

Diplôme d'ingénieur Télécom Physique Strasbourg

Mémoire de stage de 3^{ème} année

**Préparation de mesures expérimentales pour l'étude
de la nucléosynthèse par processus p**

« Preparation of experimental measurements for the study of p process nucleosynthesis »



Résumé / Abstract

Préparation de mesures expérimentales pour l'étude de la nucléosynthèse par processus p

La formation des éléments constitutifs de la matière observable de l'Univers peut s'expliquer par différents processus astrophysiques. L'observation d'une quarantaine de noyaux stables riches en protons (appelés « noyaux p ») implique l'existence d'un processus de nucléosynthèse nommé « processus p » au sein d'évènements stellaires explosifs comme les supernovæ. Afin de retracer l'origine de ces noyaux p, des connaissances précises sur les réactions qui les produisent doivent être employées. D'importants progrès sont à réaliser dans la mesure des sections efficaces de capture de particules chargées (protons, alphas) dans des conditions astrophysiques.

Une campagne de mesure inédite est prévue à partir de 2020 avec le nouvel accélérateur NFS-SPIRAL2 du GANIL, ce dernier pouvant produire des faisceaux de protons et d'alphas de haute intensité. Dans une réaction de capture, le noyau formé se désexcite par émission de gammas qu'il faut détecter afin de déterminer la section efficace. Pour s'assurer de la fiabilité des mesures, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance des cascades de désexcitation gamma émises, et de la réponse du système de détection.

Dans le cadre de ce stage, j'ai été amené à préparer la campagne de mesures que le groupe Matière Nucléaire de l'IPNL projette de mener en collaboration avec le groupe d'astrophysique nucléaire du GANIL. Pour cela, il m'a d'abord fallu étudier les différentes réactions dites "candidates" dont la mesure est envisagée en priorité. Cette étude a débuté par la détermination des caractéristiques de ces réactions, suivie par une utilisation du code de réactions TALYS visant à comparer les prédictions théoriques afin d'identifier les mesures les plus pertinentes pour contraindre les modèles. J'ai aussi réalisé une première simulation d'une cascade de désexcitation gamma en utilisant les outils ROOT et GEANT4.

Ces 20 semaines m'ont beaucoup apporté, j'ai notamment pu approfondir ma maîtrise de l'outil ROOT, mes capacités d'acquisition, de traitement et d'analyse de données, ainsi que mon autonomie.

Preparation of experimental measurements for the study of p process nucleosynthesis

The abundance of the different atomic nuclei observed within the Universe can be explained by different astrophysical process. The observation of 40 stable proton-rich nuclei (the "p-nuclei") implies the existence of a nucleosynthesis process called "p process" within stellar events like supernovae. To trace the origin of p-nuclei, accurate knowledge of the reactions production is required. Significant progress must be made in measuring charged particle (protons, alphas) capture cross sections under astrophysical conditions.

An unprecedented measurement campaign is planned from 2020 with the new GANIL NFS-SPIRAL2 accelerator, which can produce high intensity beams of protons and alphas. In a capture reaction, the formed nucleus is de-excited by gamma emission which must be detected in order to determine the cross section. To ensure the reliability of measurements, it is necessary to have a good knowledge of the emitted gamma de-excitation cascades, and of the response of the detection system.

During this internship, my work revolved around the preparation of the measurement campaign that the IPNL group plans to lead in collaboration with the GANIL nuclear astrophysics group. For this, I first had to study the various reactions whose measure is considered in priority. This study began by determining the characteristics of these reactions, then I used the code TALYS to compare theoretical predictions to identify the most appropriate measures to constrain the theoretical models. I also realized a first GEANT4 simulation of the deexcitation cascade of an excited nucleus.

These 20 weeks have brought me a lot, I have been able to improve my efficiency with the ROOT framework, my acquisition, processing and data analysis capabilities, as well as my autonomy.

Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué au succès de mon stage et qui m'ont aidé lors de la rédaction de ce rapport.

Tout d'abord, j'adresse mes remerciements à mon responsable de Master, **M. Jérôme Baudot de l'Université de Strasbourg** qui m'a beaucoup aidé dans ma recherche de stage, notamment en m'aidant à cibler mes candidatures.

Je tiens à remercier vivement mes deux maîtres de stage, **Mme Camille Ducoin et M. Olivier Sté-zowski de l'IPNL**, tout d'abord pour m'avoir permis d'effectuer ce stage au sein du groupe Matière Nucléaire, mais aussi pour m'avoir accordé leur confiance et mon autonomie sur mon travail, tout en m'aidant quand il le fallait à rester sur la bonne voie grâce à leurs conseils et leurs explications. J'espère de tout cœur avoir la possibilité de travailler de nouveau avec eux dans le cadre d'une thèse.

Je remercie également tous les membres du groupe Matière Nucléaire de l'IPNL pour leur accueil, je me suis très rapidement senti à ma place parmi eux. Je voudrais aussi remercier plus particulièrement **Mme Nadine Redon** pour m'avoir aidé avec l'administration du CNRS, ce qui m'a permis de me consacrer entièrement à mon stage.

Enfin, je tiens à remercier mes amis du Poual (à l'exception de Clément), ma famille, ainsi que Camille et Olivier (encore eux !) qui m'ont conseillé et relu lors de la rédaction de ce rapport de stage.

Sommaire/Table des Matières

Table des Figures/Formules	p. iv
1. Structure de l'organisme d'accueil	
1.1 Le CNRS	p. 1-2
1.2 L'IPNL	p. 3-4
1.3 Le groupe Matière Nucléaire	p. 5
2. Introduction	
2.1 Les processus de nucléosynthèse	p. 6-7
2.2 Processus p et capture radiative	p. 8-9
2.3 La plateforme NFS-SPIRAL2	p. 9
2.4 Objectifs du stage	p. 10
3. Caractéristiques des réactions de capture radiative	
3.1 Les réactions candidates	p. 11
3.2 Fenêtre de Gamow et énergies de faisceau	p. 12-13
3.3 Chaleur de réaction et énergie d'excitation	p. 14
3.4 Seuil d'émission de neutrons	p. 15
3.5 Bilan provisoire sur les réactions étudiées	p. 16-17
4. Étude des sections efficaces théoriques avec TALYS	
4.1 Présentation de TALYS	p. 18
4.2 Section efficace binaire et production résiduelle	p. 19-20
4.3 Modèle statistique d'Hauser-Feschbach	p. 21
4.4 Modèles optiques alpha	p. 22-23
4.5 Bilan provisoire sur le choix de la réaction	p. 24
5. Cascades de désexcitation	
5.1 Densité de niveaux d'énergie et désexcitation gamma	p. 25-26
5.2 Densité de niveaux des états discrets	p. 27-30
5.3 Densité de niveaux du continuum	p. 31-33
5.4 Modélisation d'une cascade de désexcitation gamma	p. 34-35
5.5 Obtention du spectre d'émission sur SToGS	p. 36-37
5.6 Pistes d'amélioration de la modélisation	p. 38-39
Conclusion	p. 40
Bibliographie	p. 41

Annexes

Annexe 1: Lexique	p. I
Annexe 2: Caractéristiques des réactions de priorité 1	p. II à III
Annexe 3: Structure d'un fichier d'entrée de TALYS	p. IV
Annexe 4: Structure d'un fichier de sortie de TALYS	p. V à VII
Annexe 5: Section efficace binaire et production résiduelle des réactions de priorité 1	p. VIII à XIII
Annexe 6: Section efficace de capture des réactions de priorité 1	p. XIV à XIX

Remarque: Afin de rendre accessible au plus grand nombre ce rapport de stage, de nombreux termes physiques sont définis dans le lexique. Ces termes sont suivis d'une * la première fois qu'il sont mentionnés dans ce rapport.

Table des Figures/Formules

(Fig. 1.2.a) Organigramme de l'IPNL.....	p. 3
(Fig. 2.1.a) Carte des noyaux p	p. 6
(Fig. 2.1.b) Contribution du processus p à l'abondance des noyaux stellaires.....	p.7
(Fig. 2.2.a) Schéma d'une réaction de photodésintégration.....	p. 9
(Fig. 3.2.a) Le pic de Gamow.....	p. 12
(Fig. 3.4.a) Les réactions (α,γ) et (α,n)	p. 15
(Fig. 3.5.a) Fenêtre de Gamow de chaque réaction de priorité 1.....	p. 17
(Fig. 3.5.b) Énergie des noyaux formés et seuil d'émission de neutrons.....	p. 17
(Fig. 4.2.a) Sections efficaces binaires et section efficace de production.....	p. 20
(Fig. 4.4.a) Section efficace sous deux alpha-OMPs différents.....	p. 23
(Fig. 4.4.b) Incertitude théorique sur les sections efficaces.....	p. 23
(Fig. 5.1.a) Représentation simplifiée d'un schéma de niveaux.....	p. 25
(Fig. 5.1.b) Spectre schématique des gammas détectés.....	p. 26
(Fig. 5.2.a) Extrait du schéma de niveau du ^{148}Gd fourni par l'ENSDF.....	p. 27
(Fig. 5.2.b) Densité de niveaux du ^{148}Gd	p. 28
(Fig. 5.2.c) Niveaux d'énergie du ^{148}Gd en fonction de l'énergie et du spin.....	p. 28
(Fig. 5.2.d) Comparaison des densités de niveaux discrètes du ^{148}Gd selon TALYS et ENSDF.....	p.29
(Fig. 5.3.a) Densité de niveaux continue du noyau ^{148}Gd en fonction de l'énergie corrigée.....	p. 33
(Fig. 5.4.a) Probabilité d'émission d'un photon pour le noyau ^{148}Gd à une énergie initiale corrigée de 8.145 MeV.....	p. 34
(Fig. 5.4.b) Simulation d'une cascade de désexcitation gamma pour un noyau de ^{148}Gd	p. 35
(Fig. 5.5.a) Spectre d'émission du ^{148}Gd obtenu sur SToGS.....	p. 36
(Tab. 3.1.a) Les réactions candidates étudiées.....	p. 11
(Form. 3.2.a) Centre de la fenêtre de Gamow.....	p. 12
(Form. 3.2.b) Largeur de la fenêtre de Gamow.....	p. 12
(Form. 3.2.c) L'énergie dans le système de laboratoire.....	p.13
(Form. 3.3.a) La chaleur de réaction.....	p. 14
(Form. 3.3.b) Énergie du noyau composé	p. 14
(Form. 5.3.a) Probabilité de décroissance dans un continuum d'énergie	p. 31
(Form. 5.3.b) Densité de niveaux du continuum selon le modèle du gaz de Fermi	p. 31
(Form. 5.3.c) Énergie d'excitation corrigée selon l'appariement du noyau.....	p. 31
(Form. 5.3.d) Paramètre de densité de niveau en fonction de U	p. 32
(Form. 5.3.e) Paramètre de coupure du Spin en fonction de U	p. 32
(Form. 5.3.f) Valeurs approximatives de a et σ^2 à basse énergie dans le cadre du BFM	p. 32
(Form. 5.3.g) Densité de niveau du continuum corrigée selon le BFM.....	p. 33

1. Structure de l'organisme d'accueil

1.1 Le CNRS

Le CNRS* est la plus grande institution française de recherche scientifique [1]. Il s'agit d'un EPST* fondé le 19 octobre 1939. Le président directeur général actuel est M. Antoine Petit.

Domaines de recherche

La plupart des laboratoires français étant rattachés au CNRS, les domaines de recherches traités par celui-ci sont extrêmement vastes. Ces domaines sont répartis dans 10 instituts :

- Les sciences biologiques (INSB);
- La chimie (INC);
- L'écologie et environnement (INEE);
- Les sciences humaines et sociales (INSHS);
- Les sciences de l'information et de leurs interactions (INS2I);
- Les sciences de l'ingénierie et des systèmes (INSIS);
- Les sciences mathématiques et de leurs interactions (INSMI);
- La physique (INP);
- La physique nucléaire et des particules (IN2P3);
- Les sciences de l'univers (INSU).

Objectifs

Cette pluralité se retrouve dans le rôle confié au CNRS par l'État, qui est d' « Identifier, effectuer ou faire effectuer, seul ou avec ses partenaires, toutes les recherches présentant un intérêt pour la science ainsi que pour le progrès technologique, social et culturel du pays. »

Concrètement, cet objectif se décline en cinq axes :

- 1—*Faire de la recherche scientifique*, orientée vers le bien commun tournée vers le long terme.
- 2—*Valoriser les résultats*, faire bénéficier la société des avancées accomplies par le biais de transferts et de valorisations avec des partenaires industriels.
- 3—*Partager les connaissances*, en donnant accès aux travaux et aux données de la recherche, qui sont considérés comme appartenant au patrimoine commun.
- 4—*Former par la recherche*, en accueillant de futurs chercheurs, doctorants et post-doctorants.
- 5—*Contribuer à la politique scientifique*, en collaborant avec les autres organismes d'étude français, notamment les grands sites universitaires.

Structure du CNRS

D'un point de vue décisionnel, le CNRS est dirigé par le directoire, dont le président directeur général, issu de la communauté scientifique est nommé en Conseil des ministres.

Le directoire est assisté du comité de direction, qui réunit les responsables des dix instituts du CNRS.

L'organisation scientifique est gérée par la Direction Générale Déléguée à la Science (DGDS), qui coordonne les actions des dix instituts, et organise les partenariats à moyenne et grande échelle (régionale, nationale, internationale). Les dix instituts s'occupent de gérer les activités et les projets des laboratoires qui leur sont rattachés.

Pour l'organisation administrative, le conseil d'administration s'occupe de fixer les orientations de la politique du CNRS en fonction des besoins de l'ensemble de la nation. Cette politique est conduite par la direction générale déléguée aux ressources (DGDR). La DGDR se charge également du développement des RH et du soutien à la recherche.

Du point de vue des laboratoires, le CNRS possède dix-huit délégations (une par région) qui gèrent et accompagnent à l'échelle locale les différents centres de recherche. Elles s'occupent également d'établir le lien entre le CNRS et les partenaires académiques (écoles d'ingénieurs, université, etc...).

Enfin, la Direction Générale Déléguée à l'Innovation (DGDI) coordonne la politique de valorisation du CNRS, les relations avec les entreprises et les partenariats.

Moyens humains et matériels

Le CNRS compte près de 97 500 employés. Parmi eux, on compte près de 32 000 personnes au service de la recherche, dont 11 000 chercheurs titulaires et 13 500 ingénieurs et techniciens. Ces derniers sont répartis dans plus de 1100 laboratoires de recherche en France, ainsi qu'à l'étranger.

D'un point de vue matériel, le CNRS bénéficie d'un budget de 3,4 milliards d'euros. Sur ces ressources, 77% sont issues des subventions d'État, et 23% sont des ressources propres. Ces ressources propres se composent de contrat de recherche, d'appels à projets, et de prestations de service.

Sur ces 3,4 milliards d'euros, 86,5% sont dédiés aux laboratoires. 2,36 milliards sont dédiés à la masse salariale, et 907 millions au fonctionnement, à l'équipement et aux différents investissements.

1.2 L'IPNL

Fondé en 1961, l'IPNL* est un laboratoire situé à Villeurbanne (banlieue de Lyon), sur le campus de La Doua [2]. Il s'agit d'une Unité Mixte de Recherche (UMR) de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3), du CNRS, et de l'Université Claude Bernard Lyon 1.

Domaines de recherche

Le laboratoire est impliqué dans la plupart des domaines de la physique subatomique : physique des particules, physique du modèle standard et au-delà du modèle standard, plasma quark-gluons, astroparticules et cosmologie, structures nucléaires ainsi que la physique interdisciplinaire liée à la santé et aux applications énergétiques. De plus, l'IPNL possède un groupe théorique menant des recherches dans chacun de ces domaines.

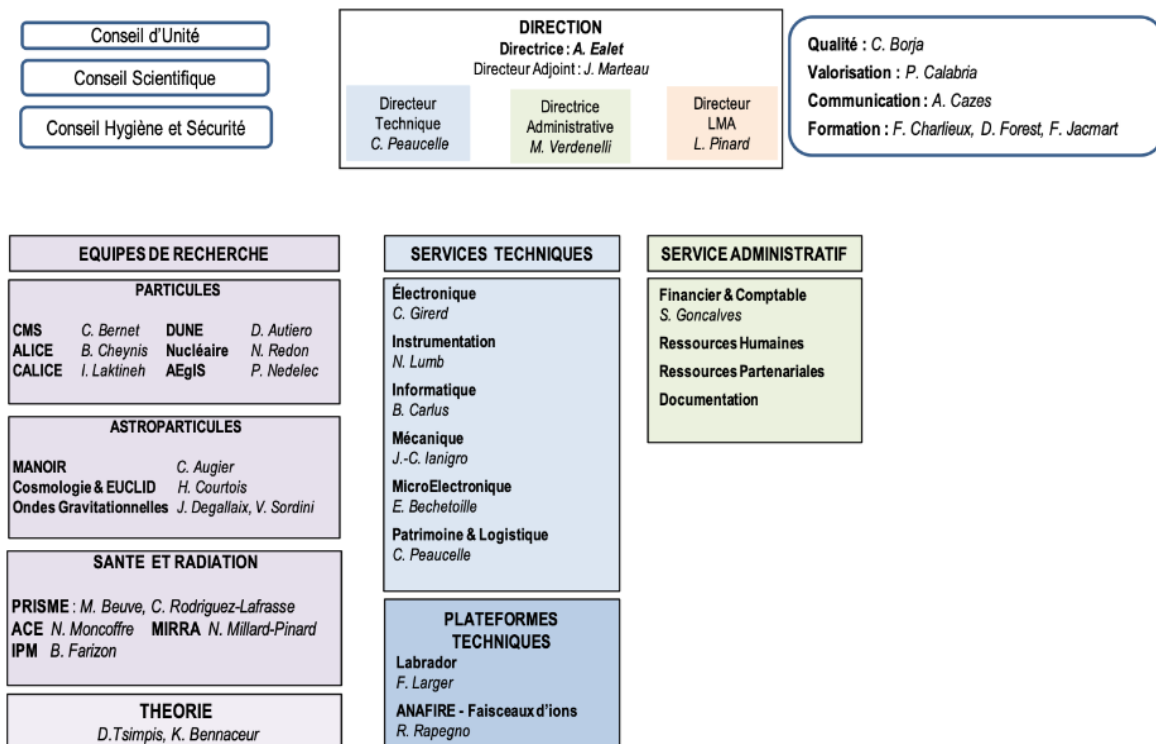
Le "Palmarès"

L'IPNL est impliqué dans de nombreuses collaborations internationales et installations scientifiques telles que le grand collisionneur de hadrons du CERN, le télescope spatial EUCLID de l'Agence Spatiale Européenne, le GANIL* ou encore le détecteur géant d'ondes gravitationnelles VIRGO en Italie.

Récemment, les équipes de l'IPNL ont ainsi participé à la découverte du boson de Higgs au CERN, à celle des ondes gravitationnelles à VIRGO, à l'oscillation des neutrinos à OPERA, au plasma quark-gluon à ALICE, ainsi qu'à la découverte du superamas de galaxies Laniakea.

Structure de l'IPNL

(Fig. 1.2.a) Organigramme de l'IPNL UMR 5822



Il est à noter qu'une fusion entre l'IPNL et le Laboratoire des Matériaux avancés (LMA) pour devenir l'Institut de Physique des Deux Infinis (IP2I) est prévue. Une refonte de l'organigramme aura lieu pendant l'été 2019.

Moyens humains et matériels

L'IPNL compte actuellement 247 employés. Parmi eux, on compte 75 chercheurs et enseignants-chercheurs, 91 Ingénieurs Techniciens Administratifs, 43 doctorants, 31 postes temporaires (CDD, post-doctorats) et 8 professeurs émérites.

D'un point de vue matériel, le budget annuel de l'IPNL est d'environ 2,4 millions d'euros, en 2019 il s'élève à 2,839 millions d'euros. Sur cette somme, 1,608 millions vient du CNRS/IN2P3, 817 000€ proviennent des ressources propres, et 414 000€ de la subvention LabEx (accordée aux « laboratoires d'excellence »).

Addendum : depuis le premier juillet 2019, l'IPNL a fusionné avec le LMA pour devenir l'IP2I. Ce rapport ayant été entièrement rédigé avant cette date (à l'exception du **paragraphe 5**) dans le cadre du rapport de stage de Master 2, le terme IPNL a été conservé dans le rapport (à l'exception de la première de couverture).

1.3 Le groupe Matière Nucléaire

Le groupe Matière Nucléaire (aussi appelé simplement « Nucléaire ») est le troisième groupe de recherche de l'équipe « Particule » de l'IPNL [3]. Il est dirigé par Mme Nadine Redon.

Domaines de recherche

Le groupe se focalise principalement sur l'étude des structures nucléaires par le biais de la spectroscopie gamma* d'états excités exotiques issus de réactions nucléaires.

Parmi les différents phénomènes étudiés, la déformation de noyau est l'un des sujets phare, étudié sur différents noyaux atomiques. Le groupe réalise ses expériences en collaboration avec d'autres laboratoires comme le GANIL.

Le groupe Matière Nucléaire souhaite s'ouvrir à la thématique de l'astrophysique nucléaire en profitant de la phase 1 du projet NFS-SPIRAL2 (**paragraphe 2**).

Le "Palmarès"

Le groupe Matière Nucléaire est impliqué dans de nombreux programmes de R&D où il fait valoir son expertise dans tous les domaines du traitement de données, des premières simulations aux dernières analyses.

Lors des 5 dernières années, le groupe Matière Nucléaire a contribué à 46 articles revus par des pairs, à une dizaine d'actes de conférences et 38 présentations ont été réalisées dans des conférences et des workshops.

Le groupe participe à de nombreux projets internationaux utilisant des systèmes de détection gamma développés au sein de grandes collaborations européennes. On citera principalement :

- Le détecteur AGATA, un spectroscope gamma à haute résolution, développé au sein d'une collaboration regroupant 40 instituts dans 12 pays différents. Le groupe joue un rôle très fort dans la collaboration, puisque deux de ses membres sont les chefs d'équipe des sections « Analyse et suivi des données » et « Distribution et retraitement des données ».
- Le détecteur PARIS, pour lequel le groupe a développé le package de simulation SToGS.
- L'accélérateur SPIRAL2 du GANIL. Le groupe ayant participé au design du système d'arrêt du faisceau pour les rayons de forte intensité, ainsi qu'aux lignes à basse énergie.
- L'étude des déformations triaxiales dans les isotopes du ruthénium riches en neutrons.
- L'étude des déformations octupolaires et les changements de forme des isotopes du thorium.
- Les effets de couche dans la région du nickel 78.

Moyens humains

Le groupe compte actuellement 6 membres permanents.

Depuis 2014, 4 post-doctorats ont été recrutés dans le groupe. Deux doctorants ont soutenu leur thèse en 2016 et en 2017 et plusieurs stages ont été supervisés (8 de M2, 2 de M1 et 5 de L3).

Des réunions de groupe sont organisées tous les mois pour discuter de l'état d'avancement des différentes activités, ainsi que des réunions hebdomadaires sur chacun des projets en cours.

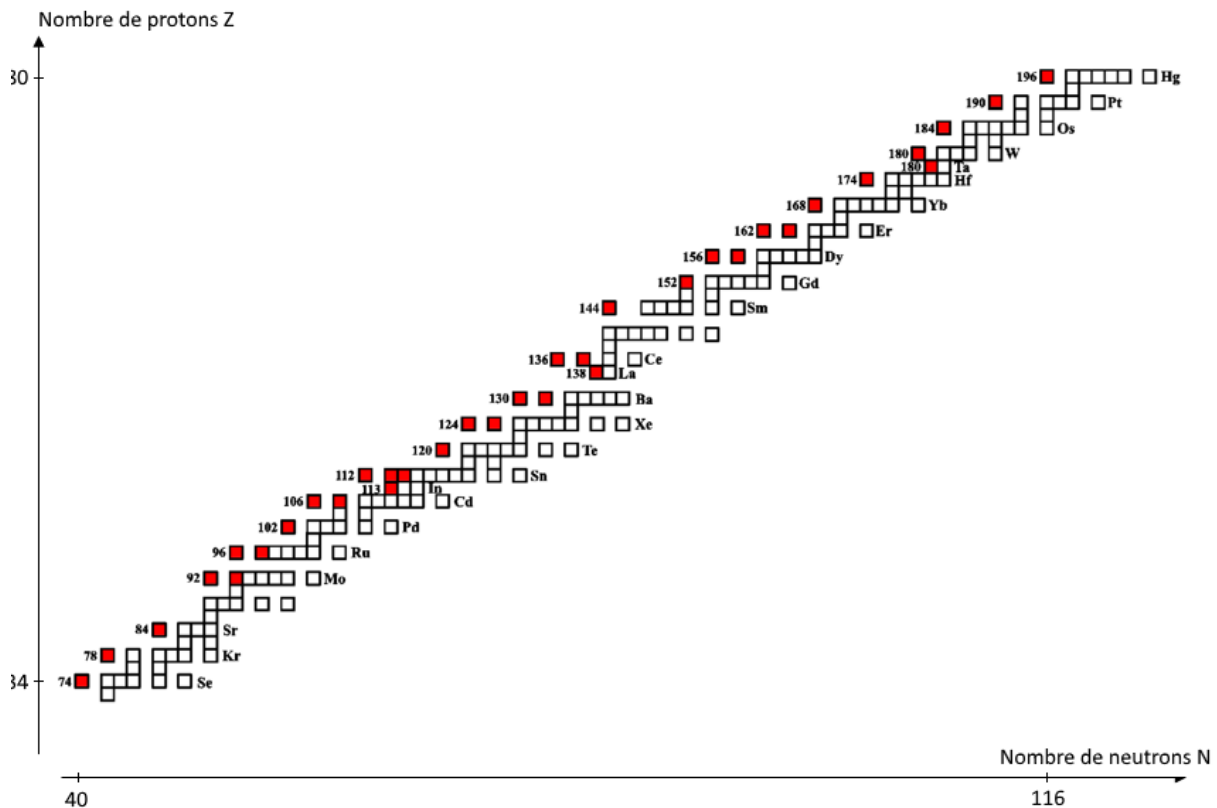
2. Introduction

2.1 Les processus de nucléosynthèse

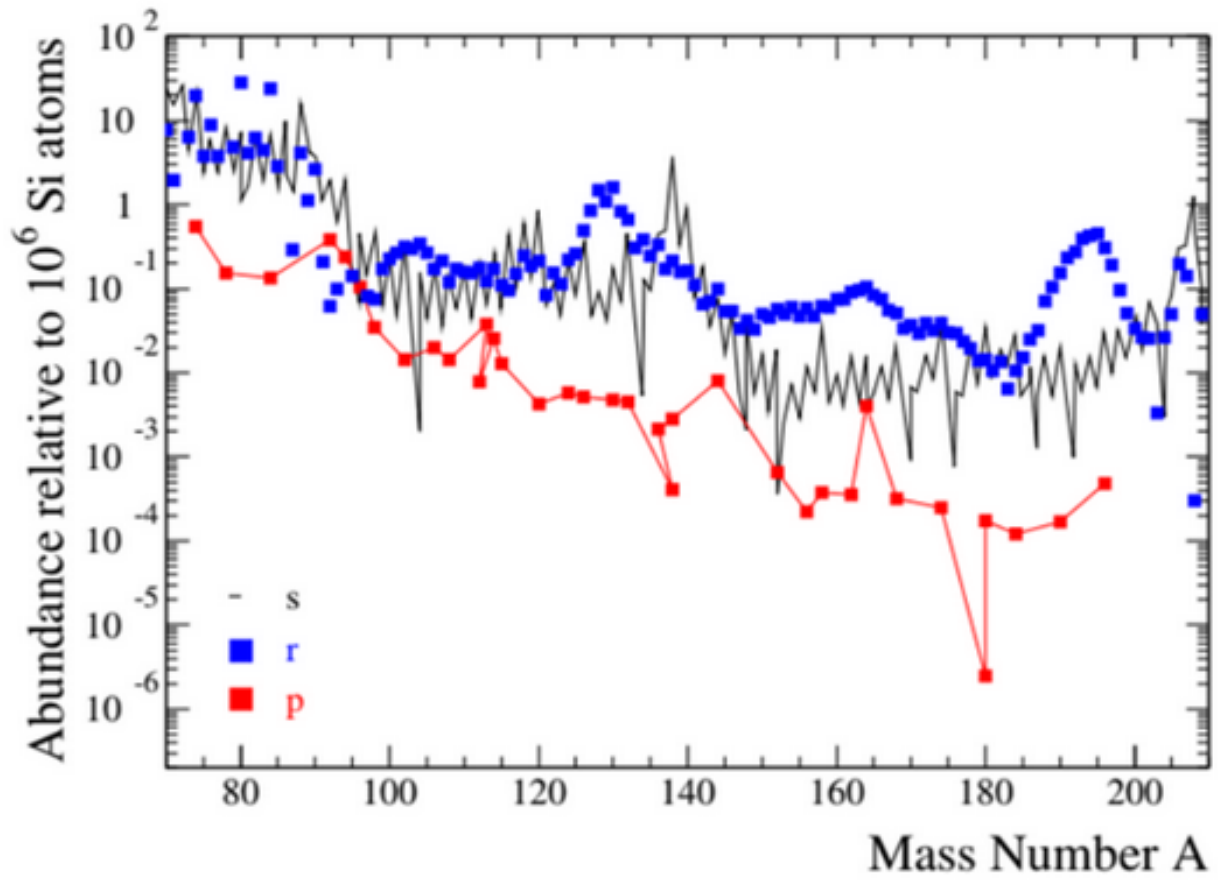
Être capable d'expliquer la formation et l'abondance* des noyaux atomiques est un champ important de l'astrophysique nucléaire [4]. A chaque noyau atomique existant, on essaie d'associer un (ou plusieurs) processus de nucléosynthèse* en comparant son abondance théorique avec son abondance observée dans l'Univers (plus particulièrement le système solaire). Ainsi, la nucléosynthèse primordiale qui a eu lieu quelques minutes après le Big Bang a abouti à la production d'éléments légers, principalement H et 4He et quelques autres en plus faible proportion (${}^2H, {}^3He, {}^7Li, {}^6Li$). On peut aussi noter la nucléosynthèse stellaire stable qui produit par fusions successives les éléments jusqu'au fer ($Z = 26$).

Au-delà du fer, la formation des noyaux est principalement expliquée par les processus dits « r et s » (*rapid* et *slow*). Ces derniers produisent des noyaux riches en neutrons par le biais de captures neutroniques et de désintégrations β^- * successives.

Toutefois, les processus r et s ne sont pas capable d'expliquer la formation et l'abondance de 35 noyaux stables riches en protons. Ces noyaux, compris entre ${}^{74}Se$ et ${}^{196}Hg$, sont nommés « noyaux p ». Ces derniers, ainsi que leurs abondances sont représentées en **Figure 2.1.a et 2.1.b**.



(Fig. 2.1.a) Carte partielle des noyaux, chaque case représente un noyau stable, les noyaux p sont représentés en rouge



(Fig. 2.1.b) Contribution du processus p à l'abondance des noyaux stellaires (F.Kappeler et al.)

2.2 Processus p et capture radiative

Notations:

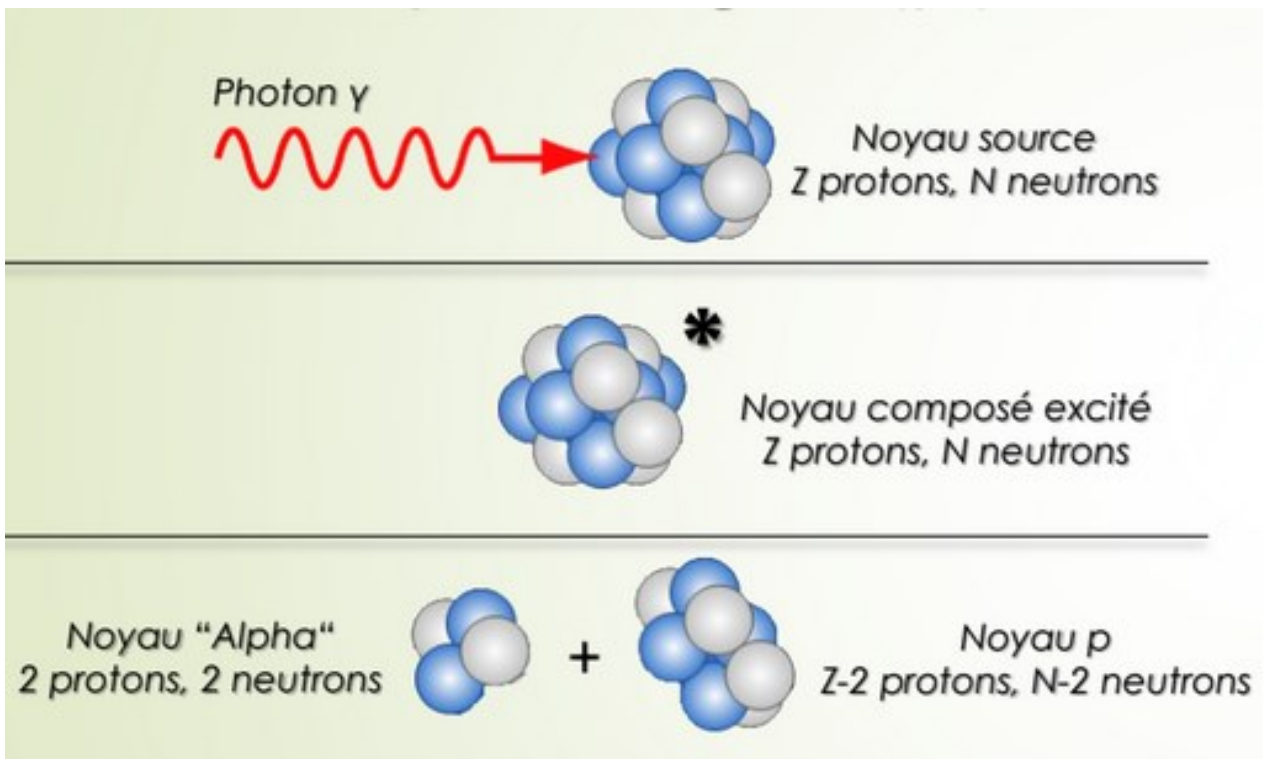
γ : les photons gamma* ; n: les neutrons* ; p: les protons* ; α : une particule alpha* ;

La formation de ces noyaux p est expliquée par un processus nommé « processus p ». Derrière cette appellation se cache un vaste réseau de plus de 20 000 réactions de photodésintégration* (γ, n) puis (γ, p) et (γ, α) impliquant plus de 2000 noyaux. A l'issue de ces réactions, les noyaux instables riches en proton subissent des désintégrations β^+ * jusqu'à atteindre la vallée de stabilité*.

Le processus p comporte énormément de contraintes physique. Tout d'abord, pour que les abondances observées des noyaux p soient explicables par le processus p, ces dernières doivent se produire à des températures excédant $1,5 \times 10^9$ K pour avoir suffisamment de photodésintégration dans l'échelle de temps stellaire voulue. La température ne doit pas non plus excéder $3,5 \times 10^9$ K, auquel cas l'érosion photonique serait trop forte et produirait majoritairement du fer. A ces contraintes de température viennent s'ajouter celles de la composition du milieu. En effet, le milieu doit posséder suffisamment de « noyaux souches » permettant d'initier le processus. Ces derniers sont principalement issus des processus r et s.

L'un des évènements stellaires remplissant toutes ces conditions et apportant probablement la contribution la plus importante à la production des noyaux p serait les supernovæ* de type II: lorsqu'une étoile est suffisamment massive, les réactions de combustion nucléaire en son cœur se poursuivent jusqu'à former des noyaux de fer. Un maximum d'énergie de liaison entre le noyau et ses nucléons est alors atteint. Ces réactions de fusion cessent de libérer de l'énergie et le cœur de l'étoile subit un effondrement gravitationnel. L'onde de choc qui en résulte traverse les couches externes de l'étoile, où elle cause un rapide accroissement de la température et de la densité. Les conditions favorables pour le processus p sont remplies dans les couches O/Ne: l'intense flux de photons associé induit une gamme de photodésintégrations permettant le "décalage" des noyaux présents vers le côté riche en protons de la vallée de stabilité par des réactions (γ, n), suivies d'autres réactions de photodésintégrations et de captures: (γ, p), (γ, α), et (n, γ). On nomme cet ensemble de réactions le "processus gamma" (**Fig. 2.2.a**).

Néanmoins, la modélisation du processus p est encore incertaine, notamment à cause du grand nombre de réactions et du peu de données expérimentales associées. Un grand nombre de réactions entrant en compte dans le processus p sont inaccessibles expérimentalement à cause des noyaux trop exotiques mis en jeu, ainsi que des trop faibles sections efficaces* de production, les réactions nucléaires astrophysiques ayant lieu à de faibles énergie (bien en deçà de la barrière coulombienne).



(Fig. 2.2.a) Schéma d'une réaction de photodésintégration (γ, α)

2.3 La plateforme NFS-SPIRAL2

Afin d'améliorer les modèles du processus p , des études de sensibilité ont été réalisées pour identifier les réactions a priori les plus influentes sur les abondances de noyaux p [5]. Parmi elles se trouvent essentiellement des réactions de photodésintégration (γ, p) et (γ, α). Ces réactions peuvent être étudiées par le biais de leurs réactions inverses dites de capture radiative* (p, γ) et (α, γ), qui sont l'objectif du projet de campagne expérimental de la collaboration IPNL/GANIL [6].

Le grand projet SPIRAL 2 a pour objectif de fournir des faisceaux de noyaux exotiques (isotopes instables à faible durée de vie) de haute intensité. L'une des étapes de ce projet a récemment été réalisée, il s'agit de la mise en place d'un accélérateur linéaire fournissant des faisceaux de protons et alphas très intenses, associé au dispositif NFS [7]. Il s'agit d'une opportunité inédite pour l'étude des réactions de capture d'intérêt pour le processus p , qui permettrait d'accéder à de très faibles sections efficaces jusqu'ici inaccessibles.

2.4 Objectifs du stage

L'application des méthodes connues soulève plusieurs défis pour la mesure de sections efficaces très faibles obtenues avec des faisceaux très intenses. Les réactions étudiées étant des captures radiatives, les méthodes envisagées font appel à la spectroscopie gamma*, un domaine dans lequel le groupe Matière Nucléaire de l'IPNL a des compétences reconnues dans de grandes collaborations constituées autour du développement de multi-détecteurs de nouvelle génération (AGATA, PARIS). Le projet s'intéresse en particulier aux mesures sous faisceau ("in-beam") nécessaires quand le noyau produit est stable, tandis que la méthode par activation couramment employée n'est possible que si le noyau produit est radioactif.

Actuellement, les techniques de détection in-beam envisagées sont le "gamma summing", nécessitant un calorimètre gamma [8] et la mesure de distributions angulaires qui exige un spectromètre gamma de haute résolution [9]. Dans les deux cas, la réalisation d'une mesure fiable nécessite une bonne connaissance des cascades de désexcitation gamma émises par le noyau formé.

De plus, si l'étude de différentes réactions de capture radiative est envisagée par la collaboration (3.1), aucune n'a encore été définitivement choisie.

C'est dans ce contexte de préparation de la campagne expérimentale qu'a débuté mon stage dans le groupe Matière Nucléaire de l'IPNL. Mes objectifs étaient les suivants:

- Maîtriser les principales caractéristiques des réactions candidates;
- Trouver les réactions dont la mesure permettrait de mieux contraindre les modèles théoriques;
- Progresser le plus possible dans la modélisation des cascades de rayonnement gamma.

La partie 3 de ce rapport présentera mon travail de caractérisation des réactions candidates. La partie 4 développera les travaux de comparaison des modèles théoriques utilisés par le code de calcul de réactions nucléaires TALYS. La partie 5 quant à elle, présentera les travaux effectués sur la densité de niveaux* d'énergie et la simulation des cascades de désexcitation gamma.

Remarque:

Mon stage n'étant pas focalisé sur les méthodes de détection envisagées par le groupe Matière Nucléaire, j'invite ceux qui souhaiteraient en savoir plus à consulter les rapports de stage de mes prédécesseurs [21,22], ces derniers ayant travaillé sur la détection gamma ainsi que la géométrie des détecteurs pour un dispositif de "γ-summing".

3. Caractéristiques des réactions de capture radiative

3.1 Les réactions candidates

Afin de choisir les meilleurs noyaux pour étudier les réactions (α,γ), le groupe Matière Nucléaire a défini une liste des réactions possibles classées par leur ordre de priorité. Le classement s'est fait selon différents paramètres, comme l'existence de données expérimentales ou l'influence sur les calculs de nucléosynthèse et les incertitudes théoriques. Il est aussi important de considérer la faisabilité expérimentale: le noyau est-il radioactif ? La cible risque-t-elle de fondre avec l'intensité du faisceau ? Le noyau est-il assez abondant pour fabriquer une cible ?

Lors de ce stage, j'ai travaillé sur un total de 11 réactions (**Tab. 3.1.a**). Tout d'abord, les 9 réactions établies par le groupe comme ayant la plus haute priorité. A ces 9 réactions dont la mesure de la section efficace doit-être faite in-beam sont venues s'ajouter en cours deux autres réactions dont la mesure de la section efficace peut se faire par activation pour pouvoir comparer les résultats des deux méthodes.

Afin de rendre la lecture de ce rapport la plus fluide possible, je présenterai par défaut les résultats obtenus pour la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$ (retenue comme un cas prioritaire pour des raisons qui seront évoquées dans la suite de ce rapport). Les autres résultats seront présentés dans les **Annexes 2,5 et 6**.

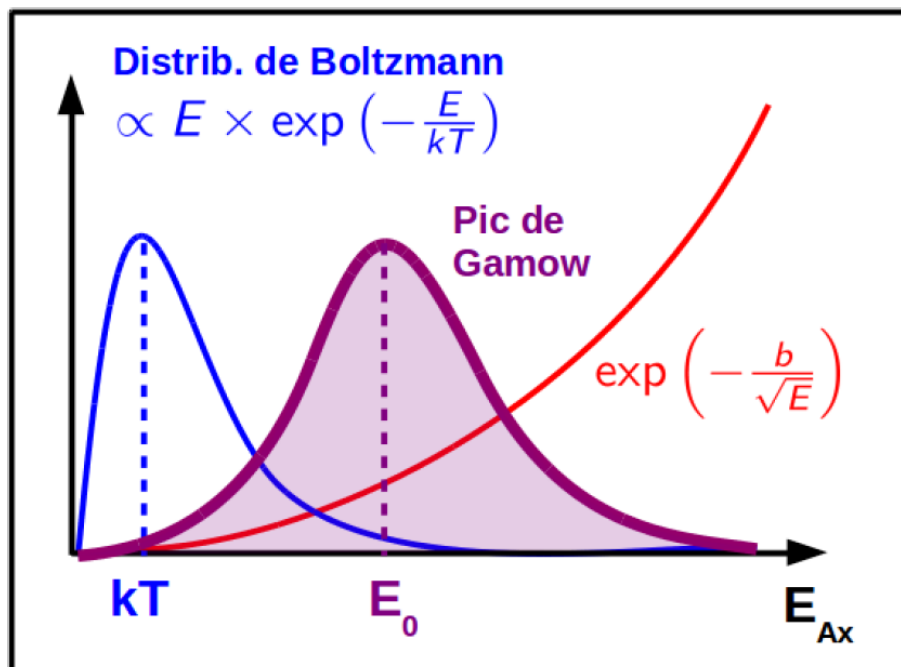
Réaction	Mesure envisagée	$T_{\text{fusion cible}} (^{\circ}\text{C})$	$T_{1/2}$ noyau formé	Mesures existantes	Abondance isotopique (%)
$^{98}\text{Ru}(\alpha,\gamma)^{102}\text{Pd}$	In-beam (IB)	2334	Stable	Non	1,87
$^{102}\text{Pd}(\alpha,\gamma)^{106}\text{Cd}$	IB	1555	Stable	Non	1,02
$^{141}\text{Pr}(\alpha,\gamma)^{145}\text{Pm}$	IB	935	17.7 ans	Non	100
$^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$	IB	1072	71 ans	Activation slmt.	3,07
$^{148}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{152}\text{Gd}$	IB	1072	$1,0 \cdot 10^{14}$ ans	Non	11,24
$^{152}\text{Gd}(\alpha,\gamma)^{156}\text{Dy}$	IB	1313	Stable	Non	0,20
$^{158}\text{Dy}(\alpha,\gamma)^{162}\text{Er}$	IB	1412	Stable	Non	0,095
$^{162}\text{Er}(\alpha,\gamma)^{166}\text{Yb}$	IB+ Activation (A)	1529	56.7 heures	Activation slmt.	0,139
$^{168}\text{Yb}(\alpha,\gamma)^{172}\text{Hf}$	IB	824	1.87 ans	Activation slmt.	0,123
$^{186}\text{Os}(\alpha,\gamma)^{190}\text{Pt}$	IB	3033	$1,0 \cdot 10^{14}$ ans	Non	1,59
$^{197}\text{Au}(\alpha,\gamma)^{201}\text{Tl}$	IB + A	1064	3.04 jours	Activation slmt.	100

(Tab.3.1.a) *Les réactions candidates étudiées (en vert, les cibles à basse température de fusion)*

3.2 Fenêtre de Gamow et énergies de faisceau

Le principal objectif de la campagne d'expérimentation est de tenter de reproduire les réactions inverses du processus p dans le contexte astrophysique. Au sein des étoiles, l'énergie mise en jeu par les réactions se situe bien en dessous de l'énergie de la barrière coulombienne. Les alphas étant chargés positivement, la seule possibilité pour qu'une réaction de capture radiative (fusion du noyau source avec le noyau de ^4He) se produise est qu'elle ait lieu par effet tunnel*.

L'énergie des noyaux sources au sein de l'étoile suivant une distribution de Boltzmann (**Fig. 3.2.a**) décroissante pour $E > kT$, et la probabilité d'effet tunnel étant une fonction croissante avec l'énergie (**Fig.3.2.a**), il existe une fenêtre en énergie dans le centre de masse* pour laquelle distribution de Boltzmann et probabilité de franchissement de la barrière coulombienne sont suffisamment élevées pour que la majorité des réactions s'y produisent. On appelle cette fenêtre en énergie la fenêtre de Gamow.



(Fig.3.2.a) Le pic de Gamow, compromis entre population et probabilité d'interaction (cours de Camille Ducoin)

Le pic de Gamow peut-être approximé par une gaussienne centrée en E_0 et de largeur Δ . Ces paramètres dépendent des nombres de charge Z_1 et Z_2 , des nombre de masse A_1 et A_2 des noyaux mis en jeu, ainsi que de la température T_6 en MK (MégaKelvins) [4]:

$$E_0 = 1.22^3 \sqrt{Z_1^2 Z_2^2 \frac{A_1 A_2}{(A_1 + A_2)} T_6^2} \text{ keV}$$

(Form.3.2.a) Centre de la fenêtre de Gamow

$$\Delta = 0.749^6 \sqrt{Z_1^2 Z_2^2 \frac{A_1 A_2}{(A_1 + A_2)} T_6^2} \text{ keV}$$

(Form.3.2.b) Largeur de la fenêtre de Gamow

Grâce à ces deux formules, on peut calculer la largeur de la fenêtre en énergie dans laquelle nos réactions doivent avoir lieu. Pour les raisons énoncées en **2.2**, on choisit de se placer à une température astrophysique typique de $T_6=3000$ MK. La fenêtre expérimentale dans le centre de masse sera donc une fenêtre de Gamow à 3 GK (GigaKelvins).

Dans le cas de notre réaction $^{148}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{152}\text{Gd}$, la fenêtre expérimentale dans le centre de masse s'étend de **8,07 MeV** à **11,77 MeV**.

Pour calculer l'énergie nécessaire au faisceau de particules alpha fourni par un accélérateur (dans le système de laboratoire*) pour obtenir l'énergie nécessaire dans le centre de masse, on applique la formule suivante:

$$\text{(Form. 3.2.c) } \underline{\text{L'énergie dans le système de laboratoire}} \quad E_{\text{faisceau}} = E_{\text{Centre de Masse}} \left(1 + \frac{m_{\text{projectile}}}{m_{\text{cible}}}\right)$$

Pour étudier la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$ à 3 GK, le faisceau de particules alphas devra donc avoir une énergie comprise entre **8,30 MeV** et **12,10 MeV**.

3.3 Chaleur de réaction et énergie d'excitation

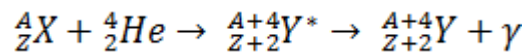
Afin de savoir s'il existe un seuil en énergie à franchir pour que la réaction soit possible, il est nécessaire de calculer la chaleur de réaction Q pour chacune des 11 réactions (**Annexe 2-C**):

(Form.3.3.a) La chaleur de réaction $Q = (m_{\text{réactifs}} - m_{\text{produits}})c^2$ - c la vitesse de la lumière dans le vide
- m la masse des réactifs/produits

Q représente la quantité d'énergie libérée par la réaction. si cette dernière est positive, la réaction est exoénergétique, elle peut donc en principe se produire sans apport d'énergie cinétique. Dans le cas où Q est négatif, cela signifie qu'il faut apporter une énergie seuil initiale dans le centre de masse telle que $E_{\text{cm}} = |Q|$. Pour avoir l'énergie de faisceau correspondante dans le système de laboratoire, on utilise la **Formule 3.2.c**.

Pour le noyau ^{144}Sm , on obtient une valeur de **$Q = -3,271 \text{ MeV}$** . Pour apporter 3.271 MeV dans le centre de masse, il faut donc apporter une énergie seuil au faisceau de particules alpha **$E_{\text{seuil}} = 3,362 \text{ MeV}$** (condition remplie dans la fenêtre de Gamow à 3 GK).

Par ailleurs, le calcul de Q a une autre utilité, car il permet de calculer l'énergie d'excitation du noyau Y^* (le symbole "*" marquant ici un état excité) avant sa désexcitation:



En effet, puisque Q représente la quantité d'énergie libérée par la réaction dans le centre de masse, alors cela signifie que le noyau composé formé lors de la première étape de la réaction est le seul porteur de cette énergie. Pour une énergie cinétique E_{cm} dans le centre de masse, l'énergie d'excitation E^* du noyau composé vaut:

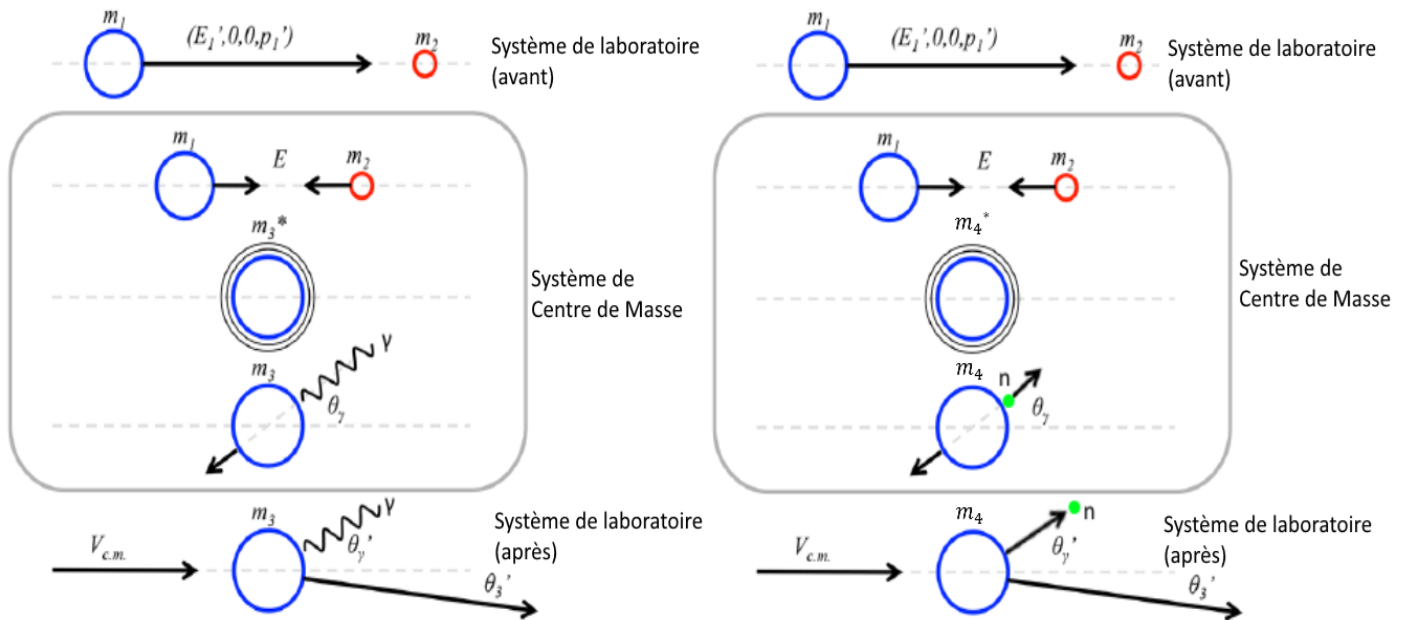
(Form. 3.3.b) Énergie du noyau composé $E^* = E_{\text{cm}} + Q$

Dans la fenêtre de Gamow (8,07 - 11,77 MeV), le noyau de ^{148}Gd créé à l'issue de la capture d'alpha (et avant désexcitation) possèdera donc une énergie d'excitation entre **4,80 et 8,50 MeV**.

3.4 Seuil d'émission de neutrons

On a vu précédemment que la capture radiative (α,γ) est une réaction dans laquelle la fusion entre le noyau cible et un noyau d'hélium 4 crée un nouveau noyau composé se désexcitant par émission d'un photon gamma. Toutefois, il existe d'autres réactions concurrentes à (α,γ), notamment l'émission de neutron (α,n) (Fig. 3.4.a).

Au lieu d'émettre un photon, le noyau se désexcite en éjectant d'un de ses neutrons (diminuant par là-même son nombre de masse). La réaction (α,n) agit comme un "poison" dans l'étude de la capture radiative, car lorsqu'elle peut se faire, elle devient la réaction dominante, faisant chuter la section efficace de la réaction (α,γ) de plusieurs ordres de grandeur (4.4 et Annexe 3).



(Fig.3.4.a) Les réactions (α,γ) et (α,n)

Toutefois, cette réaction, tout comme la réaction de capture radiative, ne peut se produire que si elle est énergétiquement possible. A savoir, si la valeur de Q est négative, une énergie cinétique suffisante doit être fournie en voie d'entrée. Heureusement; le neutron ayant une énergie de liaison élevée dans le noyau (typiquement de 8 MeV), il existe généralement une plage d'énergie pour laquelle le noyau composé est formé avec une énergie d'excitation inférieure au seuil d'émission du neutron.

Dans le cas du ^{144}Sm , l'énergie seuil de séparation de neutron S_n vaut **8,983 MeV**. Le $^{148}\text{Gd}^*$ (noyau excité) pouvant avoir une énergie d'excitation entre 4,80 et 8,50 MeV dans la fenêtre de Gamow, cela signifie que l'émission de neutron ne perturbera pas les mesures de section efficace si l'on travaille à des énergie correspondant à la région d'intérêt astrophysique.

3.5 Bilan provisoire sur les réactions étudiées

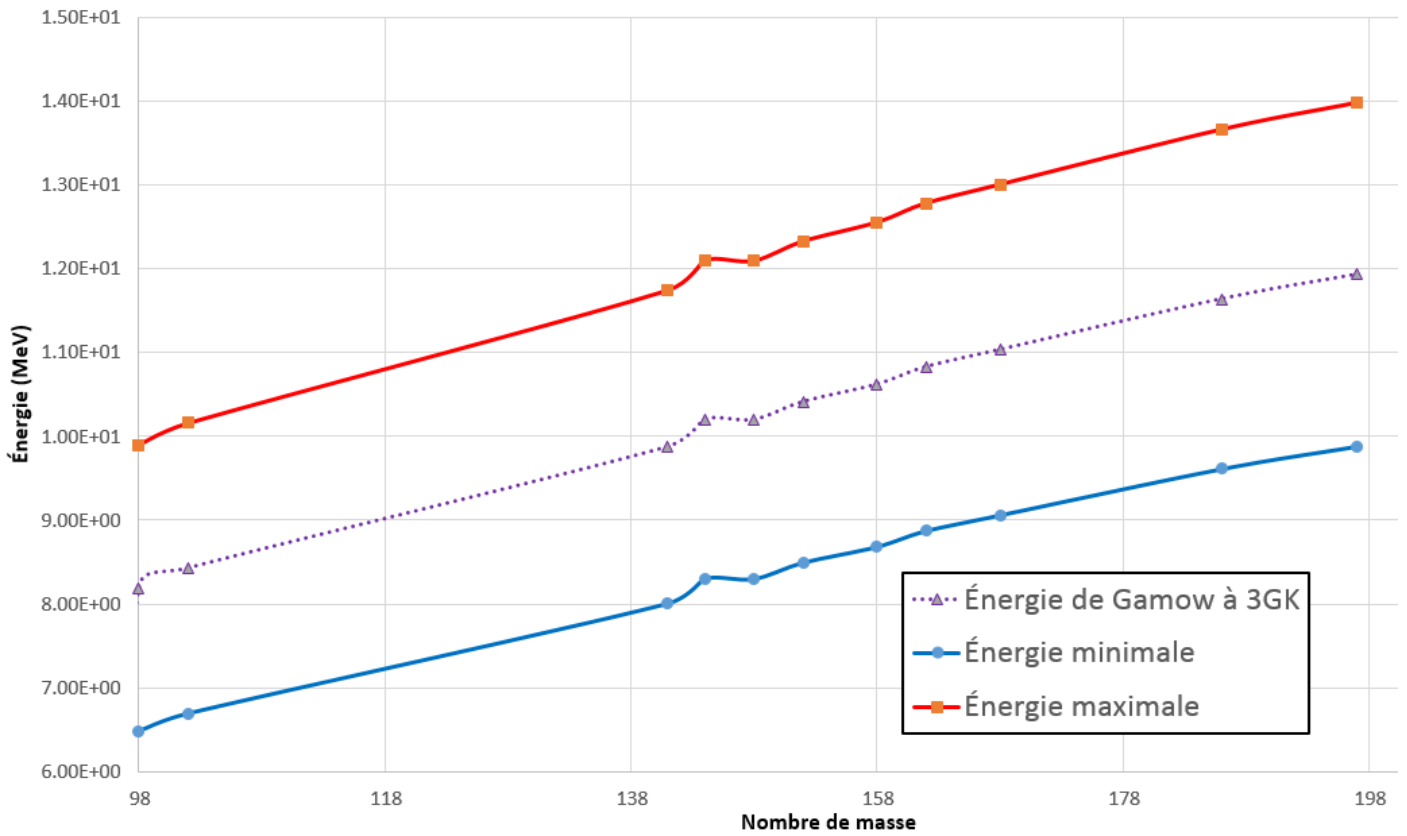
La fenêtre de Gamow pour les réactions candidates est donnée par la **Figure 3.5.a**. On observe une augmentation régulière de l'énergie avec la masse de la cible, comme attendu d'après les **Formules 3.2.a et 3.2.b**.

L'énergie d'excitation du noyau composé et le seuil d'émission du neutron sont représentés sur la **Figure 3.5.b**. La tendance est beaucoup plus irrégulière car elle dépend de la structure de chaque noyau, il est donc particulièrement important de prêter attention à cet aspect dans le choix de la réaction à étudier.

Ainsi, on peut voir que dans le cas du noyau de ^{144}Sm , dans la fenêtre de Gamow, le noyau composé est toujours formé à une énergie inférieure à S_n , ce qui garantit l'absence de réaction (α, n) parasite. Inversement, dans le cas du ^{197}Au , l'ensemble de la fenêtre de Gamow est concerné par la présence de cette réaction concurrente.

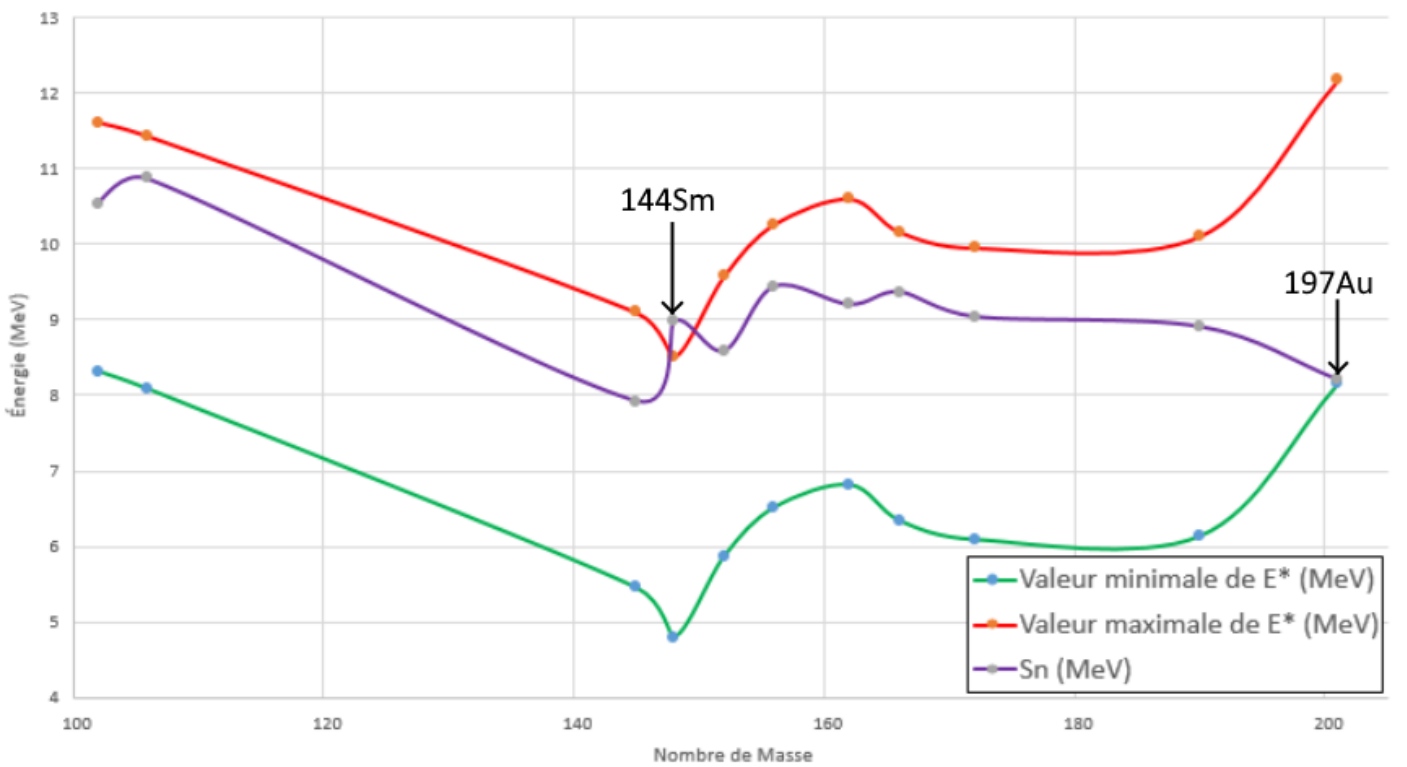
Concernant les caractéristiques des cibles, il est à noter que les faibles abondances naturelles ne constituent pas un obstacle rédhibitoire dans la mesure où des matériaux fortement enrichis peuvent être produits (par exemple, dans le cas du ^{144}Sm , la mesure de 1998 a été effectuée avec une cible enrichie à 90% en ^{144}Sm , bien que son abondance naturelle ne soit que de 3,07%). Les caractéristiques thermiques seront en revanche à étudier en détail si l'on veut tirer parti des faisceaux de haute intensité.

(Fig. 3.5.a) Fenêtre de Gamow de chaque réaction de priorité 1



Énergie du faisceau de particules alpha dans le référentiel du laboratoire

(Fig. 3.5.b) Énergie des noyaux formés et seuil d'émission de neutrons



Énergie d'excitation des noyaux formés dans une fenêtre de Gamow à 3GK et énergie de séparation des neutrons en fonction du nombre de masse des noyaux cibles

4. Étude des sections efficaces théoriques avec TALYS

Si l'étude des caractéristiques principales de la capture radiative permet de récupérer des informations intéressantes pour choisir la réaction qui sera réalisée, l'une des informations que l'on souhaite obtenir est la **section efficace théorique de capture radiative en fonction de l'énergie**. Cette valeur permet en effet d'estimer la faisabilité d'une mesure expérimentale, et la comparaison des résultats de différents modèles permet d'évaluer l'incertitude théorique associée à une réaction donnée. Afin d'étudier les sections efficaces, j'ai utilisé le code de réactions nucléaires TALYS.

4.1 Présentation de TALYS

TALYS est un programme librement utilisable pour les calculs de réactions nucléaires [10]. Le logiciel est capable d'effectuer des calculs dans une gamme d'énergie allant de 1 keV à 200 MeV pour des noyaux dont le nombre de masse varie entre 12 et 339. TALYS peut fournir une description complète de tous les canaux de réaction et des observables en utilisant le code ECIS-06 [11].

Un des avantages de TALYS est son extrême polyvalence, permettant à l'utilisateur de choisir un grand nombre de paramètres (notamment l'utilisation d'un modèle théorique particulier pour les calculs, comme on le verra en 4.3).

Pour ce faire, l'utilisateur spécifie dans un fichier texte d'entrée les conditions expérimentales (cible, projectile, énergie de faisceau) par le biais de mots-clés, lus par le code de TALYS, qui renvoie ensuite les résultats demandés par l'utilisateur (sections efficaces, spectres en énergie, distributions angulaires, etc...).

Un exemple de fichier d'entrée pour une réaction induite par un faisceau de particules alpha est présenté en **Annexe 3**. Le fichier de sortie associé est présenté en **Annexe 4**.

4.2 Section efficace binaire et production résiduelle

La polyvalence de TALYS constitue aussi une difficulté pour l'utilisateur, car le grand nombre de paramètres sur lesquels on peut jouer sont autant de paramètres à connaître afin d'optimiser le calcul (**Annexes 3 et 4**). Même si TALYS comporte des valeurs par défaut pour les paramètres non renseignés, il est plus que recommandé d'avoir connaissance de ces paramètres afin de contrôler les résultats obtenus.

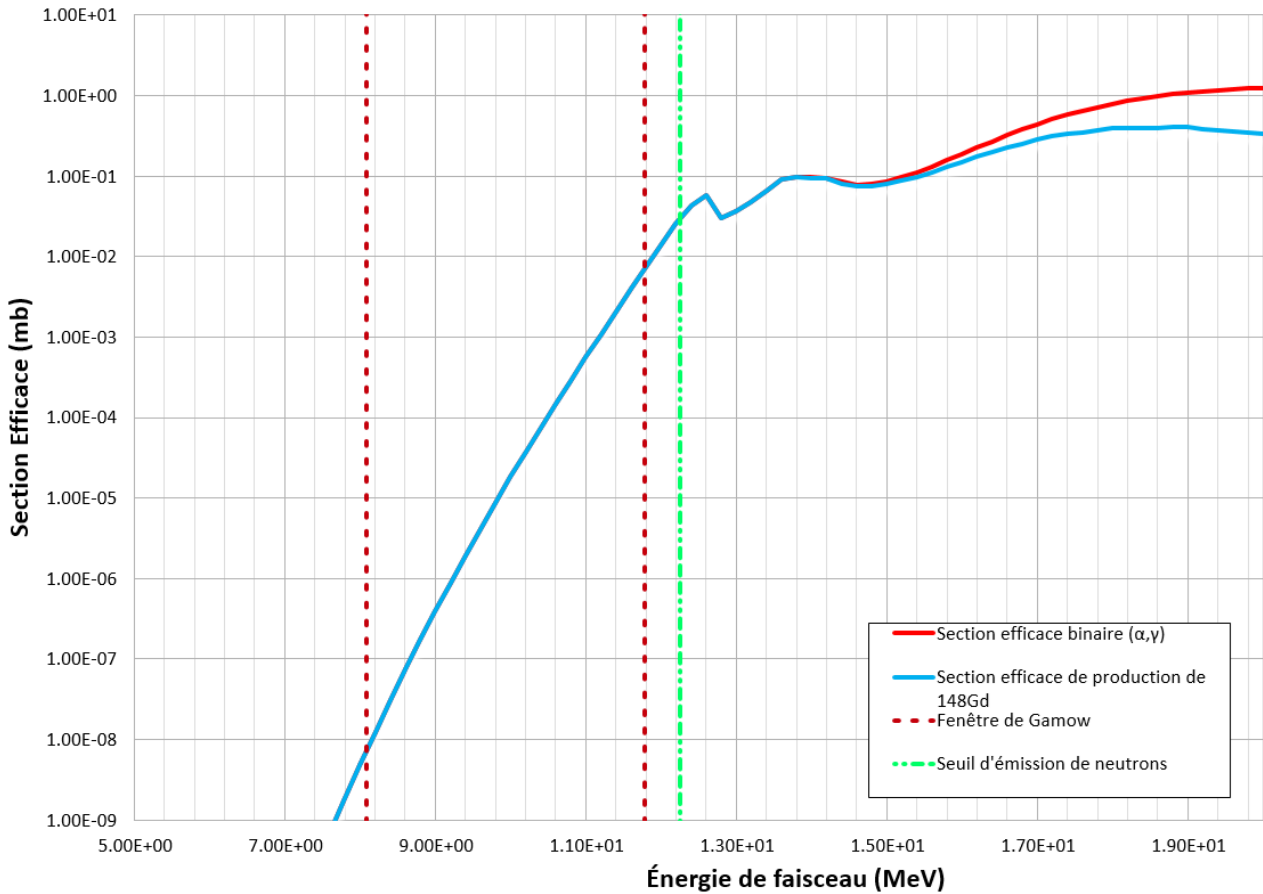
Il appartient à l'utilisateur non seulement d'écrire le fichier d'input correspondant à ces besoins, mais aussi d'interpréter le fichier d'output produit par TALYS au moment de l'exécution du calcul.

Pour cela, une lecture attentive des définitions employées est nécessaire. Par exemple, il faut bien comprendre à quoi correspondent les sections efficaces dites "binaires": elles sont associées à la probabilité qu'une particule donnée soit la 1^{ère} émise, quelles que soient les étapes ultérieures éventuelles de la réaction. Ainsi, la section efficace binaire (α, γ) donnée ne correspond à la section efficace de capture radiative que si aucun nucléon n'est émis après l'émission du photon. Cette condition est garantie si le noyau composé est produit sous le seuil d'émission de nucléons. Lorsque l'énergie augmente, la différence entre section efficace binaire (α, γ) et section efficace de capture radiative augmente.

Afin d'obtenir la véritable section efficace de capture radiative, il faut se reporter à ladite "section efficace de production" du noyau composé correspondant ($A_{\text{cible}+4}, Z_{\text{cible}+2}$).

Dans le cadre de mon stage, j'ai comparé pour les différentes réactions la section efficace binaire (α, γ) et la section efficaces de production du noyau composé. Comme attendu, les deux quantités sont semblables à basse énergie et s'écartent notablement au-delà du seuil d'émission de neutrons (**Fig.4.2.a**).

Attention: sur ce graphe, ainsi que les suivants, la section efficace est en millibarns ($1 \text{ mb} = 1,0 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$).



(Fig.4.2.a) Section efficaces binaire et section efficace de production de ^{148}Gd pour la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$

On constate que pour le noyau de ^{144}Sm , les sections efficaces binaires et de production du noyau de ^{148}Gd sont strictement les mêmes au sein de la fenêtre de Gamow, la divergence ne devient notable que plusieurs MeV après l'ouverture du canal neutron.

En revanche, pour les noyaux lourds comme ^{197}Au (Annexe 5), l'ouverture du canal neutron se fait quasiment dès le début de la fenêtre de Gamow. La divergence entre les sections efficaces binaire/production a donc lieu dans la zone d'intérêt expérimental.

Il faut donc prendre soin d'utiliser la section efficace de production du noyau résiduel pour connaître la section efficace de capture radiative. Pour obtenir la section efficace de la réaction d'émission de neutron, on regardera la production du noyau correspondant ($A_{\text{cible}}+3, Z_{\text{cible}}+2$).

4.3 Modèle statistique d'Hauser-Feschbach

On a vu en **2.1** que pour valider un modèle astrophysique de nucléosynthèse par processus p, on compare en général l'abondance calculée dans le cadre de ce modèle avec les abondances observées dans le système solaire (au-delà, les techniques de spectroscopie ne sont pas encore capables de différencier les isotopes d'un même atome).

Les taux de réactions conduisant à ces abondances sont généralement calculés à l'aide du modèle statistique de Hauser-Feschbach (HF) [**12**], un modèle dont la validité est bien vérifiée pour des noyaux formés avec une densité de niveaux d'énergie élevée. Le modèle HF dépend de 3 paramètres principaux:

- 1 - Les potentiels optiques, abordés en **4.4**;
- 2 - Les "γ-Strength functions", utilisées dans la modélisation des transitions électromagnétiques;
- 3 - La densité de niveaux d'énergie, abordée en **5.1**.

L'application de la théorie de HF souffre d'incertitudes liées à la modélisation de ces paramètres. Ainsi, il n'est pas rare que les prédictions obtenues varient de plusieurs ordres de grandeurs par rapport à la réalité expérimentale lorsque ces paramètres n'ont pas été spécifiquement ajustés.

4.4 Modèles optiques alpha

L'une des plus grosses difficultés concernant la modélisation des réactions nucléaires est la grande complexité des interactions qui opèrent entre une particule incidente et un noyau. Cette difficulté est d'autant plus marquée qu'il n'existe pas d'expression analytique exacte des interactions résultants de la force nucléaire.

Une solution efficace pour y remédier est de développer des modèles qui traitent les multiples interactions en une sorte "d'interaction moyenne".

Le modèle optique [13] est l'un de ces modèles. Ce dernier fait l'hypothèse que les noyaux atomiques se comportent comme « des boules de cristal translucides » qui, lorsqu'elles sont frappées par un faisceau de particules (envisagé comme une onde), l'absorbent, le diffusent, le transmettent, comme c'est le cas pour un faisceau de lumière dans un milieu semi-transparent. Le noyau est donc modélisé par l'utilisation d'un potentiel* complexe servant à résoudre l'équation de Schrödinger*.

Le modèle nucléaire optique s'est révélé très efficace pour expliquer les réactions nucléaires où l'énergie de faisceau varie du MeV au GeV. Toutefois, ce dernier nécessite de modéliser le "potentiel optique" des noyaux (OMP = *Optical Model Potential*). La construction de ce potentiel optique se fait par approche phénoménologique*, et plusieurs modèles de potentiels optiques coexistent.

Pour l'étude de la capture radiative de particules alpha (noyaux de ^4He), il est nécessaire d'utiliser un OMP modélisant lui aussi le potentiel optique α -noyau (alpha-OMP).

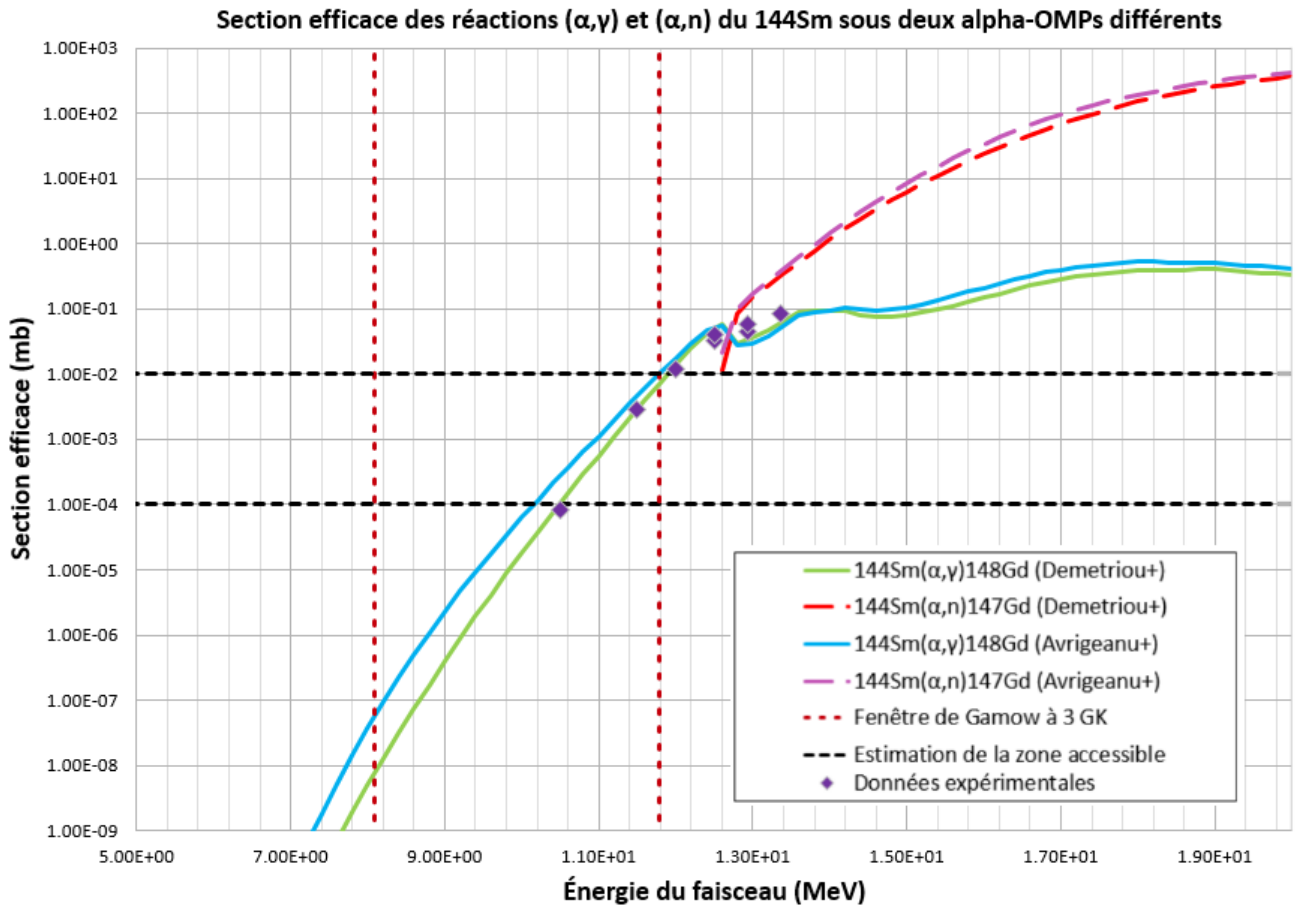
La modélisation d'un potentiel optique α -noyau global (i.e valable pour l'ensemble des noyaux) est un problème majeur dans les calculs de nucléosynthèse comme le processus p. En effet, aucun modèle existant n'est entièrement satisfaisant. Or il s'agit d'un paramètre important pour les modèles statistiques qui sont à la base des calculs de taux de réaction. Il est souvent souligné dans la littérature que davantage de données expérimentales sont nécessaires pour améliorer la situation.

Actuellement, parmi les principaux alpha-OMPs en "concurrence", on peut citer en particulier le modèle d'Avrigneanu [14] (utilisé par défaut par TALYS), ainsi que le modèle de Demetriou [15]. Les sections efficaces (α,γ) et (α,n) résultant de ces modèles sont présentés en **Figure 4.4.a** pour le ^{144}Sm , ainsi qu'en **Annexe 6** pour les autres réactions.

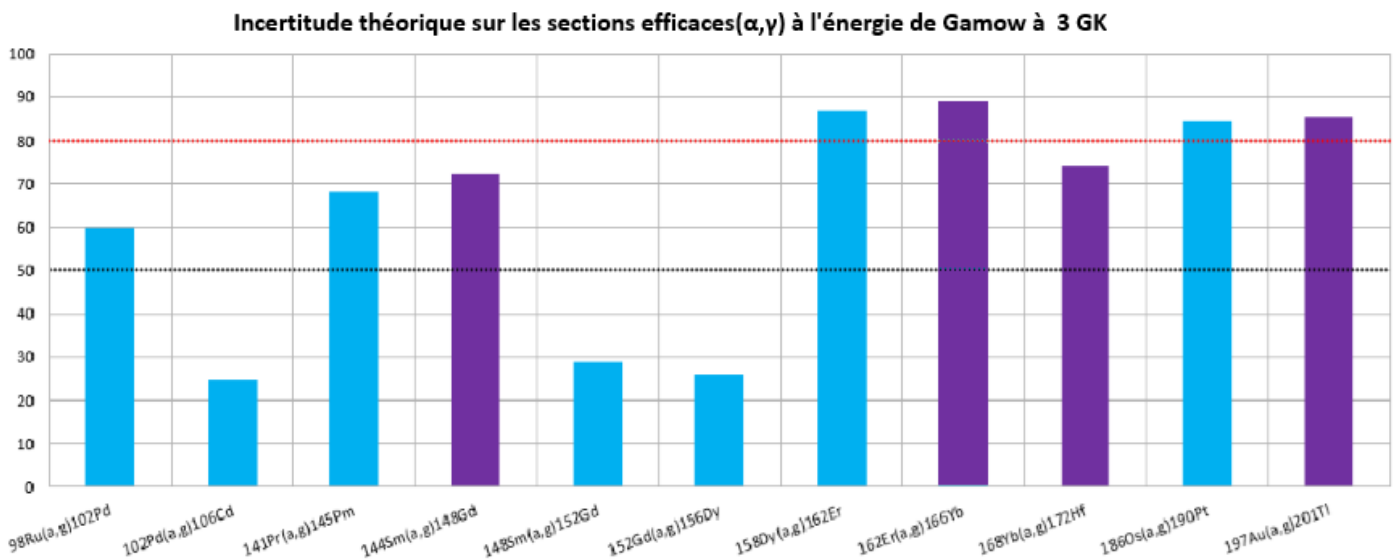
Il est intéressant d'étudier l'écart de prédiction des sections efficaces entre ces deux modèles. En effet, si pour une réaction donnée, l'écart relatif entre les deux modèles se révèle très élevé (de l'ordre de **50 à 80%**), alors l'apport de données expérimentales aura plus d'impact sur les modèles phénoménologiques que pour une réactions où les modèles prédisent quasiment les mêmes valeurs.

On effectue la mesure de l'écart relatif entre les alpha-OMP de d'Avrigneanu et de Demetriou à l'énergie correspondant au centre de la fenêtre de Gamow à 3 GK (**3.2 et Annexe 2**). Les résultats sont présentés en **Figure 4.4.b**.

On retient de ce graphe que les réactions $^{102}\text{Pd}(\alpha,\gamma)^{106}\text{Cd}$, $^{148}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{152}\text{Gd}$ et $^{152}\text{Gd}(\alpha,\gamma)^{156}\text{Dy}$ **présentent un écart entre les modèles trop faible** pour que leur étude soit considérée comme prioritaire. Les autres réactions, notamment $^{158}\text{Dy}(\alpha,\gamma)^{162}\text{Er}$, $^{162}\text{Er}(\alpha,\gamma)^{166}\text{Yb}$, $^{186}\text{Os}(\alpha,\gamma)^{190}\text{Pt}$ et $^{197}\text{Au}(\alpha,\gamma)^{201}\text{Tl}$ présentent en revanche un **écart élevé (au dessus de 80%)** entre ces deux modèles, soulignant l'intérêt d'une mesure expérimentale qui permettrait de les départager. Pour certaines de ces réactions, les données expérimentales existent déjà. Cependant, elles sont à des énergies supérieures à la fenêtre de Gamow. De plus, certains résultats obtenus par activation mériteraient d'être confirmés par une méthode différentes, telle que la méthode In-beam (notamment dans le cas du ^{144}Sm et ^{168}Yb , pour lesquels le noyau produit a une durée de vie importante).



(Fig. 4.4.a) Section efficaces sous les paramètres de Demetriou et d'Avrigeanu



(Fig.4.4.b) Ecarts relatif entre les prédictions de section efficace (α,γ) de 2 modèles α -OMP, ceux d'Avrigeanu (A) et de Demetriou (D) selon la formule $|A-D|/A$ (en violet, les réactions pour lesquelles des données expérimentales existent)

4.5 Bilan provisoire sur le choix de la réaction

Une fois le logiciel TALYS pris en main, on peut obtenir des prédictions théoriques sur les sections efficaces de capture radiative (dont la mesure est l'objectif principal de la campagne expérimentale prévue).

L'obtention de ces sections efficaces théoriques (**Fig. 4.4.a** et **Annexe 6**) a deux objectifs: tout d'abord, elle permet d'estimer la faisabilité expérimentale d'une réaction (α,γ) , en supposant que l'on peut accéder dans un premier temps à des sections efficaces de l'ordre du microbarn. Connaître les valeurs théoriques dans la fenêtre de Gamow permet donc d'exclure certaines réactions dont la section efficace est bien en deçà de cet ordre de grandeur. C'est notamment le cas de la réaction $^{197}\text{Au}(\alpha,\gamma)^{201}\text{Tl}$ dont la section efficace (**Annexe 6**) ne dépasse pas le picobarn.

Après avoir discuté de ces résultats avec les membres du groupe et de la collaboration, il a été décidé de restreindre la liste des 11 réactions initialement prioritaires à deux d'entre elles: $^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$ et $^{162}\text{Er}(\alpha,\gamma)^{166}\text{Yb}$. Chacune de ces réactions présente un écart important entre les modèles d'Avrigneanu et de Demetriou ainsi qu'une section efficace suffisamment élevée pour pouvoir envisager d'effectuer des mesures expérimentales dans la fenêtre de Gamow. Le cas du ^{144}Sm est particulier. On voit sur la **Figure 4.4.b** que l'incertitude théorique calculée est relativement importante (plus de 70%) mais ne figure pas parmi les plus élevées.

Cet aspect est attendu, dans la mesure où l'unique jeu de données existant [**16**] a joué un rôle particulièrement important pour contraindre les α -OMP modernes à basse énergie [**14,15**]. Or, il s'agit d'une mesure obtenue par activation, une méthode difficile à appliquer dans ce cas en raison de la longue durée de vie du ^{148}Gd .

Ainsi, on peut souligner deux aspects qui rendent l'étude de cette réaction particulièrement importante: d'une part, une mesure par une autre méthode serait souhaitable pour confirmer les données existantes, d'autre part, des données à basse énergie restent nécessaire pour accorder les modèles à l'énergie de Gamow.

5. Densité de niveaux et cascades de désexcitation

5.1 Densité de niveaux d'énergie et désexcitation gamma

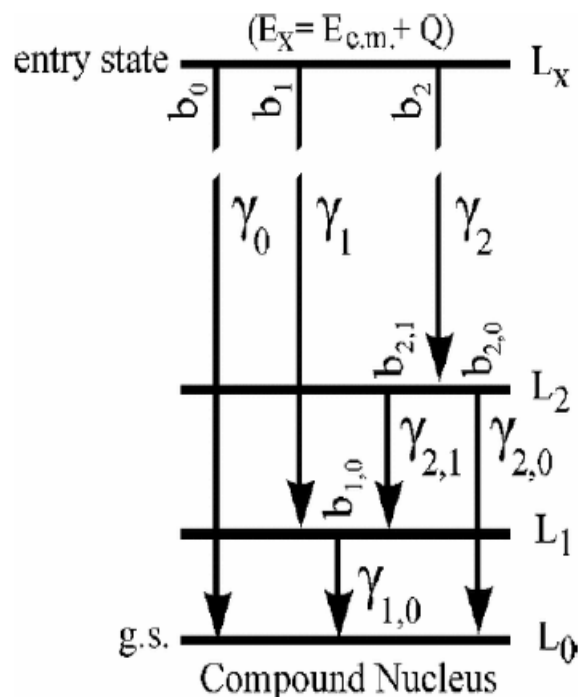
Les études préliminaires avec TALYS ont ainsi permis de cibler les réactions à étudier en priorité, et d'estimer les sections efficaces attendues.

Une étape plus détaillée du travail de préparation des expériences concerne la mise en place de simulations, qui ont pour objectif de prédire quel est le signal expérimental à attendre dans des conditions matérielles données. Cette étape est indispensable pour déterminer dans quelle gamme d'énergie on peut espérer obtenir un signal exploitable, pour une cible, un faisceau et un système de détection donnés.

Les simulations doivent notamment rendre compte de la réponse du système de détection aux événements de capture radiative, ainsi qu'aux événements parasites. Afin de mener ce type de simulations, le groupe Matière Nucléaire a développé l'outil SToGS dans l'environnement GEANT4. Deux stages de M2 [21,22] ont été consacrés à la réponse d'un dispositif employant des détecteurs PARIS pour la mise en œuvre de la méthode de gamma summing.

Dans le cadre de mon stage, l'objectif n'est pas d'étudier la géométrie d'un système de détection spécifique, mais de rendre plus réaliste la modélisation du rayonnement émis lors des événements de capture radiative.

En effet, si les postulats de la physique quantique stipulent qu'un système quantique (ici le noyau atomique) admet des niveaux d'énergie quantifiés, rien ne l'empêche d'emprunter différents "chemins" lors de la désexcitation γ (Fig. 5.1.a).



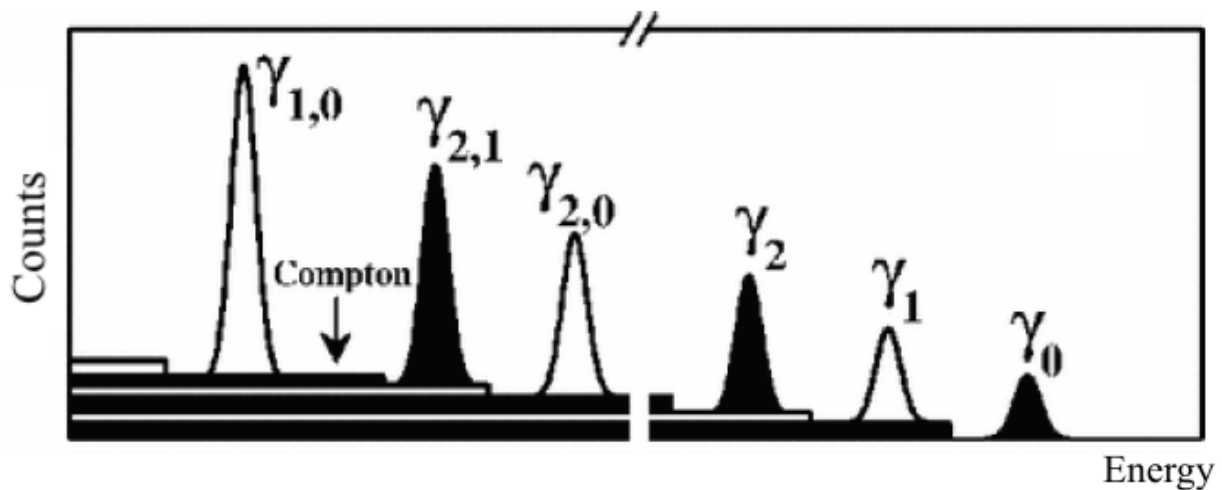
(Fig. 5.1.a) Représentation simplifiée d'un schéma de niveaux

Ainsi, chaque capture radiative donne lieu à l'émission d'une cascade de rayonnements γ qui varie par le nombre de photons émis et par leur énergie.

La caractérisation de ces cascades est indispensable pour les mesures "in-beam" de sections efficaces, que ce soit pour la méthode de gamma summing ou de distribution angulaire.

Les rapports d'embranchement entre niveaux discrets étant le plus souvent connus pour les noyaux étudiés, la principale difficulté consiste à décrire le passage éventuel par les états du continuum, qui donne lieu à une contribution continue au spectre de photons. La modélisation des émissions du continuum passe notamment par la connaissance de la densité de niveaux.

Comme chaque désexcitation intermédiaire est responsable d'un pic dans le spectre de désexcitation γ , on obtient un spectre typique détecté, comme illustré en **Figure 5.1.b**.

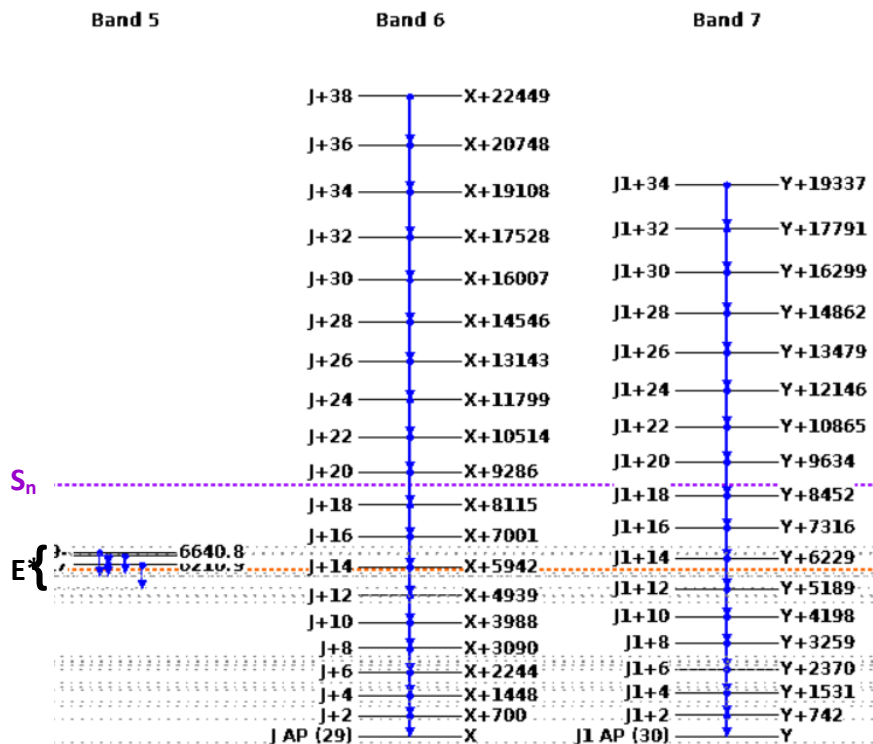


(Fig. 5.1.b) *Spectre schématique des gammas détectés*

Expérimentalement, une bonne maîtrise de la mesure passe par une connaissance fine des cascades de rayonnement, comprenant leur contribution discrète et continue.

5.2 Densité de niveaux des états discrets

Les informations concernant les niveaux d'énergie connus expérimentalement sont disponibles en ligne sur la base de donnée de l'ENSDF*. Les données sont présentées sous la forme d'un schéma de niveau indiquant le spin*, l'énergie, et la durée de vie moyenne d'un état (**Fig. 5.2.a**):



(Fig. 5.2.a) Extrait du schéma de niveau du ^{148}Gd (noyau produit par la capture radiative du ^{144}Sm) fourni par l'ENSDF

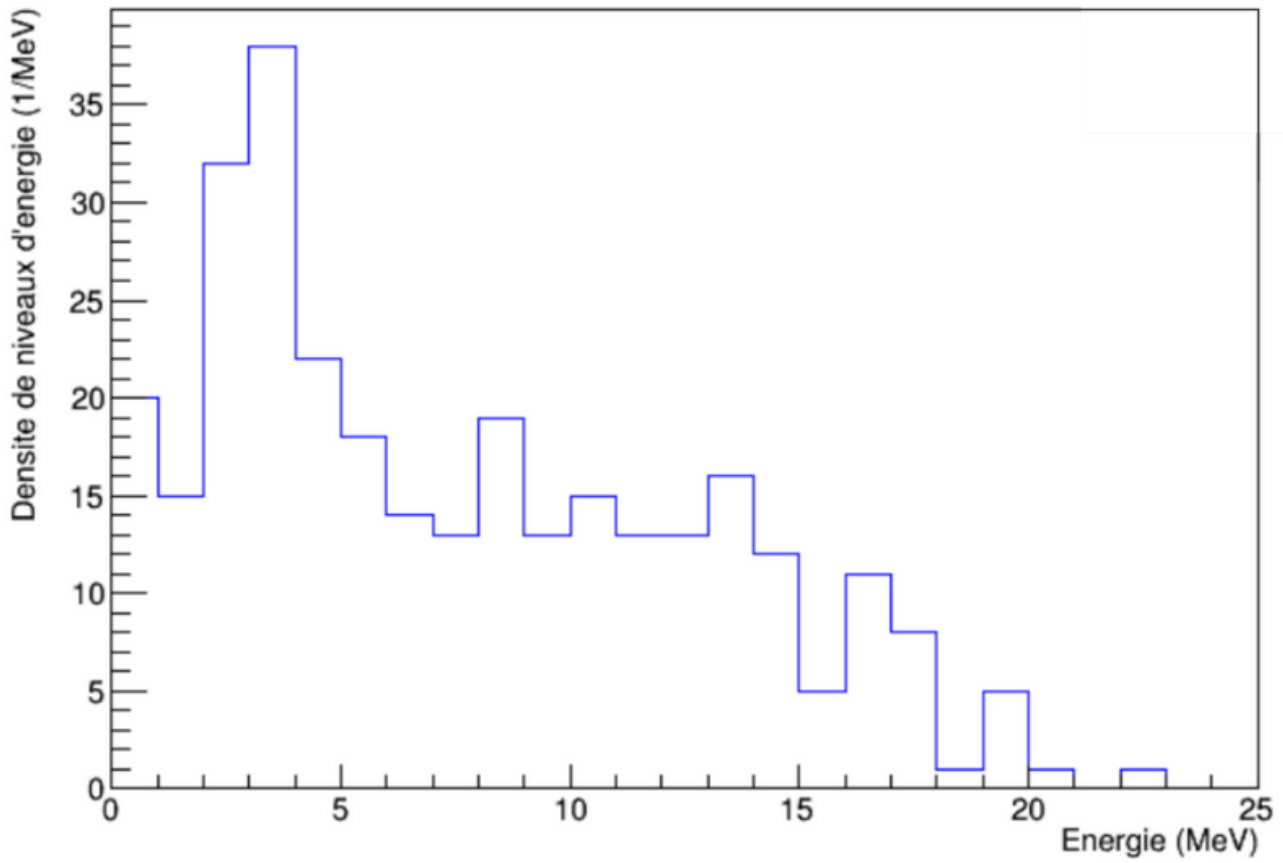
Il est aussi possible d'acquérir les données sous la forme d'un fichier texte, permettant son exploitation par un langage de programmation. Le choix s'est porté sur le langage C++ à travers le framework ROOT, développé au CERN, car il fournit de nombreux outils d'analyse.

L'utilisation des données de l'ENSDF sur ROOT se fait par le biais de la librairie ROOT GammaWare, développée par l'IN2P3. A partir de ces niveaux d'énergie, on souhaite tout d'abord **calculer la densité de niveaux** (normalisée au MeV). Pour ce faire, j'ai développé en utilisant GammaWare un algorithme qui lit les données de l'ENSDF, les convertit en nombres réels, puis affiche la densité de niveau en fonction de l'énergie dans une première fenêtre (**Fig. 5.2.b**).

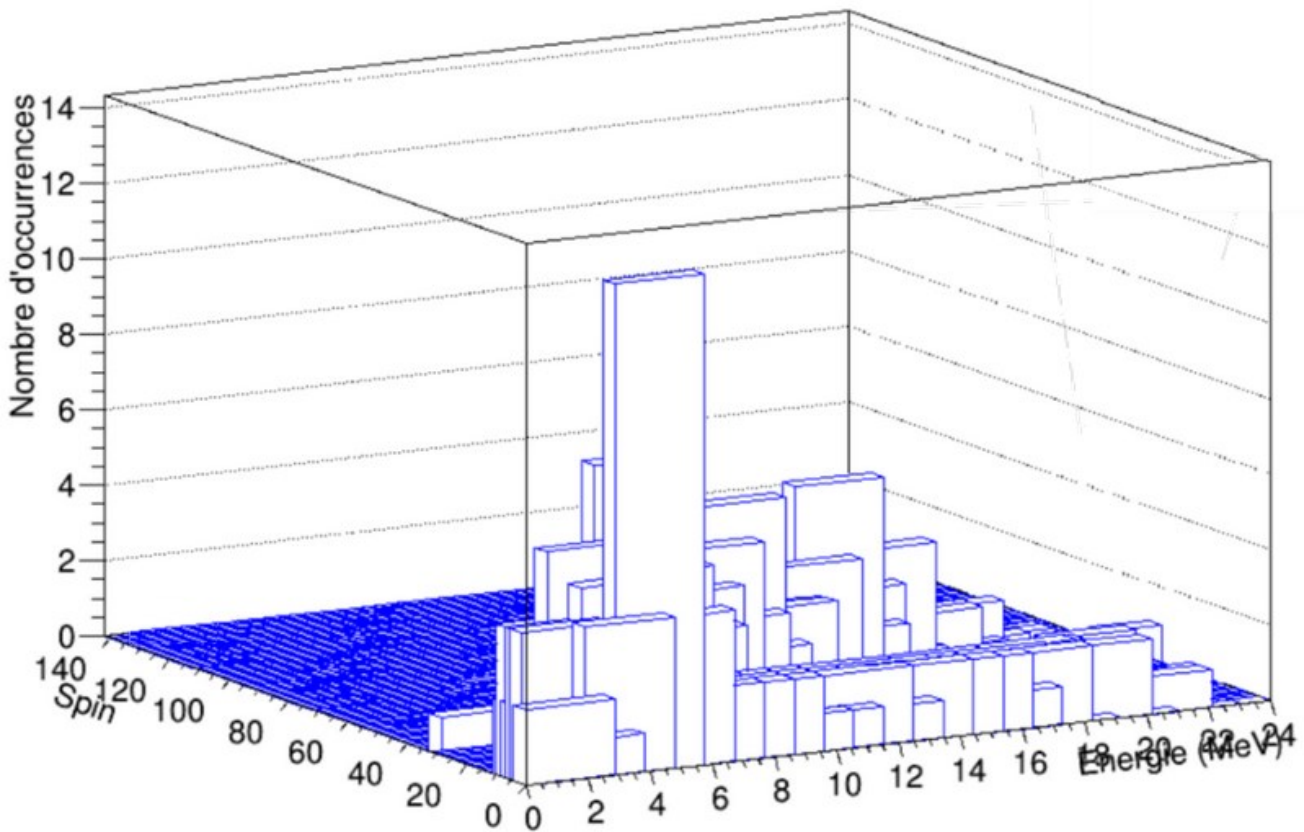
Une connaissance précise de l'ensemble des cascades de désexcitation des niveaux discrets garantit une maîtrise de l'analyse des expériences. Un critère pour évaluer la complétude du schéma de niveaux connus est de déterminer les densités de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation et/ou du spin, ces valeurs pourront alors être comparées à celles issues des modèles théoriques. J'ai donc ajouté au programme une fonctionnalité affichant l'histogramme en 3D du nombre de densité de niveaux en fonction du spin et de l'énergie dans une seconde fenêtre (**Fig. 5.2.c**)

Le calcul de la densité de niveau peut aussi se faire en utilisant TALYS. En effet, TALYS est capable de fournir les niveaux d'énergie discrets à basse énergie. La **Figure 5.2.d** compare les densités de niveaux discrets du ^{148}Gd entre 0 et 4 MeV obtenues respectivement avec ENSDF et TALYS :

(Fig. 5.2.b) Densite de niveaux du 148Gd

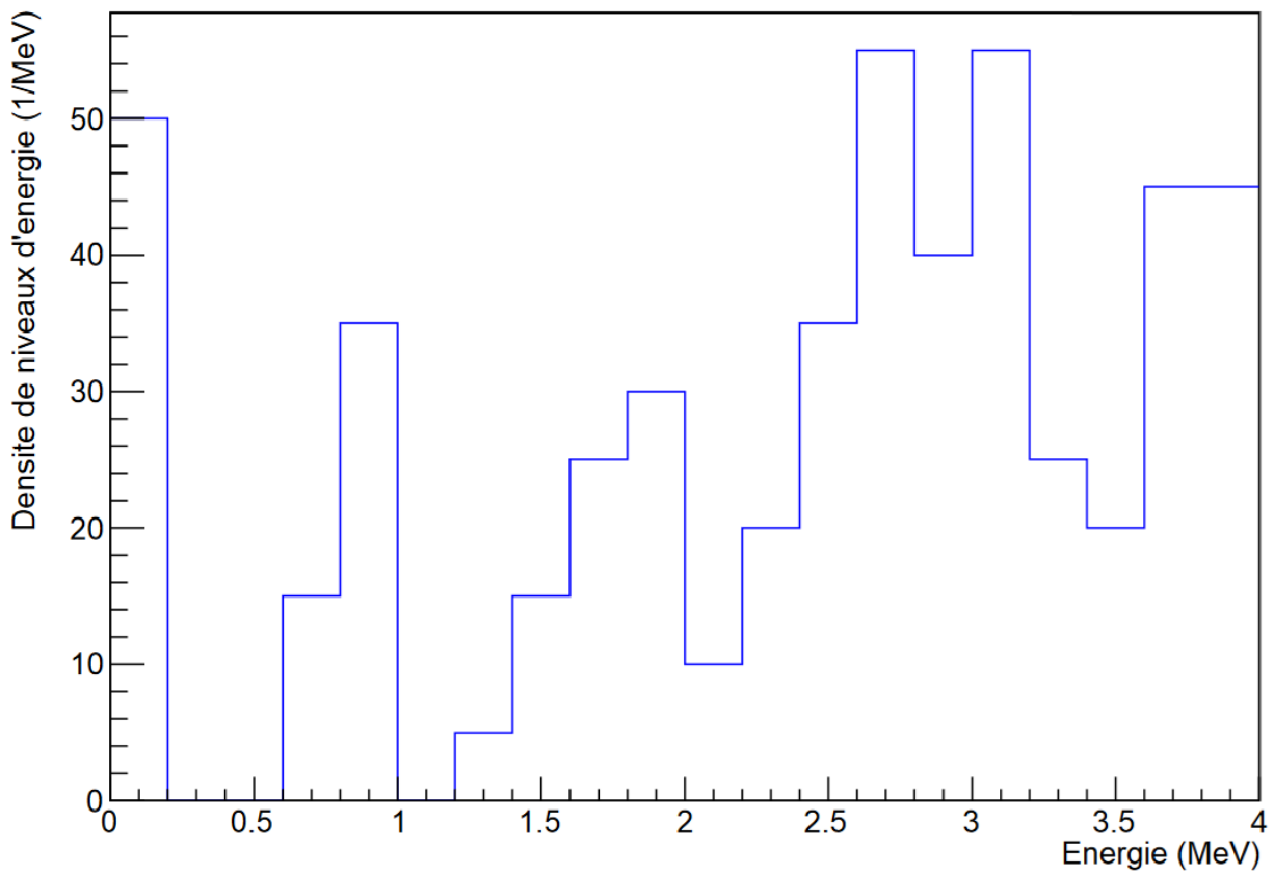
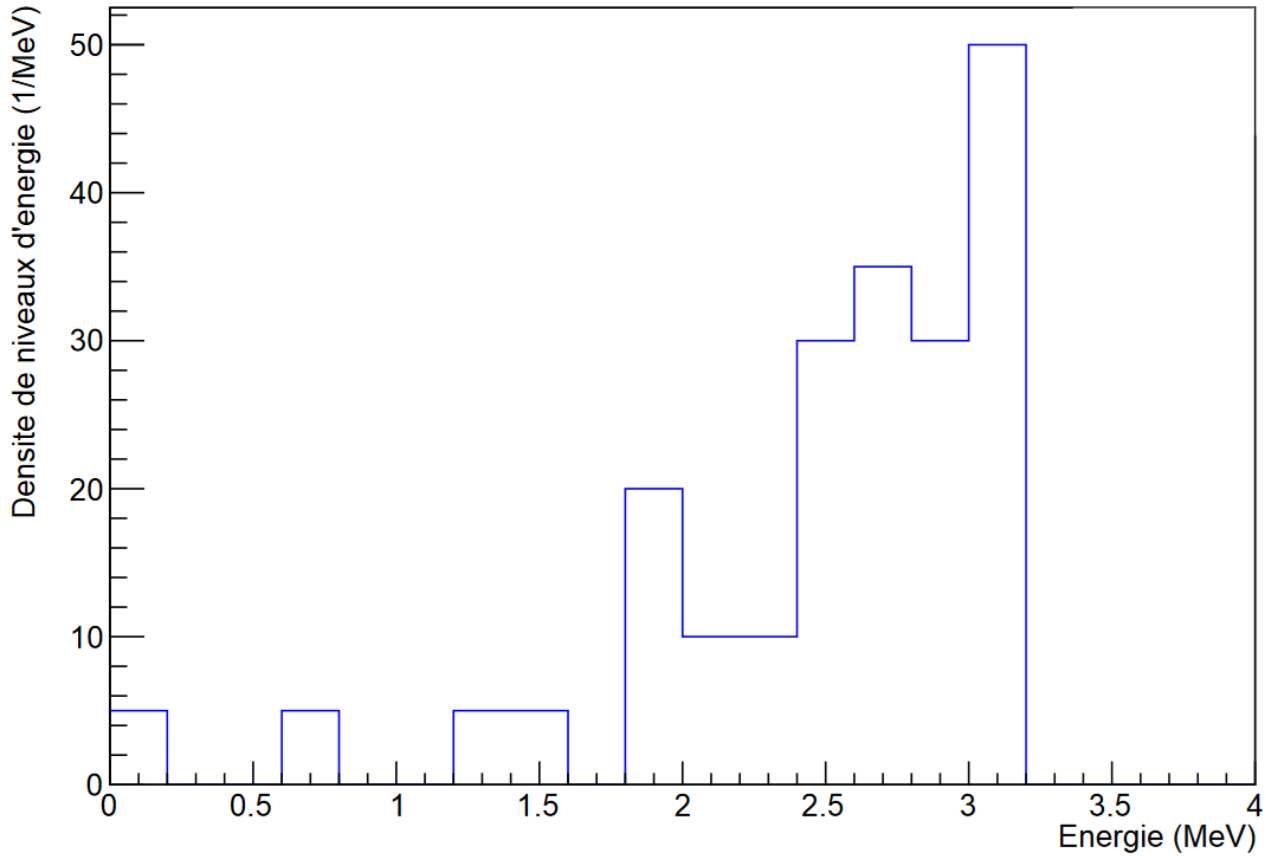


(Fig. 5.2.c) Histogramme Energie/Spin



Nombre de niveaux d'energie du 148Gd en fonction de l'energie et du spin
(d'après les données expérimentales répertoriées dans ENSDF)

Densite de niveaux du 148Gd



(Fig. 5.2.d) Comparaison des densités de niveaux discrètes du ^{148}Gd selon les données expérimentales de TALYS (en haut) et d'ENSDF (en bas)

On constate que pour une même plage d'énergie, ENSDF fournit plus d'informations que TALYS. Cela s'explique par le fait que TALYS ne peut pas fournir au-delà des 40 premiers niveaux discrets (il s'agit d'une limite fixée par les développeurs). Toutefois, les données fournies par TALYS ne sont pas erronées, seulement incomplètes.

Si de prime abord, il semblerait que l'ENSDF soit à privilégier car fournissant plus d'informations sur les niveaux discrets, TALYS fournit également des informations qui permettent de calculer la densité d'énergie du continuum que ne possède pas l'ENSDF. L'idéal pour effectuer un raccordement discret-continu le plus précis possible sera donc de combiner les données discrètes d'ENSDF et de TALYS.

Actuellement, outre le manque de données, le principal défaut de l'utilisation de TALYS est l'absence du niveau d'énergie discret dit « niveau d'entrée » (empiriquement, on observe qu'il existe une voie de désexcitation directe vers l'état fondamental), celui-ci sera rajouté arbitrairement dans SToGS (5.5).

5.3 Densité de niveaux du continuum

Connaître la densité de niveaux du continuum est extrêmement important pour la modélisation de la décroissance, car cette dernière entre en compte dans le calcul des probabilités de décroissance en fonction de l'énergie [4] :

$$p_{E_i \rightarrow E_f} = (E_i - E_f)^5 * \rho(E_f)$$

- E_i et E_f les énergies respectives des niveaux initial et final (MeV)
- $\rho(E_f)$ la densité de niveaux de l'état final (MeV^{-1})

(Form. 5.3.a) Probabilité de décroissance d'un état i vers un état f dans un continuum d'énergie

Le calcul de la densité de niveaux continue est dépendant du modèle choisi [10] pour la modélisation des noyaux. Dans notre cas, nous avons fait le choix d'un modèle de densité de niveaux dit « effectif », à savoir que les effets collectifs nucléaires ne sont pas considérés de façon explicite, mais simplifiés dans un terme « effectif » dans l'expression de la densité de niveau.

En première approximation, on choisit d'utiliser le modèle du gaz de Fermi (aussi appelé *FMG* pour *Fermi Gas Model*). Ce modèle, qui propose l'expression analytique la plus connue de la densité de niveaux, repose sur l'hypothèse que les états à une seule particule qui construisent les différents états excités sont équidistants [10]. Dans ce modèle, la densité de niveau ρ_{tot} en fonction de l'énergie d'excitation E_x est donnée par la **Formule 5.3.b** :

$$\rho_{\text{tot}}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{a^{1/4} U^{5/4}}$$

(Form. 5.3.b) Densité de niveaux du continuum selon le modèle du gaz de Fermi

Afin d'utiliser cette formule, il est nécessaire de calculer trois paramètres : U , a et σ .

U : l'énergie d'excitation corrigée

Bien qu'on ait fait l'hypothèse que le noyau n'était qu'une particule, on sait qu'il est composé de nucléons qui interagissent entre eux. Dans les faits, quand le noyau se trouve à une énergie d'excitation E_x donnée, une partie de l'énergie peut-être utilisée par les nucléons pour leur appariement. Cet appariement dépend de la parité du nombre de protons et du nombre de neutrons (selon trois cas : pair-pair, impair-pair/pair-impair et impair-impair). Pour prendre cet effet en compte, on applique au terme d'énergie E_x une correction en énergie, et on manipule une énergie corrigée qu'on appelle U (en MeV) :

$$U = E_x - \left(\chi \frac{12}{\sqrt{A}} + 0.173015 \right)$$

$$\chi = \begin{cases} 0, & \text{si impair - impair} \\ 1, & \text{si impair - pair} \\ 2, & \text{si pair - pair} \end{cases}$$

- A le nombre de masse
- E_x l'énergie d'excitation (MeV)

(Form. 5.3.c) Énergie d'excitation corrigée selon l'appariement du noyau

a : le « paramètre de densité de niveaux »

Contrairement à ce que la **Formule 5.3.b** laisserait penser, a (en MeV) n'est pas un paramètre fixe. Ce paramètre dépend de l'énergie corrigée U et se calcule avec la formule **5.3.d** :

$$a = a(E_x) = a(U) = \tilde{a} \left(1 + \delta W \frac{1 - e^{-\gamma U}}{U} \right)$$

(Form. 5.3.d) Paramètre de densité de niveau en fonction de U

Dans cette formule,

- \tilde{a} (en MeV) est la valeur asymptotique de a pour $E_x \rightarrow +\infty$;
- γ (sans unité) est le « paramètre d'amortissement » et détermine la "vitesse" à laquelle a se rapproche de \tilde{a} ;
- δW (en MeV) est l'écart entre la masse du noyau mesurée expérimentalement et la masse théorique du noyau selon le modèle de la goutte liquide ;

Ces trois constantes sont fournies par TALYS et permettent de calculer a.

σ^2 : le paramètre de coupure du spin

Quand un noyau atomique est dans un état excité, une fraction de l'énergie qu'il possède ne peut pas servir à l'excitation des nucléons individuellement, mais sert à l'acquisition d'un moment angulaire collectif. Pour une densité de niveau donnée, la distribution de ce moment angulaire est continue et sa largeur est définie par σ^2 . La valeur de σ^2 s'obtient par la **Formule 5.3.e**:

$$\sigma^2(E_x) = 0.01389 \frac{A^{5/3}}{\tilde{a}} \sqrt{aU}$$

(Form. 5.3.e) Paramètre de coupure du spin en fonction de U

Grâce à ces formules et aux sorties de TALYS, on peut calculer la densité de niveaux du continuum pour une valeur en énergie donnée.

Toutefois, on constate que pour E_x et $U \rightarrow 0$, les valeurs de a, σ^2 et ρ_{tot} divergent (généralement, en dessous de 1 MeV). Il est donc nécessaire d'étendre le modèle du gaz de Fermi aux plus petites énergies afin de pouvoir modéliser des décroissances allant d'un niveau d'excitation dans la fenêtre de Gamow jusqu'à l'état fondamental du noyau. On étend donc notre modèle du gaz de Fermi au *BFM* (*Backshifted Fermi Model*), qui approxime les valeurs de a et σ^2 pour des énergies en dessous du MeV :

$$\lim_{U \rightarrow 0} a = \tilde{a}(1 + \delta W) ; \lim_{U \rightarrow 0} \sigma = 0.83 A^{0.26}$$

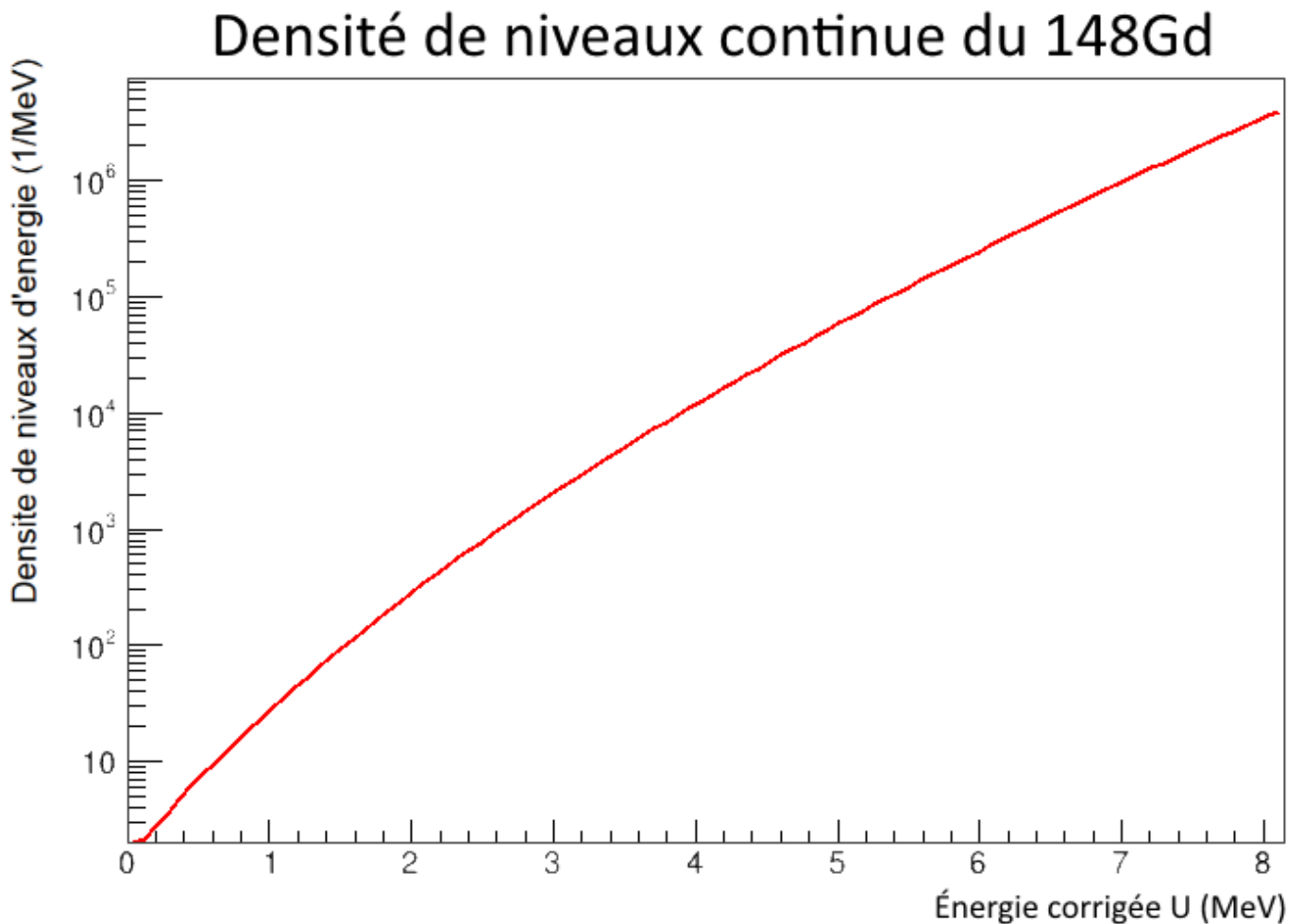
(Form. 5.3.f) Valeurs approximatives de a et σ^2 à basse énergie dans le cadre du BFM

Le BFM apporte aussi un terme correctif à la densité de niveaux finale :

$$\rho_{totBFM}(U) = \frac{1}{\frac{1}{\rho_{tot}(U)} + \frac{1}{\rho_0(U)}} ; \text{ avec } \rho_0(U) = \frac{a}{12\sigma} e^{aU+1}$$

(Form. 5.3.g) Densité de niveau du continuum corrigée selon le BFM

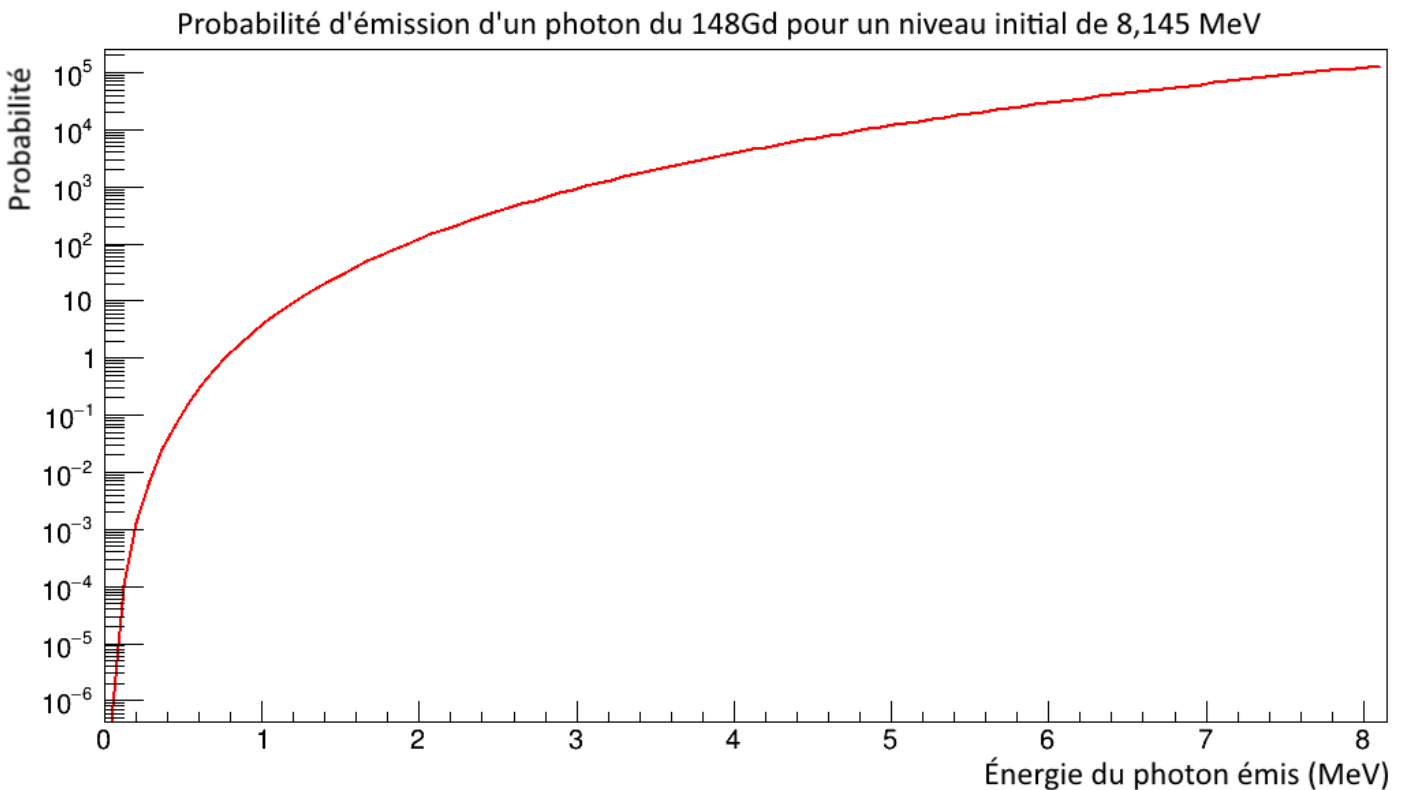
En implémentant ces formules dans une macro ROOT, on peut représenter la densité de niveau du continuum en fonction de l'énergie corrigée U. La **Figure 5.3.a** représente la densité de niveaux du continuum du noyau ^{148}Gd dans la gamme d'énergie (corrigée) qui lui est accessible (voir l'énergie du noyau composé en 3.3):



(Fig. 5.3.a) Densité de niveaux continue du noyau ^{148}Gd en fonction de l'énergie corrigée

5.4 Modélisation d'une cascade de désexcitation gamma

Maintenant que l'on est capable d'obtenir la densité de niveaux continue, on peut donc obtenir la probabilité d'émettre un photon γ d'énergie $E_\gamma = E_i - E_f$ en utilisant la **Formule 5.3.a**. La fonction de probabilité qui en résulte est représentée en **Figure 5.4.a** dans le cas du noyau ^{148}Gd :



(Fig. 5.4.a) Probabilité d'émission d'un photon pour le noyau ^{148}Gd pour une énergie initiale (corrigée) de 8.145 MeV

Remarques

- La valeur de 8.145 MeV correspond à l'énergie corrigée maximale que peut atteindre le noyau ^{148}Gd dans une fenêtre de Gamow à 3 GK (sachant que $E_{\text{max}}=8.5$ MeV).
- Il n'est pas nécessaire pour les modélisations que l'on souhaite réaliser sur SToGS que la fonction de probabilité soit normée, l'intégration de cette fonction a donc une valeur différente de 1.

On constate sur la **Figure 5.4.a** que le ^{148}Gd privilégie les désexcitations "importantes" (la probabilité d'émettre un gamma d'énergie proche du niveau actuel étant très élevée).

Une fois cette fonction de probabilité définie, ROOT est capable d'effectuer un tirage aléatoire utilisant la fonction comme la fonction de densité de probabilité. On peut ainsi modéliser une décroissance qui pour un niveau initial E_i , nous donne une valeur aléatoire du photon gamma émis lors de la décroissance suivant la loi de probabilité de la **Formule 5.3.a**.

Pour simuler une cascade de désexcitation gamma, il suffit donc d'effectuer plusieurs tirages aléatoires, en changeant à chaque nouveau tirage le niveau d'énergie initial. Ce tirage se faisant sur les valeurs du continuum, il ne prend pas en compte l'existence des niveaux discrets et tourne donc indéfiniment. On fixe donc pour limite que la cascade s'arrête lorsqu'un photon émis lors d'une décroissance possède une énergie de moins de 10 keV.

La **Figure 5.4.b** donne un exemple de décroissance observée pour un noyau de ^{148}Gd dont l'énergie d'excitation serait de 11 MeV (valeur arbitraire):

```
root [9] a_gamma_cascade(11)
-----
Step #1 - U_i = 11 MeV ; U_gamma = 8.98262 MeV ; U_f = 2.01738(next U_i)
-----
Step #2 - U_i = 2.01738 MeV ; U_gamma = 1.41169 MeV ; U_f = 0.605695(next U_i)
-----
Step #3 - U_i = 0.605695 MeV ; U_gamma = 0.381988 MeV ; U_f = 0.223707(next U_i)
-----
Step #4 - U_i = 0.223707 MeV ; U_gamma = 0.208109 MeV ; U_f = 0.0155987(next U_i)
-----
Step #5 - U_i = 0.0155987 MeV ; U_gamma = 0.0147861 MeV ; U_f = 0.000812618(next U_i)
-----
Step #6 - U_i = 0.000812618 MeV ; U_gamma = 0.000753803 MeV ; U_f = 5.88151e-05(next U_i)
-----
U_i(7) - U_i(6) = 0.000753803 (< 10 keV), stopping the cascade.
```

(Fig. 5.4.b) Simulation d'une cascade de désexcitation gamma pour un noyau de ^{148}Gd

Remarque : En pratique, la modélisation d'une cascade de désexcitation gamma n'a pas vocation à être utilisée de cette façon. La macro de ROOT étant utilisée par SToGS pour effectuer ses simulations, il n'est pas nécessaire d'inclure un retour d'information à l'utilisateur. Il est toutefois plus parlant pour le lecteur de voir une décroissance représentée sous cette forme afin de comprendre le fonctionnement de la macro.

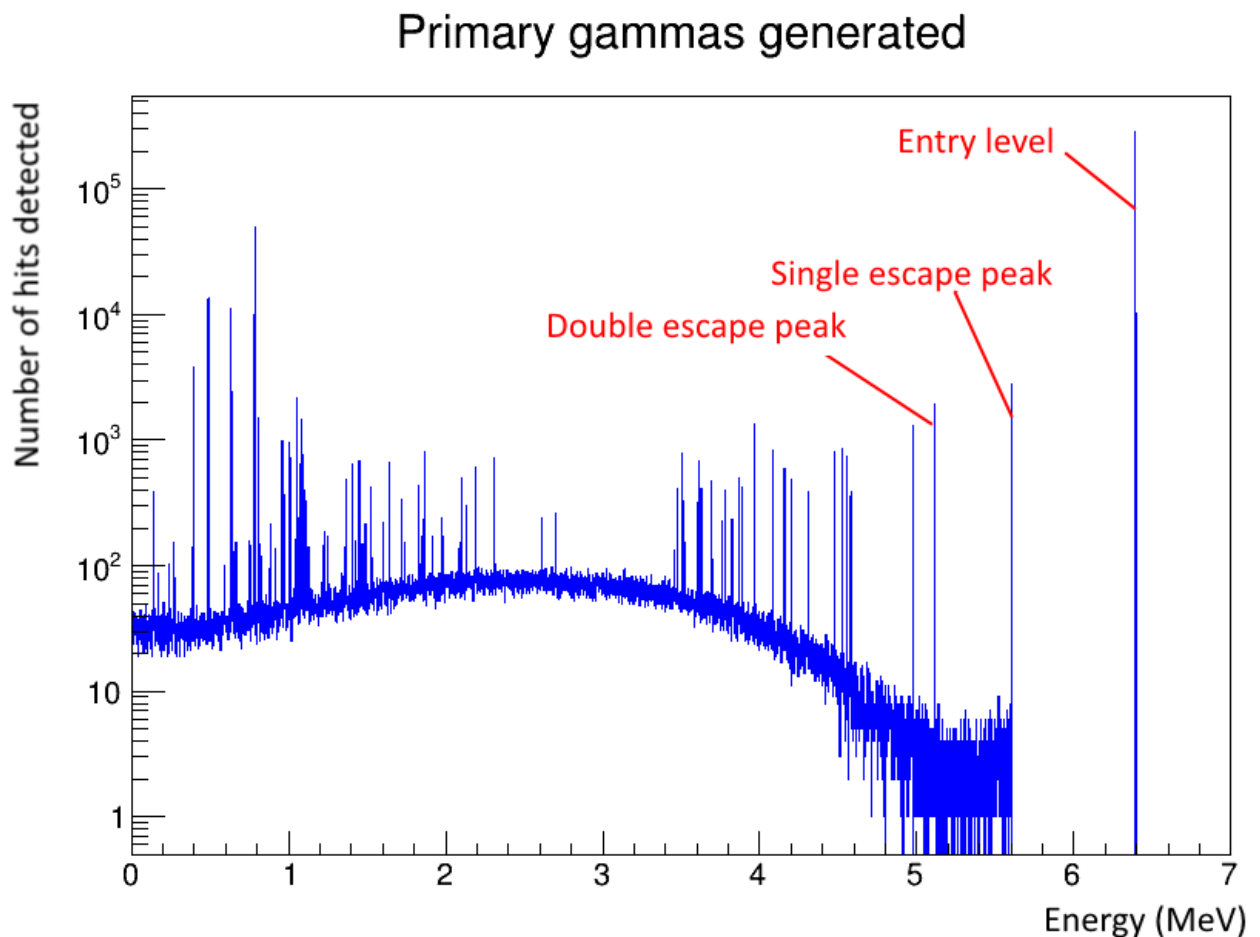
Dans l'état actuel, la décroissance rapide du continuum n'est pas un problème en soi pour le fonctionnement de l'algorithme. Mais dans la réalité, une fois à plus basse énergie, la décroissance se fait sur les niveaux discrets. N'ayant pas effectué de raccordement entre le continuum et les niveaux discrets, ce sujet est discuté plus en détail dans les pistes d'améliorations possibles en **5.6**.

5.5 Obtention du spectre d'émission sur SToGS

Afin de générer le spectre d'émission du ^{148}Gd , les différentes fonctions et valeurs ont été rassemblées dans une macro ROOT qui est lue par SToGS (environnement GEANT4).

Le détecteur utilisé pour la campagne de mesure au GANIL n'ayant pas encore été choisi, les simulations ont été réalisées pour le détecteur ROSPHERE* de l'IFIN-HH* Bucarest [19]. Ce dernier est composé de 25 détecteurs de deux types : 14 détecteurs HPGe et 11 scintillateurs LaBr3(Ce). Les simulations faites par SToGS suivant les méthodes de Monte Carlo fournissent un résultat pour chacun des 14 détecteurs germanium, qui sont ensuite rassemblés pour obtenir le spectre d'émission du ^{148}Gd détecté par les semi-conducteurs à germanium.

Le spectre d'émission obtenu dans les détecteurs HPGe pour le noyau de ^{148}Gd est représenté en **Figure 5.5.a** :



De 0 à 1 MeV, on observe le continuum ainsi que les différents pics correspondent aux niveaux discrets fournis par la base de données de TALYS. Toutefois, il est à noter qu'au-delà de 1 MeV, la plupart des pics visibles sur la figure (à l'exception des pics légendés sur la figure) n'ont pas de réalité physique mais sont dus à un problème de TALYS qui discrétise de lui-même le continuum.

Le pic "entry level" correspond à l'énergie du noyau composé qui se forme au sein du détecteur avant de se désexciter directement vers l'état fondamental. Il a été rajouté arbitrairement, pour les raisons évoquées en **5.2**.

Les "single/double escape peak" sont dus au processus de création de paire : lors de la désexcitation, les photons créent une paire d'un électron et d'un positon (antiélectron). Le positon s'annihile alors très rapidement avec l'un des électrons environnant et produit 2 photons de 511 keV chacun. Il peut se produire alors 3 cas de figure:

1 - Les deux photons déposent leur énergie sur le détecteur ;

2 - Un seul des deux photons est détecté et l'autre « s'échappe » du détecteur, formant le single escape peak à l'énergie $E_{\text{entrée}} - 0,511 \text{ MeV}$;

3 - Les deux photons s'échappent du détecteur, formant le double escape peak à $E_{\text{entrée}} - 2 \cdot 0,511 \text{ MeV}$;

La **Figure 5.5.a**, bien que ne constituant qu'une première approximation de la modélisation des cascades gamma montre qu'il est possible à l'aide des bases de données de TALYS de générer un spectre d'émission en utilisant SToGS, et donc de pouvoir établir une simulation réaliste des réactions de capture radiative.

5.6 Pistes d'amélioration de la modélisation

Si à l'issue des travaux détaillés dans le **paragraphe 5**, on a vu qu'il était possible de générer le spectre d'émission du ^{148}Gd ainsi qu'une cascade de désexcitation gamma, la modélisation est encore loin d'être réaliste.

Ne pouvant pas réaliser dans le temps imparti du stage une simulation plus aboutie (d'un point de vue temporel, cela constituerait plutôt l'équivalent d'une première année de thèse), voici toutefois quelques pistes de réflexion sur les améliorations pouvant conduire à une simulation plus réaliste ou à un outil plus polyvalent.

Modéliser la cascade sur le détecteur de la campagne de mesure

Le spectre obtenu en **5.5** vient des modélisations sur le détecteur ROSPHERE. Ce choix s'explique par le fait que dans les 3 ans qui les séparent de la campagne expérimentale au GANIL, le groupe matière nucléaire souhaite tester le protocole expérimental lors d'expériences préparatoires. Si rien n'est encore gravé dans le marbre, les expériences prendraient place à l'IFIN-HH de Bucarest avec le détecteur ROS-PHERE.

Une fois le choix de la méthode de détection et du détecteur fait, il sera nécessaire de relancer des simulations utilisant le nouveau détecteur.

Il ne s'agit pas vraiment d'une piste d'amélioration du travail que j'ai fourni (ayant travaillé uniquement sur la décroissance et pas sur le détecteur et sa fonction de réponse), mais il me semble tout de même important de la mentionner.

Raccorder les niveaux continus et discrets

Le raccordement entre les niveaux discrets et le continuum est encore imparfait. Dans l'idée, au lieu de se fixer un seuil de 10 keV pour stopper la cascade, il faudrait que la macro ROOT compare à chaque étape de la cascade les valeurs de densité ρ_{discret} et $\rho_{\text{continuum}}$.

Si $\rho_{\text{continuum}} > \rho_{\text{discret}}$, alors on effectue une nouvelle décroissance selon la méthode décrite en **5.4**.

Si $\rho_{\text{continuum}} \leq \rho_{\text{discret}}$, alors on le continuum n'a plus de signification physique, on utilise donc les données des niveaux discrets et les rapports d'embranchement connus pour effectuer le tirage aléatoire.

Utiliser un modèle plus précis

Si l'utilisation du FGM et du BFM a permis de calculer de premières valeurs de la densité de niveaux en fonction de l'énergie, les valeurs de probabilités obtenues ne semblent pas suivre la tendance des cascades de désexcitations étudiées expérimentalement (les décroissances dans le continuum ne sont en général pas aussi rapide, et prennent beaucoup plus d'étapes pour rejoindre les niveaux discrets).

A priori, l'approximation de la **formule 5.3.a** semble correcte, il faudrait donc chercher plus en détail du côté du modèle utilisé pour le calcul des densités de niveaux, ou bien des paramètres fournis par TALYS pour en vérifier la cohérence. Utiliser un modèle collectif (au lieu du modèle effectif) qui prendrait plus d'effets en compte permettrait de corriger les valeurs de densité, et donc de probabilités de transition. Cette modification est d'autant plus importante que la densité de niveaux d'énergie est un des paramètres principaux du modèle statistique d'Hauser-Feschbach (**4.3**)

Étendre la macro à plus de noyaux

La macro ROOT utilisée pour la modélisation ne fournit que des informations pour le noyau de ^{148}Gd (i.e. pour la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$). Toutefois, la campagne expérimentale étudiera aussi la réaction $^{162}\text{Er}(\alpha,\gamma)^{166}\text{Yb}$, il sera donc nécessaire de modifier la macro pour traiter ces deux noyaux. Dans cette optique, il serait donc intéressant de pouvoir traiter la décroissance de n'importe quel noyau dont on prendrait en entrée le nombre de protons et de neutrons afin d'avoir un outil qui pourrait être utile dans d'autres expériences que le processus p.

Conclusion

Ayant terminé de présenter le travail effectué durant le stage, il est temps pour moi de faire le bilan de ces 20 semaines.

Pour commencer, ce stage a été une expérience professionnelle des plus enrichissantes. Ayant déjà énormément apprécié mon stage de 2A/M1 au CERN, ces 5 derniers mois ont été l'occasion de développer encore plus mes capacités en modélisation avec ROOT, ainsi que de mettre en applications mes connaissances en physique nucléaire, mais surtout de me sentir réellement impliqué et autonome.

Au cours de ce stage, j'ai été confronté à des problèmes que j'ai résolus de moi-même en mettant en application les compétences que j'ai acquises ces trois dernières années. Comme vous allez le voir ci-dessous, la résolution de ces derniers m'a apporté la satisfaction de m'être senti utile à un groupe et d'avoir enfin pu apporter ma pierre à l'édifice du monde scientifique, après avoir tant appris à son contact.

Si le stage de 2A/M1 était une bonne entrée en matière dans le monde de la recherche, ce stage de 3A/M2 fait une excellente transition entre la section R&D du CERN et le domaine de la recherche pure. Cette expérience a eu le mérite me conforter dans mon désir de poursuivre ce travail de stage en thèse.

Du point de vue des objectifs du stage, les trois objectifs fixés en début de stage ont été remplis.

Dans le cas de l'étude des réactions prioritaires, j'ai recensé les différents paramètres (énergie de Gamow, énergie de faisceau, seuil d'émission de neutrons...) utiles pour caractériser les réactions candidates et aider à leur sélection.

De même, non seulement j'ai pu effectuer les calculs TALYS nécessaires pour l'estimation des sections efficaces à mesurer, mais j'ai en plus de cela pu analyser ces données afin de mettre en évidence un sous-ensemble de réactions prioritaires. J'ai eu l'heureuse surprise de voir que mes travaux se sont immédiatement révélés utiles, ces derniers ayant été pris en compte par le groupe Matière Nucléaire et par le groupe d'Astrophysique Nucléaire du GANIL pour passer d'une trentaine à seulement 2 réactions candidates.

Concernant la modélisation des cascades gamma, j'ai pu tester différentes bases de données existantes pour les niveaux d'énergie discret (ENSDF, TALYS) et mettre au point un algorithme simulant la désexcitation d'un noyau composé par émission de photons. J'ai aussi pu obtenir une première approximation du spectre du Gadolinium 148 avec SToGS.

S'il reste encore des améliorations à effectuer sur cette modélisation, ces dernières ont vocation à être réalisées lors d'un travail de thèse, et les résultats obtenus lors de cette première approximation constituent une première étape vers une simulation plus réaliste.

En un mot comme en cent, je ne retiens que du bon de ce stage. Que ce soit en terme de relations humaines ou en terme de travail, tout a été une réussite. Ayant candidaté à l'école doctorale de Lyon afin de pouvoir poursuivre en thèse les recherches expérimentales sur le processus p, je n'ai malheureusement pas été sélectionné. J'espère toutefois à l'avenir être capable de retourner travailler dans le groupe Matière Nucléaire, une fois mon doctorat obtenu.

Bibliographie

- [1] CNRS, Carte d'identité du CNRS, (2018)
<http://www.cnrs.fr/fr/le-cnrs>
- [2] Hcéres, IPNL Research Unit (Self-assessment document), campagne d'évaluation 2019-2020, p.6-34 (Novembre 2018)
- [3] Hcéres, IPNL Research Unit (Self-assessment document), campagne d'évaluation 2019-2020, p.51-56 (Novembre 2018)
- [4] C. Rolfs, W. Rodney, Cauldrons in the cosmos: Nuclear astrophysics, University of Chicago Press, 579 p., (1988)
- [5] W. Rapp et al., Sensitivity of p-process nucleosynthesis to nuclear reaction rates in a 25M supernova model, *Astrophys.J* 653:474-489 (Décembre 2010)
- [6] B. Bastin, C. Ducoin, Measurement of (p, γ), (p,n) and (α , γ) cross sections at energies relevant for the p-process at the SPIRAL2 facility, Letter of Intent for SPIRAL2 (Février 2017)
- [7] X. Ledoux et al., *EPJ Web of Conferences* 146, 03003 (2017)
- [8] A. Spyrou et al., Cross-section measurement of capture reactions relevant to the p process using a 4π γ -summing method, *Phys. Rev. C* 76, 015802 (2007)
- [9] S.Galanopoulos et al., The $88\text{Sr}(p,\gamma)89\text{Y}$ reaction at astrophysically relevant energies, *Phys. Rev. C* 67, 015801 (2003)
- [10] A.J. Koning, Talys User Manual v1.8, Nuclear Research and Consultancy Groupe (Décembre 2015)
- [11] A.J. Koning, S. Hilaire and M.C. Duijvestijn, "TALYS-1.0", *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology (Avril 2007)*, Nice, France, editors O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, and S. Leray, EDP Sciences, p. 211-214 (2008)
- [12] H.M Hofmann, Direct reactions and Hauser-Feschbach theory
- [13] P.E. Hodgson, Nuclear Optical Model, *Rep. Prog. Phys.* 34 765 (1971)
- [14] V. Avrigeanu et al. *Phys. Rev. C* 90, 044612 (2014)
- [15] P. Demetriou, C. Grama and S. Goriely, *Nucl. Phys. A* 707, 253 (2002)
- [16] E.Somorjai, Zs.Fulop, A.Z.Kiss, Experimental Cross Section of $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$ and Implications for the p-Process, *Astron. Astrophys.* 333, 1112 (1998)
- [17] T. Borell, S. Perrousset, N. Pelletier, Transition rate of a composed nucleus in an astrophysical reaction using the Back-shifted Fermi gas Model, *Astron. Astrophys* 420, 69 (2014)
- [18] D. Bucurescu, The ROSPHERE γ -ray spectroscopy array, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 837, 1-10 (2016)
- [19] Karlsruhe Astrophysical Database of Nucleosynthesis in Stars
<http://www.kadonis.org/>
- [20] G.G. Kiss et al., *Phys. Lett. B* 735, 40-44 (2014)
- [21] Rapport de M2 de A. Henry, Nucléosynthèse par processus p : préparation d'une campagne expérimentale (2018)
- [22] Rapport de M2 de V. Lelasseux, Préparation d'expériences pour l'étude de la nucléosynthèse par processus p (2017)

Annexe 1: Lexique

Abréviations :

CNRS: Centre National de la Recherche Scientifique

ENSDF: Evaluated Nuclear Structure Data File (for search and retrieval)

EPST: Établissement Public à caractère Scientifique et Technologique

GANIL: Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

IFIN-HH: Institut national de Physique (sic.) et d'Ingénierie Nucléaire « Horia Hulubei »

IPNL: Institut de Physique Nucléaire de Lyon

ROSPHERE: ROmanian array for SPectroscopy in HEavy ion REactions

Définitions :

Abondance: Proportion d'un élément dans un environnement donné par rapport aux autres éléments.

Alphas: Noyaux d'Hélium 4 (2 protons + 2 neutrons).

Approche phénoménologique: paramétrisation d'une fonction par analyse de données expérimentales.

Barrière Coulombienne: Répulsion subie par deux noyaux chargés positivement lors de leur approche.

Capture radiative: Réaction nucléaire d'absorption d'un nucléon ou d'un alpha, suivie d'une désexcitation par émission d'un gamma.

Densité de niveaux: Nombre de niveaux d'énergie d'un atome/d'une particule par unité d'énergie

Désintégration β^- : Désintégration radioactive d'un neutron en proton avec émission d'un électron et d'un neutrino.

Désintégration β^+ : Désintégration radioactive d'un proton en neutron avec émission d'un anti-électron/positron et d'un anti-neutrino.

Effet tunnel: Franchissement d'une barrière d'énergie par un objet quantique dont l'énergie est inférieure à la hauteur de la barrière.

Électronvolt: Unité de mesure de l'énergie adaptée aux particules élémentaires. $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$.

Équation de Schrödinger: Équation décrivant l'évolution dans le temps d'un objet quantique.

Gammas: Dénomination des photons de haute énergie (typiquement à partir de 100 keV).

GEANT4: Générateur de physique utilisé pour la simulation du passage de particules à travers la matière.

Neutron: Élément constitutif du noyau atomique ne possédant pas de charge électrique.

Nucléon: Composant du noyau atomique (proton ou neutron).

Nucléosynthèse: Synthèse d'un ou plusieurs noyaux atomiques par le biais de réactions nucléaires dans le contexte astrophysique.

Potentiel: Dans le contexte de la physique nucléaire, le potentiel désigne l'énergie potentielle liée aux interactions nucléaires.

Proton: Élément constitutif du noyau atomique, chargé positivement.

Photodésintégration: Réaction nucléaire d'absorption d'un photon de haute énergie suivie d'une désexcitation par émission de nucléons.

Photon: Particule vectrice de l'interaction électromagnétique.

ROOT: Framework (en langage C++) développé par le CERN pour l'analyse de données.

Section efficace: Grandeur physique reliée à la probabilité qu'une réaction donnée se produise entre un projectile et une cible.

Spectrométrie gamma: Technique de mesure nucléaire utilisant les rayonnements gamma émis lors de la désexcitation d'un noyau.

Spin: Propriété quantique interne aux particules (au même titre que la charge électrique), assimilée à un moment angulaire, mais ne possédant pas d'équivalent classique.

Supernova: Phénomène associé à l'explosion d'une étoile en fin de vie.

Système de centre de masse: Référentiel dans lequel la quantité de mouvement totale est toujours nulle.

Système de laboratoire: Référentiel terrestre dans lequel l'expérimentateur effectue l'expérience.

Vallée de stabilité: Zone de la carte des nucléides où se situent les isotopes stables.

Annexe 2: Caractéristiques des réactions de priorité 1

A - Fenêtre de Gamow (dans le système de centre de masse)

Réaction	Centre de la fenêtre	Largeur de la	Borne inférieure	Borne supérieure
98Ru(α,γ)102Pd	7.864257895	3.293755845	6.21737997	9.51113582
102Pd(α,γ)106Cd	8.10495581	3.343781229	6.4330652	9.77684642
141Pr(α,γ)145Pm	9.601351574	3.639390994	7.78165608	11.4210471
144Sm(α,γ)148Gd	9.926025349	3.700413185	8.07581876	11.7762319
148Sm(α,γ)152Gd	9.928443382	3.700863877	8.07801144	11.7788753
152Gd(α,γ)156Dy	10.14316851	3.740669598	8.27283371	12.0135033
158Dy(α,γ)162Er	10.35676152	3.779849583	8.46683672	12.2466863
162Er(α,γ)166Yb	10.56709419	3.818038638	8.65807487	12.4761135
168Yb(α,γ)172Hf	10.77638171	3.855662512	8.84855046	12.704213
186Os(α,γ)190Pt	11.39224992	3.964307022	9.41009641	13.3744034
197Au(α,γ)201Tl	11.69469173	4.016584602	9.68639943	13.702984

B - Énergies de faisceau associées (dans le système de laboratoire)

Réaction	E_0 laboratoire (MeV)	E_{inf} (MeV)	E_{sup} (MeV)
98Ru(α,γ)102Pd	8.185767627	6.471561383	9.89997387
102Pd(α,γ)106Cd	8.423298573	6.685740201	10.1608569
141Pr(α,γ)145Pm	9.874086209	8.002700699	11.7454717
144Sm(α,γ)148Gd	10.2020964	8.30043029	12.1037625
148Sm(α,γ)152Gd	10.19710892	8.296603947	12.0976139
152Gd(α,γ)156Dy	10.41040871	8.490796541	12.3300209
158Dy(α,γ)162Er	10.61925421	8.681429168	12.5570792
162Er(α,γ)166Yb	10.82829471	8.872087695	12.7845017
168Yb(α,γ)172Hf	11.03323028	9.059450325	13.0070102
186Os(α,γ)190Pt	11.63746484	9.612646039	13.6622836
197Au(α,γ)201Tl	11.93234226	9.883238984	13.9814455

C - Chaleur de réaction et énergie seuil

Réaction	Q (MeV)	E _{seuil} (MeV)
98Ru(α,γ)102Pd	2.10329	Non
102Pd(α,γ)106Cd	1.65388	Non
141Pr(α,γ)145Pm	-2.32325	2.38924
144Sm(α,γ)148Gd	-3.27129	3.36227
148Sm(α,γ)152Gd	-2.20444	2.26409
152Gd(α,γ)156Dy	-1.75304	1.79922
158Dy(α,γ)162Er	-1.64792	1.68969
162Er(α,γ)166Yb	-2.31386	2.37105
168Yb(α,γ)172Hf	-2.7548	2.8204
186Os(α,γ)190Pt	-3.26858	3.33893
197Au(α,γ)201Tl	-1.534	1.5652

D - Énergie d'excitation des noyaux composés et seuil d'émission de neutrons

Réaction	E* _{inf} (MeV)	E* _{sup} (MeV)	S _n (MeV)
98Ru(α,γ)102Pd	8.32067	11.61442582	10.5425171
102Pd(α,γ)106Cd	8.0869452	11.43072642	10.8696171
141Pr(α,γ)145Pm	5.4584061	9.097797071	7.9227171
144Sm(α,γ)148Gd	4.8045288	8.504941941	8.9837171
148Sm(α,γ)152Gd	5.8735714	9.57443532	8.5892171
152Gd(α,γ)156Dy	6.5197937	10.26046331	9.4443171
158Dy(α,γ)162Er	6.8189167	10.59876631	9.2038171
162Er(α,γ)166Yb	6.3442149	10.16225351	9.3717
168Yb(α,γ)172Hf	6.0937505	9.949412971	9.0423171
186Os(α,γ)190Pt	6.1415164	10.10582343	8.9088171
197Au(α,γ)201Tl	8.1523994	12.16898403	8.204

Annexe 3: Structure d'un fichier d'entrée de TALYS

Afin que TALYS puisse exécuter un calcul, l'utilisateur doit spécifier différents mots clés renseignant les paramètres de la réaction dans un fichier d'entrée. Un fichier d'entrée pour le calcul des sections efficaces de chaque canal de la réaction $^{144}\text{Sm} + \alpha$ est présenté ci-dessous. Les lignes commençant par le symbole “#” sont des commentaires (i.e. ces lignes ne sont pas lues par le code de TALYS, mais servent à l'utilisateur pour rajouter des informations/explications qui lui serviront à lui et aux autres utilisateurs). Elles serviront en l'occurrence ici à expliquer le rôle de chaque mot clé utilisé dans ce fichier d'input :

```
1 # Les quatres mots clés principaux
2 # Il s'agit du nombre minimum de mots clés à renseigner à TALYS
3
4 projectile a #Le projectile utilisé (un alpha)
5 element Sm #Le noyau cible (le samarium)
6 mass 144 #Le nombre de masse du noyau cible (144)
7 energy 5.4 20.0 0.2 #La plage d'énergie (en MeV) avec le pas entre chaque point
8
9 # Paramètres physiques et numériques basiques
10 #
11 ejectiles g n #Les éjectiles susceptibles d'être créé à la suite de la réaction (ici gamma et neutron)
12 xseps 1.0E-20 #Limite en dessous de laquelle les sections efficaces en sortie sont considérées comme nulles
13 popeps 1.0E-20 #Limite de population en dessous de laquelle un niveau d'énergie est considéré comme vide
14
15 # Modèle optique
16 #
17 alphaomp 6 #Choix du modèle optique alpha (cf 3.3), ici le modèle d'Avrigneanu
18
19 # Modèle du noyau composé
20 #
21 compound y #Spécifie qu'on souhaite que le modèle du noyau composé soit utilisé
22
23 # Émission de Gammas
24 #
25 racap y #flag spécifiant à TALYS qu'on souhaite utiliser les modèles de capture radiative
26 ldmodelracap 1 #Le modèle utilisé pour les niveau d'énergie (ici on prend en compte spin et parité)
27
28 # Pre-Equilibrium
29 #
30 preequilibrium y #flag demandant à TALYS d'effectuer des calculs sur le pré-equilibre
31 preeqmode 2 #Modèle d'exciton (ici des transitions numérique avec éléments de matrice dépendants en énergie)
32
33 # Densité de niveau
34 #
35 ldmodel 1 #Modèle de densité de niveau (ici gaz de Fermi à température constante)
```

Il est à noter que si notre fichier d'entrée ne renseigne “que” 14 mots-clés, possède des valeurs par défauts de plus de 150 autres mots-clés que nous n'avons pas renseignés. Ces valeurs sont indiquées par le logiciel dans le fichier de sortie (**Annexe 4**) et il est important de les consulter avant de récupérer les résultats afin de s'assurer que TALYS calcule bien ce que l'on souhaite (typiquement, le modèle de capture radiative est désactivé par défaut).

Annexe 4: Structure des fichiers de sortie de TALYS

TALYS lit les mots clés et les valeurs associées dans le fichier d'entrée et renvoie tout d'abord un fichier de sortie principal. Ce dernier a pour but de rappeler les mots clés spécifiés, ensuite, il indique les paramètres par défaut pour les valeurs non-spécifiées dans le fichier d'entrée (lignes 53 à 244 du fichier):

```
53 USER INPUT FILE + DEFAULTS
54
55 Keyword          Value  Variable  Explanation
56
57 #
58 # Four main keywords
59 #
60 projectile        a      ptype0    type of incident particle
61 element           Sm     Starget   symbol of target nucleus
62 mass              144   mass      mass number of target nucleus
63 energy            energyfile  file with incident energies
64 #
65 # Basic physical and numerical parameters
66 #
67 ejectiles g n      outtype  outgoing particles
68 maxz              12     maxZ      maximal number of protons away from the initial compound nucleus
69 maxn              32     maxN      maximal number of neutrons away from the initial compound nucleus
70 bins              40     nbins     number of continuum excitation energy bins
71 equidistant       n      flagequi  flag to use equidistant excitation bins instead of logarithmic bins
72 popmev            n      flagpopmev  flag to use initial population per MeV instead of histograms
73 segment           1      segment   number of segments to divide emission energy grid
74 maxlevelstar      30     nlevmax   maximum number of included discrete levels for target
75 maxlevelsres      10     nlevmaxres  maximum number of included discrete levels for residual nucleus
```

Ensuite, TALYS fournit les paramètres basiques de la réaction:

```
246 ##### BASIC REACTION PARAMETERS #####
247
248 Projectile        : alpha      Mass in a.m.u.      : 4.002603
249 Target           : 144Sm      Mass in a.m.u.      : 143.912006
250
251  Included channels:
252 |         |         |         | gamma
253 |         |         |         | neutron
254 |         |         |         | alpha
255
256  74 incident energies (LAB):
257 |         |         |         |
258 |         |         |         | 5.400 to 20.000 with a step of 0.2
259
260 Q-values for binary reactions:
261
262 Q(a,g): -3.27129
263 Q(a,n): -12.25500
264 Q(a,a): 0.00000
```

Enfin, TALYS compile pour chaque point (ici les 74 points allant de 5,4 à 20,0 MeV par pas de 0,2 MeV) les valeurs demandées (section efficace, spectre, etc...):

```

276 ##### REACTION SUMMARY FOR E= 5.40000 #####
277
278 Center-of-mass energy: 5.254
279
280 1. Total (binary) cross sections
281
282 Reaction = 1.95619E-15
283   Compound elastic= 1.01744E-20
284   Non-elastic = 1.95618E-15
285     Direct = 2.30000E-19
286     Pre-equilibrium = 0.00000E+00
287     Compound non-el = 1.95595E-15
288
289 2. Binary non-elastic cross sections (non-exclusive)
290
291 gamma = 1.95596E-15
292 neutron = 0.00000E+00
293 alpha = 2.30000E-19
294
295 3. Total particle production cross sections
296
297 gamma = 1.95596E-15 Multiplicity= 9.99888E-01
298 neutron = 0.00000E+00 Multiplicity= 0.00000E+00
299 alpha = 2.30000E-19 Multiplicity= 1.17576E-04
300
301 4. Residual production cross sections
302
303 a. Per isotope
304
305 Z  A  nuclide  total  level  isomeric  isomeric  lifetime
306   |  |  |  cross section  cross section ratio
307
308 64 148 (148Gd) 1.95596E-15 0 1.95596E-15 1.00000
309 62 144 (144Sm) 2.20000E-19 0 2.20000E-19 1.00000
310
311 b. Per mass
312
313 A cross section
314
315 148 1.95596E-15
316 144 2.20000E-19
317
318 Total residual production cross section: 0.00000
319 Non-elastic cross section : 0.00000
320
321 6. Exclusive cross sections
322
323 6a. Total exclusive cross sections
324
325   |  Emitted particles  cross section reaction  level  isomeric  isomeric
326   |  n  p  d  t  h  a  cross section ratio
327   |  0  0  0  0  0  0  1.95596E-15 (a,g)
328   |  0  0  0  0  0  1  2.20000E-19 (a,a')
329

```

```

330 Absorption cross section : 0.00000
331
332 Sum over exclusive channel cross sections: 0.00000
333 (n,gn) + (n,gp) +...(n,ga) cross sections: 0.00000
334 Total : 0.00000
335 Non-elastic cross section : 0.00000
336
337 6b. Exclusive spectra
338
339 | Emitted particles cross section reaction gamma cross section
340 | n p d t h a
341 | 0 0 0 0 0 0 1.95596E-15 (a,g) 4.00334E-15
342
343 Outgoing spectra
344
345 | Emitted particles cross section reaction gamma cross section
346 | n p d t h a
347 | 0 0 0 0 0 1 2.20000E-19 (a,a') 5.55069E-19

```

TALYS ne possède pas d'interface graphique, toutefois le logiciel génère plusieurs fichiers supplémentaires afin de pouvoir présenter les résultats de calcul dans des fichiers de tableurs, permettant ainsi l'affichage de graphiques. Par exemple, on voit ici les valeurs des sections efficaces binaires (3.2) des différents canaux de réaction entre ^{144}Sm et α :

```

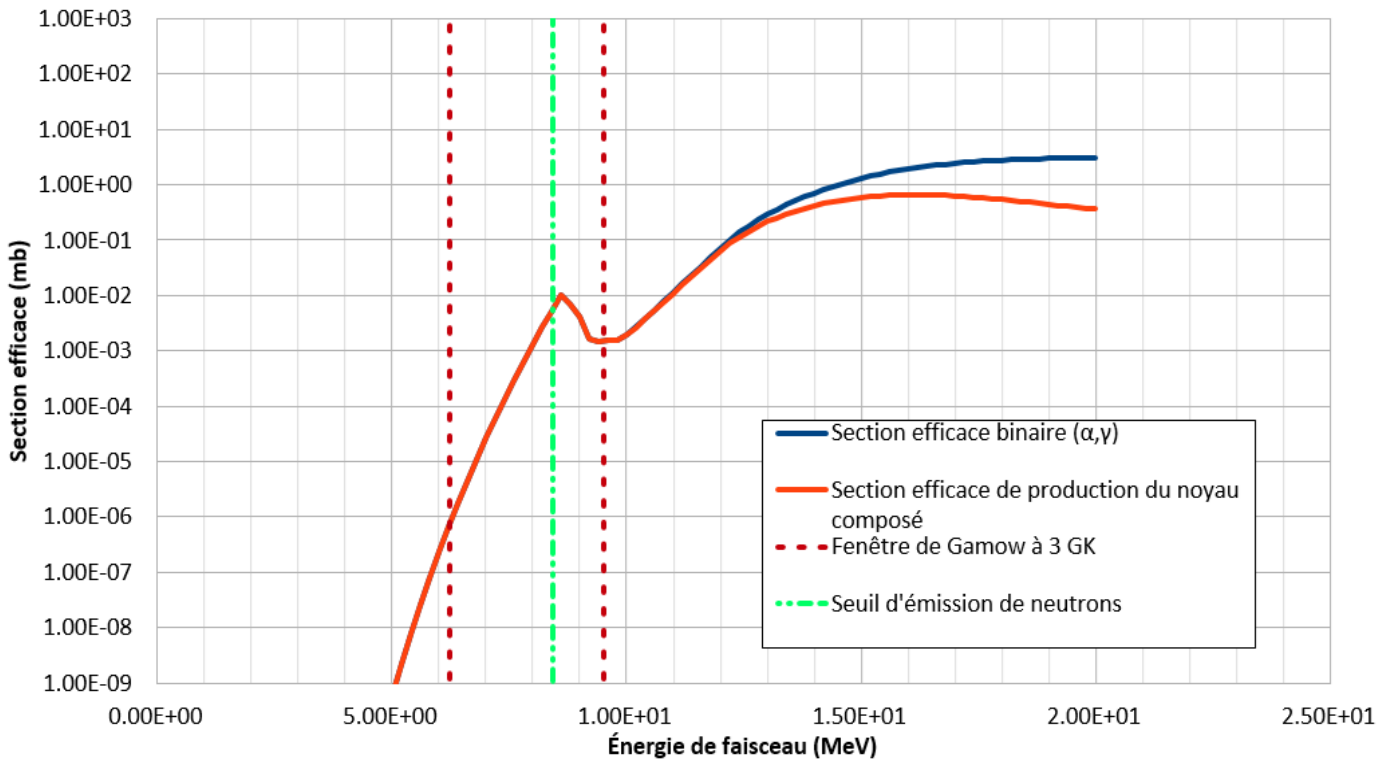
1 # a + 144Sm Binary cross sections
2 #
3 # energy in MeV ; cross section in mb
4 # # energies = 74
5 # E gamma neutron proton deuteron triton helium-3 alpha
6 5.40000E+00 1.95596E-15 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 2.30000E-19
7 5.60000E+00 1.04443E-14 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.80000E-19
8 5.80000E+00 5.24216E-14 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.00000E-19
9 6.00000E+00 2.40480E-13 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.00000E-19
10 6.20000E+00 1.02799E-12 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.00000E-19
11 6.40000E+00 4.10968E-12 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.00000E-19
12 6.60000E+00 1.54546E-11 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.00001E-19
13 6.80000E+00 5.48641E-11 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.00019E-19
14 7.00000E+00 1.84738E-10 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.13463E-19
15 7.20000E+00 5.91171E-10 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 2.08488E-19
16 7.40000E+00 1.79968E-09 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.17307E-18
17 7.60000E+00 5.21346E-09 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.32233E-17
18 7.80000E+00 1.43592E-08 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 6.31229E-17
19 8.00000E+00 3.75753E-08 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 7.09394E-16
20 8.20000E+00 9.34586E-08 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 4.25966E-15
21 8.40000E+00 2.21354E-07 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.73422E-14
22 8.60000E+00 5.00986E-07 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.49038E-13
23 8.80000E+00 1.08868E-06 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 5.60115E-13
24 9.00000E+00 2.28347E-06 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 2.87663E-12
25 9.20000E+00 4.64610E-06 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.26085E-11
26 9.40000E+00 9.20946E-06 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 3.56703E-11
27 9.60000E+00 1.78440E-05 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.69531E-10
28 9.80000E+00 3.38818E-05 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 5.35284E-10
29 1.00000E+01 6.31662E-05 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.60787E-09
30 1.02000E+01 1.15791E-04 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 5.28251E-09
31 1.04000E+01 2.08948E-04 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.32934E-08
32 1.06000E+01 3.71529E-04 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 3.80017E-08
33 1.08000E+01 6.51492E-04 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.01626E-07
34 1.10000E+01 1.12756E-03 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 2.37427E-07
35 1.12000E+01 1.96225E-03 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 6.29447E-07
36 1.14000E+01 3.49658E-03 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 1.50091E-06
37 1.16000E+01 6.10778E-03 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 0.00000E+00 3.61666E-06

```

Annexe 5: Sections efficaces binaires et de production des réactions de priorité 1

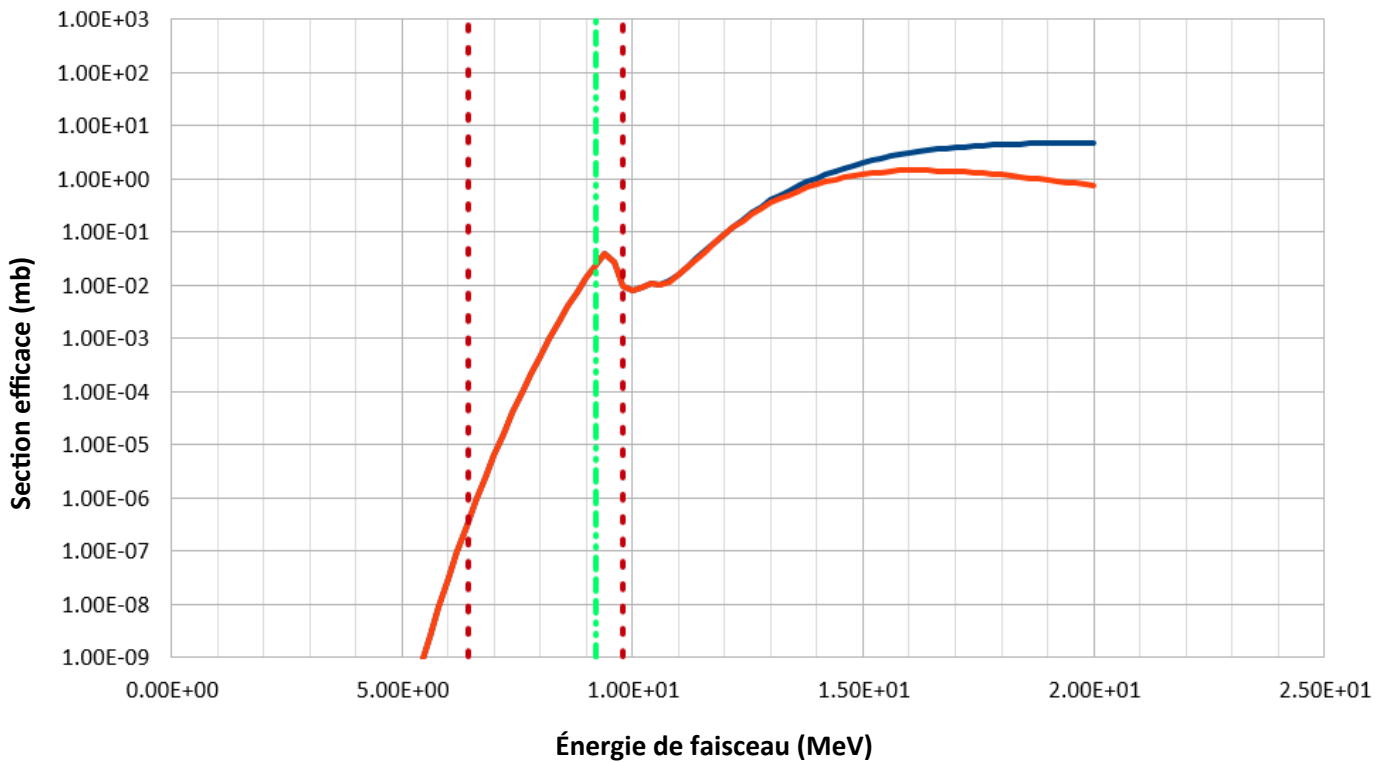
A - $^{98}\text{Ru}(\alpha,\gamma)^{102}\text{Pd}$

Comparaison des sections efficaces et de production du ^{102}Pd

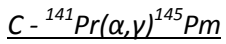


B - $^{102}\text{Pd}(\alpha,\gamma)^{106}\text{Cd}$

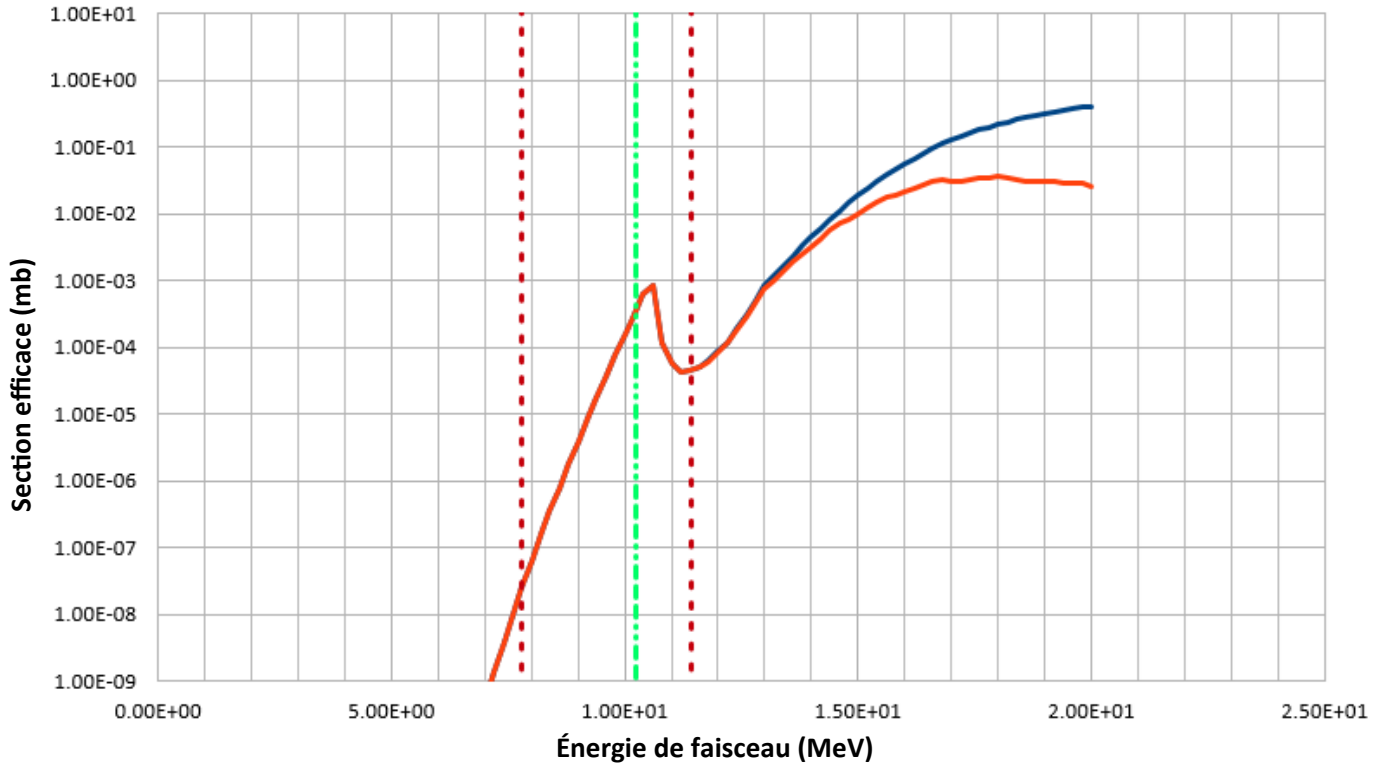
Comparaison des sections efficaces et de production du ^{106}Cd



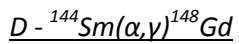
N.B: même légende que la figure A.



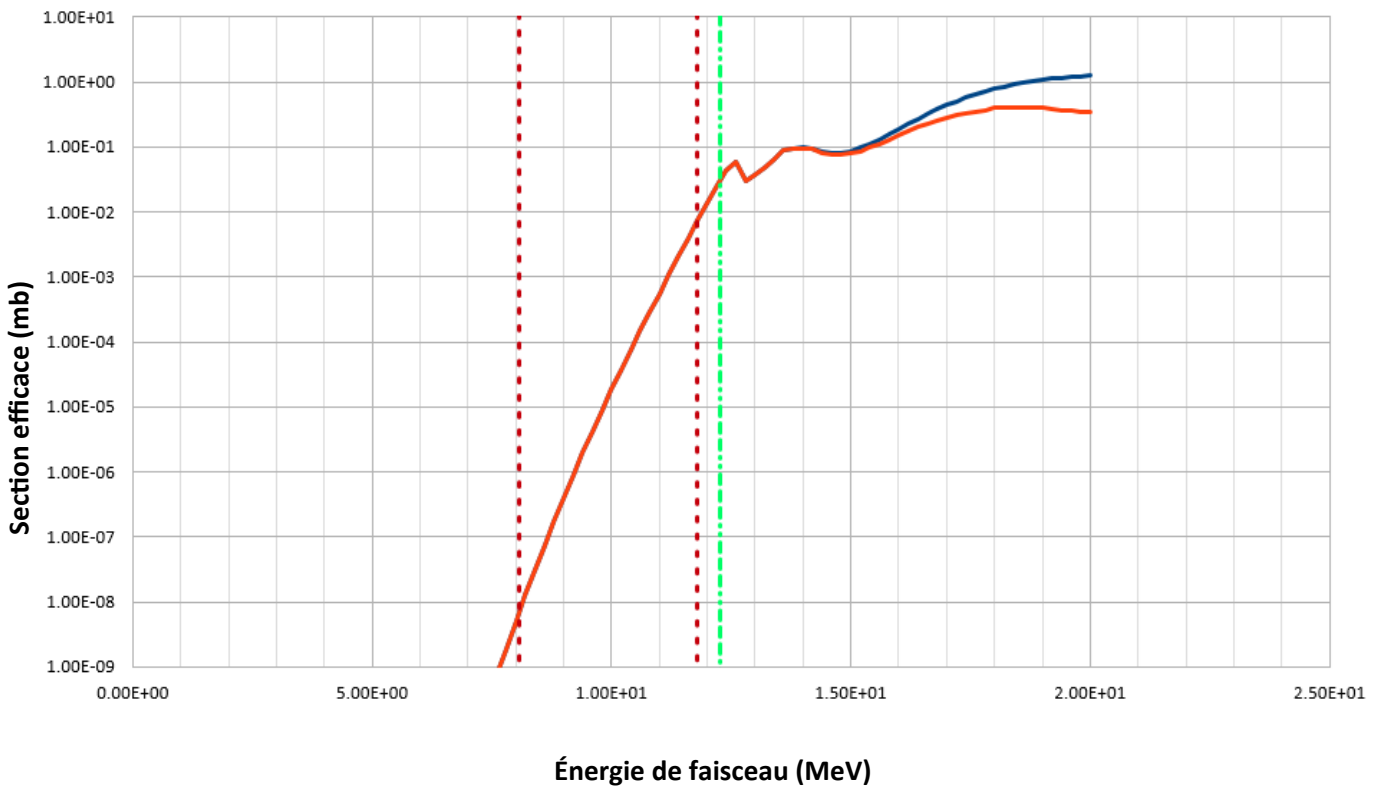
Comparaison des sections efficaces et de production du ${}^{145}\text{Pm}$



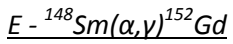
N.B: même légende que la figure A.



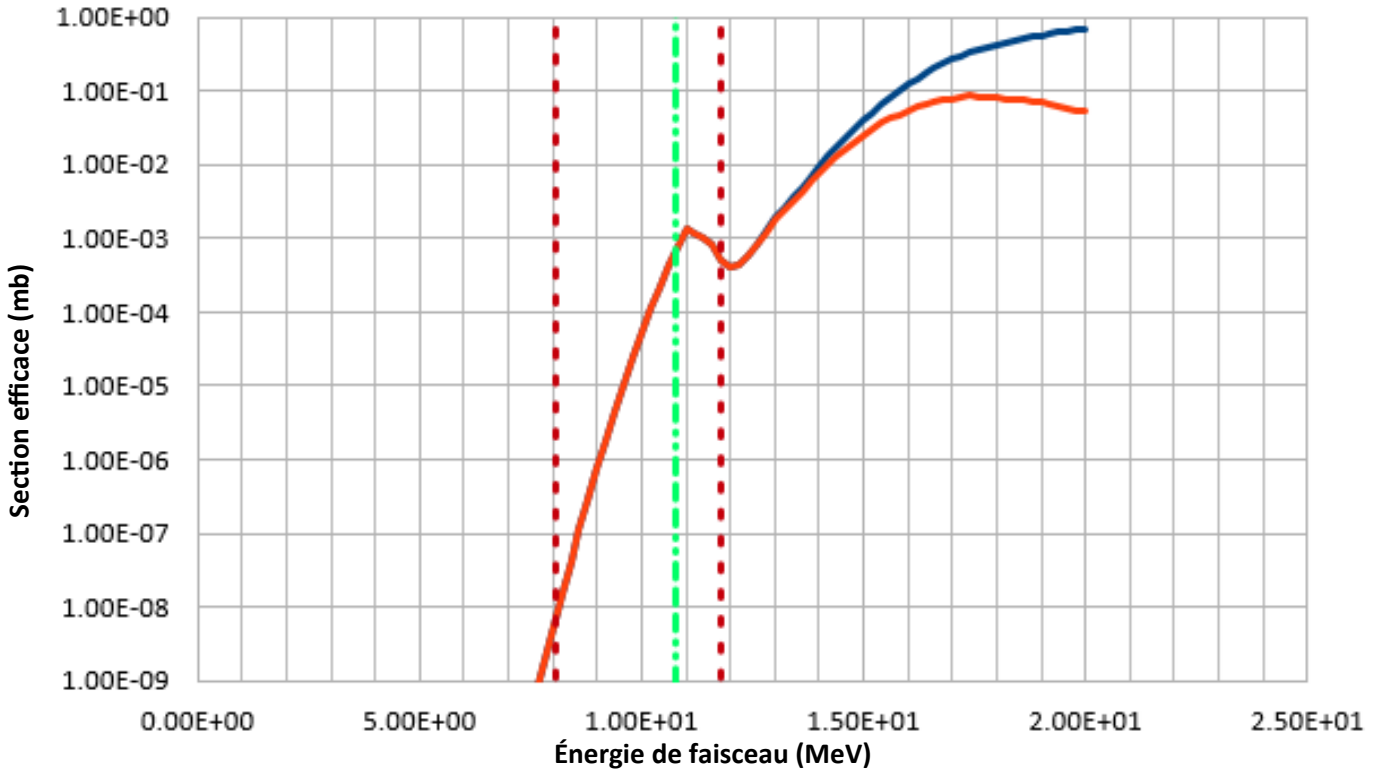
Comparaison des sections efficaces et de production du ${}^{148}\text{Gd}$



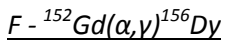
N.B: même légende que la figure A.



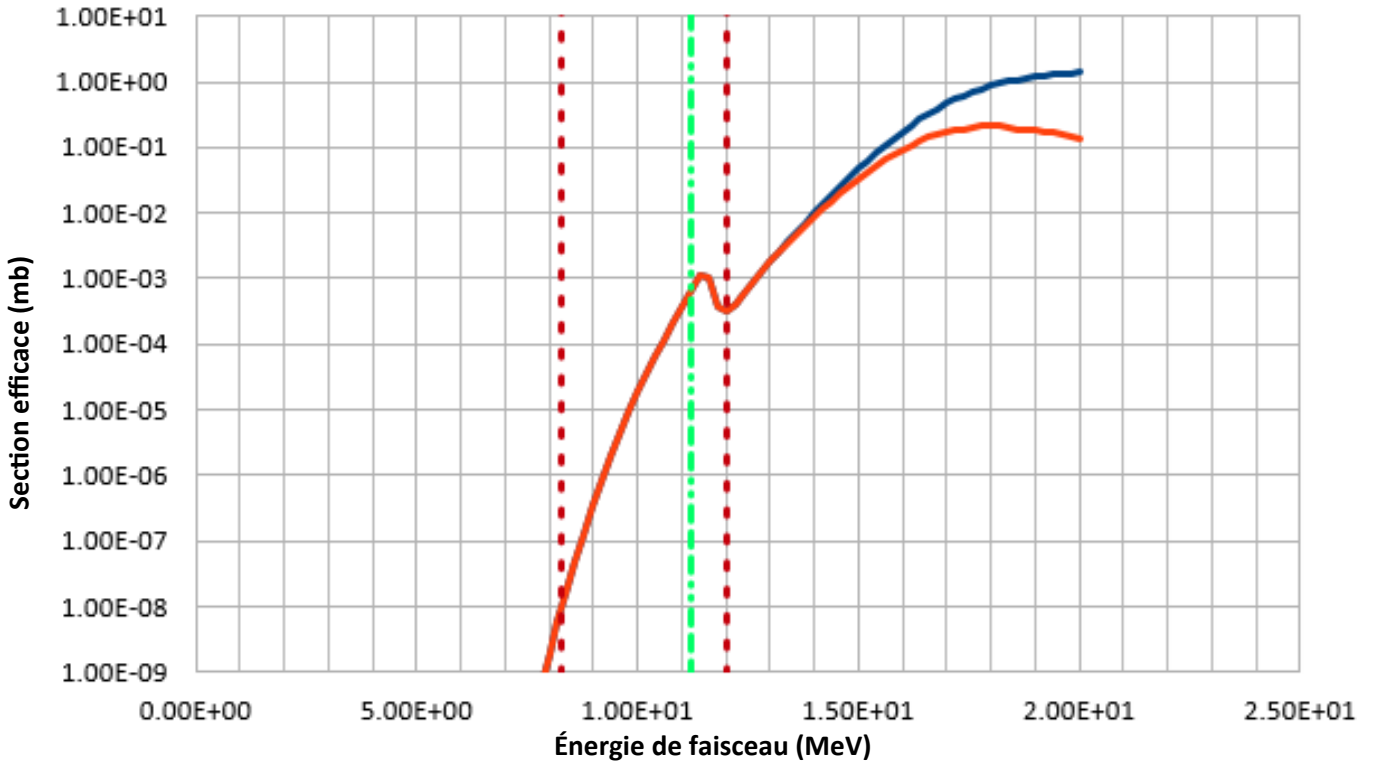
Comparaison des sections efficaces et de production du 152Gd



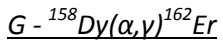
N.B: même légende que la figure A.



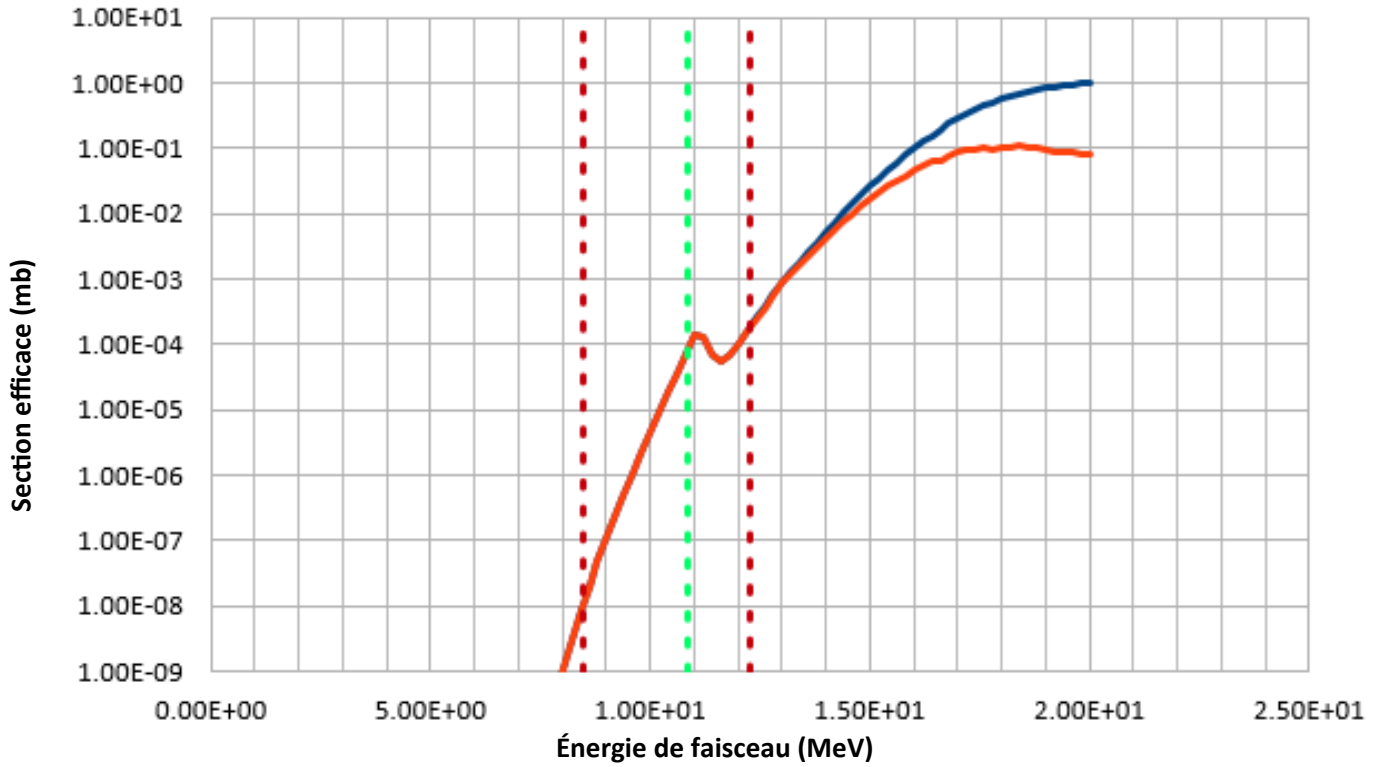
Comparaison des sections efficaces et de production du 156Dy



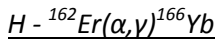
N.B: même légende que la figure A.



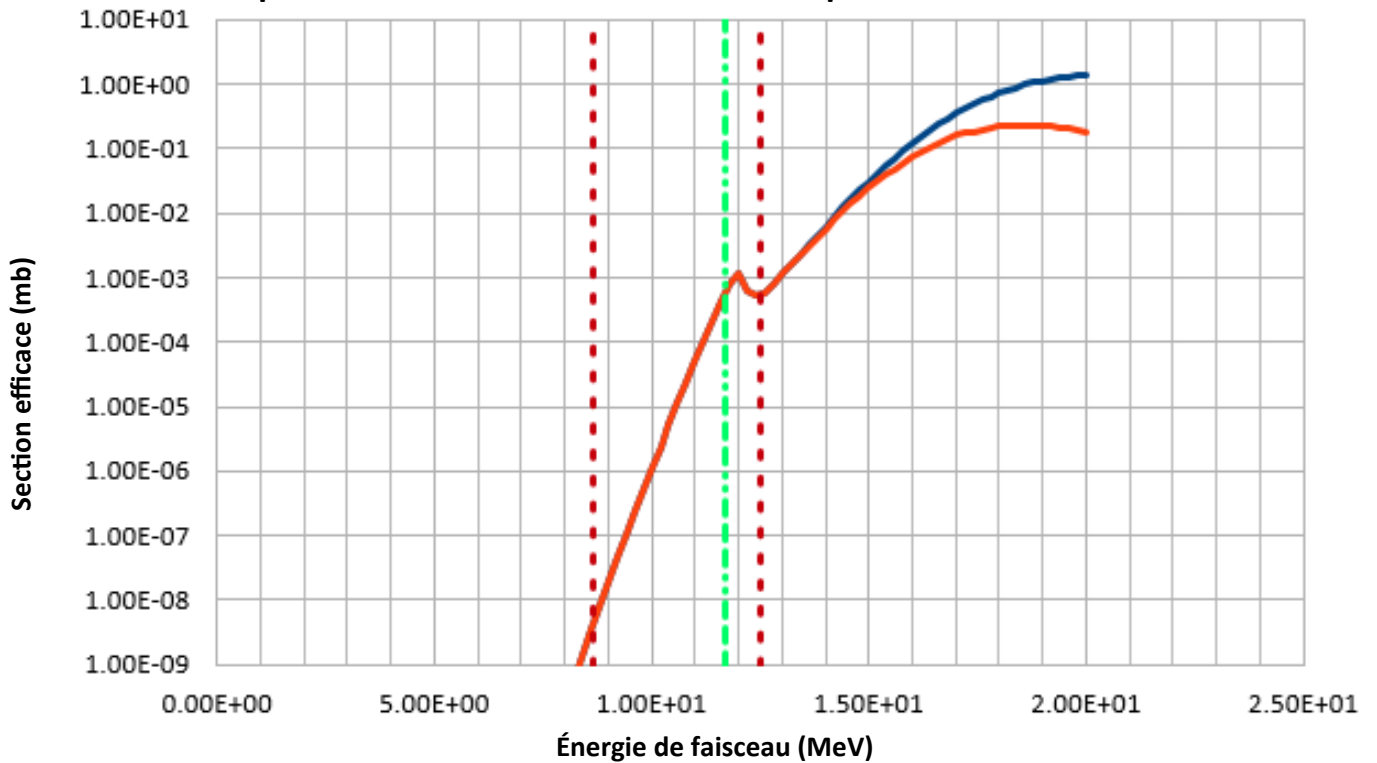
Comparaison des sections efficaces et de production du ${}^{162}\text{Er}$



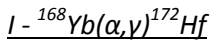
N.B: même légende que la figure A.



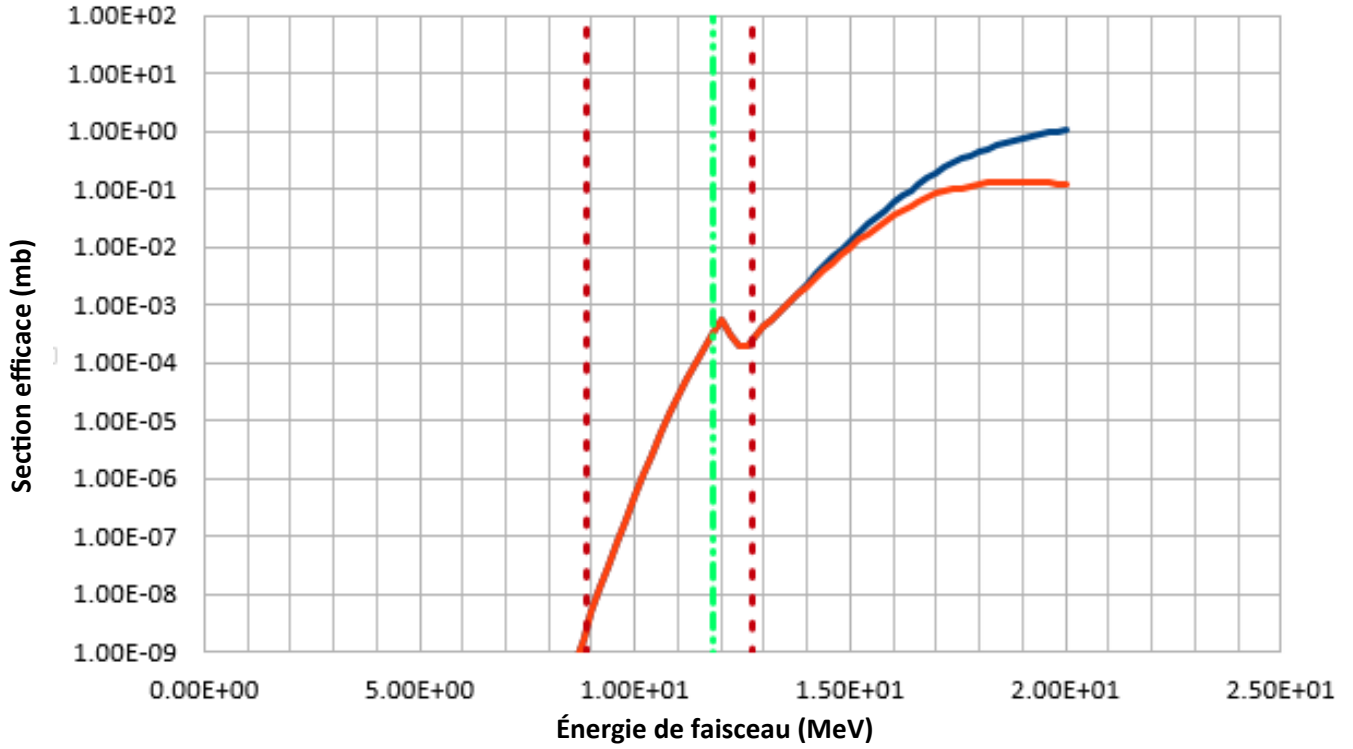
Comparaison des sections efficaces et de production du ${}^{166}\text{Yb}$



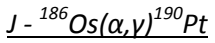
N.B: même légende que la figure A.



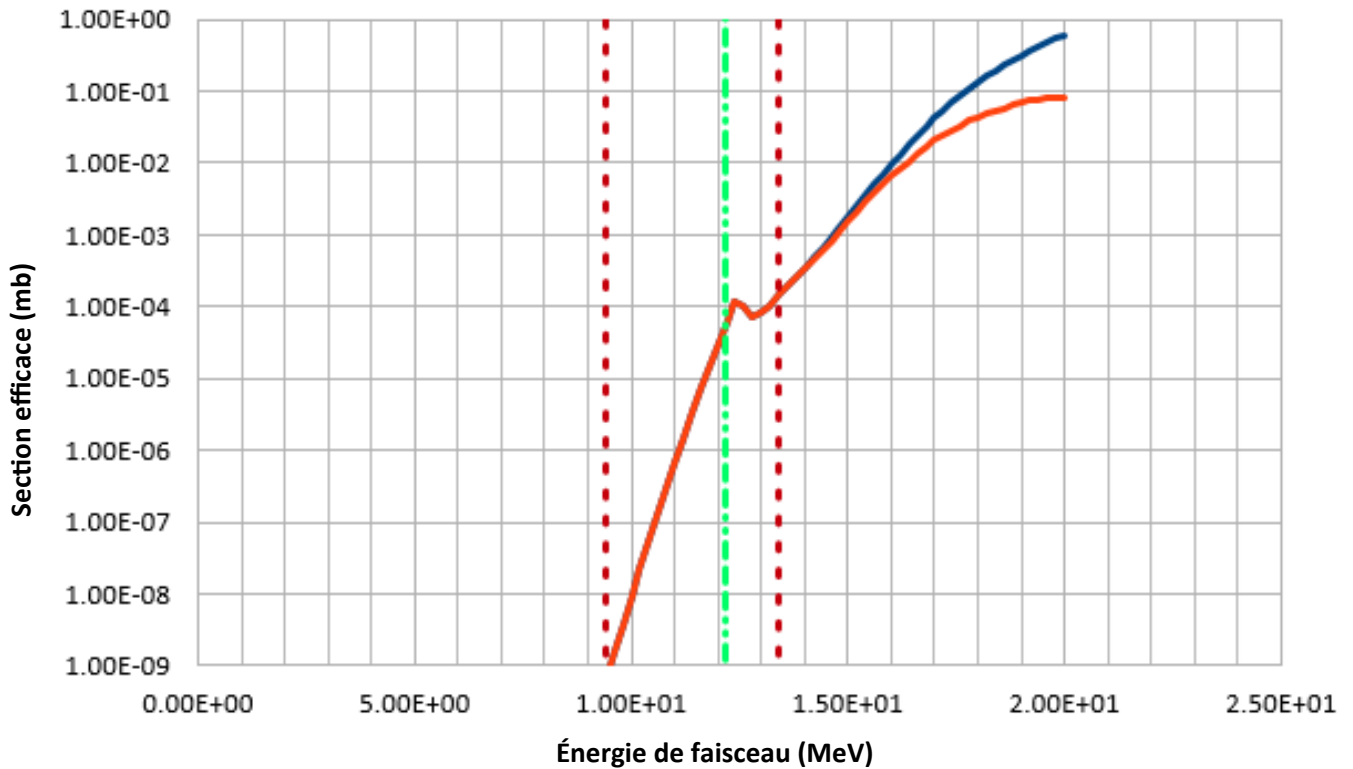
Comparaison des sections efficaces et de production du ${}^{172}\text{Hf}$



N.B: même légende que la figure A.

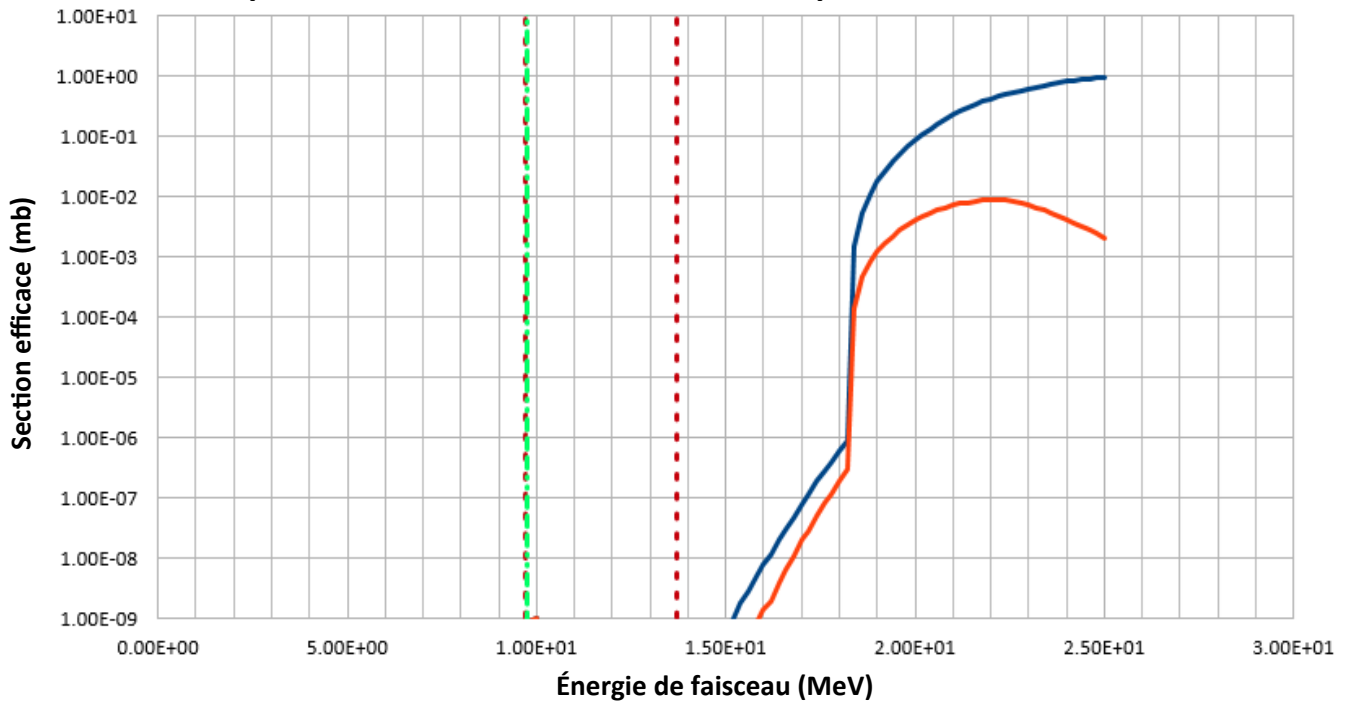


Comparaison des sections efficaces et de production du ${}^{190}\text{Pt}$



N.B: même légende que la figure A.

Comparaison des sections efficaces et de production du ${}^{201}\text{Tl}$



N.B: même légende que la figure A.

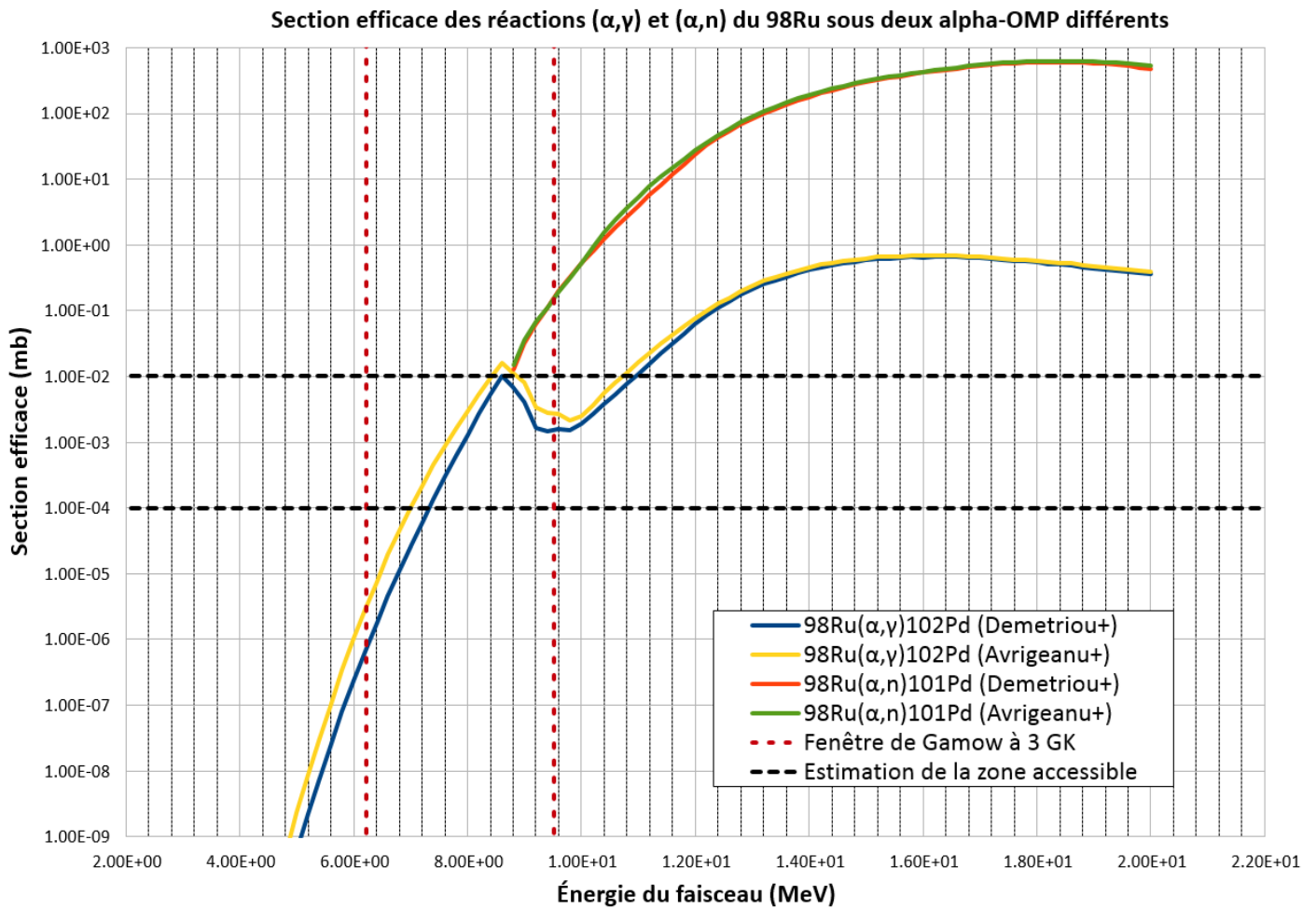
Les courbes obtenues pour ${}^{197}\text{Au}$ présentent plusieurs spécificités.

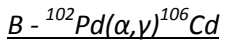
D'une part, le seuil d'émission de neutrons apparaît dès le début de la fenêtre de Gamow; de plus, la section efficace (α,γ) dans cette fenêtre est extrêmement faible (inférieure au picobarn). Ces raisons ont conduit à écarter dans un premier temps l'étude de ce cas. Par ailleurs, un aspect atypique apparaît vers 17 MeV avec une discontinuité probablement due à une défaillance numérique.

Annexe 6: Sections efficaces de capture des réactions de priorité 1

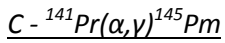
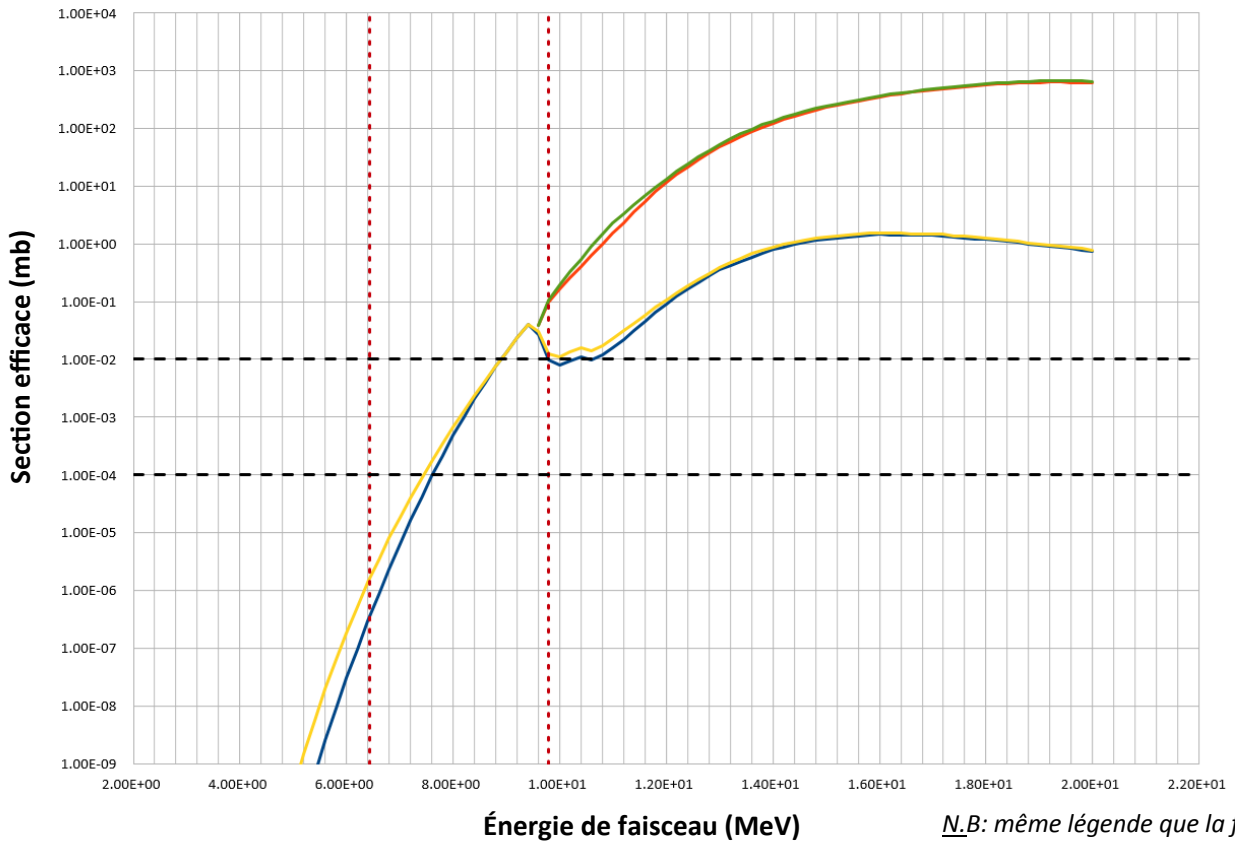
Les données utilisées dans ce rapport sont disponibles en ligne sur la base de données KaDoNiS [19] dédiée au processus p, sauf dans le cas $^{162}\text{Er}(\alpha,\gamma)^{166}\text{Yb}$ [20].

$A - ^{98}\text{Ru}(\alpha,\gamma)^{102}\text{Pd}$

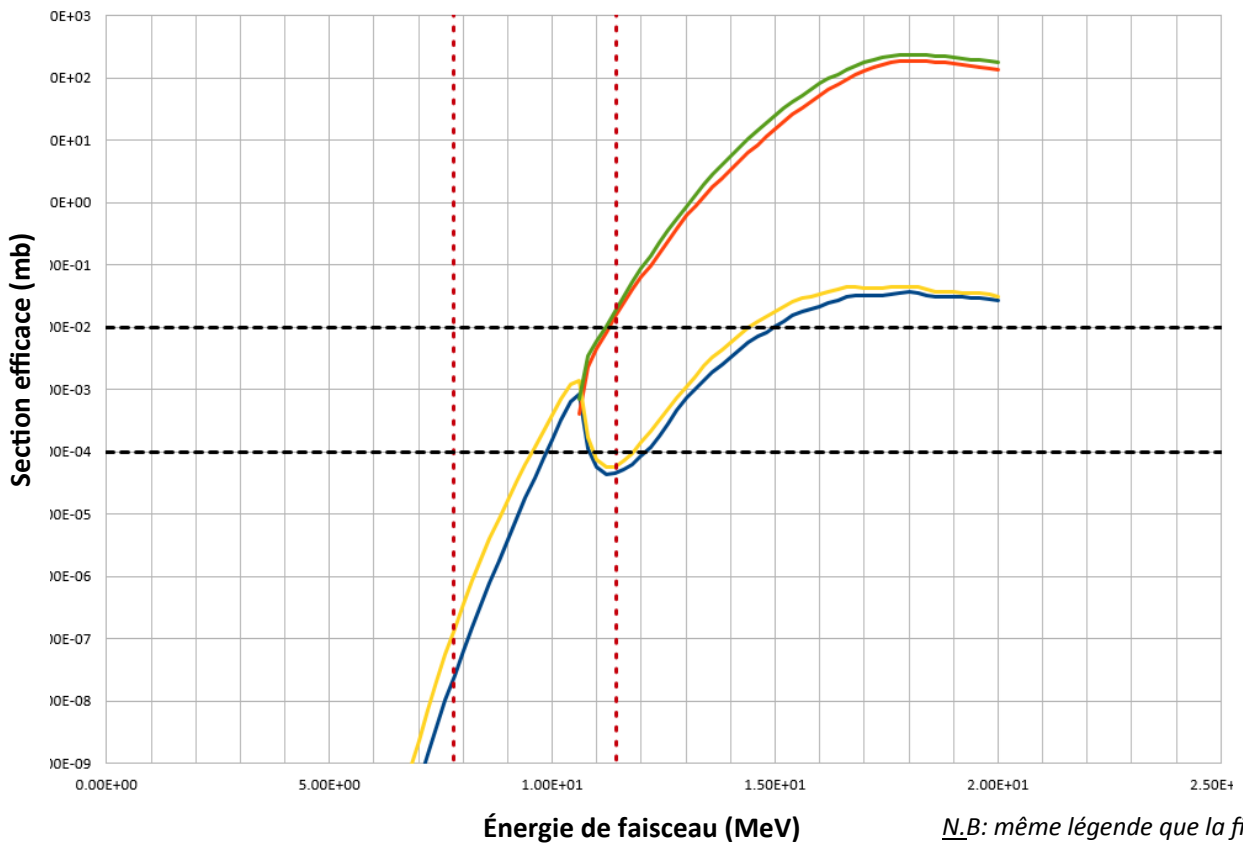




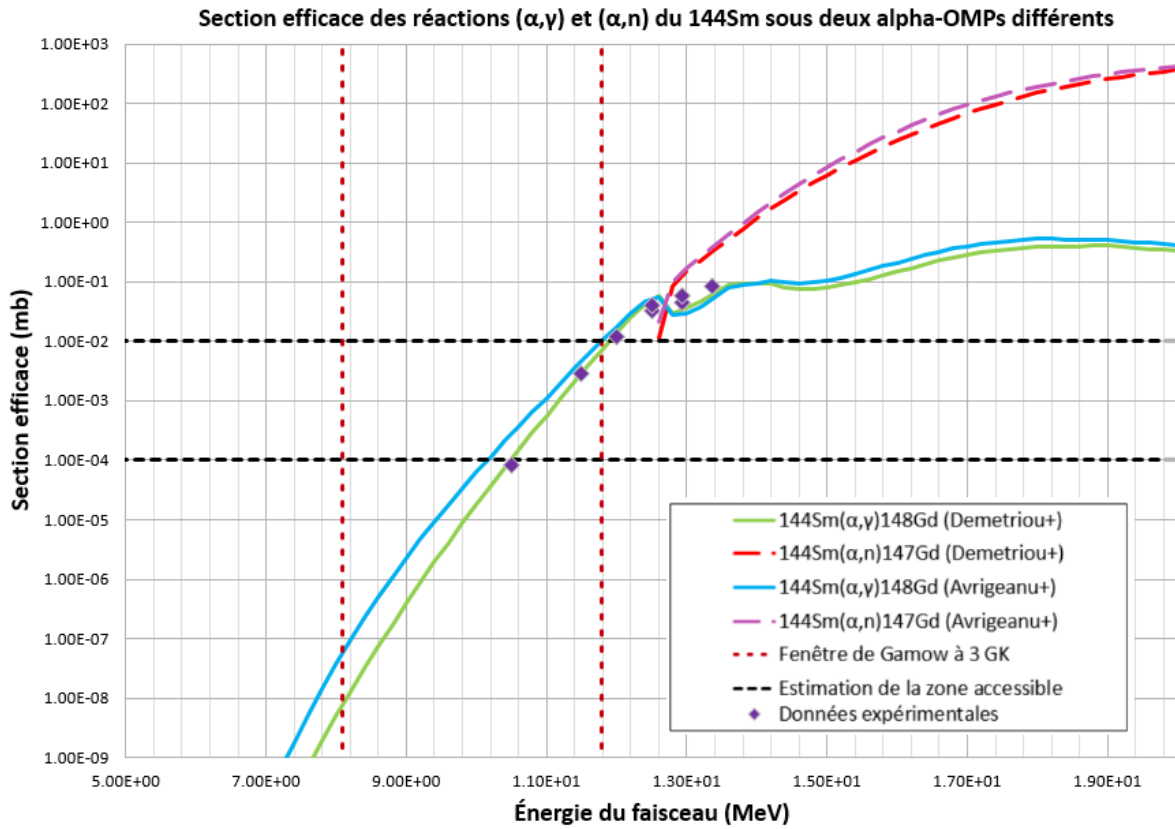
Section efficace des réactions (α,γ) et (α,n) du ${}^{102}\text{Pd}$ sous deux alpha-OMP différents



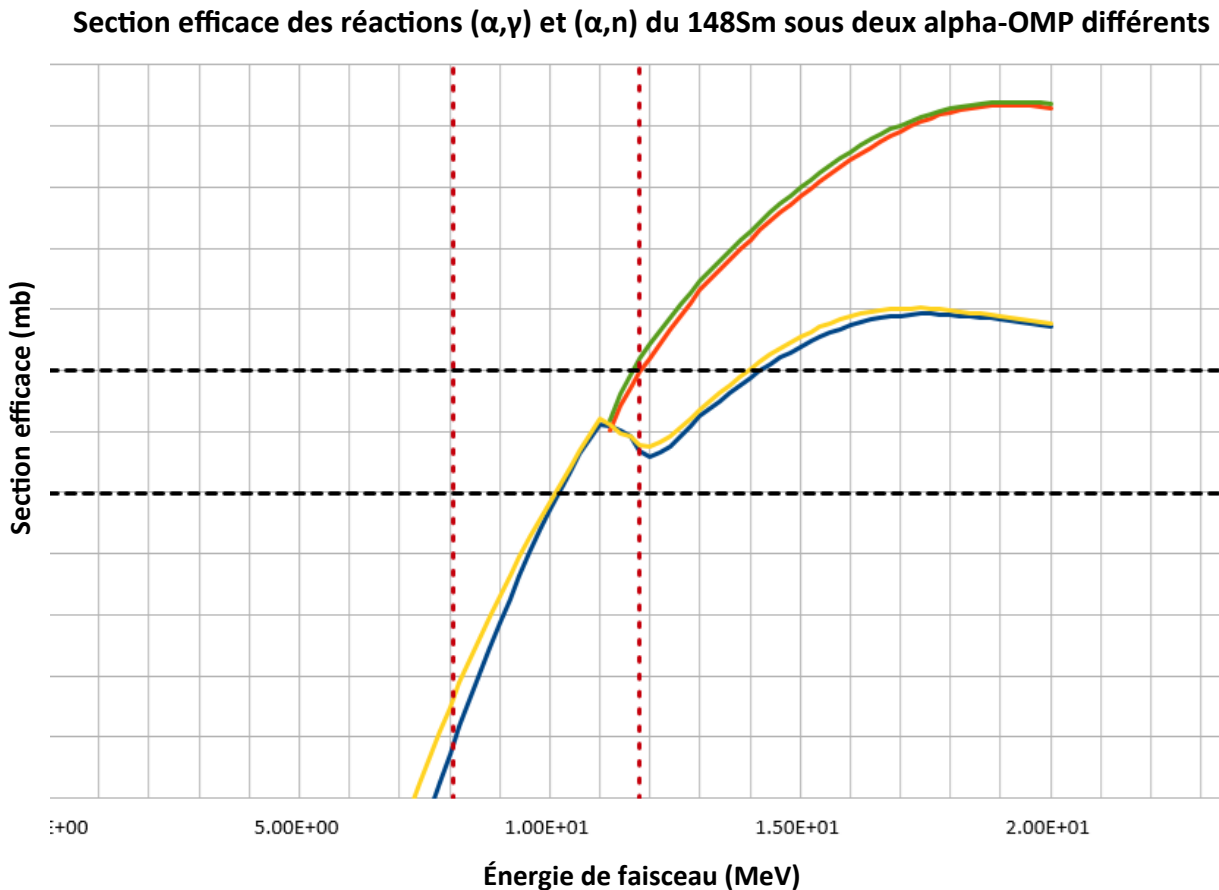
Section efficace des réactions (α,γ) et (α,n) du ${}^{141}\text{Pr}$ sous deux alpha-OMP différents



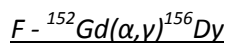
$D - {}^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma){}^{148}\text{Gd}$



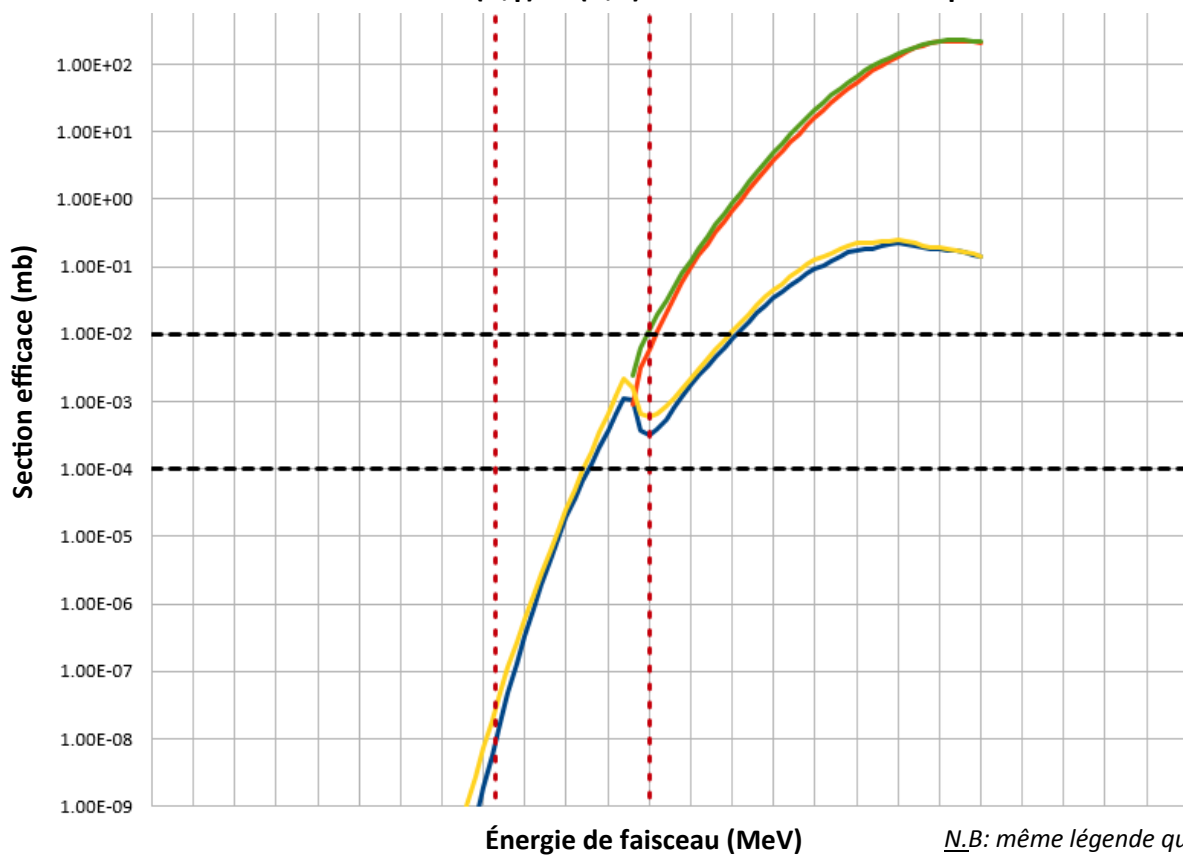
$E - {}^{148}\text{Sm}(\alpha,\gamma){}^{152}\text{Gd}$



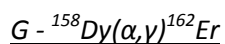
N.B: même légende que la figure A



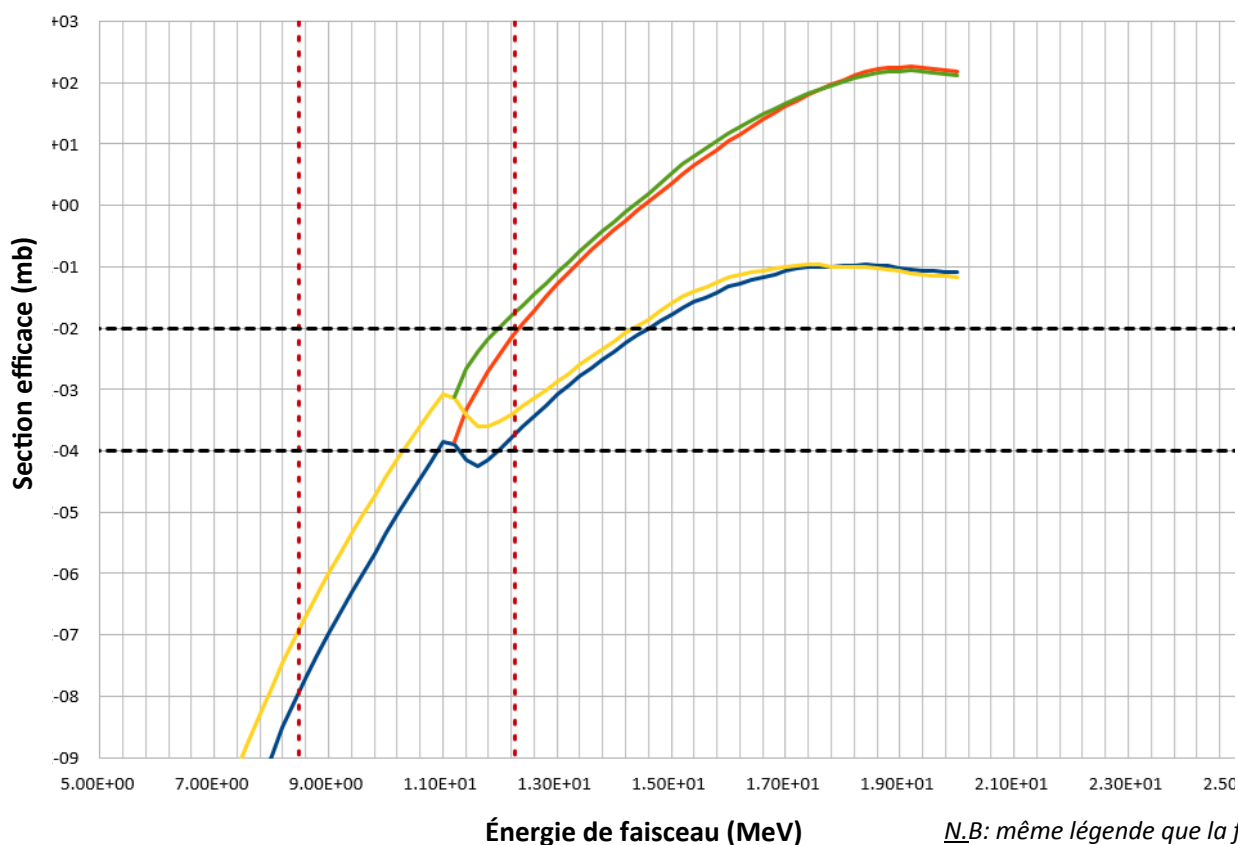
Section efficace des réactions (α,γ) et (α,n) du ${}^{152}\text{Gd}$ sous deux alpha-OMP différents



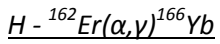
N.B: même légende que la figure A



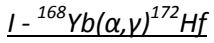
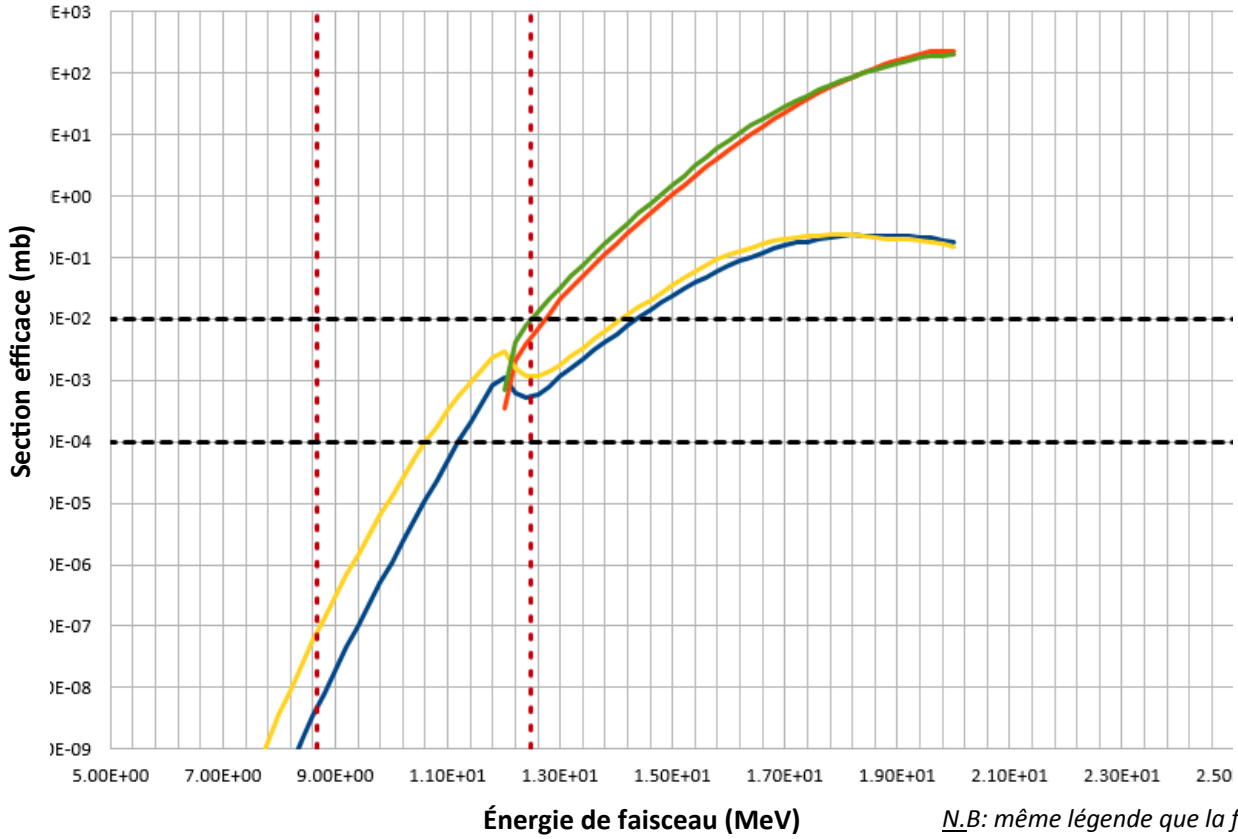
Section efficace des réactions (α,γ) et (α,n) du ${}^{158}\text{Dy}$ sous deux alpha-OMP différents



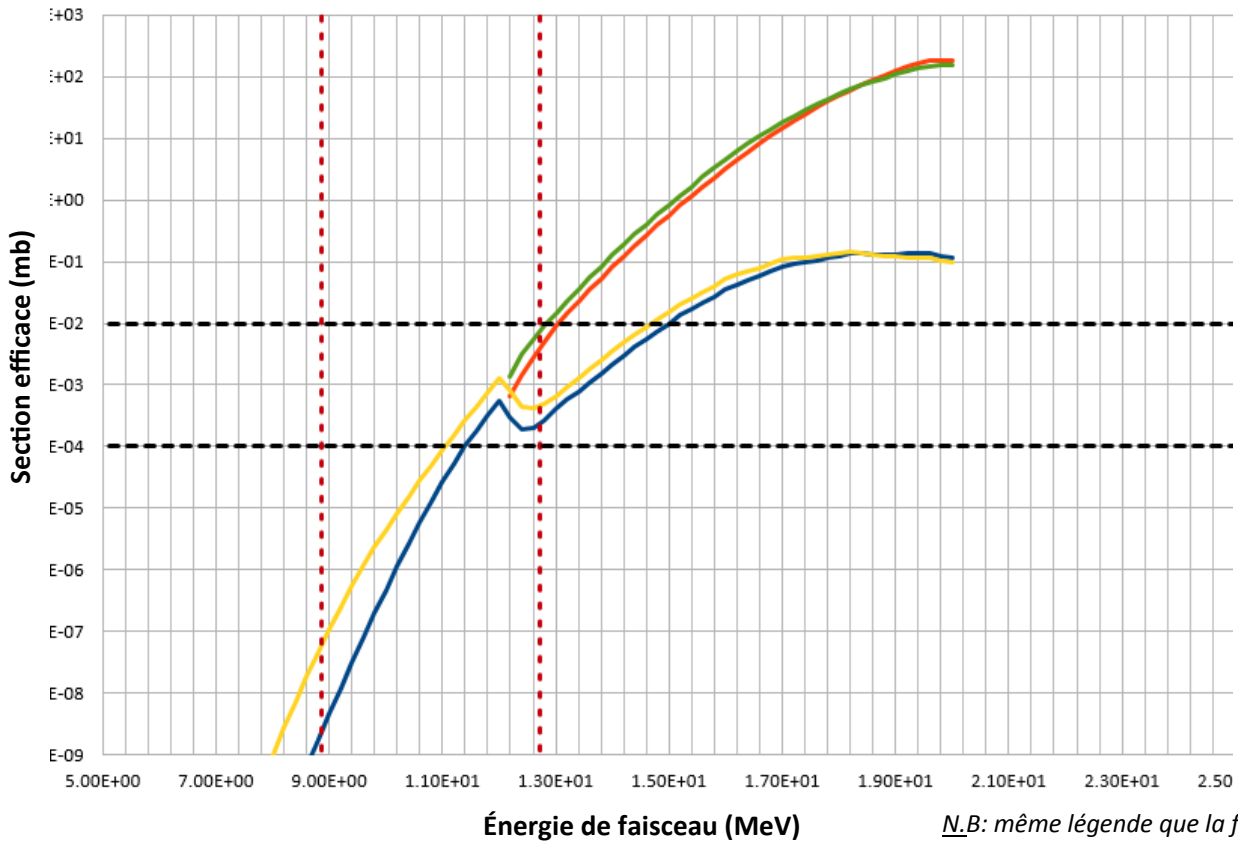
N.B: même légende que la figure A

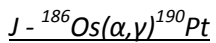


Section efficace des réactions (α,γ) et (α,n) du ${}^{162}\text{Er}$ sous deux alpha-OMP différents

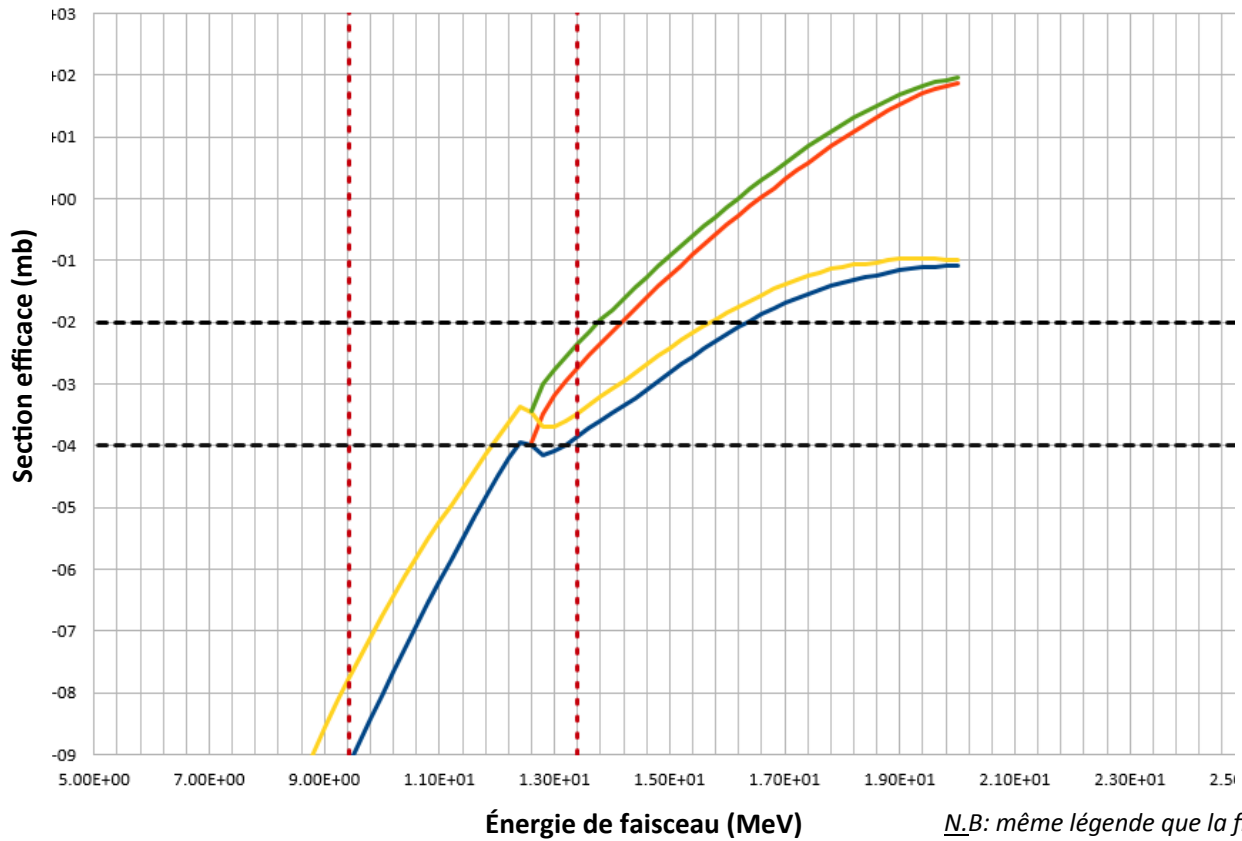


Section efficace des réactions (α,γ) et (α,n) du ${}^{168}\text{Yb}$ sous deux alpha-OMP différents

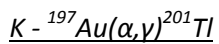




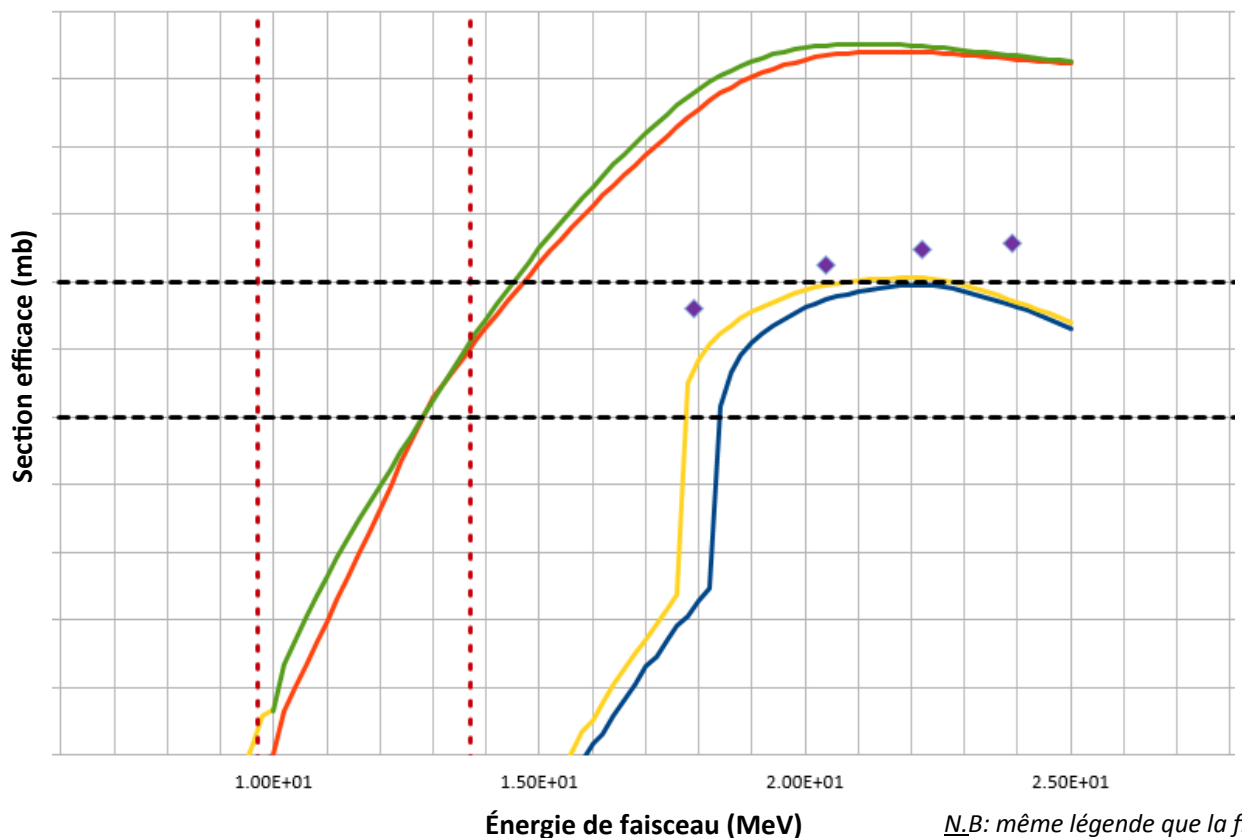
Section efficace des réactions (α,γ) et (α,n) du ${}^{186}\text{Os}$ sous deux alpha-OMP différents



N.B: même légende que la figure A



Section efficace des réactions (α,γ) et (α,n) du ${}^{197}\text{Au}$ sous deux alpha-OMP différents



N.B: même légende que la figure A