

Calibration des PMTs

Table des matières

1	Introduction	1
2	Théorie	3
2.1	Description énergétique	3
2.2	Section efficace	4
2.3	Propriétés des détecteurs	6
2.4	Tubes photo-multiplicateurs	6
2.5	L'accélérateur	8
3	Méthodes expérimentales	8
3.1	Calibration par sources ambiantes	9
3.2	Préparation de la cible	10
3.3	Test de l'accélérateur	10
3.4	Calibration	11
4	Résultats et discussion	11
5	Conclusion	15

Résumé

Calibration de deux détecteurs PMT qui seront utilisés pour observer des photons d'environ 1 à 8 MeV . Le détecteur NaI est suffisamment sensible pour être calibrer avec la radiation ambiante du ^{40}K et ^{208}Tl , qui donne respectivement 1.49 V pour 1.463 MeV , et 2.66 V pour 2.615 MeV . Le deuxième détecteur, le BGO, a dû être calibré en utilisant une source externe de ^{60}Co de $0.2\mu Ci$. Cet isotope produit des photons de 1.167 MeV et 1.332 MeV , qui ont été observés à 2.59 et 2.93 V respectivement. Avec ces observations, nous pouvons effectuer une calibration préliminaires des détecteurs, et nous les testons directement avec la réaction $^{19}F(p, \alpha\gamma)^{16}O$.

1 Introduction

Les tubes photo-multiplicateurs retrouvent plusieurs utilités dans la physique moderne. Ces outils furent théorisé pour la première fois en 1919 [1], mais ce n'est qu'en 1934 [2] que l'effet de photo-multiplication fut observé. Dès 1937 [3], le premier tube commercial utilisant l'électrostatique atteint le marché, et est encore en production aujourd'hui. Cette longue histoire a permis de

nombreuses améliorations au fil du temps, donnant aux tubes une importante présence dans la détection de particules.

Ces détecteurs sont notamment utilisés pour chercher la matière sombre, et des expériences comme XENON [4] en utilise une grande quantité afin de détecter les potentiels candidats de matière sombre, les WIMPs. L'expérience utilise les détecteurs R11410-2 de Hamamatsu [5] afin de maximiser leur taux de détection et de minimiser le courant causé par la radiation ambiante. Bien sûr, plusieurs PMTs sont toujours utilisés dans ces expériences afin d'augmenter la précision en ciblant seulement les événements simultanés.

Les PMTs utilisés dans ce types de recherches passent à travers des semaines de test rigoureux et les moindres anomalies sont tout de suite remarquées et signalées à Hamamatsu pour que les PMTs défectueux puissent être remplacés. Au total, seul 26 des 368 testés pour l'expérience XENONnT ont dû être disqualifié, ce qui prouve que cette technologie, bien qu'imparfaite, est tout de même très fiable.

La quête pour la matière sombre doit travailler avec une très petite quantité d'évènement, donc ces expériences demandent une précision extrême et sont opérées pendant parfois des mois, et vu leur efficacité et fiabilité, les PMTs sont encore aujourd'hui des outils de détection de prédilection. Bien que les méthodes de calibration que nous utiliseront seront moins sophistiqués que celles utilisées dans la collaboration XENON, puisque nous en sommes à un stage bien moins avancé, nous pourrons tout de même prouver le bon fonctionnement de deux détecteurs photo-multiplicateurs.

Bien que les tubes photo-multiplicateurs soient utiles pour détecter les photons, ils ne forment rarement une expérience à eux seuls. Les photons que nous désirons mesurer ne seront pas directement captés par les PMTs, mais plutôt par des cristaux, qui émettront à leur tour lorsqu'ils capteront les rayons gamma. Des cristaux de BGO ($\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$) et de NaI seront utilisés lors de la calibration des deux PMTs, le premier offrant un excellent pouvoir d'arrêt vu son grand Z , et le second étant très efficace aussi puisqu'il est beaucoup plus facile à produire en très grande taille.

Les sources ambiantes de potassium, thallium, et bismuth, à respectivement 1.4605 MeV, 2.615 MeV, et 2.2 MeV seront utilisées pour les tests préliminaires, ainsi qu'une source de ^{60}Co . Nous préparons ensuite une cible de ^{19}F (du Téflon est utilisé) qui sera frappé par un faisceau de proton avec l'aide de l'accélérateur Tandem. L'oxygène produit avec une particule alpha se trouvent à différents niveaux excités, se dés-excitant ensuite par diverses transitions que nous mesurerons pour valider le bon fonctionnement des détecteurs.

Les deux détecteurs seront positionnés très proches l'un de l'autre, à un petit angle et très proche de la cible afin de maximiser les détections d'évènements. Un SCA [6] de synchronisation est branché pour ne sélectionner que les événements déclenchant un signal dans les deux PMTs simultanément afin de supprimer les signaux détectés par la radiation ambiante mentionnée plus haut, et de cibler une région d'énergie précise de photon en contrôlant l'intervalle de tension acceptée. Un LGS [7] (linear gate and stretcher) est aussi employé afin d'améliorer la détection simultanée des photons. Un pré-amplificateur et un amplificateur [8] sont utilisés pour obtenir un gain de 10 avec le NaI , et 200 pour le BGO , avec leur PMT respectif alimenté par une source de hautes tensions de 1040 V [9] et 2000 V [10]. Tous les appareils Ortec sont alimentés par leur module d'instrumentation nucléaire 401 [11].

Nous utiliserons la réaction $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$, puis-qu'elle est très bien documentée [12]. C'est une réaction importante dans plusieurs domaines, notamment en astrophysique [13], où elle est utilisée pour comprendre la création des éléments dans certaines étoiles. Toutes les mesures seront effectués au laboratoire René-J.-A.Lévesque, qui, avec son accélérateur tandem est tout à fait adéquat pour ce type de mesure, puisque toutes les installations nécessaires sont déjà en place. Nous utiliseront des énergies de faisceaux de 2.03 MeV et 1.84 MeV , avec une précision de 5 keV .

2 Théorie

2.1 Description énergétique

Afin d'obtenir une calibration pertinente, nous devons premièrement déterminer quelles énergies seront accessibles aux noyaux d'oxygènes créés. Nous étudions les réactions :

$$^{19}\text{F} + p \rightarrow ^{20}\text{Ne} Q = 12.844\text{MeV}$$

$$^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + \alpha Q = 4.730\text{MeV}$$

qui produiront des photons avec une très bonne section efficaces avec une énergie de faisceau de 2.03 MeV, voir figure 1.

Avec ces valeurs de Q , et une énergie de faisceau connue, l'énergie disponible pour l'excitation de l'oxygène sera :

$$E_O = 12.844\text{MeV} - 4.730\text{MeV} + E_B \frac{m_{Ne}}{m_F + m_p}$$

soit 10.14 MeV et 9.95 MeV pour respectivement des faisceaux de 2.03 et 1.84 MeV. Juste avec cette analyse énergétique rapide, nous trouvons que nous n'auront accès qu'aux 7 premiers niveaux [14]. Ces niveaux sont néanmoins pertinents, notamment les états 4, 5, 6 et 7, qui offrent tous plusieurs photons allant d'environ 1 à 9 MeV , ce qui nous permettra d'utiliser la détection synchronisée de nos deux détecteurs. D'un point de vue de conservation de parité et de spin, nous savons que si un évènement est détecté, le néon était aussi dans un état excité.

Tous les niveaux de l'oxygène qui nous intéressent, hormis le premier, ont des $J > 0$, ce qui violerait le principe de conservation de moment angulaire si le néon et la particule α étaient dans leur état fondamentale de 0^+ . Bref, nous posons que si un photon est détecté simultanément par les détecteurs, le système néon, oxygène, α n'est forcément pas dans son état fondamental, et nous observons bel et bien la réaction attendue.

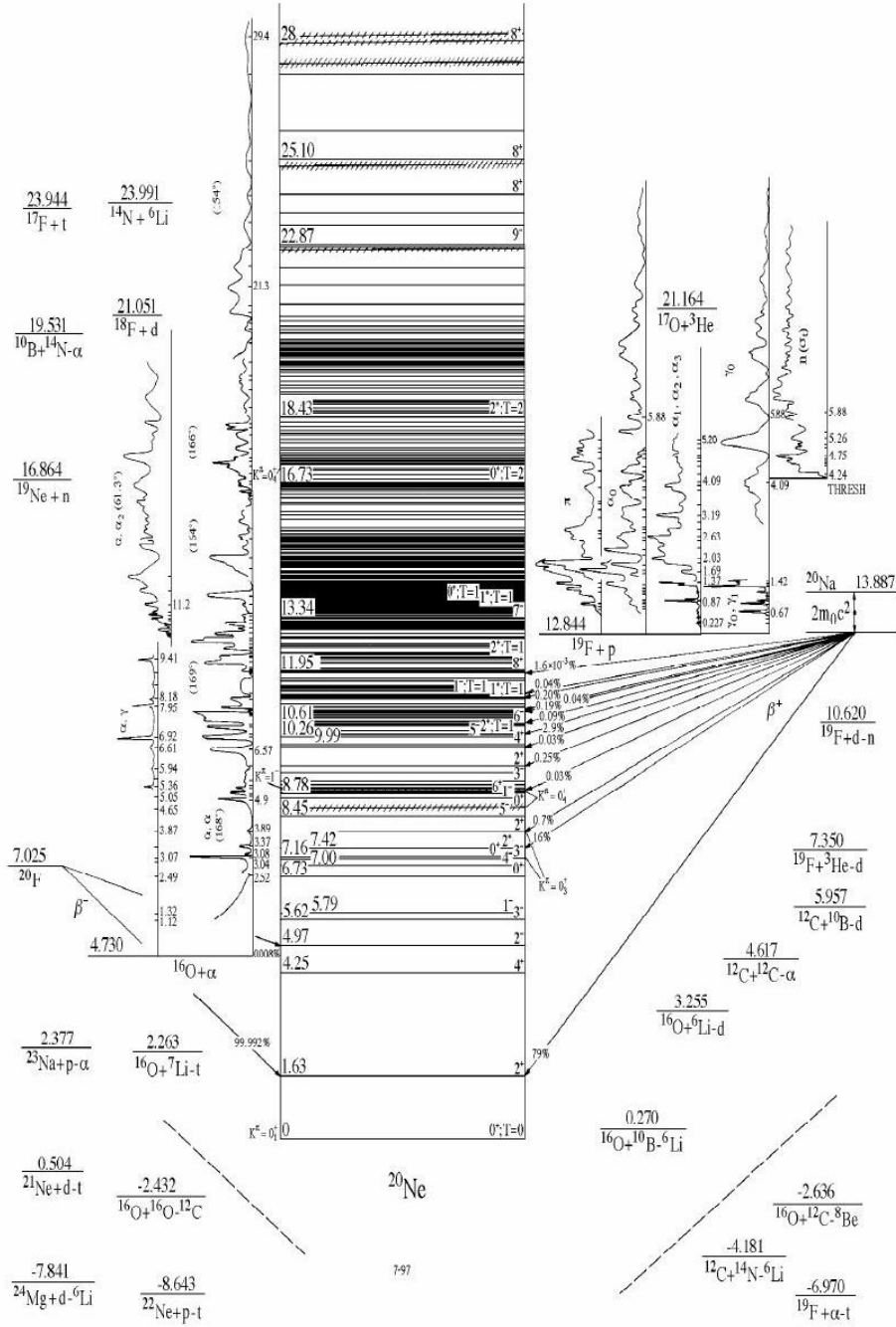


FIGURE 1 – Niveaux d'énergies du ^{20}Ne

2.2 Section efficace

Les deux cristaux utilisés dans les détecteurs vont capter les photons par 3 interactions principales, l'effet photoélectrique, l'effet Compton, et la production de paire. Aux énergies qui nous intéressent, nous ne pouvons pas simplement considérer un seul des processus, puisque dans l'intervalle de 1 à 8 MeV, aucun des effets est dominant. On aura donc un mélange des trois interactions, donc nous attendons à observer certains photons de 0.511 MeV provenant de la production de paire.

Nous pouvons estimer rapidement lequel des détecteur sera plus performant pour capter les différentes énergies de photons en utilisant des formules simples pour les sections efficaces des différents

phénomènes dans les cristaux. Nous utilisons ici les formules de Pratt-Scofield [15], Klein-Nishina [16], et l'équation Maximon [17] pour décrire respectivement l'effet photoélectrique, l'effet Compton, et la production de paires.

Puisque tous ces effets sont basés sur une interaction entre les photons et les électrons, il est tout à fait logique qu'un matériaux de haut Z , 620 pour le BGO , et 64 pour le NaI , est une plus grande section efficace pour chacune de ces réactions. Aussi, la densité élevée du BGO (7.13 g/cm^3) lui permet encore de stopper plus efficacement les photons que le NaI (3.67 g/cm^3).

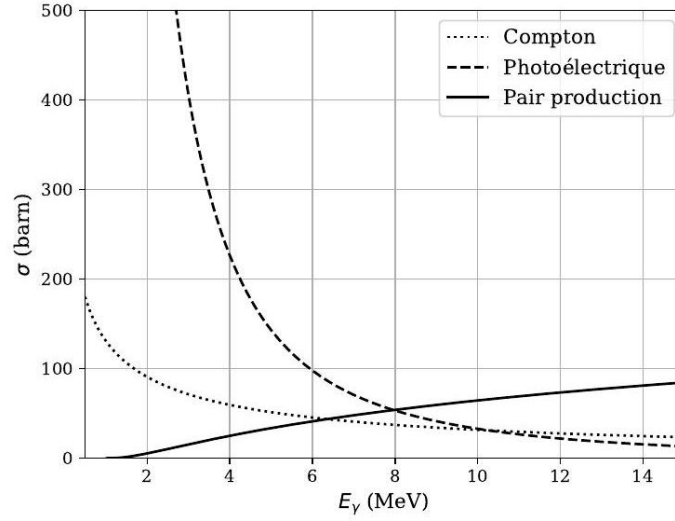


FIGURE 2 – Section efficace théorique des interactions des photons dans le BGO

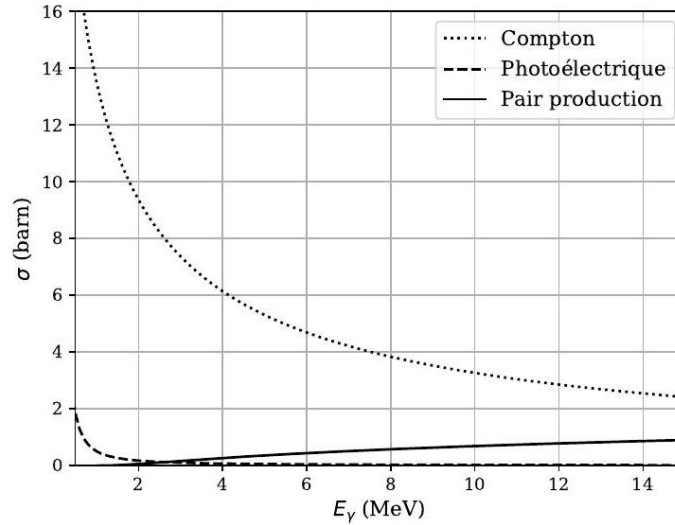


FIGURE 3 – Section efficace théorique des interactions des photons dans le NaI

Les courbes présentées aux figures 2 et 3 nous montre clairement que le cristal de BGO est largement supérieur pour stopper les photons de faibles énergie par effet photoélectrique. Le cristal de NaI sera donc utilisé pour capter les photons de plus haute énergie, car même si les sections efficaces sont plus basses que le BGO, le cristal est beaucoup plus gros, ce qui compense largement.

Le fait que l'effet Compton domine sur l'effet de production de paire joue aussi en notre faveur, puisque cela signifie que moins de photon de cette provenance apparaîtront dans le détecteur NaI .

2.3 Propriétés des détecteurs

Les deux détecteurs proviennent de Saint-Gobain. Le cristal de BGO est plus sensible que le NaI , mais la grand taille de ce-dernier compasse largement. Aussi, le BGO émet de 85 à 90% moins de photon que le cristal à base de sodium, il faut donc généralement inclure un PMT plus performant pour s'en servir. Dans notre cas, ce n'est pas vraiment un enjeu, puisque les photons que nous détectons sont à des assez hautes énergies. Néanmoins, nous utilisons quand même un PMT à 12 stages pour le BGO, et à environ 2000 V , tandis qu'un plus petit PMT de 10 stages à 1000 V est amplement suffisant avec le NaI. Pour plus d'information concernant les cristaux, voir [18] (BGO) et [19] (NaI).

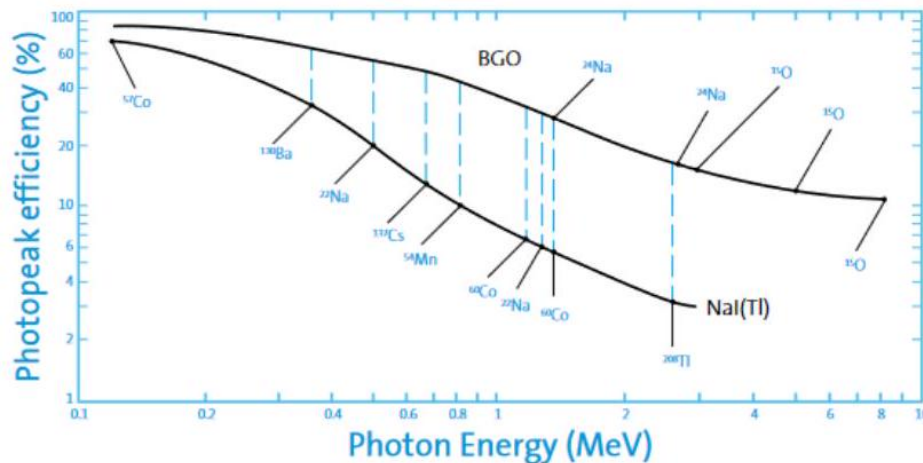


Figure 4. Photopeak efficiencies for BGO and NaI(Tl) scintillation detectors, 38mm diameter, 38 mm high.

FIGURE 4 – Crédit photo : ©2004-12 Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. All rights reserved.

La figure 4 indique pourquoi les deux cristaux sont pertinents dans notre expériences. Même si le cristal BGO émet jusqu'à 90% moins que le NaI , lorsque nous comparons les efficacités, c'est le NaI qui est environ 90% moins performant. Chacun on leur force et leur faiblesse, donc la combinaison des deux types de détecteur nous donne le meilleur des deux mondes.

Une autre propriété importante des détecteurs BGO est leur radioactivité intrinsèque. Effectivement, le bismuth utilisé dans la fabrication de ces cristaux peut laisser des traces de ^{207}Bi , qui émet plusieurs gammas dans l'intervalle de 100 à 1000 keV que nous observons. Heureusement, les cristaux fabriqués par Saint-Gobain utilise un procédé de fabrication qui minimise cette radiation, et les rends adéquat pour la plupart des utilisations, notamment celle que nous en ferons.

2.4 Tubes photo-multiplicateurs

Les PMTs utilisent deux principes de bases pour leur fonctionnement ; l'effet photoélectrique, et l'émission d'électron secondaire. L'effet photoélectrique nous permet de générer des photo-électrons, c'est-à-dire des électrons résultants d'une ionisation d'un matériaux sur la cathode lors

d'une collision par un photon énergétique. L'efficacité quantique décrit la capacité qu'un PMT possède pour émettre ces électrons, cette valeur est d'environ 30% pour des PMT performants. À eux seuls, ces électrons ne sont cependant pas suffisants pour créer des forts courants, donc nous utilisons le principe d'émission secondaire.

Les dinodes utilisées dans les PMT doivent être maintenu à de très haute tension afin de guider efficacement les électrons générés par émission secondaire. Afin d'éviter les effets de charge d'espace lorsque beaucoup d'électrons sont produits, les tensions sur les dinodes ne sont pas égales, et les dernières sont maintenu à des plus haut potentiels. De plus, le transit des électrons de la cathode à la première dinode est aussi crucial afin d'obtenir des pulses cohérents et pour réduire le bruit. Pour cette raison, les premières dinodes sont aussi tenues à des potentiels différents des autres. Le schéma général de la répartition de tension va comme suit :

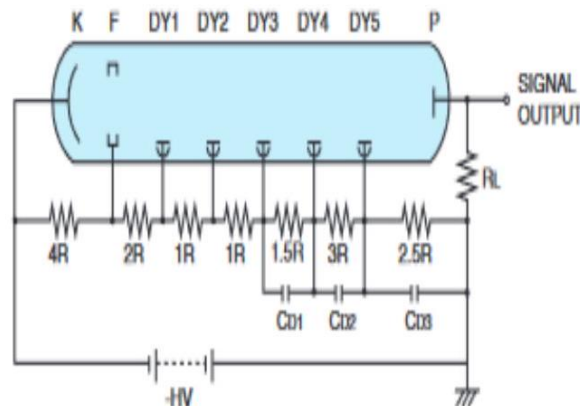


FIGURE 5 – Ajustement général pour une bonne répartition de tension. Crédit photo : ©2017 Hamamatsu Photonics K. K

Il est aussi important de noter la polarisation des PMTs afin de ne pas les endommager. Les figures 6 et 7 illustrent les deux types de polarisations, négative ou positive.

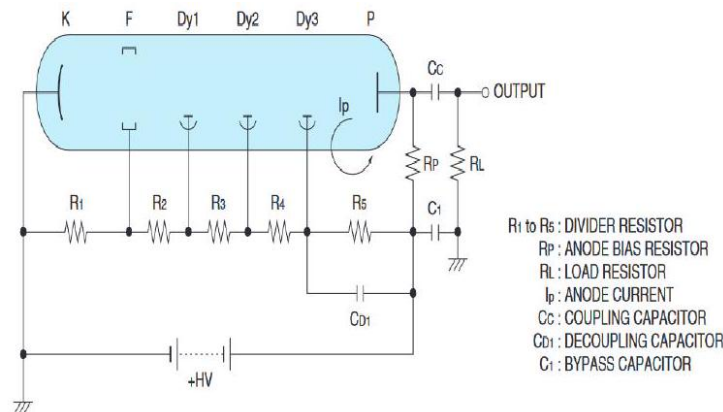


FIGURE 6 – Polarisation négative. Note - La cathode n'a pas de ground. Crédit photo : ©2017 Hamamatsu Photonics K. K.

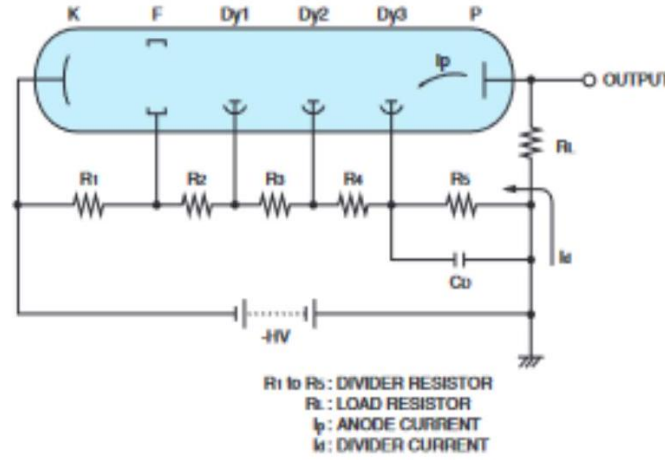


FIGURE 7 – Polarisation positive. Note - La cathode est connecté au ground. Une capacitance C_C est ajoutée à la sortie pour séparer le haut voltage de l'anode et le signal. Crédit photo : ©2017 Hamamatsu Photonics K. K.

Avant de commencer n'importe quelles manipulations avec les PMTs, il est crucial de déterminer la polarisation si ce n'est pas déjà fait. Une analyse visuelle permet rapidement de différencier entre les circuits générales des deux figures, mais si une telle observation n'est pas possible, il faut analyser à l'aide d'un multimètre le comportement du circuit. Par exemple, si aucune résistance n'est observé à la sortie du circuit (pas de capacitance C_C), c'est que la haute tension est délivrée directement à la cathode, et est donc négative.

Pour plus d'information, voir [20].

2.5 L'accélérateur

L'accélérateur qui sera utilisé pour la réaction $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ est un accélérateur tandem (le premier au monde de ce style, initialement à Chalk River[21]) alimenté d'un générateur de Van der Graaf capable de produire jusqu'à 6 MV. Le terme tandem signifie ici simplement que les ions sont accélérés deux fois par le voltage, une fois en étant négatif, puis l'autre en étant positif, une fois que leurs électrons leur ont été enlevés.

Les ions sont produits par un duoplasmatron, nous utiliserons dans notre cas un gaz d'hydrogène. Bien que le potentiel utilisé pour accélérer les ions est immense, le faisceau produit a un courant de l'ordre de seulement quelques μA dans de bonnes conditions, ce qui est amplement suffisant pour nous. Des dipôles magnétiques sont utilisés pour ensuite diriger le faisceau vers une des 7 lignes de trajectoires, nous utiliseront la ligne 0° pour toutes nos expériences.

3 Méthodes expérimentales

La calibration se déroulera sur plusieurs jours. D'abord, une calibration préliminaire est effectuée en utilisant des sources de radiation ambiante. Ensuite, la cible est préparée à être utilisée sur la ligne de 0° . Enfin, l'accélérateur est mis en marche pour s'assurer d'un bon fonctionnement, puis une dernière journée de prises de mesures aura lieu, durant laquelle toutes les installations pour la synchronisation seront mise en place.

3.1 Calibration par sources ambiantes

Les deux détecteurs sont très fragiles et ne doivent surtout pas être branché en polarisation inverse. La phase de calibration préliminaire permet aussi de vérifier les polarisations des PMT. Le détecteur BGO utilise une tension négative à l'entrée, et le NaI une tension positive. De plus, le détecteur du BGO doit être relié par un câble SHV à sa base pour équilibrer la tension puisque la haute tension est directement sur la photocathode.

Après la vérifications des polarisations, les PMT sont alimentés par leur source de tension respective, 1040 V pour le NaI à 10 stages (≈ 100 V/ stage), et 2000 V pour le BGO à 12 stages pour environ 200 V/ stage. Des câbles SHV sont utilisés pour tous les branchements par sécurité.

Afin d'obtenir un meilleur signal, et de réduire le voltage à la sortie des PMT pour diminuer le risque d'endommager les autres équipement, un préamplificateur (circuit RC avec $C = 100pF$) et un amplificateur sont utilisés. Le pré-amplificateur est surtout utilisé pour protéger les appareils en cas de mal fonctionnement des PMTs, puisqu'ils ne sont pas fait pour recevoir de très forte tension. Outre cela, il permet aussi de réduire le bruit, mais réduit aussi le gain en même temps. Nous utilisons donc un amplificateur pour contrôler le gain.

Les détecteurs NaI et BGO utilisent respectivement un gain de 10 et 200. Les premiers test de calibrations se font directement sur un oscilloscope, et les PMTs sont branchés individuellement, et ne fonctionne pas en même temps puisque la détection synchrone n'est pas encore nécessaire à cette étape. Après avoir confirmé la présence d'impulsions avec l'oscilloscope, nous pouvons envoyer le signal directement dans un compteur à affichage qui nous permettra d'examiner 2048 canaux. La précision n'est pas la meilleure, mais elle est suffisante pour s'assurer que les PMT fonctionnent correctement.

Il nous permet aussi d'installer directement une gate en même temps qu'un signal direct, donc l'utilisation de deux détecteurs va très bien fonctionner aussi. Note - nous avons dû changer de machine avant d'effectuer les derniers tests puisque la coïncidence ne s'activait pas avec l'une des deux.

Le compteur utilisé détecte les signaux jusqu'à 10 V , donc une simple règle de 3 nous permet de trouver le voltage induit par les photons. Par exemple, si nous observons un photon dans la case 1024, nous savons qu'il a engendré une tension de 5 V . Puisque la répartition en tension par rapport à l'énergie des photons est assez linéaire, nous pouvons trouver rapidement à quelles tensions nous espérons trouver les énergies qui nous intéressent sur notre détecteur. C'est précisément en cela que consiste cette étape de calibration préliminaire : utiliser des sources connues pour trouver le ratio MeV/V de nos PMTs avec les configurations de circuits utilisées (gain, capacitance, délais, etc.), ce qui nous donne aussi le ratio MeV/ bin dans le compteur.

Aussi, comme les figures 2 et 3 le montre, il est primordial de s'assurer que le PMT du cristal BGO détecte les photons de faibles énergies, soit de l'ordre de 2 MeV . Pour cette raison, nous configurons le gain afin que les photons ambiants d'environ 2 MeV soient au moins au 3/4 de l'affichage du compteur. Similairement, puisque nous allons donc détecter les photons d'environ 7 MeV avec le PMT du cristal NaI , nous voulons que les photons ambiants soient détecté au plus au 1/8 de notre compteur. Cette différence importante de captation entre les détecteurs explique leur gain respectif de 10(NaI) et 200(BGO).

Puisque le cristal de BGO est très sensible aux faibles énergies, la radiation ambiante est amplement suffisante pour le calibrer, même qu'une source de ^{60}Co de 0.1 mCi en 1975, soit environ $0.2\mu\text{Ci}$ en 2023, est trop active et sature le compteur. Cependant, le cristal de NaI étant beaucoup moins sensible aux photons dans cette gamme d'énergie (1.167 et 1.332 MeV pour le cobalt), il est tout à fait adéquat, et plus précis, d'utiliser cette source pour calibrer son PMT.

3.2 Préparation de la cible

Avant de préparer la cible, quelques vérification sécuritaire sont importantes :

1. Isoler la chambre (fermer toutes les valves reliant la chambre à l'accélérateur)
2. Attacher sécuritairement la bonbonne pour le transport
3. Retirer la feuille d'or du trajet, soulever de 4.5 cm
4. Ne pas utiliser une cible de plus de 3 mm
5. Toujours porter des gants pour éviter les dépôts de corps gras

Une fois la chambre de cible isolée, un premier vide doit être fait afin de s'assurer qu'il n'y est pas d'impureté durant l'expérience. Une turbopompe est utilisée pour enlever une grande quantité des gaz présent. Puisque l'air a tendance à créer beaucoup d'humidité dans la chambre, nous la remplissons ensuite de diazote très pur (4.8 pp) afin de neutraliser l'environnement. Ce gaz est pompé avec une pompe à huile standard jusqu'à pression ambiante, puis nous installons la cible sur la roulette de sélection.

Un ruban de Téflon (C_2F_4) est utilisé pour avoir du fluor. Les seules réactions possibles à faible énergie (2 MeV) seraient $^{12}\text{C}(p, el)^{12}\text{C}$ ou $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$. Dans les deux cas, les noyaux produits n'ont pas beaucoup de niveaux excités atteignable, mais ils pourraient tout de même embrouiller le signal, donc l'utilisation d'un matériel plus pur en fluor serait recommandé pour une prochaine expérience.

Après avoir bien sécurisé la cible, la pompe à huile est activée avant la turbopompe pour ne pas la surchauffer. Une fois la pression en dessous de 10^{-3} Torr, nous pouvons démarrer la turbopompe sans risque, après quoi le vide est fait jusqu'à environ 10^{-8} Torr durant la nuit. Nous avons du faire le vide plusieurs fois afin d'équilibrer la pression entre le tube et la chambre, puisque le tube n'avait pas un très bon vide.

3.3 Test de l'accélérateur

L'accélérateur Tandem du laboratoire René J.A. Lévesque sera utilisé pour notre expérience. Le duoplasmatron générera des ions d'hydrogène H^- , le second électron étant très faiblement rattaché. Ces ions seront notre sources pour le faisceau de protons, créé lors de son passage à travers la couche d'oxygène lui retirant leurs électrons.

Lors des tests préliminaires, nous avons rencontré un léger problèmes avec l'oxygène dans l'accélérateur puisque la valve n'était pas bien ouverte. Ce soucis fut notifié rapidement et corrigé avant la prise de données.

3.4 Calibration

Cette fois-ci, nous utiliserons le signal du détecteur NaI comme une gate. Le signal brute obtenue par le SCA n'est pas assez large puisqu'il termine avant le pulse, donc nous utilisons un LGS pour améliorer sa forme. La synchronisation est atteinte avec un temps de mise en forme de 0.5 secondes.

Lors du test officiel, les paramètres étaient les suivants :

Paramètre	BGO	NaI
Tension (V)	2000	1003.75
Capacitance préampli (pF)	100	100
Gain	1800	10
ULD (V)	7.5	N/A
LLD (V)	5	N/A

TABLE 1 – Paramètres expérimentaux

Les tests de calibration décrient plus hauts sont tous refait sur les détecteurs, nous observons maintenant le photon de 1.460 MeV du potassium dans la position 445 , soit un ration de 3.28keV/bin. Avec les énergies disponibles pour l'oxygène excité, nous nous attendons à trouver des photons provenant des 4 premiers niveaux excités avec le détecteur à NaI , soit de 6048.2, 6128.63, 6915.5 et 7115.15keV[22].

Avant de pouvoir prendre les mesures, il est important de s'assurer que la gate fonctionne correctement. Ainsi, nous envoyons d'abord un pulse carré avec l'oscilloscope dans les pré-amplificateurs pour voir comment notre circuit réagit. Il est ensuite possible de régler le LGS et le SCA pour obtenir une gate qui va bien correspondre avec le pulse que nos détecteurs vont envoyer, le tout en utilisant l'oscilloscope pour visualiser les signaux. Ce pulse simulé est critique pour s'assurer que le montage produira des résultats pertinents, et est un très bon moyen de vérifier le bon fonctionnement du circuit.

Afin de tester la synchronicité des signaux, nous laissons le montage allumé pendant 61908 secondes (17 heures). Puisque seul la radiation ambiante sera détecté (l'accélérateur n'est pas en marche à ce moment), nous nous attendons à observer très peu d'évènement. C'est bel et bien le cas, seul 3457 évènements sont enregistrés durant cette période, soit environ ce que nous aurions normalement en seulement quelques minutes. Le profil est aussi caractéristique de la radiation ambiante, exhibant les pics du potassium et du thallium.

4 Résultats et discussion

D'abord, discutons des résultats obtenus durant les premières séances de calibration. Notons qu'une fréquence parasite d'une amplitude de 100 mV est apparu pendant les mesures, et nous avons donc manqué de temps pour tester la calibration du détecteurs BGO la même journée que le NaI. Nous ne connaissons pas exactement la source de cette fréquence, mais elle était suffisamment forte pour empêcher la lecture de impulsions dû au photon.

Elle est partie naturellement après quelques temps et n’a pas été un problème pour le reste de l’expérience. Une hypothèse serait que le signal provenait d’un des pre-amplificateur, puisque le signal était réduit lorsque l’appareil était recouvert de papier d’aluminium. Un montage plus isolé serait utile pour des expériences futurs afin d’éviter ce genre de problème.

En ce qui à trait les mesures elles-même, le tableau 2 résume les différentes énergies mesurées :

Détecteur	Position	Énergie (keV)
BGO	530 ± 6	1175 ± 21
BGO	601 ± 8	<u>1332 ± 25</u>
NaI	111 ± 5	532 ± 24
NaI	305 ± 5	1463 ± 27
NaI	545 ± 6	<u>2614 ± 37</u>

TABLE 2 – Calibration des détecteurs

Les données soulignées dans le tableau sont celles qui ont été utilisées pour obtenir le ratio keV/bin. Pour le barème, les énergies de 1332 keV du cobalt [23] et 2614 keV du thallium [24] ont été utilisées respectivement pour le détecteur BGO et NaI. En ce qui à trait les autres pics, une fois convertis en énergie suivant le barème imposé, nous trouvons 1175 ± 21 keV dans le BGO, et 532 ± 24 keV ainsi que 1463 ± 27 keV dans le NaI. Ces énergies correspondent facilement aux émissions du cobalt (1173 keV), d’un photon provenant de production de paire (511 keV), et d’un photon venant de la désintégration du potassium à 1460keV [25].

Ces tests préliminaires de calibration sont très concluants. Les pics mentionnés sont les principaux, mais plusieurs autres pics secondaires pouvaient être observé, notamment ceux du ^{214}Bi , qui en possèdent une grande quantité dans la zone de 1 à 3 MeV . Néanmoins, les pics du potassium et du thallium sont les plus proéminent, le potassium puisqu’il est abondant, et la thallium puisque lorsqu’il émet un photon, son énergie est très souvent la même, tandis que le bismuth à une gamme beaucoup plus grande d’énergie disponible.

Une fois la cible préparé et l’accélérateur en marche, nous pouvons démarrer les test avec le fluor. Nous utilisons une énergie de faisceau de $1.84\text{MeV} \pm 5\text{keV}$, qui nous donne un bon faisceau de quelques μA . Nous effectuons deux prises de données. Une en utilisant la coïncidence des détecteurs, et l’autre en imposant une anti-coïncidence.

Ces deux ensembles de mesures ont pour but de faciliter l’identification des photons captés, puisque si un pic n’est observé qu’en coïncidence, son origine vient forcément de l’interaction entre le Téflon et le faisceau de proton. L’anti-coïncidence nous renseigne quant à elle sur les rayons ambiant autour de la réaction, et sur les autres interactions moins fréquentes avec notre faisceau et la cible. On pourrait avoir par exemple des interactions entre les protons et l’air, ou encore avec certaines impuretés sur la cible.

Évidemment, la radiation ambiante est toujours présente, mais celle-ci sera noyée dans les données par les évènements provenant du faisceau. Un autre compteur est aussi employé pour simplement afficher le nombre total d’évènement afin de visualiser la vitesse de collection de données. Nous

pouvons ainsi confirmer que le faisceau induit la création d'une quantité beaucoup plus grande de photon lorsque comparée à ceux provenant de la radiation ambiante. La table 3 résume les observations en anti-coïncidence :

Position (canal)	Énergie (keV)
116 ± 6	381 ± 21
166 ± 6	545 ± 22
466 ± 10	1529 ± 43
1234 ± 30	4047 ± 122
1780 ± 30	5840 ± 144
1912 ± 30	6273 ± 150

TABLE 3 – Pics observés avec une calibration de 3,28 keV/canal

Lorsque nous activons la coïncidence entre les deux détecteurs, le nombre de pic est grandement réduit, la table 4 décrit les observations :

Position (canal)	Énergie (keV)
211 ± 10	692 ± 35
575 ± 16	1887 ± 62
1275 ± 30	4183 ± 124

TABLE 4 – Pics observés avec une calibration de 3,28 keV/canal

Par manque de temps, nous n'avons pas pu effectuer énormément de tests, donc notre échantillonnage de donnée est très petit pour la réaction $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}^*$.

Les résultats que nous avons obtenus démontrent clairement que le montage lui-même est efficace ; la synchronisation a bel et bien fonctionner, et l'expérience serait utilisable dans d'autre contexte.

Cependant, les différentes énergies obtenues ne sont pas suffisantes pour bien confirmer la provenance des photons. La prise de données à aussi durée très peu de temps, ce qui ne permet d'obtenir des résultats très précis, comme on peut le voir avec les larges incertitudes.

La Figure 8 montre graphiquement nos données en comparaison avec les valeurs théoriques des énergies des photons reliés à chaque niveau :

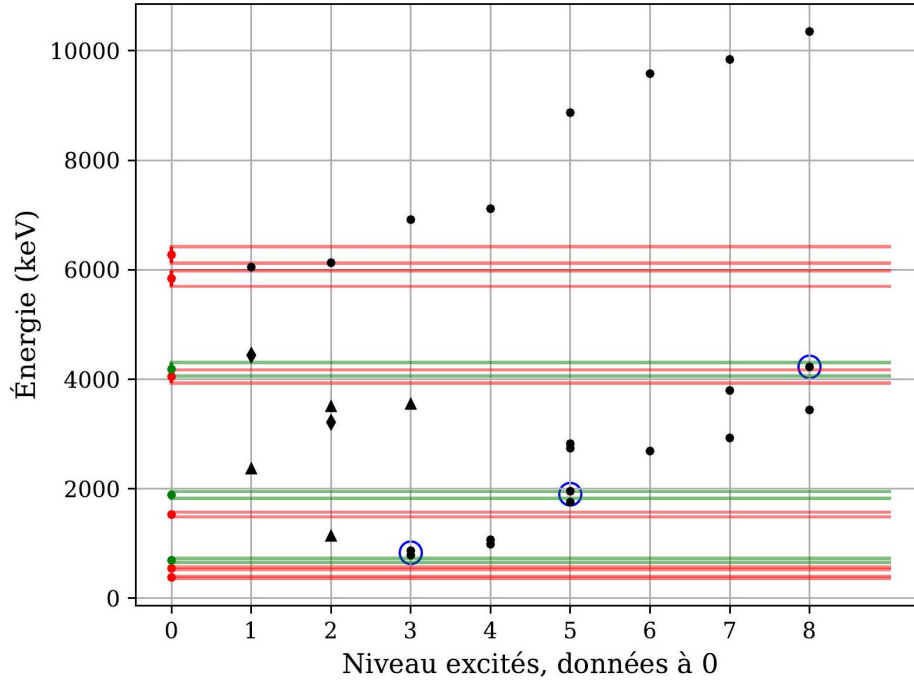


FIGURE 8 – Comparaison entre mesures et théorie. Les point rouge sont en anti-coïncidence, les verts en coïncidence, et les noirs sont les données théoriques.

Les longues barres représentent les intervalles d'incertitudes de nos mesures, donc si un point noir se situe entre deux lignes rouges ou vertes, c'est qu'on peut dire avec une assez bonne certitude que nous avons observé un photons provenant d'un des niveaux de l'oxygène.

On s'intéresse surtout aux lignes vertes, puisque celles-ci représentent les mesures prises avec la coïncidence des détecteurs, et donc les données provenant le plus probablement de notre expérience d'accélérateur. Les points en triangles et en losanges représentent respectivement les niveaux du ^{13}N et ^{12}C , deux noyaux parasites possibles dû à notre utilisation du Téflon.

Tout de même ces énergies ne sont pas non plus improbables, nous nous attendions bel et bien à trouver des photons entre 1000 et 7000 keV, et plusieurs d'entre eux, même s'ils ne le sont pas avec certitudes, sont proche de certains niveaux de l'oxygène. Le graphique si-dessus illustre bien ces propos. Les points encerclés en bleu sont ceux qui étaient les plus proches des valeurs théoriques. Bien que quelques points semblent tomber dans nos intervalles, seuls les énergies de 6128.63 et 4225 keV des niveaux respectifs 2 et 8 sont réellement dans les lignes.

De plus même ceux-ci sont discutables, puisque nous n'avions théoriquement pas assez d'énergie pour exciter le huitième niveau de l'oxygène. Évidemment, puisque nous étions quand même très proches de la valeur nécessaire (il ne manque qu'une centaine de keV), il n'est pas impossible que le niveau est été atteint. En ce qui à trait le point du deuxième niveau excité, il est suspect qu'il n'est pas été capté durant les mesures de coïncidence, mais puisque l'échantillonnage était très court, il est aussi fort probable que le pic n'ai pas eu le temps d'apparaître.

Nous ne pouvons confirmer avec certitudes que ces énergies sont bien celles des photons d'un oxygène excité, mais forcer d'admettre que nos détecteurs ont clairement mesuré certains photons provenant de la réaction du faisceau avec le fluor. De plus, l'impact du carbone présent dans le

Téflon est presque négligeable, puisque nous obtenons tout de même une énergie de photon proche d'un photon émis par le premier niveau excité du carbone-12 à 4438.94 keV . L'utilisation d'une source plus pure en fluor serait recommandé pour éviter toute confusion possible.

Un échantillonnage avait aussi été fait avec un faisceau de 2.03 MeV , mais la synchronisation entre les détecteurs n'a pas bien fonctionné et nous avons dû reproduire la synchronisation par pulse simulé comme décrite plus haut. Une fois la chronicité rétablie, l'énergie du faisceau a été mesuré à 1.84 MeV , donc c'est ce que nous avons finalement obtenu.

Mentionnons aussi que l'incertitude des détecteurs eux-même est négligeable comparé à celles incorporées par notre compteur d'évènements. En effet, le PMT du NaI a une résolution énergétique de $7\%/\sqrt{E_\gamma}$, un peu mieux que le $10\%/\sqrt{E_\gamma}$ de celle du BGO. C'est variance correspond à une incertitude de moins de 0.01 keV sur les données, et sont donc minime devant les dizaines de keV causés par la lecture de la mesure.

5 Conclusion

Toutes les étapes menant au test utilisant la réaction $^{19}F(p, \alpha\gamma)^{16}O$ se sont déroulées sans trop de difficultés. Nous avons pu observer les pics caractéristiques du ^{40}K , du ^{208}Tl et de la production de paire sur le détecteur à NaI , et deux émissions d'une source de ^{60}Co avec le BGO. Après application du barème avec le pic le plus précis, nous trouvons des énergies de $1175 \pm 21\text{keV}$ et $1463 \pm 27\text{keV}$ pour le cobalt et le potassium respectivement, ce qui concorde avec la théorie de 1173 keV et 1460 keV.

Bien que la calibration des détecteurs c'est fait avec succès, leur utilisation dans la mesure de l'énergie des photons produit par la dés-excitation de l'oxygène fût moins concluante. Bien que les ordres de grandeur soient similaires, les énergies obtenues ne concordent pas facilement aux données théorique. Cette différence pourrait être dû au fait que nos mesures n'ont pas durées très longtemps, et qu'elles n'ont été faites que pour une énergie de faisceau à bonne intensité.

Une expérience répétée devrait utiliser du fluor pur pour éviter toute contamination par le carbone et maximiser la quantité de réaction, ce qui permettrait des données plus précises en énergies. L'expérience devrait aussi être répétée pour plusieurs énergies de faisceau différentes, afin d'observer une plus grande gamme de niveau dans l'oxygène.

Selon les résultats obtenus avec la radiation ambiante, il est tout de même clair que les PMTs et les cristaux se comportent comme prévu. Évidemment, ce test seul n'est pas suffisant pour bien caractériser les PMTs. D'autres tests pour déterminer l'efficacité quantique exacte, le gain et le courant d'obscurité serait pertinente à faire avant d'utiliser ces PMTs dans des contextes de recherches. Une méthode à envisager serait l'utilisation d'un laser pulsé, ce qu'utilise notamment le CERN [26], pour envoyé un nombre fixe de photon à énergie connu afin d'obtenir des résultats précis et reproductibles.

Références

- [1] J. Slepian, Westinghouse Electric, *Hot Cathode Tube*, U.S. Patent 1,450,265, April 3, 1923 (Filed 1919).

- [2] H. Iams and B. Salzberg, “The Secondary Emission Phototube,” *Proc. of the IRE*, vol. 23, p. 55, 1935. doi:10.1109/JRPROC.1935.227243
- [3] J. Rajchman and E.W. Pike, RCA Technical Report TR-362, “Electrostatic Focusing in Secondary Emission Multipliers,” Sept. 9, 1937.
- [4] E. Aprile et al., “Projected WIMP sensitivity of the XENONnT dark matter experiment,” *JCAP*, vol. 2020(11), 031031, 2020.
- [5] V. C. Antochi et al., “Improved quality tests of R11410-21 photomultiplier tubes for the XENONnT experiment,” *Journal of Instrumentation*, vol. 16(08), P08033, 2021.
- [6] ORTEC Manual : <https://www.ortec-online.com/.../551-mnl.pdf>
- [7] ORTEC Brochure : <https://www.ortec-online.com/.../542-a4.pdf>
- [8] ORTEC Manual 572
- [9] ORTEC Manual 456
- [10] ORTEC Brochure : 556-556h.pdf
- [11] University of Wisconsin Physics Lab Manuals : ORTEC Bin & Power Supply
- [12] D. B. Tridapalli et al., “ $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ reaction : HPGe detector response and gamma-ray relative yields,” arXiv :0710.3184 [nucl-ex].
- [13] I. Indelicato et al., *The Astrophysical Journal*, vol. 845, no. 1, 2017. doi:10.3847/1538-4357/aa7de7
- [14] *Nucl. Physics* 5641 (1993), NuDat 3
- [15] R. H. Pratt, “Atomic photoelectric effect at high energies,” *Physical Review*, vol. 117(4), p. 1017, 1960.
- [16] J. H. Hubbell, H. A. Gimm, I. Overbo, “Pair, Triplet, and Total Atomic Cross Sections for 1 MeV–100 GeV Photons,” *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 9(4), 1980. doi:10.1063/1.555629
- [17] (*Duplicate of ref16*)
- [18] BGO Data Sheet, Saint-Gobain, BGO-data-sheet.pdf
- [19] NaI(Tl) Data Sheet, Saint-Gobain, NaIT1-Data-Sheet.pdf
- [20] Hamamatsu Photonics, “Photomultiplier Tubes : Basics and Applications,” 4th ed., 2017.
- [21] Canadian Charged Particle Accelerator Consortium : <https://ion.lps.umontreal.ca/facilities.html>
- [22] *Nucl. Physics* 5641 (1993).
- [23] *Nuclear Data Sheets*, vol. 114, p. 1849, 2013.
- [24] *Nuclear Data Sheets*, vol. 108, p. 1583, 2007.
- [25] *Nuclear Data Sheets*, vol. 140, p. 1, 2017.
- [26] V. Giangiobbe, “The TileCal Laser Calibration System,” *Physics Procedia*, vol. 37, pp. 287–292, 2012. doi:10.1016/j.phpro.2012.02.354