux premiers termes dominant. La solution s'écrit alors sous forme d'une fonction d'onde coulombienne:

$$\varphi_{i/f}(\vec{r}_1) = e^{-2\pi/k_{i/f}} \Gamma\left(\mathbf{1} + \frac{i}{k_{i/f}}\right) e^{i\vec{k}_{i/f}\vec{r}_1} F\left(-\frac{i}{k_{i/f}}, \mathbf{1}, i(k_{i/f} r_1 - \vec{k}_{i/f} \vec{r}_1)\right), \quad (\text{I.3.3})$$

où $F(a, b, c)$ est la fonction hypergéométrique conflente. Ces fonctions d'onde coulombiennes se comportent comme des fonctions d'onde planes, $\varphi_{i/f}(\vec{r}_1) = e^{i\vec{k}_{i/f}\vec{r}_1}$, pour les ions incidents assez énergétiques ($k \gg \mathbf{1}$). D'ailleurs, si la charge de la particule incidente n'est pas très grande en valeur absolue que la charge de l'électron et en même temps petite comparativement à la charge du noyau atomique, alors les orbites de l'électron ne seront pas très polarisées quand le projectile s'approche de l'atome cible, ce qui permet d'admettre que les états des électrons de la cible, $\phi_i(\vec{r}_2)$ et $\phi_f(\vec{r}_2)$, sont ceux de l'atome non perturbé. Dans cette partie, on utilise la fonction d'onde non-relativiste de type hydrogénoïde pour décrire l'état initial et l'état final excité de l'électron (état lié), qui s'écrit sous la forme [Ba.72]:

$$\phi(\vec{r}_2) = \frac{2}{2n^{l+2} (2l+1)!} \sqrt{\frac{(n+l)!}{(n-l-1)!}} (2r_2)^l e^{-r_2/n} F(-n+l+1, 2l+2, \frac{2r_2}{n}) Y_l^m(\theta, \varphi), \quad (\text{I.3.4})$$

alors que la fonction d'onde de l'électron éjecté avec une énergie cinétique $\hbar^2 k^2 / 2m$ est de type coulombien :

$$\phi_f(\vec{r}_2) = \frac{e^{-2\pi/k}}{(2\pi)^{3/2}} \Gamma\left(\mathbf{1} + \frac{i}{k}\right) e^{i\vec{k}\vec{r}_2} F\left(-\frac{i}{k}, \mathbf{1}, i(kr - \vec{k}\vec{r}_2)\right). \quad (\text{I.3.5})$$

I.3.2. Amplitude de la diffusion

Nous supposons que l'interaction entre la particule incidente et la cible se fait via un potentiel d'interaction dépendant de la distance relative :

$$V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = V(\vec{r}). \quad (\text{I.3.6})$$

Nous nous limiterons dans cette partie à la caractérisation des particules incidentes après diffusion élastique où l'état final est composé des mêmes particules que l'état initial et où l'état interne des particules reste inchangé.

On montre alors que l'équation de Schrödinger pour les états stationnaires peut être séparée en deux équations, l'une représente le mouvement d'une particule fictive de masse $M = M_1 + M_2$ qui correspond au mouvement du centre de masse, l'autre équation s'écrit :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(\vec{r}) \right) \varphi(\vec{r}) = E \varphi(\vec{r}), \quad (\text{I.3.7})$$

et représente le mouvement relatif des deux particules (on suppose en général que c'est la particule cible qui reste au repos), c'est-à-dire qu'elle décrit le mouvement d'une particule fictive de masse égale à la masse réduite, $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$, dans le référentiel du centre de masse.

Comme il s'agit d'une collision élastique, l'énergie de la particule diffusée dans le référentiel du centre de masse reste constante et elle est égale à l'énergie de la particule incidente $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$. Ceci nous permet d'écrire la relation précédente sous la forme :

$$(\Delta + k^2) \varphi(\vec{r}) = U(\vec{r}) \varphi(\vec{r}), \quad (\text{I.3.8})$$

où $\varphi(\vec{r})$ représente la fonction d'onde du projectile décrite par l'équation de Schrödinger indépendante du temps (appelée aussi équation aux valeurs propres de Schrödinger) et $2\mu V(\vec{r}) / \hbar^2 = U(\vec{r})$. Donc, l'équation de Schrödinger décrivant l'évolution de la particule diffusée admet des solutions d'énergie E définies comme :

$$\chi(\vec{r}, t) = \varphi(\vec{r}) e^{\frac{iEt}{\hbar}}. \quad (\text{I.3.9})$$

La particule incidente, caractérisée par l'absence d'interaction avec la cible, est une particule libre décrite par une onde plane :

$$\varphi_i(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}}, \quad (\text{I.3.10})$$

solution de l'équation :

$$(\Delta + k_i^2)\varphi_i(\vec{r}) = \mathbf{0}. \quad (\text{I.3.11})$$

Durant l'interaction, l'onde $\varphi(\vec{r})$ sera décrite par l'équation précédente de Schrödinger du mouvement relatif (I.3.8). Pour déterminer cette solution, nous introduisons la fonction de Green $G(\vec{r}, \vec{r}')$, définie par la relation :

$$(\Delta + k^2)G(\vec{r} - \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (\text{I.3.12})$$

La solution de l'équation (I.3.8) s'écrit alors :

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi_i(\vec{r}) + \int G(\vec{r} - \vec{r}')U(\vec{r}')\varphi(\vec{r}')d\vec{r}'. \quad (\text{I.3.13})$$

Pour l'instant nous allons essayer de justifier la forme de cette solution. Par substitution dans l'équation (I.3.8), on obtient :

$$\begin{aligned} (\Delta + k^2)\varphi(\vec{r}) &= \int (\Delta + k^2)G(\vec{r} - \vec{r}')U(\vec{r}')\varphi(\vec{r}')d\vec{r}' \\ &= \int \delta(\vec{r} - \vec{r}')U(\vec{r}')\varphi(\vec{r}')d\vec{r}' \\ &= U(\vec{r})\varphi(\vec{r}), \end{aligned} \quad (\text{I.3.14})$$

équation identique à l'équation (I.3.8).

Le problème essentiel revient maintenant à la détermination de la fonction de Green, solution de l'équation (I.3.12). L'examen de cette équation nous montre que la fonction de Green doit être nulle pour toute valeur de \vec{r} différente de zéro ; $(\Delta + k^2)G(\vec{r})$ doit être nulle. Une onde sphérique divergente $\exp(K_i r)/r$, correspondante à une énergie incidente $E_i = \hbar^2 k_i^2 / 2\mu$, possède bien cette particularité, c'est ce qu'on peut vérifier en cherchant une solution sous cette forme [Sa.94] :

$$G(\vec{r} - \vec{r}') = -\frac{e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|}. \quad (\text{I.3.15})$$

On utilisera la relation suivante :

$$\Delta\left(\frac{1}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|}\right) = -\delta(\vec{r}-\vec{r}'). \quad (\text{I.3.16})$$

En posant $\vec{r} - \vec{r}' = \vec{r}''$, on obtient :

$$\Delta G(\vec{r} - \vec{r}') = \frac{k_i^2 e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} - \frac{ik_i e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{2\pi|\vec{r}-\vec{r}'|^2} + \delta(\vec{r}-\vec{r}')e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|} + \frac{2}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|^2}(ik_i e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}). \quad (\text{I.3.17})$$

Ce qui conduit à la relation :

$$\Delta G(\vec{r} - \vec{r}') = -k_i^2 G(\vec{r} - \vec{r}') + \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (\text{I.3.18})$$

Donc, la solution choisie est bien une solution de l'équation (I.3.12).

En utilisant les équations (I.3.13) et (I.3.15), la solution de l'équation (I.3.8) prend la forme :

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi_i(\vec{r}) - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(\vec{r}') \varphi(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (\text{I.3.19})$$

c'est une équation intégrale de la fonction d'onde $\varphi(\vec{r})$.

Par rapport à une origine O (particule cible) et un point P placé à une distance \vec{r}' de O , on observe, en un point M situé à une distance \vec{r} de O , le phénomène de diffusion ; la particule incidente diffuse à l'extérieur de la zone d'action du potentiel créé par la particule cible (figure I.1).

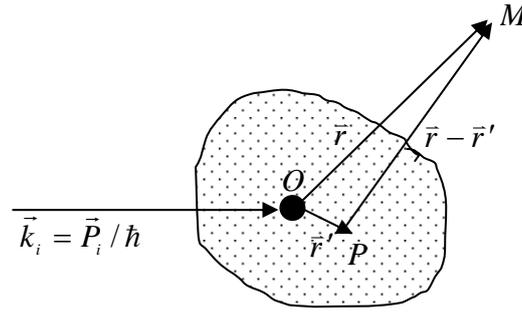


Figure I.1 Processus de diffusion — représente la zone d'action du potentiel créé par la cible.

La zone d'action précédemment définie est petite par rapport à la distance \vec{r} (place du détecteur), ceci nous permet de prendre une valeur approchée du dénominateur de l'équation (I.3.19) :

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = [r^2 + r'^2 - 2\vec{r}\vec{r}']^{1/2} = r \left[\mathbf{1} + \frac{r'^2}{r^2} - \frac{2\vec{r}\vec{r}'}{r^2} \right]^{1/2} \approx r \left[\mathbf{1} - \frac{\vec{r}\vec{r}'}{r^2} \right]. \quad (\text{I.3.20})$$

L'onde sphérique de l'intégrant devient ainsi :

$$\frac{e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \frac{e^{ik_i r \left(\mathbf{1} - \frac{\vec{r}\vec{r}'}{r^2} \right)}}{r \left(\mathbf{1} - \frac{\vec{r}\vec{r}'}{r^2} \right)} \approx \frac{e^{ik_i r}}{r} e^{-ik_i \frac{\vec{r}\vec{r}'}{r}}. \quad (\text{I.3.21})$$

Le vecteur impulsion émergent est défini comme suit (voir figure I.1) :

$$\vec{k}_f = k_i \frac{\vec{r}}{r}. \quad (\text{I.3.22})$$

L'onde émergente prend ainsi la forme suivante :

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi_i(\vec{r}) - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{ik_i r}}{r} \int e^{-i\vec{k}_f \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}') \varphi(\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (\text{I.3.23})$$

Cette onde se comporte comme une onde plane $\varphi_i(\vec{r})$ augmentée d'une onde sphérique diffusée $e^{ik_i r} / r$ d'amplitude f . Donc, l'onde émergente s'écrit sous la forme :

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi_i(\vec{r}) + f \frac{e^{ik_i r}}{r}. \quad (\text{I.3.24})$$

Où f est l'amplitude de diffusion exprimée en fonction du vecteur d'onde κ_f de la particule diffusée :

$$f = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}_f \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}') \varphi(\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (\text{I.3.25})$$

I.3.3. Approximation de Born

La résolution de l'équation intégrale (I.3.19) telle quelle n'est pas possible car nous retrouvons la fonction d'onde cherchée dans le second membre. On peut néanmoins résoudre ce type d'équation en utilisant la méthode des approximations successives. Un simple changement de notation $\vec{r} \rightarrow \vec{r}'$ et $\vec{r}' \rightarrow \vec{r}''$ nous permet d'écrire [Ne.02]:

$$\varphi(\vec{r}') = \varphi_i(\vec{r}') - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik_i|\vec{r}'-\vec{r}''|}}{|\vec{r}'-\vec{r}''|} V(\vec{r}'') \varphi(\vec{r}'') d\vec{r}'', \quad (\text{I.3.26})$$

que l'on porte dans l'équation intégrale (I.3.19) pour obtenir :

$$\begin{aligned} \varphi(\vec{r}) = \varphi_i(\vec{r}) - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(\vec{r}') \varphi_i(\vec{r}') d\vec{r}' + \\ \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \int \frac{e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(\vec{r}') \frac{e^{ik_i|\vec{r}'-\vec{r}''|}}{|\vec{r}'-\vec{r}''|} V(\vec{r}'') \varphi(\vec{r}'') d\vec{r}' d\vec{r}''. \end{aligned} \quad (\text{I.3.27})$$

Ce processus peut être répété pour exprimer $\varphi(\vec{r}'')$, on construit ainsi de proche en proche ce que l'on appelle le développement de Born :

$$\begin{aligned}
\varphi(\vec{r}) &= \varphi_i(\vec{r}) - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(\vec{r}') \varphi_i(\vec{r}') d\vec{r}' + \\
&\left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \int \frac{e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(\vec{r}') \frac{e^{ik_i|\vec{r}'-\vec{r}''|}}{|\vec{r}'-\vec{r}''|} V(\vec{r}'') \varphi_i(\vec{r}'') d\vec{r}' d\vec{r}'' - \\
&\left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^3 \int \frac{e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(\vec{r}') \frac{e^{ik_i|\vec{r}'-\vec{r}''|}}{|\vec{r}'-\vec{r}''|} V(\vec{r}'') \frac{e^{ik_i|\vec{r}''-\vec{r}'''}|}{|\vec{r}''-\vec{r}'''} V(\vec{r}''') \varphi_i(\vec{r}''') d\vec{r}' d\vec{r}'' d\vec{r}''' - \dots \quad (I.3.28)
\end{aligned}$$

Dans cette équation, le premier terme correspond à la propagation d'une onde plane, le deuxième peut s'interpréter comme un processus dans lequel l'onde plane, diffusée au point \vec{r}' par le potentiel $V(\vec{r}')$, se propage ensuite librement en \vec{r} . Les autres termes du développement peuvent s'interpréter de manière similaire.

Si le potentiel d'interaction est suffisamment faible, les termes successifs du développement deviennent de plus en plus petits. En particulier, nous pouvons ne considérer que le premier terme du développement de Born, ce qui revient à écrire la relation donnant l'amplitude de diffusion sous la forme :

$$\begin{aligned}
f &= -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}_f \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}') \varphi_i(\vec{r}') d\vec{r}' \\
&= -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \langle \varphi_f | V | \varphi_i \rangle. \quad (I.3.29)
\end{aligned}$$

Cette relation constitue l'approximation de Born.

L'amplitude f dépend de la position du détecteur, ce qui nous permet de l'écrire, en coordonnées sphériques, sous la forme :

$$f = f(\theta, \varphi) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \langle \varphi_f | V | \varphi_i \rangle. \quad (I.3.30)$$

Donc, l'approximation de Born est valide à condition que l'onde diffusée $\varphi(\vec{r})$ ne soit pas trop différente de l'onde libre $\varphi_i(\vec{r})$. Etudions cette éventualité à l'aide de l'équation (I.3.27), appelée l'équation de Lippmann-Schwinger. Pour que l'approximation soit valable il faut que le module de l'onde libre soit grand en comparaison de celui correspondant à l'intégrale. Comme les ondes libres sont des ondes planes, $|e^{i\vec{k}\vec{r}}| = 1$, il faut donc que le module de l'intégrale, ou l'amplitude de diffusion, soit inférieur à l'unité. On peut en faire une estimation, en plaçant en un point où la perturbation est la plus

importante, ($r \approx 0$). En considérant un potentiel tenant compte de l'effet d'écran, $V(r) = Z_1 Z_2 e^2 e^{-r/a} / r$, l'amplitude de diffusion vaut alors :

$$\frac{\mu Z_1 Z_2 e^2}{\hbar^2 k} \int (e^{i2kr} - 1) \frac{e^{-r/a}}{r} dr. \quad (\text{I.3.31})$$

A basse énergie $ka \ll 1$, on obtient :

$$2 \frac{\mu Z_1 Z_2 e^2}{\hbar^2 k} ka \ll 1. \quad (\text{I.3.32})$$

Condition qui ne peut jamais être satisfaite, vu la valeur que prend a ; $a \approx \hbar^2 / (\mu e^2 Z_1 Z_2^{1/3})$.

A haute énergie $ka \gg 1$, la relation (I.3.31) devient :

$$2 \frac{\mu Z_1 Z_2 e^2}{\hbar^2 k} \log(ka) \ll 1. \quad (\text{I.3.33})$$

Ou encore :

$$2 \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \frac{\log(ka)}{v} \ll 1. \quad (\text{I.3.34})$$

Pour des vitesses v suffisamment élevées, il semblerait que l'inégalité soit satisfaite et par conséquent l'approximation de Born tend à devenir meilleure pour les hautes énergies du projectile [Ol.83].

I.3.4. Section efficace de diffusion :

On considère un faisceau de particules incidentes, caractérisé par la fonction d'onde plane (Equation (I.3.10)) et par son flux Φ_i (le nombre de particules traversant pendant l'unité de temps une surface unitaire perpendiculaire à la direction de propagation), qui se propage suivant la direction oz (figure I.2). Du fait de son interaction avec la cible, les particules du faisceau incident sont diffusées dans tout l'espace. Nous allons exprimer le nombre dn de particules diffusées par unité de temps dans l'angle solide $d\Omega$. Par une analyse physique de la situation, on voit que dn est proportionnel au flux Φ et à l'angle solide $d\Omega$:

$$dn \propto \Phi d\Omega. \quad (\text{I.3.35})$$

Pour que la loi de variation de dn ait les dimensions d'un nombre de particules par unité de temps, il faut encore que dn soit proportionnel à une quantité ayant les dimensions d'une surface. On écrit alors :

$$dn \propto \sigma(\theta, \varphi) \Phi d\Omega, \quad (\text{I.3.36})$$

où $\sigma(\theta, \varphi)$ (habituellement symbolisée par $d\sigma(\theta, \varphi)/d\Omega$) est appelée section efficace différentielle de diffusion ; cette quantité a les dimensions d'une surface et dépend généralement des angles θ et φ .

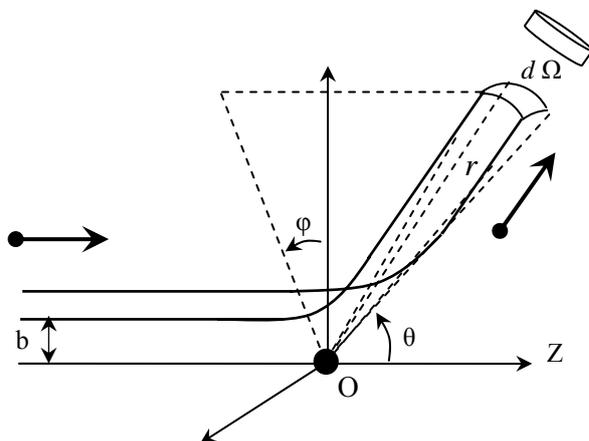


Figure I.2 Schéma représentant le processus de diffusion.

En intégrant sur l'angle solide $d\Omega$, on obtient la section efficace totale :

$$\sigma = \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} d\Omega. \quad (\text{I.3.37})$$

Pour calculer la section efficace différentielle de diffusion, définie comme étant le rapport entre le courant de particules diffusées par angle solide $d\Omega$ et le courant de particules incidentes, nous allons utiliser les états stationnaires de la diffusion et évaluer la densité de courant, qui s'écrit [He.91]:

$$j = \frac{\hbar}{2\mu i} (\varphi^* \nabla \varphi - \varphi \nabla \varphi^*), \quad (\text{I.3.38})$$

où φ représente la fonction d'onde indépendante du temps.

Nous utilisons la fonction d'onde plane pour calculer la densité du courant incident j_i et la fonction d'onde diffusée $f(\theta, \varphi) e^{ik_r r} / r$ pour estimer approximativement la densité du courant diffusé j_d .

En coordonnées sphériques, on donne :

$$\begin{aligned} \nabla_r &= \frac{\partial}{\partial r}, \\ \nabla_\theta &= \frac{\mathbf{1}}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}, \\ \text{et} \quad \nabla_\varphi &= \frac{\mathbf{1}}{r \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (\text{I.3.39})$$

Nous aurons alors :

$$\begin{aligned} j_i &= \frac{\hbar k_i}{\mu} \\ j_{d_r} &= \frac{\hbar k_f}{\mu} \frac{\mathbf{1}}{r^2} |f(\theta, \varphi)|^2 \\ j_{d_\theta} &= \frac{\hbar}{\mu} \frac{\mathbf{1}}{r^3} \operatorname{Re} \left[\frac{\mathbf{1}}{i} f^*(\theta, \varphi) \frac{\partial}{\partial \theta} f(\theta, \varphi) \right] \\ j_{d_\varphi} &= \frac{\hbar}{\mu} \frac{\mathbf{1}}{r^3 \sin(\theta)} \operatorname{Re} \left[\frac{\mathbf{1}}{i} f^*(\theta, \varphi) \frac{\partial}{\partial \varphi} f(\theta, \varphi) \right]. \end{aligned} \quad (\text{I.3.40})$$

Les deux dernières composantes de j_d peuvent être négligées par rapport à la première, car elles sont de puissances différentes en r . Donc, j_d prend la forme [He.91] :

$$j_d = \frac{\hbar k_f}{\mu r^2} |f(\theta, \varphi)|^2. \quad (\text{I.3.41})$$

Pendant l'unité de temps $j_d r^2 d\Omega$ particules passent dans un élément de surface $r^2 d\Omega$ (figure I.2), ce qui nous permet d'écrire la section efficace différentielle de diffusion sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} d\Omega &= \frac{j_d r^2 d\Omega}{j_i} \\ &= \frac{k_f}{k_i} |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega. \end{aligned} \quad (\text{I.3.42})$$

I.3.5. Section efficace d'ionisation

Dans l'approximation de Born et compte tenu de l'état initial et final de la fonction d'onde du système en interaction, équation (I.3.1), composé de l'électron atomique et de la particule incidente, l'amplitude de diffusion peut prendre la forme :

$$\begin{aligned} f &= f(\theta, \varphi) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \langle \psi_f | V | \psi_i \rangle \\ &= -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \phi_f^*(\vec{r}_2) W(\vec{r}_2) \phi_i(\vec{r}_2) d\vec{r}_2, \end{aligned} \quad (\text{I.3.43})$$

où $W(\vec{r}_2) = \int \phi_f^*(\vec{r}_1) V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_i(\vec{r}_1) d\vec{r}_1$.

L'interaction de la particule incidente avec le noyau de l'atome cible peut être négligée si le rayon orbital est grand comparativement à la distance minimale d'approche ; condition qui paraît satisfaite en particulier pour la couche M .

Pour $V = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = -Z_1 e^2 / |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, le potentiel d'interaction entre l'ion incident et l'électron atomique, et $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$, le moment transféré par l'ion incident à l'électron atomique, la fonction $W(\vec{r}_2)$ devient :

$$\begin{aligned} W(\vec{r}_2) &= -Z_1 e^2 \int \frac{e^{i\vec{q}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} e^{i\vec{q}(\vec{r}_2)}}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} d\vec{r}_1 \\ &= -4\pi Z_1 e^2 \frac{e^{i\vec{q}(\vec{r}_2)}}{q^2}. \end{aligned} \quad (\text{I.3.44})$$

On peut estimer cette intégrale sachant que :

$$\int \frac{e^{i\vec{q}\vec{r}}}{r} d\vec{r} = \frac{4\pi}{q^2}. \quad (\text{I.3.45})$$

Ceci nous permet d'écrire f sous la forme :

$$f = -\frac{2\mu Z_1 e^2}{\hbar^2} \frac{F_s(q)}{q^2}, \quad (\text{I.3.46})$$

où $F_s(q) = \int \phi_f^*(\vec{r}_2) e^{i\vec{q}\vec{r}_2} \phi_i(\vec{r}_2) d\vec{r}_2$.

En substituant l'expression (I.3.46) dans (I.3.42), donnant la section efficace différentielle de diffusion, nous obtenons la section efficace différentielle d'ionisation d'un atome par une particule chargée :

$$d\sigma = d\sigma(\theta, \varphi) = \frac{k_f}{k_i} \left(\frac{2\mu Z_1 e^2}{\hbar^2} \right)^2 \frac{|F_s(q)|^2}{q^4} d\Omega. \quad (\text{I.3.47})$$

En se servant de l'expression donnant le moment transféré par l'ion incident à l'électron atomique $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$; $q^2 = k_f^2 + k_i^2 - 2k_i k_f \cos(\theta)$ et en dérivant par rapport à θ , ce qui permet d'introduire à la place de l'angle de diffusion (et donc l'angle solide $d\Omega$) le vecteur de moment transféré \vec{q} , on déduit :

$$d\Omega = \frac{2\pi q dq}{k_i k_f} . \quad (\text{I.3.48})$$

En reportant cette valeur dans l'expression (I.3.47), il vient :

$$d\sigma = 8\pi Z_1^2 \left(\frac{e^2}{\hbar V_1} \right)^2 \frac{|F_S(q)|^2}{q^3} dq , \quad (\text{I.3.49})$$

où $\hbar k_i = P_1 = \mu V_1$.

Notre but est de calculer la section efficace d'ionisation d'un électron d'une orbite S d'énergie d'ionisation I_S vers l'état libre d'énergie $\varepsilon = I_S + T$, où $T = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ est l'énergie cinétique de l'électron éjecté. L'expression de la section efficace différentielle d'ionisation pour des électrons d'énergie comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$, prend la forme :

$$d^2\sigma = 8\pi Z_1^2 \left(\frac{e^2}{\hbar V_1} \right)^2 \frac{|F_{\varepsilon,S}(q)|^2 dq}{q^3} d\varepsilon . \quad (\text{I.3.50})$$

Introduisons maintenant les variables sans dimensions :

$$W Z_{2s}^2 R = \varepsilon = T + I_S , \quad K = a_s k , \quad \text{et} \quad Q = (a_s q)^2 , \quad (\text{I.3.51})$$

avec $W^2 = K^2 + 1/9$, R est la constante de Rydberg, $a_s = a_0 / Z_{2s}$ où a_0 est le rayon de Bohr et Z_{2s} est la charge effective du noyau de l'atome cible vue par un électron de l'orbite S [Sl.30]. La section efficace différentielle d'ionisation peut donc être réécrite sous la forme :

$$d^2\sigma = 4\pi Z_1^2 \left(\frac{e^2}{\hbar V_1} \right)^2 \left(\frac{a_0}{Z_{2s}} \right)^2 \frac{|F_{W,S}(Q)|^2 dQ}{Q^2} dW . \quad (\text{I.3.52})$$

Introduisons de plus les quantités θ_s (l'énergie réduite de liaison de l'électron atomique) et η_s (l'énergie réduite de l'ion incident), qui sont données par :

$$\theta_s = n^2 \frac{I_S}{Z_{2s}^2 R} \quad (\text{I.3.53})$$

et

$$\eta_s = \frac{m_e E}{M_1 Z_{2s}^2 R} = \frac{1}{Z_{2s}^2} \left(\frac{\hbar V_1}{e^2} \right)^2, \quad (\text{I.3.54})$$

où m_e est la masse de l'électron.

Nous obtenons finalement la section efficace d'ionisation d'un électron de la couche S par une particule chargée dans l'approximation de Born [Li.96] :

$$\begin{aligned} \sigma_s^{PWBA}(\eta_s, \theta_s) &= \frac{\sigma_{0s}}{\eta_s} \int_{W_{\min}}^{W_{\max}} dW \int_{Q_{\min}}^{Q_{\max}} |F_{w,s}(Q)|^2 \frac{dQ}{Q^2}, \\ &= \frac{\sigma_{0s}}{\eta_s} f_s(\eta_s, \theta_s), \end{aligned} \quad (\text{I.3.55})$$

avec :

$$\sigma_{0s} = 8\pi a_0^2 \frac{Z_1^2}{Z_{2s}^4}, \quad (\text{I.3.56})$$

et

$$f_s(\eta_s, \theta_s) = \int_{W_{\min}}^{W_{\max}} dW \int_{Q_{\min}}^{Q_{\max}} |F_{w,s}(Q)|^2 \frac{dQ}{Q^2}. \quad (\text{I.3.57})$$

$F_{w,s}(Q)$ est le facteur de forme pour la transition entre les états électroniques de l'atome cible ; l'électron se trouve initialement dans l'état lié S , puis fait un saut vers le continuum (éjecté avec un transfert d'énergie ε).

Toutefois, Nous réécrivons la relation (I.3.55) en utilisant la variable $\xi_s = 2n\sqrt{\eta_s}/\theta_s$ qui mesure le temps caractéristique de l'orbite S par rapport au temps de collision. Ceci nous permet de séparer les régimes de collision lente ($\xi_s < 1$) et rapide ($\xi_s > 1$). Nous obtenons alors :

$$\sigma_s^{PWBA}(\eta_s, \theta_s) = \frac{\sigma_{0s}}{\theta_s} F(\xi_s, \theta_s). \quad (\text{I.3.58})$$

La conservation de l'énergie limite les valeurs du vecteur d'onde transféré q :

$$\hbar^2 q_{\min}^2 = 2\mu(\sqrt{E} - \sqrt{E - \varepsilon})^2 \quad (\text{I.3.59})$$

$$\hbar^2 q_{\max}^2 = 2\mu(\sqrt{E} + \sqrt{E - \varepsilon})^2 \quad (\text{I.3.60})$$

En tenant compte les expressions (I.3.51), Nous obtenons:

$$Q_{\min} = \frac{\mu^2 \eta_s}{m_e} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{m_e W}{\eta_s \mu}} \right)^2 \quad (\text{I.3.61})$$

$$Q_{\max} = \frac{\mu^2 \eta_s}{m_e} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{m_e W}{\eta_s \mu}} \right)^2 \quad (\text{I.3.62})$$

De plus, si $\varepsilon = \varepsilon_{\min}$, où ε_{\min} est l'énergie minimale transférée à l'électron atomique éjecté ; elle est au moins égale à son énergie de liaison I_s , alors que l'énergie maximale transférée correspond à l'énergie incidente E [Me.58], ce qui permet d'écrire :

$$W_{\min} = \frac{\varepsilon_{\min}}{Z_{2S}^2 R} = \frac{I_s}{Z_{2S}^2 R} = \frac{\theta_s}{n^2} \quad (\text{I.3.63})$$

$$W_{\max} = \frac{\varepsilon_{\max}}{Z_{2S}^2 R} = \frac{E}{Z_{2S}^2 R} = \frac{\mu}{m_e} \eta_s. \quad (\text{I.3.64})$$

I.3.6. Section efficace de production de rayons X

Les sections efficaces de production et les sections efficaces d'ionisation des sous-couches M_i ($i=1, \dots, 5$) de la couche M sont liées par des relations simples faisant intervenir les rendements de fluorescence et les probabilités de transition de Coster-Kronig ([Ch.84], [Mc.72] et [Ba.72]) :

$$\begin{aligned} \sigma_{M_1}^x &= \sigma_{M_1}^I \omega_1, \\ \sigma_{M_2}^x &= [\sigma_{M_2}^I + S_{12} \sigma_{M_1}^I] \omega_2, \\ \sigma_{M_3}^x &= [\sigma_{M_3}^I + S_{23} \sigma_{M_2}^I + (S_{13} + S_{12} S_{23}) \sigma_{M_1}^I] \omega_3, \\ \sigma_{M_4}^x &= [\sigma_{M_4}^I + S_{34} \sigma_{M_3}^I + (S_{24} + S_{23} S_{34}) \sigma_{M_2}^I + (S_{14} + S_{12} S_{24} + S_{13} S_{34} + S_{12} S_{23} S_{34}) \sigma_{M_1}^I] \omega_4, \\ \sigma_{M_5}^x &= [\sigma_{M_5}^I + f_{45} \sigma_{M_4}^I + (S_{35} + S_{34} f_{45}) \sigma_{M_3}^I + (S_{25} + S_{23} S_{35} + S_{24} f_{45} + S_{23} S_{34} f_{45}) \sigma_{M_2}^I \\ &\quad + (S_{15} + S_{12} S_{25} + S_{13} S_{35} + S_{14} f_{45} + S_{12} S_{23} S_{35} + S_{12} S_{24} f_{45} + S_{13} S_{34} f_{45} + \\ &\quad S_{12} S_{23} S_{34} f_{45}) \sigma_{M_1}^I] \omega_5 \end{aligned} \quad (\text{I.3.65})$$

Alors, la section efficace totale de production de rayons X peut s'écrire :

$$\sigma_M^x = \sum_{i=1}^5 \sigma_{M_i}^x . \quad (\text{I.3.66})$$

Cette dernière peut être exprimée en fonction de rendements effectifs de fluorescence ν_i , comme suit [Ba.72] :

$$\sigma_M^x = \sum_{i=1}^5 \nu_i \sigma_{M_i}^I , \quad (\text{I.3.67})$$

où

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \omega_1 + S_{12}\omega_2 + (S_{13} + S_{12}S_{23})\omega_3 + (S_{14} + S_{12}S_{24} + S_{13}S_{34} + S_{12}S_{23}S_{34})\omega_4 + \\ &\quad (S_{15} + S_{12}S_{25} + S_{13}S_{35} + S_{14}f_{45} + S_{12}S_{23}S_{35} + S_{12}S_{24}f_{45} + S_{13}S_{34}f_{45} + S_{12}S_{23}S_{34}f_{45})\omega_5, \\ \nu_2 &= \omega_2 + S_{23}\omega_3 + (S_{24} + S_{23}S_{34})\omega_4 + (S_{25} + S_{23}S_{35} + S_{24}f_{45} + S_{23}S_{34}f_{45})\omega_5, \\ \nu_3 &= \omega_3 + S_{34}\omega_4 + (S_{35} + S_{34}f_{45})\omega_5, \\ \nu_4 &= \omega_4 + f_{45}\omega_5, \\ \nu_5 &= \omega_5, \end{aligned} \quad (\text{I.3.68})$$

La section efficace totale de production de la couche M peut être liée à La section efficace totale d'ionisation par la relation suivante :

$$\sigma_M^x = \bar{\omega}_M \sigma_M^I , \quad (\text{I.3.69})$$

où $\bar{\omega}_M$ est le rendement moyen de fluorescence de la couche M défini comme :

$$\bar{\omega}_M = \sum_{i=1}^5 w_i \nu_i , \quad (\text{I.3.70})$$

et $w_i = \sigma_{M_i}^I / \sigma_M^I$ est le poids de la distribution initiale des lacunes dans la sous couche M_i .

Pour comparer les résultats théoriques avec les données existantes de l'expérience, les différentes sections efficaces d'ionisation des sous-couches M_i ($i=1, \dots, 5$) sont converties en sections efficaces de production de certaines raies M bien visibles sur les spectres de rayons X ([Pa.90], [Me.89] [Sa.81], [Br.96] et [Er.96]), comme $M_{\alpha,\beta}(M_{4,5}N_{6,7})$, $M_{\zeta_{1,2}}(M_{4,5}N_{2,3})$, $M_{\gamma}(M_3N_{4,5})$, M_3N_1 , $M_3O_{4,5} + M_2N_4$, $M_2O_{1,4}$ et $M_1O_{2,3}$. D'ailleurs, les sections efficaces de production de rayons X de certaines raies sont reliées aux sections

efficaces d'ionisation pour les différentes sous-couches $\sigma_{M_i}^I$ ($i=1, 2, 3, 4, 5$) de la couche M de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
\sigma_{M_1O_{2,3}}^x &= \sigma_{M_1}^x (\Gamma_{M_1O_2} + \Gamma_{M_1O_3}) / \Gamma_{M_1} , \\
\sigma_{M_2O_{1,4}}^x &= \sigma_{M_2}^x \Gamma_{M_2O_4} / \Gamma_{M_2} , \\
\sigma_{\gamma}^x &= \sigma_{M_3}^x (\Gamma_{M_3N_4} + \Gamma_{M_3N_5}) / \Gamma_{M_3} , \\
\sigma_{\beta}^x &= \sigma_{M_4}^x \Gamma_{M_4N_6} / \Gamma_{M_4} , \\
\sigma_{\alpha}^x &= \sigma_{M_5}^x (\Gamma_{M_5N_6} + \Gamma_{M_5N_7}) / \Gamma_{M_5} , \\
\sigma_{\zeta_{1,2}}^x &= \sigma_{M_5}^x \Gamma_{M_5N_3} / \Gamma_{M_5} + \sigma_{M_4}^x \Gamma_{M_4N_2} / \Gamma_{M_4} , \\
\sigma_{M_3O_{4,5}}^x &= \sigma_{M_3}^x (\Gamma_{M_3O_4} + \Gamma_{M_3O_5}) / \Gamma_{M_3} , \\
\sigma_{M_2N_4}^x &= \sigma_{M_2}^x \Gamma_{M_2N_4} / \Gamma_{M_2} , \\
\sigma_{M_3N_1}^x &= \sigma_{M_3}^x \Gamma_{M_3N_1} / \Gamma_{M_3} ,
\end{aligned} \tag{I.3.71}$$

où Γ_{M_i} ($i=1, 2, 3, 4, 5$) est le taux total de transition radiative de la sous-couche M_i et $\Gamma_{M_i y}$ est le taux partiel de transition radiative remplissant une lacune dans la sous-couche M_i à partir d'une sous couche plus élevée y ($y = Ni, Oi$) ([Bh.70] et [Ba.72]).

La figure I.3 montre un diagramme de niveaux d'énergie avec les transitions permises par les règles de sélection. Un spectre X complet est donc généralement assez compliqué. Toutefois, certaines transitions ont à peu près la même énergie (les raies $M_{\alpha 1}$ et $M_{\alpha 2}$, par exemple) et apparaissent donc comme une seule raie. De plus, certaines autres ont de faibles intensités, et donc sont difficilement détectables.

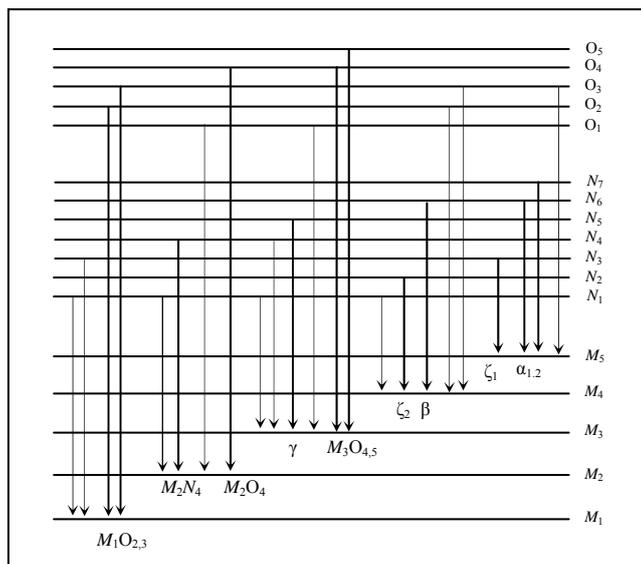


Figure I.3 Diagramme d'énergie des transitions permises vers la couche M .

I.3.7. Facteur de forme de la couche M

Les facteurs de forme $F_{w,s}(Q)$ pour les sous-couches M_i ont été calculés en utilisant des fonctions d'onde hydrogénoïdes non relativistes. Conformément au calcul de Choi [Ch.73], l'intégrand dans l'équation (I.3.55) peut être construit sous la forme :

$$\frac{dQ}{Q^2} |F_{w,3l}(Q)|^2 = A(Q, k) S_{3l}(W, Q), \quad (I.3.72)$$

où $S = 3l = 3s, 3p, 3d$.

Les notations spectroscopiques, en adoptant la représentation $3lj$, des cinq états propres d'énergie sont $3s_{1/2}$, $3p_{1/2}$, $3p_{3/2}$, $3d_{3/2}$, $3d_{5/2}$, correspondant aux M_1 , M_2 , M_3 , M_4 , M_5 , respectivement. D'ailleurs, les fonctions universelles $F_{w,3lj}(Q)$ pour $(2j+1)$ électrons dans les sous-couches M_i sont obtenues à partir des fonctions $F_{w,3l}(Q)$ des états propres du moment angulaire orbital, $3s$, $3p$ et $3d$ et peuvent prendre la forme suivante :

$$|F_{w,3lj}(Q)|^2 = \frac{2j+1}{2(2l+1)} |F_{w,3l}(Q)|^2, \quad (I.3.73)$$

avec : $j = |l \pm 1/2|$.

$A(Q, k)$ prend la même forme pour toutes les sous couches M_i :

$$A(Q, k) = \frac{2^7 \exp \left[-\frac{2}{k} \arctan \left(\frac{2k/3}{Q - k^2 + 1/9} \right) \right]}{9 \left[1 - \exp \left(\frac{-2\pi}{k} \right) \right] \left[\left(Q - k^2 + 1/9 \right)^2 + \frac{4}{9} k^2 \right]^7}. \quad (\text{I.3.74})$$

Le facteur de normalisation $1/(1 - \exp - 2\pi/k)$, qui paraît dans le facteur de forme, est mis égal à l'unité pour les valeurs de W entre 0 et $1/9$ (k^2 est négatif). De plus, En utilisant $\arctan(iy) = (i/2) \ln[(1+y)/(1-y)]$ pour les nombres imaginaires, on obtient alors:

$$\exp \left[-\frac{2}{k} \arctan \left(\frac{2k/3}{Q - k^2 + 1/9} \right) \right] = \left[\frac{Q + k_1^2 + 1/9 - 2k_1/3}{Q + k_1^2 + 1/9 + 2k_1/3} \right]^{1/k_1}, \quad (\text{I.3.75})$$

où $k = i k_1$.

S_{M_i} prend différentes formes pour les sous couches M_i et peut être écrit comme:

$$S_{M_1} = \frac{1}{Q} \sum_{i=0}^9 \sum_{j=0}^9 C_{ij}^{3s} k^{2i} Q^j, \quad (\text{I.3.76})$$

$$S_{M_2} = \frac{1}{3Q} \sum_{i=0}^8 \sum_{j=0}^8 C_{ij}^{3p} k^{2i} Q^j, \quad (\text{I.3.77})$$

$$S_{M_3} = \frac{2}{3Q} \sum_{i=0}^8 \sum_{j=0}^8 C_{ij}^{3p} k^{2i} Q^j, \quad (\text{I.3.78})$$

$$S_{M_4} = \frac{2}{5Q} \sum_{i=0}^7 \sum_{j=0}^7 C_{ij}^{3d} k^{2i} Q^j, \quad (\text{I.3.79})$$

$$S_{M_5} = \frac{3}{5Q} \sum_{i=0}^7 \sum_{j=0}^7 C_{ij}^{3d} k^{2i} Q^j, \quad (\text{I.3.80})$$

où les coefficients C_{ij} , rapportés du calcul de Choi [Ch.73], sont regroupés dans les tableaux I.2, I.3 et I.4.

Le changement de coordonnées d'intégration, en utilisant des transformations logarithmiques ($X = \ln W$ et $Y = \ln Q$) [Li.96], rend aisé le calcul du facteur de forme et donc l'exécution du programme devient plus rapide. Les limites exactes de l'intégration du facteur de forme deviennent alors:

$$f_s((\eta_s, \theta_s)) = \int_{\ln W_{\min}}^{\ln W_{\max}} dX \int_{\ln Q_{\min}}^{\ln Q_{\max}} e^X \frac{dy}{e^Y} |F_{X,s}(Y)|^2, \tag{I.3.81}$$

avec

$$\ln Q_{\min} = \ln \left(M^2 \eta_s \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\ln W}{\eta_s M}} \right)^2 \right), \tag{I.3.82}$$

et

$$\ln Q_{\max} = \ln \left(M^2 \eta_s \left(1 + \sqrt{1 - \frac{\ln W}{\eta_s M}} \right)^2 \right). \tag{I.3.83}$$

Tableau I.2 Coefficients C_{ij} correspondant à l'équation (I.3.76).

$i \backslash j$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	$\frac{49}{1162261467}$	$\frac{3073}{1162261467}$	$\frac{3100}{43046721}$	$\frac{5324}{4782969}$	$\frac{17054}{1594323}$	$\frac{1294}{19683}$	$\frac{1676}{6561}$	$\frac{1300}{2187}$	$\frac{59}{81}$	$\frac{1}{3}$
1	$\frac{433}{387420489}$	$\frac{9256}{645700815}$	$\frac{-4828}{7971615}$	$\frac{-140008}{7971615}$	$\frac{-167942}{885735}$	$\frac{-33656}{32805}$	$\frac{-31036}{10935}$	$\frac{-296}{81}$	$\frac{-5}{3}$	
2	$\frac{17644}{502211745}$	$\frac{8908}{14348907}$	$\frac{62516}{7971615}$	$\frac{194444}{2066715}$	$\frac{60956}{98415}$	$\frac{21524}{10935}$	$\frac{76}{27}$	$\frac{4}{3}$		
3	$\frac{1444}{2657205}$	$\frac{69368}{7971615}$	$\frac{328148}{885735}$	$\frac{360592}{98415}$	$\frac{146164}{10935}$	$\frac{1544}{81}$	$\frac{28}{3}$			
4	$\frac{-1030}{531441}$	$\frac{-561554}{885735}$	$\frac{-166468}{19683}$	$\frac{-406676}{10935}$	$\frac{-4910}{81}$	$\frac{-98}{3}$				
5	$\frac{29954}{98415}$	$\frac{138616}{19683}$	$\frac{456844}{10935}$	$\frac{248}{3}$	$\frac{154}{3}$					
6	$\frac{-4588}{2187}$	$\frac{-16348}{729}$	$\frac{-4924}{81}$	$\frac{-140}{3}$						
7	$\frac{3460}{729}$	$\frac{1912}{81}$	$\frac{76}{3}$							
8	$\frac{-103}{27}$	$\frac{-23}{3}$								
9	$\frac{1}{1}$									

Tableau I.3 Coefficients C_{ij} correspondant aux équations (I.3.77) et (I.3.78).

$i \backslash j$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
0	$\frac{152}{3^{19}}$	$\frac{2992}{3^{18}}$	$\frac{2800}{3^{15}}$	$\frac{1456}{3^{12}}$	$\frac{13320}{3^{12}}$	$\frac{784}{3^8}$	$\frac{784}{3^7}$	$\frac{400}{3^6}$	$\frac{8}{3^3}$
1	$\frac{448}{5 \times 3^{15}}$	$\frac{9760}{3^{16}}$	$\frac{79456}{5 \times 3^{14}}$	$\frac{67678}{5 \times 3^{12}}$	$\frac{32768}{5 \times 3^{10}}$	$\frac{8992}{5 \times 3^8}$	$\frac{224}{3^6}$	$\frac{400}{3^6}$	
2	$\frac{2384}{5 \times 7 \times 3^{13}}$	$\frac{-83984}{5 \times 3^{14}}$	$\frac{-276608}{5 \times 3^{12}}$	$\frac{-2098912}{5 \times 7 \times 3^{10}}$	$\frac{-592}{5 \times 3^3}$	$\frac{-5776}{3^6}$	$\frac{-32}{3^2}$		
3	$\frac{25664}{5 \times 3^{13}}$	$\frac{40768}{5 \times 3^{11}}$	$\frac{255808}{5 \times 3^{10}}$	$\frac{197056}{5 \times 3^8}$	$\frac{3328}{3^5}$	$\frac{128}{3^3}$			
4	$\frac{14048}{5 \times 3^{10}}$	$\frac{25744}{3^{10}}$	$\frac{5296}{5 \times 3^7}$	$\frac{-656}{3^6}$	$\frac{80}{3^2}$				
5	$\frac{-1088}{3^7}$	$\frac{-32608}{3^8}$	$\frac{-11936}{3^6}$	$\frac{-256}{3^2}$					
6	$\frac{4880}{3^7}$	$\frac{10640}{3^6}$	$\frac{800}{3^3}$						
7	$\frac{-320}{3^4}$	$\frac{-128}{3^2}$							
8	$\frac{8}{3}$								

Tableau I.4 Coefficients C_{ij} correspondant aux équations (I.3.79) et (I.3.80).

$i \backslash j$	0	1	2	3	4	5	6	7
0	$\frac{176}{3^{19}}$	$\frac{8816}{3^{19}}$	$\frac{6800}{3^{16}}$	$\frac{2800}{3^{13}}$	$\frac{17680}{3^{13}}$	$\frac{2288}{3^{10}}$	$\frac{16}{3^5}$	$\frac{80}{3^7}$
1	$\frac{37504}{5 \times 3^{18}}$	$\frac{473504}{5 \times 3^{17}}$	$\frac{263648}{5 \times 3^{14}}$	$\frac{660544}{5 \times 3^{13}}$	$\frac{283328}{5 \times 3^{11}}$	$\frac{18748}{5 \times 3^8}$	$\frac{3616}{5 \times 3^7}$	
2	$\frac{656}{7 \times 3^{11}}$	$\frac{690352}{5 \times 3^{15}}$	$\frac{318688}{5 \times 3^{13}}$	$\frac{-218912}{5 \times 7 \times 3^{10}}$	$\frac{-70928}{5 \times 3^9}$	$\frac{-7184}{5 \times 3^7}$		
3	$\frac{3968}{5 \times 3^{12}}$	$\frac{-124096}{3^{13}}$	$\frac{-579392}{5 \times 3^{11}}$	$\frac{-33344}{3^9}$	$\frac{-7744}{5 \times 3^7}$			
4	$\frac{-87952}{5 \times 3^{12}}$	$\frac{222224}{5 \times 3^{11}}$	$\frac{297776}{5 \times 3^9}$	$\frac{16496}{5 \times 3^7}$				
5	$\frac{5632}{5 \times 3^8}$	$\frac{-26464}{3^9}$	$\frac{6176}{5 \times 3^7}$					
6	$\frac{208}{3^7}$	$\frac{-16}{3^2}$						
7	$\frac{512}{3^6}$							

I.3.8. Autres modèles théoriques

En plus de l'approche développée par Merzbacher et Lewis –*PWBA*- [Me.58], dans laquelle le projectile est assimilé à une onde plane, la répulsion coulombienne entre le projectile et le noyau de la cible est négligée et les états électroniques sont décrits par des fonctions d'onde hydrogénoïdes, il existe d'autres modèles théoriques permettant de calculer les sections efficaces d'ionisation. Le modèle *PWBA* a été développé ultérieurement - *RPWBA-BC* (*Relativistic Plane Wave Born Approximation–Binding Correction*) [Ch.89] où les électrons sont décrits par des fonctions d'onde hydrogénoïdes relativistes. De plus, le changement de l'énergie de liaison des électrons périphériques, pendant la pénétration du projectile dans le cortège électronique de l'atome cible, est inclus dans ce modèle, ce qui a pour effet de diminuer la probabilité d'ionisation.

En outre, pour compenser les insuffisances du modèle *PWBA* à basse énergie, un autre modèle –*SCA*- (*Semi-Classical Approximation*) [Ha.75] prit naissance, où le mouvement du projectile dans le champ du noyau cible est traité de manière classique alors que les états inclus dans les transitions électroniques sont traités dans le cadre de la mécanique quantique. Ce modèle prend aussi en considération la déflexion coulombienne de la trajectoire classique du projectile dans le champ du noyau cible pour devenir hyperboliques.

Des modèles standards de l'ionisation directe ont été encore développés où l'ionisation est attribuée à un échange direct d'énergie entre le projectile et l'électron lié à l'atome cible –*BEA*- (*Binary Encounter Approximation*) [Ga.70a]. Les résultats de ce modèle coïncident assez bien avec l'expérience pour des projectiles d'énergie élevée.

Enfin, un autre modèle proposé par Basbas et al. –*PSS*- (*Perturbed Stationary State*) ([Ba.78]), où des fonctions d'onde perturbées sont utilisées pour décrire les états des électrons cibles, ce qui a conduit à l'élaboration du modèle *ECPSSR* après l'incorporation de certaines corrections successives, qui seront examinées dans le chapitre suivant.

Références bibliographiques

- [Ba.72] W. Bambynek, B. Crasemann, R. Fink, H. Freund, H. Mark, C. Swift, R. Price, and P. Rao, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 716 (1972).
- [Ba.78] G. Basbas, W. Brandt and R. Laubert, *Phys.Rev.***A17**, 1655 (1978).
- [Bh.70] C.P. Bhalla, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **3**, 916 (1970).
- [Br.96] J. Braich, P. Verma, D. Goyal, A. Mandl, B. Dhal, H. Padhi, and H. Verma, *Nucl. Instr. and Meth.* **B 119**, 317(1996).
- [Ch.73] B. Choi, *Phys. Rev.* **A7**, 2056 (1973).
- [Ch.84] M. Chen and B. Crasemann, *Phys. Rev.* **A 30**, 170(1984).
- [Ch.89] M. Chen and B. Crasemann, *At, Data & Nucl. Data Tables* **41**, 257 (1989).
- [Er.96] M. Ertugrul, E. Tirasoglu, Y. Kurucu, S. Erzeneoglu, R. Durak, Y. Sahin, *Nucl. Instr. and Meth.* **B 108**, 18(1996).
- [Ga.70a] J. D. Garcia, *Phys.Rev.* **A1**, 280 (1970).
- [Ha.75] J. M. Hansteen and O.P. Mosebek, *Adv. in Atom. and Mol. Phys.***11**, 299(1975).
- [He.91] B. Held, *Physique atomique*, Edition MASSON (1991).
- [Ka.06] A. Kahoul, *Sections efficaces de production des raies L des éléments lourds en vue des applications analytiques*, Thèse de Doctorat, Université de Sétif (2006).
- [Li.96] Z. Liu and S. J. Cipolla, *Comp. Phys. Com.* **97**, 315(1996).
- [Mc.72] E. J. McGuire, *Phys. Rev.* **A 5**, 1043(1972).
- [Me.58] E. Merzbacher and H.W.Lewis *Encyclopedia of physics* Springer Verlag Berlin, Vol.**34** 166 (1958).
- [Me.82] R. Mehta, J. Duggan, J. Price, F. McDaniel, and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A 26**, 1883 (1982).
- [Ne.02] R. G. Newton, *Scattering Theory fo Waves and Particles*, Dover (2002).
- [Ol.83] G. Olivier, *MECANIQUE QUANTIQUE APPROFONDIE*, O.P.U. (1983).
- [Pa.90] M. Pajek, A. Kobzev, R. Sandrik, A. Skrypnik, R. Ilkhamov, S. Khusmurodov, and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A 42**, 5298 ; 6582 (1990).
- [Sa.81] M. Sarkar, H. Mommsen, W. Sarter, and P. Schürkes, *J. Phys. B, At. Mol. Opt. Phys.* **14**, 3163(1981).
- [Sa.94] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley Publishing Company (1994).
- [Sl.30] J. C. Slater, *Phys. Rev.* **36**, 57 (1930).

CHAPITRE II

RESULTATS DES MODELES *PWBA* ET *ECPSSR*

II.1. Introduction

Un programme numérique en FORTRAN, basé sur la théorie de diffusion décrite dans le chapitre précédent, a été développé pour calculer le facteur de forme (section I.3.7), en utilisant la méthode de Gauss-Legendre. Ceci nous permet de calculer la section efficace d'ionisation et de production de rayons X des raies M et donc de déterminer les différentes transitions qui composent un spectre de rayons X. Ce spectre est dominé, généralement, par des transitions de rayons X plus intenses $M_{\alpha,\beta}(M_{4,5}N_{6,7})$ en plus des lignes moins intenses telles que $M_{\zeta_{1,2}}(M_{4,5}N_{2,3})$, M_3N_1 , $M_\gamma(M_3N_{4,5})$, $M_3O_{4,5} + M_2N_4$, $M_2O_{1,4}$, et $M_1O_{2,3}$ (section I.3.6).

II.2. Résultats du modèle *PWBA*

La figure II.1 représente le rapport des sections efficaces totales de production expérimentales ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Ro.02] et [Go.06]) et théoriques, calculées en utilisant l'approximation de Born des ondes planes (*PWBA*), dans la couche M

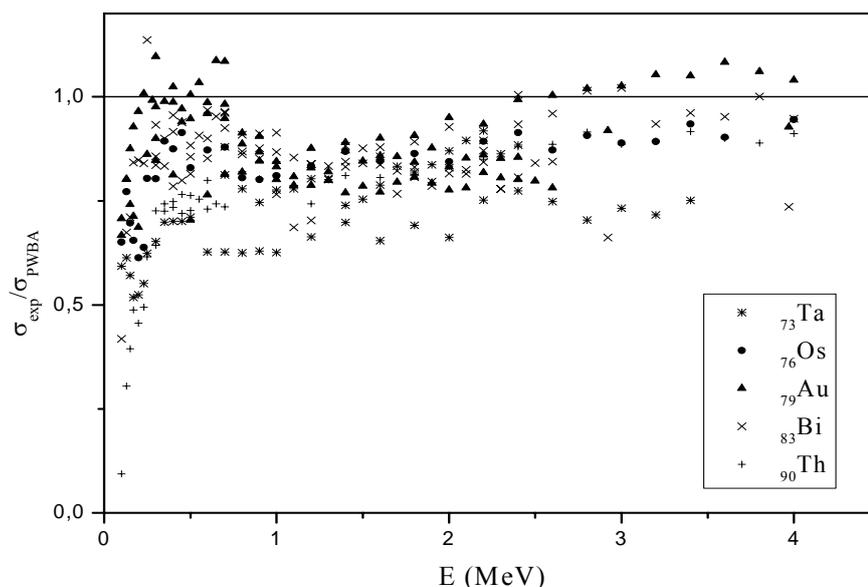


Figure II.1 Rapport des sections efficaces totales de production expérimentales et théoriques (*PWBA*) dans la couche M pour différents atomes cibles en fonction de l'énergie des protons.

pour différents atomes cibles en fonction de l'énergie des protons incidents (en MeV). On remarque que nos résultats théoriques surestiment les sections efficaces expérimentales et ceci augmente surtout à basse énergie des protons pour atteindre quelques ordres de grandeur. Cette surestimation provient probablement d'effets qui n'apparaissent pas explicitement dans l'approximation de Born ; l'augmentation de l'énergie de liaison des électrons atomiques (PSS - Perturbed Stationary-States) ; la déviation coulombienne du projectile due à son interaction avec le noyau (C) ; l'effet dû au caractère relativiste des électrons (R) ; la perte d'énergie du projectile lors de l'ionisation (E). Toutes ces corrections successives conduisent à l'élaboration de la théorie *ECPSSR*.

II.3. Modèle quantique *ECPSSR*

II.3.1. La théorie *ECPSSR*

La théorie *PWBA* a été encore développée par Brandt et Lapicki ([Br.66], [Br.79] et [Br.81]) en incluant quelques effets pour donner naissance à ce qui était connu sous le nom du modèle *ECPSSR* [Cu.89]. Les orbitales électroniques de l'atome cible sont perturbées par la présence d'une particule chargée à proximité du noyau pendant la collision. A basse énergie et pour $Z_1 \ll Z_2$ ($Z_1 = 1$ pour le proton), les états électroniques se rapprochent de ceux d'un atome de numéro atomique $Z_1 + Z_2$ et l'énergie de liaison des électrons atomiques augmente conduisant ainsi à la diminution de la section efficace d'ionisation. De plus, pour les régimes d'énergie intermédiaire et élevée, la particule chargée perturbe l'état stationnaire et entraîne ainsi un effet dit de polarisation menant ainsi à l'augmentation de la section efficace. En prenant en considération ces deux effets, la section efficace d'ionisation de la sous-couche M_i s'écrit :

$$\sigma_{M_i}^{PSS} = \sigma_{M_i}^{PWBA} (\xi_{M_i} / \zeta_{M_i}, \theta_{M_i}, \zeta_{M_i}). \quad (\text{II.3.1})$$

En adoptant l'approximation de l'atome unifié (United Atom), le changement de l'énergie de liaison est défini par le facteur ζ_{M_i} ([Ch.85], [Ch.83] et [Ch.89]) comme suit :

$$\zeta_{M_i} = (1 + Z_1/Z_{2M_i})^2. \quad (\text{II.3.2})$$

A faible énergie, le modèle *PWBA* donne des résultats qui peuvent différer de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux valeurs expérimentales. Ceci peut provenir de la répulsion entre le noyau de la particule incidente et ce de l'atome cible. Cette répulsion

conduit à la décélération de la particule incidente et donc à la déviation de sa trajectoire, supposée rectiligne, pour devenir hyperbolique. Alors, le facteur $C_{M_i}(dq_{0M_i})$, dit facteur de déflexion coulombienne, s'écrit :

$$C_{M_i}(dq_{0M_i}) = (9 + 2l_2) E_{10+2l_2}(\pi dq_{0M_i}) \quad (\text{II.3.3})$$

où $l_2 = 0$ pour la sous-couche M_1 ; $l_2 = 1$ pour les sous-couches M_2 et M_3 ; $l_2 = 2$ pour les sous-couches M_4 et M_5 .

$E_m(y)$ est l'intégrale exponentielle d'ordre m définie par :

$$E_m(y) = \frac{\exp(-y)}{(y+m)} \left[1 + \frac{m}{(y+m)^2} + \frac{m(m-2y)}{(y+m)^4} + \frac{m(6y^2 - 8my + m^2)}{(y+m)^6} + \dots \right] \quad (\text{II.3.4})$$

$d = 2Z_1Z_2e^2 / \mu V_1^2$, est la distance minimale d'approche du projectile au noyau cible.

Une expression approximative a été employée pour définir le moment minimal transféré à l'électron durant la collision (q_{0M_i}), qui est donnée par :

$$q_{0M_i} = U_{M_i} / V_1. \quad (\text{II.3.5})$$

Approximation étant valide si l'énergie finale observée de l'électron éjecté est supposée une quantité négligeable et le transfert d'énergie est petit comparativement à l'énergie de la particule incidente.

En tenant compte de l'effet de la déflexion coulombienne, l'expression donnant la section efficace devient alors :

$$\sigma_{M_i}^{CPSS} = C_{M_i}(dq_{0M_i}) \sigma_{M_i}^{PWBA}(\xi_{M_i} / \zeta_{M_i}, \theta_{M_i}, \zeta_{M_i}). \quad (\text{II.3.6})$$

Une autre correction sur l'approximation de Born prend en considération la perte d'énergie de la particule incidente durant le processus d'ionisation. En intégrant celle-ci dans l'expression donnant l'effet de la déflexion coulombienne ([La.80] et [Br.74]), on peut avoir l'expression suivante :

$$C_{M_i}^E(dq_{0M_i}) = (9 + 2l_2) E_{10+2l_2} \left(\frac{2\pi dq_{0M_i}}{z_{M_i}(1 + z_{M_i})} \right), \quad (\text{II.3.7})$$

où z_s , argument représente le rapport entre la perte d'énergie de la particule incidente et son énergie cinétique, est donné par [Ba.73]:

$$z_{M_i} = \sqrt{1 - \frac{4}{\mu \zeta_{M_i} \theta_{M_i}} \left(\frac{\xi_{M_i}}{\zeta_{M_i}} \right)^2}, \quad (\text{II.3.8})$$

avec $\xi_{M_i} = 2V_1/\theta_{M_i} v_{M_i}$, appelée la vitesse réduite de la particule incidente, et V_1 et v_{M_i} sont les vitesses de la particule incidente et de l'électron de l'atome cible, respectivement. Pour décrire le mouvement de la particule incidente, nous avons utilisé la formule relativiste suivante ([Co.85] et [Li.96]):

$$V_1 = 137.036 \left(1 - 1 / \left(1 + \frac{E}{931.498 M_1} \right)^2 \right)^{1/2}, \quad (\text{II.3.9})$$

où E est en MeV et M_1 est en amu.

La section efficace d'ionisation s'écrit alors :

$$\sigma_{M_i}^{ECPSS} = C_{M_i}^E (d q_{0M_i}) \sigma_{M_i}^{PWBA} (\xi_{M_i} / \zeta_{M_i}, \theta_{M_i} \zeta_{M_i}). \quad (\text{II.3.10})$$

Pour la couche M , il n'y a aucune formulation a été publiée au sujet de la correction relativiste de la masse de l'électron de la cible. Cette correction tient compte du caractère relativiste de l'électron des orbites internes des atomes de numéro atomique élevé. Une fois qu'on détermine la formulation de cette correction, $m_{M_i}^R(\xi_{M_i})$, il est facile de l'incorporer dans le programme de calcul et d'écrire la section efficace d'ionisation sous la forme :

$$\sigma_{M_i}^{ECPSSR} = C_{M_i}^E (d q_{0M_i} \zeta_{M_i}) \sigma_{M_i}^{PWBA} (\sqrt{m_{M_i}^R(\xi_{M_i})} \xi_{M_i} / \zeta_{M_i}, \theta_{M_i} \zeta_{M_i}). \quad (\text{II.3.11})$$

Cette expression a été employée, ici, pour calculer la section efficace d'ionisation et de production dans le cadre du modèle *ECPSSR* en utilisant les facteurs de Coster-Kronig et les rendements de fluorescence des sous-couches M_i ([Ba.72], [Bh.70], [Ch.84a] et [Mc.72]).

II.3.2. Résultats du modèle ECPSSR

Nous commençons notre étude en présentant un exemple de fichier de sortie du modèle ECPSSR pour calculer la section efficace d'ionisation des sous couches M_i dans l'Or, étant le plus intensivement étudié jusqu'à maintenant, par des protons (Fig. II.2).

```

ECPSSR MODEL TO CALCULATE M-SHELL IONIZATION CROSS SECTIONS
Projectile-number( 1) ----> target-number( 79)
Gauss Legendre Quadrature number      160
E(MeV)      M1      M2      M3      M4      M5
.10      2.4132E-01  1.4288E+00  7.2739E+00  1.5804E+01  3.3724E+01
.20      1.3884E+01  2.1083E+01  8.7653E+01  3.7326E+02  7.0286E+02
.30      4.7893E+01  6.8545E+01  2.9324E+02  1.1651E+03  2.0799E+03
.40      7.4602E+01  1.5580E+02  6.5204E+02  2.1157E+03  3.6773E+03
.50      1.0669E+02  2.8673E+02  1.1565E+03  3.0916E+03  5.2996E+03
.60      1.7101E+02  4.5919E+02  1.7812E+03  4.0623E+03  6.9114E+03
.70      2.8264E+02  6.6767E+02  2.4947E+03  5.0272E+03  8.5144E+03
.80      4.4333E+02  9.0505E+02  3.2664E+03  5.9883E+03  1.0111E+04
.90      6.4693E+02  1.1638E+03  4.0703E+03  6.9452E+03  1.1696E+04
1.00     8.8413E+02  1.4371E+03  4.8858E+03  7.8948E+03  1.3265E+04
1.50     2.2746E+03  2.8431E+03  8.7257E+03  1.2381E+04  2.0579E+04
2.00     3.5621E+03  4.0785E+03  1.1778E+04  1.6164E+04  2.6623E+04
2.50     4.5545E+03  5.0505E+03  1.4026E+04  1.9153E+04  3.1324E+04
3.00     5.2661E+03  5.7794E+03  1.5628E+04  2.1433E+04  3.4861E+04

```

Figure II.2 Un exemple de fichier de sortie du modèle ECPSSR pour calculer la section efficace d'ionisation des sous couches M_i .

En outre, pour comparer, dans la mesure du possible, nos résultats avec d'autres valeurs expérimentales ([Pa.06], [Pa.90], [Me.82] et [Ro.02]) et théoriques ([Ch.73], [Ch.89] et [Li.96]), nous avons calculé les sections efficaces des raies $M_{\alpha,\beta}(M_{4,5}N_{6,7})$, $M_{\zeta_{1,2}}(M_{4,5}N_{2,3})$, M_{3N_1} , $M_{\gamma}(M_{3N_{4,5}})$, $M_{3O_{4,5}} + M_{2N_4}$, $M_{2O_{1,4}}$, et $M_{1O_{2,3}}$, d'ionisation totale (M_{total}^I) et de production M_{total}^x , en utilisant la théorie ECPSSR dans l'Or pour des protons d'énergies allant de 0.1 à 3.0 MeV. Ces résultats sont présentés dans le tableau II.1. Des déviations sont observées entre nos résultats et les valeurs expérimentales, particulièrement pour les sections efficaces totales de production de rayons X rapportées dans la référence [Me.82] par des protons d'énergies au-dessus de 1.0 MeV et pour M_{γ} où les résultats sont moins satisfaisants. Ces déviations sont attribuées principalement aux données expérimentales qui sont prises de diverses références et donc mesurées avec différentes incertitudes, (8 % ; Ref. [Pa.90], moins de 8.4 % ; Ref. [Me.82], entre 10 et 25 % ; Ref. [Pa.06], 9 % pour $M_{\alpha,\beta}$ et 15% pour M_{γ} ; Ref. [Ro.02]).

Tableau II.1 Sections efficaces d'ionisation et de production des raies M dans l'Or pour des protons d'énergies allant de 0.1 à 3.0 MeV. Nos résultats sont comparés, dans la mesure du possible, avec d'autres valeurs théoriques ([Ch.73], [Ch.89] et [Li.96]) et expérimentales ([Pa.06], [Pa.90], [Me.82] et [Ro.02]). 2.257E+04 signifie 2.257×10^4 barns. Sont indiquées entre parenthèses les précisions sur les diverses valeurs expérimentales : a [Pa.90] (8 %) ; b [Me.82] (≤ 8.4 %) ; c [Pa.06] (entre 10 et 15 %) ; d [Ro.02] (9 % pour $M_{\alpha,\beta}$ et 15% pour M_γ) ; e [Ch.73] ; f : Résultats de Lapicki rapportés dans Ref. [Li.96] ; g [Li.96] ; h [Ch.89].

E (MeV)	M_{total}^I	M_{total}^x	$M_{\alpha,\beta}$	M_γ	$M_{1O_{2,3}}$	$M_{2O_{1,4}}$	$\zeta_{1,2}$	$M_{3O_{4,5}} + M_{2N_4}$	M_{3N_1}
.10	5.847E+01 6.639E+01 ^(h)	1.545E+00 5.440E+00 ^(c) 1.424 E+00 ^(g) 1.180E+00 ^(f)	1.435E+00	2.194E-02	7.471E-05	6.317E-04	6.129E-02	6.317E-03	5.068E-03
.20	1.199E+03 1.107E+03 ^(h)	3.166E+01 3.860E+01 ^(c) 2.997E+01 ^(g) 2.700E+01 ^(f)	2.963E+01	2.850E-01	4.299E-03	9.980E-03	1.272E+00	9.288E-02	6.585E-02
.30	3.655E+03 3.215E+03 ^(h)	9.665E+01 11.200E+01 ^(b) 11.900E+01 ^(c) 9.254E+01 ^(g) 8.870E+01 ^(f)	9.029E+01 11.600E+01 ^(d)	9.554E-01 24.000E-01 ^(d)	1.483E-02	3.262E-02	3.884E+00	3.063E-01	2.207E-01
.40	6.675E+03 5.828E+03 ^(h)	1.768E+02 1.760E+02 ^(b) 2.220E+02 ^(c) 1.702E+02 ^(g) 1.680E+02 ^(f)	1.646E+02 1.880E+02 ^(d)	2.069E+00 4.200E+00 ^(d)	2.310E-02	7.196E-02	7.085E+00	6.713E-01	4.781E-01
.50	9.941E+03 8.726E+03 ^(h) 1.296E+04 ^(e)	2.636E+02 2.150E+02 ^(b) 2.890E+02 ^(c) 2.544E+02 ^(g) 2.580E+02 ^(f)	2.445E+02 2.680E+02 ^(d)	3.628E+00 7.800E+00 ^(d)	3.303E-02	1.305E-01	1.052E+01	1.203E+00	8.382E-01
.60	1.339E+04 1.182E+04 ^(h)	3.554E+02 3.820E+02 ^(a) 3.040E+02 ^(b) 3.433E+02 ^(g) 3.540E+02 ^(f)	3.283E+02 3.310E+01 ^(d)	5.606E+00 11.200E+00 ^(d)	5.294E-02	2.090E-01	1.413E+01	1.904E+00	1.295E+00
.70	1.699E+04 1.506E+04 ^(h)	4.515E+02 4.850E+02 ^(a) 4.020E+02 ^(b)	4.154E+02 4.480E+01 ^(d)	7.935E+00 14.200E+00 ^(d)	8.750E-02	3.060E-01	1.788E+01	2.758E+00	1.833E+00
.80	2.071E+04 1.840E+04 ^(h)	5.511E+02 5.420E+02 ^(a) 4.860E+02 ^(b) 5.327E+02 ^(g) 5.610E+02 ^(f)	5.053E+02	1.053E+01	1.373E-01	4.187E-01	2.174E+01	3.736E+00	2.433E+00
.90	2.452E+04 2.183E+04 ^(h)	6.530E+02 6.290E+02 ^(a) 5.880E+02 ^(b)	5.968E+02	1.330E+01	2.003E-01	5.433E-01	2.568E+01	4.807E+00	3.073E+00
1.00	2.837E+04 2.527E+04 ^(h) 3.310E+04 ^(e)	7.558E+02 6.730E+02 ^(a) 6.390E+02 ^(b) 7.310E+02 ^(g) 7.780E+02 ^(f)	6.891E+02	1.617E+01	2.737E-01	6.763E-01	2.965E+01	5.941E+00	3.735E+00
2.00	6.221E+04 5.657E+04 ^(h) 6.869E+04 ^(e)	1.662E+03 1.610E+03 ^(a) 1.315E+03 ^(b) 1.617E+03 ^(g) 1.740E+03 ^(f)	1.499E+03	4.171E+01	1.103E+00	1.987E+00	6.453E+01	1.680E+01	9.636E+00
3.00	8.297E+04 8.987E+04 ^(e)	2.219E+03 2.300E+03 ^(a) 2.167E+03 ^(g) 2.310E+03 ^(f)	1.997E+03	5.641E+01	1.630E+00	2.829E+00	8.601E+01	2.359E+01	1.303E+01

D'autre part, le tableau II.2 montre la différence entre nos résultats et d'autres prévisions théoriques, qui sont basées sur la théorie *ECPSSR*, rapportées dans la référence [Li.96] pour les sections efficaces de production des sous couches M_i ($i = 1, \dots, 5$) dans l'Or par des protons. Nos calculs dépassent généralement ceux de Liu et al. [Li.96] pour toutes les énergies de protons indiquées ; l'écart atteint 7.83 % à 0.1 MeV. Par comparaison aux résultats de Lapicki pris de la référence [Li.96], nos résultats restent aussi les plus élevés jusqu'à une énergie de 0.6 MeV où un écart de 0.39 % est observé. Cet écart augmente avec la décroissance de l'énergie des protons et atteint 23.62 % à 0.1 MeV. Ces écarts peuvent être expliqués par l'utilisation de paramètres atomiques nécessaires pour la conversion des sections efficaces d'ionisation en sections efficaces de production tels que les facteurs de Coster-Kronig, les rendements de fluorescence, les taux de transition radiative. D'autres paramètres intervenant dans le calcul peuvent également affecter le résultat final tels que les énergies de liaison des couches atomiques. Ceci peut interpréter la légère différence entre nos résultats et ceux de Liu et al. [Li.96].

Tableau II.2 Différence entre nos calculs et ceux rapportés dans Ref.[Li.96] pour la section efficace de production dans ${}_{79}\text{Au}$ par des protons.

E (MeV)	Nos résultats	Résultats de Liu et al.	Différence (%)	Résultats de Lapicki	Différence (%)
0.1	1.55	1.424	7.83	1.18	23.62
0.12	4.07	3.784	7.01	3.20	21.43
0.14	8.30	7.755	6.51	6.69	19.35
0.16	14.34	13.47	6.08	11.8	17.72
0.18	22.18	20.92	5.68	18.7	15.69
0.2	31.66	29.97	5.34	27.0	14.72
0.25	61.23	58.34	4.71	56.6	7.56
0.3	96,65	92,54	4,25	88,7	8,23
0.35	135,36	130,3	3,74	127	6,18
0.4	176,80	170,2	3,73	168	4,98
0.5	263,60	254,4	3,49	258	2,12
0.6	355,40	343,3	3,40	354	0,39
0.8	551,10	532,7	3.34	561	1.80
1.0	755,80	731	3.28	778	2.94
2.0	1662,00	1617	2.71	1740	4.69
3.0	2219,00	2167	2.34	2310	4.10

Pour mettre en évidence les contributions des différentes sous couches M_i dans la section efficace totale d'ionisation, les présents calculs des sections efficaces des sous couches M_i pour l'Or par des protons d'énergie entre 0.1 et 3.0 MeV sont présentés sur la figure II.3. Nous pouvons remarquer que la section efficace totale d'ionisation de la couche M est dominée en moyenne par la contribution des sous couches $M_{4,5}$, jusqu'à 31.9 % pour M_4 et jusqu'à 58.6 % pour M_5 . En plus, nos résultats sont comparés avec ceux calculés à partir de l'approximation de Born des ondes planes relativistes incluant l'effet de la déflexion Coulombienne et la correction sur l'énergie de liaison de l'électron atomique (RPWBA-BC), rapportés dans la référence [Ch.89]. D'après l'étude de Chen [Ch.84b], les effets relativistes des fonctions d'onde ont une influence sur l'ionisation des sous couches $M_{1,2,3}$ alors que les sous couches $M_{4,5}$ demeurent pratiquement insensibles. Ceci nous permet de dire que l'utilisation des fonctions d'onde relativistes a un effet négligeable sur la section efficace d'ionisation de la couche M dominée par les sections efficaces d'ionisation provenant des sous couches $M_{4,5}$.

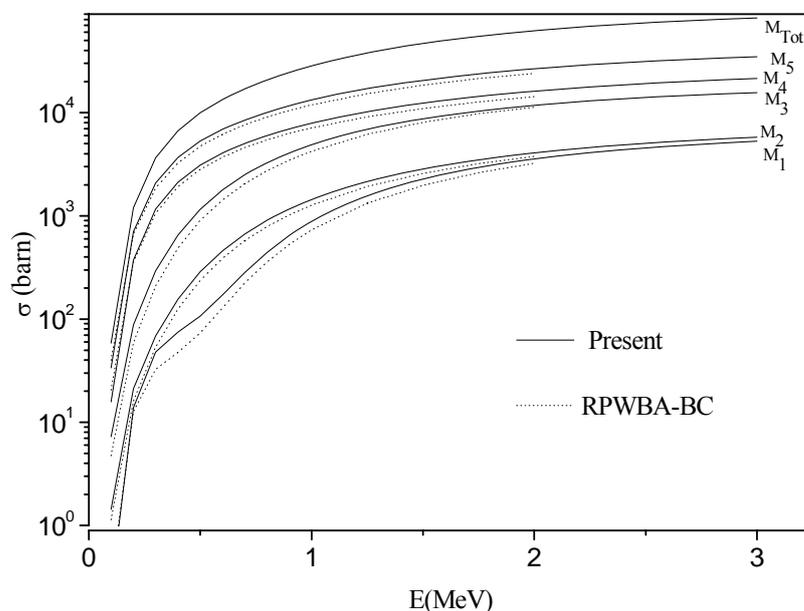


Figure II.3 Nos résultats des sections efficaces d'ionisation des sous couches M_i dans l'Or par des protons, sont comparés avec ceux rapportés dans la référence [Ch.89].

En plus, pour apprécier l'effet de convertir les sections efficaces d'ionisation en sections efficaces de production, nos calculs des sections efficaces d'ionisation sont comparés directement avec ceux rapportés dans la référence [Ch.89], qui sont de 7.67 à 13.55 % plus petits que les nôtres (voir tableau II.3). En outre, la théorie *ECPSSR* sous-estime les sections efficaces calculées dans le cadre du modèle *PWBA* rapportées dans la référence [Ch.73], pour atteindre quelques ordres de grandeur à basse énergie (jusqu'à 30.37 plus grandes que les nôtres à $E = 0.5$ MeV). De plus, l'effet relativiste des fonctions d'onde semble être moins important ici [Ch.84b] où sa contribution sur le calcul de la section efficace d'ionisation est négligeable. Ce qui rend les différentes formes du facteur de la déflexion coulombienne, utilisé dans nos calculs et ce utilisé dans le calcul de Chen et al. [Ch.89], susceptible d'être prévues pour interpréter la sous-estimation observée.

Tableau II.3 Différence entre nos résultats et ceux rapportés dans les références [Ch.73] et [Ch.89] de la section efficace d'ionisation des raies M dans l'Or par des protons.

E (MeV)	Différence entre nos résultats et ceux de Ref.[Ch.73]- <i>PWBA</i> - (%)	Différence entre nos résultats et ceux de Ref. [Ch.89] - <i>RPWBA-BC</i> - (%)
0.1	--	13,55
0.2	--	7,67
0.3	--	12,04
0.4	--	12,69
0.5	30,37	12,22
0.6	--	11,73
0.8	--	11,15
1.0	16,67	10,93
2.0	10,42	9,07
3.0	8,32	--

Enfin, la figure II.4 présente le rapport entre les sections efficaces totales de production expérimentales ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Ro.02] et [Go.06]) et celles que nous avons calculées théoriquement dans le cadre du modèle *ECPSSR* dans la couche M pour différents atomes cibles en fonction de l'énergie des protons. Nous pouvons remarquer que l'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales est relativement bon à hautes énergies. Par contre, à basses énergies, les valeurs théoriques s'écartent de plus en plus des valeurs expérimentales. Ces dernières proviennent de différentes sources, donc

mesurées dans différentes conditions expérimentales ; ce qui explique leur dispersion. Les déviations observées à basse énergie sont attribuées probablement à plusieurs effets ; l'utilisation d'une expression approximative pour la correction de l'énergie de liaison ; l'effet relativiste, où il n'y a aucune formulation publiée au sujet de cette correction ; le type de fonctions d'onde utilisées pour le calcul du facteur de forme (fonctions hydrogénoïdes). D'ailleurs, la dépendance de l'effet de l'énergie de liaison (ζ_s) sur le nombre atomique écranté (Z_s) rend ce rapport sensible à ce nombre, à basses énergies (relation II.3.2); plus il est grand, plus l'effet est réduit, où le rapport pour ^{73}Ta est, généralement, le plus bas relativement aux autres cibles.

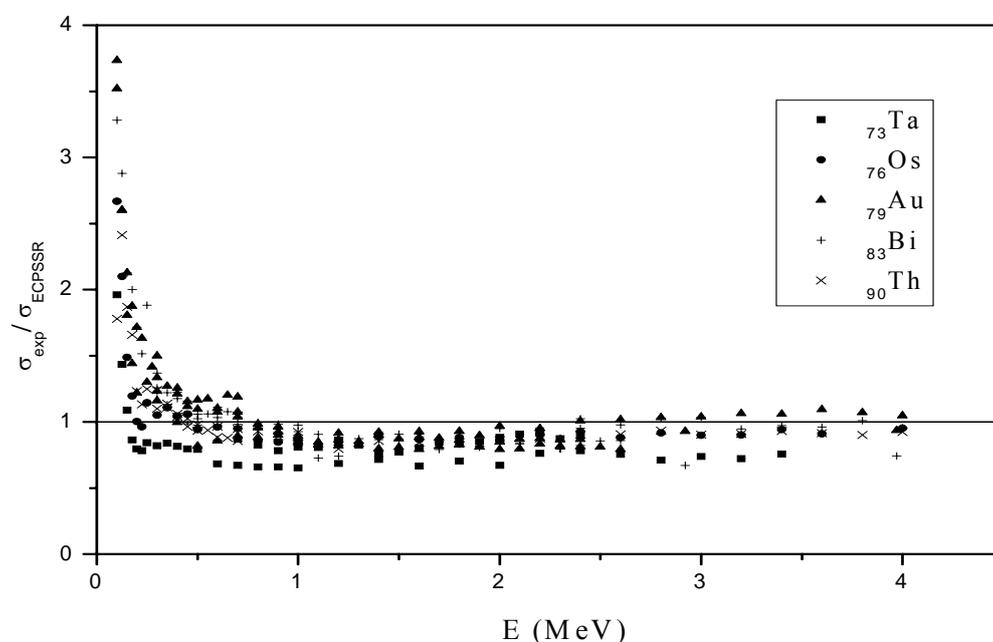


Figure II.4 Rapport des sections efficaces totales de production expérimentales et théoriques (*ECPSSR*) dans la couche M pour différents atomes cibles en fonction de l'énergie des protons.

Bien que ces améliorations successives aient été incorporées dans la théorie *ECPSSR*, des déviations continuent d'apparaître entre les données expérimentales et les prévisions théoriques, surtout à basses énergies. Donc, il est intéressant de mentionner que les processus atomiques trop complexes de collision de la couche *M* rendent difficile le développement d'un modèle théorique complet. Ainsi, il est nécessaire d'adopter des méthodes empiriques pour mieux ajuster les données expérimentales disponibles.

Références bibliographiques

- [Ba.72]- W. Bambynek, B. Crasemann, R. Fink, H. Freund, H. Mark, C. Swift, R. Price, and P. Rao, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 716 (1972).
- [Ba.73]- G. Basbas , W. Brandt, and R. Laubert, *Phys. Rev.* **A17**, 1655 (1978); **A7**, 983 (1973).
- [Bh.70]- C.P. Bhalla, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **3**, 916 (1970).
- [Br.66]- W. Brandt, R. Laubert, and I. Sellin, *Phys. Rev.* **151**, 56 (1966).
- [Br.74]- W. Brandt and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A10**, 474 (1974).
- [Br.79]- W. Brandt and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A20**, 465 (1979).
- [Br.81]- W. Brandt and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A23**, 1717 (1981).
- [Ci.95]- S. Cipolla, *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res.* **B 99**, 22 (1995).
- [Ch73]- B. Choi, *Phys. Rev.* **A7**, 2056 (1973).
- [Ch.83]- M. Chen, B. Crasemann, and H. Mark, *Phys. Rev.* **A27**, 2358 (1983).
- [Ch.84a]- M. Chen and B. Crasemann, *Phys. Rev.* **A30**, 170 (1984).
- [Ch.84b]- M. H. Chen, *Phys. Rev.* **A30**, 2082 (1984) .
- [Ch.85]- M. Chen and B. Crasemann, *At. Data & Nucl. Data Tables* **33**, 217 (1985).
- [Ch.89]- M. Chen and B. Crasemann, *At. Data & Nucl. Data Tables*, **41**, 257 (1989) .
- [Co.85]- D. Cohen and M. Harrigan, *At. Data & Nucl. Data Tables* **33**, 255 (1985).
- [Cu.89]- D. Cohen, *At. Data & Nucl. Data Tables*, **41**, 287 (1989).
- [Go.06]- M. Goudarzi, F. Shokouhi, M. Lamehi-Rachti, P. Oliairy, *Nucl. Instr. and Meth.* **B 247**, 217 (2006).
- [La.80]- G. Lapicki , R. Laubert, and W. Brandt and , *Phys. Rev.* **A22**, 1889 (1980).
- [Li.96]- Z. Liu and S. J. Cipolla, *Comp. Phys. Com.* **97**, 315 (1996).
- [Mc.72]- E. J. McGuire, *Phys. Rev.* **A5**, 1043 (1972).
- [Pa.90]- M. Pajek, A. Kobzev, R. Sandrik, A. Skrypnik, R. Ilkhamov, S. Khusmurodov, and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A42**, 261 (1990).
- [Pa.06]- M. Pajek, D. Banaś, J. Braziewicz, M. Czarnota, A. Braziewicz, M. Jaskóła, A. Korman, D. Trautmann, and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A73**, 1 (2006).
- [Re.82]- R. Mehta, J. Duggan, J. Price, F. McDaniel, and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A26**, 1883 (1982).
- [Ro.02]- L. Rodriguez-Fernández, J. Miranda, J. Ruvalcaba-Sil, E. Segundo, and A. Olivier, *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res.* **B189**, 27 (2002).

CHAPITRE III

BASE DE DONNEES DES SECTIONS EFFICACES DES RAIES *M*

III.1. Introduction

Avec le développement des détecteurs à semi-conducteur, des données expérimentales plus précises sont devenues disponibles pour les sections efficaces d'ionisation ou de production des raies *M* par impact d'ions légers [Bu.73] et lourds [Me.83]. L'utilisation des cibles minces dans ces expériences conduit à l'amélioration de la qualité de données expérimentales. Néanmoins, les sections efficaces d'ionisation ou de production mesurées des raies *M* disponibles dans la littérature sont sensiblement dispersées, excédant parfois le niveau de leur incertitude. Durant les dernières années, plus d'expériences ont été effectuées pour l'ionisation des raies *M* dans les éléments lourds par impact d'ions légers [Pa.90]. Dans de telles collisions, l'ionisation multiple et le processus de capture électronique jouent un rôle négligeable.

III.2. Distribution des données expérimentales

Nous avons présenté sur la figure III.1 la distribution des valeurs expérimentales de la section efficace de production de la couche *M* (538 données expérimentales) rassemblées de différentes sources ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Me.83], [Bu.73], [Se.80], [Ro.02] et [Go.06]) pour des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV, où l'Or (^{79}Au) paraît l'élément le plus intensivement étudié (91 valeurs expérimentales). Nous disposons de valeurs expérimentales seulement pour 11 éléments. Pour les autres éléments, les valeurs sont soit inexistantes, soit disponibles pour des énergies en dehors de la gamme d'énergie considérée dans ce travail.

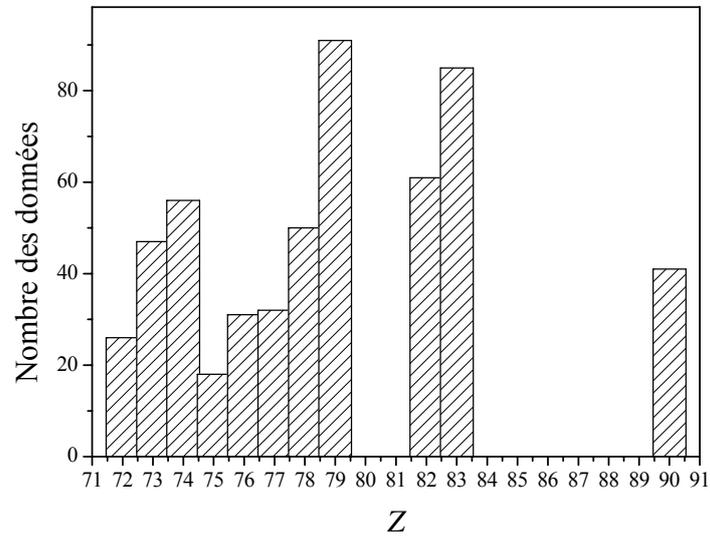


Figure III.1 Distribution des valeurs expérimentales de la section efficace de production de la couche *M* en fonction du numéro atomique *Z* des éléments étudiés.

III.3. Explication des tables des sections efficaces de production des raies *M*

Nous avons rapporté dans les tableaux qui suivent, les valeurs expérimentales disponibles des sections efficaces de production de la couche *M* par des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV pour 11 éléments de numéro atomique compris entre 72 et 90. Les sections efficaces théoriques de production calculées dans le cadre du modèle *ECPSSR* sont également, quand c'est possible, présentées. De plus, à cause de la non disponibilité des facteurs de Coster-Kronig et des rendements de fluorescence, qui sont nécessaires pour la conversion ionisation-production des sections efficaces, nous n'avons pas calculé les sections efficaces de production pour quelques éléments.

Les notations suivantes sont utilisées dans les tableaux III.1 :

- E est l'énergie des protons incidents en MeV.
- σ_{Theo}^X est la section efficace de production calculée dans le cadre du modèle *ECPSSR*.
- σ_{Exp}^X est la section efficace expérimentale de production.
- $S = \frac{\sigma_{Exp}^X}{\sigma_{Theo}^X}$ est le rapport entre les sections efficaces expérimentale et théorique

Tableaux III.1 : Sections efficaces de production expérimentales et théoriques pour des éléments de numéro atomique $72 \leq Z \leq 90$ par des protons d'énergie de 0.1 à 4.0 MeV

Elément	E (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	S	Référence	
${}_{72}\text{Hf}$	0,6	--	4,95E+02	--	[Me.83]	
	0,7	--	5,98E+02	--		
	0,8	--	7,23E+02	--		
	0,9	--	8,47E+02	--		
	1,0	--	9,64E+02	--		
	1,2	--	1,28E+03	--		
	1,4	--	1,52E+03	--		
	1,6	--	1,80E+03	--		
	1,8	--	1,91E+03	--		
	2,0	--	1,98E+03	--		
	2,2	--	2,28E+03	--		
	2,4	--	2,40E+03	--		
	2,6	--	2,44E+03	--		
	2,8	--	2,46E+03	--		
	3,0	--	2,56E+03	--		
	3,2	--	2,63E+03	--		
	3,4	--	2,65E+03	--		
		0,25	--	2,36E+02	--	[Pa.90]
		0,5	--	4,93E+02	--	
		0,75	--	7,28E+02	--	
	1,0	--	9,29E+02	--		

Elément	<i>E</i> (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	<i>S</i>	Référence
⁷² Hf	1,25	--	1,12E+03	--	[Pa.90]
	1,5	--	1,38E+03	--	
	1,75	--	1,53E+03	--	
	2,0	--	1,51E+03	--	
	2,25	--	1,61E+03	--	
⁷³ Ta	0,1	6,58E+00	1,29E+01	1,961	[Pa.06]
	0,125	1,73E+01	2,48E+01	1,433	
	0,15	3,37E+01	3,67E+01	1,089	
	0,175	5,50E+01	4,75E+01	0,864	
	0,2	8,00E+01	6,37E+01	0,796	
	0,225	1,08E+02	8,44E+01	0,782	
	0,25	1,38E+02	1,16E+02	0,842	
	0,3	2,01E+02	1,65E+02	0,82	
	0,35	2,68E+02	2,25E+02	0,838	
	0,4	3,38E+02	2,75E+02	0,814	
	0,45	4,10E+02	3,26E+02	0,796	
	0,5	4,84E+02	3,83E+02	0,792	
	0,6	6,37E+02	4,34E+02	0,681	
	0,7	7,96E+02	5,33E+02	0,67	
	0,8	9,56E+02	6,31E+02	0,66	
	0,9	1,11E+03	7,34E+02	0,659	
	1,0	1,27E+03	8,27E+02	0,651	
	1,2	1,56E+03	1,07E+03	0,684	[Pa.90]
	1,4	1,83E+03	1,31E+03	0,715	
	1,6	2,07E+03	1,38E+03	0,667	
	1,8	2,28E+03	1,60E+03	0,702	
	2,0	2,46E+03	1,65E+03	0,671	
	2,2	2,61E+03	1,99E+03	0,761	
	2,4	2,75E+03	2,15E+03	0,782	
	2,6	2,86E+03	2,16E+03	0,755	
	2,8	2,96E+03	2,10E+03	0,71	
	3,0	3,04E+03	2,24E+03	0,737	
	3,2	3,10E+03	2,24E+03	0,722	[Go.06]
	3,4	3,16E+03	2,39E+03	0,756	
	0,7	7,96E+02	6,90E+02	0,867	
	0,8	9,55E+02	7,86E+02	0,823	
	0,9	1,11E+03	8,70E+02	0,781	
	1,0	1,27E+03	1,03E+03	0,808	
	1,1	1,42E+03	1,15E+03	0,806	
1,2	1,56E+03	1,30E+03	0,828		
1,3	1,70E+03	1,40E+03	0,823		
1,4	1,83E+03	1,39E+03	0,757		
1,5	1,95E+03	1,51E+03	0,771		
1,6	2,07E+03	1,66E+03	0,804		
1,7	2,18E+03	1,85E+03	0,848		
1,8	2,28E+03	1,90E+03	0,833		
1,9	2,37E+03	2,02E+03	0,85		
2,0	2,46E+03	2,17E+03	0,882		
2,1	2,54E+03	2,30E+03	0,907		
2,2	2,61E+03	2,43E+03	0,93		
2,3	2,68E+03	2,34E+03	0,873		
2,4	2,75E+03	2,45E+03	0,893		
⁷⁴ W	0,1	--	1,06E+01	--	[Pa.06]
	0,125	--	2,24E+01	--	
	0,15	--	3,36E+01	--	
	0,175	--	4,57E+01	--	

Élément	E (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	S	Référence
${}^{74}\text{W}$	0,2	--	5,56E+01	--	[Pa.06]
	0,225	--	7,63E+01	--	
	0,25	--	1,13E+02	--	
	0,3	--	1,53E+02	--	
	0,35	--	2,17E+02	--	
	0,4	--	2,70E+02	--	
	0,45	--	2,90E+02	--	
	0,5	--	3,50E+02	--	
	0,6	--	4,39E+02	--	
	0,7	--	5,39E+02	--	
	0,8	--	6,16E+02	--	[Pa.90]
	0,9	--	7,18E+02	--	
	1,0	--	7,95E+02	--	
	1,2	--	1,04E+03	--	
	1,4	--	1,26E+03	--	
	1,6	--	1,36E+03	--	
	1,8	--	1,56E+03	--	
	2,0	--	1,70E+03	--	
	2,2	--	1,93E+03	--	
	2,4	--	2,05E+03	--	
	2,6	---	2,09E+03	---	
	2,8	--	2,23E+03	--	
	3,0	--	2,29E+03	--	
	3,2	--	2,37E+03	--	
	3,4	--	2,41E+03	--	[Go.06]
	0,7	--	6,14E+02	--	
	0,8	--	7,40E+02	--	
	0,9	--	7,83E+02	--	
	1,0	--	8,58E+02	--	
	1,1	--	1,05E+03	--	
	1,2	--	9,49E+02	--	
	1,3	--	1,18E+03	--	
	1,4	--	1,29E+03	--	
	1,5	--	1,44E+03	--	
1,6	--	1,55E+03	--		
1,7	--	1,65E+03	--		
1,8	--	1,61E+03	--		
1,9	--	1,72E+03	--		
2,0	--	1,78E+03	--		
2,1	--	1,88E+03	--		
2,2	--	1,96E+03	--		
2,3	--	2,04E+03	--		
2,4	--	2,11E+03	--	[Ro.02]	
0,3	--	1,96E+02	--		
0,35	--	2,50E+02	--		
0,4	--	3,24E+02	--		
0,45	--	4,18E+02	--		
0,5	--	4,92E+02	--		
0,55	--	5,65E+02	--		
0,6	--	6,38E+02	--		
0,65	--	7,12E+02	--		
0,7	--	7,92E+02	--	[Pa.06]	
${}^{75}\text{Re}$	0,6	--	4,86E+02		--
	0,7	--	5,83E+02		--
	0,8	--	6,77E+02		--
	0,9	--	7,58E+02		--
	1,0	--	8,68E+02	--	

Elément	E (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	S	Référence
^{75}Re	1,2	--	1,17E+03	--	[Pa.90]
	1,4	--	1,34E+03	--	
	1,6	--	1,50E+03	--	
	1,8	--	1,71E+03	--	
	2,0	--	1,74E+03	--	
	2,2	--	2,02E+03	--	
	2,4	--	2,13E+03	--	
	2,6	--	2,20E+03	--	
	2,8	--	2,38E+03	--	
	3,0	--	2,37E+03	--	
	3,2	--	2,56E+03	--	
^{76}Os	0,1	3,22E+00	8,60E+00	2,669	[Pa.06]
	0,125	9,33E+00	1,96E+01	2,1	
	0,15	1,94E+01	2,89E+01	1,487	
	0,175	3,33E+01	3,98E+01	1,194	
	0,2	5,05E+01	5,06E+01	1,002	
	0,225	7,02E+01	6,76E+01	0,963	
	0,25	9,19E+01	1,05E+02	1,143	
	0,3	1,39E+02	1,46E+02	1,05	
	0,35	1,90E+02	2,10E+02	1,107	
	0,4	2,43E+02	2,53E+02	1,043	
	0,45	2,97E+02	3,15E+02	1,059	
	0,5	3,54E+02	3,33E+02	0,942	
	0,6	4,71E+02	4,52E+02	0,96	
	0,7	5,93E+02	5,63E+02	0,95	
	0,8	7,18E+02	6,16E+02	0,858	
	0,9	8,44E+02	7,14E+02	0,846	
	1,0	9,71E+02	8,23E+02	0,848	
	1,2	1,22E+03	1,05E+03	0,864	[Pa.90]
	1,4	1,44E+03	1,29E+03	0,894	
	1,6	1,65E+03	1,43E+03	0,866	
	1,8	1,84E+03	1,62E+03	0,881	
2,0	2,00E+03	1,72E+03	0,858		
2,2	2,15E+03	1,95E+03	0,906		
2,4	2,28E+03	2,11E+03	0,925		
2,6	2,39E+03	2,11E+03	0,882		
2,8	2,49E+03	2,28E+03	0,916		
3,0	2,57E+03	2,31E+03	0,898		
3,2	2,64E+03	2,38E+03	0,9		
3,4	2,71E+03	2,55E+03	0,942		
3,6	2,76E+03	2,51E+03	0,909		
4,0	2,84E+03	2,70E+03	0,951		
^{77}Ir	0,1	--	6,72E+00	--	[Pa.06]
	0,125	--	1,71E+01	--	
	0,15	--	2,65E+01	--	
	0,175	--	3,63E+01	--	
	0,2	--	4,48E+01	--	
	0,225	--	6,15E+01	--	
	0,25	--	9,70E+01	--	
	0,3	--	1,35E+02	--	
	0,35	--	1,90E+02	--	
0,4	--	2,39E+02	--		

Elément	<i>E</i> (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	<i>S</i>	Référence
⁷⁷ Ir	0,45	--	2,74E+02	--	[Pa.06]
	0,5	--	3,04E+02	--	
	0,6	--	4,10E+02	--	
	0,7	--	5,12E+02	--	
	0,8	--	6,01E+02	--	
	0,9	--	7,02E+02	--	
	1,0	--	7,55E+02	--	
	1,2	---	9,73E+02	---	[Pa.90]
	1,4	--	1,18E+03	--	
	1,6	--	1,28E+03	--	
	1,8	--	1,52E+03	--	
	2,0	--	1,71E+03	--	
	2,2	--	1,88E+03	--	
	2,4	--	2,04E+03	--	
	2,6	--	2,23E+03	--	
	2,8	--	2,35E+03	--	
	3,0	--	2,41E+03	--	
	3,2	--	2,57E+03	--	
	3,4	--	2,66E+03	--	
	3,6	--	2,82E+03	--	
3,8	--	2,78E+03	--		
4,0	--	2,81E+03	--		
⁷⁸ Pt	0,1	--	6,03E+00	--	[Pa.06]
	0,125	--	1,48E+01	--	
	0,15	--	2,29E+01	--	
	0,175	--	3,16E+01	--	
	0,2	--	4,11E+01	--	
	0,225	--	5,74E+01	--	
	0,25	--	8,53E+01	--	
	0,3	--	1,22E+02	--	
	0,35	--	1,74E+02	--	
	0,4	--	2,27E+02	--	
	0,45	--	2,62E+02	--	
	0,5	--	2,83E+02	--	
	0,6	--	3,94E+02	--	
	0,7	--	4,90E+02	--	
	0,8	--	5,53E+02	--	
	0,9	--	6,47E+02	--	
	1,0	--	7,00E+02	--	
	1,2	--	8,89E+02	--	[Pa.90]
	1,4	--	1,04E+03	--	
	1,6	--	1,20E+03	--	
	1,8	--	1,42E+03	--	
	2,0	--	1,63E+03	--	
	2,2	--	1,80E+03	--	
	2,4	--	1,93E+03	--	
	2,6	--	2,12E+03	--	
	2,8	--	2,22E+03	--	
	3,0	--	2,28E+03	--	
	3,2	--	2,43E+03	--	
	3,4	--	2,56E+03	--	
	3,6	--	2,62E+03	--	
3,8	--	2,67E+03	--		
4,0	--	2,64E+03	--		
0,7	--	4,86E+02	--	[Go.06]	
0,8	---	5,56E+02	--		

Elément	E (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	S	Référence
^{78}Pt	0,9	--	6,38E+02	--	[Go.06]
	1,0	--	7,19E+02	--	
	1,1	--	7,95E+02	--	
	1,2	--	9,13E+02	--	
	1,3	--	1,01E+03	--	
	1,4	--	1,07E+03	--	
	1,5	--	1,06E+03	--	
	1,6	--	1,20E+03	--	
	1,7	--	1,24E+03	--	
	1,8	--	1,28E+03	--	
	1,9	--	1,33E+03	--	
	2,0	--	1,35E+03	--	
	2,1	--	1,38E+03	--	
2,2	--	1,47E+03	--		
2,3	--	1,69E+03	--		
2,4	--	1,66E+03	--		
^{79}Au	0,1	1,55E+00	5,44E+00	3,52	[Pa.06]
	0,125	4,96E+00	1,29E+01	2,6	
	0,15	1,11E+01	2,00E+01	1,804	
	0,175	2,01E+01	2,89E+01	1,441	
	0,2	3,17E+01	3,86E+01	1,219	
	0,25	6,12E+01	7,96E+01	1,3	
	0,3	9,67E+01	1,19E+02	1,231	
	0,4	1,77E+02	2,22E+02	1,256	
	0,45	2,20E+02	2,53E+02	1,152	
	0,5	2,64E+02	2,89E+02	1,096	
	0,6	3,55E+02	3,82E+02	1,075	
	0,7	4,52E+02	4,85E+02	1,074	
	0,8	5,51E+02	5,42E+02	0,983	
	0,9	6,53E+02	6,29E+02	0,963	
	1,0	7,56E+02	6,73E+02	0,89	
	1,2	9,59E+02	8,76E+02	0,913	[Pa.90]
	1,4	1,16E+03	1,04E+03	0,9	
	1,6	1,34E+03	1,24E+03	0,926	
	1,8	1,51E+03	1,40E+03	0,928	
	2,0	1,66E+03	1,61E+03	0,968	
	2,2	1,80E+03	1,71E+03	0,95	
	2,4	1,92E+03	1,94E+03	1,008	
	2,6	2,04E+03	2,07E+03	1,017	
	2,8	2,13E+03	2,20E+03	1,032	
	3,0	2,22E+03	2,30E+03	1,037	
	3,2	2,30E+03	2,44E+03	1,063	
	3,4	2,36E+03	2,50E+03	1,059	
	3,6	2,42E+03	2,64E+03	1,092	
	3,8	2,47E+03	2,64E+03	1,069	
	4,0	2,51E+03	2,63E+03	1,047	
	0,7	4,51E+02	4,69E+02	1,038	[Go.06]
	0,8	5,51E+02	5,26E+02	0,955	
	0,9	6,53E+02	6,03E+02	0,923	
1,0	7,56E+02	6,64E+02	0,878		
1,1	8,58E+02	7,27E+02	0,847		
1,2	9,60E+02	8,30E+02	0,864		
1,3	1,06E+03	9,01E+02	0,851		
1,4	1,16E+03	1,06E+03	0,92		
1,5	1,25E+03	1,09E+03	0,872		
1,6	1,34E+03	1,18E+03	0,882		

Elément	E (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	S	Référence
^{79}Au	1,7	1,43E+03	1,25E+03	0,878	[Go.06]
	1,8	1,51E+03	1,30E+03	0,862	
	1,9	1,59E+03	1,42E+03	0,896	
	2,0	1,66E+03	1,41E+03	0,848	
	2,1	1,73E+03	1,51E+03	0,869	
	2,2	1,80E+03	1,58E+03	0,875	
	2,3	1,86E+03	1,61E+03	0,865	
	2,4	1,92E+03	1,67E+03	0,868	
	0,3	9,66E+01	1,29E+02	1,335	[Ro.02]
	0,35	1,36E+02	1,72E+02	1,268	
	0,4	1,77E+02	2,14E+02	1,211	
	0,45	2,20E+02	2,45E+02	1,116	
	0,5	2,64E+02	3,07E+02	1,165	
	0,55	3,09E+02	3,63E+02	1,175	
	0,6	3,55E+02	3,92E+02	1,103	
	0,65	4,03E+02	4,84E+02	1,201	
	0,7	4,52E+02	5,36E+02	1,187	
	0,1	1,55E+00	5,77E+00	3,734	[Ci.95]
	0,125	4,96E+00	1,29E+01	2,6	
	0,15	1,11E+01	2,36E+01	2,128	
	0,175	2,01E+01	3,76E+01	1,875	
	0,2	3,17E+01	5,43E+01	1,715	
	0,225	4,55E+01	7,43E+01	1,632	
	0,275	7,84E+01	1,11E+02	1,416	
	0,3	9,67E+01	1,45E+02	1,5	
	0,3	9,66E+01	1,12E+02	1,159	[Me.82]
	0,4	1,77E+02	1,76E+02	0,996	
	0,5	2,63E+02	2,15E+02	0,816	
	0,6	3,56E+02	3,04E+02	0,855	
	0,7	4,52E+02	4,02E+02	0,89	
	0,8	5,51E+02	4,86E+02	0,882	
	0,9	6,53E+02	5,88E+02	0,9	
	1,0	7,56E+02	6,39E+02	0,845	
	1,1	8,58E+02	7,08E+02	0,825	
	1,2	9,60E+02	7,87E+02	0,82	
	1,3	1,06E+03	8,78E+02	0,829	
	1,4	1,16E+03	9,19E+02	0,795	
	1,5	1,25E+03	1,01E+03	0,808	
	1,6	1,34E+03	1,06E+03	0,792	
	1,7	1,43E+03	1,16E+03	0,815	
	1,8	1,51E+03	1,25E+03	0,826	
	1,9	1,59E+03	1,29E+03	0,809	
	2,0	1,66E+03	1,32E+03	0,791	
	2,1	1,73E+03	1,38E+03	0,795	
	2,2	1,80E+03	1,50E+03	0,832	
	2,3	1,87E+03	1,52E+03	0,817	
	2,4	1,92E+03	1,56E+03	0,813	
2,5	1,98E+03	1,60E+03	0,81		
2,6	2,03E+03	1,61E+03	0,792		
2,92	2,19E+03	2,03E+03	0,929	[Se.80]	
3,97	2,51E+03	2,34E+03	0,934		
^{82}Pb	0,44	--	2,70E+02	--	[Bu.73]
	0,53	--	3,60E+02	--	
	0,75	--	6,30E+02	--	
	1,0	--	1,02E+03	--	

Elément	E (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	S	Référence	
^{82}Pb	1,5	--	1,66E+03	--	[Bu.73]	
	1,75	--	1,96E+03	--		
	2,0	--	2,23E+03	--		
	2,5	--	2,43E+03	--		
	3,0	--	3,16E+03	--		
	4,0	--	3,68E+03	--		
		0,3	--	9,16E+01	--	[Me.82]
		0,4	--	1,37E+02	--	
		0,5	--	1,96E+02	--	
		0,6	--	2,56E+02	--	
		0,7	--	3,50E+02	--	
		0,8	--	4,03E+02	--	
		0,9	--	4,36E+02	--	
		1,0	--	5,34E+02	--	
		1,1	--	6,34E+02	--	
		1,2	--	6,76E+02	--	
		1,3	--	7,52E+02	--	
		1,4	--	7,90E+02	--	
		1,5	--	8,84E+02	--	
		1,6	--	9,35E+02	--	
		1,7	--	1,02E+03	--	
		1,8	--	1,09E+03	--	
		1,9	--	1,11E+03	--	
		2,0	--	1,25E+03	--	
		2,1	--	1,32E+03	--	
		2,2	--	1,37E+03	--	
		2,3	--	1,35E+03	--	
		2,4	--	1,43E+03	--	
		2,5	--	1,47E+03	--	
		2,6	--	1,48E+03	--	
		0,3	--	8,10E+01	--	[Ro.02]
		0,35	--	1,15E+02	--	
		0,4	--	1,44E+02	--	
		0,45	--	1,81E+02	--	
		0,5	--	2,21E+02	--	
		0,55	--	2,61E+02	--	
	0,6	--	3,02E+02	--		
	0,65	--	3,66E+02	--		
	0,7	--	3,96E+02	--		
	0,7	--	3,58E+02	--	[Go.06]	
	0,8	--	4,02E+02	--		
	0,9	--	4,44E+02	--		
	1,0	--	5,03E+02	--		
	1,1	--	5,14E+02	--		
	1,2	--	5,01E+02	--		
	1,3	--	6,94E+02	--		
	1,4	--	7,87E+02	--		
	1,5	--	8,28E+02	--		
	1,6	--	8,72E+02	--		
	1,7	--	9,26E+02	--		
	1,8	--	9,30E+02	--		
	1,9	--	1,03E+03	--		
	2,0	--	1,06E+03	--		
	2,1	--	1,13E+03	--		

Elément	E (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	S	Référence	
^{82}Pb	2,2	--	1,21E+03	--	[Go.06]	
	2,3	--	1,27E+03	--		
	2,4	--	1,33E+03	--		
^{83}Bi	0,1	5,55E-01	1,82E+00	3,28	[Pa.06]	
	0,125	2,08E+00	6,00E+00	2,88		
	0,15	5,17E+00	1,10E+01	2,127		
	0,175	1,01E+01	2,02E+01	1,999		
	0,2	1,70E+01	2,91E+01	1,716		
	0,225	2,56E+01	3,88E+01	1,515		
	0,25	3,59E+01	6,75E+01	1,881		
	0,3	6,03E+01	7,58E+01	1,257		
	0,35	8,85E+01	1,08E+02	1,221		
	0,4	1,19E+02	1,46E+02	1,226		
	0,45	1,51E+02	1,75E+02	1,157		
	0,5	1,84E+02	1,95E+02	1,057		
	0,6	2,54E+02	2,82E+02	1,111		
	0,7	3,27E+02	3,51E+02	1,075		
	0,8	4,02E+02	4,00E+02	0,995		
	0,9	4,80E+02	4,72E+02	0,983		
	1,0	5,60E+02	5,46E+02	0,975		
	1,2	7,22E+02	6,36E+02	0,881		[Pa.90]
	1,4	8,84E+02	7,76E+02	0,878		
	1,6	1,04E+03	9,44E+02	0,908		
	1,8	1,19E+03	1,09E+03	0,918		
	2,0	1,33E+03	1,26E+03	0,95		
	2,2	1,46E+03	1,33E+03	0,914		
	2,4	1,57E+03	1,61E+03	1,024		
	2,6	1,68E+03	1,64E+03	0,976		
	2,8	1,78E+03	1,83E+03	1,029		
	3,0	1,87E+03	1,93E+03	1,034		
	3,2	1,95E+03	1,84E+03	0,946		
	3,4	2,02E+03	1,96E+03	0,972		
	3,6	2,08E+03	2,00E+03	0,961		
	3,8	2,14E+03	2,16E+03	1,01		
	4,0	2,19E+03	2,09E+03	0,955		
	0,7	3,27E+02	3,20E+02	0,981	[Go.06]	
	0,8	4,02E+02	3,79E+02	0,944		
	0,9	4,80E+02	4,53E+02	0,945		
	1,0	5,59E+02	4,58E+02	0,818		
	1,1	6,41E+02	4,65E+02	0,726		
	1,2	7,22E+02	5,34E+02	0,74		
	1,3	8,03E+02	6,75E+02	0,841		
1,4	8,83E+02	8,11E+02	0,918			
1,5	9,63E+02	8,38E+02	0,87			
1,6	1,04E+03	8,99E+02	0,865			
1,7	1,11E+03	8,82E+02	0,791			
1,8	1,19E+03	1,01E+03	0,854			
1,9	1,26E+03	1,02E+03	0,807			
2,0	1,33E+03	1,13E+03	0,85			
2,1	1,39E+03	1,16E+03	0,834			
2,2	1,46E+03	1,25E+03	0,86			
2,3	1,51E+03	1,20E+03	0,795			
2,4	1,57E+03	1,50E+03	0,951			

Elément	<i>E</i> (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	<i>S</i>	Référence
⁸³ Bi	0,3	6,03E+01	7,40E+01	1,227	[Ro.02]
	0,35	8,85E+01	1,00E+02	1,13	
	0,4	1,19E+02	1,20E+02	1,008	
	0,45	1,51E+02	1,49E+02	0,985	
	0,5	1,85E+02	1,80E+02	0,975	
	0,55	2,19E+02	2,32E+02	1,06	
	0,6	2,54E+02	2,62E+02	1,032	
	0,65	2,90E+02	3,12E+02	1,077	
	0,7	3,26E+02	3,50E+02	1,072	[Me.82]
	0,3	6,03E+01	8,25E+01	1,368	
	0,4	1,19E+02	1,40E+02	1,176	
	0,5	1,85E+02	1,89E+02	1,024	
	0,6	2,54E+02	2,48E+02	0,977	
	0,7	3,27E+02	3,37E+02	1,032	
	0,8	4,02E+02	3,82E+02	0,95	
	0,9	4,80E+02	4,41E+02	0,919	
	1,0	5,60E+02	5,18E+02	0,925	
	1,1	6,40E+02	5,79E+02	0,904	
	1,2	7,22E+02	6,37E+02	0,882	
	1,3	8,03E+02	7,00E+02	0,872	
	1,4	8,83E+02	7,65E+02	0,866	
	1,5	9,63E+02	8,74E+02	0,908	
	1,6	1,04E+03	9,21E+02	0,886	
	1,7	1,11E+03	9,45E+02	0,848	
	1,8	1,19E+03	9,86E+02	0,83	
	1,9	1,26E+03	1,03E+03	0,817	
	2,0	1,33E+03	1,11E+03	0,835	
	2,1	1,39E+03	1,17E+03	0,843	
	2,2	1,46E+03	1,29E+03	0,889	
	2,3	1,51E+03	1,20E+03	0,795	
2,4	1,57E+03	1,29E+03	0,822		
2,5	1,63E+03	1,39E+03	0,856		
2,6	1,68E+03	1,44E+03	0,858	[Se.80]	
2,92	1,83E+03	1,23E+03	0,671		
3,97	2,18E+03	1,62E+03	0,743		
⁹⁰ Th	0,1	8,60E-02	1,53E-01	1,779	[Pa.06]
	0,125	4,43E-01	1,07E+00	2,413	
	0,15	1,35E+00	2,53E+00	1,871	
	0,175	3,06E+00	5,08E+00	1,658	
	0,2	5,76E+00	7,09E+00	1,231	
	0,225	9,54E+00	1,08E+01	1,132	
	0,25	1,44E+01	1,80E+01	1,248	
	0,3	2,74E+01	3,01E+01	1,099	
	0,35	4,40E+01	4,88E+01	1,109	
	0,4	6,35E+01	6,73E+01	1,06	
	0,45	8,51E+01	8,73E+01	1,026	
	0,5	1,08E+02	1,06E+02	0,98	
	0,6	1,57E+02	1,52E+02	0,966	
	0,7	2,09E+02	1,98E+02	0,947	
	0,8	2,63E+02	2,44E+02	0,928	
	0,9	3,18E+02	2,84E+02	0,892	
	1,0	3,76E+02	3,47E+02	0,924	[Pa.90]
	1,2	4,95E+02	3,94E+02	0,796	
	1,4	6,18E+02	5,30E+02	0,857	
	1,6	7,43E+02	6,27E+02	0,844	

Elément	E (MeV)	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	S	Référence
${}_{90}\text{Th}$	1,8	8,67E+02	7,33E+02	0,845	[Pa.90]
	2,0	9,88E+02	8,51E+02	0,861	
	2,2	1,11E+03	9,68E+02	0,875	
	2,4	1,22E+03	1,10E+03	0,903	
	2,6	1,32E+03	1,20E+03	0,906	
	2,8	1,43E+03	1,33E+03	0,933	
	3,0	1,52E+03	1,37E+03	0,902	
	3,2	1,61E+03	1,46E+03	0,909	
	3,4	1,69E+03	1,57E+03	0,93	
	3,6	1,76E+03	1,61E+03	0,913	
	3,8	1,83E+03	1,65E+03	0,9	
	4,0	1,90E+03	1,75E+03	0,923	
	0,3	2,74E+01	3,40E+01	1,242	
	0,35	4,40E+01	5,00E+01	1,136	
	0,4	6,35E+01	6,60E+01	1,039	
	0,45	8,52E+01	8,20E+01	0,963	
	0,5	1,08E+02	1,01E+02	0,933	
	0,55	1,32E+02	1,24E+02	0,937	
	0,6	1,57E+02	1,39E+02	0,883	
0,65	1,83E+02	1,61E+02	0,88		
0,7	2,09E+02	1,79E+02	0,856		

III.4. Conversion section efficace d'ionisation- section efficace de production de rayons X

Faisant intervenir les rendements de fluorescence et les probabilités de transition de Coster-Kronig ([Ch.84a], [Mc.72] et [Ba.72]), les sections efficaces d'ionisation des sous-couches M_i ($i=1, \dots, 5$) seront transformées aux sections efficaces de production. Ces dernières doivent être converties en quelques différentes raies (groupe de transitions) pour des raisons expérimentales (voir section I.3.6) en utilisant les taux de transition radiative ([Bh.70] et [Ba.72]). L'ensemble de ces coefficients est regroupé dans le tableau III.2. De plus, nous avons rapporté dans ce tableau seulement les coefficients Γ_{M_i} et $\Gamma_{M_i, y}$ de l'Or comme échantillon de présentation pour calculer la section efficace de différentes raies qui composent un spectre X. Lorsqu'on désire calculer la section efficace de production des autres éléments, il est facile d'incorporer ces coefficients dans le programme de calcul comme base de données.

Les notations suivantes sont utilisées dans le tableau III.2 :

ω_i ($i= 1, 2, 3, 4, 5$) est le rendement de fluorescence de la sous couche M_i .

$S_{i,j}$ est la probabilité de transition entre les différentes sous couches.

Γ_{M_i} ($i= 1, 2, 3, 4, 5$) est le taux total de transition radiative de la sous-couche M_i et $\Gamma_{M_i, y}$ est le taux partiel de transition radiative remplissant une lacune dans la sous-couche M_i à partir d'une sous couche plus élevée y ($y = Ni, O_i$)

Elément Coefficient	Hf ₇₂	Ta ₇₃	W ₇₄	Re ₇₅	Os ₇₆	Ir ₇₇	Pt ₇₈	Au ₇₉	Pb ₈₂	Bi ₈₃	Th ₉₀
ω_1	1.79e-3	1.85e-3	1.91e-3	1.97e-3	2.03e-3	2.09e-3	2.15e-3	2.21e-3	3.19e-3	3.41e-3	4.95e-3
ω_2	0.014	0.015	0.016	0.016	0.017	0.018	0.019	0.02	0.023	0.024	0.032
ω_3	1.83e-3	2.22e-3	2.56e-3	2.9e-3	3.24e-3	3.58e-3	3.92e-3	4.26e-3	5.28e-3	5.62e-3	8.0e-3
ω_4	0.015	0.016	0.018	0.02	0.021	0.023	0.026	0.028	0.036	0.038	0.062
ω_5	0.019	0.02	0.021	0.023	0.024	0.026	0.027	0.029	0.033	0.034	0.044
f_{45}	0.472	0.467	0.46	0.449	0.435	0.419	0.399	0.048	0.053	0.055	0.069
S_{35}	0.77	0.773	0.776	0.778	0.78	0.781	0.782	0.781	0.777	0.774	0.726
S_{34}	0.132	0.128	0.123	0.119	0.114	0.110	0.105	0.101	0.087	0.083	0.051
S_{25}	0.086	0.082	0.078	0.075	0.072	0.069	0.067	0.064	0.06	0.059	0.061
S_{24}	0.701	0.702	0.702	0.702	0.701	0.701	0.699	0.698	0.69	0.686	0.647
S_{23}	0.113	0.113	0.114	0.114	0.115	0.115	0.116	0.116	0.118	0.118	0.122
S_{15}	0.121	0.121	0.121	0.121	0.121	0.121	0.121	0.122	0.123	0.123	0.127
S_{14}	0.073	0.073	0.073	0.073	0.072	0.072	0.072	0.072	0.072	0.072	0.072
S_{13}	0.537	0.542	0.547	0.553	0.559	0.564	0.57	0.577	0.597	0.604	0.659
S_{12}	0.201	0.19	0.179	0.168	0.158	0.184	0.138	0.130	0.106	0.099	0.062
Γ_{M5N67}	--	--	--	--	--	--	--	2.229e-3	--	--	--
Γ_{M4N6}	--	--	--	--	--	--	--	2.330e-3	--	--	--
Γ_{M3N45}	--	--	--	--	--	--	--	1.398e-3	--	--	--
Γ_{M1O23}	--	--	--	--	--	--	--	2.500e-4	--	--	--
Γ_{M2O4}	--	--	--	--	--	--	--	1.968e-4	--	--	--
Γ_{M3O4}	--	--	--	--	--	--	--	8.990e-5	--	--	--
Γ_{M5}	--	--	--	--	--	--	--	2.330e-3	--	--	--
Γ_{M4}	--	--	--	--	--	--	--	2.470e-3	--	--	--
Γ_{M3}	--	--	--	--	--	--	--	2.030e-3	--	--	--
Γ_{M2}	--	--	--	--	--	--	--	1.930e-3	--	--	--
Γ_{M1}	--	--	--	--	--	--	--	1.720e-3	--	--	--
Γ_{M3O3}	--	--	--	--	--	--	--	1.12e-4	--	--	--
Γ_{M3O45}	--	--	--	--	--	--	--	1.571e-4	--	--	--
Γ_{M2N4}	--	--	--	--	--	--	--	1.2e-3	--	--	--
Γ_{M3N1}	--	--	--	--	--	--	--	3.23e-4	--	--	--

Tableau III.2 : Coefficients de conversion ionisation-production des sections efficaces

Références bibliographiques

- [Ba.72] - W. Bambynek, B. Crasemann, R. Fink, H. Freund, H. Mark, C. Swift, R. Price, and P. Rao, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 716 (1972).
- [Bh.70]- C.P. Bhalla, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **3**, 916 (1970).
- [Bu.73]- C. E. Busch, A. B. Baskin, P. H. Nettles, S. M. Shafroth, and A. W. Waltner, *Phys. Rev.* **A7**, 1601 (1973).
- [Ch.84a]- M. Chen and B. Crasemann, *Phys. Rev.* **A30**, 170 (1984).
- [Ci.95]- S. Cipolla, *Nucl. Instr. and Meth.* **B99**, 22 (1995).
- [Go.06]- M. Goudarzi, F. Shokouhi, M. Lamehi-Rachti, P. Oliairy, *Nucl. Instr. and Meth.* **B247**, 217 (2006).
- [Mc.72]- E. J. McGuire, *Phys. Rev.* **A5**, 1043 (1972).
- [Pa.90]- M. Pajek, A. Kobzev, R. Sandrik, A. Skrypnik, R. Ilkhamov, S. Khusmurodov, and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A42**, 261 (1990).
- [Pa.06]- M. Pajek, D. Banaś, J. Braziewicz, M. Czarnota, A. Braziewicz, M. Jaskóła, A. Korman, D. Trautmann, and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A73**, 1 (2006).
- [Re.82]- R. Mehta, J. Duggan, J. Price, F. McDaniel, and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A26**, 1883 (1982).
- [Re.83]- R. Mehta, J. Duggan, J. Price, P. Kocur, F. McDaniel, and G. Lapicki, *Phys. Rev.* **A28**, 3217 (1983).
- [Ro.02]- L. Rodriguez-Fernández, J. Miranda, J. Ruvalcaba-Sil, E. Segundo, and A. Olivier, *Nucl. Instr. and Meth.* **B189**, 27 (2002).
- [Se.80]- K. Sera, K. Ishii, A. Yamadera, A. Kuwako, M. Kamiya, M. Sebata, S. Morita, and T. C. Chu, *Phys. Rev.* **A22**, 2536 (1980)
- [Sh.96]- F. Shokouhi, S. Fazinić, I. Bogdanović, M. Jakšić, V. Valković, and H. Afarideh, *Nucl. Instr. and Meth.* **B109/110**, 15 (1996).

CHAPITRE IV

SECTIONS EFFICACES SEMI-EMPIRIQUES ET EMPIRIQUES DES RAIES M

VI.A. Traitement collectif (par groupe de numéros atomiques)

IV.A.1. Introduction

Le processus d'ionisation des couches internes par des particules chargées a été intensivement étudié en raison de son importance pour la technique d'analyse par émission des rayons X induite par des particules chargées (Particle Induced X-ray Emission-PIXE) [Pa.06]. Au cours des quatre dernières décennies, des données expérimentales plus précises sont devenues disponibles pour l'ionisation des raies M par des ions légers ([Pa.06], [Ga.70], ([Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Me.83], [Bu.73], [Sa.81], [Is.75], [Th.74], [Sa.81], [Ca.83], [Gr.89], [Je.89], [Pa.90], [Bi.90], [Pa.99], [Ja.00], [Sh.96], [Br.96], [Br.97] et [Am.97]). Néanmoins, les prédictions théoriques s'écartent de manière significative des valeurs expérimentales, particulièrement à basse énergie. Ces valeurs sont sensiblement dispersées, excédant parfois l'ordre d'incertitude citée dans l'expérience. Donc, il est souhaitable de déduire des sections efficaces de production des rayons X plus fiables. L'utilisation des formules analytiques, basées sur l'ajustement direct des données expérimentales normalisées à leurs valeurs théoriques correspondantes calculées dans le cadre de la théorie *ECPSSR* de Brandt et Lapicki [Br.81], nous permet de déduire des sections efficaces semi-empiriques. Plusieurs auteurs ont tenté d'ajuster les données expérimentales disponibles avec des fonctions analytiques pour les couches K ([Pa.84], [Ka.08a] et [Ka.08b]) et L ([Ka.05], [Ne.06], [Mi.88] et [So.93]). Plus récemment, Pajek et al. [Pa.99] et Jaskóla et al. [Ja.00] présentèrent leurs résultats de la couche M pour des protons et des deutérons, respectivement, en traçant les sections efficaces mesurées de production des rayons X pour les raies $M_{\alpha\beta}$, M_{γ} et M_3O_{45} pour différents groupes de numéros atomiques en fonction de la vitesse réduite ξ_M menant ainsi à déduire la section efficace empirique, qui montre une évolution universelle. En raison du manque des données expérimentales pour la couche M comparativement à celles des couches K et L , les

éléments sont généralement divisés en groupes selon leurs numéros atomiques et les données expérimentales seront globalement ajustées pour chaque groupe. Dans la première partie de ce travail nous essayons de déduire, en premier lieu, des sections efficaces de production des rayons X des raies M pour les éléments de numéro atomique dans la gamme 72-90 par des protons d'énergie de 0.1 à 4.0 MeV [De.09].

IV.A.2. Section efficace semi-empirique "référence"

Dans la première partie de cette étude, nous calculons les sections efficaces semi-empiriques de production des rayons X des raies M en définissant les sections efficaces expérimentales normalisées de la façon suivante ;

$$S = \sigma_{\text{exp}} / \sigma_{\text{ECPSSR}} \quad (\text{IV.2.1})$$

où σ_{ECPSSR} représente nos résultats théoriques de la section efficace de production de la couche M calculée dans le cadre de la théorie *ECPSSR* (voir Chapitre I) et σ_{exp} est la section efficace de production expérimentale, à notre disposition, des éléments de numéros atomiques $72 \leq Z_2 \leq 90$ rassemblée de différentes sources ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Ro.02] et [Go.06]) (295 données). Puis, on trace S en fonction du paramètre ξ_M (Fig. IV.1), défini comme étant la vitesse réduite moyenne de la couche M , qui est donné par l'expression [Ro.02] :

$$\xi_M = (\xi_{M_1} + \xi_{M_2} + 2\xi_{M_3} + 2\xi_{M_4} + 3\xi_{M_5}) / 9 \quad (\text{IV.2.2})$$

Figure IV.1 montre que les valeurs expérimentales sont généralement plus élevées que les prédictions théoriques du modèle *ECPSSR* pour les basses vitesses réduites moyennes (le paramètre S dépasse généralement l'unité ; jusqu'à un facteur de 3.5). Cependant, les valeurs expérimentales semblent bien se regrouper autour des valeurs théoriques et ce essentiellement pour les valeurs $\xi_M \geq 1$ bien que les valeurs expérimentales sont beaucoup plus dispersées. Conformément à l'opinion de Bienkowski et al. [Bi.90], la grande sous-estimation des résultats expérimentaux par la théorie *ECPSSR* pour les basses vitesses réduites moyennes ($\xi_M \leq 1$) peut être attribuée à une surestimation de l'effet de liaison-polarisation dans l'approximation de l'état stationnaire perturbé (**Perturbed Stationary State-PSS**).

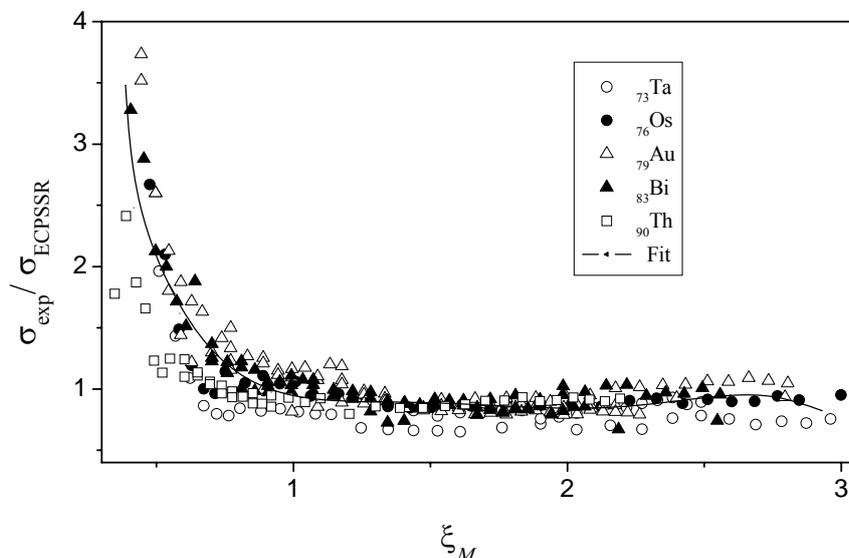


Figure IV.1 Rapport des sections efficaces totales de production expérimentales et théoriques ($ECPSSR$) des raies M pour différents atomes cibles en fonction de la vitesse réduite moyenne ξ_M

L'ensemble des données expérimentales est ajusté, par la suite, par un polynôme d'ordre cinq comme suit :

$$S = \sum_{i=0}^5 a_i (\xi_M)^i . \quad (IV.2.3)$$

Le résultat d'ajustement est également représenté sur la même figure sous forme d'une ligne continue et un ensemble de 6 coefficients (a_i) est généré. Ceci nous permet d'écrire ce polynôme selon l'expression suivante :

$$S = 8,0605 - 22,0030 X + 26,4100 X^2 - 15,4170 X^3 + 4,3584 X^4 - 0,4765 X^5, \quad (IV.2.4)$$

où $X = \xi_M$.

La section efficace semi-empirique de production de la couche M est alors déduite comme étant le produit de la section efficace calculée dans le cadre du modèle $ECPSSR$ et du paramètre S incluant la sous-estimation des résultats expérimentaux ([Ka.05], [Ne.06] et [Ka.08a]) :

$$\sigma_{s-emp} = \sigma_{ECPSSR} \times S \quad (\text{IV.2.5})$$

En outre, la déviation totale des sections efficaces expérimentales (σ_{exp}) avec les valeurs ajustées (semi-empirique) correspondantes (σ_{s-emp}) est exprimée en termes des écarts quadratiques moyens (ε_{rms}) suivant l'expression :

$$\varepsilon_{rms} = \left[\sum \frac{1}{N} \left(\frac{\sigma_{exp} - \sigma_{s-emp}}{\sigma_{s-emp}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV.2.6})$$

où N est le nombre de données expérimentales.

IV.A.3. Section efficace empirique de production des raies M

Les sections efficaces mesurées de production des raies M (538 données expérimentales) rassemblées de différentes sources ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Me.83], [Bu.73], [Se.80], [Ro.02] et [Go.06]) pour des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV, présentent une forme universelle lorsqu'elles sont tracées dans une échelle logarithmique en fonction de la vitesse réduite moyenne ξ_M (figure IV.2).

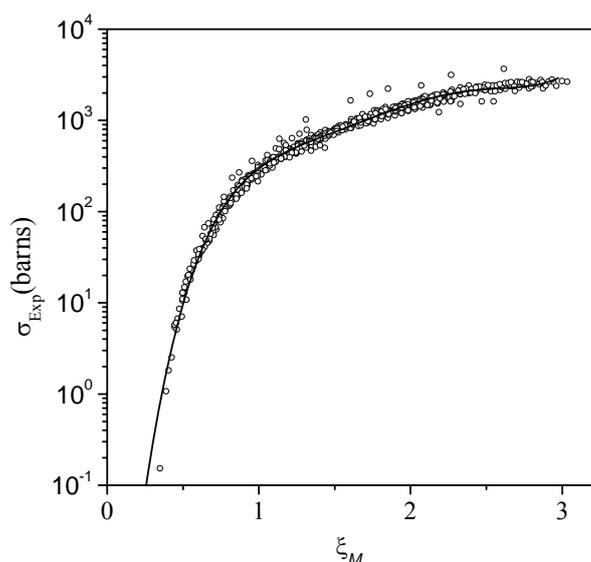


Figure IV.2 Sections efficaces mesurées de production des rayons X prises de différentes sources, en fonction de la vitesse réduite moyenne ξ_M . Le fit est aussi représenté par une ligne continue.

Le caractère universel de ces sections efficaces mesurées de la couche M nous permet de dériver des sections efficaces empiriques en utilisant la forme suivante :

$$\text{Ln} \sigma_{emp} = \sum_{i=0}^5 b_i (\text{Ln} \xi_M)^i \quad (\text{IV.3.1})$$

D'autre part, basé sur l'étude des théories familières de collision (PWBA, SCA et BEA), il est courant de tracer $U_M^2 \sigma_M^l / Z_1$ en fonction de $E / \lambda U_M$ dans une échelle logarithmique pour avoir approximativement une courbe universelle pour tous les points expérimentaux ([Ch.73], [Sa.81], [Is.75], [Ch.83a] et [Ga.71]). Z_1 et E sont la charge et l'énergie de la particule incidente ($Z_1=1$ pour le proton), respectivement, $U_M = (U_{M_1} + U_{M_2} + 2U_{M_3} + 2U_{M_4} + 3U_{M_5})/9$ est l'énergie de liaison moyenne de la couche M [Ro.02], λ est le rapport de la masse du proton à celle de l'électron et σ_M^l est la section efficace totale d'ionisation qui est liée à la section efficace totale de production, σ_M^x , par la relation suivante :

$$\sigma_M^x = \bar{\omega}_M \sigma_M^l, \quad (\text{IV.3.2})$$

où $\bar{\omega}_M$ est le rendement de fluorescence moyen de la couche M (voir section I.3.6).

Dans ce travail, nous utilisons les valeurs moyennes du rendement de fluorescence moyen de la couche M , qui sont calculées en utilisant les paramètres théoriques ω_i , S_{ij} , et f_{45} rapportés dans les références [Mc.72], [Ch.83b] et [Ba.72] (voir également la référence [Sa.81]), qui sont déduites en utilisant les sections efficaces mesurées [Pu.93] et qui sont déduites en utilisant les sections efficaces théoriques de la photoionisation [Er.96]. De plus, on note que la valeur moyenne de ${}_{76}\text{Os}$, qui est 0.02284, est obtenue par interpolation des autres valeurs. Les valeurs moyennes obtenues sont rapportées dans le tableau IV.1.

Tableau IV.1 Valeurs moyennes du rendement de fluorescence moyen, $\bar{\omega}_M$, pour des éléments de numéro atomique allant de 72 à 90.

Élément	Valeur moyenne $\bar{\omega}_M$
Hf ₇₂	0.01837
Ta ₇₃	0.01956
W ₇₄	0.02100
Re ₇₅	0.02216
Os ₇₅	0.02284
Ir ₇₇	0.02506
Pt ₇₈	0.02607
Au ₇₉	0.02696
Pb ₈₂	0.03225
Bi ₈₃	0.03442
Th ₉₀	0.04942

La figure IV.3 présente la distribution des données expérimentales disponibles des sections efficaces de production des rayons X des raies M prises de différentes références ; [Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Me.83], [Bu.73], [Se.80], [Ro.02] et [Go.06] (les mêmes données expérimentales utilisées dans la section efficace empirique précédente), où la grandeur $U_M^2 \sigma_M^x / \bar{\omega}_M$ est tracée en fonction de l'énergie réduite du proton $E/\lambda U_M$ dans une échelle logarithmique. Cette distribution présente une forme universelle. Par conséquent, nous calculons les sections efficaces empiriques de production des rayons X des raies M en ajustant les données expérimentales disponibles. La fonction analytique utilisée pour cet ajustement est un polynôme d'ordre cinq défini comme suit :

$$\text{Ln}(U_M^2 \sigma_M^x / \bar{\omega}_M) = \sum_{i=0}^5 c_i (\text{Ln}(E/\lambda U_M))^i . \quad (\text{IV.3.3})$$

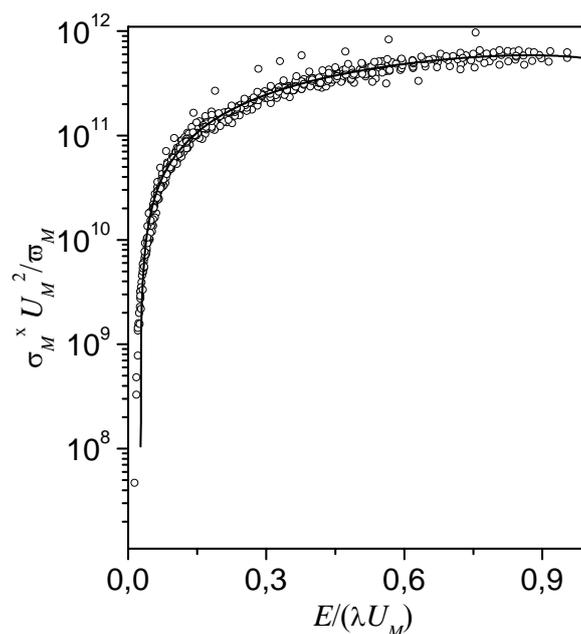


Figure IV.3 Distribution des données expérimentales disponibles des sections efficaces de production de la couche M de $\sigma_M^x U_M^2 / \omega_M$ en fonction de l'énergie réduite du proton $E/(\lambda U_M)$. Le fit est aussi représenté par une ligne continue.

En outre, par la même procédure décrite dans le cas de la section efficace semi-empirique, nous pouvons estimer la déviation totale (ε_{rms}) des données expérimentales (σ_{exp}) avec les valeurs ajustées correspondantes (σ_{emp}). Les valeurs de ε_{rms} avec les coefficients des polynômes (a_i), (b_i), (c_i) de section efficace semi-empirique, de section efficace empirique selon l'équation (IV.3.1), de section efficace empirique selon l'équation (IV.3.3), respectivement, sont regroupés dans le tableau IV.2 pour l'Or comme échantillon de présentation.

Tableau IV.2 Coefficients d'ajustement pour les sections efficaces de production des rayons X semi-empirique, empirique selon l'équation (IV.3.1) et empirique selon l'équation (IV.3.3) dans l'Or (^{79}Au) par des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV.

i	5	4	3	2	1	0	$\varepsilon_{rms}(\%)$	N ^o de données
a_i	-0,4765	4,3584	- 15,417	26,410	-22,003	8,0605	14.60	295
b_i	0,2994	-0,8815	0,9240	- 1,1564	3,0229	5,6049	12.35	538
c_i	0,0111	0,0589	0,0901	- 0,1998	0,5038	27,192	13.16	538

Pour tester la fiabilité de nos calculs, le rapport des sections efficaces de production expérimentales ([Me.82], [Pa.06] et [Pa.90]) et le rapport des sections efficaces de production semi-empiriques et empiriques par rapport aux résultats correspondants calculés dans le cadre du modèle *ECPSSR* dans l'Or (^{79}Au) pour des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV, sont représentés sur la figure IV.4.

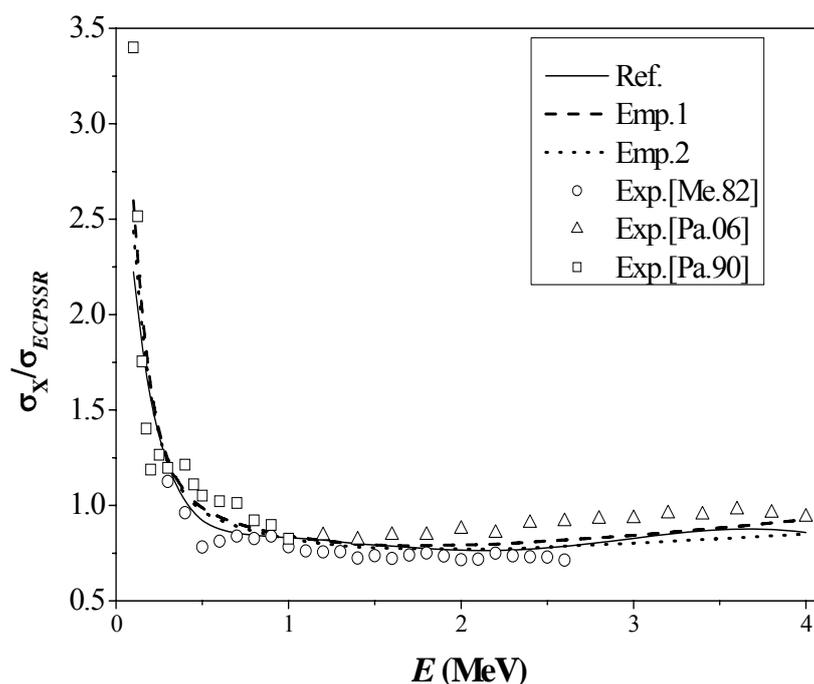


Figure IV.4 Rapport des sections efficaces de production expérimentales et ce des sections efficaces de production semi-empiriques et empiriques par rapport aux résultats correspondants calculés dans le cadre du modèle *ECPSSR* pour ^{79}Au en fonction de l'énergie du proton.

L'examen des résultats précédents nécessite quelques commentaires :

En raison de la non disponibilité, pour quelques éléments, des facteurs de Coster-Kronig et des rendements de fluorescence, qui sont nécessaires pour la conversion des sections efficaces d'ionisation en sections efficaces de production, certaines données expérimentales utilisées pour déduire les valeurs empiriques n'ont pas été utilisées pour déduire les valeurs semi-empiriques. Ce qui explique que seulement 295 données parmi 538 ont été utilisées.

Malgré le même nombre de données expérimentales et le même degré de polynômes utilisés pour l'ajustement des sections efficaces empiriques décrites par les équations (IV.3.1) et (IV.3.3), la dispersion des valeurs n'est pas la même dans les deux cas (exprimées par différentes erreurs quadratiques moyennes –voir tableau IV.2). Ceci nous permet de dire que la section efficace empirique décrite par l'équation (IV.3.1) donne la meilleure représentation des données expérimentales, en considérant que la précision des sections efficaces déduites dépend de la valeur de l'erreur quadratique moyenne. La qualité de fit dépend plus fortement de la dispersion des données expérimentales que du nombre de données utilisées et par conséquent les résultats rapportés pour les sections efficaces empiriques décrites par l'équation (IV.3.1) sont sensées être les plus fiables parmi les différentes sections efficaces calculées dans cette partie.

Les sections efficaces de production des rayons X des raies *M* obtenues dans le cadre de la théorie *ECPSSR* excèdent généralement nos résultats des sections efficaces de production semi-empiriques et empiriques. Ceci pourrait être dû à la dispersion des données expérimentales qui sont prises de diverses sources et par conséquent mesurées dans différentes conditions expérimentales. En outre, les paramètres atomiques tels que les facteurs de Coster-Kronig et les rendements de fluorescence, nécessaires pour la conversion ionisation-production de la section efficace, peuvent induire une incertitude supplémentaire sur la section efficace de production semi-empirique.

Nous devons signaler que les ajustements des données par les équations (IV.2.3), (IV.3.1) et (IV.3.3) et ses coefficients associés sont valables seulement dans les gammes d'énergie spécifiées dans cette étude. Leurs extensions en dehors de ces gammes peuvent conduire à des valeurs erronées.

IV.A.4. Résultats des sections efficaces semi-empiriques et empiriques

Nous avons rapporté dans les tableaux qui suivent, les sections efficaces de production semi-empiriques, empiriques selon l'équation (IV.3.1) et empiriques selon l'équation (IV.3.3). Les sections efficaces de production calculées dans le cadre du modèle *ECPSSR* ainsi que les valeurs expérimentales disponibles pour des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV, sont également présentées pour 11 éléments de numéro atomique compris entre 72 et 90.

Les notations suivantes sont utilisées dans les tableaux IV.3 :

- E est l'énergie des protons incidents en MeV.
- σ_{Theo}^X est la section efficace de production calculée dans le cadre du modèle *ECPSSR*.
- σ_{Exp}^X est la section efficace expérimentale de production.
- $\sigma_{S-emp.}^X$ est la section efficace semi-empirique de production.
- $\sigma_{Emp.1}^X$ est la section efficace empirique de production selon l'équation (IV.3.1).
- $\sigma_{Emp.2}^X$ est la section efficace empirique de production selon l'équation (IV.3.3).

Tableaux IV.3 Sections efficaces de production des rayons X expérimentales et théoriques (*ECPSSR*, semi empiriques et empiriques) pour des éléments de numéro atomique compris entre 72 et 90 dans la gamme d'énergie des protons allant de 0.1 à 4.0 MeV.

Elément $E(\text{MeV})$	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	
${}_{72}\text{Hf}$	0,6	--	4,95E+02	--	5,37E+02	5,96E+02
	0,7	--	5,98E+02	--	6,52E+02	7,26E+02
	0,8	--	7,23E+02	--	7,66E+02	8,54E+02
	0,9	--	8,47E+02	--	8,78E+02	9,80E+02
	1,0	--	9,64E+02	--	9,89E+02	1,10E+03
	1,2	--	1,28E+03	--	1,20E+03	1,34E+03
	1,4	--	1,52E+03	--	1,40E+03	1,57E+03
	1,6	--	1,80E+03	--	1,59E+03	1,77E+03
	1,8	--	1,91E+03	--	1,77E+03	1,97E+03
	2,0	--	1,98E+03	--	1,94E+03	2,14E+03
	2,2	--	2,28E+03	--	2,10E+03	2,30E+03
2,4	--	2,40E+03	--	2,25E+03	2,45E+03	
2,6	--	2,44E+03	--	2,39E+03	2,58E+03	
2,8	--	2,46E+03	--	2,52E+03	2,71E+03	
3,0	--	2,56E+03	--	2,65E+03	2,82E+03	
3,2	--	2,63E+03	--	2,77E+03	2,93E+03	

$E(\text{MeV})$		σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$
Elément						
72Hf	3,4	--	2,65E+03	--	2,88E+03	3,02E+03
	0,25	--	2,36E+02	--	1,44E+02	1,58E+02
	0,5	--	4,93E+02	--	4,22E+02	4,67E+02
	0,75	--	7,28E+02	--	7,09E+02	7,90E+02
	1,0	--	9,29E+02	--	9,89E+02	1,10E+03
	1,25	--	1,12E+03	--	1,25E+03	1,40E+03
	1,5	--	1,38E+03	--	1,50E+03	1,67E+03
	1,75	--	1,53E+03	--	1,73E+03	1,92E+03
	2,0	--	1,51E+03	--	1,94E+03	2,14E+03
2,25	-	1,61E+03	-	2,14E+03	2,34E+03	
73Ta	0,1	6,58E+00	1,29E+01	1,28E+01	1,25E+01	1,26E+01
	0,125	1,73E+01	2,48E+01	2,91E+01	2,61E+01	2,72E+01
	0,15	3,37E+01	3,67E+01	5,01E+01	4,34E+01	4,61E+01
	0,175	5,50E+01	4,75E+01	7,38E+01	6,33E+01	6,79E+01
	0,2	8,00E+01	6,37E+01	9,88E+01	8,50E+01	9,17E+01
	0,225	1,08E+02	8,44E+01	1,24E+02	1,08E+02	1,17E+02
	0,25	1,38E+02	1,16E+02	1,50E+02	1,32E+02	1,43E+02
	0,3	2,01E+02	1,65E+02	2,02E+02	1,82E+02	1,98E+02
	0,35	2,68E+02	2,25E+02	2,56E+02	2,34E+02	2,55E+02
	0,4	3,38E+02	2,75E+02	3,13E+02	2,87E+02	3,13E+02
	0,45	4,10E+02	3,26E+02	3,73E+02	3,40E+02	3,72E+02
	0,5	4,84E+02	3,83E+02	4,37E+02	3,95E+02	4,32E+02
	0,6	6,37E+02	4,34E+02	5,72E+02	5,04E+02	5,52E+02
	0,7	7,96E+02	5,33E+02	7,13E+02	6,14E+02	6,74E+02
	0,8	9,56E+02	6,31E+02	8,55E+02	7,23E+02	7,94E+02
	0,9	1,11E+03	7,34E+02	9,92E+02	8,31E+02	9,14E+02
	1,0	1,27E+03	8,27E+02	1,12E+03	9,37E+02	1,03E+03
	1,2	1,56E+03	1,07E+03	1,35E+03	1,14E+03	1,26E+03
	1,4	1,83E+03	1,31E+03	1,56E+03	1,34E+03	1,47E+03
	1,6	2,07E+03	1,38E+03	1,75E+03	1,52E+03	1,67E+03
	1,8	2,28E+03	1,60E+03	1,94E+03	1,70E+03	1,86E+03
	2,0	2,46E+03	1,65E+03	2,15E+03	1,86E+03	2,03E+03
	2,2	2,61E+03	1,99E+03	2,37E+03	2,02E+03	2,18E+03
	2,4	2,75E+03	2,15E+03	2,58E+03	2,17E+03	2,33E+03
	2,6	2,86E+03	2,16E+03	2,77E+03	2,30E+03	2,46E+03
	2,8	2,96E+03	2,10E+03	2,90E+03	2,43E+03	2,58E+03
	3,0	3,04E+03	2,24E+03	2,93E+03	2,56E+03	2,69E+03
	3,2	3,10E+03	2,24E+03	2,82E+03	2,68E+03	2,80E+03
	3,4	3,16E+03	2,39E+03	2,52E+03	2,79E+03	2,89E+03
	0,7	7,96E+02	6,90E+02	7,13E+02	6,14E+02	6,74E+02
	0,8	9,55E+02	7,86E+02	8,55E+02	7,23E+02	7,94E+02
	0,9	1,11E+03	8,70E+02	9,92E+02	8,31E+02	9,14E+02
	1,0	1,27E+03	1,03E+03	1,12E+03	9,37E+02	1,03E+03
1,1	1,42E+03	1,15E+03	1,24E+03	1,04E+03	1,15E+03	
1,2	1,56E+03	1,30E+03	1,35E+03	1,14E+03	1,26E+03	
1,3	1,70E+03	1,40E+03	1,46E+03	1,24E+03	1,37E+03	
1,4	1,83E+03	1,39E+03	1,56E+03	1,34E+03	1,47E+03	
1,5	1,95E+03	1,51E+03	1,65E+03	1,43E+03	1,57E+03	
1,6	2,07E+03	1,66E+03	1,75E+03	1,52E+03	1,67E+03	
1,7	2,18E+03	1,85E+03	1,85E+03	1,61E+03	1,77E+03	
1,8	2,28E+03	1,90E+03	1,94E+03	1,70E+03	1,86E+03	
1,9	2,37E+03	2,02E+03	2,04E+03	1,78E+03	1,94E+03	
2,0	2,46E+03	2,17E+03	2,15E+03	1,86E+03	2,03E+03	
2,1	2,54E+03	2,30E+03	2,26E+03	1,94E+03	2,11E+03	
2,2	2,61E+03	2,43E+03	2,37E+03	2,02E+03	2,18E+03	
2,3	2,68E+03	2,34E+03	2,47E+03	2,09E+03	2,26E+03	
2,4	2,75E+03	2,45E+03	2,58E+03	2,17E+03	2,33E+03	

$E(\text{MeV})$ Elément	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$
^{74}W 0,1	--	1,06E+01	--	1,05E+01	1,06E+01
0,125	--	2,24E+01	--	2,26E+01	2,36E+01
0,15	--	3,36E+01	--	3,84E+01	4,07E+01
0,175	--	4,57E+01	--	5,67E+01	6,08E+01
0,2	--	5,56E+01	--	7,69E+01	8,29E+01
0,225	--	7,63E+01	--	9,84E+01	1,07E+02
0,25	--	1,13E+02	--	1,21E+02	1,31E+02
0,3	--	1,53E+02	--	1,68E+02	1,83E+02
0,35	--	2,17E+02	--	2,17E+02	2,36E+02
0,4	--	2,70E+02	--	2,67E+02	2,91E+02
0,45	--	2,90E+02	--	3,18E+02	3,47E+02
0,5	--	3,50E+02	--	3,70E+02	4,03E+02
0,6	--	4,39E+02	--	4,74E+02	5,17E+02
0,7	--	5,39E+02	--	5,79E+02	6,32E+02
0,8	--	6,16E+02	--	6,83E+02	7,47E+02
0,9	--	7,18E+02	--	7,86E+02	8,61E+02
1,0	--	7,95E+02	--	8,88E+02	9,73E+02
1,2	--	1,04E+03	--	1,09E+03	1,19E+03
1,4	--	1,26E+03	--	1,28E+03	1,40E+03
1,6	--	1,36E+03	--	1,46E+03	1,59E+03
1,8	--	1,56E+03	--	1,63E+03	1,77E+03
2,0	--	1,70E+03	--	1,79E+03	1,94E+03
2,2	--	1,93E+03	--	1,94E+03	2,09E+03
2,4	--	2,05E+03	--	2,09E+03	2,23E+03
2,6	--	2,09E+03	--	2,22E+03	2,37E+03
2,8	--	2,23E+03	--	2,35E+03	2,49E+03
3,0	--	2,29E+03	--	2,47E+03	2,60E+03
3,2	--	2,37E+03	--	2,59E+03	2,70E+03
3,4	--	2,41E+03	--	2,70E+03	2,80E+03
0,7	--	6,14E+02	--	5,79E+02	6,32E+02
0,8	--	7,40E+02	--	6,83E+02	7,47E+02
0,9	--	7,83E+02	--	7,86E+02	8,61E+02
1,0	--	8,58E+02	--	8,88E+02	9,73E+02
1,1	--	1,05E+03	--	9,88E+02	1,08E+03
1,2	--	9,49E+02	--	1,09E+03	1,19E+03
1,3	--	1,18E+03	--	1,18E+03	1,30E+03
1,4	--	1,29E+03	--	1,28E+03	1,40E+03
1,5	--	1,44E+03	--	1,37E+03	1,50E+03
1,6	--	1,55E+03	--	1,46E+03	1,59E+03
1,7	--	1,65E+03	--	1,54E+03	1,68E+03
1,8	--	1,61E+03	--	1,63E+03	1,77E+03
1,9	--	1,72E+03	--	1,71E+03	1,86E+03
2,0	--	1,78E+03	--	1,79E+03	1,94E+03
2,1	--	1,88E+03	--	1,87E+03	2,02E+03
2,2	--	1,96E+03	--	1,94E+03	2,09E+03
2,3	--	2,04E+03	--	2,01E+03	2,16E+03
2,4	--	2,11E+03	--	2,09E+03	2,23E+03
0,3	--	1,96E+02	--	1,68E+02	1,83E+02
0,35	--	2,50E+02	--	2,17E+02	2,36E+02
0,4	--	3,24E+02	--	2,67E+02	2,91E+02
0,45	--	4,18E+02	--	3,18E+02	3,47E+02
0,5	--	4,92E+02	--	3,70E+02	4,03E+02
0,55	--	5,65E+02	--	4,22E+02	4,60E+02
0,6	--	6,38E+02	--	4,74E+02	5,17E+02
0,65	--	7,12E+02	--	5,26E+02	5,75E+02
0,7	--	7,92E+02	--	5,79E+02	6,32E+02

$E(\text{MeV})$		σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$
Elément						
^{75}Re	0,6	--	4,86E+02	--	4,47E+02	4,79E+02
	0,7	--	5,83E+02	--	5,47E+02	5,86E+02
	0,8	--	6,77E+02	--	6,47E+02	6,94E+02
	0,9	--	7,58E+02	--	7,47E+02	8,01E+02
	1,0	--	8,68E+02	--	8,45E+02	9,07E+02
	1,2	--	1,17E+03	--	1,04E+03	1,11E+03
	1,4	--	1,34E+03	--	1,22E+03	1,31E+03
	1,6	--	1,50E+03	--	1,40E+03	1,49E+03
	1,8	--	1,71E+03	--	1,56E+03	1,67E+03
	2,0	--	1,74E+03	--	1,72E+03	1,83E+03
	2,2	--	2,02E+03	--	1,87E+03	1,98E+03
	2,4	--	2,13E+03	--	2,01E+03	2,12E+03
	2,6	--	2,20E+03	--	2,15E+03	2,24E+03
	2,8	--	2,38E+03	--	2,27E+03	2,36E+03
	3,0	--	2,37E+03	--	2,39E+03	2,47E+03
	3,2	--	2,56E+03	--	2,51E+03	2,57E+03
3,4	--	2,57E+03	--	2,62E+03	2,67E+03	
3,6	--	2,67E+03	--	2,72E+03	2,76E+03	
^{76}Os	0,1	3,22E+00	8,60E+00	6,84E+00	7,43E+00	7,09E+00
	0,125	9,33E+00	1,96E+01	1,72E+01	1,70E+01	1,68E+01
	0,15	1,94E+01	2,89E+01	3,16E+01	3,00E+01	3,02E+01
	0,175	3,33E+01	3,98E+01	4,89E+01	4,55E+01	4,63E+01
	0,2	5,05E+01	5,06E+01	6,78E+01	6,30E+01	6,44E+01
	0,225	7,02E+01	6,76E+01	8,76E+01	8,18E+01	8,39E+01
	0,25	9,19E+01	1,05E+02	1,08E+02	1,02E+02	1,04E+02
	0,3	1,39E+02	1,46E+02	1,48E+02	1,44E+02	1,48E+02
	0,35	1,90E+02	2,10E+02	1,89E+02	1,88E+02	1,93E+02
	0,4	2,43E+02	2,53E+02	2,32E+02	2,33E+02	2,39E+02
	0,45	2,97E+02	3,15E+02	2,76E+02	2,79E+02	2,86E+02
	0,5	3,54E+02	3,33E+02	3,23E+02	3,26E+02	3,34E+02
	0,6	4,71E+02	4,52E+02	4,24E+02	4,21E+02	4,32E+02
	0,7	5,93E+02	5,63E+02	5,32E+02	5,16E+02	5,31E+02
	0,8	7,18E+02	6,16E+02	6,44E+02	6,12E+02	6,29E+02
	0,9	8,44E+02	7,14E+02	7,56E+02	7,07E+02	7,28E+02
	1,0	9,71E+02	8,23E+02	8,65E+02	8,02E+02	8,25E+02
	1,2	1,22E+03	1,05E+03	1,07E+03	9,86E+02	1,02E+03
	1,4	1,44E+03	1,29E+03	1,25E+03	1,17E+03	1,20E+03
	1,6	1,65E+03	1,43E+03	1,40E+03	1,34E+03	1,37E+03
1,8	1,84E+03	1,62E+03	1,55E+03	1,50E+03	1,53E+03	
2,0	2,00E+03	1,72E+03	1,70E+03	1,65E+03	1,68E+03	
2,2	2,15E+03	1,95E+03	1,86E+03	1,80E+03	1,82E+03	
2,4	2,28E+03	2,11E+03	2,02E+03	1,94E+03	1,96E+03	
2,6	2,39E+03	2,11E+03	2,19E+03	2,07E+03	2,08E+03	
2,8	2,49E+03	2,28E+03	2,35E+03	2,20E+03	2,19E+03	
3,0	2,57E+03	2,31E+03	2,49E+03	2,32E+03	2,29E+03	
3,2	2,64E+03	2,38E+03	2,59E+03	2,43E+03	2,39E+03	
3,4	2,71E+03	2,55E+03	2,62E+03	2,54E+03	2,48E+03	
3,6	2,76E+03	2,51E+03	2,57E+03	2,64E+03	2,57E+03	
4,0	2,84E+03	2,70E+03	2,06E+03	2,84E+03	2,72E+03	
^{77}Ir	0,1	--	6,72E+00	--	6,14E+00	6,04E+00
	0,125	--	1,71E+01	--	1,45E+01	1,48E+01
	0,15	--	2,65E+01	--	2,62E+01	2,72E+01

$E(\text{MeV})$ Elément	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
⁷⁷ Ir	0,175	--	3,63E+01	--	4,04E+01	4,22E+01
	0,2	--	4,48E+01	--	5,65E+01	5,93E+01
	0,225	--	6,15E+01	--	7,41E+01	7,79E+01
	0,25	--	9,70E+01	--	9,27E+01	9,75E+01
	0,3	--	1,35E+02	--	1,32E+02	1,39E+02
	0,35	--	1,90E+02	--	1,74E+02	1,83E+02
	0,4	--	2,39E+02	--	2,17E+02	2,27E+02
	0,45	--	2,74E+02	--	2,60E+02	2,73E+02
	0,5	--	3,04E+02	--	3,05E+02	3,20E+02
	0,6	--	4,10E+02	--	3,95E+02	4,14E+02
	0,7	--	5,12E+02	--	4,86E+02	5,10E+02
	0,8	--	6,01E+02	--	5,78E+02	6,06E+02
	0,9	--	7,02E+02	--	6,69E+02	7,02E+02
	1,0	--	7,55E+02	--	7,60E+02	7,98E+02
	1,2	---	9,73E+02	---	9,37E+02	9,84E+02
	1,4	--	1,18E+03	--	1,11E+03	1,16E+03
	1,6	--	1,28E+03	--	1,28E+03	1,33E+03
	1,8	--	1,52E+03	--	1,43E+03	1,50E+03
	2,0	--	1,71E+03	--	1,58E+03	1,65E+03
	2,2	--	1,88E+03	--	1,73E+03	1,79E+03
2,4	--	2,04E+03	--	1,86E+03	1,92E+03	
2,6	--	2,23E+03	--	1,99E+03	2,04E+03	
2,8	--	2,35E+03	--	2,12E+03	2,16E+03	
3,0	--	2,41E+03	--	2,24E+03	2,26E+03	
3,2	--	2,57E+03	--	2,35E+03	2,36E+03	
3,4	--	2,66E+03	--	2,45E+03	2,46E+03	
3,6	--	2,82E+03	--	2,56E+03	2,54E+03	
3,8	--	2,78E+03	--	2,66E+03	2,62E+03	
4,0	--	2,81E+03	--	2,75E+03	2,70E+03	
⁷⁸ Pt	0,1	--	6,03E+00	--	5,08E+00	4,88E+00
	0,125	--	1,48E+01	--	1,24E+01	1,24E+01
	0,15	--	2,29E+01	--	2,29E+01	2,32E+01
	0,175	--	3,16E+01	--	3,59E+01	3,66E+01
	0,2	--	4,11E+01	--	5,08E+01	5,20E+01
	0,225	--	5,74E+01	--	6,72E+01	6,88E+01
	0,25	--	8,53E+01	--	8,46E+01	8,67E+01
	0,3	--	1,22E+02	--	1,22E+02	1,25E+02
	0,35	--	1,74E+02	--	1,61E+02	1,65E+02
	0,4	--	2,27E+02	--	2,02E+02	2,06E+02
	0,45	--	2,62E+02	--	2,43E+02	2,48E+02
	0,5	--	2,83E+02	--	2,86E+02	2,91E+02
	0,6	--	3,94E+02	--	3,72E+02	3,78E+02
	0,7	--	4,90E+02	--	4,59E+02	4,67E+02
	0,8	--	5,53E+02	--	5,46E+02	5,56E+02
	0,9	--	6,47E+02	--	6,34E+02	6,45E+02
	1,0	--	7,00E+02	--	7,21E+02	7,34E+02
	1,2	--	8,89E+02	--	8,92E+02	9,08E+02
	1,4	--	1,04E+03	--	1,06E+03	1,08E+03
	1,6	--	1,20E+03	--	1,22E+03	1,24E+03
1,8	--	1,42E+03	--	1,37E+03	1,39E+03	
2,0	--	1,63E+03	--	1,52E+03	1,53E+03	
2,2	--	1,80E+03	--	1,66E+03	1,67E+03	
2,4	--	1,93E+03	--	1,79E+03	1,79E+03	
2,6	--	2,12E+03	--	1,92E+03	1,91E+03	
2,8	--	2,22E+03	--	2,04E+03	2,02E+03	

$E(\text{MeV})$ Elément	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
⁷⁸ Pt	3,0	--	2,28E+03	--	2,16E+03	2,12E+03
	3,2	--	2,43E+03	--	2,27E+03	2,22E+03
	3,4	--	2,56E+03	--	2,38E+03	2,31E+03
	3,6	--	2,62E+03	--	2,48E+03	2,39E+03
	3,8	--	2,67E+03	--	2,58E+03	2,47E+03
	4,0	--	2,64E+03	--	2,67E+03	2,54E+03
	0,7	--	4,86E+02	--	4,59E+02	4,67E+02
	0,8	---	5,56E+02	---	5,46E+02	5,56E+02
	0,9	--	6,38E+02	--	6,34E+02	6,45E+02
	1,0	--	7,19E+02	--	7,21E+02	7,34E+02
	1,1	--	7,95E+02	--	8,07E+02	8,22E+02
	1,2	--	9,13E+02	--	8,92E+02	9,08E+02
	1,3	--	1,01E+03	--	9,76E+02	9,93E+02
	1,4	--	1,07E+03	--	1,06E+03	1,08E+03
	1,5	--	1,06E+03	--	1,14E+03	1,16E+03
	1,6	--	1,20E+03	--	1,22E+03	1,24E+03
	1,7	--	1,24E+03	--	1,30E+03	1,31E+03
	1,8	--	1,28E+03	--	1,37E+03	1,39E+03
	1,9	--	1,33E+03	--	1,45E+03	1,46E+03
	2,0	--	1,35E+03	--	1,52E+03	1,53E+03
2,1	--	1,38E+03	--	1,59E+03	1,60E+03	
2,2	--	1,47E+03	--	1,66E+03	1,67E+03	
2,3	--	1,69E+03	--	1,73E+03	1,73E+03	
2,4	--	1,66E+03	--	1,79E+03	1,79E+03	
⁷⁹ Au	0,1	1,60E+00	5,44E+00	3,69E+00	4,16E+00	3,90E+00
	0,125	5,13E+00	1,29E+01	1,03E+01	1,06E+01	1,02E+01
	0,15	1,14E+01	2,00E+01	2,03E+01	1,99E+01	1,96E+01
	0,175	2,06E+01	2,89E+01	3,31E+01	3,18E+01	3,15E+01
	0,2	3,25E+01	3,86E+01	4,78E+01	4,55E+01	4,52E+01
	0,25	6,29E+01	7,96E+01	7,99E+01	7,70E+01	7,65E+01
	0,3	9,95E+01	1,19E+02	1,14E+02	1,12E+02	1,11E+02
	0,4	1,83E+02	2,22E+02	1,83E+02	1,88E+02	1,85E+02
	0,45	2,28E+02	2,53E+02	2,19E+02	2,27E+02	2,24E+02
	0,5	2,75E+02	2,89E+02	2,57E+02	2,67E+02	2,63E+02
	0,6	3,74E+02	3,82E+02	3,40E+02	3,49E+02	3,43E+02
	0,7	4,79E+02	4,85E+02	4,31E+02	4,32E+02	4,25E+02
	0,8	5,88E+02	5,42E+02	5,28E+02	5,16E+02	5,07E+02
	0,9	7,01E+02	6,29E+02	6,29E+02	6,00E+02	5,89E+02
	1,0	8,16E+02	6,73E+02	7,31E+02	6,83E+02	6,71E+02
	1,2	1,04E+03	8,76E+02	9,29E+02	8,48E+02	8,32E+02
	1,4	1,27E+03	1,04E+03	1,11E+03	1,01E+03	9,89E+02
	1,6	1,47E+03	1,24E+03	1,27E+03	1,16E+03	1,14E+03
	1,8	1,66E+03	1,40E+03	1,42E+03	1,31E+03	1,28E+03
	2,0	1,84E+03	1,61E+03	1,55E+03	1,46E+03	1,42E+03
	2,2	2,00E+03	1,71E+03	1,69E+03	1,59E+03	1,54E+03
	2,4	2,14E+03	1,94E+03	1,83E+03	1,73E+03	1,66E+03
	2,6	2,26E+03	2,07E+03	1,97E+03	1,85E+03	1,78E+03
	2,8	2,37E+03	2,20E+03	2,12E+03	1,97E+03	1,88E+03
3,0	2,47E+03	2,30E+03	2,27E+03	2,09E+03	1,98E+03	
3,2	2,55E+03	2,44E+03	2,41E+03	2,19E+03	2,07E+03	
3,4	2,63E+03	2,50E+03	2,54E+03	2,30E+03	2,16E+03	
3,6	2,70E+03	2,64E+03	2,64E+03	2,40E+03	2,24E+03	
3,8	2,75E+03	2,64E+03	2,69E+03	2,50E+03	2,31E+03	
4,0	2,80E+03	2,63E+03	2,67E+03	2,59E+03	2,38E+03	
0,7	4,79E+02	4,69E+02	4,31E+02	4,32E+02	4,25E+02	

$E(\text{MeV})$ Elément	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$
⁷⁹ Au 0,8	5,88E+02	5,26E+02	5,28E+02	5,16E+02	5,07E+02
0,9	7,01E+02	6,03E+02	6,29E+02	6,00E+02	5,89E+02
1,0	8,16E+02	6,64E+02	7,31E+02	6,83E+02	6,71E+02
1,1	9,30E+02	7,27E+02	8,31E+02	7,66E+02	7,52E+02
1,2	1,04E+03	8,30E+02	9,29E+02	8,48E+02	8,32E+02
1,3	1,16E+03	9,01E+02	1,02E+03	9,29E+02	9,11E+02
1,4	1,27E+03	1,06E+03	1,11E+03	1,01E+03	9,89E+02
1,5	1,37E+03	1,09E+03	1,19E+03	1,09E+03	1,06E+03
1,6	1,47E+03	1,18E+03	1,27E+03	1,16E+03	1,14E+03
1,7	1,57E+03	1,25E+03	1,35E+03	1,24E+03	1,21E+03
1,8	1,66E+03	1,30E+03	1,42E+03	1,31E+03	1,28E+03
1,9	1,75E+03	1,42E+03	1,49E+03	1,39E+03	1,35E+03
2,0	1,84E+03	1,41E+03	1,55E+03	1,46E+03	1,42E+03
2,1	1,92E+03	1,51E+03	1,62E+03	1,53E+03	1,48E+03
2,2	2,00E+03	1,58E+03	1,69E+03	1,59E+03	1,54E+03
2,3	2,07E+03	1,61E+03	1,76E+03	1,66E+03	1,61E+03
2,4	2,14E+03	1,67E+03	1,83E+03	1,73E+03	1,66E+03
0,3	9,95E+01	1,29E+02	1,14E+02	1,12E+02	1,11E+02
0,35	1,40E+02	1,72E+02	1,48E+02	1,49E+02	1,47E+02
0,4	1,83E+02	2,14E+02	1,83E+02	1,88E+02	1,85E+02
0,45	2,28E+02	2,45E+02	2,19E+02	2,27E+02	2,24E+02
0,5	2,75E+02	3,07E+02	2,57E+02	2,67E+02	2,63E+02
0,55	3,24E+02	3,63E+02	2,97E+02	3,08E+02	3,03E+02
0,6	3,74E+02	3,92E+02	3,40E+02	3,49E+02	3,43E+02
0,65	4,26E+02	4,84E+02	3,84E+02	3,91E+02	3,84E+02
0,7	4,79E+02	5,36E+02	4,31E+02	4,32E+02	4,25E+02
0,1	1,60E+00	5,77E+00	3,69E+00	4,16E+00	3,90E+00
0,125	5,13E+00	1,29E+01	1,03E+01	1,06E+01	1,02E+01
0,15	1,14E+01	2,36E+01	2,03E+01	1,99E+01	1,96E+01
0,175	2,06E+01	3,76E+01	3,31E+01	3,18E+01	3,15E+01
0,2	3,25E+01	5,43E+01	4,78E+01	4,55E+01	4,52E+01
0,225	4,68E+01	7,43E+01	6,35E+01	6,07E+01	6,03E+01
0,275	8,06E+01	1,11E+02	9,66E+01	9,41E+01	9,34E+01
0,3	9,95E+01	1,45E+02	1,14E+02	1,12E+02	1,11E+02
0,3	9,95E+01	1,12E+02	1,14E+02	1,12E+02	1,11E+02
0,4	1,83E+02	1,76E+02	1,83E+02	1,88E+02	1,85E+02
0,5	2,75E+02	2,15E+02	2,57E+02	2,67E+02	2,63E+02
0,6	3,74E+02	3,04E+02	3,40E+02	3,49E+02	3,43E+02
0,7	4,79E+02	4,02E+02	4,31E+02	4,32E+02	4,25E+02
0,8	5,88E+02	4,86E+02	5,28E+02	5,16E+02	5,07E+02
0,9	7,01E+02	5,88E+02	6,29E+02	6,00E+02	5,89E+02
1,0	8,16E+02	6,39E+02	7,31E+02	6,83E+02	6,71E+02
1,1	9,30E+02	7,08E+02	8,31E+02	7,66E+02	7,52E+02
1,2	1,04E+03	7,87E+02	9,29E+02	8,48E+02	8,32E+02
1,3	1,16E+03	8,78E+02	1,02E+03	9,29E+02	9,11E+02
1,4	1,27E+03	9,19E+02	1,11E+03	1,01E+03	9,89E+02
1,5	1,37E+03	1,01E+03	1,19E+03	1,09E+03	1,06E+03
1,6	1,47E+03	1,06E+03	1,27E+03	1,16E+03	1,14E+03
1,7	1,57E+03	1,16E+03	1,35E+03	1,24E+03	1,21E+03
1,8	1,66E+03	1,25E+03	1,42E+03	1,31E+03	1,28E+03
1,9	1,75E+03	1,29E+03	1,49E+03	1,39E+03	1,35E+03
2,0	1,84E+03	1,32E+03	1,55E+03	1,46E+03	1,42E+03
2,1	1,92E+03	1,38E+03	1,62E+03	1,53E+03	1,48E+03
2,2	2,00E+03	1,50E+03	1,69E+03	1,59E+03	1,54E+03
2,3	2,07E+03	1,52E+03	1,76E+03	1,66E+03	1,61E+03

$E(\text{MeV})$ Elément	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
^{79}Au	2,4	2,14E+03	1,56E+03	1,83E+03	1,73E+03	1,66E+03
	2,5	2,20E+03	1,60E+03	1,90E+03	1,79E+03	1,72E+03
	2,6	2,26E+03	1,61E+03	1,97E+03	1,85E+03	1,78E+03
	2,92	2,43E+03	2,03E+03	2,21E+03	2,04E+03	1,94E+03
	3,97	2,79E+03	2,34E+03	2,68E+03	2,57E+03	2,37E+03
^{82}Pb	0,44	--	2,70E+02	--	1,74E+02	1,69E+02
	0,53	--	3,60E+02	--	2,36E+02	2,27E+02
	0,75	--	6,30E+02	--	3,92E+02	3,76E+02
	1,0	--	1,02E+03	--	5,74E+02	5,49E+02
	1,5	--	1,66E+03	--	9,31E+02	8,86E+02
	1,75	--	1,96E+03	--	1,10E+03	1,05E+03
	2,0	--	2,23E+03	--	1,27E+03	1,20E+03
	2,5	--	2,43E+03	--	1,58E+03	1,47E+03
	3,0	--	3,16E+03	--	1,85E+03	1,71E+03
	4,0	--	3,68E+03	--	2,34E+03	2,10E+03
	0,3	--	9,16E+01	--	8,42E+01	8,30E+01
	0,4	--	1,37E+02	--	1,47E+02	1,43E+02
	0,5	--	1,96E+02	--	2,15E+02	2,08E+02
	0,6	--	2,56E+02	--	2,85E+02	2,74E+02
	0,7	--	3,50E+02	--	3,56E+02	3,42E+02
	0,8	--	4,03E+02	--	4,28E+02	4,10E+02
	0,9	--	4,36E+02	--	5,01E+02	4,79E+02
	1,0	--	5,34E+02	--	5,74E+02	5,49E+02
	1,1	--	6,34E+02	--	6,46E+02	6,17E+02
	1,2	--	6,76E+02	--	7,19E+02	6,86E+02
	1,3	--	7,52E+02	--	7,90E+02	7,53E+02
	1,4	--	7,90E+02	--	8,61E+02	8,20E+02
	1,5	--	8,84E+02	--	9,31E+02	8,86E+02
	1,6	--	9,35E+02	--	1,00E+03	9,51E+02
	1,7	--	1,02E+03	--	1,07E+03	1,01E+03
	1,8	--	1,09E+03	--	1,14E+03	1,08E+03
	1,9	--	1,11E+03	--	1,20E+03	1,14E+03
	2,0	--	1,25E+03	--	1,27E+03	1,20E+03
	2,1	--	1,32E+03	--	1,33E+03	1,26E+03
	2,2	--	1,37E+03	--	1,39E+03	1,31E+03
	2,3	--	1,35E+03	--	1,46E+03	1,37E+03
	2,4	--	1,43E+03	--	1,52E+03	1,42E+03
	2,5	--	1,47E+03	--	1,58E+03	1,47E+03
	2,6	--	1,48E+03	--	1,63E+03	1,52E+03
	0,3	--	8,10E+01	--	8,42E+01	8,30E+01
	0,35	--	1,15E+02	--	1,15E+02	1,13E+02
	0,4	--	1,44E+02	--	1,47E+02	1,43E+02
	0,45	--	1,81E+02	--	1,81E+02	1,75E+02
	0,5	--	2,21E+02	--	2,15E+02	2,08E+02
	0,55	--	2,61E+02	--	2,50E+02	2,41E+02
	0,6	--	3,02E+02	--	2,85E+02	2,74E+02
0,65	--	3,66E+02	--	3,20E+02	3,08E+02	
0,7	--	3,96E+02	--	3,56E+02	3,42E+02	
0,7	--	3,58E+02	--	3,56E+02	3,42E+02	
0,8	--	4,02E+02	--	4,28E+02	4,10E+02	
0,9	--	4,44E+02	--	5,01E+02	4,79E+02	
1,0	--	5,03E+02	--	5,74E+02	5,49E+02	
1,1	--	5,14E+02	--	6,46E+02	6,17E+02	
1,2	--	5,01E+02	--	7,19E+02	6,86E+02	
1,3	--	6,94E+02	--	7,90E+02	7,53E+02	

$E(\text{MeV})$ Elément	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
^{82}Pb	1,4	--	7,87E+02	--	8,61E+02	8,20E+02
	1,5	--	8,28E+02	--	9,31E+02	8,86E+02
	1,6	--	8,72E+02	--	1,00E+03	9,51E+02
	1,7	--	9,26E+02	--	1,07E+03	1,01E+03
	1,8	--	9,30E+02	--	1,14E+03	1,08E+03
	1,9	--	1,03E+03	--	1,20E+03	1,14E+03
	2,0	--	1,06E+03	--	1,27E+03	1,20E+03
	2,1	--	1,13E+03	--	1,33E+03	1,26E+03
	2,2	--	1,21E+03	--	1,39E+03	1,31E+03
	2,3	--	1,27E+03	--	1,46E+03	1,37E+03
2,4	--	1,33E+03	--	1,52E+03	1,42E+03	
^{83}Bi	0,1	5,55E-01	1,82E+00	1,42E+00	1,64E+00	1,63E+00
	0,125	2,08E+00	6,00E+00	4,69E+00	4,95E+00	5,01E+00
	0,15	5,17E+00	1,10E+01	1,04E+01	1,05E+01	1,06E+01
	0,175	1,01E+01	2,02E+01	1,84E+01	1,80E+01	1,83E+01
	0,2	1,70E+01	2,91E+01	2,82E+01	2,74E+01	2,77E+01
	0,225	2,56E+01	3,88E+01	3,93E+01	3,82E+01	3,84E+01
	0,25	3,59E+01	6,75E+01	5,13E+01	5,01E+01	5,01E+01
	0,3	6,03E+01	7,58E+01	7,67E+01	7,65E+01	7,59E+01
	0,35	8,85E+01	1,08E+02	1,03E+02	1,05E+02	1,04E+02
	0,4	1,19E+02	1,46E+02	1,29E+02	1,36E+02	1,33E+02
	0,45	1,51E+02	1,75E+02	1,55E+02	1,67E+02	1,63E+02
	0,5	1,84E+02	1,95E+02	1,82E+02	2,00E+02	1,94E+02
	0,6	2,54E+02	2,82E+02	2,37E+02	2,66E+02	2,57E+02
	0,7	3,27E+02	3,51E+02	2,98E+02	3,34E+02	3,21E+02
	0,8	4,02E+02	4,00E+02	3,62E+02	4,03E+02	3,86E+02
	0,9	4,80E+02	4,72E+02	4,31E+02	4,73E+02	4,52E+02
	1,0	5,60E+02	5,46E+02	5,02E+02	5,42E+02	5,18E+02
	1,2	7,22E+02	6,36E+02	6,47E+02	6,81E+02	6,49E+02
	1,4	8,84E+02	7,76E+02	7,87E+02	8,18E+02	7,78E+02
	1,6	1,04E+03	9,44E+02	9,17E+02	9,52E+02	9,04E+02
	1,8	1,19E+03	1,09E+03	1,03E+03	1,08E+03	1,03E+03
	2,0	1,33E+03	1,26E+03	1,14E+03	1,21E+03	1,14E+03
	2,2	1,46E+03	1,33E+03	1,24E+03	1,33E+03	1,25E+03
	2,4	1,57E+03	1,61E+03	1,33E+03	1,45E+03	1,36E+03
	2,6	1,68E+03	1,64E+03	1,42E+03	1,57E+03	1,46E+03
	2,8	1,78E+03	1,83E+03	1,51E+03	1,68E+03	1,56E+03
	3,0	1,87E+03	1,93E+03	1,61E+03	1,78E+03	1,65E+03
	3,2	1,95E+03	1,84E+03	1,71E+03	1,89E+03	1,73E+03
	3,4	2,02E+03	1,96E+03	1,81E+03	1,98E+03	1,81E+03
	3,6	2,08E+03	2,00E+03	1,91E+03	2,08E+03	1,89E+03
	3,8	2,14E+03	2,16E+03	2,01E+03	2,17E+03	1,96E+03
	4,0	2,19E+03	2,09E+03	2,10E+03	2,26E+03	2,03E+03
	0,7	3,27E+02	3,20E+02	2,98E+02	3,34E+02	3,21E+02
	0,8	4,02E+02	3,79E+02	3,62E+02	4,03E+02	3,86E+02
	0,9	4,80E+02	4,53E+02	4,31E+02	4,73E+02	4,52E+02
	1,0	5,59E+02	4,58E+02	5,02E+02	5,42E+02	5,18E+02
1,1	6,41E+02	4,65E+02	5,75E+02	6,12E+02	5,84E+02	
1,2	7,22E+02	5,34E+02	6,47E+02	6,81E+02	6,49E+02	
1,3	8,03E+02	6,75E+02	7,18E+02	7,50E+02	7,14E+02	
1,4	8,83E+02	8,11E+02	7,87E+02	8,18E+02	7,78E+02	
1,5	9,63E+02	8,38E+02	8,54E+02	8,86E+02	8,41E+02	
1,6	1,04E+03	8,99E+02	9,17E+02	9,52E+02	9,04E+02	
1,7	1,11E+03	8,82E+02	9,77E+02	1,02E+03	9,65E+02	
1,8	1,19E+03	1,01E+03	1,03E+03	1,08E+03	1,03E+03	

$E(\text{MeV})$ Elément	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
$_{83}\text{Bi}$	1,9	1,26E+03	1,02E+03	1,09E+03	1,15E+03	1,08E+03
	2,0	1,33E+03	1,13E+03	1,14E+03	1,21E+03	1,14E+03
	2,1	1,39E+03	1,16E+03	1,19E+03	1,27E+03	1,20E+03
	2,2	1,46E+03	1,25E+03	1,24E+03	1,33E+03	1,25E+03
	2,3	1,51E+03	1,20E+03	1,28E+03	1,39E+03	1,31E+03
	2,4	1,57E+03	1,50E+03	1,33E+03	1,45E+03	1,36E+03
	0,3	6,03E+01	7,40E+01	7,67E+01	7,65E+01	7,59E+01
	0,35	8,85E+01	1,00E+02	1,03E+02	1,05E+02	1,04E+02
	0,4	1,19E+02	1,20E+02	1,29E+02	1,36E+02	1,33E+02
	0,45	1,51E+02	1,49E+02	1,55E+02	1,67E+02	1,63E+02
	0,5	1,85E+02	1,80E+02	1,82E+02	2,00E+02	1,94E+02
	0,55	2,19E+02	2,32E+02	2,09E+02	2,33E+02	2,25E+02
	0,6	2,54E+02	2,62E+02	2,37E+02	2,66E+02	2,57E+02
	0,65	2,90E+02	3,12E+02	2,67E+02	3,00E+02	2,89E+02
	0,7	3,26E+02	3,50E+02	2,98E+02	3,34E+02	3,21E+02
	0,3	6,03E+01	8,25E+01	7,67E+01	7,65E+01	7,59E+01
	0,4	1,19E+02	1,40E+02	1,29E+02	1,36E+02	1,33E+02
	0,5	1,85E+02	1,89E+02	1,82E+02	2,00E+02	1,94E+02
	0,6	2,54E+02	2,48E+02	2,37E+02	2,66E+02	2,57E+02
	0,7	3,27E+02	3,37E+02	2,98E+02	3,34E+02	3,21E+02
	0,8	4,02E+02	3,82E+02	3,62E+02	4,03E+02	3,86E+02
	0,9	4,80E+02	4,41E+02	4,31E+02	4,73E+02	4,52E+02
	1,0	5,60E+02	5,18E+02	5,02E+02	5,42E+02	5,18E+02
	1,1	6,40E+02	5,79E+02	5,75E+02	6,12E+02	5,84E+02
	1,2	7,22E+02	6,37E+02	6,47E+02	6,81E+02	6,49E+02
	1,3	8,03E+02	7,00E+02	7,18E+02	7,50E+02	7,14E+02
	1,4	8,83E+02	7,65E+02	7,87E+02	8,18E+02	7,78E+02
	1,5	9,63E+02	8,74E+02	8,54E+02	8,86E+02	8,41E+02
	1,6	1,04E+03	9,21E+02	9,17E+02	9,52E+02	9,04E+02
	1,7	1,11E+03	9,45E+02	9,77E+02	1,02E+03	9,65E+02
	1,8	1,19E+03	9,86E+02	1,03E+03	1,08E+03	1,03E+03
	1,9	1,26E+03	1,03E+03	1,09E+03	1,15E+03	1,08E+03
	2,0	1,33E+03	1,11E+03	1,14E+03	1,21E+03	1,14E+03
2,1	1,39E+03	1,17E+03	1,19E+03	1,27E+03	1,20E+03	
2,2	1,46E+03	1,29E+03	1,24E+03	1,33E+03	1,25E+03	
2,3	1,51E+03	1,20E+03	1,28E+03	1,39E+03	1,31E+03	
2,4	1,57E+03	1,29E+03	1,33E+03	1,45E+03	1,36E+03	
2,5	1,63E+03	1,39E+03	1,38E+03	1,51E+03	1,41E+03	
2,6	1,68E+03	1,44E+03	1,42E+03	1,57E+03	1,46E+03	
2,92	1,83E+03	1,23E+03	1,57E+03	1,74E+03	1,61E+03	
3,97	2,18E+03	1,62E+03	2,09E+03	2,25E+03	2,02E+03	
$_{90}\text{Th}$	0,1	8,60E-02	1,53E-01	2,59E-01	2,33E-01	2,75E-01
	0,125	4,43E-01	1,07E+00	1,19E+00	1,01E+00	1,17E+00
	0,15	1,35E+00	2,53E+00	3,28E+00	2,73E+00	3,06E+00
	0,175	3,06E+00	5,08E+00	6,78E+00	5,60E+00	6,11E+00
	0,2	5,76E+00	7,09E+00	1,17E+01	9,67E+00	1,03E+01
	0,225	9,54E+00	1,08E+01	1,80E+01	1,49E+01	1,55E+01
	0,25	1,44E+01	1,80E+01	2,54E+01	2,11E+01	2,16E+01
	0,3	2,74E+01	3,01E+01	4,26E+01	3,61E+01	3,59E+01
	0,35	4,40E+01	4,88E+01	6,18E+01	5,37E+01	5,22E+01
	0,4	6,35E+01	6,73E+01	8,18E+01	7,32E+01	6,99E+01
	0,45	8,51E+01	8,73E+01	1,02E+02	9,40E+01	8,85E+01
	0,5	1,08E+02	1,06E+02	1,22E+02	1,16E+02	1,08E+02
	0,6	1,57E+02	1,52E+02	1,63E+02	1,62E+02	1,48E+02
0,7	2,09E+02	1,98E+02	2,04E+02	2,09E+02	1,89E+02	

$E(\text{MeV})$ Elément	σ_{Theo}^X	σ_{Exp}^X	$\sigma_{S-\text{emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$
^{90}Th 0,8	2,63E+02	2,44E+02	2,47E+02	2,58E+02	2,32E+02
0,9	3,18E+02	2,84E+02	2,93E+02	3,08E+02	2,75E+02
1,0	3,76E+02	3,47E+02	3,41E+02	3,58E+02	3,18E+02
1,2	4,95E+02	3,94E+02	4,45E+02	4,60E+02	4,05E+02
1,4	6,18E+02	5,30E+02	5,55E+02	5,62E+02	4,93E+02
1,6	7,43E+02	6,27E+02	6,66E+02	6,64E+02	5,80E+02
1,8	8,67E+02	7,33E+02	7,75E+02	7,65E+02	6,66E+02
2,0	9,88E+02	8,51E+02	8,79E+02	8,64E+02	7,50E+02
2,2	1,11E+03	9,68E+02	9,75E+02	9,63E+02	8,32E+02
2,4	1,22E+03	1,10E+03	1,06E+03	1,06E+03	9,12E+02
2,6	1,32E+03	1,20E+03	1,15E+03	1,15E+03	9,89E+02
2,8	1,43E+03	1,33E+03	1,22E+03	1,25E+03	1,06E+03
3,0	1,52E+03	1,37E+03	1,29E+03	1,34E+03	1,14E+03
3,2	1,61E+03	1,46E+03	1,36E+03	1,42E+03	1,20E+03
3,4	1,69E+03	1,57E+03	1,43E+03	1,51E+03	1,27E+03
3,6	1,76E+03	1,61E+03	1,49E+03	1,59E+03	1,33E+03
3,8	1,83E+03	1,65E+03	1,56E+03	1,67E+03	1,40E+03
4,0	1,90E+03	1,75E+03	1,63E+03	1,75E+03	1,45E+03
0,3	2,74E+01	3,40E+01	4,26E+01	3,61E+01	3,59E+01
0,35	4,40E+01	5,00E+01	6,18E+01	5,37E+01	5,22E+01
0,4	6,35E+01	6,60E+01	8,18E+01	7,32E+01	6,99E+01
0,45	8,52E+01	8,20E+01	1,02E+02	9,40E+01	8,85E+01
0,5	1,08E+02	1,01E+02	1,22E+02	1,16E+02	1,08E+02
0,55	1,32E+02	1,24E+02	1,42E+02	1,38E+02	1,28E+02
0,6	1,57E+02	1,39E+02	1,63E+02	1,62E+02	1,48E+02
0,65	1,83E+02	1,61E+02	1,83E+02	1,85E+02	1,68E+02
0,7	2,09E+02	1,79E+02	2,04E+02	2,09E+02	1,89E+02

IV.B. Traitement individuel (par élément)

Les grandes valeurs des écarts quadratiques obtenues dans la première partie pour les sections efficaces de production semi-empiriques et empiriques, nous ont motivées pour essayer de déterminer, en second lieu, des sections efficaces plus fiables de production des rayons X des raies *M*, basées sur l'ajustement des données expérimentales de chaque élément séparément pour des éléments de numéro atomique dans la gamme 72-90 avec des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV.

IV.B.1. Section efficace semi-empirique "référence"

Dans une première tentative, les sections efficaces semi-empiriques de production des raies *M* sont calculées en utilisant les données expérimentales, à notre disposition, des éléments de numéro atomique $72 \leq Z_2 \leq 90$, qui sont rassemblées de différentes sources ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Me.83], [Se.80], [Ro.02] et [Go.06]) (528 données expérimentales). On note que les données du Pb₈₂ rapportées dans la référence [Bu.73] sont exclues en raison de leur grande dispersion. L'ensemble de ces données est ajusté par un polynôme d'ordre trois. Le résultat de fit est également représenté sur la figure IV.5 par une ligne continue. En outre, les facteurs de Coster-Kronig et les rendements de fluorescence utilisés pour la conversion des sections efficaces d'ionisation en sections efficaces de production sont rapportés dans la référence [Sö. 02] afin de permettre cette conversion pour tous les éléments dans la gamme $72 \leq Z_2 \leq 90$.

D'autre part, nous avons essayé de calculer les sections efficaces semi-empiriques de production de la couche *M* pour chaque élément séparément en employant les mêmes données expérimentales. Les résultats d'ajustement, par le même ordre de polynôme, pour ⁷²Hf, ⁷³Ta, ⁷⁴W, ⁷⁵Re, ⁷⁶Os, ⁷⁷Ir, ⁷⁸Pt, ⁷⁹Au, ⁸²Pb, ⁸³Bi et ⁹⁰Th sont aussi représentés par des lignes continues sur la figure IV.5.

IV.B.2. Section efficace empirique de production des raies *M*

De plus, par la même procédure décrite dans la première partie, nous avons ajusté par un polynôme d'ordre trois, basé sur les équations précédentes (IV.3.1) et (IV.3.3), les données expérimentales globalement et pour chaque élément séparément pour déduire les sections efficaces empiriques. Les résultats d'ajustement conformément aux équations (IV.3.1) et (IV.3.3) pour les éléments étudiés sont représentés par des lignes continues sur les figures IV.6 et IV.7.

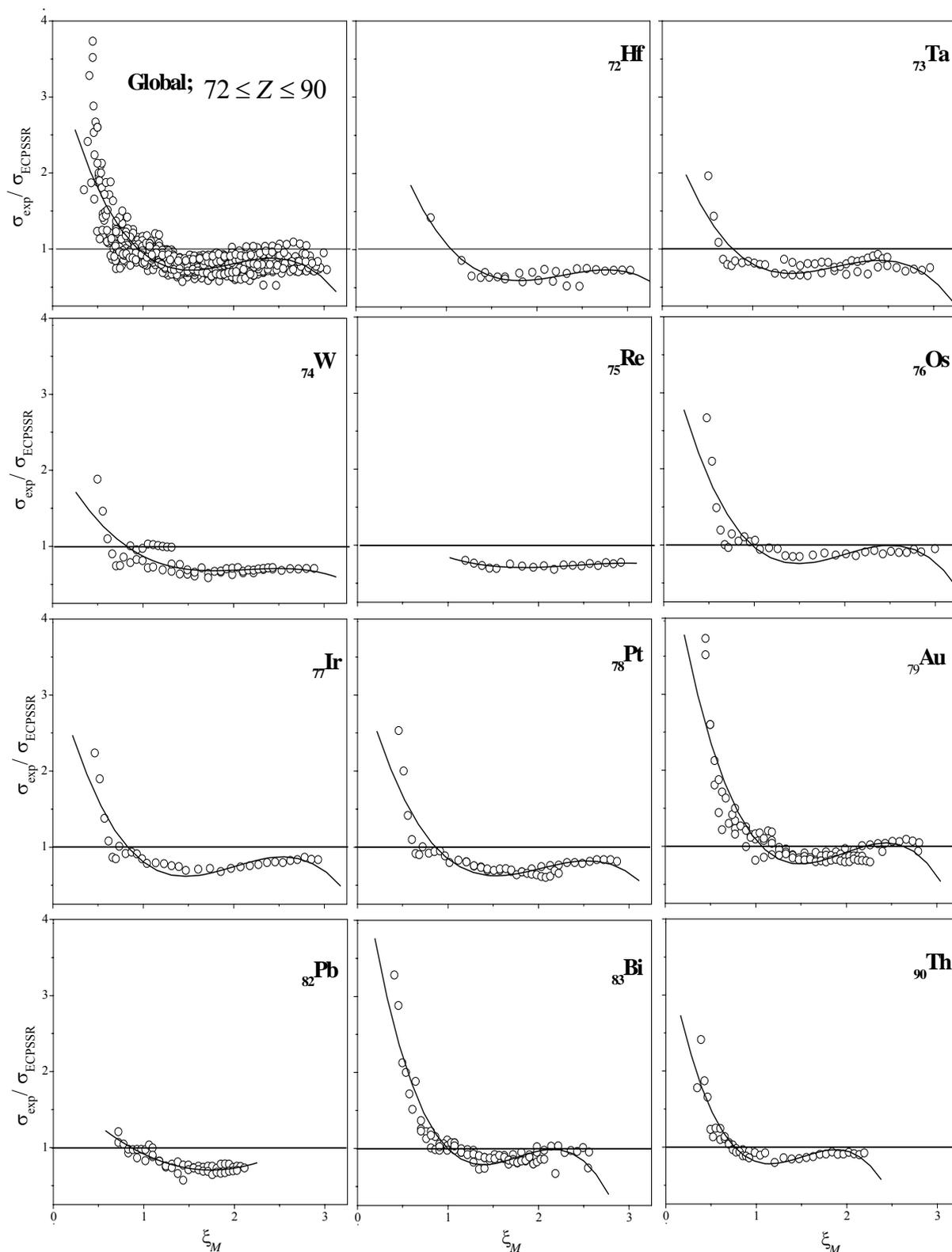


Figure IV.5 Rapport des sections efficaces de production expérimentales et théoriques ($ECPSSR$) des raies M en utilisant les données expérimentales globalement et pour chaque élément séparément ; Hf , ${}_{73}Ta$, ${}_{74}W$, ${}_{75}Re$, ${}_{76}Os$, ${}_{77}Ir$, ${}_{78}Pt$, ${}_{79}Au$, ${}_{82}Pb$, ${}_{83}Bi$ et ${}_{90}Th$, en fonction de la vitesse réduite moyenne x_M

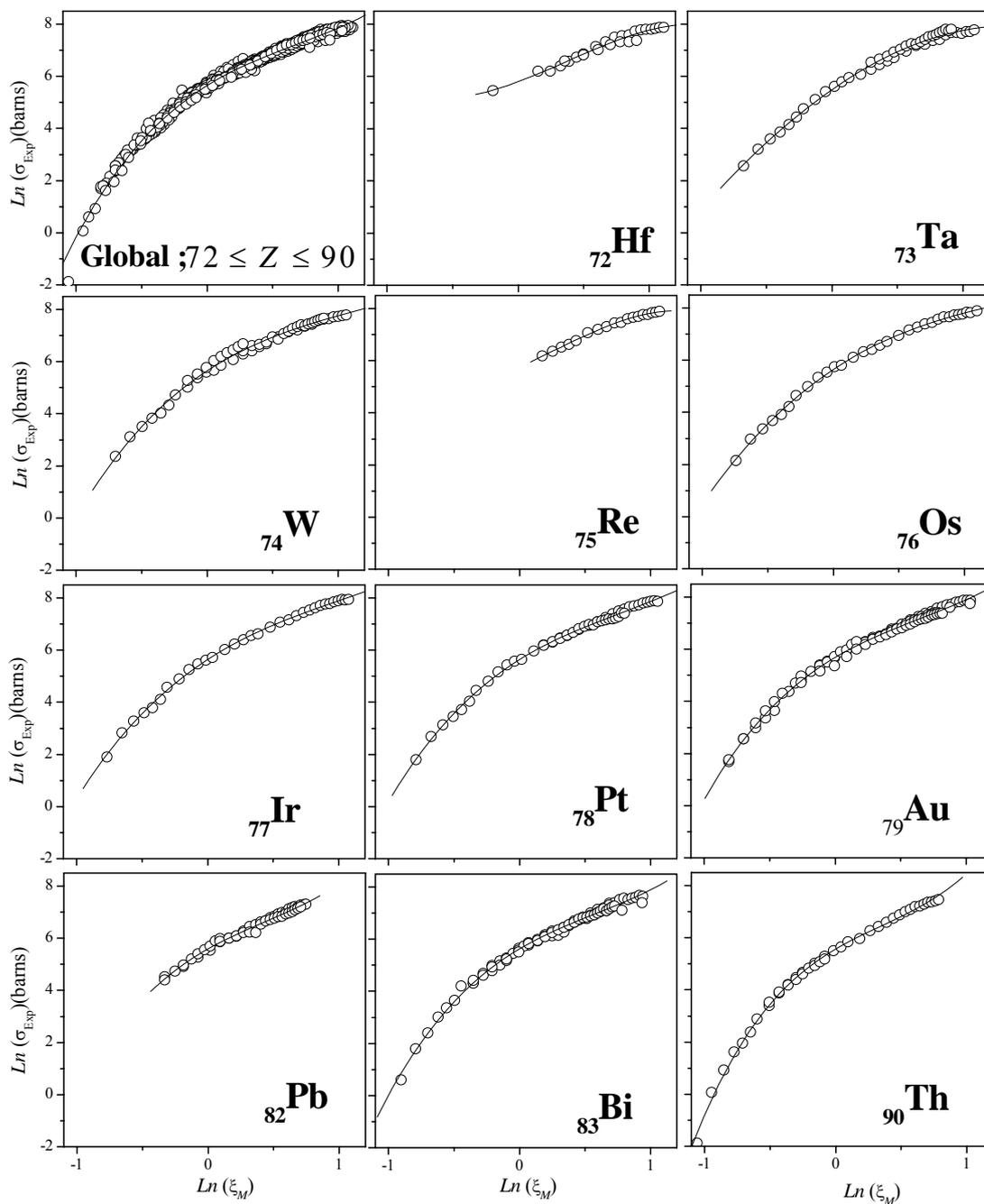


Figure IV.6 Sections efficaces mesurées de production des rayons X dans la couche M en utilisant les données expérimentales globalement et pour chaque élément séparément ; ${}_{72}\text{Hf}$, ${}_{73}\text{Ta}$, ${}_{74}\text{W}$, ${}_{75}\text{Re}$, ${}_{76}\text{Os}$, ${}_{77}\text{Ir}$, ${}_{78}\text{Pt}$, ${}_{79}\text{Au}$, ${}_{82}\text{Pb}$, ${}_{83}\text{Bi}$ et ${}_{90}\text{Th}$, en fonction de la vitesse réduite moyenne ξ_M .

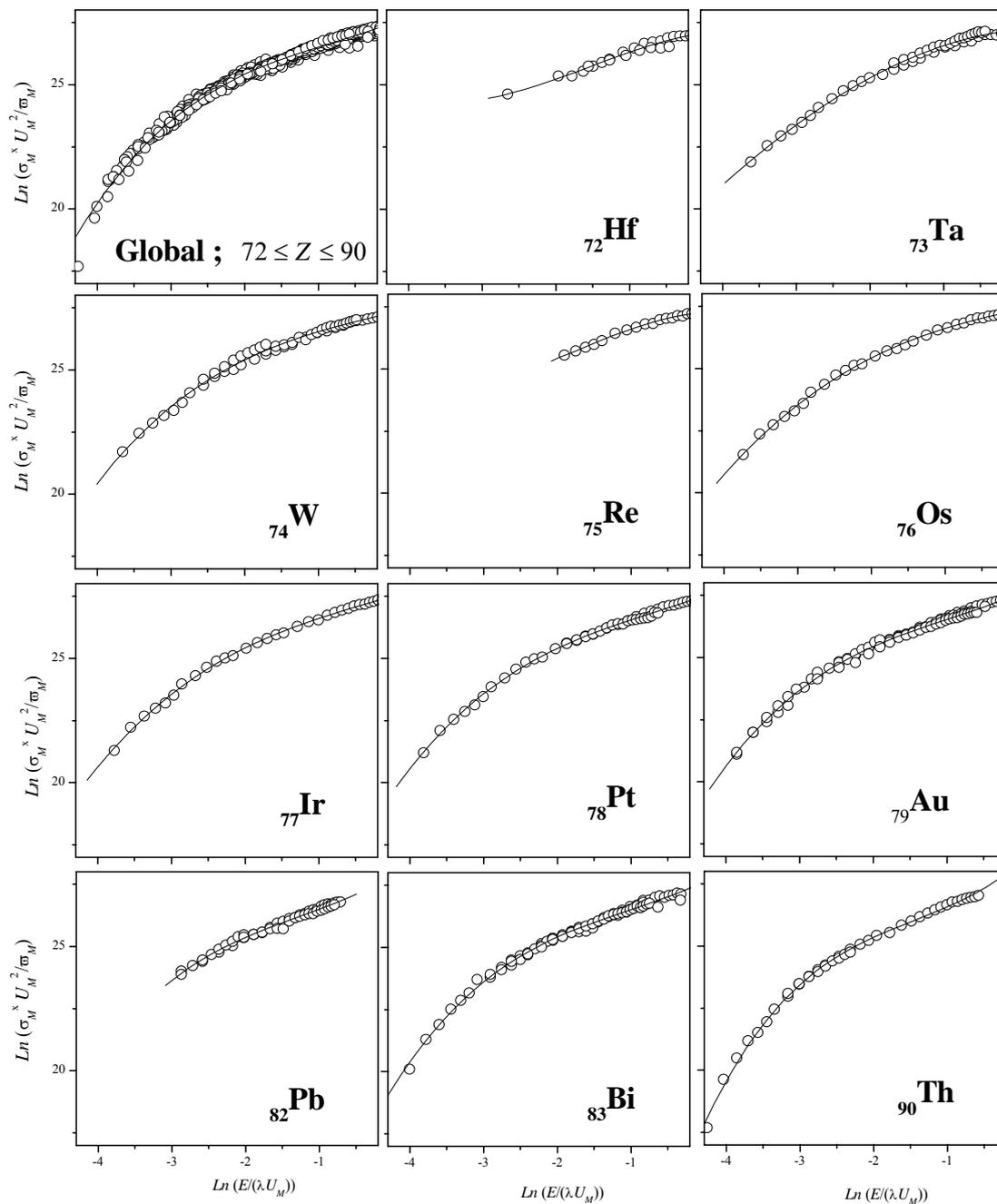


Figure IV.7 Distribution des données expérimentales disponibles des sections efficaces de production des raies M de $\text{Ln}(\sigma_M^x U_M^2 / \omega_M)$ en fonction de l'énergie réduite du proton $\text{Ln}(E/(\lambda U_M))$ en utilisant les données expérimentales globalement et pour chaque élément séparément; ${}_{72}\text{Hf}$, ${}_{73}\text{Ta}$, ${}_{74}\text{W}$, ${}_{75}\text{Re}$, ${}_{76}\text{Os}$, ${}_{77}\text{Ir}$, ${}_{78}\text{Pt}$, ${}_{79}\text{Au}$, ${}_{82}\text{Pb}$, ${}_{83}\text{Bi}$ et ${}_{90}\text{Th}$. Le fit est aussi représenté par une ligne continue.

Suivant le même procédé décrit dans la première partie, nous avons estimé la déviation (ε_{rms}) des sections efficaces expérimentales (σ_{exp}) avec les sections efficaces ajustées correspondantes (σ_{emp}). Les valeurs de ε_{rms} avec les paramètres de fit (a_i , b_i et c_i) pour les sections efficaces semi-empiriques (Eq. (IV.3.1)) et empiriques, suivant les équations (IV.3.1) et (IV.3.3), en utilisant les données expérimentales globalement et pour chaque élément séparément, sont rapportés dans les tableaux IV.4 et IV.5, respectivement.

En considérant que la précision des sections efficaces calculées dépend essentiellement de la dispersion des données expérimentales et donc de la valeur de l'erreur quadratique moyenne, on peut dire que les sections efficaces empiriques, décrites par les équations (IV.3.1) et (IV.3.3), donnent la meilleure représentation des données expérimentales aussi bien en utilisant la gamme entière des données expérimentales qu'en utilisant les données expérimentales de chaque élément séparément. Ceci réside dans le fait que les sections efficaces semi-empiriques dépendent de données expérimentales aussi bien que de calculs de la théorie *ECPSSR* alors que les sections efficaces empiriques dépendent seulement de données expérimentales disponibles.

En outre, les valeurs fittées des facteurs de Coster-Kronig et des rendements de fluorescence[Sö.02], nécessaires pour convertir les sections efficaces d'ionisation en sections efficaces de production, peuvent introduire des erreurs supplémentaires sur le calcul des sections efficaces semi-empiriques, ce qui rend son exactitude moins satisfaisante.

De plus, avec le même nombre de données expérimentales et le même degré de polynômes utilisés pour déduire les sections efficaces empiriques, décrites par les équations (IV.3.1) et (IV.3.3), les données expérimentales ne dispersent pas de la même manière lorsque en ajustant la gamme entière des données expérimentales et quand chaque élément est ajusté séparément. Ceci nous permet de dire que l'ajustement des données expérimentales pour chaque élément séparément donne des sections efficaces plus fiables.

Tableau IV.4 Coefficients d'ajustement pour le calcul des sections efficaces de production des raies M ; semi-empirique selon l'équation (IV.2.3); empirique selon l'équation (IV.3.1); empirique selon l'équation (IV.3.3) en utilisant la gamme entière des données expérimentales ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Me.83], [Se.80], [Ro.02] et [Go.06]) par des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV.

Elément	i Coefficients	3	2	1	0	ε_{rms} (%)	En utilisant la gamme entière des données expérimentales $72 \leq Z \leq 90$.
${}_{74}^{183}\text{W}$	a_i	-0,4326	2,5645	- 4,7994	3,6083	19.54	
${}_{74}^{185}\text{W}$						13.01	
${}_{74}^{187}\text{W}$						12.13	
${}_{79}^{197}\text{Au}$						15.20	
${}_{79}^{199}\text{Au}$						13.18	
${}_{79}^{201}\text{Au}$						14.50	
${}_{83}^{209}\text{Bi}$						11.59	
${}_{83}^{211}\text{Bi}$						11.12	
${}_{83}^{213}\text{Bi}$						11.33	
${}_{72}^{180}\text{Hf}$						19.32	
${}_{72}^{182}\text{Hf}$						16.70	
${}_{72}^{184}\text{Hf}$						16.59	
${}_{73}^{181}\text{Ta}$	19.17						
${}_{73}^{183}\text{Ta}$	14.19						
${}_{73}^{185}\text{Ta}$	13.82						
${}_{75}^{187}\text{Re}$	b_i	0,8956	-1,8128	3,1204	5,6512	10.40	
${}_{75}^{189}\text{Re}$	09.16						
${}_{75}^{191}\text{Re}$	07.47						
${}_{76}^{190}\text{Os}$	16.32						
${}_{76}^{192}\text{Os}$	10.64						
${}_{76}^{194}\text{Os}$	11.01						
${}_{77}^{191}\text{Ir}$	c_i	0,1106	0,2751	1,1409	27,479	15.63	
${}_{77}^{193}\text{Ir}$	10.13						
${}_{77}^{195}\text{Ir}$	11.32						
${}_{78}^{194}\text{Pt}$	15.56						
${}_{78}^{196}\text{Pt}$	08.09						
${}_{78}^{198}\text{Pt}$	09.24						
${}_{82}^{208}\text{Pb}$	09.67						
${}_{82}^{210}\text{Pb}$	09.61						
${}_{82}^{212}\text{Pb}$	08.16						
${}_{90}^{232}\text{Th}$	18.54						
${}_{90}^{234}\text{Th}$	15.01						
${}_{90}^{236}\text{Th}$	18.96						

Tableau IV.5 Coefficients d'ajustement pour le calcul des sections efficaces de production des raies M ; semi-empirique selon l'équation (IV.2.3); empirique selon l'équation (IV.3.1); empirique selon l'équation (IV.3.3) en utilisant les données expérimentales pour chaque élément séparément ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Me.83], [Se.80], [Ro.02] et [Go.06]) par des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV.

Elément	Coefficients i	3	2	1	0	ε_{rms} (%)	En utilisant les données expérimentales pour chaque élément séparément
^{74}W	a_i	-0.1692	1.0893	-2.2721	14.54	14.54	
	b_i	0.5368	-1.7444	3.3116	11.67	11.67	
	c_i	0.0674	0.0198	0.7126	11.66	11.66	
^{79}Au	a_i	-0.6751	3.9787	-7.3717	16.87	16.87	
	b_i	0.8486	-1.6188	2.9801	8.87	8.87	
	c_i	0.1058	0.3034	1.2615	8.86	8.86	
^{83}Bi	a_i	-0.8811	4,6879	-7,9204	5,1041	14.64	
	b_i	0,9700	-1,6747	2,9762	5,6194	09.73	
	c_i	0,1205	0,3772	1,3957	27,65	09.74	
^{72}Hf	a_i	-0.3247	2.2292	-4.8796	4.0495	10.39	
	b_i	-0.8078	0.9107	1.8806	5.7932	09.40	
	c_i	-0.1005	-0.459	0.4116	27.071	21.44	
^{73}Ta	a_i	-0.367	2.1063	-3.7647	2.8282	14.59	
	b_i	-0.0807	-1.1525	3.5117	5.4873	09.52	
	c_i	-0.0102	-0.3571	0.2946	27.2	09.53	
^{75}Re	a_i	-0.076	0.5499	-1.2503	1.6188	02.70	
	b_i	-0.8492	0.5845	2.3357	5.7504	02.62	
	c_i	-0.1028	-0.5613	0.2162	27.269	02.63	
^{76}Os	a_i	-0.453	2.7139	-5.0654	3.7736	19.13	
	b_i	0.324	-1.5029	3.3443	5.6438	06.25	
	c_i	0.040	-0.1051	0.5909	27.339	06.24	
^{77}Ir	a_i	-0.4161	2.5001	-4.6486	3.3684	14.00	
	b_i	0.5133	-1.5399	3.2777	5.6412	06.51	
	c_i	0.064	0.0454	0.8757	27.495	06.53	
^{78}Pt	a_i	-0.3852	2.3528	-4.497	3.3767	13.64	
	b_i	0.6861	-1.6014	3.1477	5.6331	06.43	
	c_i	0.0855	0.1735	1.0646	27.515	06.43	
^{82}Pb	a_i	-0.0068	0.4072	-1.3592	1.8734	07.16	
	b_i	1.1583	-1.5486	2.8505	5.5928	07.13	
	c_i	0.1438	0.5659	1.8202	27.885	07.14	
^{90}Th	a_i	-0.9686	4.3906	-6.2509	3.6349	11.16	
	b_i	1.7176	-1.7357	2.9208	5.5659	10.68	
	c_i	0.2143	0.9473	2.5591	28.387	10.69	

En outre, nous avons présenté, figure IV.8, le rapport des sections efficaces de production expérimentales ([Pa.90] et [Pa.06]) et le rapport des sections efficaces de production déduites des équations (IV.2.3), (IV.3.1) et (IV.3.3) par rapport aux sections efficaces de production des raies M calculées dans le cadre du modèle $ECPSSR$ pour des éléments choisis, à savoir ^{74}W , ^{79}Au et ^{83}Bi , obtenues en ajustant la gamme entière des éléments étudiés ($72 \leq Z_2 \leq 90$) (a) et quand chaque élément est ajusté séparément (b) pour une énergie de proton allant de 0.1-4.0 MeV. On peut voir que les sections efficaces semi-empiriques sont compromises entre les valeurs du modèle $ECPSSR$ et celles de l'expérience, tandis que les sections efficaces empiriques dérivées des équations (IV.3.1) et (IV.3.3) tendent généralement vers les données de l'expérience.

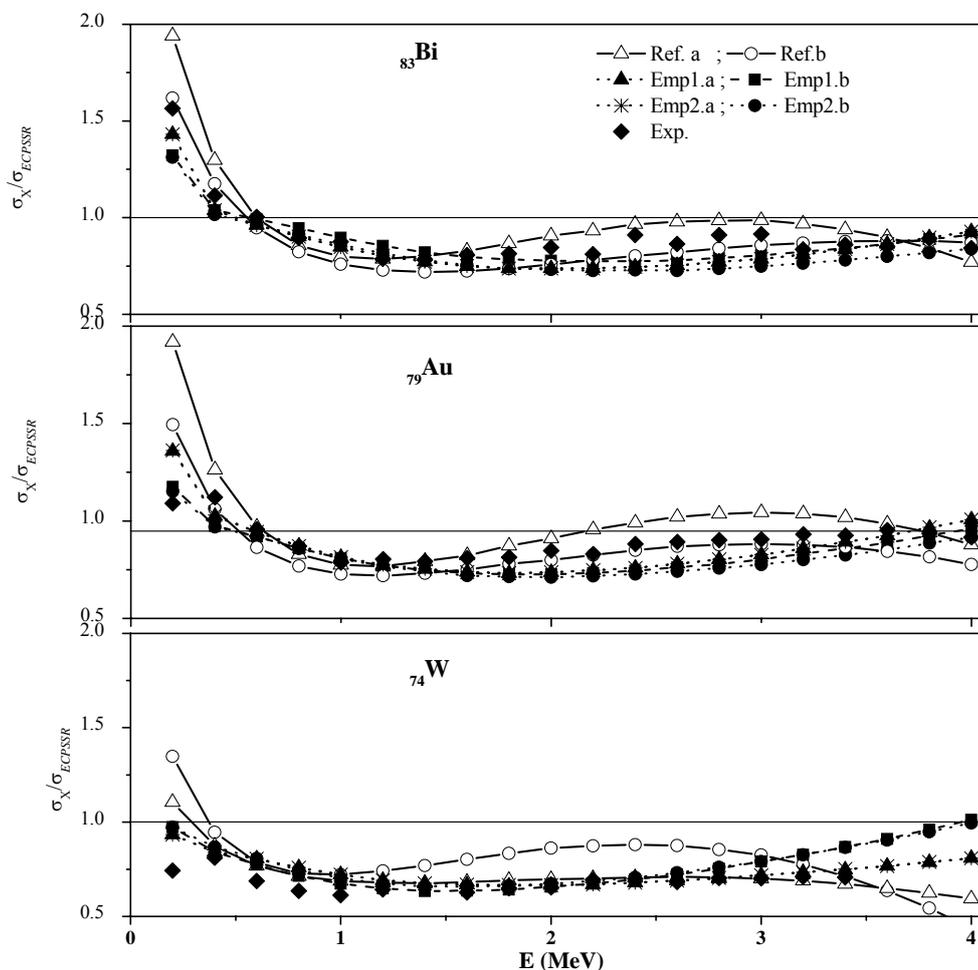


Figure IV.8 Rapport des sections efficaces de production expérimentales et ce des sections efficaces de production déduites des équations (IV.2.3), IV.3.1) et (IV.3.3) par rapport aux sections efficaces de production théoriques ($ECPSSR$) pour ^{74}W , ^{79}Au et ^{83}Bi en utilisant a ; la gamme entière des données expérimentales b; les données expérimentales de chaque élément séparément, en fonction de l'énergie du proton.

IV.B.3. Résultats des sections efficaces semi-empiriques et empiriques

Enfin, nous avons rapporté dans les tableaux qui suivent, Les sections efficaces de production semi-empiriques, empiriques selon l'équation (IV.3.1) et empiriques selon l'équation (IV.3.3), pour la gamme entière des données expérimentales et pour chaque élément séparément. Les sections efficaces de production de la couche *M* calculées dans le cadre du modèle ECPSSR, pour des protons d'énergie comprise entre 0.1 et 4.0 MeV, sont également présentées pour 11 éléments de numéros atomiques compris entre 72 et 90.

Les notations suivantes sont utilisées dans les tableaux IV.6 :

- *E* est l'énergie des protons incidents en MeV.
- σ_{Theo}^X est la section efficace de production calculée dans le cadre du modèle *ECPSSR*.
- $\sigma_{S-emp.}^X$ est la section efficace semi-empirique de production.
- $\sigma_{Emp.1}^X$ est la section efficace empirique de production selon l'équation (IV.3.1).
- $\sigma_{Emp.2}^X$ est la section efficace empirique de production selon l'équation (IV.3.3).

Tableaux IV.6 Sections efficaces de production des rayons X expérimentales et théoriques (ECPSSR, semi empiriques et empiriques) pour des éléments de numéro atomique compris entre 72 et 90 dans la gamme d'énergie de proton allant de 0.1 à 4.0 MeV, suivant les deux procédures citées ci-dessus.

Elément <i>E</i> (MeV)	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	
⁷² Hf	0,6	7,56E+02	5,88E+02	5,42E+02	4,60E+02	5,75E+02	5,55E+02	5,88E+02
	0,7	9,44E+02	6,68E+02	6,42E+02	5,45E+02	6,91E+02	6,63E+02	7,04E+02
	0,8	1,13E+03	7,49E+02	7,45E+02	6,32E+02	8,17E+02	7,67E+02	8,14E+02
	0,9	1,32E+03	8,31E+02	8,49E+02	7,20E+02	9,52E+02	8,66E+02	9,20E+02
	1,0	1,50E+03	9,16E+02	9,53E+02	8,09E+02	1,10E+03	9,62E+02	1,02E+03
	1,2	1,85E+03	1,10E+03	1,16E+03	9,84E+02	1,40E+03	1,15E+03	1,22E+03
	1,4	2,16E+03	1,30E+03	1,36E+03	1,15E+03	1,71E+03	1,33E+03	1,40E+03
	1,6	2,43E+03	1,52E+03	1,55E+03	1,31E+03	2,01E+03	1,51E+03	1,58E+03
	1,8	2,67E+03	1,73E+03	1,73E+03	1,47E+03	2,29E+03	1,69E+03	1,76E+03
	2,0	2,87E+03	1,94E+03	1,89E+03	1,61E+03	2,52E+03	1,87E+03	1,95E+03
	2,2	3,05E+03	2,13E+03	2,05E+03	1,74E+03	2,68E+03	2,06E+03	2,13E+03
2,4	3,19E+03	2,29E+03	2,19E+03	1,85E+03	2,79E+03	2,25E+03	2,31E+03	
2,6	3,32E+03	2,42E+03	2,31E+03	1,96E+03	2,81E+03	2,45E+03	2,50E+03	
2,8	3,42E+03	2,52E+03	2,42E+03	2,06E+03	2,76E+03	2,65E+03	2,70E+03	
3,0	3,51E+03	2,57E+03	2,52E+03	2,14E+03	2,62E+03	2,86E+03	2,90E+03	

Elément $E(\text{MeV})$	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
^{72}Hf	3,2	3,58E+03	2,58E+03	2,61E+03	2,22E+03	2,39E+03	3,08E+03	3,11E+03
	3,4	3,64E+03	2,53E+03	2,69E+03	2,28E+03	2,08E+03	3,31E+03	3,32E+03
	0,25	1,66E+02	2,26E+02	2,38E+02	2,01E+02	1,92E+02	1,45E+02	1,48E+02
	0,5	5,74E+02	5,03E+02	4,46E+02	3,78E+02	4,66E+02	4,42E+02	4,66E+02
	0,75	1,04E+03	7,08E+02	6,93E+02	5,89E+02	7,53E+02	7,15E+02	7,60E+02
	1,0	1,50E+03	9,16E+02	9,53E+02	8,09E+02	1,10E+03	9,62E+02	1,02E+03
	1,25	1,93E+03	1,15E+03	1,21E+03	1,03E+03	1,48E+03	1,19E+03	1,26E+03
	1,5	2,30E+03	1,41E+03	1,46E+03	1,24E+03	1,87E+03	1,42E+03	1,49E+03
	1,75	2,61E+03	1,68E+03	1,68E+03	1,43E+03	2,22E+03	1,64E+03	1,72E+03
	2,0	2,87E+03	1,94E+03	1,89E+03	1,61E+03	2,52E+03	1,87E+03	1,95E+03
2,25	3,08E+03	2,17E+03	2,08E+03	1,77E+03	2,72E+03	2,11E+03	2,17E+03	
^{73}Ta	0,1	6,98E+00	9,84E+00	1,37E+01	1,37E+01	1,24E+01	1,15E+01	1,09E+01
	0,125	1,84E+01	2,39E+01	2,35E+01	2,35E+01	2,99E+01	2,35E+01	2,27E+01
	0,15	3,58E+01	4,34E+01	3,59E+01	3,58E+01	5,40E+01	3,96E+01	3,88E+01
	0,175	5,85E+01	6,64E+01	5,06E+01	5,05E+01	8,23E+01	5,91E+01	5,86E+01
	0,2	8,52E+01	9,14E+01	6,75E+01	6,74E+01	1,13E+02	8,13E+01	8,15E+01
	0,225	1,15E+02	1,17E+02	8,63E+01	8,62E+01	1,43E+02	1,06E+02	1,07E+02
	0,25	1,47E+02	1,43E+02	1,07E+02	1,07E+02	1,74E+02	1,32E+02	1,34E+02
	0,3	2,15E+02	1,93E+02	1,52E+02	1,52E+02	2,31E+02	1,86E+02	1,91E+02
	0,35	2,87E+02	2,40E+02	2,03E+02	2,03E+02	2,85E+02	2,43E+02	2,51E+02
	0,4	3,63E+02	2,87E+02	2,57E+02	2,57E+02	3,35E+02	3,01E+02	3,12E+02
	0,45	4,41E+02	3,34E+02	3,14E+02	3,14E+02	3,84E+02	3,58E+02	3,73E+02
	0,5	5,22E+02	3,81E+02	3,73E+02	3,73E+02	4,33E+02	4,14E+02	4,33E+02
	0,6	6,90E+02	4,81E+02	4,95E+02	4,94E+02	5,33E+02	5,23E+02	5,49E+02
	0,7	8,64E+02	5,89E+02	6,19E+02	6,18E+02	6,39E+02	6,28E+02	6,60E+02
	0,8	1,04E+03	7,07E+02	7,42E+02	7,41E+02	7,53E+02	7,28E+02	7,66E+02
	0,9	1,22E+03	8,33E+02	8,63E+02	8,62E+02	8,76E+02	8,24E+02	8,67E+02
	1,0	1,39E+03	9,67E+02	9,80E+02	9,80E+02	1,01E+03	9,17E+02	9,64E+02
	1,2	1,72E+03	1,25E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,29E+03	1,10E+03	1,15E+03
	1,4	2,02E+03	1,54E+03	1,41E+03	1,41E+03	1,58E+03	1,27E+03	1,33E+03
	1,6	2,28E+03	1,82E+03	1,59E+03	1,59E+03	1,86E+03	1,44E+03	1,50E+03
	1,8	2,52E+03	2,07E+03	1,75E+03	1,75E+03	2,13E+03	1,61E+03	1,67E+03
	2,0	2,72E+03	2,29E+03	1,90E+03	1,90E+03	2,36E+03	1,79E+03	1,84E+03
	2,2	2,89E+03	2,46E+03	2,03E+03	2,03E+03	2,55E+03	1,96E+03	2,01E+03
	2,4	3,04E+03	2,58E+03	2,14E+03	2,14E+03	2,67E+03	2,14E+03	2,19E+03
	2,6	3,17E+03	2,63E+03	2,24E+03	2,24E+03	2,74E+03	2,33E+03	2,36E+03
	2,8	3,28E+03	2,62E+03	2,33E+03	2,33E+03	2,74E+03	2,52E+03	2,55E+03
	3,0	3,37E+03	2,54E+03	2,41E+03	2,41E+03	2,66E+03	2,71E+03	2,73E+03
	3,2	3,44E+03	2,39E+03	2,48E+03	2,48E+03	2,51E+03	2,92E+03	2,92E+03
	3,4	3,50E+03	2,17E+03	2,54E+03	2,53E+03	2,28E+03	3,13E+03	3,12E+03
	0,7	8,64E+02	5,89E+02	6,19E+02	6,18E+02	6,39E+02	6,28E+02	6,60E+02
	0,8	1,04E+03	7,07E+02	7,42E+02	7,41E+02	7,53E+02	7,28E+02	7,66E+02
	0,9	1,22E+03	8,33E+02	8,63E+02	8,62E+02	8,76E+02	8,24E+02	8,67E+02
	1,0	1,39E+03	9,67E+02	9,80E+02	9,80E+02	1,01E+03	9,17E+02	9,64E+02
1,1	1,56E+03	1,11E+03	1,09E+03	1,09E+03	1,14E+03	1,01E+03	1,06E+03	
1,2	1,72E+03	1,25E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,29E+03	1,10E+03	1,15E+03	
1,3	1,87E+03	1,39E+03	1,31E+03	1,31E+03	1,43E+03	1,18E+03	1,24E+03	
1,4	2,02E+03	1,54E+03	1,41E+03	1,41E+03	1,58E+03	1,27E+03	1,33E+03	
1,5	2,16E+03	1,68E+03	1,50E+03	1,50E+03	1,72E+03	1,36E+03	1,41E+03	
1,6	2,28E+03	1,82E+03	1,59E+03	1,59E+03	1,86E+03	1,44E+03	1,50E+03	
1,7	2,40E+03	1,95E+03	1,67E+03	1,67E+03	2,00E+03	1,53E+03	1,59E+03	
1,8	2,52E+03	2,07E+03	1,75E+03	1,75E+03	2,13E+03	1,61E+03	1,67E+03	
1,9	2,62E+03	2,19E+03	1,83E+03	1,83E+03	2,25E+03	1,70E+03	1,76E+03	

Elément E(MeV)	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	
⁷³ Ta	2.0	2,72E+03	2,29E+03	1,90E+03	1,90E+03	2,36E+03	1,79E+03	1,84E+03
	2.1	2,81E+03	2,38E+03	1,97E+03	1,97E+03	2,46E+03	1,87E+03	1,93E+03
	2.2	2,89E+03	2,46E+03	2,03E+03	2,03E+03	2,55E+03	1,96E+03	2,01E+03
	2.3	2,97E+03	2,53E+03	2,09E+03	2,09E+03	2,62E+03	2,05E+03	2,10E+03
	2.4	3,04E+03	2,58E+03	2,14E+03	2,14E+03	2,67E+03	2,14E+03	2,19E+03
⁷⁴ W	0.1	5,63E+00	7,57E+00	1,00E+01	1,00E+02	1,02E+01	9,79E+00	9,31E+00
	0,125	1,53E+01	1,94E+01	2,01E+01	2,00E+01	2,54E+01	2,04E+01	1,97E+01
	0,15	3,06E+01	3,68E+01	3,37E+01	3,36E+01	4,70E+01	3,48E+01	3,41E+01
	0,175	5,07E+01	5,85E+01	5,04E+01	5,04E+01	7,29E+01	5,25E+01	5,20E+01
	0.2	7,49E+01	8,29E+01	6,99E+01	6,99E+01	1,01E+02	7,29E+01	7,29E+01
	0,225	1,02E+02	1,09E+02	9,17E+01	9,17E+01	1,30E+02	9,54E+01	9,60E+01
	0,25	1,32E+02	1,35E+02	1,15E+02	1,15E+02	1,59E+02	1,20E+02	1,21E+02
	0.3	1,95E+02	1,89E+02	1,67E+02	1,67E+02	2,15E+02	1,71E+02	1,75E+02
	0,35	2,62E+02	2,41E+02	2,22E+02	2,22E+02	2,66E+02	2,25E+02	2,31E+02
	0.4	3,33E+02	2,91E+02	2,80E+02	2,80E+02	3,15E+02	2,80E+02	2,89E+02
	0,45	4,06E+02	3,41E+02	3,39E+02	3,39E+02	3,62E+02	3,34E+02	3,47E+02
	0.5	4,81E+02	3,91E+02	3,97E+02	3,98E+02	4,08E+02	3,89E+02	4,04E+02
	0.6	6,38E+02	4,90E+02	5,14E+02	5,14E+02	5,01E+02	4,94E+02	5,15E+02
	0.7	8,02E+02	5,90E+02	6,27E+02	6,27E+02	6,00E+02	5,95E+02	6,21E+02
	0.8	9,69E+02	6,91E+02	7,35E+02	7,35E+02	7,05E+02	6,92E+02	7,23E+02
	0.9	1,14E+03	7,92E+02	8,39E+02	8,39E+02	8,18E+02	7,85E+02	8,20E+02
	1.0	1,30E+03	8,94E+02	9,38E+02	9,38E+02	9,38E+02	8,75E+02	9,14E+02
	1.2	1,62E+03	1,10E+03	1,12E+03	1,12E+03	1,20E+03	1,05E+03	1,09E+03
	1.4	1,91E+03	1,29E+03	1,29E+03	1,29E+03	1,47E+03	1,22E+03	1,26E+03
	1.6	2,17E+03	1,48E+03	1,45E+03	1,45E+03	1,74E+03	1,38E+03	1,43E+03
	1.8	2,40E+03	1,66E+03	1,60E+03	1,60E+03	2,00E+03	1,54E+03	1,59E+03
	2.0	2,60E+03	1,82E+03	1,73E+03	1,73E+03	2,24E+03	1,71E+03	1,75E+03
	2.2	2,78E+03	1,95E+03	1,86E+03	1,86E+03	2,43E+03	1,87E+03	1,91E+03
	2.4	2,93E+03	2,07E+03	1,99E+03	1,99E+03	2,58E+03	2,04E+03	2,07E+03
	2.6	3,06E+03	2,17E+03	2,11E+03	2,11E+03	2,68E+03	2,21E+03	2,24E+03
	2.8	3,17E+03	2,24E+03	2,23E+03	2,23E+03	2,71E+03	2,39E+03	2,41E+03
	3.0	3,26E+03	2,28E+03	2,34E+03	2,34E+03	2,69E+03	2,58E+03	2,58E+03
	3.2	3,34E+03	2,30E+03	2,45E+03	2,45E+03	2,59E+03	2,77E+03	2,76E+03
	3.4	3,41E+03	2,29E+03	2,56E+03	2,56E+03	2,43E+03	2,96E+03	2,95E+03
	0.7	8,02E+02	5,90E+02	6,27E+02	6,27E+02	6,00E+02	5,95E+02	6,21E+02
	0.8	9,69E+02	6,91E+02	7,35E+02	7,35E+02	7,05E+02	6,92E+02	7,23E+02
	0.9	1,14E+03	7,92E+02	8,39E+02	8,39E+02	8,18E+02	7,85E+02	8,20E+02
	1.0	1,30E+03	8,94E+02	9,38E+02	9,38E+02	9,38E+02	8,75E+02	9,14E+02
1.1	1,46E+03	9,96E+02	1,03E+03	1,03E+03	1,06E+03	9,62E+02	1,00E+03	
1.2	1,62E+03	1,10E+03	1,12E+03	1,12E+03	1,20E+03	1,05E+03	1,09E+03	
1.3	1,77E+03	1,20E+03	1,21E+03	1,21E+03	1,33E+03	1,13E+03	1,18E+03	
1.4	1,91E+03	1,29E+03	1,29E+03	1,29E+03	1,47E+03	1,22E+03	1,26E+03	
1.5	2,04E+03	1,39E+03	1,37E+03	1,37E+03	1,61E+03	1,30E+03	1,34E+03	
1.6	2,17E+03	1,48E+03	1,45E+03	1,45E+03	1,74E+03	1,38E+03	1,43E+03	
1.7	2,29E+03	1,57E+03	1,52E+03	1,52E+03	1,88E+03	1,46E+03	1,51E+03	
1.8	2,40E+03	1,66E+03	1,60E+03	1,60E+03	2,00E+03	1,54E+03	1,59E+03	
1.9	2,50E+03	1,74E+03	1,67E+03	1,67E+03	2,12E+03	1,62E+03	1,67E+03	
2.0	2,60E+03	1,82E+03	1,73E+03	1,73E+03	2,24E+03	1,71E+03	1,75E+03	
2.1	2,69E+03	1,89E+03	1,80E+03	1,80E+03	2,34E+03	1,79E+03	1,83E+03	
2.2	2,78E+03	1,95E+03	1,86E+03	1,86E+03	2,43E+03	1,87E+03	1,91E+03	
2.3	2,86E+03	2,02E+03	1,93E+03	1,93E+03	2,51E+03	1,96E+03	1,99E+03	
2.4	2,93E+03	2,07E+03	1,99E+03	1,99E+03	2,58E+03	2,04E+03	2,07E+03	
0.3	1,95E+02	1,89E+02	1,67E+02	1,67E+02	2,15E+02	1,71E+02	1,75E+02	

Elément $E(\text{MeV})$	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
⁷⁴ W	0,35	2,62E+02	2,41E+02	2,22E+02	2,22E+02	2,66E+02	2,25E+02	2,31E+02
	0,4	3,33E+02	2,91E+02	2,80E+02	2,80E+02	3,15E+02	2,80E+02	2,89E+02
	0,45	4,06E+02	3,41E+02	3,39E+02	3,39E+02	3,62E+02	3,34E+02	3,47E+02
	0,5	4,81E+02	3,91E+02	3,97E+02	3,97E+02	4,08E+02	3,89E+02	4,04E+02
	0,55	5,59E+02	4,40E+02	4,56E+02	4,56E+02	4,54E+02	4,42E+02	4,60E+02
	0,6	6,38E+02	4,90E+02	5,14E+02	5,14E+02	5,01E+02	4,94E+02	5,15E+02
	0,65	7,19E+02	5,39E+02	5,71E+02	5,71E+02	5,50E+02	5,45E+02	5,69E+02
	0,7	8,02E+02	5,90E+02	6,27E+02	6,27E+02	6,00E+02	5,95E+02	6,21E+02
⁷⁵ Re	0,6	6,08E+02	4,75E+02	4,79E+02	4,79E+02	4,86E+02	4,67E+02	4,83E+02
	0,7	7,65E+02	5,81E+02	5,80E+02	5,80E+02	5,79E+02	5,65E+02	5,85E+02
	0,8	9,27E+02	6,87E+02	6,83E+02	6,83E+02	6,79E+02	6,59E+02	6,83E+02
	0,9	1,09E+03	7,94E+02	7,88E+02	7,88E+02	7,86E+02	7,49E+02	7,76E+02
	1,0	1,25E+03	9,01E+02	8,94E+02	8,94E+02	9,00E+02	8,37E+02	8,66E+02
	1,2	1,56E+03	1,11E+03	1,10E+03	1,10E+03	1,15E+03	1,00E+03	1,04E+03
	1,4	1,85E+03	1,31E+03	1,31E+03	1,31E+03	1,41E+03	1,17E+03	1,20E+03
	1,6	2,11E+03	1,50E+03	1,50E+03	1,50E+03	1,67E+03	1,32E+03	1,36E+03
	1,8	2,35E+03	1,67E+03	1,68E+03	1,68E+03	1,93E+03	1,48E+03	1,51E+03
	2,0	2,55E+03	1,83E+03	1,84E+03	1,84E+03	2,17E+03	1,64E+03	1,66E+03
	2,2	2,73E+03	1,98E+03	1,99E+03	1,99E+03	2,38E+03	1,79E+03	1,82E+03
	2,4	2,89E+03	2,12E+03	2,12E+03	2,12E+03	2,54E+03	1,95E+03	1,97E+03
	2,6	3,02E+03	2,24E+03	2,24E+03	2,24E+03	2,66E+03	2,12E+03	2,13E+03
	2,8	3,14E+03	2,35E+03	2,35E+03	2,35E+03	2,73E+03	2,28E+03	2,29E+03
	3,0	3,24E+03	2,44E+03	2,44E+03	2,44E+03	2,74E+03	2,46E+03	2,45E+03
	3,2	3,33E+03	2,52E+03	2,52E+03	2,52E+03	2,69E+03	2,63E+03	2,62E+03
	3,4	3,40E+03	2,59E+03	2,58E+03	2,58E+03	2,58E+03	2,82E+03	2,79E+03
3,6	3,46E+03	2,64E+03	2,64E+03	2,64E+03	2,41E+03	3,01E+03	2,96E+03	
⁷⁶ Os	0,1	3,70E+00	7,14E+00	9,00E+00	9,04E+00	6,88E+00	7,14E+00	6,77E+00
	0,125	1,07E+01	1,91E+01	1,73E+01	1,74E+01	1,84E+01	1,54E+01	1,48E+01
	0,15	2,24E+01	3,70E+01	2,84E+01	2,85E+01	3,58E+01	2,70E+01	2,62E+01
	0,175	3,84E+01	5,95E+01	4,21E+01	4,22E+01	5,75E+01	4,16E+01	4,08E+01
	0,2	5,82E+01	8,48E+01	5,81E+01	5,82E+01	8,20E+01	5,88E+01	5,80E+01
	0,225	8,11E+01	1,12E+02	7,61E+01	7,61E+01	1,08E+02	7,80E+01	7,75E+01
	0,25	1,06E+02	1,39E+02	9,57E+01	9,59E+01	1,34E+02	9,89E+01	9,87E+01
	0,3	1,61E+02	1,92E+02	1,39E+02	1,40E+02	1,86E+02	1,44E+02	1,45E+02
	0,35	2,20E+02	2,41E+02	1,87E+02	1,87E+02	2,34E+02	1,93E+02	1,95E+02
	0,4	2,82E+02	2,88E+02	2,38E+02	2,38E+02	2,80E+02	2,42E+02	2,46E+02
	0,45	3,46E+02	3,32E+02	2,91E+02	2,91E+02	3,23E+02	2,93E+02	2,98E+02
	0,5	4,12E+02	3,76E+02	3,45E+02	3,45E+02	3,65E+02	3,43E+02	3,49E+02
	0,6	5,51E+02	4,62E+02	4,55E+02	4,55E+02	4,48E+02	4,41E+02	4,50E+02
	0,7	6,95E+02	5,52E+02	5,65E+02	5,65E+02	5,34E+02	5,35E+02	5,48E+02
	0,8	8,44E+02	6,48E+02	6,73E+02	6,73E+02	6,25E+02	6,26E+02	6,41E+02
	0,9	9,95E+02	7,52E+02	7,78E+02	7,78E+02	7,21E+02	7,14E+02	7,31E+02
	1,0	1,15E+03	8,62E+02	8,80E+02	8,80E+02	8,24E+02	7,99E+02	8,17E+02
	1,2	1,44E+03	1,11E+03	1,07E+03	1,07E+03	1,05E+03	9,61E+02	9,80E+02
	1,4	1,71E+03	1,37E+03	1,25E+03	1,25E+03	1,29E+03	1,12E+03	1,14E+03
	1,6	1,96E+03	1,65E+03	1,42E+03	1,42E+03	1,53E+03	1,27E+03	1,29E+03
	1,8	2,19E+03	1,92E+03	1,57E+03	1,58E+03	1,77E+03	1,42E+03	1,43E+03
	2,0	2,39E+03	2,19E+03	1,72E+03	1,72E+03	2,00E+03	1,57E+03	1,58E+03
	2,2	2,56E+03	2,43E+03	1,85E+03	1,86E+03	2,21E+03	1,72E+03	1,72E+03
2,4	2,72E+03	2,65E+03	1,98E+03	1,98E+03	2,38E+03	1,87E+03	1,87E+03	
2,6	2,85E+03	2,82E+03	2,10E+03	2,10E+03	2,52E+03	2,02E+03	2,01E+03	
2,8	2,97E+03	2,95E+03	2,21E+03	2,21E+03	2,61E+03	2,18E+03	2,16E+03	
3,0	3,07E+03	3,03E+03	2,32E+03	2,32E+03	2,65E+03	2,34E+03	2,31E+03	

Elément E(MeV)	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	
⁷⁶ Os	3,2	3,16E+03	3,06E+03	2,42E+03	2,42E+03	2,64E+03	2,51E+03	2,47E+03
	3,4	3,23E+03	3,04E+03	2,52E+03	2,52E+03	2,58E+03	2,68E+03	2,63E+03
	3,6	3,30E+03	2,96E+03	2,61E+03	2,61E+03	2,47E+03	2,86E+03	2,79E+03
	4,0	3,39E+03	2,62E+03	2,79E+03	2,79E+03	2,07E+03	3,22E+03	3,13E+03
⁷⁷ Ir	0,1	3,00E+00	5,12E+00	7,37E+00	7,36E+00	5,67E+00	6,03E+00	5,73E+00
	0,125	9,01E+00	1,41E+01	1,48E+01	1,48E+01	1,57E+01	1,32E+01	1,27E+01
	0,15	1,92E+01	2,80E+01	2,49E+01	2,49E+01	3,13E+01	2,36E+01	2,29E+01
	0,175	3,36E+01	4,57E+01	3,75E+01	3,75E+01	5,13E+01	3,67E+01	3,59E+01
	0,2	5,17E+01	6,58E+01	5,24E+01	5,23E+01	7,43E+01	5,24E+01	5,15E+01
	0,225	7,27E+01	8,73E+01	6,91E+01	6,90E+01	9,90E+01	7,00E+01	6,92E+01
	0,25	9,60E+01	1,09E+02	8,75E+01	8,74E+01	1,24E+02	8,94E+01	8,87E+01
	0,3	1,48E+02	1,52E+02	1,28E+02	1,28E+02	1,74E+02	1,32E+02	1,32E+02
	0,35	2,04E+02	1,92E+02	1,73E+02	1,73E+02	2,22E+02	1,77E+02	1,78E+02
	0,4	2,62E+02	2,29E+02	2,20E+02	2,20E+02	2,66E+02	2,25E+02	2,26E+02
	0,45	3,23E+02	2,64E+02	2,69E+02	2,69E+02	3,09E+02	2,72E+02	2,75E+02
	0,5	3,86E+02	2,97E+02	3,19E+02	3,19E+02	3,49E+02	3,20E+02	3,23E+02
	0,6	5,17E+02	3,64E+02	4,21E+02	4,20E+02	4,29E+02	4,15E+02	4,20E+02
	0,7	6,55E+02	4,32E+02	5,22E+02	5,22E+02	5,11E+02	5,06E+02	5,13E+02
	0,8	7,98E+02	5,05E+02	6,22E+02	6,22E+02	5,97E+02	5,94E+02	6,02E+02
	0,9	9,42E+02	5,84E+02	7,20E+02	7,20E+02	6,87E+02	6,79E+02	6,88E+02
	1,0	1,09E+03	6,70E+02	8,15E+02	8,15E+02	7,84E+02	7,61E+02	7,70E+02
	1,2	1,37E+03	8,62E+02	1,00E+03	9,99E+02	9,93E+02	9,18E+02	9,26E+02
	1,4	1,64E+03	1,08E+03	1,18E+03	1,18E+03	1,22E+03	1,07E+03	1,08E+03
	1,6	1,89E+03	1,31E+03	1,34E+03	1,34E+03	1,45E+03	1,21E+03	1,22E+03
	1,8	2,12E+03	1,55E+03	1,50E+03	1,50E+03	1,69E+03	1,36E+03	1,36E+03
	2,0	2,32E+03	1,78E+03	1,66E+03	1,66E+03	1,92E+03	1,50E+03	1,49E+03
	2,2	2,50E+03	2,01E+03	1,81E+03	1,81E+03	2,12E+03	1,64E+03	1,63E+03
	2,4	2,66E+03	2,21E+03	1,96E+03	1,96E+03	2,31E+03	1,79E+03	1,77E+03
	2,6	2,79E+03	2,39E+03	2,10E+03	2,10E+03	2,46E+03	1,93E+03	1,90E+03
	2,8	2,92E+03	2,53E+03	2,24E+03	2,24E+03	2,57E+03	2,08E+03	2,04E+03
	3,0	3,02E+03	2,64E+03	2,38E+03	2,38E+03	2,64E+03	2,23E+03	2,18E+03
	3,2	3,11E+03	2,70E+03	2,52E+03	2,52E+03	2,67E+03	2,39E+03	2,33E+03
3,4	3,19E+03	2,72E+03	2,65E+03	2,65E+03	2,65E+03	2,55E+03	2,48E+03	
3,6	3,26E+03	2,70E+03	2,79E+03	2,79E+03	2,58E+03	2,71E+03	2,63E+03	
3,8	3,32E+03	2,62E+03	2,92E+03	2,92E+03	2,46E+03	2,88E+03	2,78E+03	
4,0	3,37E+03	2,50E+03	3,05E+03	3,05E+03	2,29E+03	3,06E+03	2,94E+03	
⁷⁸ Pt	0,1	2,38E+00	4,25E+00	6,20E+00	6,20E+00	4,56E+00	5,11E+00	4,87E+00
	0,125	7,41E+00	1,22E+01	1,29E+01	1,29E+01	1,31E+01	1,14E+01	1,10E+01
	0,15	1,62E+01	2,49E+01	2,23E+01	2,23E+01	2,68E+01	2,06E+01	2,00E+01
	0,175	2,88E+01	4,14E+01	3,42E+01	3,42E+01	4,48E+01	3,25E+01	3,17E+01
	0,2	4,48E+01	6,08E+01	4,81E+01	4,81E+01	6,58E+01	4,67E+01	4,59E+01
	0,225	6,38E+01	8,18E+01	6,39E+01	6,39E+01	8,87E+01	6,30E+01	6,21E+01
	0,25	8,51E+01	1,04E+02	8,12E+01	8,12E+01	1,13E+02	8,09E+01	8,00E+01
	0,3	1,33E+02	1,47E+02	1,19E+02	1,19E+02	1,60E+02	1,21E+02	1,20E+02
	0,35	1,85E+02	1,88E+02	1,61E+02	1,61E+02	2,06E+02	1,63E+02	1,63E+02
	0,4	2,39E+02	2,26E+02	2,04E+02	2,04E+02	2,49E+02	2,08E+02	2,08E+02
	0,45	2,96E+02	2,61E+02	2,49E+02	2,49E+02	2,89E+02	2,54E+02	2,54E+02
	0,5	3,55E+02	2,95E+02	2,95E+02	2,95E+02	3,28E+02	3,00E+02	3,01E+02
	0,6	4,77E+02	3,60E+02	3,86E+02	3,86E+02	4,04E+02	3,91E+02	3,92E+02
	0,7	6,05E+02	4,24E+02	4,76E+02	4,76E+02	4,80E+02	4,79E+02	4,82E+02
	0,8	7,38E+02	4,91E+02	5,64E+02	5,64E+02	5,59E+02	5,64E+02	5,67E+02
	0,9	8,74E+02	5,61E+02	6,49E+02	6,49E+02	6,42E+02	6,47E+02	6,50E+02
	1,0	1,01E+03	6,36E+02	7,33E+02	7,33E+02	7,31E+02	7,26E+02	7,29E+02

Elément $E(\text{MeV})$	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	
^{78}Pt	1,2	1,28E+03	8,00E+02	8,94E+02	8,94E+02	9,22E+02	8,78E+02	8,79E+02
	1,4	1,54E+03	9,82E+02	1,05E+03	1,05E+03	1,13E+03	1,02E+03	1,02E+03
	1,6	1,78E+03	1,18E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,35E+03	1,16E+03	1,16E+03
	1,8	2,00E+03	1,38E+03	1,34E+03	1,34E+03	1,57E+03	1,30E+03	1,29E+03
	2,0	2,19E+03	1,58E+03	1,49E+03	1,49E+03	1,79E+03	1,44E+03	1,42E+03
	2,2	2,37E+03	1,78E+03	1,63E+03	1,63E+03	1,99E+03	1,57E+03	1,55E+03
	2,4	2,53E+03	1,96E+03	1,77E+03	1,77E+03	2,17E+03	1,71E+03	1,68E+03
	2,6	2,67E+03	2,12E+03	1,91E+03	1,91E+03	2,33E+03	1,85E+03	1,81E+03
	2,8	2,79E+03	2,26E+03	2,05E+03	2,05E+03	2,46E+03	1,99E+03	1,94E+03
	3,0	2,90E+03	2,37E+03	2,19E+03	2,19E+03	2,55E+03	2,13E+03	2,07E+03
	3,2	2,99E+03	2,46E+03	2,33E+03	2,33E+03	2,60E+03	2,28E+03	2,21E+03
	3,4	3,07E+03	2,50E+03	2,47E+03	2,47E+03	2,61E+03	2,43E+03	2,35E+03
	3,6	3,14E+03	2,51E+03	2,61E+03	2,61E+03	2,58E+03	2,58E+03	2,49E+03
	3,8	3,20E+03	2,49E+03	2,76E+03	2,76E+03	2,50E+03	2,74E+03	2,63E+03
	4,0	3,26E+03	2,43E+03	2,91E+03	2,91E+03	2,39E+03	2,90E+03	2,78E+03
	0,7	6,05E+02	4,24E+02	4,76E+02	4,76E+02	4,80E+02	4,79E+02	4,82E+02
	0,8	7,38E+02	4,91E+02	5,64E+02	5,64E+02	5,59E+02	5,64E+02	5,67E+02
	0,9	8,74E+02	5,61E+02	6,49E+02	6,49E+02	6,42E+02	6,47E+02	6,50E+02
	1,0	1,01E+03	6,36E+02	7,33E+02	7,33E+02	7,31E+02	7,26E+02	7,29E+02
	1,1	1,15E+03	7,16E+02	8,15E+02	8,15E+02	8,24E+02	8,03E+02	8,05E+02
	1,2	1,28E+03	8,00E+02	8,94E+02	8,94E+02	9,22E+02	8,78E+02	8,79E+02
	1,3	1,41E+03	8,89E+02	9,72E+02	9,72E+02	1,03E+03	9,51E+02	9,51E+02
	1,4	1,54E+03	9,82E+02	1,05E+03	1,05E+03	1,13E+03	1,02E+03	1,02E+03
	1,5	1,66E+03	1,08E+03	1,12E+03	1,12E+03	1,24E+03	1,09E+03	1,09E+03
	1,6	1,78E+03	1,18E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,35E+03	1,16E+03	1,16E+03
	1,7	1,89E+03	1,28E+03	1,27E+03	1,27E+03	1,46E+03	1,23E+03	1,23E+03
	1,8	2,00E+03	1,38E+03	1,34E+03	1,34E+03	1,57E+03	1,30E+03	1,29E+03
	1,9	2,10E+03	1,48E+03	1,42E+03	1,41E+03	1,68E+03	1,37E+03	1,36E+03
2,0	2,19E+03	1,58E+03	1,49E+03	1,49E+03	1,79E+03	1,44E+03	1,42E+03	
2,1	2,28E+03	1,68E+03	1,56E+03	1,56E+03	1,89E+03	1,51E+03	1,49E+03	
2,2	2,37E+03	1,78E+03	1,63E+03	1,63E+03	1,99E+03	1,57E+03	1,55E+03	
2,3	2,45E+03	1,87E+03	1,70E+03	1,70E+03	2,09E+03	1,64E+03	1,62E+03	
2,4	2,53E+03	1,96E+03	1,77E+03	1,77E+03	2,17E+03	1,71E+03	1,68E+03	
^{79}Au	0,1	1,73E+00	4,50E+00	5,82E+00	5,83E+00	3,37E+00	4,31E+00	4,14E+00
	0,125	5,56E+00	1,33E+01	1,25E+01	1,25E+01	1,00E+01	9,81E+00	9,50E+00
	0,15	1,24E+01	2,74E+01	2,20E+01	2,20E+01	2,09E+01	1,80E+01	1,75E+01
	0,175	2,24E+01	4,60E+01	3,40E+01	3,40E+01	3,55E+01	2,86E+01	2,80E+01
	0,2	3,54E+01	6,79E+01	4,81E+01	4,82E+01	5,29E+01	4,16E+01	4,08E+01
	0,25	6,84E+01	1,16E+02	8,15E+01	8,16E+01	9,23E+01	7,30E+01	7,21E+01
	0,3	1,08E+02	1,64E+02	1,20E+02	1,20E+02	1,33E+02	1,10E+02	1,09E+02
	0,4	1,98E+02	2,50E+02	2,03E+02	2,04E+02	2,10E+02	1,93E+02	1,92E+02
	0,45	2,46E+02	2,87E+02	2,47E+02	2,47E+02	2,46E+02	2,36E+02	2,35E+02
	0,5	2,96E+02	3,22E+02	2,90E+02	2,91E+02	2,80E+02	2,80E+02	2,79E+02
	0,6	3,99E+02	3,87E+02	3,76E+02	3,77E+02	3,45E+02	3,67E+02	3,67E+02
	0,7	5,09E+02	4,50E+02	4,60E+02	4,61E+02	4,10E+02	4,53E+02	4,52E+02
	0,8	6,22E+02	5,16E+02	5,42E+02	5,42E+02	4,78E+02	5,35E+02	5,34E+02
	0,9	7,38E+02	5,86E+02	6,21E+02	6,21E+02	5,48E+02	6,15E+02	6,14E+02
	1,0	8,56E+02	6,63E+02	6,97E+02	6,98E+02	6,23E+02	6,92E+02	6,90E+02
	1,2	1,09E+03	8,37E+02	8,45E+02	8,46E+02	7,84E+02	8,39E+02	8,35E+02
	1,4	1,32E+03	1,04E+03	9,87E+02	9,88E+02	9,59E+02	9,80E+02	9,71E+02
	1,6	1,53E+03	1,26E+03	1,13E+03	1,13E+03	1,15E+03	1,12E+03	1,10E+03
	1,8	1,72E+03	1,50E+03	1,26E+03	1,26E+03	1,34E+03	1,25E+03	1,23E+03
	2,0	1,90E+03	1,73E+03	1,40E+03	1,40E+03	1,52E+03	1,38E+03	1,35E+03

Elément $E(\text{MeV})$	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
⁷⁹ Au	2,2	2,06E+03	1,97E+03	1,54E+03	1,54E+03	1,70E+03	1,51E+03	1,48E+03
	2,4	2,20E+03	2,18E+03	1,67E+03	1,68E+03	1,87E+03	1,64E+03	1,60E+03
	2,6	2,33E+03	2,37E+03	1,82E+03	1,82E+03	2,02E+03	1,77E+03	1,72E+03
	2,8	2,44E+03	2,53E+03	1,96E+03	1,96E+03	2,14E+03	1,91E+03	1,85E+03
	3,0	2,54E+03	2,65E+03	2,10E+03	2,10E+03	2,24E+03	2,04E+03	1,97E+03
	3,2	2,62E+03	2,72E+03	2,25E+03	2,25E+03	2,30E+03	2,18E+03	2,10E+03
	3,4	2,70E+03	2,75E+03	2,41E+03	2,41E+03	2,34E+03	2,32E+03	2,23E+03
	3,6	2,77E+03	2,73E+03	2,56E+03	2,56E+03	2,34E+03	2,46E+03	2,36E+03
	3,8	2,82E+03	2,65E+03	2,72E+03	2,73E+03	2,30E+03	2,61E+03	2,50E+03
	4,0	2,87E+03	2,52E+03	2,89E+03	2,89E+03	2,23E+03	2,76E+03	2,63E+03
	0,7	5,09E+02	4,50E+02	4,60E+02	4,61E+02	4,10E+02	4,53E+02	4,52E+02
	0,8	6,22E+02	5,16E+02	5,42E+02	5,42E+02	4,78E+02	5,35E+02	5,34E+02
	0,9	7,38E+02	5,86E+02	6,21E+02	6,21E+02	5,48E+02	6,15E+02	6,14E+02
	1,0	8,56E+02	6,63E+02	6,97E+02	6,98E+02	6,23E+02	6,92E+02	6,90E+02
	1,1	9,74E+02	7,46E+02	7,72E+02	7,73E+02	7,01E+02	7,67E+02	7,63E+02
	1,2	1,09E+03	8,37E+02	8,45E+02	8,46E+02	7,84E+02	8,39E+02	8,35E+02
	1,3	1,20E+03	9,34E+02	9,17E+02	9,17E+02	8,70E+02	9,10E+02	9,04E+02
	1,4	1,32E+03	1,04E+03	9,87E+02	9,88E+02	9,59E+02	9,80E+02	9,71E+02
	1,5	1,42E+03	1,15E+03	1,06E+03	1,06E+03	1,05E+03	1,05E+03	1,04E+03
	1,6	1,53E+03	1,26E+03	1,13E+03	1,13E+03	1,15E+03	1,12E+03	1,10E+03
	1,7	1,63E+03	1,38E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,24E+03	1,18E+03	1,17E+03
	1,8	1,72E+03	1,50E+03	1,26E+03	1,26E+03	1,34E+03	1,25E+03	1,23E+03
	1,9	1,81E+03	1,62E+03	1,33E+03	1,33E+03	1,43E+03	1,31E+03	1,29E+03
	2,0	1,90E+03	1,73E+03	1,40E+03	1,40E+03	1,52E+03	1,38E+03	1,35E+03
	2,1	1,98E+03	1,85E+03	1,47E+03	1,47E+03	1,62E+03	1,44E+03	1,42E+03
	2,2	2,06E+03	1,97E+03	1,54E+03	1,54E+03	1,70E+03	1,51E+03	1,48E+03
	2,3	2,13E+03	2,08E+03	1,61E+03	1,61E+03	1,79E+03	1,57E+03	1,54E+03
	2,4	2,20E+03	2,18E+03	1,67E+03	1,68E+03	1,87E+03	1,64E+03	1,60E+03
	0,3	1,08E+02	1,64E+02	1,20E+02	1,20E+02	1,33E+02	1,10E+02	1,09E+02
	0,35	1,52E+02	2,09E+02	1,61E+02	1,61E+02	1,73E+02	1,50E+02	1,49E+02
	0,4	1,98E+02	2,50E+02	2,03E+02	2,04E+02	2,10E+02	1,93E+02	1,92E+02
	0,45	2,46E+02	2,87E+02	2,47E+02	2,47E+02	2,46E+02	2,36E+02	2,35E+02
	0,5	2,96E+02	3,22E+02	2,90E+02	2,91E+02	2,80E+02	2,80E+02	2,79E+02
	0,55	3,47E+02	3,55E+02	3,33E+02	3,34E+02	3,13E+02	3,24E+02	3,23E+02
	0,6	3,99E+02	3,87E+02	3,76E+02	3,77E+02	3,45E+02	3,67E+02	3,67E+02
	0,65	4,53E+02	4,18E+02	4,19E+02	4,19E+02	3,78E+02	4,10E+02	4,10E+02
	0,7	5,09E+02	4,50E+02	4,60E+02	4,61E+02	4,10E+02	4,53E+02	4,52E+02
	0,1	1,73E+00	4,50E+00	5,82E+00	5,83E+00	3,37E+00	4,31E+00	4,14E+00
	0,125	5,56E+00	1,33E+01	1,25E+01	1,25E+01	1,00E+01	9,81E+00	9,50E+00
	0,15	1,24E+01	2,74E+01	2,20E+01	2,20E+01	2,09E+01	1,80E+01	1,75E+01
0,175	2,24E+01	4,60E+01	3,40E+01	3,40E+01	3,55E+01	2,86E+01	2,80E+01	
0,2	3,54E+01	6,79E+01	4,81E+01	4,82E+01	5,29E+01	4,16E+01	4,08E+01	
0,225	5,08E+01	9,16E+01	6,41E+01	6,42E+01	7,21E+01	5,65E+01	5,56E+01	
0,275	8,75E+01	1,41E+02	1,00E+02	1,00E+02	1,13E+02	9,09E+01	8,99E+01	
0,3	1,08E+02	1,64E+02	1,20E+02	1,20E+02	1,33E+02	1,10E+02	1,09E+02	
0,3	1,08E+02	1,64E+02	1,20E+02	1,20E+02	1,33E+02	1,10E+02	1,09E+02	
0,4	1,98E+02	2,50E+02	2,03E+02	2,04E+02	2,10E+02	1,93E+02	1,92E+02	
0,5	2,96E+02	3,22E+02	2,90E+02	2,91E+02	2,80E+02	2,80E+02	2,79E+02	
0,6	3,99E+02	3,87E+02	3,76E+02	3,77E+02	3,45E+02	3,67E+02	3,67E+02	
0,7	5,09E+02	4,50E+02	4,60E+02	4,61E+02	4,10E+02	4,53E+02	4,52E+02	
0,8	6,22E+02	5,16E+02	5,42E+02	5,42E+02	4,78E+02	5,35E+02	5,34E+02	
0,9	7,38E+02	5,86E+02	6,21E+02	6,21E+02	5,48E+02	6,15E+02	6,14E+02	
1,0	8,56E+02	6,63E+02	6,97E+02	6,98E+02	6,23E+02	6,92E+02	6,90E+02	

Elément $E(\text{MeV})$	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
⁷⁹ Au	1,1	9,74E+02	7,46E+02	7,72E+02	7,73E+02	7,01E+02	7,67E+02	7,63E+02
	1,2	1,09E+03	8,37E+02	8,45E+02	8,46E+02	7,84E+02	8,39E+02	8,35E+02
	1,3	1,20E+03	9,34E+02	9,17E+02	9,17E+02	8,70E+02	9,10E+02	9,04E+02
	1,4	1,32E+03	1,04E+03	9,87E+02	9,88E+02	9,59E+02	9,80E+02	9,71E+02
	1,5	1,42E+03	1,15E+03	1,06E+03	1,06E+03	1,05E+03	1,05E+03	1,04E+03
	1,6	1,53E+03	1,26E+03	1,13E+03	1,13E+03	1,15E+03	1,12E+03	1,10E+03
	1,7	1,63E+03	1,38E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,24E+03	1,18E+03	1,17E+03
	1,8	1,72E+03	1,50E+03	1,26E+03	1,26E+03	1,34E+03	1,25E+03	1,23E+03
	1,9	1,81E+03	1,62E+03	1,33E+03	1,33E+03	1,43E+03	1,31E+03	1,29E+03
	2,0	1,90E+03	1,73E+03	1,40E+03	1,40E+03	1,52E+03	1,38E+03	1,35E+03
	2,1	1,98E+03	1,85E+03	1,47E+03	1,47E+03	1,62E+03	1,44E+03	1,42E+03
	2,2	2,06E+03	1,97E+03	1,54E+03	1,54E+03	1,70E+03	1,51E+03	1,48E+03
	2,3	2,13E+03	2,08E+03	1,61E+03	1,61E+03	1,79E+03	1,57E+03	1,54E+03
	2,4	2,20E+03	2,18E+03	1,67E+03	1,68E+03	1,87E+03	1,64E+03	1,60E+03
	2,5	2,26E+03	2,28E+03	1,74E+03	1,74E+03	1,95E+03	1,71E+03	1,66E+03
	2,6	2,33E+03	2,37E+03	1,82E+03	1,82E+03	2,02E+03	1,77E+03	1,72E+03
	2,92	2,50E+03	2,60E+03	2,05E+03	2,05E+03	2,20E+03	1,99E+03	1,92E+03
	3,97	2,87E+03	2,54E+03	2,87E+03	2,87E+03	2,24E+03	2,74E+03	2,61E+03
⁸² Pb	0,3	7,58E+01	8,38E+01	8,46E+01	8,45E+01	1,00E+02	8,05E+01	7,90E+01
	0,4	1,47E+02	1,50E+02	1,48E+02	1,48E+02	1,68E+02	1,48E+02	1,45E+02
	0,5	2,26E+02	2,17E+02	2,14E+02	2,14E+02	2,30E+02	2,22E+02	2,17E+02
	0,6	3,10E+02	2,81E+02	2,81E+02	2,80E+02	2,87E+02	2,99E+02	2,91E+02
	0,7	3,98E+02	3,44E+02	3,45E+02	3,45E+02	3,42E+02	3,74E+02	3,64E+02
	0,8	4,90E+02	4,06E+02	4,08E+02	4,08E+02	3,97E+02	4,48E+02	4,35E+02
	0,9	5,85E+02	4,68E+02	4,70E+02	4,70E+02	4,53E+02	5,20E+02	5,04E+02
	1,0	6,83E+02	5,30E+02	5,30E+02	5,30E+02	5,12E+02	5,90E+02	5,70E+02
	1,1	7,81E+02	5,91E+02	5,90E+02	5,90E+02	5,73E+02	6,58E+02	6,34E+02
	1,2	8,80E+02	6,52E+02	6,49E+02	6,49E+02	6,37E+02	7,24E+02	6,96E+02
	1,3	9,78E+02	7,13E+02	7,08E+02	7,08E+02	7,04E+02	7,88E+02	7,57E+02
	1,4	1,08E+03	7,74E+02	7,67E+02	7,67E+02	7,74E+02	8,51E+02	8,16E+02
	1,5	1,17E+03	8,34E+02	8,26E+02	8,26E+02	8,46E+02	9,13E+02	8,73E+02
	1,6	1,26E+03	8,95E+02	8,86E+02	8,86E+02	9,21E+02	9,73E+02	9,29E+02
	1,7	1,35E+03	9,55E+02	9,46E+02	9,46E+02	9,97E+02	1,03E+03	9,84E+02
	1,8	1,44E+03	1,02E+03	1,01E+03	1,01E+03	1,08E+03	1,09E+03	1,04E+03
	1,9	1,52E+03	1,08E+03	1,07E+03	1,07E+03	1,15E+03	1,15E+03	1,09E+03
	2,0	1,61E+03	1,14E+03	1,13E+03	1,13E+03	1,23E+03	1,21E+03	1,15E+03
	2,1	1,68E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,31E+03	1,26E+03	1,20E+03
	2,2	1,76E+03	1,26E+03	1,26E+03	1,26E+03	1,39E+03	1,32E+03	1,25E+03
	2,3	1,83E+03	1,33E+03	1,33E+03	1,33E+03	1,47E+03	1,38E+03	1,30E+03
	2,4	1,90E+03	1,39E+03	1,40E+03	1,40E+03	1,54E+03	1,43E+03	1,35E+03
	2,5	1,96E+03	1,46E+03	1,47E+03	1,47E+03	1,62E+03	1,49E+03	1,40E+03
	2,6	2,02E+03	1,53E+03	1,54E+03	1,54E+03	1,69E+03	1,55E+03	1,46E+03
	0,3	7,58E+01	8,38E+01	8,46E+01	8,45E+01	1,00E+02	8,05E+01	7,90E+01
	0,35	1,10E+02	1,17E+02	1,16E+02	1,16E+02	1,35E+02	1,13E+02	1,11E+02
	0,4	1,47E+02	1,50E+02	1,48E+02	1,48E+02	1,68E+02	1,48E+02	1,45E+02
	0,45	1,86E+02	1,84E+02	1,81E+02	1,81E+02	2,00E+02	1,85E+02	1,81E+02
	0,5	2,26E+02	2,17E+02	2,14E+02	2,14E+02	2,30E+02	2,22E+02	2,17E+02
	0,55	2,67E+02	2,49E+02	2,48E+02	2,47E+02	2,59E+02	2,61E+02	2,54E+02
	0,6	3,10E+02	2,81E+02	2,81E+02	2,80E+02	2,87E+02	2,99E+02	2,91E+02
	0,65	3,54E+02	3,12E+02	3,13E+02	3,13E+02	3,15E+02	3,37E+02	3,28E+02
	0,7	3,98E+02	3,44E+02	3,45E+02	3,45E+02	3,42E+02	3,74E+02	3,64E+02
0,7	3,98E+02	3,44E+02	3,45E+02	3,45E+02	3,42E+02	3,74E+02	3,64E+02	
0,8	4,90E+02	4,06E+02	4,08E+02	4,08E+02	3,97E+02	4,48E+02	4,35E+02	

Elément $E(\text{MeV})$	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{Emp.1}^X$	$\sigma_{Emp.2}^X$	
^{82}Pb	0,9	5,85E+02	4,68E+02	4,70E+02	4,70E+02	4,53E+02	5,20E+02	5,04E+02
	1,0	6,83E+02	5,30E+02	5,30E+02	5,30E+02	5,12E+02	5,90E+02	5,70E+02
	1,1	7,81E+02	5,91E+02	5,90E+02	5,90E+02	5,73E+02	6,58E+02	6,34E+02
	1,2	8,80E+02	6,52E+02	6,49E+02	6,49E+02	6,37E+02	7,24E+02	6,96E+02
	1,3	9,78E+02	7,13E+02	7,08E+02	7,08E+02	7,04E+02	7,88E+02	7,57E+02
	1,4	1,08E+03	7,74E+02	7,67E+02	7,67E+02	7,74E+02	8,51E+02	8,16E+02
	1,5	1,17E+03	8,34E+02	8,26E+02	8,26E+02	8,46E+02	9,13E+02	8,73E+02
	1,6	1,26E+03	8,95E+02	8,86E+02	8,86E+02	9,21E+02	9,73E+02	9,29E+02
	1,7	1,35E+03	9,55E+02	9,46E+02	9,46E+02	9,97E+02	1,03E+03	9,84E+02
	1,8	1,44E+03	1,02E+03	1,01E+03	1,01E+03	1,08E+03	1,09E+03	1,04E+03
	1,9	1,52E+03	1,08E+03	1,07E+03	1,07E+03	1,15E+03	1,15E+03	1,09E+03
	2,0	1,61E+03	1,14E+03	1,13E+03	1,13E+03	1,23E+03	1,21E+03	1,15E+03
	2,1	1,68E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,20E+03	1,31E+03	1,26E+03	1,20E+03
	2,2	1,76E+03	1,26E+03	1,26E+03	1,26E+03	1,39E+03	1,32E+03	1,25E+03
	2,3	1,83E+03	1,33E+03	1,33E+03	1,33E+03	1,47E+03	1,38E+03	1,30E+03
	2,4	1,90E+03	1,39E+03	1,40E+03	1,40E+03	1,54E+03	1,43E+03	1,35E+03
^{83}Bi	0,1	6,09E-01	1,59E+00	2,36E+00	2,36E+00	1,25E+00	2,02E+00	2,03E+00
	0,125	2,29E+00	5,48E+00	5,70E+00	5,70E+00	4,39E+00	4,99E+00	4,99E+00
	0,15	5,68E+00	1,26E+01	1,09E+01	1,09E+01	1,02E+01	9,73E+00	9,69E+00
	0,175	1,11E+01	2,30E+01	1,79E+01	1,79E+01	1,89E+01	1,63E+01	1,62E+01
	0,2	1,86E+01	3,61E+01	2,66E+01	2,66E+01	3,01E+01	2,46E+01	2,44E+01
	0,225	2,81E+01	5,12E+01	3,69E+01	3,69E+01	4,33E+01	3,46E+01	3,42E+01
	0,25	3,94E+01	6,78E+01	4,85E+01	4,85E+01	5,80E+01	4,60E+01	4,54E+01
	0,3	6,63E+01	1,03E+02	7,50E+01	7,50E+01	8,96E+01	7,25E+01	7,13E+01
	0,35	9,73E+01	1,37E+02	1,05E+02	1,05E+02	1,22E+02	1,03E+02	1,01E+02
	0,4	1,31E+02	1,70E+02	1,36E+02	1,36E+02	1,54E+02	1,36E+02	1,33E+02
	0,45	1,67E+02	2,00E+02	1,69E+02	1,69E+02	1,84E+02	1,70E+02	1,66E+02
	0,5	2,04E+02	2,28E+02	2,03E+02	2,03E+02	2,12E+02	2,06E+02	2,01E+02
	0,6	2,81E+02	2,81E+02	2,70E+02	2,70E+02	2,66E+02	2,79E+02	2,70E+02
	0,7	3,62E+02	3,31E+02	3,37E+02	3,37E+02	3,17E+02	3,51E+02	3,40E+02
	0,8	4,47E+02	3,83E+02	4,03E+02	4,03E+02	3,68E+02	4,23E+02	4,08E+02
	0,9	5,34E+02	4,38E+02	4,67E+02	4,67E+02	4,20E+02	4,92E+02	4,74E+02
	1,0	6,24E+02	4,98E+02	5,29E+02	5,29E+02	4,74E+02	5,60E+02	5,37E+02
	1,2	8,08E+02	6,35E+02	6,48E+02	6,49E+02	5,88E+02	6,90E+02	6,59E+02
	1,4	9,90E+02	7,93E+02	7,64E+02	7,64E+02	7,12E+02	8,13E+02	7,73E+02
	1,6	1,17E+03	9,69E+02	8,76E+02	8,77E+02	8,46E+02	9,31E+02	8,82E+02
	1,8	1,34E+03	1,16E+03	9,87E+02	9,87E+02	9,87E+02	1,05E+03	9,87E+02
	2,0	1,49E+03	1,35E+03	1,10E+03	1,10E+03	1,13E+03	1,16E+03	1,09E+03
	2,2	1,64E+03	1,53E+03	1,21E+03	1,21E+03	1,28E+03	1,27E+03	1,19E+03
	2,4	1,77E+03	1,71E+03	1,32E+03	1,32E+03	1,42E+03	1,38E+03	1,29E+03
	2,6	1,90E+03	1,86E+03	1,43E+03	1,43E+03	1,56E+03	1,48E+03	1,39E+03
	2,8	2,01E+03	1,98E+03	1,55E+03	1,55E+03	1,69E+03	1,59E+03	1,48E+03
	3,0	2,11E+03	2,08E+03	1,66E+03	1,66E+03	1,81E+03	1,70E+03	1,58E+03
	3,2	2,20E+03	2,13E+03	1,78E+03	1,78E+03	1,92E+03	1,81E+03	1,68E+03
	3,4	2,28E+03	2,15E+03	1,91E+03	1,91E+03	2,00E+03	1,92E+03	1,78E+03
	3,6	2,35E+03	2,11E+03	2,04E+03	2,04E+03	2,07E+03	2,03E+03	1,88E+03
	3,8	2,42E+03	2,04E+03	2,17E+03	2,17E+03	2,13E+03	2,15E+03	1,98E+03
	4,0	2,48E+03	1,91E+03	2,30E+03	2,30E+03	2,16E+03	2,26E+03	2,08E+03
0,7	3,62E+02	3,31E+02	3,37E+02	3,37E+02	3,17E+02	3,51E+02	3,40E+02	
0,8	4,47E+02	3,83E+02	4,03E+02	4,03E+02	3,68E+02	4,23E+02	4,08E+02	
0,9	5,34E+02	4,38E+02	4,67E+02	4,67E+02	4,20E+02	4,92E+02	4,74E+02	
1,0	6,24E+02	4,98E+02	5,29E+02	5,29E+02	4,74E+02	5,60E+02	5,37E+02	
1,1	7,16E+02	5,64E+02	5,89E+02	5,90E+02	5,30E+02	6,26E+02	5,99E+02	

Elément $E(\text{MeV})$	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	$\sigma_{S-emp.}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
$_{83}\text{Bi}$	1,2	8,08E+02	6,35E+02	6,48E+02	6,49E+02	5,88E+02	6,90E+02	6,59E+02
	1,3	9,00E+02	7,12E+02	7,07E+02	7,07E+02	6,49E+02	7,52E+02	7,17E+02
	1,4	9,90E+02	7,93E+02	7,64E+02	7,64E+02	7,12E+02	8,13E+02	7,73E+02
	1,5	1,08E+03	8,80E+02	8,20E+02	8,21E+02	7,78E+02	8,73E+02	8,29E+02
	1,6	1,17E+03	9,69E+02	8,76E+02	8,77E+02	8,46E+02	9,31E+02	8,82E+02
	1,7	1,25E+03	1,06E+03	9,31E+02	9,32E+02	9,16E+02	9,88E+02	9,35E+02
	1,8	1,34E+03	1,16E+03	9,87E+02	9,87E+02	9,87E+02	1,05E+03	9,87E+02
	1,9	1,42E+03	1,25E+03	1,04E+03	1,04E+03	1,06E+03	1,10E+03	1,04E+03
	2,0	1,49E+03	1,35E+03	1,10E+03	1,10E+03	1,13E+03	1,16E+03	1,09E+03
	2,1	1,57E+03	1,44E+03	1,15E+03	1,15E+03	1,21E+03	1,21E+03	1,14E+03
	2,2	1,64E+03	1,53E+03	1,21E+03	1,21E+03	1,28E+03	1,27E+03	1,19E+03
	2,3	1,71E+03	1,62E+03	1,26E+03	1,26E+03	1,35E+03	1,32E+03	1,24E+03
	2,4	1,77E+03	1,71E+03	1,32E+03	1,32E+03	1,42E+03	1,38E+03	1,29E+03
	0,3	6,63E+01	1,03E+02	7,50E+01	7,50E+01	8,96E+01	7,25E+01	7,13E+01
	0,35	9,73E+01	1,37E+02	1,05E+02	1,05E+02	1,22E+02	1,03E+02	1,01E+02
	0,4	1,31E+02	1,70E+02	1,36E+02	1,36E+02	1,54E+02	1,36E+02	1,33E+02
	0,45	1,67E+02	2,00E+02	1,69E+02	1,69E+02	1,84E+02	1,70E+02	1,66E+02
	0,5	2,04E+02	2,28E+02	2,03E+02	2,03E+02	2,12E+02	2,06E+02	2,01E+02
	0,55	2,42E+02	2,55E+02	2,36E+02	2,37E+02	2,40E+02	2,42E+02	2,35E+02
	0,6	2,81E+02	2,81E+02	2,70E+02	2,70E+02	2,66E+02	2,79E+02	2,70E+02
	0,65	3,21E+02	3,06E+02	3,04E+02	3,04E+02	2,92E+02	3,15E+02	3,05E+02
	0,7	3,62E+02	3,31E+02	3,37E+02	3,37E+02	3,17E+02	3,51E+02	3,40E+02
	0,3	6,63E+01	1,03E+02	7,50E+01	7,50E+01	8,96E+01	7,25E+01	7,13E+01
	0,4	1,31E+02	1,70E+02	1,36E+02	1,36E+02	1,54E+02	1,36E+02	1,33E+02
	0,5	2,04E+02	2,28E+02	2,03E+02	2,03E+02	2,12E+02	2,06E+02	2,01E+02
	0,6	2,81E+02	2,81E+02	2,70E+02	2,70E+02	2,66E+02	2,79E+02	2,70E+02
	0,7	3,62E+02	3,31E+02	3,37E+02	3,37E+02	3,17E+02	3,51E+02	3,40E+02
	0,8	4,47E+02	3,83E+02	4,03E+02	4,03E+02	3,68E+02	4,23E+02	4,08E+02
	0,9	5,34E+02	4,38E+02	4,67E+02	4,67E+02	4,20E+02	4,92E+02	4,74E+02
	1,0	6,24E+02	4,98E+02	5,29E+02	5,29E+02	4,74E+02	5,60E+02	5,37E+02
	1,1	7,16E+02	5,64E+02	5,89E+02	5,90E+02	5,30E+02	6,26E+02	5,99E+02
	1,2	8,08E+02	6,35E+02	6,48E+02	6,49E+02	5,88E+02	6,90E+02	6,59E+02
	1,3	9,00E+02	7,12E+02	7,07E+02	7,07E+02	6,49E+02	7,52E+02	7,17E+02
	1,4	9,90E+02	7,93E+02	7,64E+02	7,64E+02	7,12E+02	8,13E+02	7,73E+02
	1,5	1,08E+03	8,80E+02	8,20E+02	8,21E+02	7,78E+02	8,73E+02	8,29E+02
1,6	1,17E+03	9,69E+02	8,76E+02	8,77E+02	8,46E+02	9,31E+02	8,82E+02	
1,7	1,25E+03	1,06E+03	9,31E+02	9,32E+02	9,16E+02	9,88E+02	9,35E+02	
1,8	1,34E+03	1,16E+03	9,87E+02	9,87E+02	9,87E+02	1,05E+03	9,87E+02	
1,9	1,42E+03	1,25E+03	1,04E+03	1,04E+03	1,06E+03	1,10E+03	1,04E+03	
2,0	1,49E+03	1,35E+03	1,10E+03	1,10E+03	1,13E+03	1,16E+03	1,09E+03	
2,1	1,57E+03	1,44E+03	1,15E+03	1,15E+03	1,21E+03	1,21E+03	1,14E+03	
2,2	1,64E+03	1,53E+03	1,21E+03	1,21E+03	1,28E+03	1,27E+03	1,19E+03	
2,3	1,71E+03	1,62E+03	1,26E+03	1,26E+03	1,35E+03	1,32E+03	1,24E+03	
2,4	1,77E+03	1,71E+03	1,32E+03	1,32E+03	1,42E+03	1,38E+03	1,29E+03	
2,5	1,84E+03	1,79E+03	1,37E+03	1,38E+03	1,49E+03	1,43E+03	1,34E+03	
2,6	1,90E+03	1,86E+03	1,43E+03	1,43E+03	1,56E+03	1,48E+03	1,39E+03	
2,92	2,07E+03	2,04E+03	1,62E+03	1,62E+03	1,76E+03	1,66E+03	1,54E+03	
3,97	2,47E+03	1,93E+03	2,28E+03	2,28E+03	2,15E+03	2,25E+03	2,07E+03	
$_{90}\text{Th}$	0,1	8,02E-02	1,57E-01	2,28E-01	2,28E-01	1,79E-01	4,86E-01	5,93E-01
	0,125	4,16E-01	7,54E-01	8,27E-01	8,27E-01	8,76E-01	1,39E+00	1,65E+00
	0,15	1,28E+00	2,16E+00	2,10E+00	2,10E+00	2,55E+00	3,04E+00	3,51E+00
	0,175	2,90E+00	4,62E+00	4,25E+00	4,26E+00	5,51E+00	5,56E+00	6,30E+00
	0,2	5,46E+00	8,23E+00	7,42E+00	7,43E+00	9,92E+00	9,06E+00	1,01E+01

Elément $E(\text{MeV})$	σ_{Theo}^X	En utilisant les données pour chaque élément séparément			En utilisant la gamme entière des données expérimentales.			
		$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	$\sigma_{S\text{-emp.}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.1}}^X$	$\sigma_{\text{Emp.2}}^X$	
${}_{90}\text{Th}$	0,225	9,05E+00	1,30E+01	1,17E+01	1,17E+01	1,58E+01	1,35E+01	1,49E+01
	0,25	1,37E+01	1,87E+01	1,70E+01	1,70E+01	2,29E+01	1,90E+01	2,07E+01
	0,3	2,61E+01	3,26E+01	3,04E+01	3,05E+01	4,05E+01	3,27E+01	3,48E+01
	0,35	4,19E+01	4,86E+01	4,71E+01	4,72E+01	6,09E+01	4,95E+01	5,21E+01
	0,4	6,05E+01	6,57E+01	6,62E+01	6,64E+01	8,26E+01	6,91E+01	7,17E+01
	0,45	8,12E+01	8,31E+01	8,71E+01	8,73E+01	1,05E+02	9,07E+01	9,32E+01
	0,5	1,03E+02	1,01E+02	1,09E+02	1,09E+02	1,26E+02	1,14E+02	1,16E+02
	0,6	1,50E+02	1,35E+02	1,55E+02	1,55E+02	1,67E+02	1,64E+02	1,65E+02
	0,7	2,00E+02	1,69E+02	2,02E+02	2,02E+02	2,05E+02	2,16E+02	2,15E+02
	0,8	2,51E+02	2,04E+02	2,49E+02	2,49E+02	2,41E+02	2,70E+02	2,65E+02
	0,9	3,05E+02	2,41E+02	2,94E+02	2,95E+02	2,75E+02	3,23E+02	3,15E+02
	1,0	3,60E+02	2,81E+02	3,40E+02	3,40E+02	3,08E+02	3,76E+02	3,65E+02
	1,2	4,74E+02	3,71E+02	4,28E+02	4,28E+02	3,76E+02	4,80E+02	4,60E+02
	1,4	5,93E+02	4,75E+02	5,15E+02	5,15E+02	4,46E+02	5,79E+02	5,51E+02
	1,6	7,14E+02	5,91E+02	6,02E+02	6,02E+02	5,21E+02	6,74E+02	6,37E+02
	1,8	8,34E+02	7,16E+02	6,90E+02	6,91E+02	6,01E+02	7,66E+02	7,19E+02
	2,0	9,51E+02	8,45E+02	7,82E+02	7,82E+02	6,85E+02	8,54E+02	7,98E+02
	2,2	1,07E+03	9,76E+02	8,77E+02	8,77E+02	7,72E+02	9,40E+02	8,75E+02
	2,4	1,17E+03	1,10E+03	9,77E+02	9,77E+02	8,63E+02	1,02E+03	9,50E+02
	2,6	1,28E+03	1,22E+03	1,08E+03	1,08E+03	9,56E+02	1,11E+03	1,02E+03
	2,8	1,37E+03	1,33E+03	1,19E+03	1,19E+03	1,05E+03	1,19E+03	1,10E+03
	3,0	1,47E+03	1,41E+03	1,31E+03	1,31E+03	1,14E+03	1,27E+03	1,17E+03
	3,2	1,55E+03	1,48E+03	1,44E+03	1,44E+03	1,24E+03	1,35E+03	1,24E+03
	3,4	1,63E+03	1,53E+03	1,58E+03	1,58E+03	1,33E+03	1,43E+03	1,31E+03
	3,6	1,70E+03	1,55E+03	1,72E+03	1,72E+03	1,41E+03	1,51E+03	1,38E+03
	3,8	1,77E+03	1,55E+03	1,87E+03	1,88E+03	1,49E+03	1,59E+03	1,45E+03
	4,0	1,83E+03	1,52E+03	2,04E+03	2,04E+03	1,57E+03	1,66E+03	1,52E+03
	0,3	2,61E+01	3,26E+01	3,04E+01	3,05E+01	4,05E+01	3,27E+01	3,48E+01
	0,35	4,19E+01	4,86E+01	4,71E+01	4,72E+01	6,09E+01	4,95E+01	5,21E+01
	0,4	6,05E+01	6,57E+01	6,62E+01	6,64E+01	8,26E+01	6,91E+01	7,17E+01
	0,45	8,12E+01	8,31E+01	8,71E+01	8,73E+01	1,05E+02	9,07E+01	9,32E+01
	0,5	1,03E+02	1,01E+02	1,09E+02	1,09E+02	1,26E+02	1,14E+02	1,16E+02
0,55	1,26E+02	1,18E+02	1,32E+02	1,32E+02	1,47E+02	1,39E+02	1,40E+02	
0,6	1,50E+02	1,35E+02	1,55E+02	1,55E+02	1,67E+02	1,64E+02	1,65E+02	
0,65	1,75E+02	1,52E+02	1,79E+02	1,79E+02	1,87E+02	1,90E+02	1,89E+02	
0,7	2,00E+02	1,69E+02	2,02E+02	2,02E+02	2,05E+02	2,16E+02	2,15E+02	

Références bibliographiques

- [Am.97]- A. Amirabadi, H. Afarideh, S. Haji-Saeid, F. Shokouhi, and H. Peyrovan, J. Phys. **B 30**, 863 (1997).
- [Ba.72]- W. Bambynek, B. Crasemann, R. Fink, H. Freund, H. Mark, C. Swift, R. Price, and P. Rao, Rev. Mod. Phys. **44**, 716 (1972).
- [Bi.90]- A. Bieńkowski, J. Braziewicz, T. Czyżewski, L. Głowacka, M. Jaskóła, G. Lapicki, and M. Pajek, Nucl. Instr. and Meth. **B 49**, 19 (1990).
- [Br.81]- W. Brandt and G. Lapicki, Phys. Rev. **A 23**, 1717 (1981).
- [Br.96]- J. Braich, P. Verma, H. Verma, D. Goyal, A. Mandl, B. Dhal, H. Padhi, and H. Verma, Nucl. Instr. and Meth. **B 119**, 317 (1996).
- [Br.97]- J. Braich, P. Verma, and H. Verma, J. Phys. **B 30**, 2359 (1997).
- [Bu.73]- C. E. Busch, A. B. Baskin, P. H. Nettles, S. M. Shafroth, and A. W. Waltner, Phys. Rev. **A 7**, 1601 (1973).
- [Ca.83]- N. de Castro Faria, J. F. L. Freire, A. de Pinho, and E. da Silveira, Phys. Rev. **A28**, 2770 (1983).
- [Ch.73]- B. Choi, Phys. Rev. **A 7**, 2056 (1973).
- [Ch.83a]- M. Chen, B. Crasemann, and H. Mark, Phys. Rev. **A 27**, 2358 (1983).
- [Ch.83b]- M. Chen, B. Crasemann, and H. Mark, Phys. Rev. **A 27**, 2989 (1983).
- [Ci.95]- S. Cipolla, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **B 99**, 22 (1995).
- [De.09]- B. Deghfel, M. Nekkab and A. Kahoul, X-Ray spectrom. **38(5)**, 399 (2009).
- [Er.96]- M. Ertugrul, E. Tirasoglu, Y. Kurucu, S. Erzeneoglu, R. Durak, and Y. Sahin, Nucl. Instr. and Meth. **B 108**, 18 (1996).
- [Ga.70]- J. Garcia, Phys. Rev. **A 1**, 280 (1970)
- [Ga.71]- J. D. Garcia, Phys. Rev. **A 4**, 955 (1971).
- [Go.06]- M. Goudarzi, F. Shokouhi, M. Lamehi-Rachti, P. Oliairy, Nucl. Instr. and Meth. **B 247**, 217 (2006).
- [Gr.89]- J. Gressett, D. Marble, F. McDaniel, J. Duggan, J. Culwell, and G. Lapicki, Nucl. Instr. and Meth. **B 40/41**, 116 (1989).
- [Is.75]- K. Ishii, S. Morita, H. Tawara, H. Kaji, and T. Shiokawa, Phys. Rev. **A 11**, 119 (1975).
- [Ja.00]- M. Jaskóła, T. Czyżewski, L. Głowacka, D. Banaś, J. Braziewicz, M. Pajek, W. Kretschmer, G. Lapicki, and D. Trautmann, Nucl. Instr. and Meth. **B161**, 191(2000).
- [Je.89]- A. Jesus and J. Ribeiro, Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. **A 280**, 370 (1989).

- [Ka.05]- A. Kahoul and M. Nekab, Nucl. Instr. and Meth. **B 234**, 412 (2005).
- [Ne.06]- M. Nekab and A. Kahoul. Nucl. Instr. and Meth. **B 245**, 395 (2006).
- [Ka.08a]- A. Kahoul, M. Nekkab and B. Deghfel, X-ray Spectrom. **37**, 536 (2008).
- [Ka.08b] A. Kahoul, M. Nekkab and B. Deghfel, Nucl. Instr. and Meth. **B 26**, 4969(2008).
- [Li.96]- Z. Liu and S. J. Cipolla, Comp. Phys. Com. **97**, 315 (1996).
- [Mc.72]- E. J. McGuire, Phys. Rev. **A 5**, 1043 (1972).
- [Me.82]- R. Mehta, J. Duggan, J. Price, F. McDaniel, and G. Lapicki, Phys. Rev. **A 26**, 1883 (1982).
- [Me.83]- R. Mehta, J. Duggan, J. Price, P. Kocur, F. McDaniel, and G. Lapicki, Phys. Rev. **A 28**, 3217 (1983).
- [Mi.88]- Y. Miyagawa, S. Nakamura, S. Miyagawa, Nucl. Instr. and Meth. **B30**,115(1988).
- [Pa.84]- H. Paul, Nucl. Instr. and Meth. **B 3**, 5 (1984).
- [Pa.90.a]- M. Pajek, A. Kobzev, R. Sandrik, A. Skrypnik, R. Ilkhamov, S. Khusmurodov, and G. Lapicki, Phys. Rev. **A 42**, 261 (1990).
- [Pa.90.b]- M. Pajek, A. Kobzev, R. Sandrik, A. Skrypnik, R. Ilkhamov, S. Khusmurodov, and G. Lapicki, Phys. Rev. **A 42**, 5298 (1990); 6582 (1990).
- [Pa.99]- M. Pajek, M. Jaskóła, T. Czyżewski, L. Głowacka, D. Banaś, J. Braziewicz, W. Kretschmer, G. Lapicki, and D. Trautmann, Nucl. Instr. and Meth. **B150**, 33(1999).
- [Pa.06]- M. Pajek, D. Banaś, J. Braziewicz, M. Czarnota, A. Braziewicz, M. Jaskóła, A. Korman, D. Trautmann, and G. Lapicki, Phys. Rev. **A 73**, 1 (2006).
- [Pu.93]- .S. Puri, D. Mehta, B. Chand, Nirmal Singh, P. C. Mangal, and P. N. Trehan, Nucl. Instr. and Meth. **B 73**, 319 (1993).
- [Ro.02]- L. Rodriguez-Fernández, J. Miranda, J. Ruvalcaba-Sil, E. Segundo, and A. Olivier, Nucl. Instr. and Meth. **B 189**, 27 (2002).
- [Sa.81]- M. Sarkar, H. Mommsen, W. Sarter, and P. Schürkes, J. Phys. **B 14**, 3163 (1981).
- [Se.80]- K. Sera, K. Ishii, A. Yamadera, A. Kuwako, M. Kamiya, M. Sebata, S. Morita, and T. C. Chu, Phys. Rev. **A 22**, 2536 (1980)
- [Sh.96]- F. Shokouhi, S. Fazinić, I. Bogdanović, M. Jakšić, V. Valković, and H. Afarideh, Nucl. Instr. and Meth. **B 109/110**, 15 (1996).
- [So.93]- C.H. Sow, I. Orlic, K.K. Loh, S.M. Tang, Nucl. Instr. and Meth. **B 75**, 58 (1993).
- [Sö.02]- Ö. Sögüt, E. Büyükkasap, A. Küçükönder, M. Ertugrul, O. Dogan, H. Erdogan, et Ö. Simsek, X-ray Spectrom. **31**, 62 (2002).
- [Th.74]- S. Thornton, R. McKnight, and R. Karłowicz, Phys. Rev. **A 10**, 219 (1974).

CONCLUSION

Un programme numérique, basé sur la théorie *ECPSSR*, a été développé, en utilisant la méthode de Gauss-Legendre, pour calculer les sections efficaces d'ionisation et de production des différentes raies qui composent un spectre de rayons X des raies *M*.

Bien que les améliorations successives aient été incorporées dans la théorie *PWBA* pour donner naissance au modèle *ECPSSR*, des déviations sont encore observées entre les données expérimentales et les prévisions théoriques surtout à basse énergie des protons, où les valeurs théoriques s'écartent de plus en plus des valeurs expérimentales. Donc, il est intéressant de mentionner que les processus atomiques trop complexes de collision des raies *M* rendent difficile le développement d'un modèle théorique définitif. Ainsi, il est nécessaire d'adopter des méthodes empiriques pour mieux ajuster les données expérimentales disponibles.

Dans ce présent travail, nous avons présenté les résultats des sections efficaces semi-empiriques, basées sur le fit des données expérimentales normalisées à leurs valeurs théoriques correspondantes calculées dans le cadre de la théorie *ECPSSR*, et empiriques, basées sur l'ajustement direct des données expérimentales disponibles, des raies *M* des éléments de numéros atomiques $72 \leq Z \leq 90$ pour des protons d'énergie comprise entre 0.1 et 4.0 MeV.

En raison du manque des données expérimentales des sections efficaces des raies *M* comparativement à celles des couches *K* et *L*, les éléments sont généralement divisés en groupes selon leurs nombres atomiques et les données expérimentales sont entièrement ajustées pour chaque groupe. Ceci nous a amené à essayer de calculer, en premier lieu, les sections efficaces semi-empiriques et empiriques de production de rayons X des raies *M* pour les éléments de numéro atomique dans la gamme 72-90. Les résultats rapportés pour les sections efficaces empiriques décrites par la première méthode sont les plus fiables parmi les différentes sections efficaces calculées dans la première partie.

La section efficace de production de rayons X des raies *M*, obtenue en utilisant les différentes approches théoriques, excèdent généralement nos résultats de la section efficace de production semi-empirique et empirique. Ceci pourrait être dû à la dispersion

des données expérimentales qui sont prises de diverses sources et par conséquent mesurées dans différentes conditions expérimentales. En outre, les paramètres atomiques tels que les facteurs de Coster-Kronig et les rendements de fluorescence, nécessaires pour la conversion ionisation-production de la section efficace, peuvent présenter une incertitude supplémentaire sur la section efficace de production semi-empirique.

Les grandes valeurs des écarts quadratiques obtenues dans la première partie pour les sections efficaces de production semi-empiriques et empiriques nous ont motivé pour essayer de déterminer, en second lieu, des sections efficaces de production de rayons X plus fiable basées sur l'ajustement des données expérimentales de chaque élément séparément pour les éléments de numéro atomique dans la gamme 72-90 avec des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV.

Les sections efficaces empiriques dépendent seulement de données expérimentales alors que les sections efficaces semi-empiriques dépendent de données expérimentales disponibles aussi bien que de calculs de la théorie *ECPSSR*, ce qui rend leur précision moins satisfaisante.

Les sections efficaces empiriques donnent la meilleure représentation des données expérimentales aussi bien en utilisant la gamme entière des données expérimentales qu'en utilisant les données expérimentales de chaque élément séparément. D'ailleurs, l'ajustement des données expérimentales pour chaque élément séparément donne des sections efficaces plus fiables.

Enfin, Nous devons signaler que les équations d'ajustement et ses coefficients associés, pour calculer les sections efficaces semi-empiriques et empiriques, sont valables seulement dans la gamme d'énergie des données expérimentales utilisées et leur prolongation en dehors de cette gamme peut conduire à des valeurs erronées.

LEGENDES DES FIGURES ET DES TABLEAUX

Tableaux :

Tableau I.1 Niveaux de transition en notation empirique et quantique.	7
Tableau I.2 Coefficients C_{ij} correspondant à l'équation (I.3.76).	29
Tableau I.3 Coefficients C_{ij} correspondant aux équations (I.3.77) et (I.3.78).	30
Tableau I.4 Coefficients C_{ij} correspondant aux équations (I.3.79) et (I.3.80).	30
Tableau II.1 Sections efficaces d'ionisation et de production des raies M dans l'Or pour des protons d'énergie allant de 0.1 à 3.0 MeV. Nos résultats sont comparés, dans la mesure du possible, avec d'autres valeurs théoriques ([Ch.73], [Ch.89] et [Li.96]) et expérimentales ([Pa.06], [Pa.90], [Me.82] et [Ro.02]). 2.257E+04 signifie 2.257×10^4 barns. Sont indiquées entre parenthèses les précisions sur les diverses valeurs expérimentales :	38
a [Pa.90] (8 %) ; b [Me.82] (≤ 8.4 %) ; c [Pa.06] (entre 10 et 15 %) ; d [Ro.02] (9 % pour $M_{\alpha,\beta}$ et 15% pour M_γ) ; e [Ch.73] ; f : Résultats de Lapicki rapportés dans Ref. [Li.96] ; g [Li.96] ; h [Ch.89].	
Tableau II.2 Différence entre nos calculs et ceux rapportés dans Ref. [Li.96] pour la section efficace de production dans ^{79}Au par des protons.	39
Tableau II.3 : Différence entre nos résultats et ceux rapportés dans les références [Ch.73] et [Ch.89] de la section efficace d'ionisation des raies M dans l'Or par des protons.	41
Tableaux III.1 : Sections efficaces de production des rayons X expérimentales et théoriques pour des éléments de numéro atomique compris entre 72 et 90 par des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV.	46
Tableau III.2 : Coefficients de conversion ionisation-production des sections efficaces.	58
Tableau IV.1 Valeurs moyennes des rendements de fluorescence moyens, $\bar{\omega}_M$, pour des éléments de numéros atomiques allant de 72 à 90.	65
Tableau IV.2 Coefficients d'ajustement pour les sections efficaces de production des rayons X semi-empirique, empirique selon l'équation (IV.3.1) et empirique selon l'équation (IV.3.3) dans l' ^{79}Au par des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV.	66

Tableaux IV.3 Sections efficaces de production des rayons X expérimentales et 69
théoriques (*ECPSSR*, semi empiriques et empiriques) pour des éléments de numéro
atomique compris entre 72 et 90 dans la gamme d'énergie de proton allant de 0.1 à
4.0 MeV.

Tableau IV.4 Coefficients d'ajustement pour le calcul des sections efficaces de 85
production des raies *M* ; semi-empirique selon l'équation (IV.2.3) ; empirique selon
l'équation (IV.3.1) ; empirique selon l'équation (IV.3.3) en utilisant la gamme
entière des données expérimentales ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [Me.82], [Me.83],
[Se.80], [Ro.02] et [Go.06]) par des protons d'énergie allant de 0.1 à 4.0 MeV.

Tableau IV.5 Coefficients d'ajustement pour le calcul des sections efficaces de 86
production des raies *M* ; semi-empirique selon l'équation (IV.2.3); empirique selon
l'équation (IV.3.1) ; empirique selon l'équation (IV.3.3) en utilisant les données
expérimentales pour chaque élément séparément ([Pa.06], [Pa.90], [Ci.95], [
Me.82], [Me.83], [Se.80], [Ro.02], [Go.06]) par des protons d'énergie allant de
0.1 à 4.0 MeV.

Tableaux IV.6 Sections efficaces de production des rayons X expérimentales et 88
théoriques (*ECPSSR*, semi empiriques et empiriques) pour des éléments de numéro
atomique compris entre 72 et 90 dans la gamme d'énergie de proton allant de 0.1 à
4.0 MeV, suivant les deux procédures citées ci-dessus.

Figures :

Figure I.1 : Processus de diffusion représente la zone d'action du potentiel créé par 15
la cible.

Figure I.2 : Schéma représente le processus de diffusion. 19

Figure I.3 : Diagramme d'énergie des transitions permises vers la couche *M*. 27

Figure II.1 Rapport des sections efficaces totales de production expérimentales et 33
théoriques (*PWBA*) dans la couche *M* pour différents atomes cibles en fonction de
l'énergie des protons.

Figure II.2 Un exemple de fichier de sortie du modèle *ECPSSR* pour calculer la 37
section efficace d'ionisation des sous-couches *M_i*

Figure II.3 Nos résultats des sections efficaces d'ionisation des sous couches *M_i* 40
dans l'Or par des protons, sont comparées à celles rapportées dans Réf. [Ch.89].

Figure II.4 Rapport des sections efficaces totales de production expérimentales et 42
théoriques (*ECPSSR*) dans la couche *M* pour différents atomes cibles en fonction
de l'énergie des protons.

Figure III.1. Distribution des valeurs expérimentales de la section efficace de production de la couche M en fonction du numéro atomique Z des éléments étudiés. 45

Figure IV.1 Rapport des sections efficaces totales de production expérimentales et théoriques (ECPSSR) dans la couche M pour différents atomes cibles en fonction de la vitesse réduite moyenne ξ_M . 62

Figure IV.2 Sections efficaces mesurées de production des rayons X prises de différentes sources, en fonction de la vitesse réduite moyenne ξ_M . 63

Le fit est aussi représenté par une ligne continue.

Figure IV.3 Distribution des données expérimentales disponibles des sections efficaces de production de la couche M de $U_M^2 \sigma_M^x / \bar{\omega}_M$ en fonction de l'énergie réduite du proton $E/\lambda U_M$. Le fit est aussi représenté par une ligne continue. 66

Figure IV.4 Rapport des sections efficaces de production expérimentales et ce des sections efficaces de production semi-empiriques et empiriques par rapport aux sections efficaces de production calculées dans le cadre du modèle ECPSSR pour ^{79}Au en fonction de l'énergie du proton. 67

Figure IV.5 Rapport des sections efficaces de production expérimentales et théoriques (ECPSSR) des raies M en utilisant les données expérimentales globalement et pour chaque élément séparément ; ^{72}Hf , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{75}Re , ^{76}Os , ^{77}Ir , ^{78}Pt , ^{79}Au , ^{82}Pb , ^{83}Bi et ^{90}Th en fonction de la vitesse réduite moyenne ξ_M . 81

Figure IV.6 Sections efficaces mesurées de production des rayons X dans la couche M en utilisant les données expérimentales globalement et pour chaque élément séparément ; ^{72}Hf , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{75}Re , ^{76}Os , ^{77}Ir , ^{78}Pt , ^{79}Au , ^{82}Pb , ^{83}Bi et ^{90}Th en fonction de la vitesse réduite moyenne ξ_M . 82

Figure IV.7 Distribution des données expérimentales disponibles des sections efficaces de production des raies M de $\ln(U_M^2 \sigma_M^x / \bar{\omega}_M)$ en fonction de l'énergie réduite du proton $\ln(E/\lambda U_M)$ en utilisant les données expérimentales globalement et pour chaque élément séparément ; ^{72}Hf , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{75}Re , ^{76}Os , ^{77}Ir , ^{78}Pt , ^{79}Au , ^{82}Pb , ^{83}Bi et ^{90}Th . Le fit est aussi représenté par une ligne continue. 83

Figure IV.8 Rapport des sections efficaces de production expérimentales et ce 87
des sections efficaces de production déduites des équations (IV.2.3), IV.3.1) et
(IV.3.3) par rapport aux sections efficaces de production théoriques (*ECPSSR*) pour
 ^{74}W , ^{79}Au et ^{83}Bi en utilisant a ; la gamme entière des données expérimentales b ;
les données expérimentales de chaque élément séparément, en fonction de l'énergie
du proton.

PUBLICATIONS

- 1- B. Deghfel, M. Nekkab and A. Kahoul**, X-ray Spectrom. à paraître dans (2009).
M X-ray production cross sections for heavy elements by proton impact.
- 2- A. Kahoul, M. Nekkab, and B. Deghfel**, X-ray Spectrom. **37**, issue5, 536(2008).
Semi-empirical and empirical formulas for calculation of K-shell ionization cross sections by proton impact : a comparison.
- 3- A. Kahoul, M. Nekkab, and B. Deghfel**, Nucl. Instr. and Meth. In Physics Research B 26, issue 23 4969 (2008).
Empirical K-shell ionization cross sections of elements from ${}^4\text{Be}$ to ${}_{92}\text{U}$ by proton impact.

COMMUNICATIONS**A-Internationales:**

- 1- B. Deghfel, A. Kahoul and M. Nekkab**
SEMI-EMPIRICAL AND EMPIRICAL M X-RAY PRODUCTION CROSS SECTIONS FOR HEAVY ELEMENTS BY PROTON IMPACT
Communication at the «International Conference on Many Particle Spectroscopy of Atoms, Molecules, Clusters and Surfaces », Paris-France, 30 June-2 July 2008.
- 2- A. Kahoul, B. Deghfel and M. Nekkab**
SEMI-EMPIRICAL AND EMPIRICAL K-SHELL IONISATION CROSS SECTIONS OF ELEMENTS FROM ${}_{21}\text{Se}$ TO ${}_{30}\text{Zn}$ PROTONS IMPACT.
Communication at the «International Conference on Many Particle Spectroscopy of Atoms, Molecules, Clusters and Surfaces », Paris-France, 30 Juin-2 Juillet 2008.
- 3- S. Bounab, B. Deghfel, A. Kahoul and M. Nekkab**
L SUBSHELL IONISATION CROSS SECTIONS FOR ELEMENTS WITH $50 \leq Z \leq 80$ FOR PROTONS OF 0.5 TO 3.0 MeV WITHIN THE ECPSSR-UA THEORY.
Communication at the «International Conference on Many Particle Spectroscopy of Atoms, Molecules, Clusters and Surfaces », Paris-France, 30 Juin-2 Juillet 2008.
- 4- B. Deghfel, M. Nekkab and A. Kahoul**
M-SHELL IONISATION CROSS SECTIONS FOR SELECTED ELEMENTS BY PROTONS WITHIN THE ECPSSR THEORY.
Communication at the «6th International Conference on Nuclear and Particle Physics », Luxor-Egypte, 17 -21 November 2007.
- 5- A. Kahoul, M. Nekkab and B. Deghfel**
EMPIRICAL K -SHELL IONISATION CROSS SECTIONS OF ELEMENTS FROM ${}^4\text{Be}$ TO ${}_{92}\text{U}$ FOR PROTON IMPACT.
Communication at the «6th International Conference on Nuclear and Particle Physics », Luxor-Egypte, 17 -21 November 2007.

B-Nationales:

- B. Deghfel, A. Kahoul and M. Nekkab**
Présentée devant le « 7^{ème} Congrès National de la physique et de ses applications », Bechar-Algérie, 18-21 Décembre 2006.

Abstract

We present in the first part of this work our theoretical values of M -shell X-ray production cross sections calculated in the framework of the *ECPSSR* model, using a FORTRAN-language program. Our results in selected heavy elements by proton impact are compared with the values of other sources. Although these successive improvements incorporated in the theory, yet a some discrepancies were continuing to appear between the experiment and the predictions of such theory. So, the semi-empirical cross sections are then deduced by fitting the available experimental data normalized to their corresponding theoretical values, whereas direct fitting from the experimental data has been used to calculate the empirical cross sections. On the other hand, we attempt, in the second part of this work, to deduce a semi-empirical and an empirical cross sections by fitting the available data for each element separately.

Résumé

Nous présentons dans la première partie de ce travail nos valeurs théoriques des sections efficaces de production des rayons X de la couche M calculées dans le cadre du modèle *ECPSSR*, en utilisant un programme en FORTRAN. Nos résultats pour des éléments lourds bombardés par des protons sont comparés avec les valeurs des autres sources. Bien que des améliorations successives aient été incorporées dans la théorie, quelques écarts continuent d'apparaître entre les données expérimentales et les prévisions théoriques. Donc, les sections efficaces semi-empiriques sont alors déduites en ajustant les données expérimentales disponibles normalisées à leurs valeurs théoriques correspondantes, tandis que l'ajustement direct des données expérimentales a été utilisé pour calculer les sections efficaces empiriques. D'autre part, nous avons essayé, dans la deuxième partie de ce travail, de déduire les sections efficaces semi-empiriques et empiriques en ajustant les données disponibles pour chaque élément séparément.

ملخص

عرضنا في الجزء الأول من هذه الأطروحة المقاطع المستعرضة للأشعة السينية للطبقة M محسوبة باستعمال برنامج آلي بلغة الفورتران يعتمد على النموذج *ECPSSR*. تم مقارنة نتائجنا بالنسبة لبعض العناصر الثقيلة مقدوفة بالبروتونات مع نتائج مصادر أخرى. على الرغم من التحسينات المدرجة في النموذج، فإن بعض التعارض يبقى قائم بين النتائج التجريبية و التوقعات النظرية. لذلك فإن المقاطع المستعرضة نصف التجريبية تم استنتاجها من القيم المحسوبة نظريا و القيم المقاسة تجريبيا، في حين فإن محاكاة النتائج التجريبية تم استعمالها لحساب المقاطع المستعرضة التجريبية. من جهة أخرى حاولنا، في الجزء الثاني من الأطروحة، حساب المقاطع المستعرضة نصف التجريبية و التجريبية بمحاكاة النتائج المتوفرة لكل عنصر على حدى.