

Vincent LELASSEUX

Rapport de Stage

Préparation d'expériences pour l'étude de la nucléosynthèse par processus p

Tutrice de stage : Camile DUCOIN

Enseignant référent : Yves PIPON

Sommaire

Introduction :	3
I.Contexte.....	3
1.Contexte astrophysique.....	3
2.Méthodes d'expérimentation.....	5
3.Méthode du γ -summing.....	7
II.Principe de détection γ	9
1.Interactions γ /matière.....	9
a)Effet photoélectrique.....	9
b)Effet Compton.....	9
c)Création de paire.....	10
2.Principe du scintillateur.....	10
3.Définition de l'efficacité.....	11
4.Le détecteur PARIS.....	12
III.Travaux effectués.....	15
1.Efficacité à multiplicité 1.....	16
a)Efficacité.....	16
b)Efficacité angulaire.....	17
c)Relation entre efficacité et couverture angulaire.....	20
2.Efficacité à multiplicité supérieure.....	22
3.Corrélation entre multiplicité apparente et multiplicité émise.....	26
Conclusion :	29
Ouverture.....	30
Référence :	31
Annexe :	32
Travaux complémentaires :	39

Introduction :

L'abondance des éléments chimiques dans le système solaire ainsi que leur composition isotopique résulte de différents mécanismes astrophysiques de nucléosynthèse. Malgré les impressionnants progrès réalisés ces dernières années dans la compréhension de ces mécanismes, les modèles théoriques ainsi que les approches expérimentales ne parviennent pas encore à totalement expliquer certains aspects de cette composition et les phénomènes astrophysiques dont elle résulte. Parmi les problèmes restants, l'un des plus farouches concerne les noyaux p . Cette appellation rassemble 35 noyaux stables riches en protons dont la synthèse se fait par un processus particulier et méconnu nommé processus p .

Plusieurs scénarios astrophysiques sont possibles pour expliquer la production de ces noyaux. Afin de bien comprendre la contribution de chacun, il est nécessaire d'avoir une estimation fiable des sections efficaces des réactions nucléaires qu'ils impliquent. Nombre de ces réactions, qui mettent en jeu des noyaux exotiques, sont inaccessibles expérimentalement. Les modèles théoriques qui permettent de les calculer peuvent cependant être améliorés par des mesures expérimentales sur des réactions clés. Il est particulièrement important que ces réactions soient étudiées à des énergies proches des conditions astrophysiques, c'est-à-dire très basses par rapport à la barrière coulombienne : il en résulte des sections efficaces extrêmement faibles, à la limite des possibilités expérimentales. Seuls des détecteurs de toute dernière génération installés auprès d'accélérateurs récents tels que SPIRAL2 à GANIL, peuvent potentiellement les déterminer. Ainsi la collaboration PARIS (Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beams) développe un multidétecteur γ dont les caractéristiques sont prometteuses. L'innovation de cette collaboration est de construire un multi-détecteur constitué en partie de cristaux de LaBr_3 (Bromure de Lanthane) qui ont des propriétés exceptionnelles.

Le but de ce stage a donc été de caractériser en partie ce détecteur dans l'optique de déterminer les sections efficaces de certaines réactions de nucléosynthèse utiles à l'explication des proportions de noyaux p dans la composition du système solaire.

I. Contexte

1. Contexte astrophysique

Les théories de la nucléosynthèse sont principalement testées en calculant les abondances des éléments et de leurs isotopes puis en les comparant avec les abondances mesurées dans l'univers, en particulier dans le système solaire. La myriade d'observations déjà effectuées a ainsi dessiné une composition de plus en plus détaillée mais aussi complexe. Les méthodes de spectroscopie astronomique, qui sont les seules à donner accès à la composition des objets lointains, ne sont pas assez précises pour informer sur la composition isotopique, en particulier pour les éléments lourds

($Z > 26$). En revanche, les relevés d'échantillons (Terre, Lune, météorites) permettent d'étudier cette composition pour le système solaire.

Ainsi, depuis les débuts du développement des théories sur la nucléosynthèse, la composition du système a été utilisée comme référence, en particulier pour les éléments lourds. Cette composition de base a permis de découper l'ensemble des éléments et des isotopes en trois catégories : les noyaux s qui se trouvent au fond de la vallée de la stabilité, les noyaux r qui sont riches en neutrons et les noyaux p qui sont eux déficients en neutrons. Les catégories s, r et p font également référence aux processus de synthèse des noyaux correspondants.

L'appellation noyaux p rassemble donc 35 noyaux stables riches en protons, qui se trouvent au nord-ouest de la vallée de la stabilité entre les noyaux ^{74}Se et ^{196}Hg . Contrairement à tous les autres nucléides plus lourds que le fer, ceux-ci ne peuvent pas être synthétisés par l'un des deux processus de capture neutronique que sont le processus r et le processus s qui n'aboutissent à la vallée de la stabilité que par le côté riche en neutron (versant « sud-est » dans la représentation N-Z de la carte des noyaux). La synthèse de ces noyaux nécessite donc un processus différent appelé processus p. Le processus p est celui qui a de loin été le moins étudié, celui-ci ne concernant que 35 isotopes lourds.

Ce processus implique un vaste réseau de réactions de photodésintégrations (γ, n) puis (γ, p) et (γ, α). Lorsque ces réactions s'éteignent, les noyaux instables qui ont été produits du côté riche en protons subissent des désintégrations β^+ jusqu'à atteindre la vallée de la stabilité.

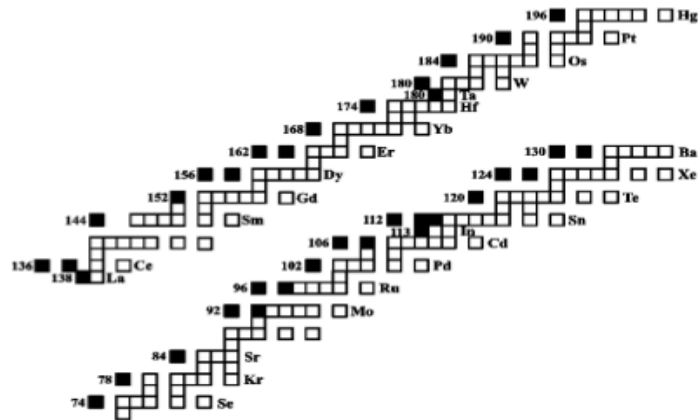


Figure 1 : Représentation des noyaux p (en noir) par rapport aux autres noyaux stables (carrés vides) [1]

La création de noyaux p en proportions non négligeables dépend fortement de la température. En effet, des températures excédant $1,5 \cdot 10^9$ K sont nécessaires pour avoir suffisamment de photodésintégrations dans l'échelle de temps stellaire voulue. Il est également nécessaire que les réactions s'arrêtent avant que l'érosion photonique des éléments soit trop forte, ce qui résulterait en un fort pic de noyau de fer dans les produits finaux. Ainsi, la température ne doit pas excéder $3,5 \cdot 10^9$ K pendant plus qu'un court laps de temps. À ces contraintes de températures et d'échelle temporelle s'ajoutent celles sur la composition du milieu. En effet, le milieu doit être suffisamment

riche en noyaux sources, souvent issus du processus s, et en protons si l'on veut envisager les réactions (p,γ) .

En considérant toutes ces contraintes, les couches O-Ne des étoiles massives en phase de pré-supernova ou de supernova semblent être les meilleures candidates pour accueillir ces réactions. La plus grande partie de la recherche est concentrée sur les supernovæ à effondrement de cœur, dites de type II. D'autres scénarios concernent les supernovæ de type Ia, qui se produisent dans les systèmes binaires suite à un transfert de masse entre les deux étoiles partenaires. Les couches C (ou He) des supernovæ de naines blanches ayant atteint la masse de Chandrasekhar (ou non) sont également des candidates possibles.

Dans l'hypothèse d'une supernova de type II, la densité et la température des couches Ne-O augmente très rapidement jusqu'entre $1,7 \cdot 10^9$ K et $3,3 \cdot 10^9$ K. Les réactions (γ,n) sont alors très dominantes du fait de l'absence de barrière coulombienne. Elles conduisent les noyaux s de l'autre côté de la vallée de la stabilité, vers les noyaux exotiques riches en protons. L'énergie de liaison des neutrons devient ensuite trop élevée, les réactions (γ,n) sont alors remplacées par les réactions (γ,p) et (γ,α) . Puis, après le passage de l'onde de choc qui aura duré de l'ordre de 1s à 2s, la température et la densité chutent drastiquement ce qui met fin aux réactions de photodésintégrations. Les noyaux riches en protons et instables décroissent jusqu'à la stabilité par désintégration β .

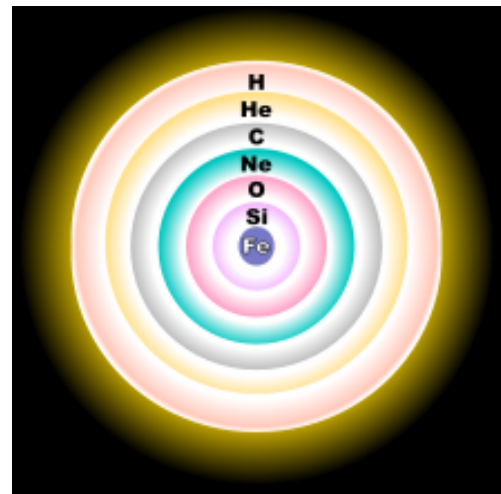


Figure 2 : Représentation de la structure en "oignon" du noyau d'une étoile massive juste avant son effondrement en supernova de type II

2. Méthodes d'expérimentation

La compréhension du processus p implique celle d'un réseau de pas moins de 2000 noyaux et de 20000 réactions. Pour contraindre les modèles qui permettent de déterminer les taux de réactions, il est nécessaire d'obtenir des données expérimentales aussi nombreuses que possible pour les réactions réalisables expérimentalement, aux énergies pertinentes pour les processus astrophysiques. Des études de sensibilité ont été réalisées pour identifier les réactions a priori les plus influentes sur les abondances des noyaux p. Les réactions de photodésintégrations peuvent être étudiées en réalisant les réactions inverses des captures radiatives, comme (p,γ) et (α,γ) . Une sélection de réactions qui pourraient être réalisées prochainement est donnée dans le tableau 3, extrait d'une lettre d'intention pour le dispositif expérimental NFS-SPiRAL2.

(p, γ)	(p, n)	(α, γ)
$^{72}\text{Ge}(p, \gamma)^{73}\text{As}^a$	$^{76}\text{Ge}(p, n)^{76}\text{As}^a$	$^{70}\text{Ge}(\alpha, \gamma)^{74}\text{Se}^i$
$^{74}\text{Ge}(p, \gamma)^{75}\text{As}^i$	$^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}^{a/i}$	$^{92}\text{Mo}(\alpha, \gamma)^{96}\text{Ru}^i$
	$^{85}\text{Rb}(p, n)^{85}\text{Sr}^a$	$^{102}\text{Pd}(\alpha, \gamma)^{106}\text{Cd}^i$
	$^{86}\text{Kr}(p, n)^{86}\text{Rb}^a$	$^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}^a$
	$^{71}\text{Ga}(p, n)^{71}\text{Ge}^a$	$^{116}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{120}\text{Te}^i$

Figure 3 : Tableau de certaines réactions d'intérêts ayant une forte influence sur l'abondance des noyaux p , extrait de [4]. Les réactions en gras sont celles pour lesquelles aucune expérimentation n'a encore été menée. Les lettres en indice correspondent à la méthode d'expérimentation prévu : a correspondant à l'activation et i à in-beam

Deux types de méthodes vont être utilisées pour mesurer les sections efficaces de ces réactions, comme cela est indiqué dans le tableau 3. Ces méthodes sont donc l'activation et la méthode dite in-beam.

Pour la méthode par activation, la section efficace de la réaction est déduite de la mesure de l'activité de la cible après son irradiation. Cette méthode peut être appliquée uniquement lorsque le produit de réaction est radioactif et a une demi-vie d'un ordre de grandeur suffisamment petit, inférieure au mois, pour pouvoir mesurer la radioactivité de la cible. Lorsque la désintégration β est prédominante, les transitions γ du noyau produit pourront être utilisées pour déterminer la section efficace. Si la décroissance se fait par capture électronique, ce sont les rayons X émis par le noyau fils qui seront utiles à la détermination de sections efficaces. Pour ce dernier cas, il est souvent nécessaire d'utiliser le temps de demi-vie pour différencier les différents isotopes, l'émission des rayons X ne dépendant que du numéro atomique. Cette technique a l'avantage d'être une mesure directe, de bénéficier d'un bas bruit de fond et d'une bonne résolution mais elle ne peut pas s'appliquer à toutes les réactions d'où la nécessité de la deuxième méthode.

La méthode dite in-beam est utilisée pour les réactions produisant un noyau stable ou radioactif à demi-vie trop longue pour utiliser la méthode par activation. Cette méthode est basée sur la mesure du rayonnement en même temps que la cible est soumise au faisceau, des transitions γ permettant au noyau composé de se désexciter jusqu'à un état stable ou métastable. Toutes les réactions peuvent donc en principe avoir leur surface spécifique mesurée à l'aide de cette méthode. Deux techniques différentes sont employées pour obtenir une telle mesure dans les conditions in-beam : la distribution angulaire et le γ -summing. Toutes deux nécessitent une bonne connaissance des niveaux d'énergie des noyaux produits, et présentent certaines difficultés : par exemple, la nécessité d'un recouvrement angulaire important, ainsi que le risque d'une fonction de réponse dégradée en cas de très haut taux de comptage.

Pour la méthode de la distribution angulaire, toutes les transitions alimentant l'état fondamental doivent être observées à différents angles. Pour chaque transition, la distribution angulaire est filtrée par des polynômes de Legendre. Il est alors possible de déterminer la

contribution totale des différentes cascades γ , et donc les sections efficaces partielles, dont on déduit la section efficace totale.

Ainsi, on peut retrouver la surface spécifique σ_T d'une réaction à l'aide de la relation :

$$\sigma_T = \frac{A \cdot Y}{N_A \cdot \xi} \quad (1)$$

où A est le nombre de masse en unité de masse atomique de la cible utilisée, N_A est le nombre d'Avogadro, ξ l'épaisseur de la cible et Y est le rendement de réaction total. Ce rendement de réaction peut lui-même être calculé grâce aux intensités absolues des transitions γ nourrissant l'état fondamental. Cette approche comporte une approximation qui est que toutes les cascades γ aboutissent à l'état fondamental (la désexcitation par évaporation de nucléon est négligée). Le rendement de réaction total peut donc être déterminé avec la relation :

$$Y = \sum_i^N A_0^i \quad (2)$$

où N est le nombre de transitions nourrissant l'état fondamental. Cependant, le nombre de mesures pour trouver ces distributions angulaires est typiquement de l'ordre de $5N$. Cette méthode est donc très consommatrice en temps et en moyen. De plus, les énergies des transitions en jeu sont assez importantes en particulier pour la transition de l'état d'entrée à l'état fondamental γ_0 qui, même si elle ne représente pas toujours une importante proportion des transitions, reste le plus souvent non négligeable. En effet, E_{γ_0} dépasse bien souvent 8MeV pour une réaction de capture de proton ou de particule α . Ainsi, la détermination de l'intensité absolue de γ_0 requiert une installation très efficace avec une efficacité relative de 100 % et des boucliers de type BGO (Germanate de Bismuth) pour supprimer les effets Compton. De plus, de telles mesures peuvent souffrir d'un bruit de fond dû à des réactions parasites. Notamment, des captures de protons ou α peuvent facilement se produire sur des éléments légers, donc à faible barrière coulombienne, qui peuvent être présents dans la cible ou son support. De plus, les réactions (α, γ) sont fortement concurrencées par les réactions (α, n) si elles ont lieu au-dessus du seuil d'émission de neutrons. L'intensité (α, n) est alors généralement un à trois ordres de grandeurs plus grande que celle de la réaction (α, γ) sur le même noyau cible.

3. Méthode du γ -summing

La méthode de distribution angulaire bénéficie d'une bonne résolution, mais possède un coût important en termes de temps de mesure et d'analyse. Une alternative fréquemment employée est la méthode du γ -summing qui nécessite une seule mesure et présente a priori une plus grande simplicité d'analyse. Celle-ci est basée sur la mesure sous faisceau du rayonnement γ sur un angle intégré le plus proche possible de 4π pour éviter le nombre de mesures important de l'autre méthode. Le détecteur utilisé doit avoir un large volume afin d'assurer la détection la plus efficace possible de l'ensemble des γ émis lors de chaque cascade. On s'intéresse alors au pic correspondant à la somme des énergies émises par chaque transition γ . Le spectre résultant de cette méthode est

très différent de ceux obtenus pour la méthode de distribution angulaire. Comme le montre la figure 4, au lieu d'avoir un pic pour chaque transition ainsi qu'une composante Compton, on obtient avec cette méthode un seul pic situé à l'énergie E_{γ_0} et avec une intensité bien plus importante, celui-ci étant le résultat de la somme de toutes les cascades de transitions possibles. Dans l'idéal, les γ étant absorbés complètement dans le détecteur, l'énergie déposée lors des diffusions Compton se retrouve également comptabilisée dans le pic somme.

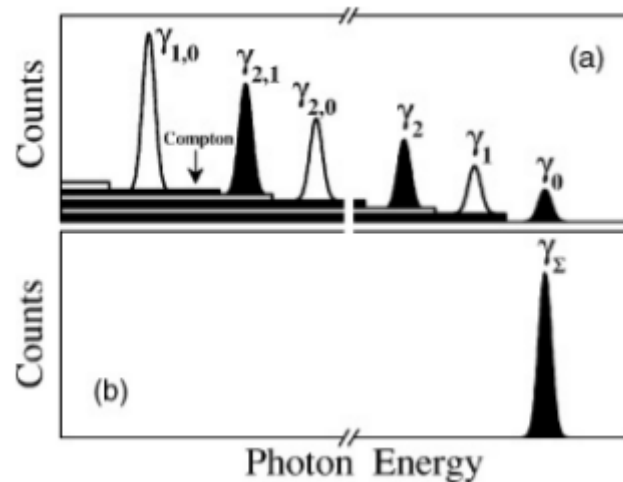


Figure 4 : Forme typique idéalisée d'un signal obtenu avec la méthode de la distribution angulaire en (a) et avec la méthode de γ -summing en (b)

On a donc un signal contenant moins d'information mais beaucoup plus simple à obtenir et a priori à exploiter. On peut ainsi trouver très facilement Y grâce à la relation :

$$Y = \frac{I_\Sigma}{N_b \cdot \epsilon_\Sigma} \quad (3)$$

où N_b est le nombre de particule du faisceau, I_Σ l'intensité du pic somme et ϵ_Σ l'efficacité au pic somme. La surface spécifique recherchée peut alors être retrouvée grâce à l'équation (1). L'utilisation d'un détecteur 4π permet donc de s'affranchir des corrections liées à la distribution angulaire.

Cependant, comme nous le verrons, une difficulté majeure réside dans la détermination de ϵ_Σ . De plus, la réalité n'est pas si idéale et le spectre (b) de la figure 4 ne sera pas exactement celui trouvé dans les expérimentations. En effet, tout d'abord, certains photons ne sont pas parfaitement détectés ce qui donne tout de même lieu à la présence d'un plateau Compton, bien que moins important. De plus d'autres pics peuvent apparaître si l'une des cascades de désexcitation du noyau composé contient une transition $E0$ qui n'émet pas de γ mais un électron, ou si le temps de demi-vie d'un état est plus long que le temps de réponse du matériau utilisé. Les éléments présents dans le support de la cible peuvent également être à l'origine de réactions et donc de pics mais ceux-ci sont facilement identifiables pour peu que l'on connaisse bien les différents éléments en présence. Par ailleurs, un avantage de la méthode est que l'énergie somme E_{γ_0} est bien plus importante que l'énergie disponible pour les cascades γ issues des réactions (p,n) et (α ,n). Ainsi, le pic somme ne

peut être confondu avec les raies parasites, contrairement aux transitions d'énergie plus petite avec la méthode de la distribution angulaire.

Cette méthode qui contient donc bien des avantages pour le problème que l'on veut traiter est celle qui a été étudiée au cours de ce stage.

II. Principe de détection γ

1. Interactions γ /matière

Lorsqu'un photon arrive dans un détecteur, il peut connaître principalement trois types d'interaction avec la matière. Comme exposé dans la figure 5, la probabilité qu'il interagisse d'une manière ou d'une autre dépend de son énergie.

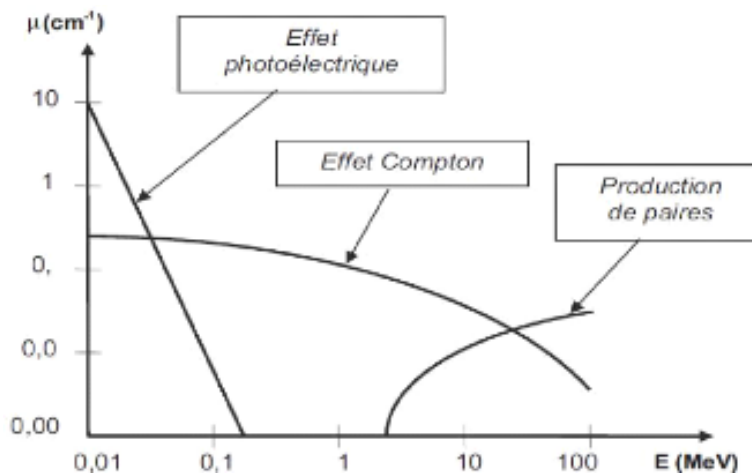


Figure 5 : Exemple de probabilité de réalisation des effets photoélectriques, Compton ou de la création de paires, dans le cas d'un photon traversant d'un certain noyau

a) *Effet photoélectrique*

Ce procédé domine à basse énergie, il correspond à l'absorption complète du photon incident par l'électron d'un atome. L'énergie absorbée est alors transférée à un de ses électrons. Si l'énergie du photon incident est plus grande que l'énergie d'ionisation de l'électron, celui-ci est expulsé de l'atome avec une énergie cinétique étant celle du photon incident moins son énergie d'ionisation.

Cet effet a lieu aussi lorsque le rayonnement γ incident que l'on veut détecter ont déjà perdu une partie de leur énergie par création de paire et/ou par effet Compton.

b) *Effet Compton*

L'effet Compton est une diffusion inélastique dans laquelle le photon doit être considéré dans sa forme corpusculaire. L'électron récupère une partie de l'énergie du photon, qui est alors diffusé avec une énergie moins importante. Cela se voit en particulier par la modification de sa longueur d'onde dont l'observation rendra fameux Arthur Compton.

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} \cdot (1 - \cos(\theta)) \quad (4)$$

où λ_1 et λ_0 sont les longueurs d'onde du photon diffusé et incident et θ l'angle entre les directions de ceux-ci. L'électron est quant à lui libéré de l'atome et son énergie cinétique vaut :

$$T_e = E_0^2 \cdot \frac{1 - \cos(\theta)}{m_e c^2 + E_0 \cdot (1 - \cos(\theta))} \quad (5)$$

où E_0 est l'énergie du photon incident.

Étant donné les énergies des rayonnements γ en jeu dans les réactions étudiées, cet effet sera prépondérant dans le détecteur.

c) **Création de paire**

Ce phénomène est celui qui a lieu pour les photons les plus énergétiques. Il consiste en la création d'un couple électron-positon avec une partie de l'énergie du photon. Le photon doit se trouver à proximité d'un noyau pour que la conservation de la quantité de mouvement soit respectée en plus de la conservation de l'énergie, l'impulsion d'un photon n'étant jamais nulle, quel que soit le référentiel, contrairement à l'impulsion du système e^+e^- . Ainsi bien que la plupart du temps négligeable, le noyau reçoit une certaine énergie de recul souvent négligeable, et l'énergie seuil pour qu'un tel phénomène ait lieu est :

$$E_{seuil} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e c^2}{m_R c^2}\right) \quad (6)$$

où m_R est la masse au repos du noyau. Cette énergie seuil est donc souvent estimée à $2m_e c^2$ soit 1022keV. Le positon s'annihile bien souvent très rapidement avec un électron environnant en produisant la plupart du temps deux photons de 511 keV.

2. **Principe du scintillateur**

Nous nous intéresserons ici uniquement aux scintillateurs inorganiques, et plus précisément aux cristaux NaI et LaBr₃.

Lorsqu'un photon arrive dans un tel cristal, s'il a une énergie suffisante, il va ioniser un atome selon les interactions que l'on a décrites. L'électron arraché va donc passer de la bande de valence à la bande de conduction, laissant derrière lui un trou dans la bande de valence. Par ailleurs, cet électron primaire va également pouvoir libérer des électrons secondaires par collision et ce, jusqu'à

ce que son énergie ne soit plus suffisante. Les électrons vont alors redescendre en énergie vers la bande de valence en émettant des photons dont l'énergie correspond à la différence entre les énergies des états de départ et d'arrivée pour chaque émission.

Cependant, il est important que ces photons de scintillations soient des photons optiques pour pouvoir être collectés par le matériau réflecteur et transformés en signal électrique par le photomultiplicateur. Pour cela, les cristaux constituant les scintillateurs inorganiques vont être dopés avec des impuretés pour avoir un nombre d'états accessibles par les électrons suffisant. Ainsi, l'iodure de sodium (NaI) va généralement être dopé avec du thallium (Tl) et le bromure de lanthane (LaBr₃) avec du cérium (Ce). La désexcitation de chaque électron se fait alors en un nombre bien plus important de transitions qui émettent chacune un photon optique.

Bien sûr, chaque cristal a des propriétés différentes, que ce soit le nombre de photons de scintillations émis en fonction de l'énergie déposée ou les temps caractéristiques de montée ou de descente du signal. Par exemple, pour un photon d'énergie 1 MeV entièrement déposée, un cristal de LaBr₃ émettra en moyenne 63000 photons de scintillations alors qu'un cristal de NaI en émettra 38000. Les temps de montées sont pour chacun très faibles et de l'ordre de quelques nanosecondes. Quant au temps de décroissance, qui suit une loi exponentielle, celui du cristal de LaBr₃ est d'environ 16 ns alors que ceux du cristal de NaI sont de 250 ns et de 1000 ns.

En effet, le cristal de NaI possède deux temps de décroissance qui correspondent en fait à trois effets différents : luminescence, trapping et quenching. Le premier temps de 250 ns correspond à l'effet de luminescence qui est l'effet expliqué ci-dessus où l'électron se désexcite jusqu'à l'état fondamental en émettant des photons optiques. Le deuxième temps de 1000 ns correspond au phénomène de trapping, où l'électron se trouve temporairement bloqué dans un état métastable. Il peut quitter cet état par des mécanismes non radiatifs, en échangeant de l'énergie thermique avec le milieu sous forme de vibrations du réseau cristallin. S'il absorbe de l'énergie, il regagne la bande de conduction et peut provoquer de la luminescence retardée. S'il en perd, il regagne l'état fondamental sans émettre de photon, on parle alors de quenching (réduction de la luminescence).

3. Définition de l'efficacité

Une des caractéristiques les plus importantes d'un détecteur est son efficacité. Cependant, lorsque l'on se penche plus précisément sur la définition de ce terme, on se rend compte qu'il y en a plusieurs et qu'elles n'ont pas la même utilité.

Tout d'abord, il y a l'efficacité intrinsèque :

$$\epsilon_{\text{intrinsèque}} = \frac{N_{\text{détecté}}}{N_{\text{entrant}}} \quad (7)$$

où $N_{\text{détecté}}$ est le nombre de particules au moins en partie détectées et N_{entrant} le nombre de particules entrant dans le détecteur. Cette définition d'un détecteur pourrait au premier abord être considérée

comme la plus naturelle mais n'a pas un grand intérêt pour calculer des grandeurs expérimentales, le nombre de particules émises étant plus représentatif que N_{entrant} .

On définit alors l'efficacité absolue :

$$\varepsilon_{\text{absolue}} = \frac{N_{\text{détecté}}}{N_{\text{émis}}} = \varepsilon_{\text{intrinsèque}} \cdot \varepsilon_{\text{géométrique}} \quad (8)$$

où $N_{\text{émis}}$ est le nombre de particules émises lors de l'expérience. Cette définition pourrait être utile s'il n'y avait pas de bruit et si chaque particule détectée correspondait en effet à une particule émise. On peut aussi l'écrire comme le produit de l'efficacité intrinsèque et d'une efficacité géométrique, correspondant approximativement à un rapport de couverture géométrique. Cependant, cela n'est souvent pas aussi simple car les sources ne sont pas souvent isotropes, et la couverture angulaire des détecteurs n'est pas toujours définie correctement, ceux-ci étant rarement des portions de sphères.

Afin de caractériser la probabilité de détecter toute l'énergie d'un photon, on définit l'efficacité photopic :

$$\varepsilon_{\text{photopic}} = \frac{N_{\text{pic}}}{N_{\text{émis}}} \quad (9)$$

où N_{pic} est le nombre de particules correctement détectées, soit généralement le nombre de particules que l'on retrouve dans le pic photo-électrique. C'est dans le reste de ce rapport l'efficacité qu'on utilisera sauf information contraire.

Pour mesurer la lisibilité du signal, on définit aussi un rapport pic/total :

$$\varepsilon_{p/T} = \frac{N_{\text{pic}}}{N_{\text{détecté}}} = \frac{\varepsilon_{\text{photopic}}}{\varepsilon_{\text{absolue}}}$$

C'est une donnée qui peut être utile pour caractériser un détecteur et pour connaître les proportions de bruit de fond et d'effet Compton non maîtrisés.

4. Le détecteur PARIS

Le projet PARIS (Photon Array for studies with Radioactive Ions and Stable beams) a pour objectif d'étudier les structures nucléaires ainsi que les dynamiques de réactions. Le but est de détecter des rayons γ d'énergie et de multiplicité très variables émis lors de réactions de fusion-évaporation ou fusion-fission par exemple. Pour appréhender la variété des problèmes en jeu, le détecteur PARIS doit être aussi efficace que possible dans une gamme d'énergie allant de 50keV à 40MeV et donc également avec une bonne résolution en énergie pour les faibles énergies. Par ailleurs, des neutrons étant possiblement produits par certaines réactions, une résolution en temps inférieure à la nanoseconde devient également nécessaire pour pouvoir les repérer par temps de vol. D'autres qualités importantes de ce détecteur sont le fait d'avoir une bonne granularité, d'être modulaire, transportable et le moins cher possible évidemment.

Pour cela, le détecteur PARIS est constitué de clusters contenant 9 phoswichs dans une armature d'aluminium qui est transparente aux rayonnements γ et qui est tapissée d'un réflecteur permettant de recueillir les photons optiques produits à l'intérieur des phoswichs.

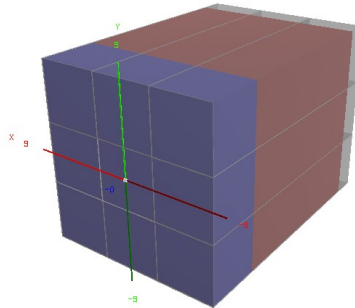


Figure 6 : Cluster PARIS

Les phoswichs sont composés de deux cristaux dont les dimensions sont données en pouces : un cristal de LaBr_3 de 2''x2''x2'' (en bleu dans la figure 6) et un cristal de NaI de 2''x2''x6'' (en rouge). Les cristaux de LaBr_3 présentent une excellente résolution en énergie, de l'ordre de 3 % à 662 keV, ainsi qu'une grande efficacité de détection. Ces caractéristiques sont bien supérieures à celles des cristaux NaI dont la résolution ne descend pas en-dessous des 8 % à 662 keV. Cependant, les cristaux de LaBr_3 ne peuvent être construits que sous forme cubique jusqu'à présent et coûtent extrêmement cher, d'où l'idée de les associer avec un matériau moins coûteux, le NaI . De plus, les cristaux de NaI sont transparents aux photons de scintillations produits par LaBr_3 . Les coupler permet donc d'avoir un détecteur assez bon et qui tire parti des propriétés exceptionnelles des cristaux de LaBr_3 , offrant une très grande efficacité de par sa profondeur tout en restant dans des ordres de prix acceptables.

À l'extrémité du cristal de NaI se trouve pour chaque phoswich un photomultiplicateur. Celui-ci va récolter une grande partie des photons de scintillation. En entrant dans celui-ci, un photon de scintillation va traverser une cathode chaude qui va alors émettre un électron dans l'espace de focalisation sous vide. Celui-ci va ensuite être accéléré de dynode en dynode suivant un potentiel croissant. Les différences de potentiel successives vont permettre le relâchement d'électrons et créer ainsi une cascade jusqu'à ce que tous ces électrons arrivent à la dernière dynode appelée anode de collection. Ils forment alors un courant électrique exploitable. Le signal en sortie est au final multiplié par 10^5 par rapport au signal d'entrée.

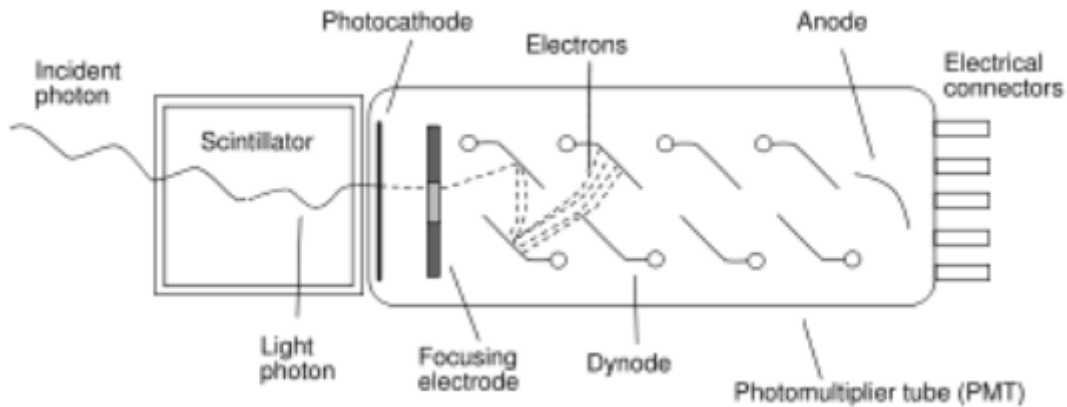


Figure 7 : Schéma de fonctionnement d'un photomultiplicateur

A priori, la présence d'un seul photomultiplicateur pour récupérer les photons de scintillations de deux cristaux différents peut apparaître comme un problème. Cependant, les études déjà menées montrent que les temps de décroissance de ces deux cristaux sont assez différents pour pouvoir séparer correctement les signaux produits par chacun. En effet, connaissant la forme modélisée par des exponentielles des deux signaux produits par les cristaux, les séparer en prenant la composante rapide pour le LaBr_3 et la lente pour le NaI est totalement satisfaisant. On peut le constater dans la figure 8 où l'on repère bien les photons absorbés majoritairement dans l'un ou l'autre des cristaux, ou dans les deux. Les points avec une composante rapide importante (<6000 sur la figure 8) et une composante totale faible (>10000 sur la figure 8) correspondent au phénomène de pile-up où deux γ sont détectés en même temps.

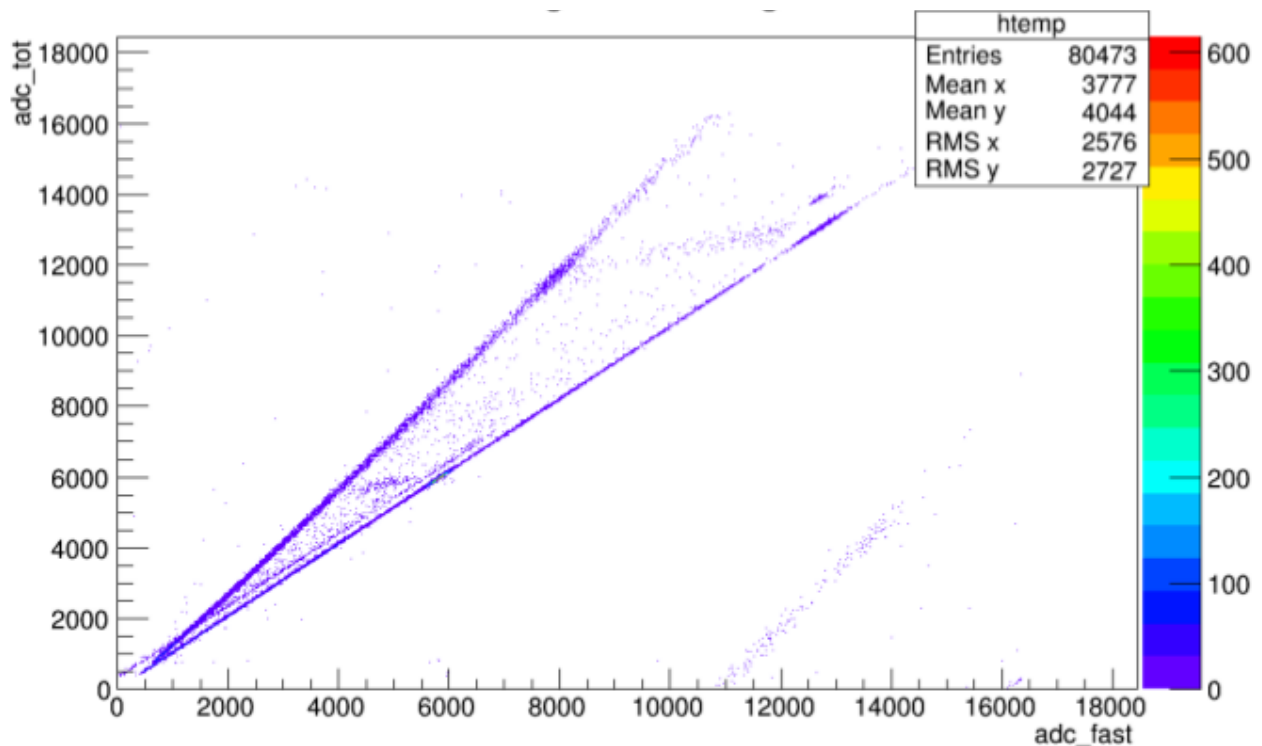


Figure 8 : Intégrale du signal total par rapport à l'intégrale du signal rapide

Répondant aux attentes, ce détecteur est donc très efficace et avec une bonne résolution sur une gamme d'énergie importante grâce aux cristaux de LaBr_3 dont les propriétés ont été découvertes assez récemment. De plus grâce au couplage avec les cristaux de NaI , le prix reste maîtrisé et la segmentation assure la modularité et le transport facile de ce détecteur. Cette segmentation peut de plus apporter des informations intéressantes sur la multiplicité des émissions γ étudiées comme on le verra par la suite.

III. Travaux effectués

Le but principal de ce stage a donc été d'étudier à l'aide de simulations différents dispositifs formés à partir de détecteurs PARIS, de façon à caractériser leur réponse à des cascades de rayonnements γ de différentes multiplicités. Les simulations ont été réalisées à l'aide de SToGS (Simulation Toolkit fOr Gamma-ray Spectroscopy), logiciel développé sous GEANT4. De nombreux paramètres sont ainsi configurables comme la géométrie du détecteur, la source de rayonnement γ mais aussi la manière dont la physique est gérée et extraite de GEANT4.

Nous allons notamment étudier l'influence de la multiplicité sur l'efficacité qui est très importante en particulier pour la méthode de γ -summing. Pour cela, il est également important de pouvoir retrouver cette multiplicité à partir des données expérimentales. Nous verrons finalement quelques pistes à explorer à court et moyen terme.

1. Efficacité à multiplicité 1

a) Efficacité

L'une des premières études à mener est la comparaison de l'efficacité à multiplicité un pour différents dispositifs. J'ai ainsi étudié différents assemblages de cluster PARIS. Les géométries définies sont les suivantes :

- 4π : 24 clusters qui recouvrent entièrement la surface angulaire autour du détecteur.
- $4\pi6C$: recouvre aussi toute la surface angulaire mais avec seulement 6 clusters.
- 4π Faisceau : même géométrie que $4\pi6C$ mais avec un phoswich en moins au centre de deux clusters opposés pour pouvoir laisser passer le faisceau de particules.
- 2π : 12 clusters qui recouvrent la moitié de la surface angulaire, correspond à la moitié de la géométrie 4π .
- $4C$: 4 clusters en couronne autour de la source.
- $2C$: 2 clusters situé à 5 cm de la source de chaque côté de celle-ci.

J'ai aussi étudié pour comparaison un dispositif typique constitué d'un détecteur monobloc cylindrique en NaI, déjà utilisé pour plusieurs mesures de γ -summing. En annexe sont illustrées les différentes géométries dont l'efficacité est reportée sur la figure 9.

Nous voyons que l'efficacité dépend fortement de l'énergie du rayonnement incident en diminuant lorsque celle-ci augmente. De plus, bien que contenant plus de clusters, la géométrie 2π a une efficacité moins bonne que les géométries $4\pi6C$ et 4π Faisceau. Elle n'est donc pas intéressante à mettre en œuvre. Pour les autres, l'efficacité augmente en fonction du nombre de détecteurs. La géométrie 4π Faisceau a été simulée dans un souci de réalisme, la géométrie $4\pi6C$ n'étant pas réalisable en vrai à cause du faisceau de particules qui doit pouvoir traverser le détecteur. Il faudrait faire de même avec la géométrie 4π mais son nombre de clusters est si important que sa réalisation ne devrait pas arriver dans un futur proche et des simulations plus poussées auront donc le temps d'être menées.

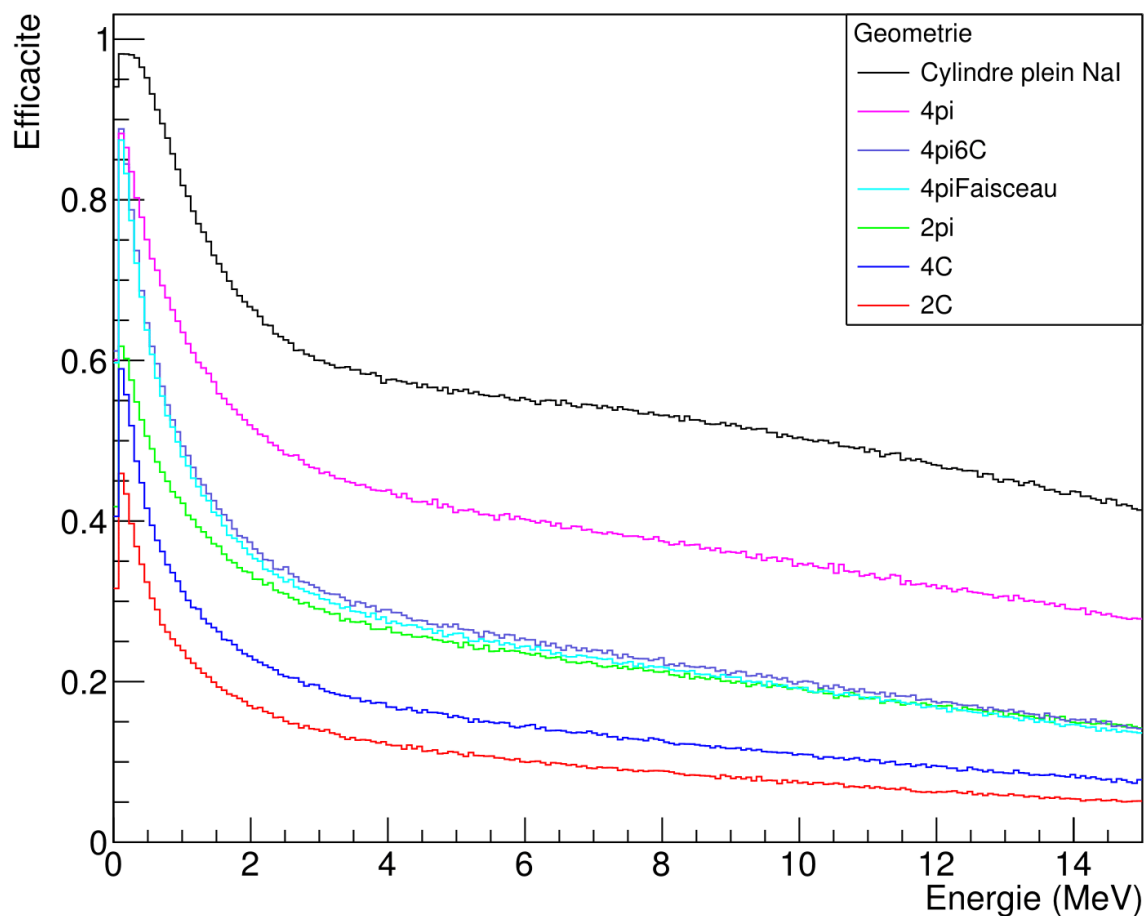


Figure 9 : Efficacité à multiplicité 1 en fonction de l'énergie pour les différentes géométries

b) Efficacité angulaire

Il est également intéressant de regarder l'efficacité en fonction de la direction de départ du photon émis par la source, d'autant que les distributions à étudier sont normalement anisotropes. On peut ainsi définir une efficacité angulaire. L'utilisation d'une telle efficacité restera tout de même limitée car les données expérimentales ne pourront donner que le numéro du détecteur touché et non la position précise du dépôt d'énergie comme on l'a avec la simulation. PARIS fonctionne en effet comme un calorimètre.

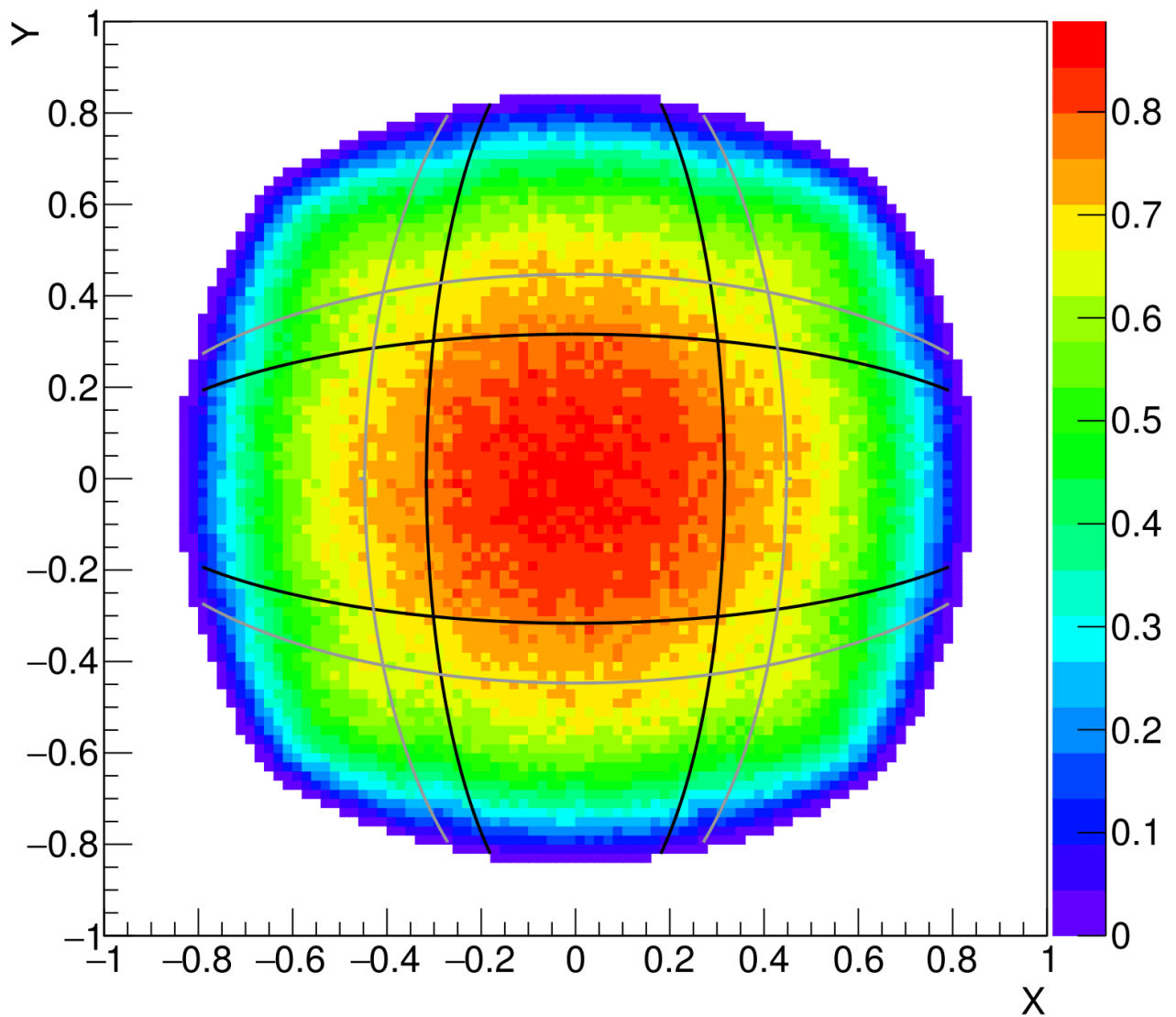
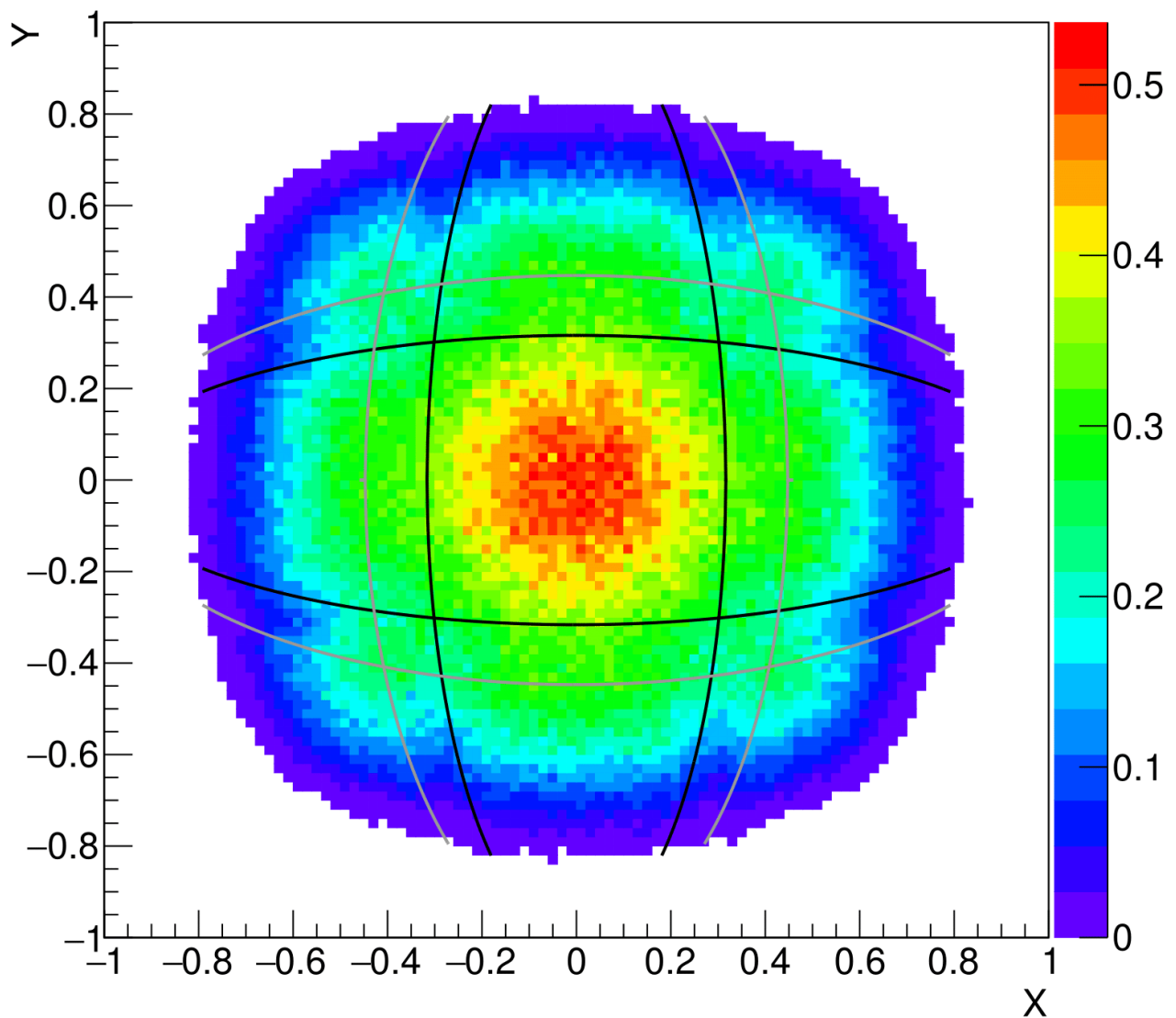


Figure 10 : Efficacité angulaire en fonction de la direction du γ incident pour la géométrie 2C (moyenne des deux clusters) à 1MeV

En gris, les séparations des phoswichs à la surface du détecteur et en noir les séparations au niveau de la limite LaBr_3/NaI .

Les coordonnées X et Y correspondent aux composantes des vecteurs impulsion du photon émis. L'axe Z traverse les deux clusters.



*Figure 11 : Efficacité en fonction de la direction du γ incident pour la géométrie 2C à 9MeV
En gris, les séparations des phoswichs à la surface du détecteur et en noir les séparations au niveau de la limite LaBr₃/NaI.*

*Les coordonnées X et Y correspondent aux composantes des vecteurs impulsion du photon émis.
L'axe Z traverse les deux clusters.*

On voit que l'efficacité est toujours beaucoup plus importantes lorsque le γ arrive vers le milieu du détecteur. La zone totale d'absorption se resserre lorsque l'énergie augmente ce qui peut s'expliquer par le fait que le trajet moyen d'un γ dans le détecteur augmente avec son énergie (jusqu'à ce que les créations de paires deviennent majoritaires). De plus, les rayonnements secondaires issus de l'effet Compton ou des créations de paire ont beaucoup plus de chances de sortir du détecteur lorsque la première interaction n'a pas lieu à côté du centre. Le rayonnement γ incident n'est alors pas détecté correctement.

L'énergie à partir de laquelle le parcours moyen d'un γ recommence à diminuer dépend de la nature des matériaux traversés. Elle n'est donc pas la même pour LaBr_3 et NaI . On peut trouver cette énergie en étudiant la profondeur moyenne d'interaction dans chaque matériau. C'est une étude qui n'a pas encore été menée.

Le fait que la limite entre chaque phoswich présente également une baisse d'efficacité mais de façon plus marquée à haute énergie, est plus compliqué à expliquer. Cela pourrait venir du fait que les électrons créés par création de paire peuvent avoir une énergie cinétique très importante et arriver jusqu'à l'armature d'aluminium. Ils peuvent y laisser alors une partie ou toute son énergie et le γ incident n'est donc pas correctement détecté.

c) **Relation entre efficacité et couverture angulaire**

Il est également intéressant de voir si l'on pourrait trouver un rapport entre l'efficacité et la couverture angulaire des détecteurs. Pour cela, j'ai regardé les efficacités à différentes énergies pour trois géométries qui sont celles qu'on a le plus étudiées : les géométries Paris2C, Paris4pi6C et Paris4piFaisceau. J'ai ensuite essayé de trouver un rapport entre celles-ci et les résultats obtenus sont donnés par la figure 12.

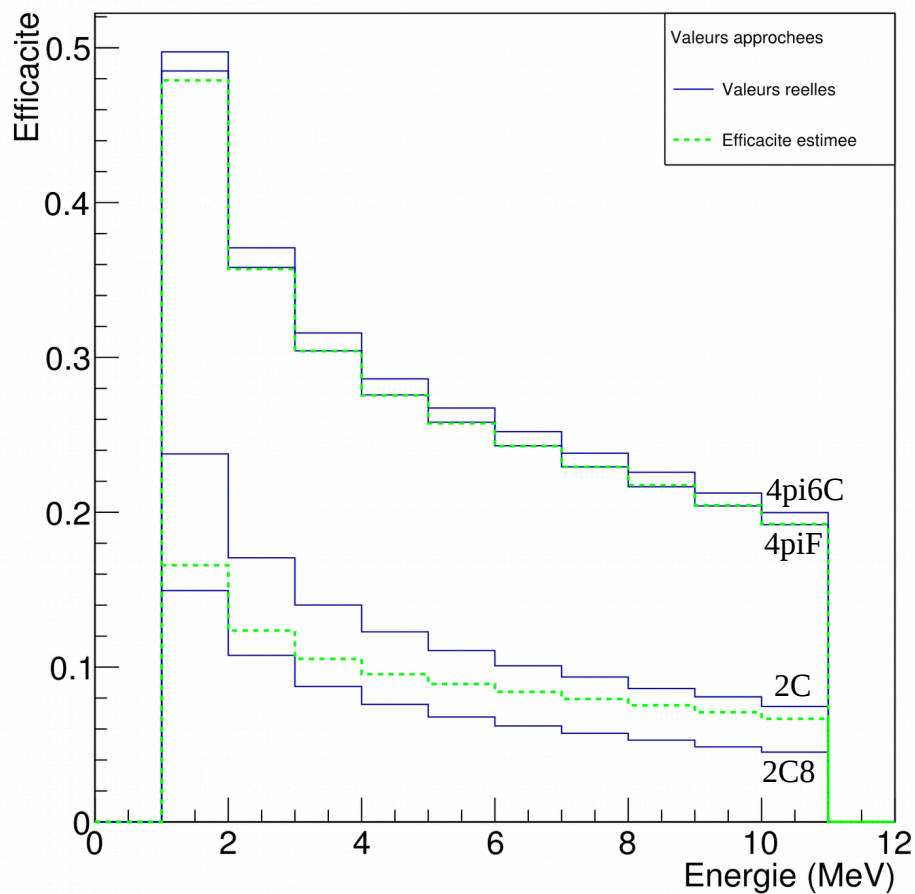


Figure 12 : Impact de la couverture à multiplicité 1. Trait plein : Efficacités réelles
Pointillés : efficacités estimées à partir de la couverture angulaire (voir texte)

Les courbes en trait plein correspondent aux efficacités réelles déterminées pour quatre géométries: 4pi6C, 4piF, 2C et 2C8. Cette dernière correspond à la géométrie 2C, avec une distance plus grande entre les deux clusters, soit 8 cm (la même que pour les autres géométries). Ces quatre géométries ont une couverture angulaire décroissante ce qui se reflète comme attendu sur les courbes d'efficacité.

On peut remarquer que le retrait de deux phoswichs dans le cas de la géométrie 4piF n'a qu'un impact limité. En revanche, le passage de 6 à 2 clusters (même quand ceux-ci sont rapprochés) réduit fortement l'efficacité.

Afin d'estimer dans quelle mesure la couverture angulaire détermine l'efficacité d'un dispositif, j'ai suivi une première approche simplifiée pour caractériser la couverture angulaire d'une géométrie et en déduire une estimation de son efficacité. Il s'agit d'abord de choisir une géométrie de référence : ici, 4pi6C. Puis on définit un rapport de couverture angulaire simplifié, basé sur le nombre de phoswichs N_i contenu dans le dispositif i étudié :

$$R_{N,i} = \frac{N_i}{N_{ref}} = \frac{N_i}{N_{4pi6C}} = \frac{N_i}{54}$$

Enfin, on estime l'efficacité ε_i du dispositif à partir de celle de 4pi6C, selon :

$$\varepsilon_{N,i} = R_{N,i} \times \varepsilon_{ref} = R_{N,i} \times \varepsilon_{4pi6C}$$

Une approche plus rigoureuse consisterait à se baser sur le rapport $R_{\Omega,i}$ défini à partir des angles solides couverts par chaque dispositif, à savoir Ω_i/Ω_{4pi6C} . Cependant, l'efficacité estimée $\varepsilon_{\Omega,i} = R_{\Omega,i} \times \varepsilon_{ref}$ ne serait toujours qu'une approximation, en raison d'effets de perspectives dont nous allons discuter.

Les efficacités estimées à partir de ε_{4pi6C} et des rapports de couverture $R_{N,i}$ sont représentées sur la figure 12 en traits pointillés. On peut voir que ces estimations sont très bonnes pour la géométrie 4piF. Le seul écart observable est à basse énergie (1 MeV) : on peut l'attribuer à un effet de profondeur des détecteurs. En effet, un photon entrant dans le tunnel correspondant au phoswich retiré peut avoir une direction telle qu'il entrera dans une paroi avant d'atteindre la sortie : dans ce cas, la probabilité qu'il soit détecté (malgré une distance de parcours plus petite dans le matériau sensible) est d'autant plus grande que son énergie est faible.

Le même type d'effet s'observe avec les géométries 2C et 2C8. Remarquons d'abord que l'approximation $R_{N,i}$ pour évaluer le rapport de couverture angulaire est grossière dans le cas de la géométrie 2C, où les deux clusters sont plus proches de la cible que pour 4pi6C. Il en résulte une sous-estimation de l'efficacité comme on peut le voir en comparant la courbe pleine 2C et la courbe en pointillés correspondante. Cette efficacité estimée est une meilleure approximation pour 2C8, géométrie pour laquelle les clusters ont le même éloignement que pour 4pi6C. Dans le cas 2C8, on observe une surestimation de l'efficacité, ce qui montre que certains modes de comptage possibles avec 4pi6C ne le sont pas avec 2C8 (on peut imaginer des effets de diffusion entre clusters voisins, une hypothèse à vérifier).

Quand l'énergie augmente, les effets de perspective tendent à diminuer l'efficacité réelle des dispositifs 2C et 2C8 : en effet, un photon énergétique entrant dans le détecteur par un bord a plus de chances de ressortir sans avoir interagi. Ainsi, l'estimation en pointillés devient meilleure pour 2C (dont l'efficacité était sous-estimée au départ) et moins bonne pour 2C8 (efficacité sur-estimée au départ). Pour conclure cette étude, on peut dire que l'efficacité estimée sur la base du nombre de phoswichs donne une première approximation raisonnable, mais que les effets de profondeur y apportent des modifications qui peuvent être importantes.

Les efficacités obtenues pour les différents dispositifs PARIS proposés sont comparées à l'efficacité du cylindre NaI sur la figure 9. On peut voir que le cylindre NaI est plus efficace, du fait de son volume important. Cependant, nous verrons par la suite que la segmentarité de PARIS peut apporter des avantages pour l'étude d'événements de multiplicité supérieure à 1.

2. Efficacité à multiplicité supérieure

La technique du γ -summing a pour but de déterminer des sections efficaces en mesurant l'intensité du pic somme, correspondant à la somme des énergies déposées par les différents photons émis lors de la cascade de désexcitation. L'énergie somme est de l'ordre de 10 MeV, et la multiplicité de la cascade peut être élevée (au-delà de 10). Dans cette section, j'étudie l'impact de la multiplicité sur l'efficacité du dispositif de détection.

J'ai commencé par modéliser des cascades schématiques, en choisissant deux types de répartition de l'énergie entre les différents photons, pour une énergie somme E et une multiplicité M donnée. Le modèle le plus simple consiste en une équipartition, où chaque γ a l'énergie $E_\gamma = E/M$. Un deuxième modèle un peu plus complexe a été élaboré pour obtenir une répartition plus semblable à ce qui est observé dans les cascades réelles. Pour cela, j'ai utilisé la fonction carrée en prenant des points à abscisse régulièrement espacée et dont la somme des ordonnées correspond à l'énergie somme. Ainsi, les énergies qui correspondent aux ordonnées sont nombreuses à être assez faibles et peu à être importantes ce qui correspond assez bien à la réalité.

L'efficacité que l'on a besoin de connaître pour appliquer la technique du γ -summing est l'efficacité de pic somme ϵ_Σ , définie comme la probabilité de détecter la totalité de l'énergie des γ émis lors de la cascade de désintégration. On s'attend à ce que cette efficacité diminue avec de la multiplicité, chaque photon ayant une certaine probabilité de ne pas être détecté. Cependant, il est difficile de prévoir quantitativement l'évolution de ϵ_Σ en fonction de M , car cette efficacité dépend fortement de l'énergie de chaque γ qui pour une même énergie somme peut varier. Cet effet peut être appréhendé au moyen des cascades modélisées définies ci-dessus (avec équipartition ou répartition parabolique de l'énergie entre les γ). Ainsi, on peut comparer sur la figure 13 l'évolution de l'efficacité avec la multiplicité pour ces deux types de cascades. Bien que l'efficacité diminue fortement avec la multiplicité, on remarque que les répartitions plus proches de la réalité sont détectées avec une meilleure efficacité. Ceci est de bonne augure pour l'efficacité du détecteur durant les expériences.

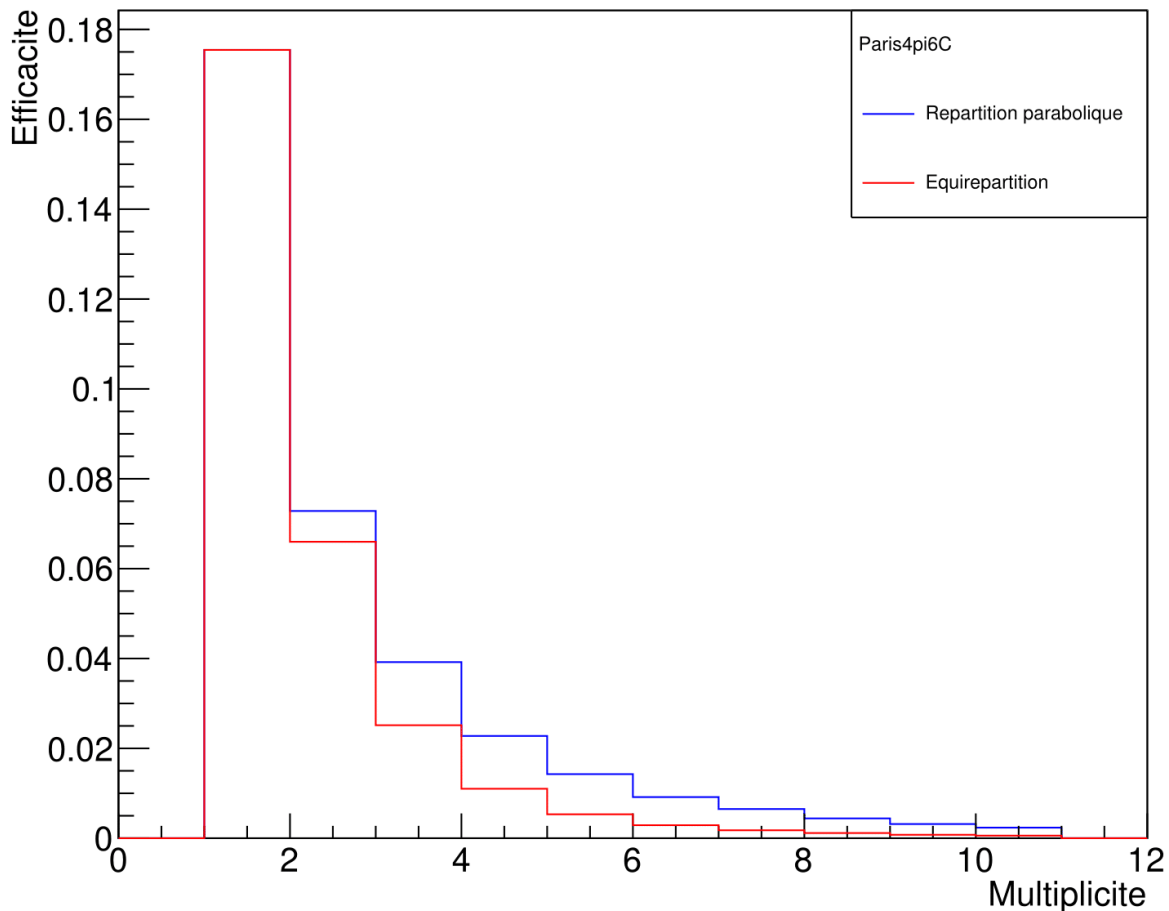


Figure 13 : Efficacités en fonction de la multiplicité pour une énergie somme de 12MeV et la géométrie 4pi6C

Afin de caractériser de façon plus précise la réponse du détecteur à une cascade de photons de multiplicité donnée, je me suis intéressé à la probabilité de détecter distinctement un photon individuel, ϵ_{ind} . Cette efficacité est définie pour différents découpages du détecteur : par phoswich, par cristal (en distinguant NaI et LaBr₃), par cluster et finalement pour le détecteur entier pris comme un bloc. Ainsi pour le découpage par phoswich, un coup est compté chaque fois que l'énergie déposée dans un phoswich correspond à l'énergie d'un photon individuel de la cascade, idem pour le découpage par cristal, etc. Les efficacités obtenues sont présentées sur la figure 14. On remarque à multiplicité un que logiquement l'efficacité augmente quand on somme sur un nombre de détecteurs important. L'efficacité augmente à multiplicité deux quel que soit le type de sommation. Il y a donc plus de chances de capturer un seul des deux γ émis que les deux, même en sommant sur le détecteur entier.

À énergie somme constante, plus la multiplicité est importante, plus l'énergie de chaque γ est faible. L'efficacité devrait donc augmenter avec la multiplicité. On remarque cependant que celle-ci diminue à partir d'une certaine multiplicité qui est d'autant plus élevée que le découpage est fin. Cela est dû à l'effet de pile-up. En effet, deux γ peuvent être détectés par le même détecteur, dans ce cas,

l'énergie déposée ne correspond à aucune des énergies γ individuelles. Rappelons toutefois que cet effet de pile-up n'est pas gênant pour l'application de la méthode de γ -summing, pour laquelle seule compte la détection de la totalité de l'énergie de la cascade.

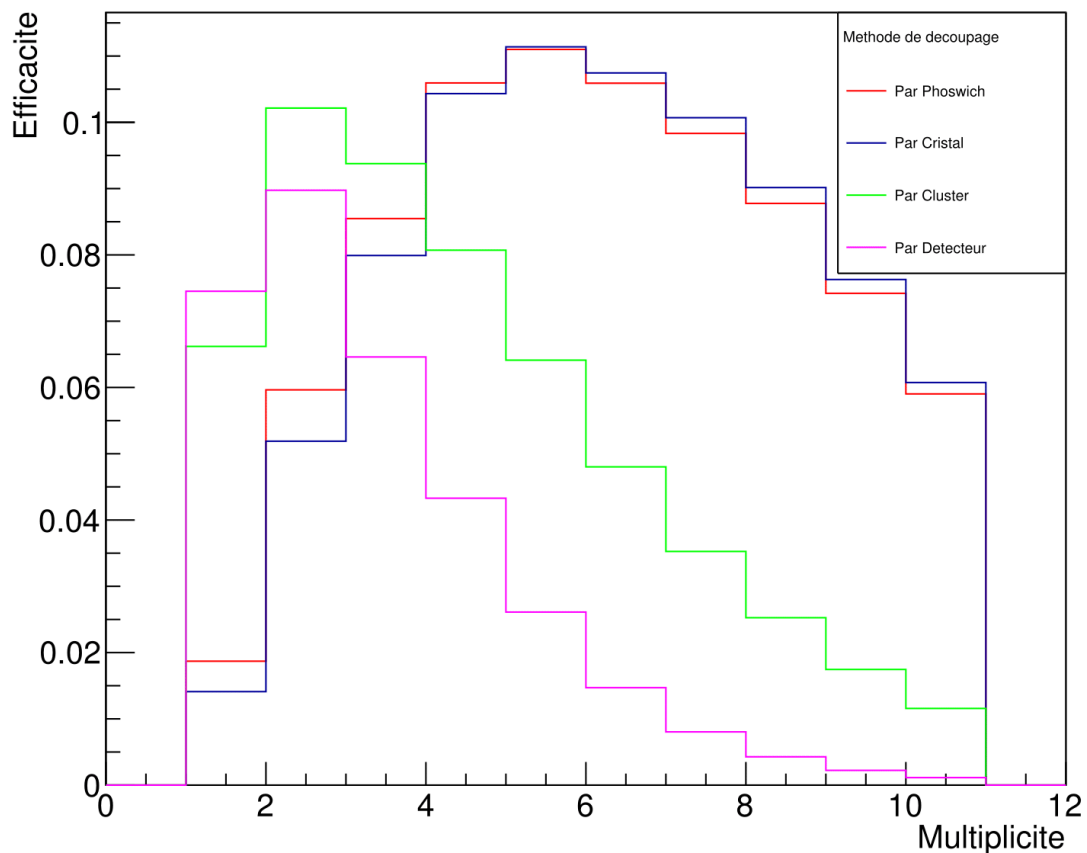


Figure 14 : Efficacité par γ en fonction de la multiplicité pour des méthodes de sommation différentes pour une répartition parabolique avec une énergie somme de 10MeV et la géométrie 2C

Les résultats discutés jusqu'ici ont été obtenus à partir de cascades modélisées (avec équipartition ou répartition parabolique de l'énergie totale E entre M photons). Afin de les comparer avec un cas physique réel, j'ai aussi effectué des simulations utilisant des cascades de désexcitation du noyau ^{28}Si , à partir de différents états résonnants. Pour cela, j'ai utilisé le logiciel GammaWare afin de construire les schémas de niveaux correspondants, incluant les différents taux d'embranchement depuis le niveau de départ, puis pour produire une source émettant ces différentes cascades avec les probabilités appropriées. La figure 15 présente un des diagrammes que j'ai construits avec GammaWare afin de simuler des sources. Remarquons qu'un grand nombre de cascades différentes a lieu à partir d'un niveau donné, et que les multiplicités de ces cascades peuvent varier. Ainsi, dans un cas physique, la désexcitation d'un noyau produit dans un état excité élevé donne lieu à une cascade dont la multiplicité moyenne n'est pas un nombre entier.

La figure 16 présente les résultats obtenus en rouge pour les résonances du ^{28}Si (12291 keV à 12331 keV) en les comparant avec les efficacités obtenues en bleu avec une cascade d'énergie équitablement répartie. On remarque que ces efficacités sont au-dessus des courbes calculées avec la répartition équilibrée. Les efficacités trouvées avec la répartition carrée sont quant à elles plus proches des résultats trouvés avec ^{28}Si comme on pouvait s'y attendre.

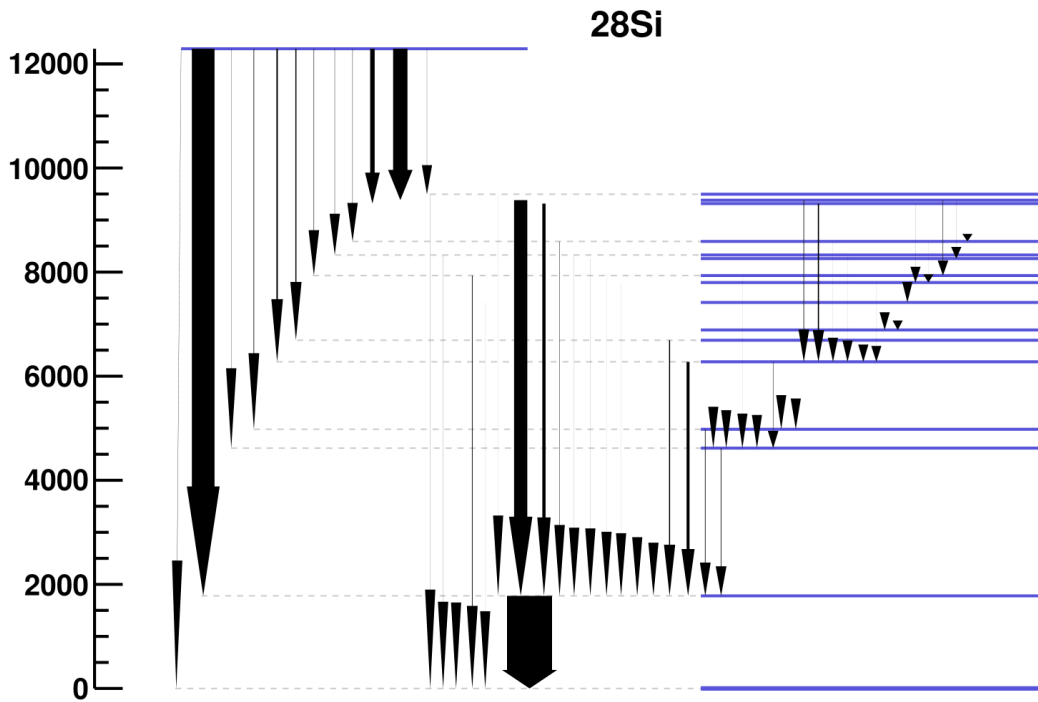


Figure 15 : Schéma de niveaux et cascades de décroissance pour le noyau ^{28}Si à partir du niveau d'énergie 12291keV

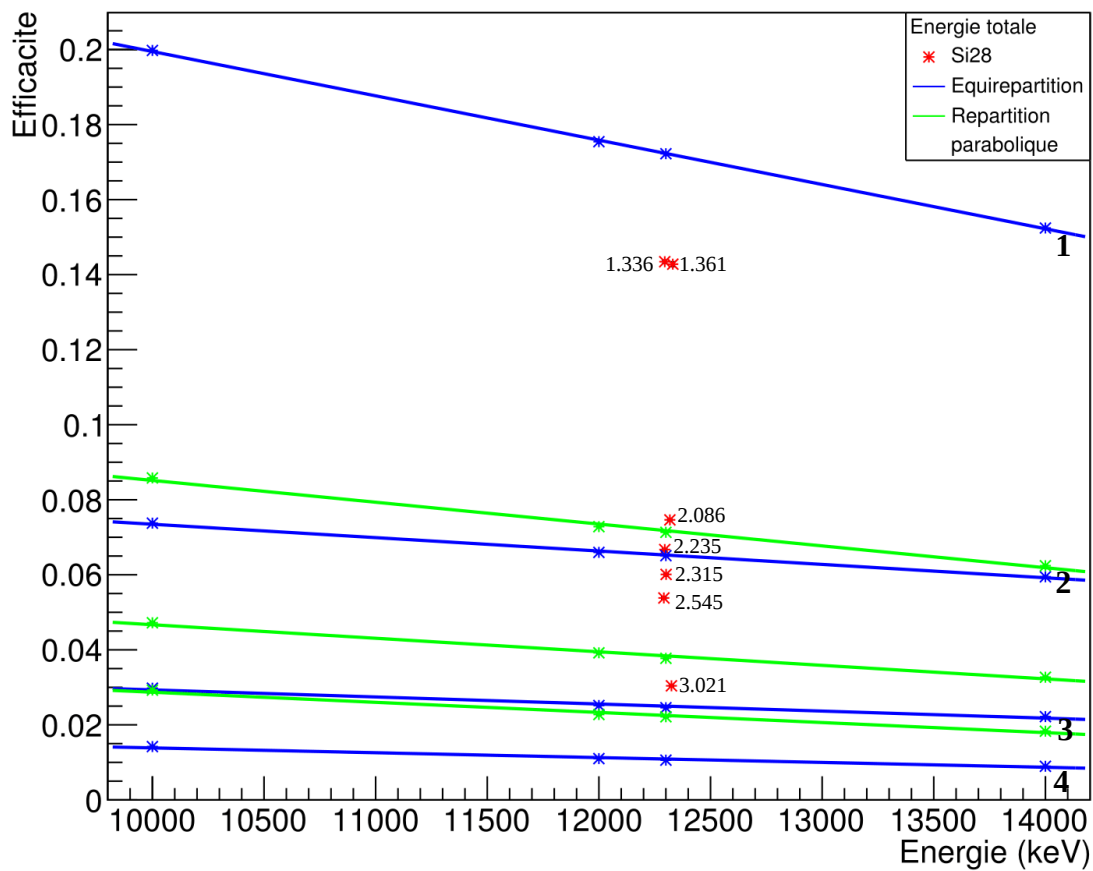


Figure 16 : Efficacités pour les résonances du ^{28}Si par rapport aux efficacités calculées avec une équirepartition

3. Corrélation entre multiplicité apparente et multiplicité émise

Comme on l'a vu, l'efficacité du pic somme dépend très fortement de la multiplicité des cascades émises par la source. Cependant, pour connaître cette multiplicité, il faut une connaissance complète des différentes voies de décroissance du noyau excité formé, à savoir les niveaux successivement occupés et leurs rapports d'embranchement. Lorsque le niveau de départ se trouve dans une zone de densité de niveaux élevée, comme c'est le cas avec les réactions à étudier pour le processus p, les données répertoriées ne permettent pas d'obtenir ces informations. En effet, le niveau de départ et les niveaux atteints suite aux premières désexcitations se trouvent dans une zone de continuum, où les niveaux ne sont plus distingués individuellement.

Il est donc nécessaire de trouver une technique pour déterminer la multiplicité afin de calculer l'efficacité adéquate. C'est pour une telle application que le caractère segmenté du détecteur va s'avérer très utile. En plus de la multiplicité émise M qui est la multiplicité de chaque événement produit par la source, nous allons définir une autre multiplicité, la multiplicité apparente M_{app} . Cette multiplicité correspond au nombre de détecteurs où un dépôt d'énergie est détecté et nous allons voir que cette dernière peut être mise en relation avec la multiplicité émise.

Afin d'observer les corrélations entre ces deux grandeurs, j'ai tracé des histogrammes bidimensionnels donnant le nombre d'événements correspondant à un couple donné (M, M_{app}) . Ils sont représentés pour différentes énergies de photons sur la figure 17. La figure 18 présente des coupes d'un de ces histogrammes, pour différentes valeurs de M . On observe une allure gaussienne en fonction de M_{app} . Les paramètres de cette gaussienne dépendent de la multiplicité émise bien sûr mais aussi de l'énergie des γ incidents. L'aire de cette gaussienne n'est pas une donnée utilisable ici puisque celle-ci est liée à l'efficacité et ne peut donc pas permettre de retrouver la multiplicité émise.

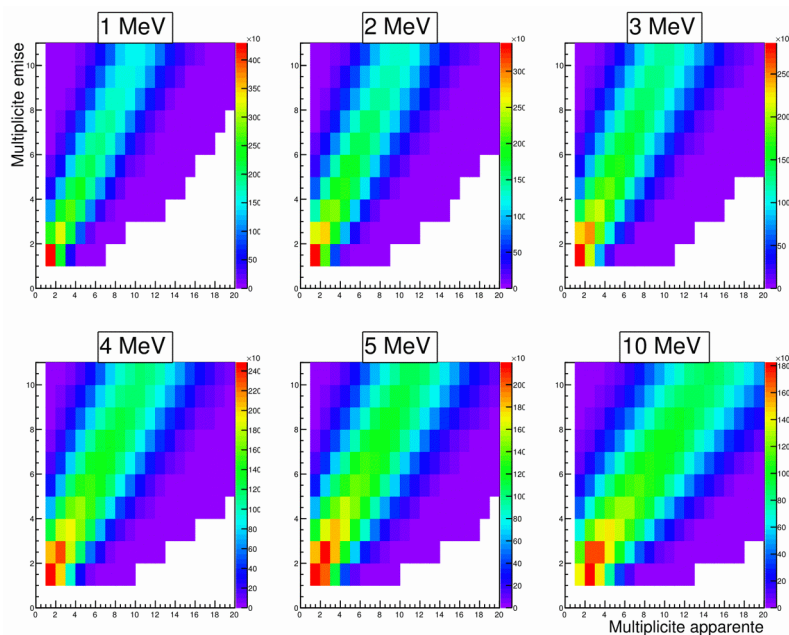


Figure 17 : Corrélation entre multiplicité émise et multiplicité apparente pour différentes énergies de γ incidents

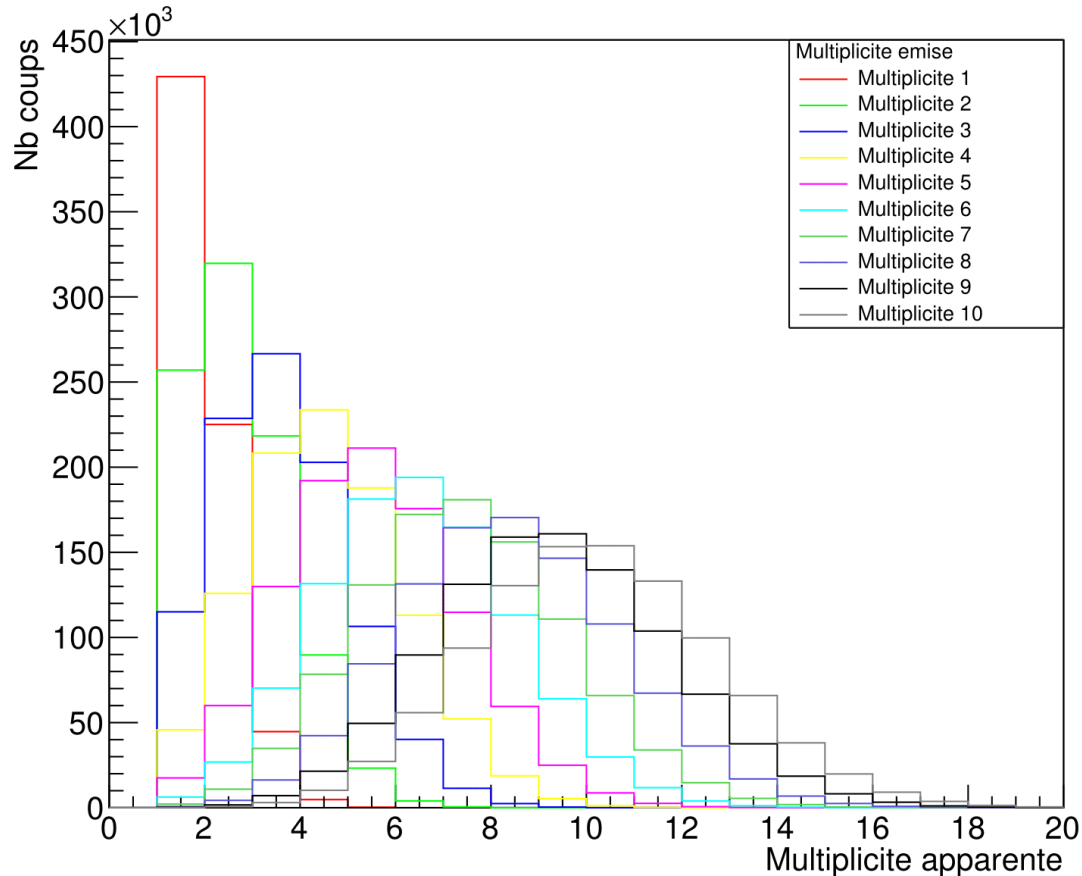


Figure 18 : Nombre de coups en fonction de la multiplicité apparente pour différentes multiplicités émises avec des γ de 1 MeV

Il y a donc deux paramètres à exploiter pour remonter à la multiplicité émise : la moyenne et l'écart-type. L'approche immédiate consiste à utiliser la moyenne que l'on peut alors appeler directement multiplicité apparente. Ainsi, en utilisant une équipartition de l'énergie de la cascade, j'ai pu représenter les points correspondants à différentes multiplicités et énergies choisies. Ces points donnent des repères à comparer aux simulations faites pour les résonances de ^{28}Si comme on peut le voir avec les figure 19 et 20.

Pour une énergie donnée, on constate d'abord que la multiplicité apparente augmente avec la multiplicité émise, comme on pouvait s'y attendre. Cette corrélation est fittée sur la figure 19 par une fonction linéaire. On voit que l'écart des points par rapport aux droites obtenues est assez important, et il apparaît qu'une courbure positive est à prendre en compte. Ainsi, les fits paraboliques présentés sur la figure 20 sont très proches des points calculés. En revanche, on voit apparaître dans ce cas une différence de comportement importante entre les points obtenus pour les cascades physiques du ^{28}Si et les points obtenus pour les cascades modélisées ayant la même énergie somme (12,3 MeV). Si les résultats sont proches pour $M=2$, la courbure est plus importante dans le cas physique. Afin d'étudier la cause de cette différence, il conviendrait d'effectuer des simulations avec d'autres types de cascades modélisées : répartition parabolique, répartition aléatoire, multiplicité non entière ...

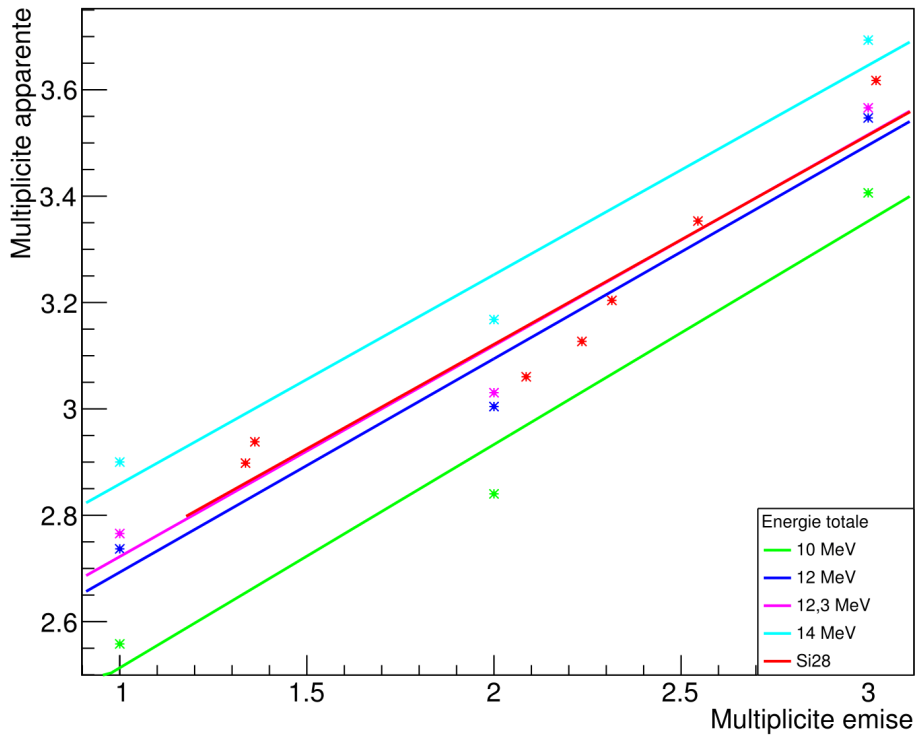


Figure 19 : Multiplicité apparente moyenne en fonction de la multiplicité émise avec un fit linéaire

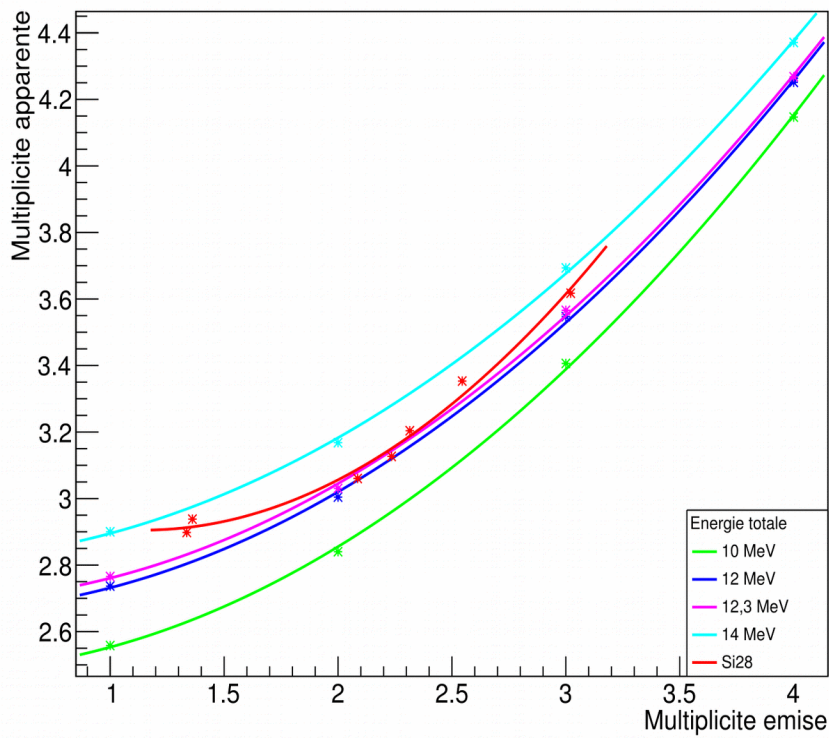


Figure 20 : Multiplicité apparente moyenne en fonction de la multiplicité émise avec un fit de degré 2

De plus, on a pour l'instant utilisé uniquement la moyenne comme paramètre de la courbe gaussienne caractérisant la multiplicité apparente. Il pourrait donc être intéressant de s'intéresser également à l'écart-type. On remarque en effet que cet écart-type augmente avec la multiplicité comme avec l'énergie des γ . On pourrait donc envisager d'utiliser l'écart-type comme une seconde observable porteuse d'indication sur la multiplicité. La combinaison de la moyenne et de l'écart-type de la multiplicité apparente pourrait un critère plus précis pour déterminer la multiplicité. Il serait également intéressant de voir à partir de quel moment on ne peut plus négliger les événements de pile-up qui abaissent donc la multiplicité apparente que l'on pourrait attendre.

Conclusion :

Nous avons vu que pour expliquer correctement la composition isotopique de notre univers, en particulier pour certains noyaux riches en protons, il est nécessaire de déterminer des sections efficaces de réactions à des énergies très basses. En effet, l'énergie cinétique disponible dans les conditions astrophysiques, même explosive, est très inférieure à la barrière coulombienne à franchir. Les sections efficaces sont donc extrêmement basses, c'est pourquoi peu de données expérimentales existent dans le domaine d'énergie approprié.

L'accès à des faisceaux très intenses devrait permettre de repousser les limites de mesure, mais pour cela, un système de détection approprié est nécessaire, et il convient de réaliser au préalable une étude minutieuse du dispositif.

Le détecteur PARIS a été conçu pour réaliser des mesures performantes de spectroscopie γ dans le contexte de la physique des noyaux exotiques. Il tire parti de la haute efficacité du matériau scintillateur LaBr_3 , ainsi que d'une segmentation élevée. Cette dernière caractéristique peut se révéler particulièrement utile dans ce contexte (limitation du pile-up, utilisation de la multiplicité apparente).

Un aspect important de cette étude concerne l'efficacité de détection du pic somme. Cette efficacité dépend de la multiplicité des cascades émises par la source. J'ai caractérisé cette dépendance en simulant des cascades dont j'ai fait varier l'énergie somme, la multiplicité et la répartition en énergie. Des simulations ont aussi été effectuées pour des cascades physiques émises par le noyau de ^{28}Si . Les points correspondant aux cascades modélisées donnent des approximations raisonnables des points correspondant aux cascades physiques. Cependant, des différences apparaissent, notamment en ce qui concerne la courbe de corrélation établie entre multiplicité émise et multiplicité apparente. Ce type de courbe sera particulièrement important pour estimer la multiplicité des événements mesurés et en déduire l'efficacité de détection du pic somme. L'origine de ces différences est probablement liée à la répartition d'énergie des photons de la cascade.

Ainsi même si des résultats quantitatifs ont été produits durant ces derniers mois, ceux-ci restent grandement à améliorer car de nombreux effets n'ont pas encore été pris en compte. L'étude des futurs dispositifs à employer pour appliquer la technique de γ -summing aux réactions d'intérêt n'en est donc encore qu'à ses débuts et beaucoup de simulations sont encore à mener.

Ouverture

Comme il l'a été remarqué à quelques reprises déjà, il reste de nombreux travaux à mener pour bien caractériser les dispositifs possibles et leur comportement lors de futures expérimentations à mener.

Au cours de mon stage, j'ai étudié des cascades physiques produites par le ^{28}Si , en partant de niveaux pour lesquels l'ensemble de la décroissance est déjà connue. Ce ne sera pas le cas pour les noyaux à produire pour l'étude du processus p. En effet, ces noyaux étant plus lourds, leur densité de niveaux est plus importante. Pour les réactions d'intérêts, ils sont formés dans un état excité du continuum. L'un des prochains travaux à mener est donc de simuler les expériences avec un schéma de niveaux correspondant à un de ces noyaux, par exemple le ^{148}Gd . Pour cela, il faudra faire un travail supplémentaire pour définir la source, en définissant numériquement le comportement de la cascade dans la zone du continuum, avant d'atteindre les états discrets dont les rapports d'embranchements sont connus.

Il serait également intéressant de travailler en profondeur sur les défauts et les limites du détecteur pour estimer leurs répercussions sur les résultats qui seront obtenus lors des expérimentations. Un des défauts à regarder correspond à l'effet de seuil à basse énergie. Cet effet de seuil implique que certains dépôts d'énergie ne seront pas détectés. Si un des γ émis par la source à chaque cascade est sous ce seuil, l'énergie du pic somme sera alors sous-estimée. Si la présence d'un tel γ est plus aléatoire, le pic somme sera soit plus large, soit multiple. Cet effet résulte quel que soit le cas à une sous-estimation de l'énergie du pic somme qu'il convient donc d'estimer et de corriger.

Un aspect qui a pour l'instant été passé sous silence concerne la radioactivité interne des cristaux de LaBr_3 . En effet, à l'état naturel, le lanthane est composé à 0,09 % de ^{138}La qui se désintègre par désintégration β^- ou par capture électronique avec une période de $1,05 \cdot 10^{11}$ ans. Bien que très faible, cette radioactivité peut néanmoins altérer les résultats du détecteur, en particulier pour des temps expérimentaux longs, et doit donc être quantifiée.

Un autre défaut participant au bruit de fond provient de la rétrodiffusion du faisceau. Même si le dispositif expérimental est optimisé pour éviter cette rétrodiffusion, celle-ci n'est pas totalement annulée. Ainsi, le détecteur PARIS va donc recevoir un rayonnement provenant non pas de la source mais de l'extérieur. Face à cette situation, on pourrait envisager de tirer parti de la structure spécifique des phoswichs PARIS : la distinction entre les signaux dans les étages NaI et LaBr_3 pourrait permettre de discriminer le rayonnement parasite issu de l'extérieur.

On peut aussi aborder une des limites avec lesquelles il faudra jouer dans les futures expérimentations. Il s'agit de la limite en intensité. La section efficace des réactions à étudier étant très faible, on serait tenté d'augmenter l'intensité du faisceau le plus possible pour avoir le plus de réactions possibles et donc de désexcitations à détecter. Cependant, augmenter trop cette intensité augmenterait déjà la rétrodiffusion mentionnée au-dessus mais pourrait provoquer également un effet de pile-up. Cet effet déjà mentionné a lieu si deux réactions ont lieu quasiment en même temps.

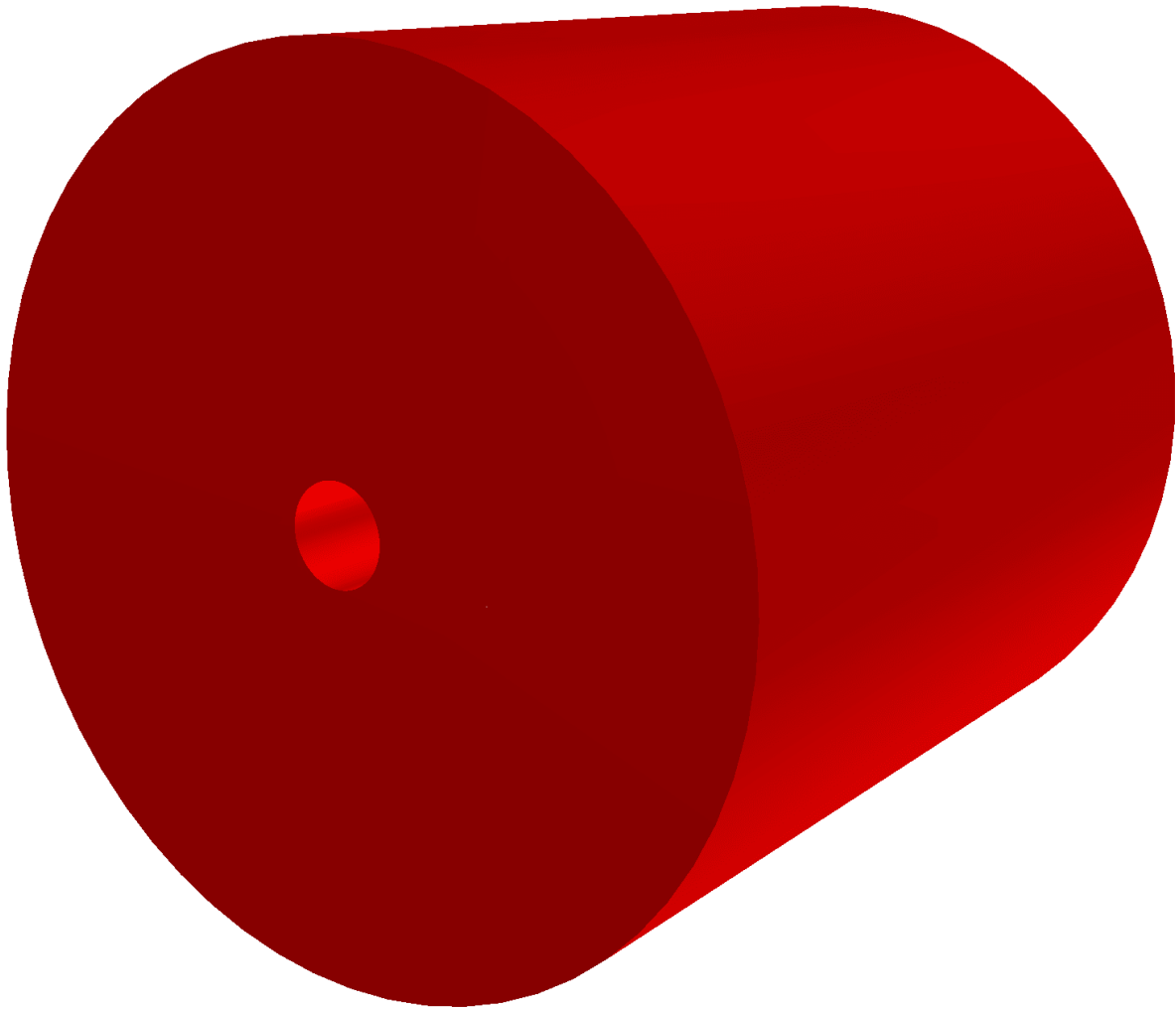
L'énergie des deux désexcitations peut alors être détectée et créer un pic d'énergie égale à la somme des deux énergies. Le système de détection perd alors en efficacité, car aucun des deux événements ne se retrouve compté dans le pic somme. Pour optimiser les expériences réelles, il faudra déterminer l'intensité limite pour laquelle le gain de statistique est contrecarré par l'effet de pile-up.

On peut aussi envisager une analyse plus poussée, basée sur un tri des événements en fonction de la présence d'un sous-ensemble de transitions. Ainsi, au lieu de déterminer une multiplicité moyenne unique pour la désexcitation d'un noyau composé donné, on pourrait sélectionner des événements appartenant à différents intervalles typiques de multiplicités et leur appliquer un traitement séparé pour en déduire la section efficace de façon plus précise.

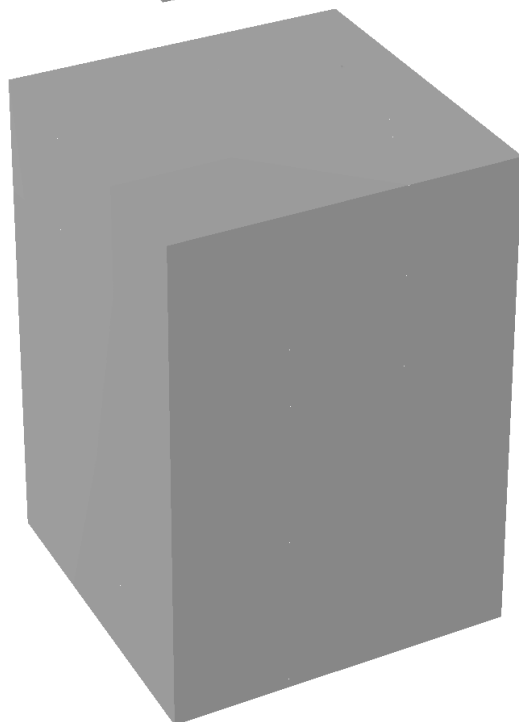
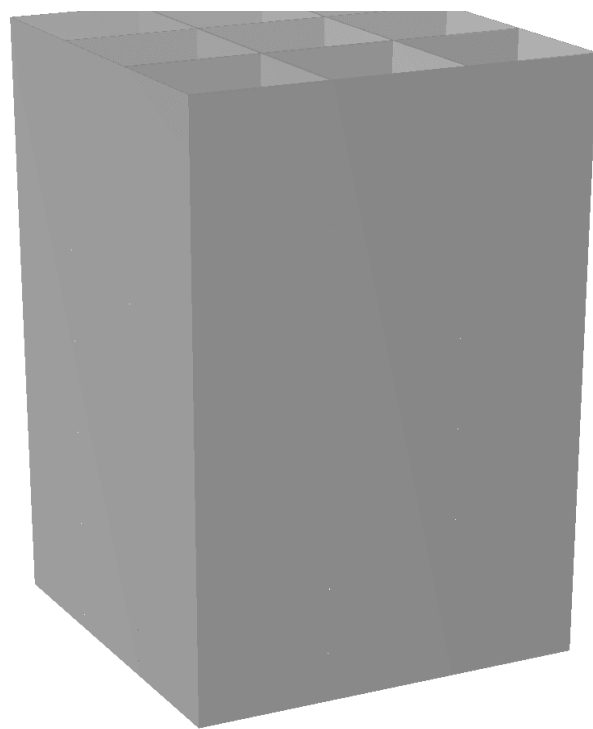
Référence :

- [1] The ^{88}Sr (p, γ) ^{89}Y reaction at astrophysically relevant energies, Galanopoulos &co, Phys. Rev. C67 015801 (2003)
- [2] The p-process of stellar nucleosynthesis:astrophysics and nuclear status, Arnould & Goriely, Phys. Rev. 384 (2003)
- [3] Cross-section measurements of capture reactions relevant to the p process using a 4π γ -summing method, Spyrou, Becker, Lagoyannis, Harissopoulos and Rolfs, Phys. Rev. C 76 015802 (2007)
- [4] Letter of Intent for SPIRAL2, Measurement of (p, γ), (p,n) and (α , γ) cross sections at energies relevant for the p-process at the SPIRAL2 facility, G. Randisi, I. Companis, B. Bastin, C. Ducoin and O. Stezowski
- [5] Présentation PARIS : a versatile detection array for low and high energy γ -rays, Dorveaux (2016)
- [6] GammaWare User Guide, agata.in2p3.fr/doc/GwUserGuide.pdf

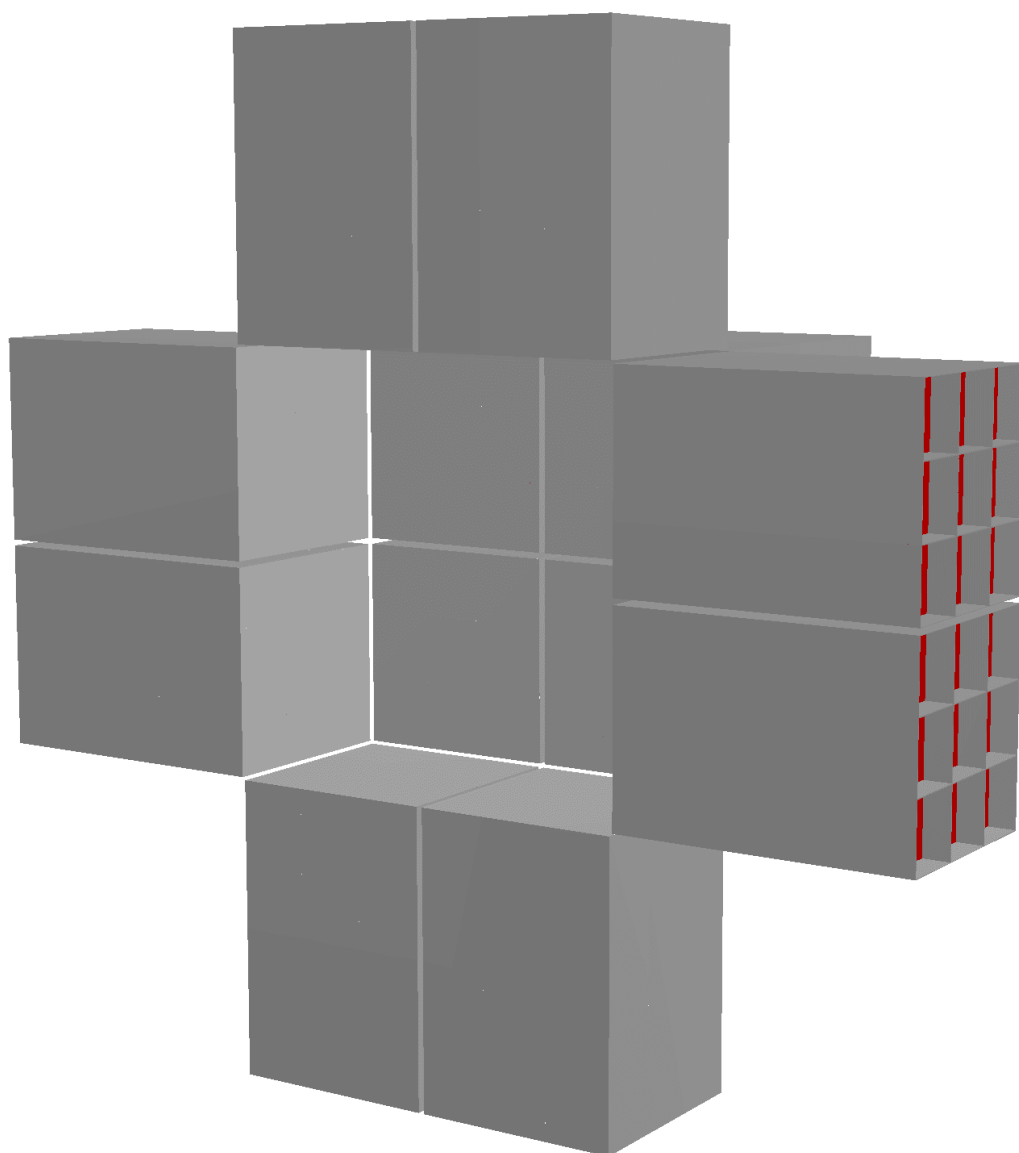
Annexe :



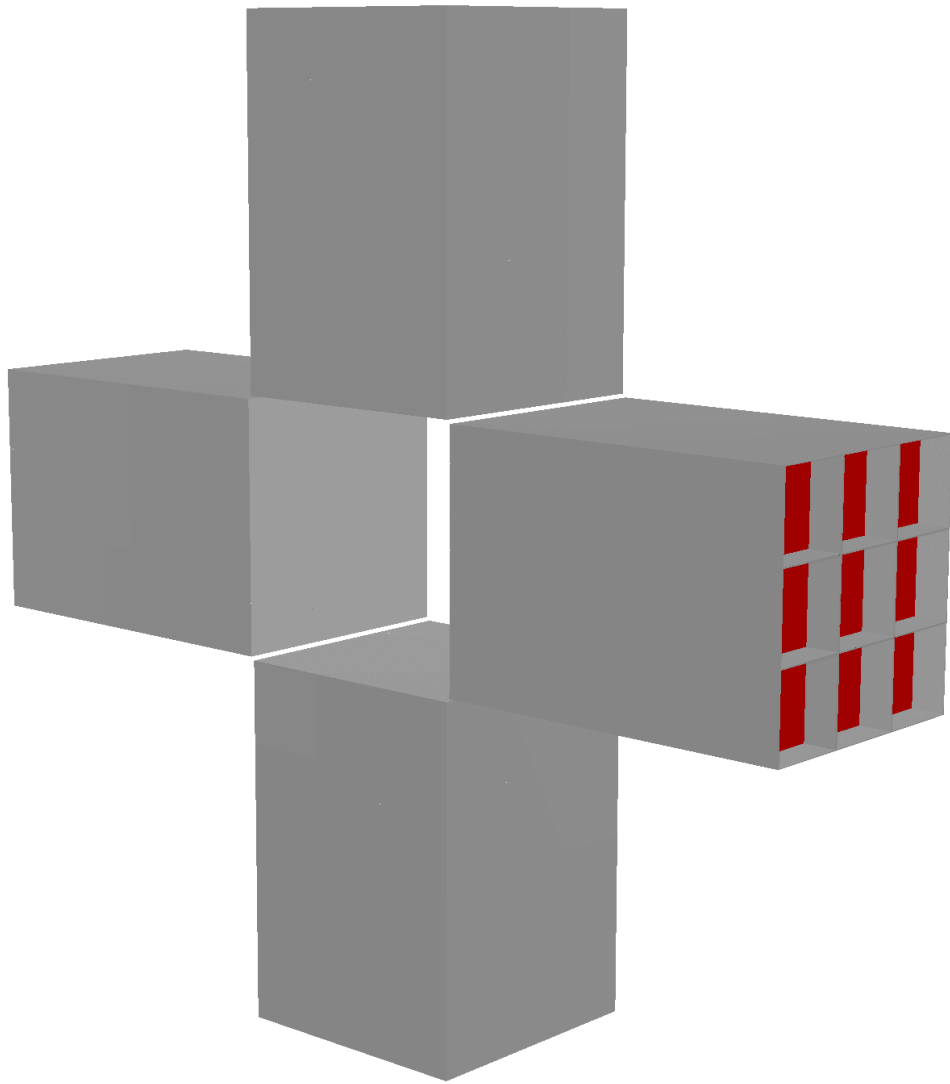
Annexe I : Géométrie cylindre plein utilisé dans l'article de référence



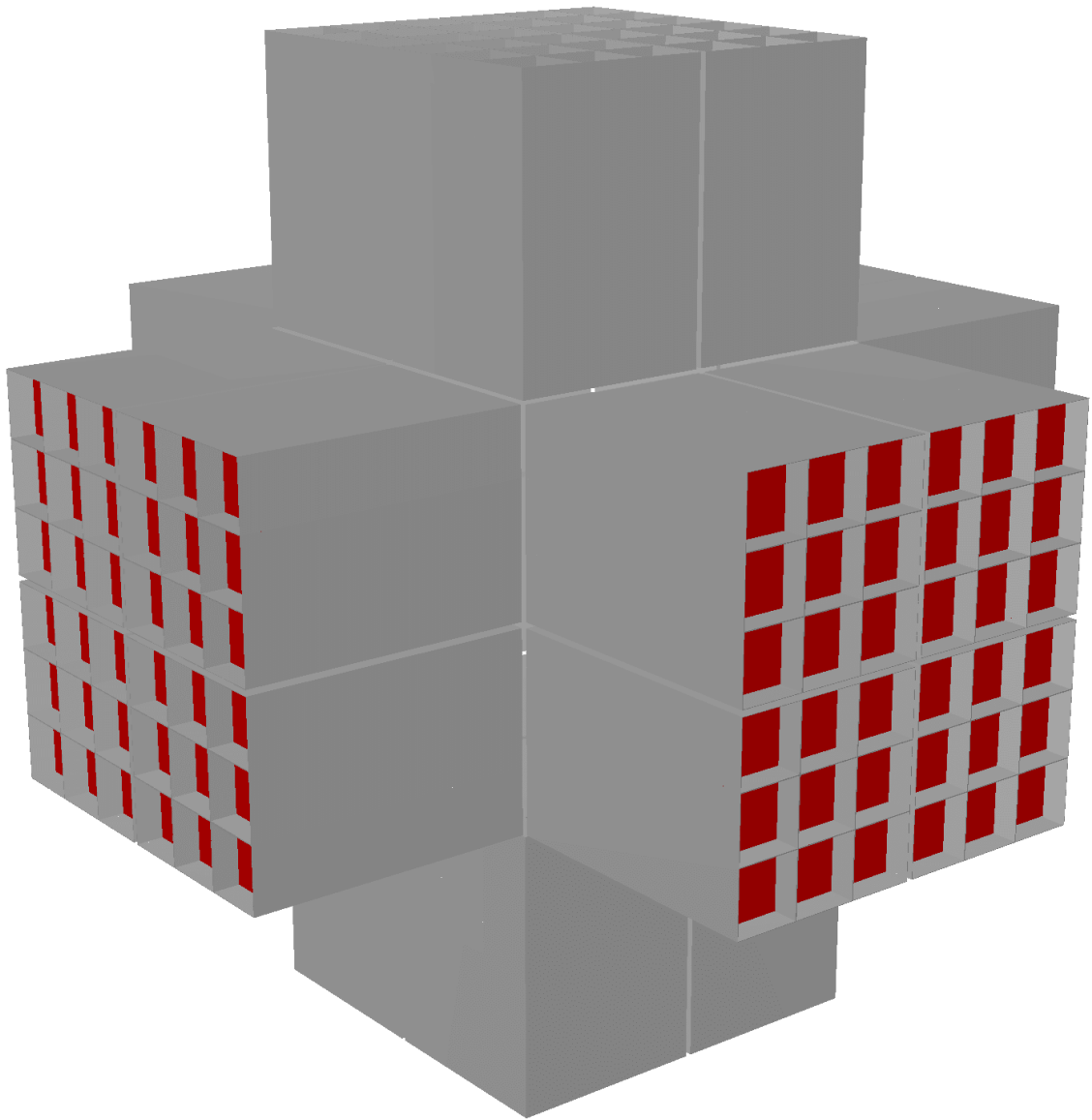
Annexe II : Géométrie 2C



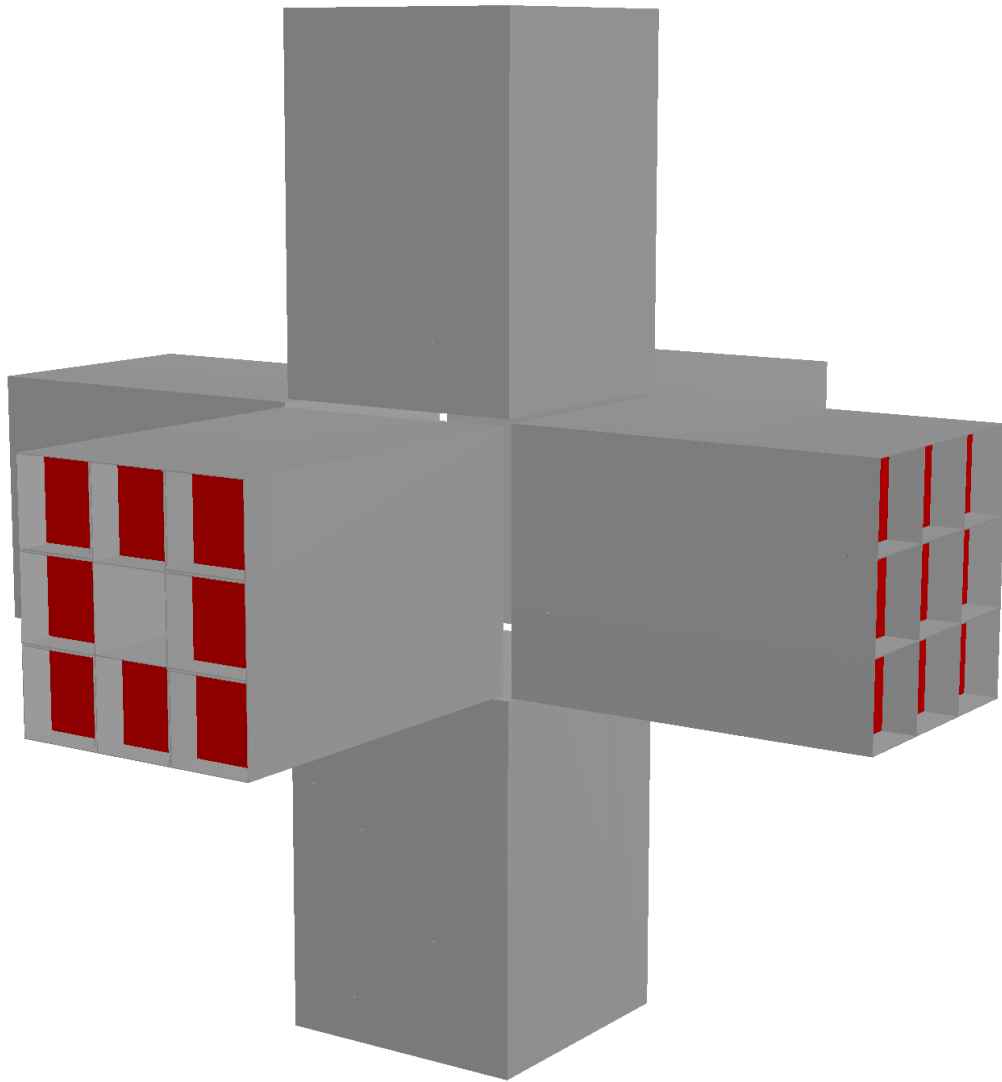
Annexe III : Géométrie 2π



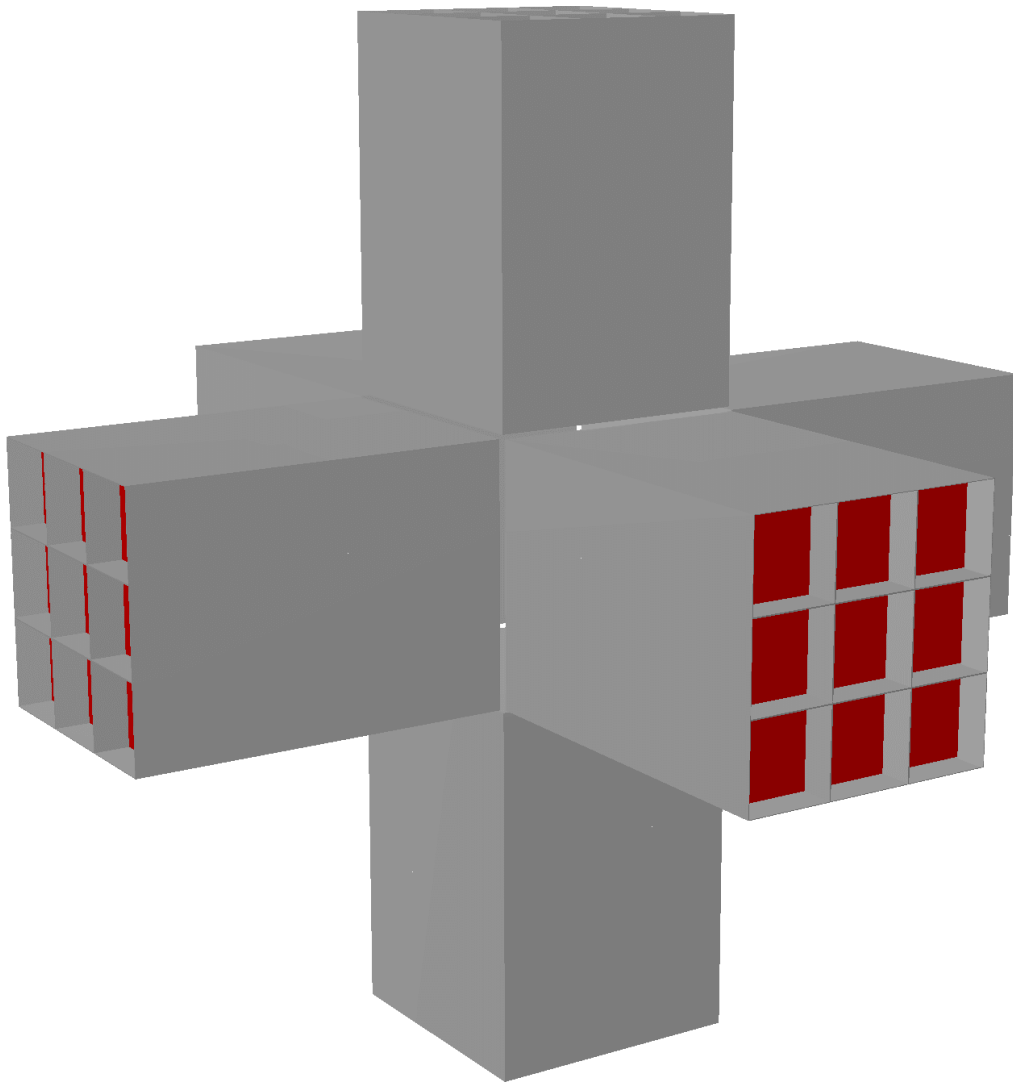
Annexe IV : Géométrie 4C



Annexe V : Géométrie 4pi



Annexe VI : Géométrie 4π Faisceau



Annexe VII : Géométrie 4pi6C

Travaux complémentaires :

Multiplicite apparente/Multiplicite emise

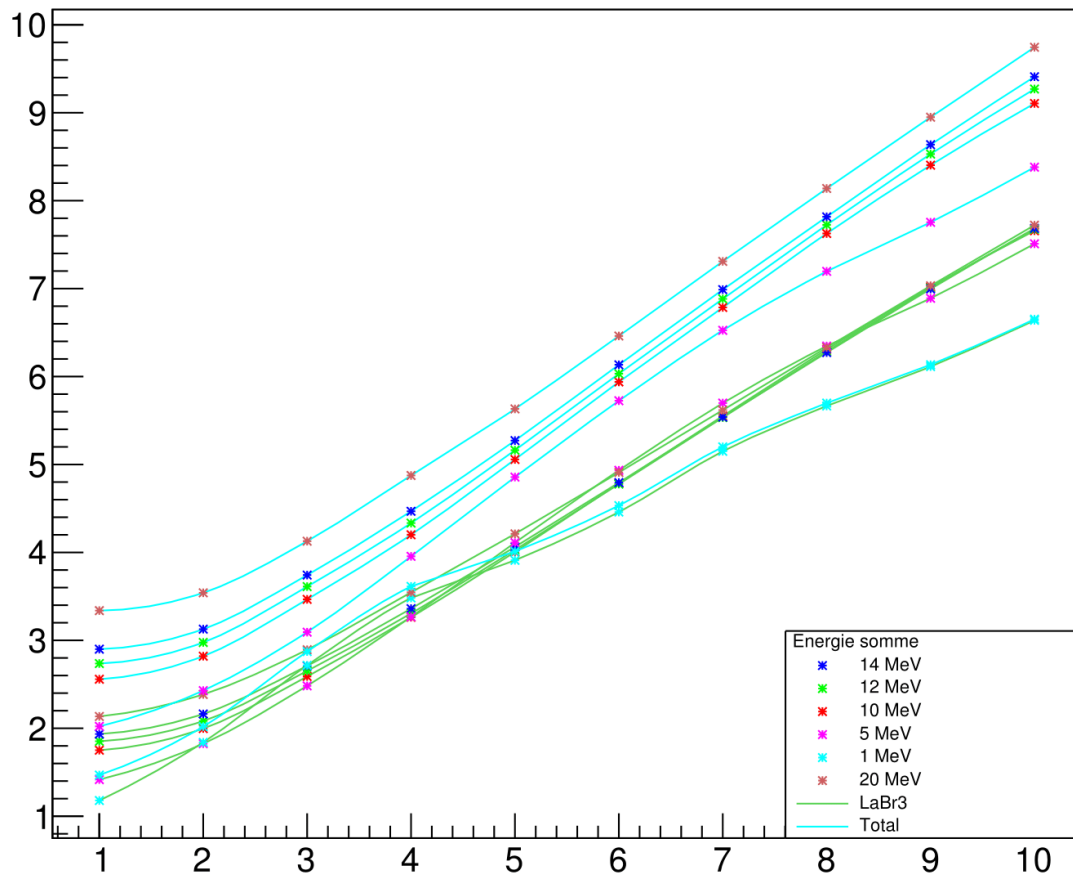


Figure 21 : Multiplicité apparente en fonction de la multiplicité émise pour des multiplicités et énergies plus variées. Multiplicité apparente définie uniquement pour les cristaux de LaBr3 également représentée. Cette multiplicité est possiblement intéressante étant donné qu'elle dépend apparemment moins de l'énergie somme. Ici avec la répartition carrée.

Multiplicite apparente/Multiplicite emise

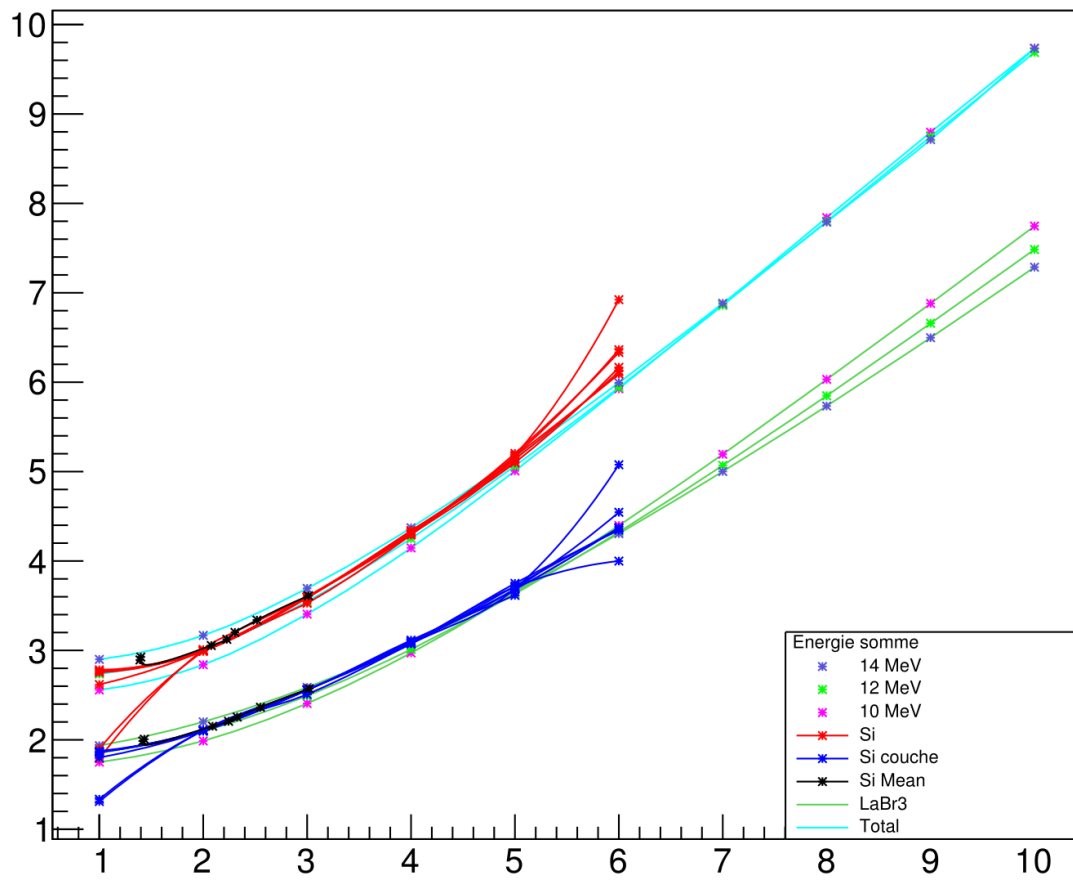


Figure 22 : Vérification avec ^{28}Si . La multiplicité par couche est moins précise pour estimer la multiplicité émise.

Multiplicite apparente/Multiplicite emise

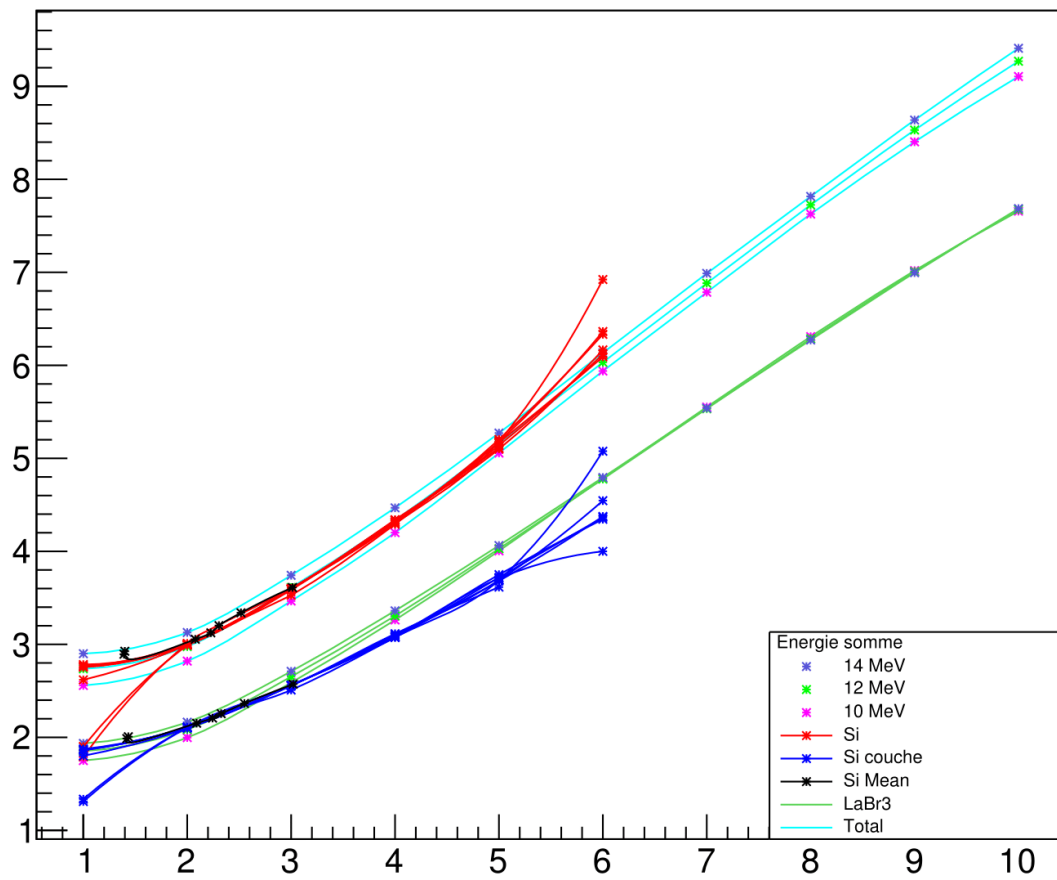


Figure 23 : Ceci est aussi vrai pour le répartition carré.

Multiplicite apparente/Multiplicite emise

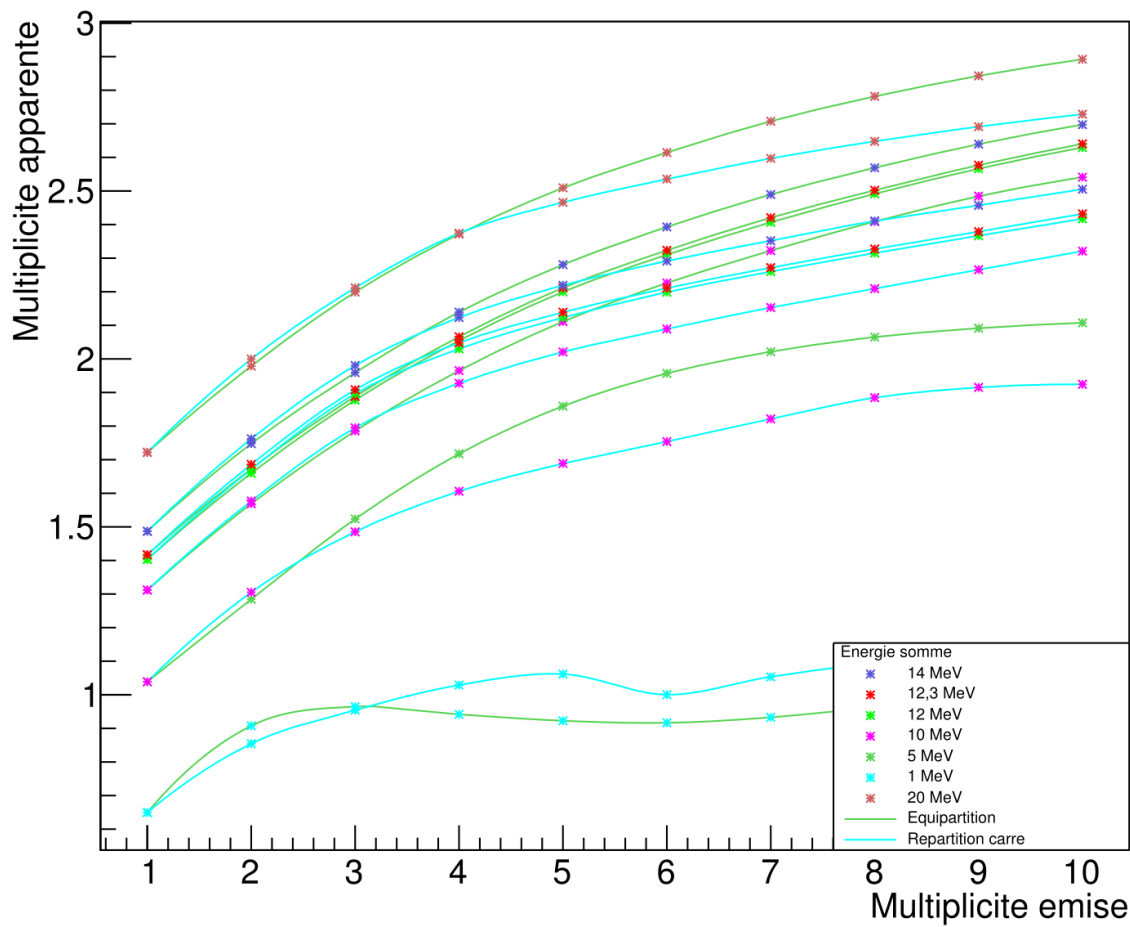


Figure 24 : Écart-type de la multiplicité apparente en fonction de la multiplicité émise pour différentes énergies somme

Multiplicite apparente/Multiplicite emise

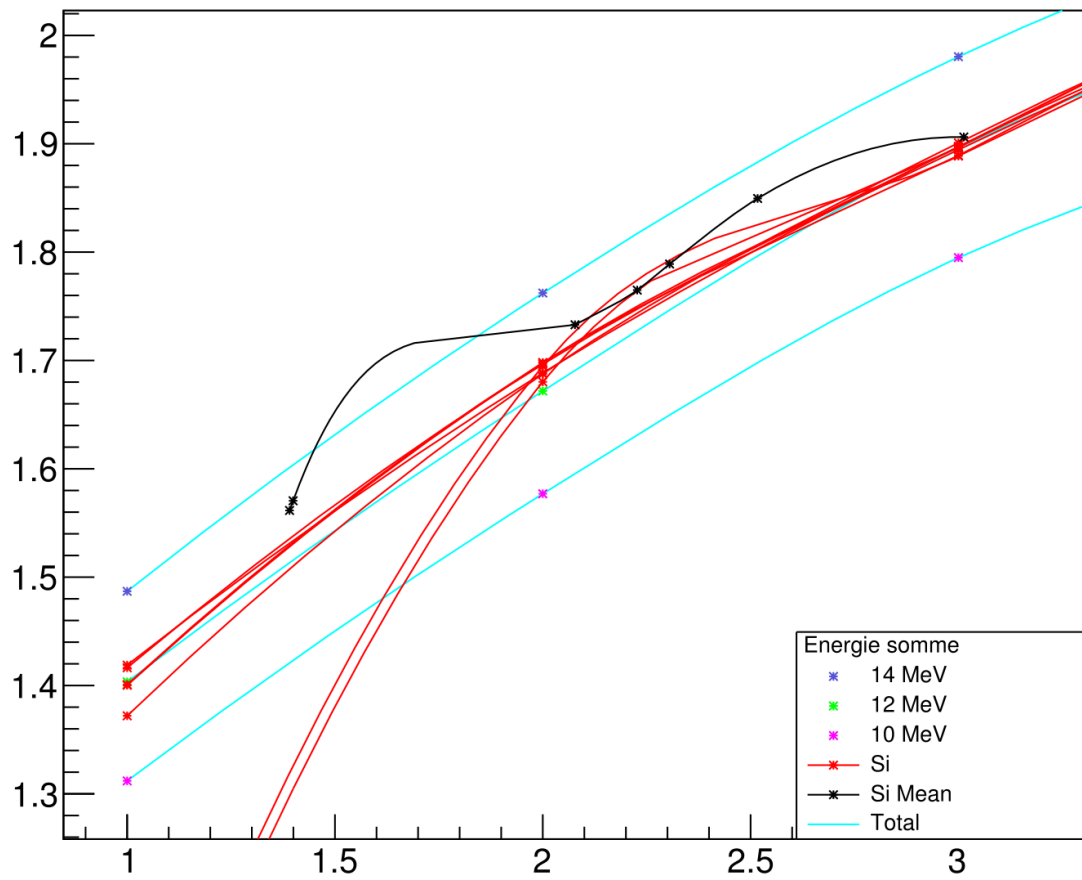


Figure 25 : Vérification avec ^{28}Si . En rouge, les points issus des résonances de ^{28}Si pour chaque multiplicité émise et les moyennes en noir. Les résultats obtenus sont donc assez satisfaisants.

Multiplicite apparente/Multiplicite emise

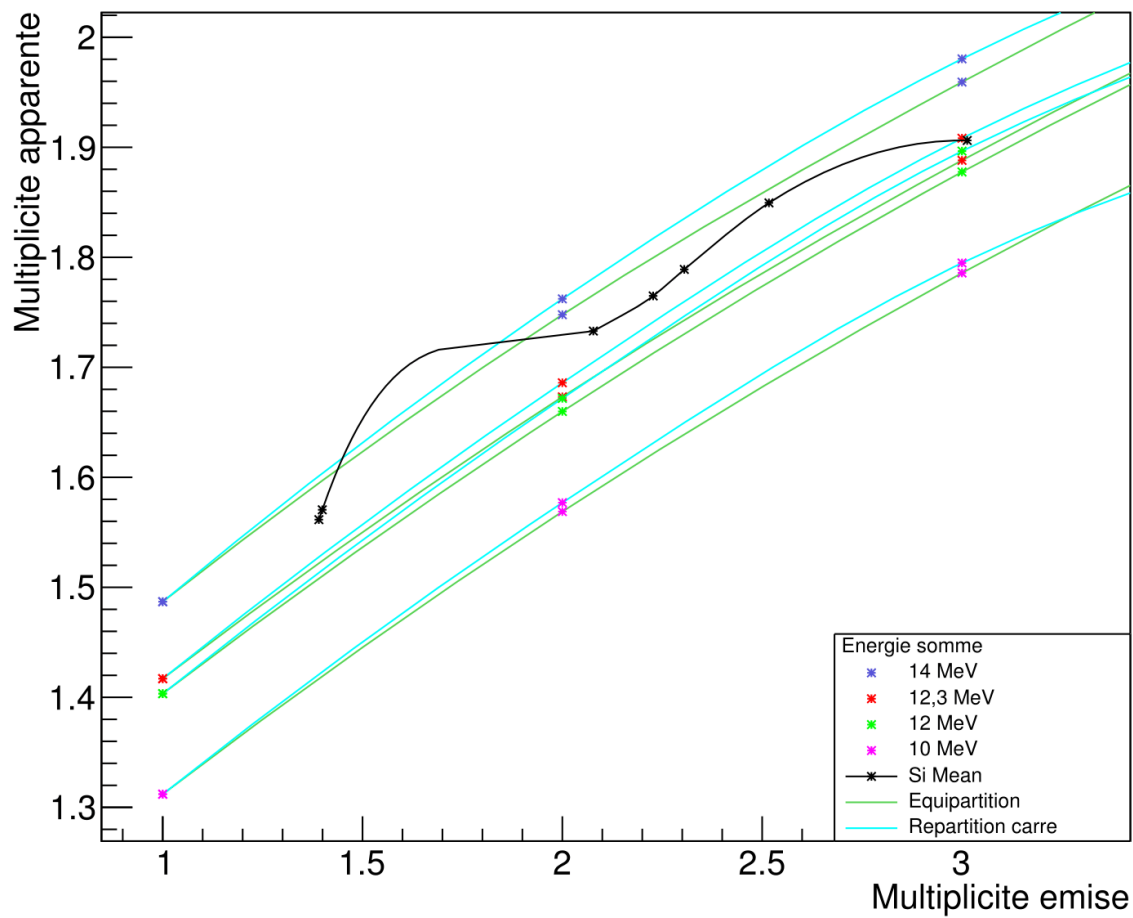


Figure 26 : Vérification avec ^{28}Si . On a ici également les points pour l'énergie somme 12,3 MeV et uniquement les points moyenne.