

Mesure Précise du Rendement Absolu de la Fluorescence del'Azote dans l'Air. Conséquences sur la Détection des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie

Gwenaëlle Lefeuvre

▶ **To cite this version:**

Gwenaëlle Lefeuvre. Mesure Précise du Rendement Absolu de la Fluorescence del'Azote dans l'Air. Conséquences sur la Détection des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2006. Français. NNT : . tel-00112125

HAL Id: tel-00112125
https://theses.hal.science/tel-00112125

Submitted on 7 Nov 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE PARIS 7 - DENIS DIDEROT
UFR DE PHYSIQUE

THESE

présentée pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences de l'Université Denis Diderot

Mesure Précise du Rendement Absolu de la Fluorescence de l'Azote dans l'Air. Conséquences sur la Détection des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie

Gwenaëlle LEFEUVRE

Dirigée par Philippe GORODETZKY

Soutenue publiquement le **5 juillet 2006**

JURY

M. Thomas PATZAK,	Président
M. Fernando ARQUEROS,	Rapporteur
M. Marcos DRACOS,	Rapporteur
M. Philippe GORODETZKY,	Directeur de thèse
M. Pascal LAVOUTE,	Invité
M. Fabrice PIQUEMAL,	Invité

Table des matières

Avant Propos **5**

Remerciements **9**

I Introduction 11

1 Détection des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie **13**
1.1 Le spectre des rayons cosmiques 13
1.2 Développement d'une gerbe atmosphérique 17
1.3 Méthodes de détection 20
1.4 Les défis de la fluorescence 22
1.5 Conclusion 23

2 Fluorescence de l'Azote **25**
2.1 Théorie de l'émission de fluorescence 25
2.2 Objectifs des mesures de fluorescence 30
2.3 Conclusion 36

3 Démarche Adoptée dans la Mesure du Rendement de Fluorescence **37**
3.1 Objectif de la mesure 37
3.2 Géométrie du montage expérimental et détection des électrons 38
3.3 Détection des photons 38
3.4 Calibration des photomultiplicateurs 38
3.5 Conclusion 39

II Mesures 41

4 Le Banc de Mesure **43**
4.1 Production de fluorescence 43
4.1.1 La source 43
4.1.2 Détection et comptage des électrons 46
4.1.3 Définition du volume de fluorescence 47
4.2 Éléments optiques 49
4.2.1 Trajets des photons 49

4.2.2 Efficacité de la détection des photons . . . 53
4.3 Interactions des électrons de la source . . . 54
4.3.1 Émission d'électrons secondaires . . . 54
4.3.2 Déviation de l'électron incident . . . 56
4.3.3 Diffusion dans le blindage de plomb . . . 57
4.3.4 Diffusion dans le scintillateur . . . 59
4.3.5 Conclusion . . . 60
4.4 Contrôle du gaz . . . 60
4.5 Acquisition de données . . . 61
4.6 Réglage des PMT photons . . . 62

5 Calibration du Banc 65
5.1 Sondes de pression et de température . . . 65
5.2 Centrage de la lentille . . . 66
5.3 Spectromètre à réseau . . . 67

6 Mesure des Efficacités des Photomultiplicateurs 73
6.1 Principe de la Mesure . . . 73
6.1.1 Le Photomultiplicateur . . . 73
6.1.2 Utilisation dans le banc de fluorescence . . . 76
6.1.3 Conclusion . . . 81
6.2 Cartographies des Photocathodes des Photomultiplicateurs . . . 82
6.2.1 Description . . . 82
6.2.2 Détermination du centre de la photocathode. . . . 85
6.2.3 Cartographie à haut gain . . . 86
6.2.4 Conclusion . . . 87
6.3 Rendement Absolu en un Point de la Photocathode . . . 91
6.3.1 Fonctionnement des sphères intégrantes . . . 91
6.3.2 Efficacité à haut gain . . . 93
6.3.3 Conclusion : conséquence pour la mesure du rendement de fluorescence 102

III Résultats 105

7 Résultats des Mesures de Rendement de Fluorescence et Implications 107
7.1 Déroulement d'une mesure . . . 107
7.2 Extraction du signal . . . 108
7.3 Rendement intégré de 300 à 430 nm . . . 109
7.3.1 Mesures dans l'air à pression atmosphérique . . . 109
7.3.2 Normalisation des résultats . . . 111
7.3.3 Rapport des rendements dans l'azote et dans l'air à pression atmosphérique . . . 115
7.4 Résultats des mesures spectrales . . . 115
7.5 Conclusion . . . 117

8 Conclusion et Perspectives **121**

IV Annexes **125**

A Acquisition de données **127**
A.1 Électronique d'acquisition 127
A.2 Interface LabVIEW 130

B Le Mode Photoélectron Unique **137**
B.1 Spectre de photoélectron unique 137
B.2 Réglage des PMT-photons 138
B.2.1 Réglage du niveau lumineux 139
B.2.2 Réglage du seuil du discriminateur 140

C Calibration Absolue des PMT à Bas Gain **141**
C.1 Cartographie 141
C.2 Efficacité absolue en un point de la photocathode 142
C.3 Conclusion 153

D Photographies des montages **155**

Avant Propos

La physique des rayons cosmiques est une discipline récente, pas encore centenaire, mais elle a été à l'origine du foisonnement d'expériences et de découvertes de la physique des particules. Toutefois, les énergies les plus élevées dépassent l'imagination... et les possibilités technologiques actuelles. En effet, des rayons cosmiques d'environ 10^{20} eV, ou plutôt les débris de leur interaction avec l'atmosphère, ont été détectés. Or, le LHC lui-même n'atteindra "que" 14 10^{12} eV. Ces phénomènes extrêmes sont donc encore impossibles à recréer en laboratoire.

Il faut donc se contenter de la petite quantité de ces rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (RCUHE) qui parviennent jusqu'à nous, les détecter, et extraire le maximum d'informations quant à leur nature et leur provenance, tandis que des modèles tentent d'expliquer l'origine de leur énergie phénoménale.

Les quelques dizaines de milliards de particules qui composent une cascade provoquent l'excitation des molécules de l'atmosphère. Parmi ces dernières, l'azote présente un intérêt tout particulier, en ce qu'il émet de la lumière ultraviolette en se désexcitant. Cette lumière, appelée lumière de fluorescence, est détectable par des télescopes appropriés, au sol ou dans l'espace.

La détection de la fluorescence de l'azote est à l'heure actuelle la méthode la plus fiable et la plus précise pour déterminer l'énergie des RCUHE, pourvu qu'on connaisse très précisément son rendement, c'est-à-dire le nombre de photons produits par électron ayant parcouru un mètre dans l'atmosphère. Or, la précision sur la détermination expérimentale de cette quantité n'est que de 15 %.

Le travail présenté dans cette thèse est une mesure de précision du rendement absolu de la fluorescence. L'objectif sur la précision de la mesure que nous nous sommes fixés est 5 %.

Les deux premiers chapitres introduisent respectivement la physique des RCUHE et de la fluorescence. Ils détaillent les résultats récents et expliquent les enjeux expérimentaux actuels.

Cette expérience a été conçue pour palier aux déficiences des précédentes mesures de rendement. Ce sont en réalité deux mesures qui sont effectuées. La première, dite intégrale, est la mesure du rendement de fluorescence total entre 300 et 430 nm : c'est la grandeur pertinente pour les expériences de rayons cosmiques. L'autre est une mesure spectrale : elle vise à mesurer les intensités de chaque raie de désexcitation au moyen d'un spectromètre à réseau. C'est la première fois que le spectre de l'azote excité par des électrons de 1 MeV

est mesuré avec un spectromètre. La démarche expérimentale est clarifiée dans le chapitre 3, puis le montage est détaillé dans le chapitre 4.

Pour atteindre la précision nominale, il est impératif d'effectuer la calibration précise et absolue de chaque appareil, ce dans les mêmes conditions que la mesure du rendement elle-même. Ceci fait l'objet du chapitre 5. Le point le plus délicat et le plus crucial concerne les détecteurs, qui sont des tubes photomultiplicateurs (PMT). En effet, comme le rendement de fluorescence est faible, les PMT ne détectent qu'un photon de temps à autre. Il est donc primordial de connaître très précisément leur efficacité propre. Or, les fabricants admettent une incertitude d'au moins 15 % sur leur calibration : c'est cette incertitude qui est responsable de l'erreur importante sur le rendement de fluorescence.

Le chapitre 6 explique par quels moyens nous avons diminué l'incertitude sur l'efficacité de nos PMT. Pour cela, nous avons conçu un montage original basé sur la comparaison simultanée du flux reçu par deux détecteurs, quel que soit leur mode de fonctionnement. L'exigence sur la précision est ici forcément plus importante encore que sur la mesure du rendement de fluorescence : nous nous sommes fixés un objectif de 3 %.

Enfin, les résultats des mesures intégrale et spectrale sont rassemblés dans le chapitre 7.

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier MM. Daniel Vignaud et Pierre Binétruy de m'avoir accueillie au sein du laboratoire de Physique Corpusculaire et de Cosmologie, devenu Astro-Particules et Cosmologie pendant ma thèse, et de m'avoir permis d'y effectuer cette thèse quelque peu différente des thèses usuelles sur les rayons cosmiques, ainsi qu'Eric Plagnol, qui a assuré la direction du début de ma thèse, de m'avoir accueillie dans le groupe EUSO.

Je souhaite ensuite remercier MM. Thomas Patzak, Pascal Lavoute, Fabrice Piquemal d'avoir accepté de faire partie de mon jury, et MM. Fernando Arqueros et Marcos Dracos d'avoir bien voulu être les rapporteurs de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude à mon directeur de thèse, Philippe Gorodetzky : pour l'exigeance, la rigueur et la passion. Ce que j'ai appris à ses côtés est inestimable.

Je souhaite remercier le groupe Neutrinos/Photodétection : Jean Dolbeau, qui a bien voulu partager son bureau et son expérience avec moi, Thomas Patzak, pour ses encouragements et ses conseils si utiles, Pierre Salin, qui m'a initée aux secrets de l'acquisition de données avec tant de bonne humeur, et Bernard Lefièvre, pour le temps consacré aux simulations. Merci à vous pour vos conseils et vos relectures.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à l'ensemble du laboratoire : pour l'accueil chaleureux et l'intérêt pour ma thèse.

Un grand merci à tous ceux sans qui ce travail n'aurait pas été possible : le service de mécanique, y compris celui du LPNHE, et tout spécialement François Lelong et Jean-Paul Rény, pour leur intérêt, leur aide indéfectible et leurs précieux conseils ; et le service d'électronique, en particulier Philippe Tardy qui a réalisé les diviseurs de tension positifs avec rapidité, dextérité et gentillesse, Gilles Desplancques, qui a réalisé les amplificateurs NIM, et Claude Boutonnet, pour sa patience, sa bonne humeur et son générateur...

Je remercie également ceux sans qui cette thèse n'aurait pas été aussi agréable : l'ensemble du service informatique, pour leur patience et leur disponibilité, et tout spécialement Cyril Dufour, pour son aide sur Windows et LabVIEW.

Je tiens enfin à remercier Hélène Le Bihan, Claudine Masson et Josette Come-Garry pour leur aide chaleureuse et souriante, ainsi que Jean-Claude Couillard pour sa sympathique diligence.

Naturellement, je ne saurai assez exprimer ma reconnaissance à mes parents, pour leur écoute attentive, leur soutien sans faille et leur patience sans limite ; à mes amis, étudiants ou non, mais toujours compréhensifs ; et à Ben, pour... tout.

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Détection des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Énergie

Ce chapitre décrit le contexte dans lequel se place cette étude. Il montre l'enjeu que représente la maîtrise de la fluorescence en trois points :

- la physique des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, car les spécificités du spectre des rayons cosmiques soulèvent des questions fondamentales qui n'ont pas encore trouvé de réponse,
- les questions provoquées par leur détection : les particules originales interagissant dans l'atmosphère produisent des gerbes atmosphériques, est-il possible de détecter les particules qui atteignent le sol et/ou les particules les plus nombreuses ?
- les incertitudes qui pèsent encore sur la méthode de détection la plus fiable.

1.1 Le spectre des rayons cosmiques

"Depuis une période très reculée de l'histoire du monde, des particules d'une énergie extraordinaire, d'un pouvoir de pénétration dépassant ce que l'on pouvait naguère imaginer, tombent sur notre terre. Elles nous parviennent à la façon d'une grêle, qui serait régulière, continue, d'un constance implacable, une grêle imperturbable, qui ne se soucie pas de l'heure, ni de la saison, ni de la position du soleil ou de la lune, ni même de celle de la voie lactée, une grêle qui enveloppe tout, qui traverse tout, qui traverse notre corps, depuis notre naissance, à la cadence de quelques millions de corpuscules par jour, sans faire grand dégât en général, mais provoquant, très rarement d'ailleurs, des phénomènes atomiques brusques et complexes." [Leprince-Ringuet45]

La physique des rayons cosmiques est une discipline récente, puisque sa naissance est généralement acceptée comme étant la mesure du flux de particules ionisantes par Victor Hess, en 1912.

Parmi l'abondante littérature qui existe sur les rayons cosmiques ([Sokolsky04], [Gaisser90], [NaganoWatson00], [BoratavSigl04]...), Leprince-Ringuet, qui a eu la chance d'assister aux balbutiements de cette discipline, est un de ceux qui en parlent avec le plus d'émerveillement, sans imaginer encore la diversité et l'originalité du spectre en énergie de ces particules

cosmiques. Ce spectre est la porte d'entrée vers ce domaine et vers les nombreuses questions et polémiques qu'il suscite depuis ses balbutiements. Il est représenté sur la figure 1.1.

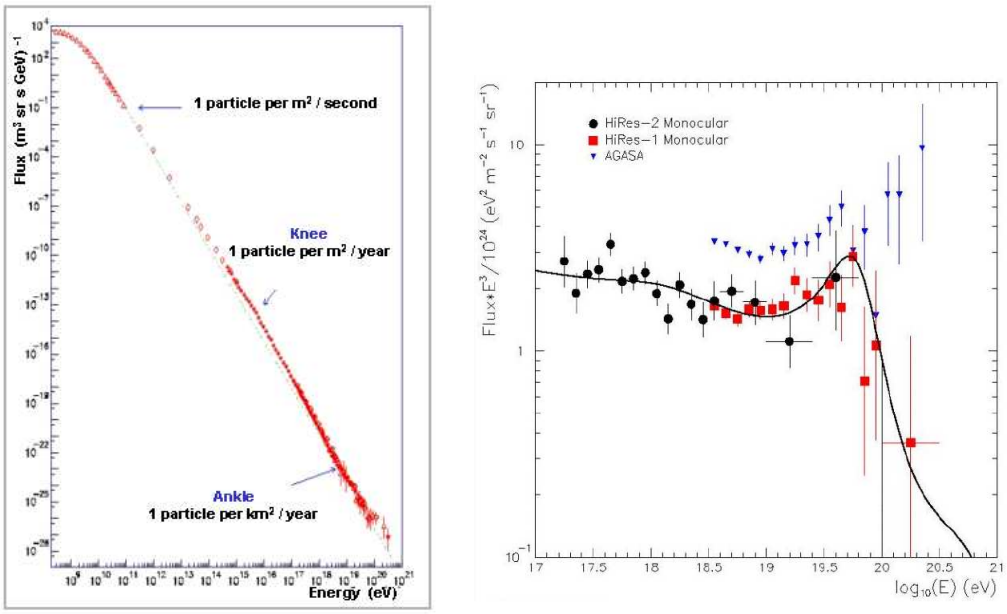


FIG. 1.1 – À gauche, le spectre des rayons cosmiques en fonction de leur énergie cinétique. À droite, la partie des ultra-hautes énergies, multipliée par E^3 pour amplifier les variations du spectre. Le trait plein correspond à un calcul supposant une distribution uniforme des sources.

Les rayons cosmiques primaires sont principalement des noyaux. Le spectre est relativement bien représenté par une loi de puissance : $dN/dE \propto E^{-\alpha}$, avec $\alpha \sim 3$, bien que les légères déviations à cette loi qu'on peut observer sur la figure 1.1 soient lourdes de sens.

Les résultats des expériences ballons ou satellites, capables de mesurer directement le flux de particules jusqu'à environ 10^{14} eV, indiquent que la grande majorité de ces rayons cosmiques sont des protons : 86 %. Le reste est partagé entre les noyaux (11 %, de l'hélium au fer), les électrons (2 %), et les photons.

Aux plus basses énergies ($E \leq 10$ GeV, ou 10^{10} eV), les particules proviennent du système solaire. Leur flux est fortement corrélé au rythme des éruptions et du cycle solaire, et leur composition est en accord avec la composition chimique du système solaire.

Jusqu'à environ 10^{17} eV, les rayons cosmiques sont originaires de la galaxie. Ils ont acquis leur énergie après avoir été accélérés par des ondes de choc produites par les explosions de supernovae. La transition nommée "genou" ("Knee" sur la figure 1.1, à environ 10^{15} eV) marque un alourdissement du spectre : le champ magnétique galactique ne suffit plus à contenir les particules et elles s'échappent, les plus légères avant les plus lourdes. Une composante extra-galactique prend peu à peu le dessus, soit vers 10^{17} eV, soit à la "cheville", à 10^{18} eV. La transition vers des particules extra-galactiques n'est pas encore bien comprise.

La composition des rayons cosmiques demeure encore mystérieuse car il devient impossible de les détecter directement. Jusqu'à environ 10^{18} eV, les mécanismes d'accélération de

type Fermi sont encore efficaces (explosions de supernovae, sursauts gamma, jets des radio-galaxie). En revanche, il est encore difficile de comprendre ceux qui permettent de produire des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (RCUHE), au-delà de 10^{18} eV.

"*Bien des surprises nous sont encore réservées, car ce sont les très grandes énergies que l'on explore, et de nouveaux effets sont découverts chaque fois que l'on gravit un échelon.*" [Leprince-Ringuet45]. Cette affirmation est toujours valable de nos jours, car les réponses ont engendré de nouvelles questions, vers des énergies de plus en plus élevées. Entre autres, la polémique autour des résultats à ultra-haute énergie (10^{20} eV) : la théorie de Greisen, Zatsepin et Kuzmin prévoit que les protons, qu'on suppose composer la majeure partie des RCUHE, interagissent avec le fonds diffus cosmologique ([Greisen64, ZatsepinKuzmin66]) et perdent environ 15 % de leur énergie à chaque interaction via la réaction

$$p + \gamma_{2.7K} \rightarrow N + \pi$$

Si tel est le cas, alors les RCUHE de plus de 10^{20} eV ne peuvent pas venir de plus de de 50 Mpc. Or, notre proche voisinage galactique ne contient aucun objet astrophysique connu suffisamment violent pour produire des particules de telles énergies.

Depuis les expériences de Leprince-Ringuet, de nombreuses expériences ont mesuré le flux de rayons cosmiques précisément jusqu'à la cheville. (Volcano Ranch, Yakutsk, AGASA, HiRes...). A partir de 10^{20} eV, il n'arrive plus qu'environ 1 particule par km^2 et par siècle. L'obtention d'une statistique suffisante pour être en mesure de conclure quant à l'existence de la coupure GZK réclame donc une observation de longue durée sur des superficies de plusieurs centaines de km^2.

Deux expériences récentes ont voulu donner une réponse finale à cette question, HiRes et AGASA. Leurs méthodes de détection, conceptuellement différentes, sont détaillées dans la partie suivante. Leurs conclusions, qui ne sont pas en accord, sont représentées sur le graphe de droite de la figure 1.1, et ont suscité une polémique et un défi expérimental. Il faut cependant noter qu'AGASA détecte les électrons en plus des muons, ce qui peut provoquer une surestimation de l'énergie de la particule primaire. Bahcall et Waxman ([BahcallWaxman03]) ont également émis l'hypothèse qu'une différence de calibration entre les deux expériences pourrait être à l'origine d'un désaccord apparent.

Des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV ont bel et bien été détectés, et l'enjeu majeur est la mesure de leur flux. S'il est supérieur à ce que prédit le modèle GZK, il pourrait signaler l'existence de nouvelles particules hyper-massives, appelées, faute de mieux, les particules X. Leur masse devrait donc être supérieure à 10^{20} eV pour qu'elles émettent les RCUHE en se désintégrant et leur densité et durée de vie doivent correspondre au flux observé. De fortes incertitudes pèsent néanmoins sur ces modèles Top-Down (par opposition aux modèles d'accélération dits Bottom-Up), car le flux de rayons cosmiques devrait être majoritairement composé de protons, photons et de neutrinos, et non de noyaux. Pourvu que l'on soit capable de distinguer les gerbes initiées par des photons de celles initiées par des noyaux, cette contrainte est très forte.

L'Observatoire Pierre Auger a proposé un détecteur dit hybride, composé à la fois de détecteurs au sol (comme AGASA), de type Čerenkov à eau, et de télescopes à fluorescence

(comme HiRes). Cette expérience, actuellement en cours de construction et au début de la prise de données, n'a pas encore permis de clore le débat entre HiRes et AGASA, puisque son incertitude sur l'énergie reconstruite des RCUHE va de 30 % à 50 % pour des énergies de 3 à 100 EeV [Sommers04]. Un schéma de principe de la détection hybride d'Auger est présenté sur la figure 1.2 (partie de gauche).

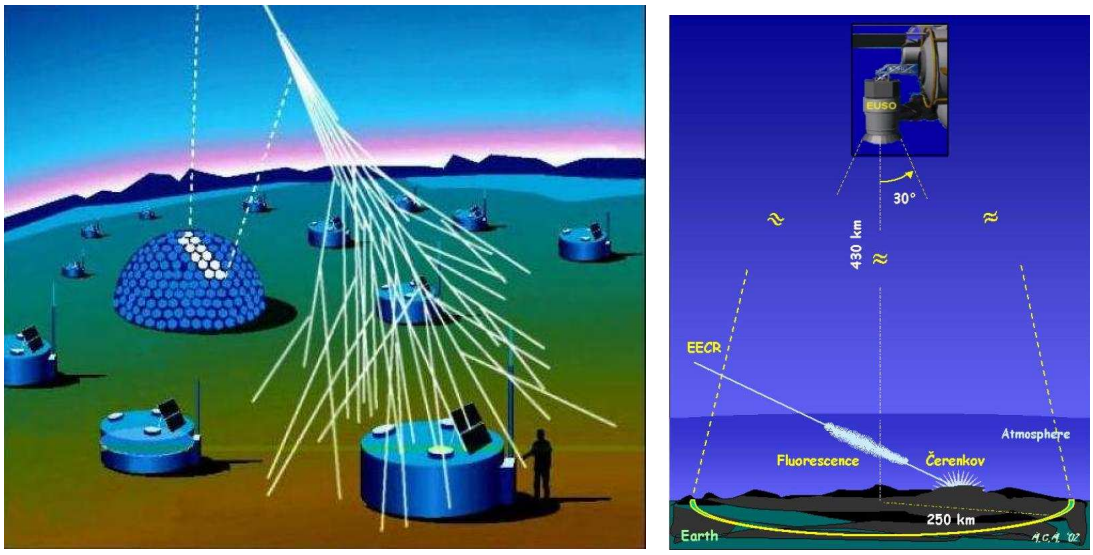


Fig. 1.2 – Présentation des expériences Auger (à gauche) et EUSO (à droite), et de la façon dont elles détectent les gerbes atmosphériques. ([aug, eus])

L'expérience EUSO, proposée en 2000, offre une autre possibilité expérimentale. Cette fois, il s'agit d'un détecteur qui observerait depuis l'espace les traces faites par les RCUHE dans l'atmosphère (voir le schéma de droite de la figure 1.2). La détection spatiale présente en effet un double avantage : elle permet de couvrir un volume d'atmosphère beaucoup plus important que toute expérience au sol ; les photons qui atteignent le détecteur ne subissent pas autant de diffusions que si le détecteur est installé sur Terre puisque l'atmosphère est de moins en moins dense vers les hautes altitudes.

Le détecteur EUSO (Extreme Universe Space Observatory) est un télescope à lentilles de Fresnel en PMMA, et dont la surface focale est équipée de tubes photomultiplicateurs à 36 pixels (5 × 5 mm) fonctionannt en photoélectron unique. L'acquisition est basée sur le comptage des photoélectrons, et le déclenchement est réduit à sa plus simple expression pour économiser la puissance. Un LIDAR est prévu pour détecter la présence de nuages.

Le projet EUSO est actuellement réorganisé au Japon et aux États-Unis sous le nom de JEM-EUSO. Plusieurs modifications technologiques permettraient d'améliorer les performances du futur instrument, à savoir :

- l'emploi de CYTOP (plastique servant de gaine aux fibres optiques plastiques, possédant un indice élevé et une faible dispersion) à la place du PMMA pour la lentille de Fresnel, augmentant la sensibilité d'environ 50 % ;
- l'augmentation d'un facteur 2 de la surface de la pupille d'entrée ;

– l'inclusion d'une électronique d'acquisition à bord. Munie de son propre déclencheur (recherche de motifs dans les signaux détectés par les PMT), elle peut abaisser le seuil de détection à environ $10^{18.5}$ eV ;
– l'utilisation de l'effet Čerenkov plutôt que d'un LIDAR (lourd et consommateur de puissance) pour déterminer la présence éventuelle et l'altitude des nuages. Une étude récente (Takahashi dans [icr]) a montré la possiblité de reconstruire correctement 95 % des gerbes simulées, générées avec et sans nuages.

Contrairement à Auger, une expérience comme EUSO n'utilise qu'une seule méthode, celle de la fluorescence. Mais, comme les parties suivantes le décrivent, les incertitudes expérimentales sont moins nombreuses et plus facilement contrôlables. Si l'existence de rayons cosmiques d'énergie supérieure à la coupure GZK est confirmée, l'avenir de la physique des rayons cosmiques est sans aucun doute dans l'espace.

Pour déduire des rayons cosmiques des informations astrophysiques et espérer apporter une réponse aux questions soulevées précédemment, il faut avant tout comprendre les données récoltées par les détecteurs. Cette seule tâche est déjà très difficile : au-delà de 10^{14} eV environ, on ne peut plus détecter les rayons cosmiques directement, mais seulement les produits de leurs réactions en chaîne avec les noyaux de l'atmosphère : la gerbe atmosphérique. Le défi lancé aux expérimentateurs, et les méthodes de détection utilisées se comprennent mieux après avoir étudié le développement d'une gerbe dans l'atmosphère.

1.2 Développement d'une gerbe atmosphérique

Les RCUHE qui pénètrent dans l'atmosphère subissent des collisions avec les noyaux de celle-ci, initiant les gerbes atmosphériques. Comme la densité de l'air est très faible dans les plus hautes couches de l'atmosphère (vers 40 km d'altitude), l'altitude de la première interaction est sujette à de très fortes variations d'une gerbe à une autre. Pour cette raison, il n'est question que du comportement moyen.

Anatomie d'une gerbe

On distingue habituellement trois composantes dans une gerbe : hadronique, muonique et électromagnétique [Gaisser90]. La figure 1.3 en donne une idée schématique.

La composante hadronique forme le cœur d'une gerbe initiée par un proton ou un noyau. Les interactions hadroniques produisent principalement des pions et des kaons. La durée de vie des kaons et des pions chargés, respectivement 12 ns et 26 ns et une faible longueur d'interaction (environ 100 g.cm−2, [Gaisser90]) leur permet d'interagir à nouveau. Quand les pions chargés n'ont plus assez d'énergie pour de nouvelles réactions, ils se désintègrent et alimentent la partie muonique de la gerbe via les réactions

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}/\overline{\nu_{\mu}}$$

Bien que les protons soient prépondérants, une gerbe peut aussi être initiée par un noyau de A nucléons. Dans ce cas, un modèle simple mais efficace considère la cascade comme la superposition de A cascades non identiques initiées par un unique nucléon d'énergie E_{shower}/A.

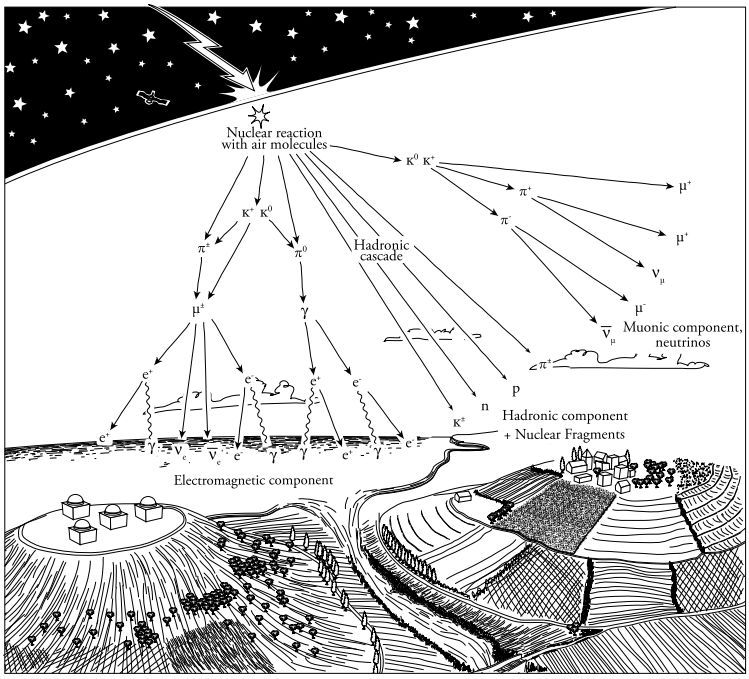


FIG. 1.3 – Représentation schématique du développement d'une gerbe atmosphérique.

Déterminer si on a détecté un noyau ou un proton une fois qu'il a interagi est difficile. Si le nombre de particules émises est crucial dans cette détection, l'énergie de chaque nucléon du noyau (E_{shower}/A) est fondamentale pour interpréter physiquement les résultats.

La composante muonique interagit très peu avec l'atmosphère. Le nombre de muons croît avec les désintégrations de pions et de kaons jusqu'à atteindre un palier. Les muons perdent principalement leur énergie par ionisation, mais, à moins que leur énergie initiale soit inférieure à quelques GeV, leur durée de vie leur permet d'atteindre le sol en grande majorité ($\tau = 2.2\,\mu s$). Ils ne rayonnent quasiment pas : la section efficace du bremsstrahlung varie comme l'inverse du carré de la masse de la particule. Comme le muon est 200 fois plus lourd que l'électron, il rayonne 40 000 fois moins. Les muons qui se désintègrent alimentent la composante électromagnétique de la gerbe via

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e/\overline{\nu_e} + \nu_\mu/\overline{\nu_\mu}$$

La composante électromagnétique est donc celle qui compte rapidement le plus de particules : électrons, positons et photons. Dans le cas d'une gerbe hadronique, elle est initiée par la désintégration quasi-immédiate des pions neutres ($\tau = 8.4 \times 10^{-17} s$) :

$$\pi^0 \rightarrow 2\,\gamma\ (98.8\,\%)$$

Chaque gamma dont l'énergie dépasse 1.022 MeV produit une paire e^+/e^-, qui rayonne de nouveaux photons par Bremsstrahlung. L'énergie moyenne des électrons étant 80 MeV, celle des gamma sera d'environ 40 MeV.

En principe, la distinction entre les gerbes initiées par des hadrons et celles initiées par des photons est simple, puisque dans le second cas, la gerbe est donc presque purement électromagnétique. Toutefois, si le photon interagit tout d'abord avec un noyau (photo-production de pions), la gerbe créée sera hadronique. Ce phénomène est peu probable : environ 1 photon sur 3000. D'autres effets viennent perturber le développement d'une gerbe électromagnétique à ultra-haute énergie (Effet LPM, interaction avec le champ magnétique terrestre).

Tant que l'énergie disponible est suffisante, la création de particules se poursuit et la taille de la gerbe augmente. Elle peut atteindre jusqu'à 10^{10} particules au maximum pour un RCUHE de 10^{19} eV. Mais pour chaque processus impliqué (collisions, désintégrations, radiation), il existe une énergie de seuil au-dessous de laquelle la production de particules devient impossible. La taille de la gerbe diminue alors au fur et à mesure que ses composantes sont atténuées dans l'atmosphère, ou se désintègrent. Ainsi, les hadrons n'atteignent jamais le sol. Les électrons, eux, perdent leur énergie par radiation jusqu'à ce qu'ils aient atteint l'énergie critique de 80 MeV. En-deçà, les pertes par ionisation sont supérieures aux pertes par radiation : ils sont rapidement arrêtés et absorbés. Il n'y a quasiment plus d'électrons ni de positrons au niveau de la mer, et même plus aucun si l'énergie de la particule primaire est inférieure à 10^{18} eV. Plus de 90 % de l'énergie déposée dans l'atmosphère l'a été par les électrons et positons.

Enfin, les fluctuations de gerbe à gerbe peuvent, entre autres, être expliquées par l'abondance relative de pions neutres. Certaines réactions hadroniques n'engendrent aucun π^0, alors que d'autres les produiront en grand nombre [Gorodetzky04]. L'étude des phénomènes d'énergie extrême, dont la statistique est faible, peut nous placer dans la queue de la distribution des pions. Ces fluctuations pourraient être suffisantes pour être interprétées comme des énergies surestimées.

Émission lumineuse

Deux phénomènes lumineux sont induits dans l'atmosphère par le passage de particules chargées. Le premier est le rayonnement Čerenkov, qui est une onde de choc lumineuse due à la nature relativiste des particules de la gerbe (voir le schéma 1.4). Les photons Čerenkov forment un cône autour de l'inclinaison de l'axe de la gerbe atmosphérique. L'angle θ de ce cône est donné par :

$$\cos(\theta) = \frac{1}{n(\lambda)\beta},\ \beta = v/c$$

où $n(\lambda)$ est l'indice de réfraction de l'air pour une longueur d'onde λ, v est la vitesse de la lumière dans le milieu d'indice n et c est la vitesse de la lumière dans le vide. n augmente légèrement au fur et à mesure que la gerbe se développe dans l'atmosphère, par conséquent, θ augmente aussi : le cône Čerenkov créé par une particule de $\beta = 1$ s'élargit de 1.06° à 5 km d'altitude à 1.36° au niveau de la mer. La proportion de photons Čerenkov qui atteignent le détecteur (par réflexion sur le sol ou les nuages) par rapport au nombre de photons Čerenkov émis, directement ou après diffusion sur les molécules présentes dans l'atmosphère, varie fortement avec la géométrie de la gerbe, et peut dépasser 50 % si le détecteur se trouve proche de l'axe de la gerbe[Nerling05].

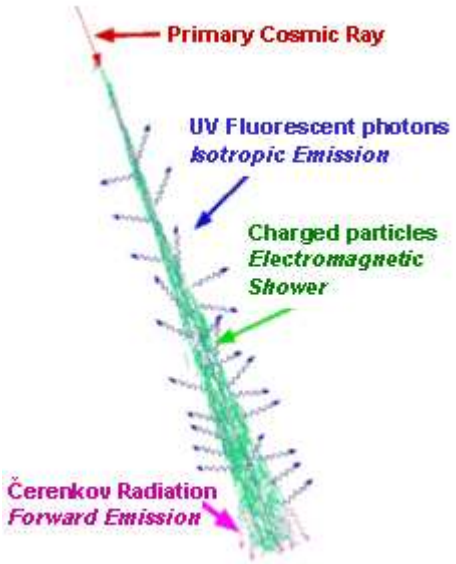


FIG. 1.4 – Représentation schématique des émissions lumineuses provoquées par une gerbe atmosphérique [eus].

Le second phénomène concerne les particules chargées (principalement les électrons), relativistes ou non, qui excitent les molécules de l'atmosphère. Parmi celles-ci, le diazote va se désexciter en émettant isotropiquement des photons dans l'ultraviolet proche : la lumière de fluorescence. Le phénomène de fluorescence est l'objet de ce travail : il est expliqué en détail dans le chapitre suivant.

Deux possibilités s'offrent ainsi aux expérimentateurs pour étudier les gerbes initées par les RCUHE :

- détecter les muons qui atteignent le sol. Pour cela, on relève le signal dans un scintillateur ou un détecteur Čerenkov ;
- détecter les photons de fluorescence émis sur le passage de la cascade atmosphérique. On utilise pour cela des télescopes à fluorescence dont les pixels, généralement des tubes photomultiplicateurs, sont sensibles aux photons UV émis.

La partie suivante examine les solutions instrumentales retenues pour l'étude des RCUHE.

1.3 Méthodes de détection

Deux techniques coexistent actuellement. L'une consiste à échantillonner la gerbe à un instant donné de son développement, celui où elle atteint le sol. L'autre en observe l'intégralité le long de son parcours visible. Ces deux techniques ne sont pas du tout équivalentes et ne présentent pas non plus les mêmes difficultés de reconstruction. Cette partie s'attache à démontrer pourquoi, bien que l'échantillonnage soit une méthode prometteuse, la mesure "calorimétrique", ou plutôt globale, est, pour le moment, la plus fiable.

Échantillonnage de la gerbe

L'échantillonnage cible principalement les muons. Le front de la gerbe, lorsqu'il parvient au sol, peut s'étendre sur plusieurs kilomètres carrés. Plutôt qu'un unique détecteur, ce sont des réseaux de petits détecteurs qui ont été construits (expériences Volcano Ranch, Haverah Park, Yakutsk, AGASA, Auger). Ceux-ci peuvent être des détecteurs de muons (Volcano Ranch, Yakutsk), des plaques de scintillateurs couplées à des photomultiplicateurs (AGASA) ou des détecteurs Čerenkov à eau (Auger). Les scintillateurs sont sensibles aux muons et aux électrons. Des électrons seront détectés car ces expériences sont généralement installées à haute altitude, où les électrons sont encore nombreux. En revanche, les détecteurs Čerenkov à eau détectent surtout les muons.

Les muons qui traversent ces détecteurs y déposent de l'énergie, fournissant ainsi un profil de la gerbe à un instant de son développement, et à un seul. Pour cette raison, ils sont généralement installés à haute altitude, de sorte qu'ils détectent la gerbe peu après son maximum, là où l'on obtient le plus d'informations : l'altitude du maximum de la gerbe et l'extension latérale de la gerbe sont reliées à l'énergie et à la nature de la particule primaire.

Pour déduire l'énergie du rayon cosmique à partir des signaux déposés dans chaque détecteur, il faut tout d'abord retrouver la position du pied de gerbe, c'est-à-dire l'intersection de l'axe de la gerbe avec le sol. Pour cela, il faut extrapoler une fonction décrivant la distribution latérale des particules, paramétrée par les signaux effectivement mesurés, vers le centre de la gerbe (voir par exemple l'équation (8) de [NaganoWatson00]).

Ensuite, on interpole la densité de particules à une distance au pied de gerbe donnée pour déduire l'énergie totale. Cette distance, fixée une fois pour toutes et liée à la géométrie du réseau, a été déterminée par des simulations. Elle vaut par exemple 1000 m pour l'expérience Auger [Watson05]. Elle correspond à la distance pour laquelle la fonction de distribution latérale présente le moins de fluctuations. Une correction est nécessaire pour tenir compte de l'inclinaison de la gerbe. Les deux étapes de détermination du centre et d'extrapolation du signal introduisent des incertitudes systématiques qui peuvent atteindre 20 % chacune ([Yoshida04, Sommers04]).

L'énergie de la particule primaire se déduit en appliquant une relation de conversion entre la densité à 1000 m et l'énergie. Cette relation dépend fortement des modèles d'interactions hadroniques, de la masse de la particule primaire, et du réseau lui-même. Bien entendu, la connaissance des sections efficaces des réactions hadroniques est essentielle. Or, les données sur les sections efficaces disponibles actuellement viennent des réactions étudiées dans les accélérateurs. La gamme d'énergie couverte est tout à fait différente, puisque les accélérateurs ne dépassent pas encore 2 TeV dans le centre de masse. La collision d'un proton de 10^{20} eV sur un nucléon au repos d'un noyau de l'atmosphère correspond, elle, à $\sqrt{s} = 450$ TeV... Les extrapolations sont donc nécessaires... mais aussi, dans une certaine mesure, nécessairement hasardeuses. L'erreur systématique sur la reconstruction de l'énergie dans l'expérience Auger, par exemple, croît encore aujourd'hui de 30 % à 3 10^{18} eV à 50 % à 10^{20} eV [Sommers04].

Mesure "calorimétrique"

La détection de la fluorescence émise par la gerbe est au contraire une mesure "calorimétrique" du développement longitudinal. En principe, cette méthode est la plus directe pour accéder à l'énergie du primaire et à la nature de la particule. En effet, la production de fluorescence est proportionnelle à la perte d'énergie des électrons et donc à leur nombre (voir le chapitre suivant). Le calorimètre, l'atmosphère, est extrêmement performant car sans échantillonnage : le détecteur voit l'image de la gerbe tout le long de son développement comme un disque plein se dirigeant vers le sol à la vitesse de la lumière. Le diamètre de ce disque augmente avec le temps. L'observation de la fluorescence est une mesure directe du dépôt d'énergie local, et donc de la taille de la gerbe.

Environ 0.5 % de l'énergie portée par les particules chargées est convertie en fluorescence. Une fraction de ces photons peut atteindre des télescopes à fluorescence situés à quelques kilomètres de la gerbe (expérience Fly's Eyes, aujourd'hui HiRes, et Auger). Ils détectent les photons dont la longueur d'onde est comprise entre 300 et 400 nm, car c'est dans cette gamme que la fluorescence est émise. Chaque pixel qui tapisse le plan focal de ces télescopes observe une portion fixe de l'atmosphère. La gerbe est vue comme une trace se déplaçant en ligne droite à la vitesse c. Le nombre de photons déposés varie avec le nombre de photons produits et montre de cette façon "l'histoire" de la gerbe dans l'atmosphère. Le seuil en énergie de cette méthode est, pour Auger, de 10^{17} eV, et pour EUSO, de $5 \cdot 10^{18}$ eV (selon le système d'acquisition de données choisi [Crawford]).

La composante électromagnétique d'une gerbe est celle qui est à l'origine de la production de photons de fluorescence, puisque ce sont surtout les électrons qui interagissent avec les molécules d'azote. Le rôle des modèles d'interaction hadronique est limité à la détermination de l'énergie dite manquante : la fraction de l'énergie totale transférée aux neutrinos et aux muons plutôt que dans la cascade électromagnétique. Les simulations évaluent cette fraction à 7.5 %, avec une erreur d'environ 2.5 %. Ces chiffres tiennent compte de la variation due à la différence entre les gerbes initiées par un proton ou par un noyau de fer ([Sommers04]). En d'autres termes, si la détection par fluorescence était infiniment précise (et si on garde toujours le même rapport entre les pions chargés et neutres, par exemple 2), l'incertitude sur l'énergie de la gerbe serait de 2.5 %. Or, on est encore loin de ce résultat, puisque l'erreur citée va de 30 à 50 %. Ce travail porte justement sur une tentative d'amélioration de cette précision.

1.4 Les défis de la fluorescence

La détection au sol impose de disposer de modèles hadroniques pour pouvoir, connaissant le nombre et l'énergie des particules détectées, estimer l'énergie du rayon cosmique primaire. Mais les sections efficaces hadroniques sont extrapolées car elles ne sont pas encore accessibles aux mesures en accélérateur.

La détection de la fluorescence n'est pas soumise à ce problème. Parmi les photons émis, la fraction qui est détectée dépend de grandeurs qui sont toutes mesurables. Contrairement à la fonction de distribution latérale, le signal de fluorescence reçu à un instant donné s'énonce de

façon simple et n'est pas paramétré. Son expression permet de lister les causes d'incertitudes [NaganoWatson00] :

$$N_{pe} = N_e(E)\, Y(E)\, A\, Q\, \frac{\Delta L}{4\pi r^2}\, e^{-r/r_{ext}}$$

où

- N_{pe} est le nombre de photoélectrons comptés par le photodétecteur ;
- $N_e(E)$ est le nombre de particules chargées (surtout des électrons) pour une énergie d'électron E donnée et intégrée dans environ 1 μs (environ 10^7) ;
- $Y(E)$ est le rendement de la fluorescence (par électron et par mètre) pour une énergie d'électron E donnée (environ 4) ;
- A est la surface de collection du miroir du télescope (quelques m^2) ;
- Q est l'efficacité du photomultiplicateur impliqué (de l'ordre de 20 %) ;
- ΔL est la portion de la trace de la gerbe vue par le pixel défini par le photomultiplicateur (de l'ordre de 1 %) ;
- r est la distance du détecteur au lieu d'émission de la fluorescence (quelques dizaines de kilomètres pour un détecteur au sol) ;
- r_{ext} est la longueur d'extinction de la lumière. Elle est causée par les diffusions et absorptions de l'atmopshère (environ 20 km au niveau de la mer).

Les principales causes d'erreur résident donc dans les estimations de N_e, Y, Q, et r_{ext}. Celle de N_e dépend de la fraction d'énergie non détectée (par exemple emportée par les neutrinos). La longueur d'extinction r_{ext} fait l'objet de nombreuses campagnes de mesures [Keilhauer04]. C'est l'une des quantités les plus difficiles à préciser en raison des variations à court et long terme de l'atmosphère (température, humidité, composition chimique...). Les résultats sont délicats à exploiter, et ne sont pas encore bien intégrés à l'analyse des gerbes, mais les progrès [Keilhauer$^+$05] sont rapides.

1.5 Conclusion

La mesure de la fluorescence de l'azote excité par les particules d'une gerbe atmosphérique est finalement la méthode la plus directe et la plus fiable actuellement pour estimer l'énergie des rayons cosmiques primaires.

Seul le cycle utile est un argument de poids en faveur de la détection du front de gerbe au sol : les réseaux de détecteurs peuvent fonctionner 24h/24, tandis que les télescopes à fluorescence sont limités aux nuits dégagées sans lune (10 % au sol quand on regarde le ciel, source de bruit de fond. Un détecteur comme EUSO, tourné vers le sol, pourrait avoir un cycle utile de 25 %).

À l'heure actuelle, les reconstructions effectuées par l'une et l'autre méthode n'aboutissent pas à la même énergie. L'échantillonnage de la gerbe fournit systématiquement une énergie supérieure de 30 à 50 % à celle qui résulte de l'analyse de la fluorescence. L'expérience Auger n'a donc pas encore réussi à vraiment expliquer les désaccords d'AGASA et de HiRes, et calibre pour le moment les résultats du détecteur de surface sur ceux des télescopes à fluorescence [Sommers04]. Une meilleure maîtrise des facteurs qui conditionnent la détection de la fluorescence est donc primordiale.

Les incertitudes sur les quatre quantités N_e, Y, Q, et r_{ext}, on l'a vu, sont loin d'être négligeables. Elles font actuellement l'objet de campagnes de mesures intensives. Ce travail s'inscrit dans cet effort. Les mesures effectuées au laboratoire ont permis de quantifier de façon absolue et précise le rendement de la fluorescence, mais aussi l'efficacité des photomultiplicateurs. En effet, les efficacités des photodétecteurs sont rarement connues à mieux que 15 à 20 %. Il n'est donc pas possible d'envisager une mesure précise du rendement de fluorescence sans celle des efficacités des photomultiplicateurs utilisés.

Le chapitre suivant entre dans le détail des désexcitations moléculaires à l'origine de la fluorescence. Il expose les caractéristiques du spectre de l'azote, et les variations du rendement de fluorescence avec les conditions environnementales (pression, température, ...).

Chapitre 2

Fluorescence de l'Azote

Le phénomène de fluorescence est bien connu : l'azote moléculaire est étudié depuis les années 50 en raison de sa scintillation (et de son application aux lasers), celle-là même qui intéresse les expériences des rayons cosmiques. Ce chapitre présente les mécanismes à l'œuvre dans la production de la fluorescence. Il n'a pas pour objectif d'entrer dans les détails de la physique moléculaire. Le but assigné à cette étude de la fluorescence est de diminuer l'incertitude sur la détermination de l'énergie des rayons cosmiques primaires.

2.1 Théorie de l'émission de fluorescence

Le Spectre

L'émission des photons de fluorescence résulte de la désexcitation de l'azote moléculaire de l'atmosphère. Un diagramme de niveaux est montré sur la figure 2.1.

Les grands traits horizontaux représentent les états électroniques et les petits, leur dégénérescence en niveaux vibrationnels. La structure moléculaire de l'azote est bien connue [Millet70]. Les deux systèmes de bandes concernés par la fluorescence sont le système 2P de la molécule N_2 et 1N de l'ion N_2^+. (Cette nomenclature provient des expériences de décharges dans des tubes de Crookes [Herzberg50]).

Les transitions électroniques correspondantes sont :

$$C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g \quad (2P)$$

$$B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+ \quad (1N)$$

Ces notations suivent les règles dictées par la physique moléculaire. Elles incluent :

- l'état du niveau (fondamental : X ou excité : A, B, C ...) ;
- le spin résultant S (chiffre 2 ou 3 en exposant, qui vaut 2S + 1) ;
- le moment angulaire résultant (Σ pour 0, Π pour 1) ;
- la symétrie de l'orbitale moléculaire (signe +) ;
- la parité de l'orbitale moléculaire (indices u et g).

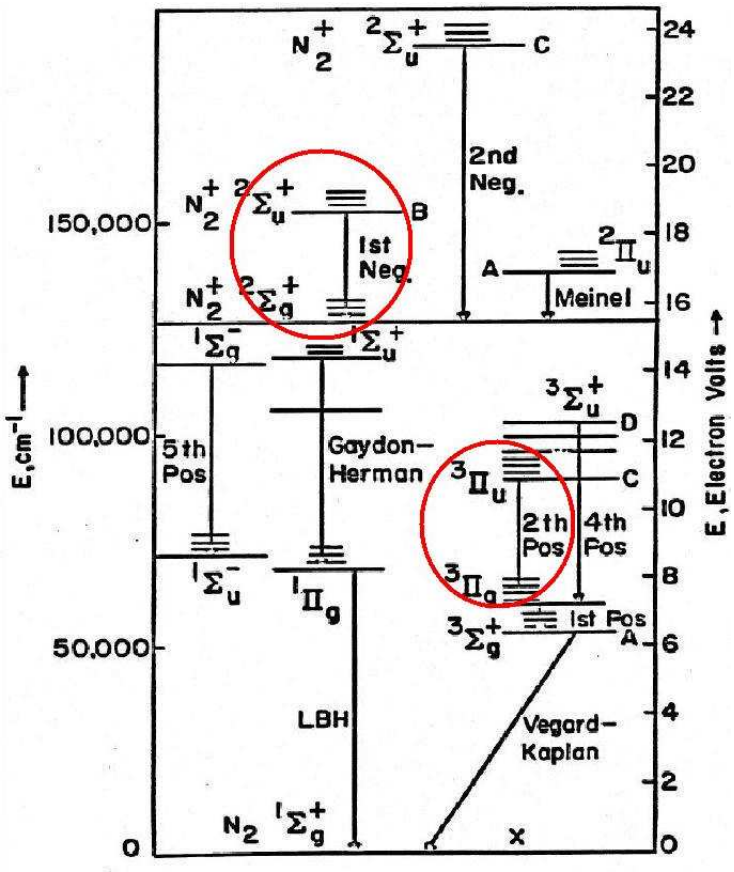


FIG. 2.1 – Diagramme des niveaux d'énergie de l'azote moléculaire. Les ensembles de transition entourés correspondent aux désexcitations produisant de la fluorescence, ce sont les systèmes 1N et 2P. Les niveaux notés X, A, B... sont les états électroniques, X marquant le fondamental. Les petits niveaux ajoutés aux états électroniques sont les dégénérescences en niveaux vibrationnels. [BUNNER64]

Le spectre de fluorescence est donc un spectre de raies. Il est représenté sur la figure 2.2. Ce spectre a été obtenu avec un canon à électrons comme source. L'énergie moyenne des électrons est de 15 keV : elles est suffisamment basse pour que la diffusion soit très importante. La longueur moyenne parcourue par les électrons est donc impossible à déterminer, et on ne peut pas mesurer le rendement de la fluorescence. En revanche, le nombre d'électrons très élevé fait que la quantité de photons produits est importante. Il est donc possible d'utiliser un spectromètre dont les fentes sont très étroites (la résolution de ce spectre est de 0.03 nm). Ce montage est donc idéal pour comparer les intensités des raies entre elles.

Les mécanismes d'excitation

Au passage de la gerbe, l'azote peut être excité de façon directe ou indirecte [BUNNER67] :

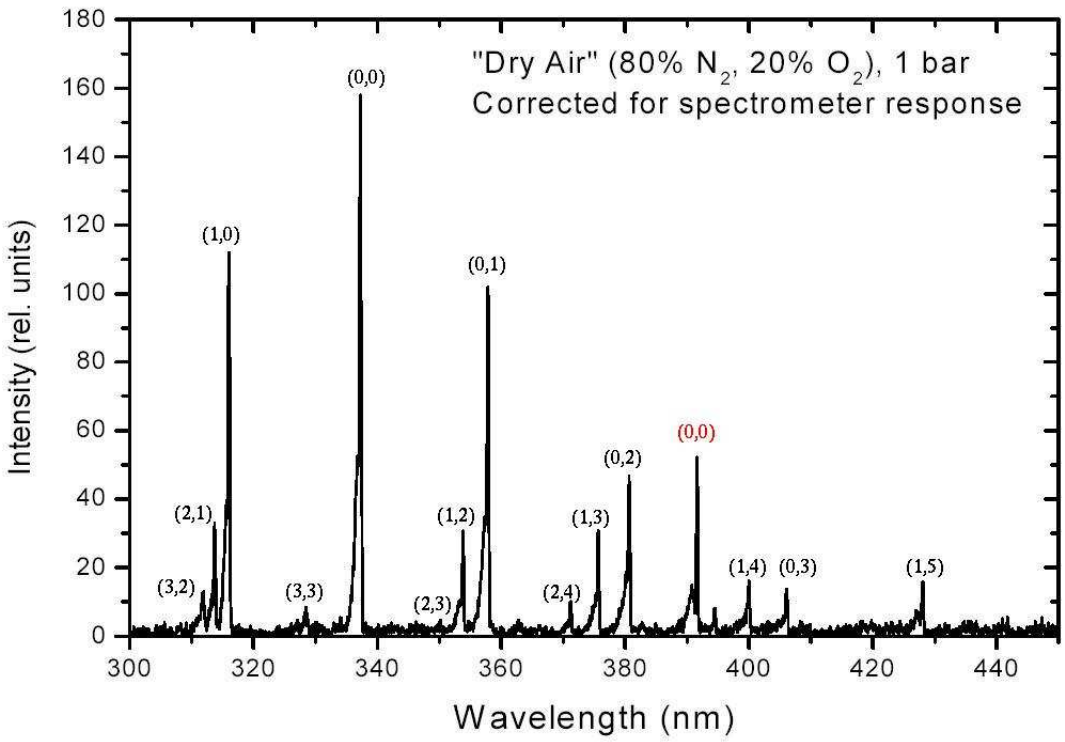


FIG. 2.2 – Spectre d'émission de la fluorescence. Les couples de chiffres indiquent les transitions entre les niveaux vibrationnels, où le premier chiffre est le niveau excité. La raie (0,0) à 391.4 nm appartient au système 1N de l'ion N_2^+. (référence : Ulrich dans [air])

– *l'excitation directe.* Une fraction de l'énergie déposée localement par la gerbe peut exciter ou ioniser l'azote, avec une probabilité dépendant de l'énergie de l'électron et du niveau excité ν, $\sigma_\nu(E)$. Il suffit de moins de 16 eV pour ioniser la molécule d'azote (cf figure 2.1). Les particules d'une gerbe atteignent plusieurs MeV, ce mode d'excitation concerne surtout le système 1N (azote ionisé) :

$$N_2 + e^-_{shower} \rightarrow N_2^{+*} + e^- + e^-_{shower}$$

– *L'excitation indirecte.* Des électrons de faible énergie (en particulier les rayons δ) éjectés des molécules ionisées, excitent le système 2P de l'azote, avec un changement de spin global :

$$N_2 + e^-(\uparrow) \rightarrow N_2^*(C^3\Pi_u) + e^-(\downarrow)$$

Par ailleurs, les électrons de la gerbe ont à peu près la même probabilité d'interaction avec n'importe quel électron atomique. Certaines ionisations conduisent à l'éjection d'électrons de la couche K et la molécule, en réorganisant son cortège électronique, émet un électron d'une couche supérieure : un électron Auger. Celui-ci peut à son tour exciter l'azote.
En revanche, le niveau $C^3\Pi_u$ n'est que très peu atteint par la recombinaison de l'azote ionisé avec un électron ([BUNNER64]) :

$$N_2^+ + e^- \rightarrow N_2^*(C^3\Pi_u)$$

Les modes de désexcitation

Ils sont théoriquement, de trois sortes :

- *la désexcitation radiative*, c'est-à-dire l'émission de fluorescence ;
- *la désexcitation collisionnelle* ;
- *la recombinaison interne*. Il s'agit d'une réorganisation du cortège électronique sans émission de photons. Il n'y a aucun indice expérimental laissant penser que cette forme de désexcitation a effectivement lieu dans la molécule d'azote (Arqueros dans [iwf]).

L'atmosphère n'est pas constituée exclusivement d'azote, mais également d'oxygène (environ 21 %), d'argon (environ 1 %), de vapeur d'eau et de traces d'autres gaz rares. L'argon excité par un électron transfère son énergie à l'azote, de la même façon que dans un scintillateur gazeux. Mais la présence d'autres impuretés limite l'augmentation de fluorescence par l'argon à moins de 1 % [Bunner67].

L'oxygène, très électronégatif, attire les électrons libres 10^4 fois plus efficacement que ne le fait l'azote [Bunner67]. Par ailleurs, les collisions de l'oxygène avec l'azote ionisé provoquent un transfert de la charge positive sur l'oxygène, ce qui empêche la recombinaison de l'azote avec un électron. Ce faisant, il diminue le taux de production de fluorescence. On parle du "quenching" de la fluorescence par l'oxygène. Cette suppression n'est *pas* proportionnelle au rapport des concentrations N_2/O_2. Si c'était le cas, il n'y aurait dans l'air que 4/5 de la fluorescence mesurée dans l'azote pur.

Bien que toutes les expériences ayant comparé les rendements dans l'azote et dans l'air trouvent un facteur de suppression supérieur à 4/5, il n'y a pas encore d'accord définitif sur cette question. [DavidsonO'Neil64] indique un rapport de presque 25 à une pression de 600 mmHg, tandis que [Kakimoto+96] et [Nagano+04] donnent environ 5.5. À plus haute énergie, l'expérience FLASH ([Belz+06]) rapporte 6.6 fois plus de fluorescence dans l'azote que dans l'air. Nous verrons au chapitre 7 que nos mesures donnent un rapport de presque 5 à la pression atmosphérique.

Chacun de ces processus est doté d'une durée caractéristique, la durée de vie. Elles sont le point de départ de l'utilisation de la théorie cinétique des gaz, qui permet d'expliciter les dépendances en pression, température, ..., de la production de fluorescence, et de comprendre les mesures effectuées par la communauté.

Paramétrisation de l'efficacité de la fluorescence

L'efficacité de la fluorescence d'une raie, c'est-à-dire d'une fréquence ν, est la probabilité que l'azote se désexcite par fluorescence à cette fréquence. Bunner en a proposé une paramétrisation, qui fait appel à la théorie cinétique et qui est toujours d'actualité [Bunner67]. Elle exprime tout d'abord le taux total de désexcitations :

$$\frac{dn}{dt} = n\left(\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{int}} + \frac{1}{\tau_{coll}}\right)$$

où :

- n est le nombre de molécules excitées à un niveau ν,

– τ_{rad} la durée de vie de ce niveau pour la désexcitation radiative,
– τ_{int} celle de la désexcitation interne,
– et τ_{coll} celle de la désexcitation par collision.

En posant $\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{int}}$, somme des processus internes, on écrit l'efficacité de la fluorescence ϕ comme la proportion de désexcitations par radiation :

$$\phi = \frac{\frac{1}{\tau_{rad}}}{\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{int}} + \frac{1}{\tau_{coll}}}$$

soit

$$\phi = \frac{\frac{\tau_0}{\tau_{rad}}}{1 + \frac{\tau_0}{\tau_{coll}}}$$

Le numérateur correspond à l'efficacité de la fluorescence en l'absence de collisions. Autrement dit, il renseigne sur la compétition entre les processus de désexcitation internes à la molécule. Au dénominateur, le rapport $\frac{\tau_0}{\tau_{coll}}$ évalue la suppression de la fluorescence par les collisions, c'est-à-dire le "quenching" dû à la pression (effet de proximité). La durée moyenne entre deux collisions dépend de la pression et de la température du gaz. La théorie cinétique des gaz permet d'écrire :

$$\tau_{coll} = \frac{\sqrt{\pi MkT}}{4p\sigma_{NN}}$$

avec :
– M, la masse moléculaire de l'azote,
– k, la constante de Boltzmann,
– T, la températeure du gaz,
– p, la pression du gaz,
– σ_{NN}, la section efficace de collisions entre deux molécules d'azote dans un état donné.

Les processus internes représentés par τ_0 ont lieu à pression nulle. On peut néanmoins définir une pression d'équilibre p_0 pour laquelle il y a autant de désexcitations internes que collisionnelles :

$$\tau_{coll}(p_0) = \tau_0$$

soit

$$p_0 = \frac{\sqrt{\pi MkT}}{4\tau_0\sigma_{NN}}$$

L'efficacité de fluorescence se réécrit donc :

$$\phi = \frac{\frac{\tau_0}{\tau_{rad}}}{1 + \frac{p}{p_0}}$$

Cette expression appelle deux remarques :

– Les expressions de τ_{coll} et p_0 sont données dans le cas simple où le gaz est de l'azote pur. Dans l'air, d'autres sections efficaces de collisions interviennent (présence d'oxygène, d'eau...). Elles sont incluses dans les formules précédentes avec un poids correspondant à la fraction volumique de la seconde molécule [KEILHAUER+05].

– Chaque niveau moléculaire possède une durée de vie propre. Par conséquent, l'efficacité de fluorescence $\phi(p)$ est en fait $\phi_\nu(p)$. Il y a donc autant de pressions d'équilibre p_0 que de raies dans le spectre. L'application expérimentale de cette paramétrisation suppose donc que l'efficacité soit mesurée raie par raie, si on veut la déterminer en fonction de la pression et de la température.

Plusieurs expériences ont mesuré les efficacités des raies de l'azote ([DavidsonO'Neil64], [Bunner67], [Kakimoto+96]). Des désaccords persistent encore entre les résultats. Ils sont peut-être dus aux différences entre les conditions expérimentales : pression, nature et énergie de la particule excitante. [Nagano+03] et Waldenmaier dans [iwf] poursuivent actuellement dans ce sens avec une source de strontium et des filtres optiques pour séparer les raies.

Enfin, il est important de rappeler que si l'étude des raies individuelle est nécessaire pour améliorer la compréhension des mécanismes de l'émission de fluorescence, la physique des rayons cosmiques a besoin de la mesure intégrée de 300 à 430 nm.

2.2 Objectifs des mesures de fluorescence

Les études actuelles visent à quantifier les grandeurs relatives à la production de fluorescence. La quantité importante pour la physique des rayons cosmiques n'est pas tant l'efficacité de fluorescence ϕ que le nombre de photons créés par unité de longueur parcourue par électron.

Lien avec la perte d'énergie de la gerbe

L'énergie déposée par un électron et par unité de longueur dans un milieu donné est

$$\rho \frac{dE}{dX}$$

Le nombre de photons de fréquence ν qu'on peut produire avec cette énergie est, compte tenu de l'efficacité de la raie considérée :

$$Y_\nu\,(photons/e/cm) = \phi_\nu \frac{\rho}{h\nu} \frac{dE}{dx}$$

Le taux de production de fluorescence dans la gamme spectrale entière (de 300 à 430 nm) s'écrit donc :

$$Y = \sum_\nu Y_\nu$$

Les mesures de la relation entre Y et dE/dX se font à basse énergie avec une source radioactive, et à haute énergie dans des accélérateurs ([Belz+06], [Arciprete+05]). Jusqu'à présent, tous les résultats expérimentaux ont confirmé la proportionnalité entre le dépôt d'énergie des particules chargées et le taux de production de fluorescence. Le graphe de la figure 2.3 montre les résultats de l'expérience AIRFLY dans l'azote. Cette expérience utilise le même filtre large (M-UG6 de Schott) que l'expérience Auger pour sélectionner le spectre de fluorescence.

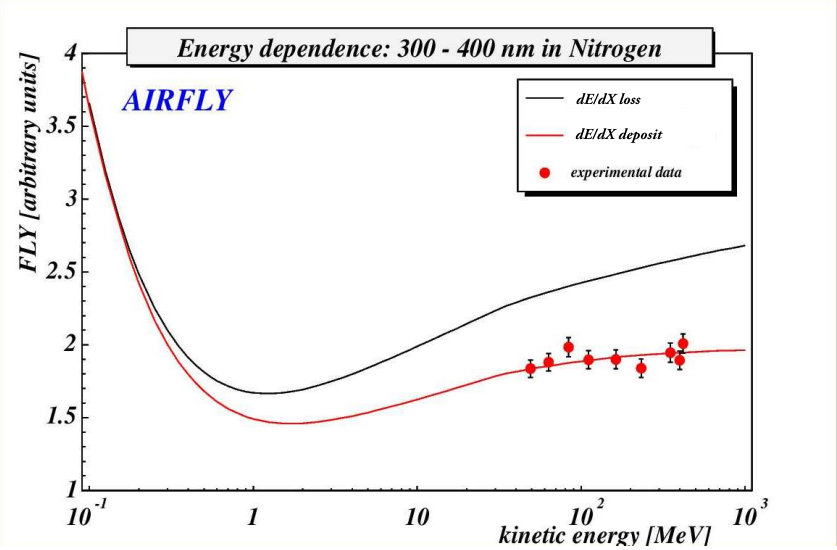


FIG. 2.3 – Variation du rendement de fluorescence dans l'azote à haute énergie dans l'expérience AIRFLY.

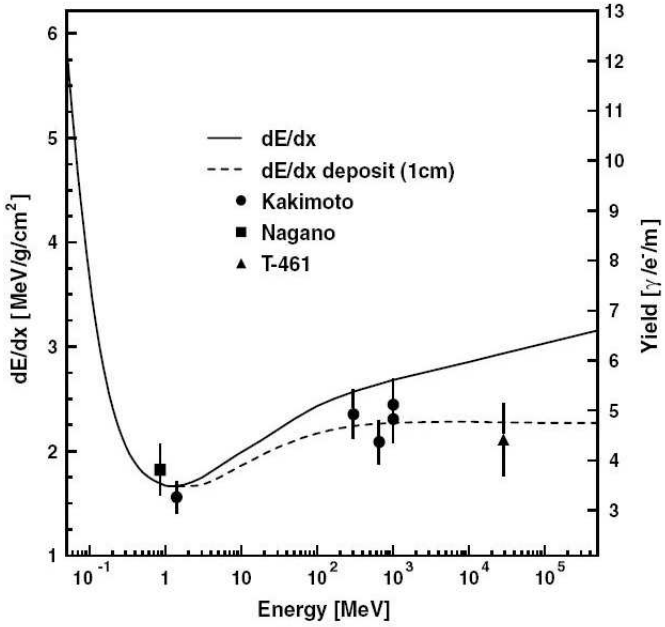


FIG. 2.4 – Résultats des mesures du rendement de la fluorescence dans l'air en fonction du dépôt d'énergie de l'électron, entre 300 et 400 nm [BELZ+06].

Le graphe de la figure 2.4 montre les résultats obtenus dans l'air à différentes énergies. La quantité d'énergie déposée est inférieure à l'énergie perdue par les électrons car une partie est émise sous forme de radiation et n'est pas utilisée pour l'excitation du milieu traversé. Les incertitudes systématiques rapportées sur ce graphe sont encore importantes.

- 13 % pour le résultat de [NAGANO+04],
- 10 % pour ceux de [KAKIMOTO+96] (cette valeur est sous-estimée, la publication suivante des mêmes auteurs affichant 14 % [NAGANO+03])
- 16.6 % pour ceux de [BELZ+06],

Ce graphe nécessite deux précisions :

- Les résultats, qui proviennent de trois expériences, ne sont pas tous normalisés aux mêmes conditions de température et pression. La valeur de [NAGANO+04] est donnée pour 1000 hPa et 20°C ; celle de [KAKIMOTO+96], pour 1013 hPa (1 atm) sans mention de température ; et celles de [BELZ+06], pour 1013 hPa et 29°C. Or, une variation d'environ 5°C induit une variation de 1 % sur le rendement de la fluorescence. Il est donc important de tenir compte des normalisations de chacun au moment de comparer les résultats.
- Les erreurs systématiques sont dans les trois cas le fait de la mauvaise connaissance des photodétecteurs. Elles sont estimées à 10 % dans [NAGANO+04] et à 10.5 % dans [BELZ+06] et [KAKIMOTO+96]. On comprend donc qu'une mesure de rendement de fluorescence ne peut être substantiellement améliorée qu'à condition d'avoir diminué la systématique due aux photodétecteurs. C'est pour cette raison que nous avons attaché une grande importance à la mesure précise de l'efficacité absolue de nos deux détecteurs de photons de fluorescence.

Dépendance en fonction de la pression et de la température

Les électrons de la gerbe évoluent dans un environnement qui varie beaucoup au fur et à mesure que l'altitude décroît (voir les courbes des variations de pression, température et densité en fonction de l'altitude sur la figure 2.5). [NAGANO+03] décrit la variation du taux de production de fluorescence Y avec l'altitude de la façon suivante :

$$Y_\nu(z) = \frac{A_\nu \rho(z)}{1 + B_\nu \rho(z)\sqrt{T(z)}}$$

avec

$$A_\nu = \frac{(dE/dX)\,(\tau_0/\tau_{rad})}{h\nu}$$

et

$$B_\nu = \frac{4\sigma_{NN}\tau_0 R_{N_2}}{\sqrt{\pi M k}}$$

Tout comme l'expression de l'efficacité du processus de fluorescence, celle du rendement (en photons par mètre) est paramétrée par la longueur d'onde. Il existe donc un couple de paramètres (A_ν, B_ν) pour chaque raie. Ceux-ci sont dérivés de mesures du rendement faites en variant la pression du gaz. Le tableau 2.1 donne les valeurs de A_ν et B_ν déduites des mesures

λ (nm)	A_ν $m^2.kg^{-1}$	B_ν $m^3.kg^{-1}.K^{-1/2}$	Y_ν photons/m
316	20.5 ± 1.3	2.14 ± 0.18	0.549 ± 0.057
329	3.91 ± 0.35	1.22 ± 0.14	0.180 ± 0.026
337	45.6 ± 1.2	2.56 ± 0.10	1.021 ± 0.060
354	3.68 ± 0.39	1.60 ± 0.21	0.130 ± 0.022
358	37.8 ± 2.3	2.72 ± 0.22	0.799 ± 0.080
376	6.07 ± 0.57	1.44 ± 0.17	0.238 ± 0.036
381	12.7 ± 1.4	2.53 ± 0.35	0.287 ± 0.050
391	50.8 ± 2.1	9.80 ± 0.51	0.302 ± 0.020
394	2.25 ± 0.78	2.03 ± 0.79	0.063 ± 0.033
400	4.58 ± 0.44	2.03 ± 0.23	0.129 ± 0.019
406	8.18 ± 0.82	3.99 ± 0.52	0.118 ± 0.019
414	1.83 ± 0.26	2.55 ± 0.45	0.041 ± 0.009
420	4.90 ± 1.1	6.8 ± 1.7	0.042 ± 0.015
427	0.40 ± 0.18	0.68 ± 0.38	0.032 ± 0.023
428	26.5 ± 2.4	12.70 ± 1.9	0.121 ± 0.022

TAB. 2.1 – Résumé des résultats des mesures de [NAGANOWATSON00], dans l'air, à 1013 hPa et 20°C.

[NAGANO$^+$04], ainsi que le rendement de fluorescence. Ces mesures ont été effectuées avec une source de Strontium dans l'air, à 1013 hPa et 20°C. Le rendement total de 300 à 430 nm est de 4.05 ± 0.14 photons par mètre. Ce modèle sera utilisé dans le chapitre 7 pour la normalisation des résultats.

Comme pour le paragraphe précédent, ce modèle simple peut être affiné en tenant compte de la composition chimique de l'atmosphère et du comportement différent des systèmes 1N et 2P. Là encore, on se réfèrera à [KEILHAUER$^+$05]. Le graphe de la figure 2.6 montre les variations attendues de Y en fonction de l'altitude pour les principales paramétrisations utilisées. Le résultat de la mesure la plus récente et sa variation ([NAGANO$^+$04]) sont représentés par des triangles noirs. La valeur portée sur ce graphe à l'altitude 0 est 3.7 photons par mètre, et non pas 4.05 comme indiqué plus haut, car seules les raies de 300 à 400 nm ont été comptées.

La comparaison des figures 2.5 et 2.6 montre que les variations de $Y(z)$ suivent essentiellement celles de la température $T(z)$, qui n'est pas monotone. L'inversion de température observée vers 11 km correspond à la rupture de pente de Y à la même altitude. Chaque courbe de la figure 2.6 correspond à une paramétrisation particulière ou à un nombre de longueur d'ondes différent. Ces paramétrisations sont toutefois très semblables, car les variations qu'elles produisent sont presque identiques. Ceci est dû à l'existence d'un unique modèle de base, celui décrit plus haut. Les seuls raffinements apportés concernent essentiellement la composition du milieu et les valeurs des sections efficaces de collisions entre les différentes molécules. Les erreurs relatives des différents auteurs qui ont mesuré la dépendance en pression pour chaque raie sont très faibles. En revanche, leur erreur absolue est toujours de l'ordre de 10 à 15 %.

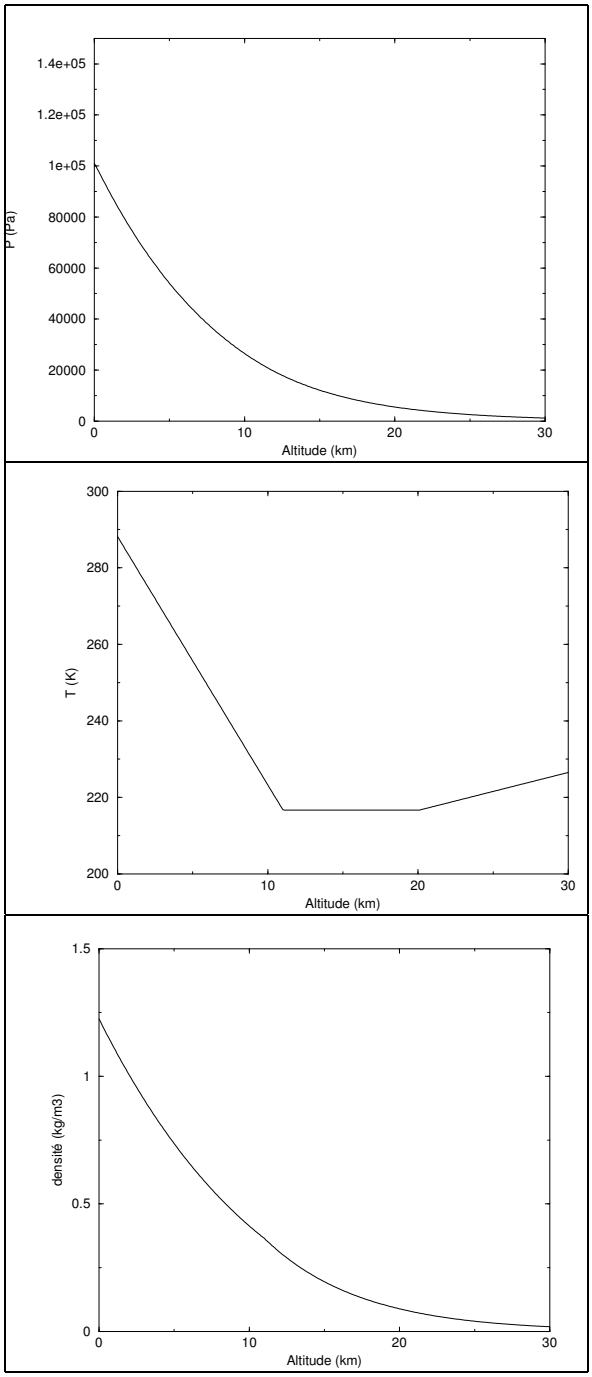


FIG. 2.5 – Profils de variation des pression, température et densité en fonction de l'altitude. Le modèle d'atmosphère produisant ces profils est l'US Standard 1976 [uss].

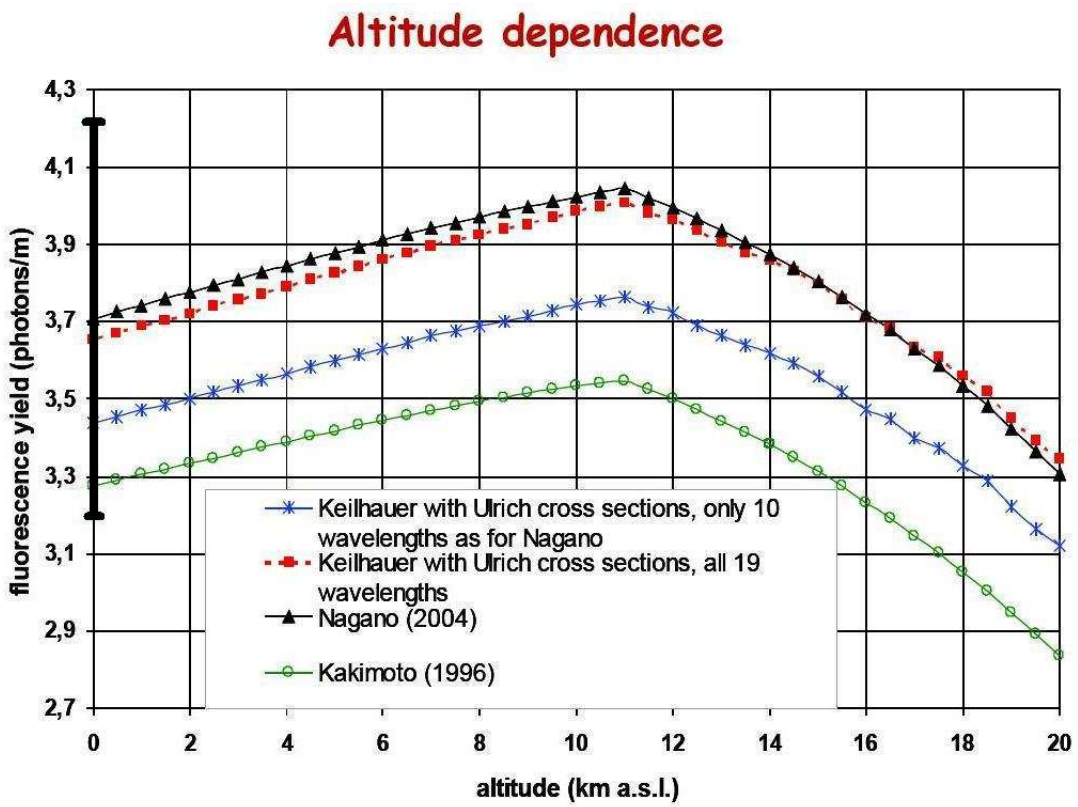


FIG. 2.6 – Variation du taux de production de fluorescence avec l'altitude. Les valeurs données au niveau de la mer sont les résultats des expériences, normalisées aux conditions de l'atmosphère US Standard. Les variations sont issues de différents modèles. Sur la valeur de Nagano est indiquée une barre d'erreur de 13.5 %. Cette valeur est de 3.7 photons par mètre et non de 4.05 comme indiqué dans le texte car elle n'inclue que les raies entre 300 et 400 nm [KEILHAUER+05].

Échelle absolue

La figure 2.6 montre clairement que l'échelle absolue du rendement de fluorescence n'est pas fixée. La barre d'erreur noire ajoutée sur la valeur de [NAGANO+04] représente une incertitude de 13.5 % sur le rendement de fluorescence. Elle montre bien que pour le moment, toutes les valeurs mesurées sont compatibles. Une erreur de 5 % ou moins sur le même résultat rendrait les deux valeurs les plus basses moins crédibles.

Les mesures ne sont pas toutes effectuées dans les mêmes conditions de pression, de température ou d'énergie. Il faut donc, pour chaque Y, préciser la valeur de l'énergie de l'électron (correspondant à un dE/dX). Les pression, température et densité choisies pour la normalisation de ce travail sont celles du modèle atmosphérique US Standard au niveau de la mer [uss]. Elles sont indiquées dans le tableau 2.2.

Pression	Température	Densité
1013.30 hPa	288.15 K	1.225 $kg.m^{-3}$

TAB. 2.2 – Pression, température et densité au niveau de la mer dans le modèle US-standard 1976.

2.3 Conclusion

La théorie de la fluorescence est bien connue et assez bien comprise. À présent, l'application aux rayons cosmiques entraîne un développement des expériences sur l'azote moléculaire excité par des électrons. Certains paramètres doivent être mieux contrôlés pour répondre aux exigences de la physique des rayons cosmiques, surtout la variation du rendement de la fluorescence avec l'énergie de l'électron. Mais la connaissance de la valeur absolue du rendement dans l'air à mieux que 10 % est indispensable.

La faible valeur de la section efficace des détecteurs rend délicate la détermination précise de l'échelle absolue de production de fluorescence. Les erreurs associées au rendement de fluorescence sont encore de 13 % au moins. Sans la mesure du rendement des photomultiplicateurs employés dans la mesure, effectuée au laboratoire, il n'aurait donc pas été possible d'améliorer la précision sur Y. Les chapitres suivants décrivent ces deux étapes : détermination de la production de fluorescence, et mesure de l'efficacité des détecteurs. Ils détaillent la méthode employée pour diminuer cette erreur et les résultats obtenus.

Chapitre 3

Démarche Adoptée dans la Mesure du Rendement de Fluorescence

Ce chapitre explique comment, partant des pré-requis de la physique des rayons cosmiques et de l'émission de fluorescence, nous avons conçu et réalisé le montage avec lequel nous avons mesuré et diminué l'incertitude sur le rendement de fluorescence.

3.1 Objectif de la mesure

Comme nous l'avons au chapitre précédent, la gerbe se développe au cours de sa descente dans l'atmosphère. La quantité importante pour les expériences de rayons cosmiques est donc la variation du rendement de fluorescence en fonction de l'altitude. Ces variations sont très similaires d'un modèle à l'autre. Mais le rendement absolu (en photons par mètre) à une altitude donnée n'est connu qu'à 10 à 15 % près. Les expériences actuelles ([Nagano$^+$04], [iwf]) ne parviennent pas encore à diminuer cette incertitude. Elles mesurent le rendement absolu des raies individuelles en fonction de la pression au moyen de filtres étroits.

Il est important de garder à l'esprit la finalité de notre mesure : c'est elle qui nous impose les précautions que nous avons prises, et les calibrations que nous avons effectuées. Notre objectif est d'atteindre une précision de 5 % sur la mesure du rendement absolu

Nous utilisons une source β pour mesurer :

- d'une part, le rendement de fluorescence intégré de 300 à 430 nm. Ceci a déjà été fait par d'autres expériences, mais l'erreur systématiques est toujours supérieure à 10 % ;
- d'autre part, le spectre de fluorescence, en continu au moyen d'un spectromètre optique à réseau, ce qui n'a jamais été fait avec une source, c'est-à-dire à des énergies de l'ordre du MeV.

3.2 Géométrie du montage expérimental et détection des électrons

La longueur moyenne parcourue par un électron dans le champ de vue d'un PMT-photons est l'une des grandeurs clés de la mesure. Pour cette raison, la géométrie du montage doit être parfaitement contrôlée : en définissant précisément le volume de gaz dans lequel la fluorescence produite peut être détectée, on définit aussi le parcours moyen des électrons.

Deux précautions ont été prises concernant les électrons. Tout d'abord, l'angle solide de la source au PMT-électrons est défini par un scintillateur plastique en forme de tronc de cône. Par ailleurs, une simulation a été réalisée pour étudier l'importance des différents effets qui peuvent perturber la trajectoire des électrons.

Enfin, la source ayant une activité très élevée, il est indispensable de disposer d'une électronique d'acquisition suffisamment rapide pour supporter des taux de comptage de l'ordre du MHz. Nous verrons que parmi ces impulsions, les coïncidences fortuites et le pile-up (addition de deux signaux successifs) ne sont pas du tout négligeables, mais bien contrôlés.

3.3 Détection des photons

Dans une direction, les photons sont détectés par un PMT muni d'un filtre passe-bande [300, 430] nm. La précision de la mesure du rendement a été maximisée :

- en réduisant au minimum la distance entre l'enceinte de fluorescence et le PMT ;
- en limitant la surface détectrice effective du PMT, afin d'augmenter l'efficacité du PMT lui-même.

Dans une autre direction, la fluorescence est analysée par un spectromètre à réseau et détectée par un autre PMT. L'efficacité du spectromètre, qui est un modèle assez ancien, n'est pas très bien connue.Cependant, c'est la première fois que le spectre de l'azote excité par des électrons d'environ 1 MeV sera mesuré. Ceci n'est possible que parce que la source est suffisamment active, limitant la durée d'une prise de données.

Ici, l'efficacité de détection est maximisée en intercalant une lentille convergente entre l'enceinte de fluorescence et l'entrée du spectromètre, de façon à :

- augmenter le nombre de photons à l'entrée du spectromètre ;
- optimiser l'utilisation du spectromètre lui-même en respectant son ouverture numérique.

3.4 Calibration des photomultiplicateurs

Rappelons qu'un électron parcourant un mètre dans l'air ne produit en moyenne que 4 photons de fluorescence. Les PMT-photons employés sont conçus pour travailler dans de telles conditions, c'est-à-dire à très bas niveau de lumière. Mais le fabricant fournit leur efficacité avec 15 à 20 % d'incertitude. Pour parvenir à une précision de l'ordre de 5 % sur

la mesure du rendement de fluorescence, il est nécessaire d'atteindre environ 3 % sur les efficacités des PMT.

C'est pour cette raison que nous avons procédé nous-mêmes à la calibration absolue de nos PMT-photons. Il est important de souligner que cette calibration est faite dans les mêmes conditions que la mesure de fluorescence elle-même. Sa mise en œuvre a nécessité deux étapes expérimentales, l'une relative, l'autre absolue. Pour cette dernière, un montage novateur a permis d'atteindre la précision désirée.

3.5 Conclusion

Les deux chapitres suivants décrivent le banc de mesures lui-même et les étapes de sa calibration. Le chapitre 6 détaille la calibration absolue des photodétecteurs, et regroupe deux mesures :

- celle de l'efficacité de chacun de nos photodétecteurs dans les conditions d'utilisation de la mesure de fluorescence,
- ensuite seulement, celle du rendement de fluorescence proprement dit en utilisant ces photodétecteurs.

Enfin, le chapitre 7 rassemble les résultats des mesures intégrée et spectrale dans l'azote et dans l'air.

Deuxième partie

Mesures

Chapitre 4

Le Banc de Mesure

Cette expérience est motivée par la nécessité d'une mesure de la section efficace de fluorescence entachée, si possible, de moins de 5 % d'incertitude. Ce niveau de précision est très difficile à atteindre. Nous avons donc cherché à concevoir un banc de mesures dans lequel on peut exercer un contrôle précis sur toutes les incertitudes liées

- aux électrons : nombre, énergie, distance parcourue ;
- au gaz : pureté, pression, température ;
- aux photons émis : angles solides, longueur d'onde, nombre, durée de vie des niveaux excités ;
- à l'appareillage : efficacité des photomultiplicateurs et spectromètre.

Cette partie détaille le fonctionnement du banc de mesures et de son acquisition de données. La fluorescence est produite par l'excitation de molécules d'azote gazeux par des électrons générés par une source radioactive. La figure 4.1 montre un schéma du banc complet.

4.1 Production de fluorescence

4.1.1 La source

La source utilisée est du ^{90}Sr. Les électrons sont produits en majorité par la désintégration β de l'élément fils du strontium, l'yttrium, selon la chaîne de désintégrations suivante :

$$^{90}Sr \rightarrow {}^{90}Y \rightarrow {}^{90}Zr$$

^{90}Sr	^{90}Y
$\tau = 28.8$ ans	$\tau = 64.1$ h
$E_{max} = 0.546$ MeV	$E_{max} = 2.28$ MeV

Le fait que la vie moyenne du strontium soit très supérieure à celle de l'yttrium assure que l'activité de l'yttrium reste constante au cours des trois ans d'utilisation dans cette expérience. L'activité de la source est mesurée à chaque prise de données pour la normalisation des résultats. Les électrons doivent traverser une épaisseur 0.02 mm d'aluminium. La courbe de la figure 4.2 montre les spectres β de chaque élément. Un trait vertical indique la coupure

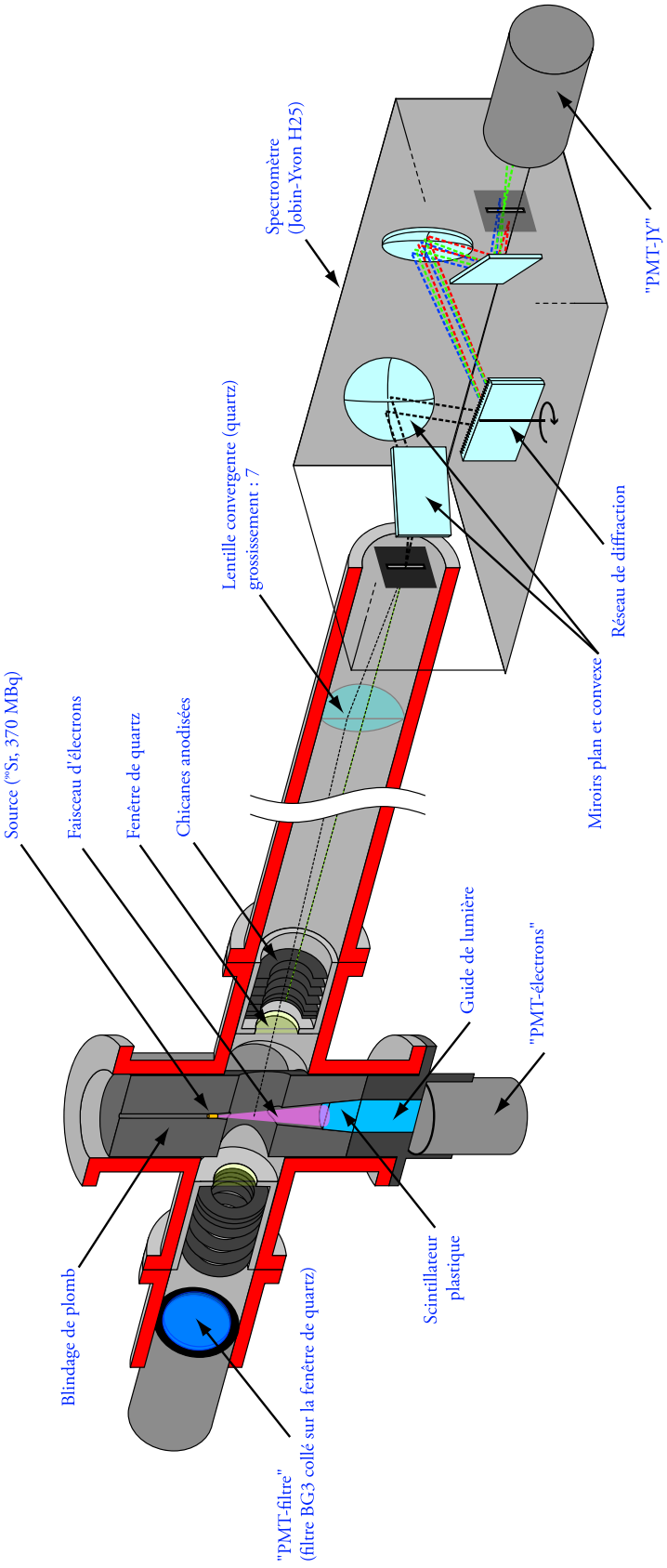


FIG. 4.1 – Schéma complet du montage.

à environ 70 keV ainsi induite. Les seuils en énergie des électrons utilisés pour les mesures sont indiqués par des flèches.

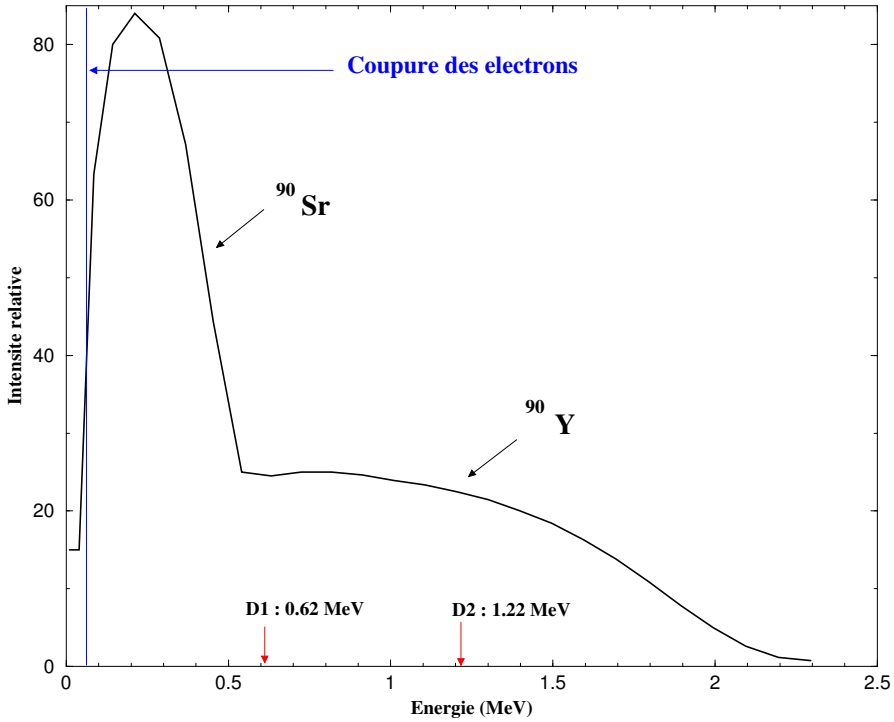


FIG. 4.2 – Spectre β du strontium et de l'yttrium. L'énergie maximale est 2.28 MeV. (référence : [HANSEN+83])

Cette activité est considérable : 370 MBq, elle est connue à 30 % près. Elle permet de réduire la durée de chaque mesure et de minimiser les erreurs statistiques tout en conservant le contrôle des temps morts. À titre de comparaison, les sources employées dans les expériences similaires ont des activités respectivement 100 ([NAGANO+03]) et 10 fois (Waldenmaier dans [air]) plus faibles, ce qui implique des prises de données d'environ 70 h. Ici, une dizaine d'heures suffit. En revanche, le taux de comptage attendu des électrons, compte tenu de la géométrie du montage, est considérable (voir plus loin). Contrairement aux expériences citées, les coïncidences fortuites et le pile-up ne pourront pas être négligés. L'électronique d'acquisition devra obligatoirement comporter des protections contre ces deux effets, tout en étant capable de les mesurer afin d'en tenir compte précisément. Les échelles de comptage devront également être suffisamment rapides, c'est-à-dire au moins vingt fois plus rapides que le taux le plus élevé.

La perte d'énergie d'un électron à notre seuil (environ 600 keV) dans 10 cm d'air à pression atmosphérique, est de 12 keV. Cette perte d'énergie n'a donc pas d'importance sur la forme du spectre observé.

Les durées de vie des niveaux moléculaires de l'azote émettant des photons sont de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Le comptage des coïncidences temporelles entre les

photons et les électrons supprime une partie du bruit de fond des PMT-photons dus aux rayons X (créés par l'interaction des électrons de la source et des matériaux environnants, voir la partie 4.1.3) et au courant d'obscurité de la photocathode des photomultiplicateurs.

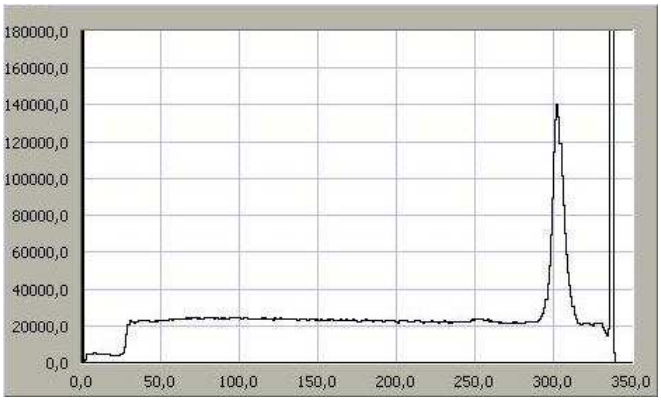


FIG. 4.3 – Exemple de spectre TDC inversé (voir texte) de l'intégrale de la fluorescence (de 300 à 430 nm). La partie triangulaire est le signal proprement dit : la décroissance exponentielle de la désexcitation des molécules d'azote. La partie plate correspond aux coïncidences fortuites entre les électrons et les photoélectrons émis par la photocathode sans qu'un photon de fluorescence lui soit parvenue. L'échelle verticale est le nombre d'évènements, et l'échelle horizontale est le canal du TDC.

On peut encore augmenter le rapport Signal/Fortuites en se servant du spectre temporel de la désexcitation des niveaux. C'est une décroissance exponentielle dont l'exposant est la durée de vie du niveau excité. Par définition, les coïncidences fortuites avec des photons ne provenant pas de la fluorescence ne possèdent, elles, aucune caractéristique particulière : leur spectre est plat. Si on considère des taux de $2 \cdot 10^6$ par seconde pour les électrons et 1000 par seconde pour les photoélectrons dans une fenêtre temporelle de 100 ns, alors le taux de coïncidences fortuites vaut $f = 110 \cdot 10^{-9} \times 2 \cdot 10^6 \times 1000$ soit $f \simeq 220$ par seconde. Ces fortuites sont réparties sur environ six fois plus de temps que le pic du signal de fluorescence, ce qui est tout à fait acceptable. La figure 4.3 montre un tel spectre : la distinction est nette entre le signal et le bruit de fond que forment les fortuites.

4.1.2 Détection et comptage des électrons

Le comptage des électrons s'effectue grâce à un tube photomultiplicateur (PMT) devant lequel on a fixé un scintillateur de plastique qui arrête les électrons. Celui-ci transforme chaque électron en un nombre de photons proportionnel à l'énergie de l'électron. Le scintillateur est du NE102 (Nuclear Entreprise) dont la réponse correspond à 65 % de celle de l'anthracène, le scintillateur de référence. Un guide de lumière cylindrique en plexiglass est intercalé entre le scintillateur et le PMT, qui assure l'étanchéïté du gaz (le scintillateur est dans le gaz alors que le PMT est au dehors). Entre ce cylindre et le PMT, un second guide kaléïdoscopique de section hexagonale (hauteur de 10 cm, "diamètre" de 3 cm) homogénéise la lumière pour uniformiser la réponse du détecteur et améliorer sa résolution en énergie.

Chaque électron de 1 MeV produit environ 10 000 photons dans le scintillateur, soit environ 2 000 photoélectrons. Il n'est donc pas nécessaire que le gain du PMT soit très élevé. Les ADC utilisés (LRS 2249A, CAMAC) ont 1024 canaux, ce qui correspond à 256 pC. Le gain du PMT est correct si le maximum du spectre β, observé après le passage du signal dans un amplificateur de gain 10, se trouve au canal 200 (en tenant compte du piédestal). Ceci correspond à un gain du PMT d'environ 10^4. Le tube choisi est un XP2262 de Photonis. Il est équipé d'une base active. Dans un pont classique, le courant dans le PMT et celui dans le pont sont en parallèle. Si le courant du PMT augmente trop de par le taux de comptage élevé, celui du pont diminue. Les tensions inter-dynodes diminuent aussi et le gain s'effondre. Ici, le diviseur de tension des derniers étages du PMT est fabriqué avec des transistors et des diodes au lieu de résistances et capacités. Les éléments actifs s'adaptent au courant d'anode, car celui-ci peut être très élevé en raison du grand nombre de photoélectrons émis. Les derniers étages sont alimentés à part, par une alimentation de -800 V à haut débit, de sorte que le PMT reste stable jusqu'à des taux de 10^8 par seconde.

4.1.3 Définition du volume de fluorescence

Naturellement, les électrons de la source sont émis isotropiquement. Comme la source est immergée dans le gaz, la fluorescence a lieu tout autour. Dans ce cas, le volume de fluorescence est le volume entier de gaz auquel les électrons ont accès. Mais le volume utile à la détection, c'est-à-dire le volume où les photons émis sur le trajet des électrons peuvent atteindre le photodétecteur, est mal défini. Il est en effet nécessaire de connaître la distance parcourue par les électrons pour estimer le rendement de fluorescence dans les unités standard, en nombre de photons par électron par mètre parcouru.

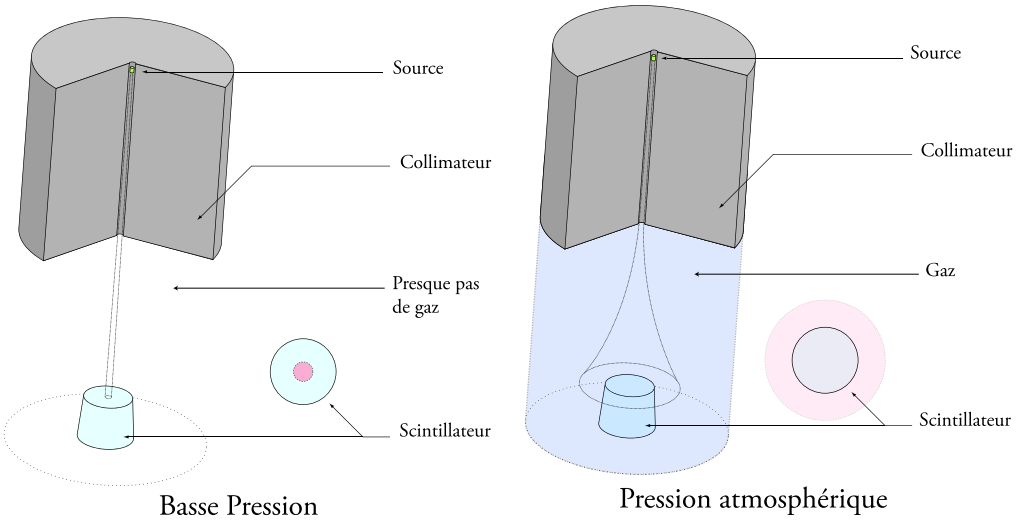


FIG. 4.4 – Dans le vide (schéma de gauche), le faisceau parallèle d'électrons est correctement collimaté par le cylindre de plomb. Le taux de comptage est donc maximum. Par contre, à pression atmosphérique, la diffusion des électrons dans le gaz élargit le faisceau et diminue la fréquence de détection des électrons.

Deux méthodes peuvent contraindre le volume de fluorescence. La première consiste à collimater la source et à créer ainsi un faisceau parallèle d'électrons. C'est la solution adoptée par [NAGANO+03] et Waldenmaier (dans [air]). Un tube de plomb à paroi épaisse sert de collimateur dans la mesure où il absorbe les électrons qui le traversent et ne laisse passer que ceux qui sont émis dans son axe (voir le schéma de gauche de la figure 4.4). L'idée est que la densité linéaire d'électrons est constante, et que dès lors, l'angle solide dans lequel les PMT détectent la fluorescence est facile à calculer. Mais la diffusion des électrons sur les parois du tube de plomb d'abord, et dans le gaz ensuite, rend la réalité plus complexe.

En effet, une difficulté apparaît quand on veut étudier la dépendance de la production de fluorescence avec la pression du gaz. À faible pression, tout se passe effectivement comme indiqué sur le schéma de droite de la figure 4.4. Les électrons sont suffisamment collimatés dans le sens où la section du faisceau, c'est-à-dire le diamètre du tube, est inférieure à celle du scintillateur : tous les électrons qui participent à la fluorescence parviennent au scintillateur.

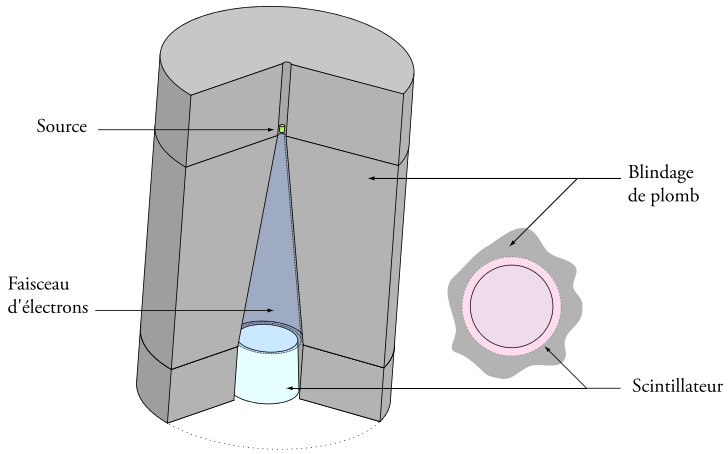


FIG. 4.5 – La source n'est pas collimatée, donc le scintillateur reçoit toujours le maximum d'électrons en fonction des conditions de pression. Ici, seule l'absorption par le gaz diminue quelque peu le taux de comptage (voir texte). Naturellement, pour que les photons soient détectés, un passage leur est fait à travers le blindage de plomb (cylindre horizontal de 40 mm de diamètre).

En revanche, ce n'est plus le cas à pression élevée. Les électrons sont davantage diffusés dans le volume de l'enceinte : le faisceau s'élargit, et finit par avoir une section plus importante que celle du scintillateur. En perdant des électrons, le taux de coïncidences va diminuer aussi, et il va falloir attendre plus longtemps. En outre, ceci est rédhibitoire quand la précision souhaitée est grande : si le détecteur des électrons a un taux de comptage variable avec la pression, les réponses, temps morts et gain varieront également d'une mesure à l'autre.

L'autre solution suit en quelque sorte, le raisonnement inverse. Puisque la pression croissante élargit le faisceau, autant que celui-ci soit plus large que le scintillateur *dès les basses pressions*. Dans ce cas, c'est le scintillateur lui-même qui définit l'angle solide du faisceau, et donc le volume utile de fluorescence, qui sera un tronc de cône (voir la figure 4.5). Quand la

pression augmente, il y a en moyenne autant de diffusion vers l'intérieur du scintillateur que vers l'extérieur. Par contre, les électrons de basse énergie sont facilement stoppés. Les taux de comptage sont pratiquement stables. Nous verrons dans la partie 4.3.3 les effets du cône de plomb, ou plutôt l'absence d'effets dûs aux diffusions des électrons dans le plomb.

Enfin, il faut penser à se prémunir des rayons X, principal bruit de fond des photons à ce niveau de l'expérience. L'interaction des électrons de la source avec la matière qui entoure celle-ci (bremsstrahlung) crée une importante quantité de rayons X. En atteignant le PMT-photons le plus proche, les rayons X génèrent un bruit de fond dont le niveau dépasse largement celui du signal de fluorescence, car ils créent des électrons par interaction dans tous les matériaux rencontrés, et donc dans le PMT. Il faut donc que la matière à traverser pour atteindre un PMT soit suffisamment dense et épaisse pour que les X créés soient absorbés. Le blindage est un cylindre de plomb de presque 50 mm de rayon autour de la source. Il remplit l'enceinte de gaz jusqu'au scintillateur plastique. Il est évidé d'un cône vertical de 30 mm de diamètre, un peu plus évasé que le cône du scintillateur (tronc de cône de 20 et 28 mm aux bases et 20 mm de hauteur) et d'un cylindre horizontal de 40 mm de diamètre situé au milieu du cône, pour que les photons parviennent aux PMT.

Le schéma 4.6 illustre cette partie et indique les dimensions des divers éléments. Le volume utile de fluorescence est un tronc de cône d'environ 46 mm de hauteur et de 14 et 17 mm de bases. L'efficacité géométrique de la source vers le scintillateur vaut $1.6 \cdot 10^{-3}$. Dans ces conditions, on attend environ 10^6 coups par seconde dans le PMT des électrons. Nous verrons plus loin que nous mesurons en fait environ $2 \cdot 10^6$. Les conséquences d'un tel taux de comptage sont parfaitement connues pour tous les appareils impliqués : PMT, diviseurs de tension, échelles de comptage, électronique d'acquisition. Les expériences sur faisceaux d'accélérateurs en sont le meilleur exemple. On peut déjà indiquer qu'il n'y a que quelques centaines de coïncidences par seconde entre les photons de fluorescence et les électrons. Ces coïncidences servent de déclenchement aux ADC et TDC.

4.2 Éléments optiques

4.2.1 Trajets des photons

La fluorescence étant isotrope, une bonne maîtrise des angles solides est indispensable et suffisante.

Parmi les photons émis, certains atteindront l'un des deux détecteurs. Des chicanes noires sont placées de part et d'autre du volume de fluorescence sur le trajet des photons pour absorber ceux qui seraient réfléchis par les parois vers la photocathode (voir figure 4.6). Les tubes sont des PMT XP2020Q de Photonis. La lettre Q, pour quartz, signifie que ce type de tube est muni d'une fenêtre en silice et est donc spécialement adapté aux mesures dans l'ultraviolet. Comme on peut le voir sur la figure 4.7, ce n'est pas le cas du borosilicate, utilisé par [Nagano+03] et l'expérience Auger. La détection de la fluorescence avec du borosilicate est donc moins efficace d'environ 20 %.

La fluorescence a un rendement très faible, seulement de l'ordre de 20 photons par électron et par mètre dans l'azote et 4 dans l'air. Les taux de comptage des PMT-photons seront

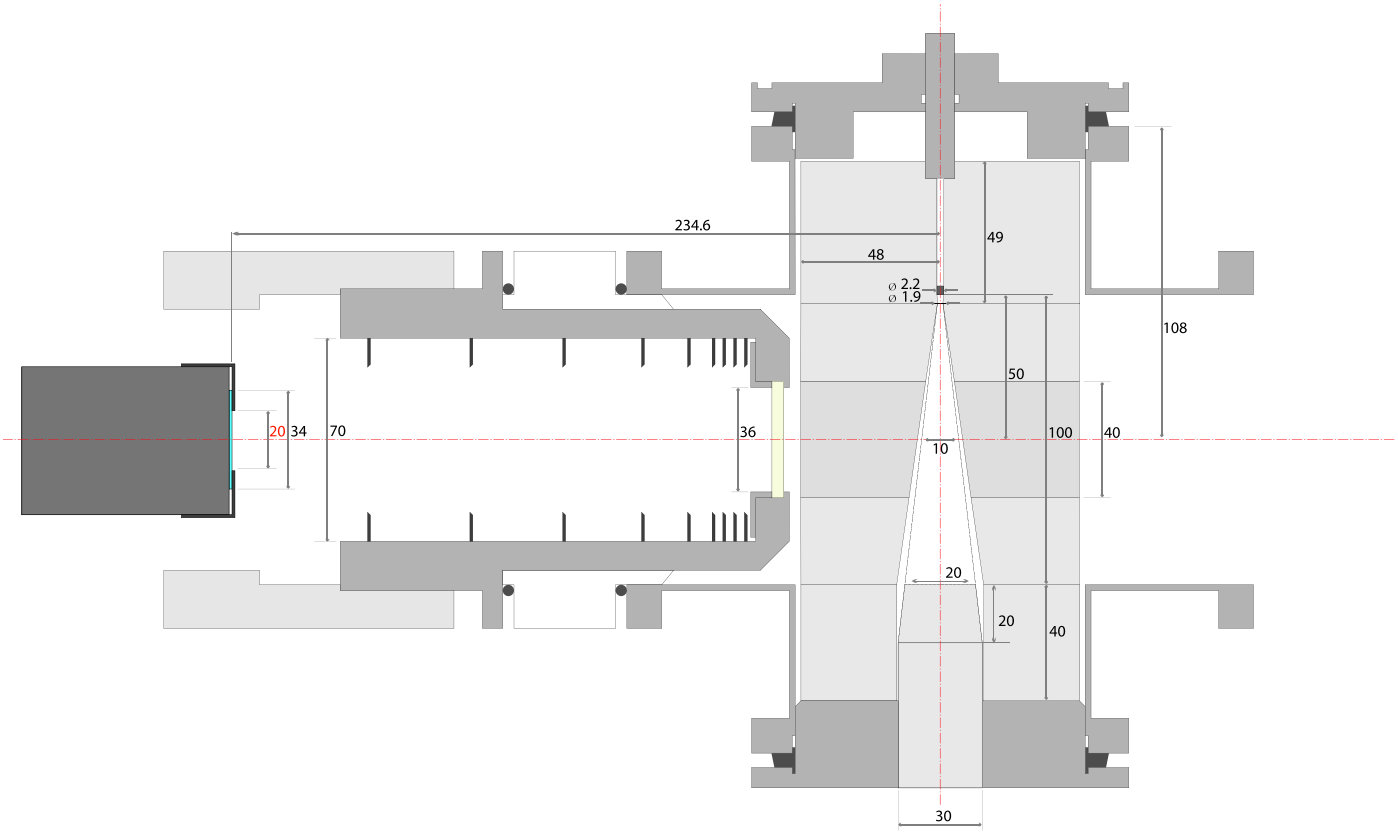


FIG. 4.6 – Vue schématique de l'intérieur du volume de fluorescence. Le volume de fluorescence est le cône blanc, au sommet duquel se trouve la source (représentée par un petit rectangle noir). Le blindage de plomb qui entoure la source, le volume de fluorescence et le scintillateur est percé d'un cylindre horizontal pour laisser passer les photons. Vers la gauche, le PMT-filtre, qui mesure l'intégrale de la fluorescence entre 300 et 430 nm, est représenté muni de son filtre BG3 et d'un diaphragme noir. Celui-ci diminue la surface détectrice effective pour augmenter l'efficacité de détection (voir le chapitre 6.3). Entre le volume de fluorescence et le PMT, les chicanes noires, de plus en plus espacées, servent à arrêter les rayons lumineux qui pourraient être réfléchis vers la photocathode.

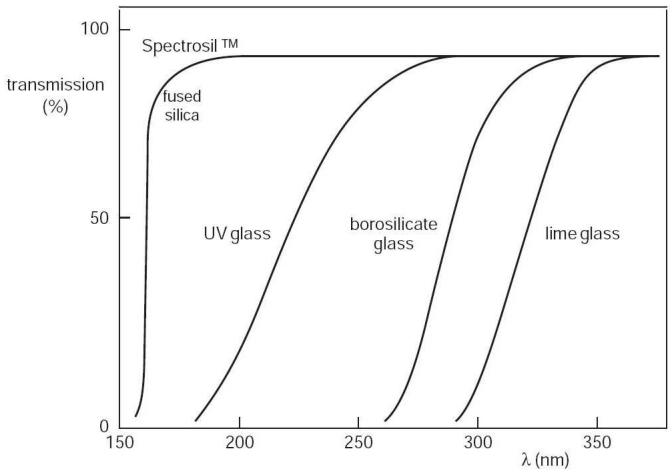


FIG. 4.7 – Courbes de transmission des fenêtres des photomultiplicateurs les plus couramment employées. Dans cette expérience, il s'agit de quartz (fused silica). La plupart des expériences de fluorescence utilisent des fenêtres de borosilicate. [Pho02]

très bas. Ils fonctionneront en mode photoélectron unique, c'est-à-dire à très haut gain. Leur diviseur de tension a été conçu en ce sens (cf chapitre 6.3). Le fonctionnement en photoélectron unique est expliqué dans l'annexe 4.6.

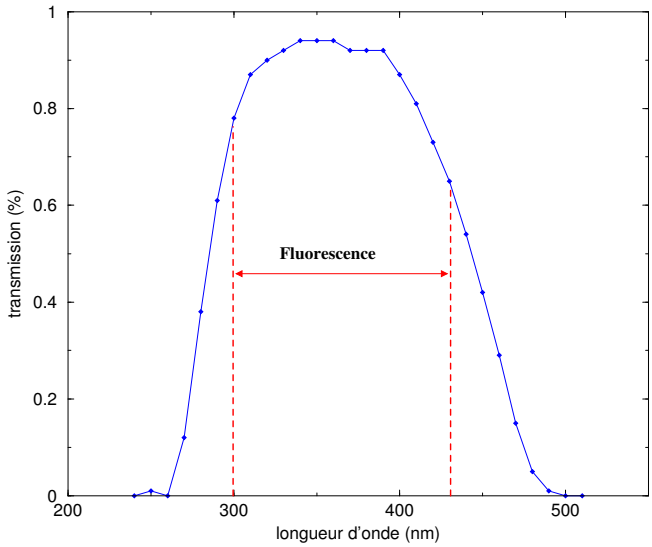


FIG. 4.8 – Courbe de transmission du filtre BG3 collé sur la photocathode du PMT-filtre. Il s'agit de la transmission réelle dans le sens où l'épaisseur du filtre (2 mm) et le dioptre unique (perte de 4 % car seul un côté du filtre est exposé à l'air) ont été pris en compte par rapport aux données du fabricant.

Le premier PMT porte un filtre BG3 de Schott (34 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur), qui n'est transparent que dans l'intervalle spectral de 300 à un peu plus de 400 nm (voir la

courbe de transmission représentée figure 4.8). Il est collé sur la photocathode avec une colle Epotec n°301-2, qui possède le même indice de réfraction que le verre et le filtre. Grâce à ce filtre, seules les raies de fluorescence sont détectées, et on maximalise le rapport Signal/Bruit. Les PMT des téléscopes de HiRes, d'Auger ou d'EUSO sont équipés de ces filtres, ou de filtres identiques. Enfin, un diaphragme circulaire noir vient occulter la partie périphérique du filtre et de la fenêtre du PMT pour ne laisser qu'une surface détectrice effective de 20 mm de diamètre. La taille du diaphragme a été déterminée après l'analyse de l'efficacité du PMT en fonction de la position du point d'impact du photon sur la photocathode. Si l'efficacité géométrique au centre de la croix a été réduite ($4.19 \cdot 10^{-4}$ au lieu de $1.21 \cdot 10^{-3}$), l'efficacité moyenne des PMT est meilleure : 18.92 % au lieu de 12.17 %, et surtout beaucoup mieux contrôlée (3 % d'incertitude au lieu de 15 % au moins, voir le chapitre 6.3). Les taux de comptage attendus, en dehors du bruit de fond des PMT, sont d'environ 900 par seconde dans l'azote (à cause de la proximité de la source) et 70 par seconde dans l'air.

La figure 4.9 montre la géométrie de cette partie du banc de mesures.

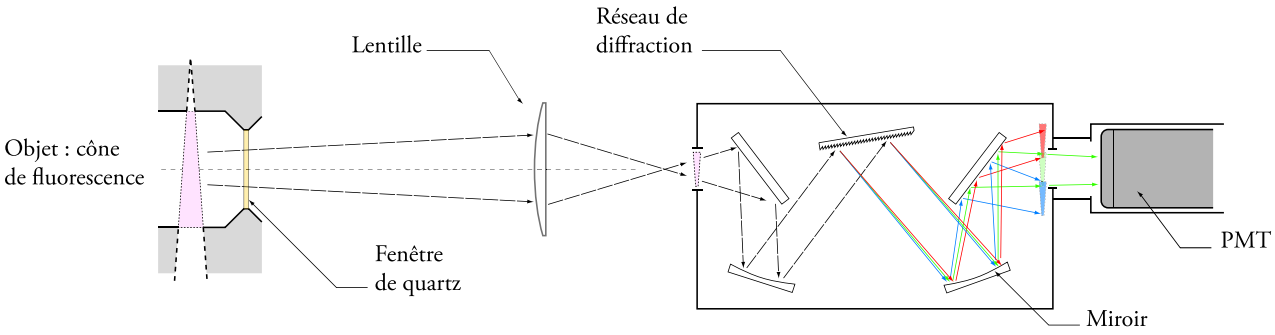


FIG. 4.9 – Représentation schématique de l'optique du montage.

L'autre PMT est placé sur le même axe optique, à l'autre bout du montage. Couplé à un spectromètre à réseau, il réalise l'analyse spectrale de la fluorescence, comme [NAGANO+03] et Waldenmaier ([air]) le font avec des filtres étroits. L'emploi d'un spectromètre présente un double avantage : ne pas limiter l'étude spectrale aux longueurs d'onde centrales des filtres, et ne pas émettre d'hypothèse quant à la proportion du spectre de fluorescence qui n'est pas détectée (parce qu'en dehors des bandes passantes des filtres). La résolution d'un spectromètre n'est pas forcément beaucoup meilleure que celle de filtres. Les filtres utilisés dans les expériences de source ont une largeur de 10 nm, contre 6 nm pour le spectromètre de cette mesure quand les fentes d'entrée et de sortie sont ouvertes au maximum. Mais ceci est compensé par la possibilité de varier continuement la longueur d'onde. Dans ce travail, le spectromètre est effectivement utilisé avec l'ouverture maximale des fentes d'entrée et de sortie afin de maximiser les taux de comptage qui sont très faibles.

Le spectromètre est un spectromètre à réseau H25 de Jobin-Yvon, monté comme indiqué figure 4.9. Son ouverture est F/4 avec F =25 cm, ce qui correspond à une ouverture numérique ON de

$$F/4 = \frac{1}{2 \cdot ON}$$

soit $ON = 0.125$, et un demi-angle au sommet α tel que

$$ON = n \sin \alpha$$

d'où $\alpha = 7.18°$. Les fentes d'entrée et de sortie sont de taille réglable, au maximum 2(horizontal) x 7(vertical) mm. Plus cette taille est petite, meilleure est la résolution. En revanche, le spectromètre reçoit moins de lumière, et la sélection en longueur d'onde diminue encore plus le nombre de photons susceptibles d'être détectés par le PMT.

Par ailleurs, la surface de la fente d'entrée est si petite par rapport à celle de la zône de fluorescence que les pertes seront considérables si le spectromètre est placé directement face à l'enceinte. Il faut donc procéder autrement, et trouver un moyen de concentrer les photons émis aux extrémités du volume utile. Une solution simple et rigoureuse consiste à insérer une lentille convergente dans ce montage optique, de façon à :

- faire de la zône de fluorescence un objet optique dont l'image est focalisée dans le plan de la fente d'entrée du spectromètre,
- respecter l'ouverture numérique du spectromètre pour ne pas subir de pertes à l'intérieur même de celui-ci.

Ces exigences ont été optimisées par une lentille de silice avec un revêtement anti-reflets. Sa focale est f = 150 mm et son diamètre utile 46 mm, le plus grand disponible. Elle est placée à 171 mm de la fente d'entrée du spectromètre. L'ouverture de la lentille est alors de 7.64°, à comparer aux 7.18° du spectromètre. Mais puisque la fenêtre de quartz de la croix a un diamètre de 36 mm, l'ouverture effective n'est plus que de 6.01° : toute la lumière de fluorescence est incluse dans l'ouverture du spectromètre.

Le grossissement de ce montage est de 1/7, ce qui signifie que l'image de la zône de fluorescence est 7 fois plus petite que la zône elle-même : 2.14 x 5.14 mm. L'image est donc, dans sa hauteur, entièrement contenue dans la fente. Le paramètre critique pour la détection des photons est donc la largeur de la fente. Les taux de comptage attendus sont bien sûr encore plus faibles pour ce PMT que pour le PMT-filtre : environ 60 par seconde dans l'azote et 10 par seconde dans l'air pour la raie la plus importante, à 337 nm. Ici aussi, les chiffres donnés sont hors bruit de fond : on comprend mieux à quel point il est crucial d'avoir un bruit de fond le plus bas possible.

Enfin, un spectromètre a une efficacité de l'ordre de 50 % (donnée du constructeur), du même ordre de grandeur que celles des filtres étroits utilisés dans les mesures spectrales ([Nagano+04]). Mais elle n'est connue qu'à 20 % près, quand les filtres ont une faible erreur relative (inférieure à 10 %). Rappelons à ce sujet que notre objectif principal est d'obtenir une valeur précise de l'intégrale de la production de fluorescence entre 300 et 430 nm. La mesure différentielle ne sert qu'à mesurer les intensités relatives des raies, ce qui n'a jamais été fait avec une source β et un spectromètre à réseau.

4.2.2 Efficacité de la détection des photons

La géométrie relativement complexe du montage nécessite une étude approfondie pour déterminer l'angle solide du volume de fluorescence vers chacun des PMT-photons. Le Monte-Carlo Dolbeau [Dolbeau] réalise cette étude géométrique.

Ce Monte-Carlo simule les électrons en tirant une direction aléatoire depuis la position de la source. Seules les trajectoires qui interceptent un disque de diamètre égal à celui du scintillateur sont conservés. Sur chacune de ces trajectoires, une position et une direction aléatoires sont tirées pour simuler l'émission du photon de fluorescence.

Les photons émis très près de la source ou du scintillateur ne peuvent être détectés. Il est cependant possible que des photons détectés aient été émis en dehors de la limite fixée par le diamètre du cylindre creusé dans le plomb, c'est-à-dire à plus de 20 mm de l'axe optique (verticalement), comme le montre le schéma de la figure 4.10. Pour en tenir compte, les positions d'émission des photons sont tirées verticalement jusqu'à 23 mm de l'axe optique (soit 3 mm de plus que le rayon du cylindre). Les rayons qui simulent les photons sont ensuite comptabilisés comme des photons détectés s'il atteignent les photocathodes des PMT.

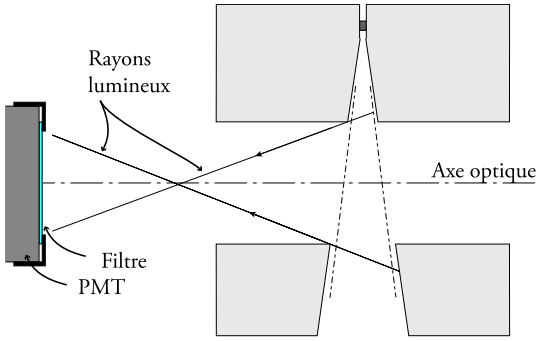


FIG. 4.10 – Détection de photons de fluorescence émis loin de l'axe optique

Les efficacités géométriques de chaque PMT sont évaluées de cette façon. Elles valent $3.689 \cdot 10^{-4}$ pour le PMT-filtre et $7.481 \cdot 10^{-6}$ pour le PMT-JY. Ce programme permet également d'évaluer la longueur moyenne parcourue par les électrons dans le tronc de cône de 46 mm de hauteur : elle vaut 46.11 mm.

4.3 Interactions des électrons de la source

Jusqu'à présent, nous avons considéré pour les électrons des trajectoires rectilignes de la source au scintillateur. Deux types d'interaction peuvent pourtant perturber leur trajet, avec le gaz ou dans le blindage de plomb.

4.3.1 Émission d'électrons secondaires

Une partie de l'énergie perdue par les électrons de la source l'est par ionisation des molécules de gaz (azote ou autre). Les électrons éjectés, de basse énergie, sont aussi appelés électrons secondaires ou rayons δ. Ils sont produits avec une probabilité dépendant des énergies cinétiques de l'électron incident et du δ lui-même :

$$\frac{d^2N}{dTdx} = \frac{1}{2} K \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \frac{Z}{A} \frac{F(T)}{T^2}$$

avec :

- $d^2N\,/\,dTdx$, le nombre de δ produits avec une énergie cinétique T par unité de longueur ($\mathrm{MeV}^{-1}.\mathrm{cm}^{-1}$),
- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ et vaut 0.307 MeV.cm^2,
- $z = 1$, la charge de la particule incidente (ici, un électron),
- β de la particule incidente,
- $Z = 7.4$, numéro atomique moyen du gaz (ici, de l'air sec sans argon),
- $A = 14.28$ g.mol^{-1}, la masse atomique moyenne du gaz,
- T, l'énergie cinétique de l'électron éjecté (MeV)
- $F(T) = \beta^2 T^2 \left[\frac{T_{inc}}{T(T_{inc}-T)} - \frac{1}{T_{inc}}\right]^2$ pour des particules indiscernables, avec T_{inc} l'énergie cinétique de l'électron incident.

Cette formule est valable pour $I \ll T < T_{max}$. I est l'énergie d'excitation moyenne du milieu, elle vaut 85.7 eV pour l'air. Quand T est proche de I, l'électron est émis avec une énergie cinétique insuffisante pour s'éloigner de la molécule et est à nouveau capturé : la formule est valable à partir de $T \simeq 1$ keV. T_{max} est l'énergie maximale transférable de la particule incidente au δ éjecté. Elle est égale à la moitié de l'énergie cinétique incidente (interaction de deux électrons).

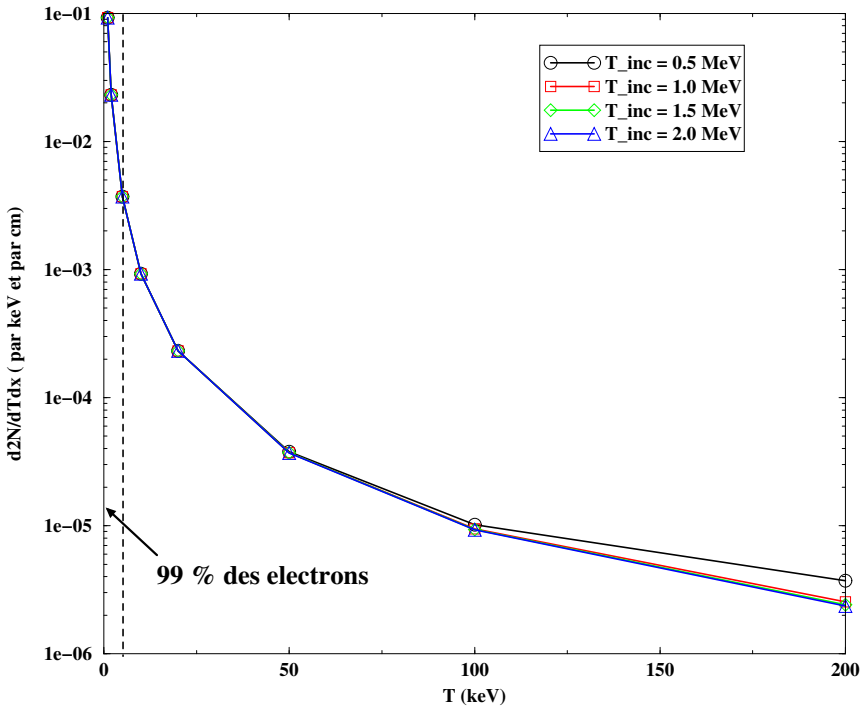


FIG. 4.11 – Variation du nombre d'électrons secondaires N produits par unité de longueur et d'énergie, en fonction de leur énergie cinétique. Chaque courbe est paramétrée par l'énergie cinétique de l'électron incident. Aux basses énergies, le nombre de ces électrons secondaires est indépendant de l'énergie de l'électron de la source.

Le graphe de la figure 4.11 montre les variations de la fonction $\frac{d^2N}{dTdx}$ avec T pour des énergies T_{inc} allant de 0.5 à 2 MeV. On s'aperçoit de deux choses :

- 99 % des électrons éjectés ont une énergie inférieure à 5 keV (et 76 % ont 1 keV ou moins). Dans la suite, on ne considérera donc que la gamme d'énergie allant de 0 keV à 5 keV.
- le nombre de δ produits est indépendant de T_{inc}.

Le parcours moyen des électrons secondaires dans l'air à pression atmosphérique est au plus de 2 mm. L'élargissement du volume de fluorescence provoqué par l'émission de δ est donc trop faible pour modifier l'angle de vue des PMT. Ceci a été vérifié dans la simulation en élargissant artificiellement le diamètre du cône. Chaque photon produit dans le tronc de cône utile (tel que défini dans le chapitre 4) est dans le champ des détecteurs. Dans notre cas, l'émission d'électrons secondaires est un effet négligeable en ce qui concerne l'efficacité de détection des photons de fluorescence.

Dans le cas général d'une gerbe se développant dans l'atmosphère, on peut calculer que les δ produits par des électrons de 1 MeV et à pression atmosphérique participent à la production de fluorescence à hauteur de 15 % environ. Ce contribution est déjà élevée car l'énergie des électrons secondaires étant très faible, leur dE/dX est très grand et la probabilité de fluorescence est d'autant plus importante. Par exemple, des électrons de 1 keV perdant environ 70 fois plus d'énergie qu'à 1 MeV, ils peuvent produire 70 fois plus de photons de fluorescence.

À l'énergie moyenne des électrons d'une gerbe (80 MeV) et à une pression plus basse (c'est-à-dire plus haut dans l'atmosphère), les *delta* peuvent être plus énergétiques. Ils peuvent parcourir une distance beaucoup plus grande, sous les effets conjugués du plus grand range et de la pression plus basse, et produire des photons de fluorescence ainsi que d'autres δ.

4.3.2 Déviation de l'électron incident

La collision d'un électron de la source avec un électron moléculaire dévie l'électron primaire de sa trajectoire. L'angle de la déviation est calculable suivant les lois de la cinématique relativiste :

$$\cos\theta = \frac{T_e}{p_e}\frac{p_{max}}{T_{max}}$$

T_e et p_e désignent l'énergie et le moment cinétiques de l'électron secondaire, tandis que T_{max} et p_{max} sont les valeurs maximales de ces quantités transférables à l'électron secondaire.

Comme le δ est très peu énergétique, l'électron primaire est peu dévié : au maximum 6.1°. Un électron de la source émis en direction du scintillateur a donc une probabilité de ne pas atteindre ce dernier. Dans ce cas, il tombe naturellement dans "l'inefficacité" de la détection : s'il a produit un photon de fluorescence, celui-ci ne sera pas compté comme tel puisque toute coïncidence entre électron et photon sera impossible.

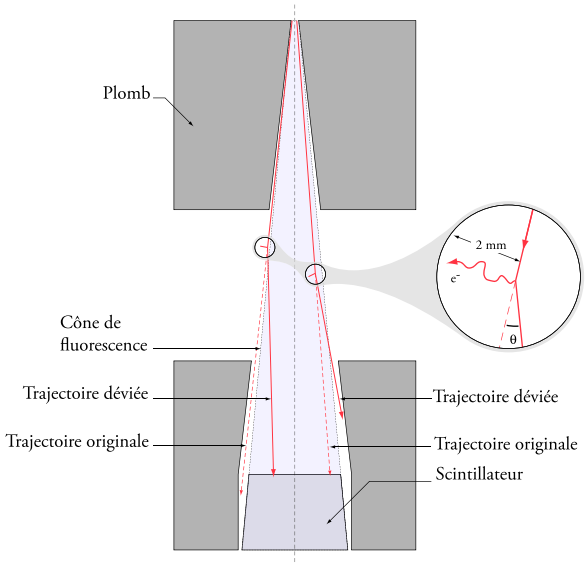


FIG. 4.12 – Représentation schématique de la déviation maximale subie par un électron de la source après avoir produit un δ.

4.3.3 Diffusion dans le blindage de plomb

Parmi les électrons dont la direction n'intercepte pas le scintillateur, certains peuvent être rétro-diffusés dans le blindage de plomb. En changeant de direction, il est possible qu'ils atteignent le scintillateur. Cette effet a deux conséquences :

- augmenter le taux de comptage des électrons, ce qui est positif ;
- modifier le spectre en énergie des électrons, ce qu'il faut comprendre.

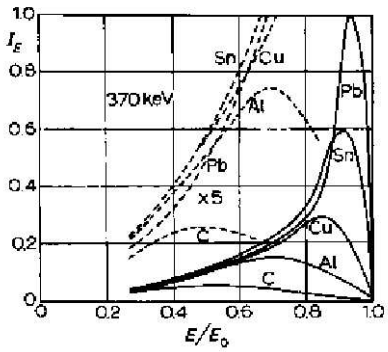


FIG. 4.13 – Spectre de la perte d'énergie d'électrons de 370 keV diffusés dans plusieurs matériaux, dont le plomb. On constate que les électrons de basse énergie y perdent environ 10 % de leur énergie [SIEGBAHN].

Le spectre final est donc la somme de deux contributions : une contribution directe, dont la forme est celle du spectre de la source, et une contribution de la rétro-diffusion, dont la

forme est inconnue mais qui doit contenir plus d'électrons de basse énergie. Les électrons perdent environ 10 % de leur énergie dans le plomb (voir la figure 4.13).

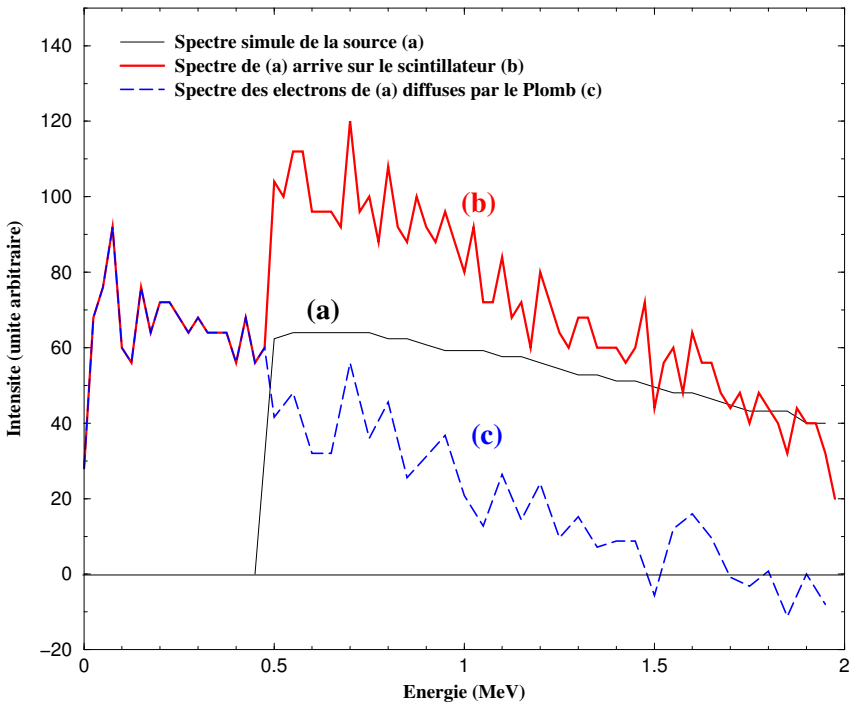


FIG. 4.14 – Simulation Geant des spectres en énergie des électrons qui parviennent au scintillateur. En noir, les électrons qui vont directement de la source au scintillateur. La forme est donc exactement celle du spectre simulé de la source. En rouge, le spectre des électrons qui touchent le scintillateur, qu'ils aient subi une rétro-diffusion dans le plomb ou non. En pointillés bleus, la différence des spectres précédents montre la seule contribution de la diffusion dans le blindage de plomb.

Une simulation Geant ([LEFIÈVRE]) reproduit la géométrie du blindage de plomb et les interactions des électrons de la source. Le spectre de la source a été schématisé pour des énergies de 0.5 à 2 MeV. Il est en noir sur la figure 4.14.

Le spectre des électrons qui touchent le scintillateur est représenté en rouge (trait gras). Il est la somme du spectre des électrons de la source touchant directement le scintillateur et de celui des électrons ayant diffusé dans le plomb. Comme ils perdent de l'énergie dans le plomb, on retrouve davantage d'électrons de basse énergie. La différence des deux spectres, c'est-à-dire la contribution de la rétro-diffusion dans le plomb, figure en pointillés bleus.

Le spectre réel de la source contient un peu plus d'électrons de basse énergie, ce qui ne change rien au raisonnement ni au résultat, puisque seuls les électrons d'énergie supérieure à 600 keV sont détectés. De même, le fait que la statistique de cette simulation ne soit pas très importante n'a pas d'influence sur la mesure de fluorescence, car dans cette gamme d'énergie, le dE/dX varie très peu.

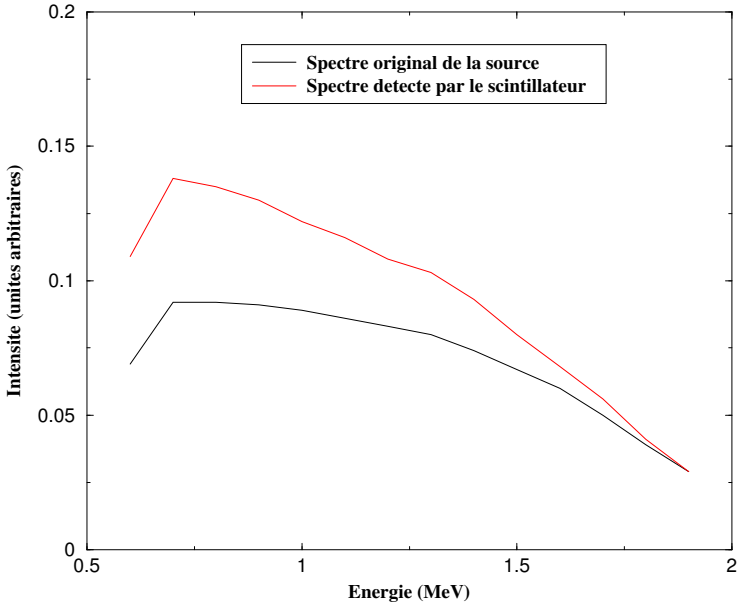


FIG. 4.15 – en noir, le spectre réel des électrons émis par la source. En rouge, celui des électrons détectés par le scintillateur, après diffusion dans le blindage de plomb. Le décalage vers les basses énergies est clairement observable.

Le spectre réel des électrons émis par la source ainsi que le spectre réel mesuré par le PMT-électrons sont représentés sur la figure 4.15, respectivement en noir et en rouge. Le décalage vers les basses énergies est clairement visible. Les énergies moyennes des électrons de chaque discriminateur sont calculées à partir du spectre rouge. Elles figurent dans le tableau 4.1, ainsi que les dE/dX correspondants.

Seuil (MeV)	E_{moyen} (MeV)	dE/dX (Mev.cm^2.g^{-1})
0.62	1.1	1.673
1.22	1.5	1.680

TAB. 4.1 – Récapitulatif des seuils de chaque discriminateur, ainsi que de l'énergie moyenne des électrons au-dessus de ces seuils et du dE/dX correspondant.

Enfin, le taux de comptage total des électrons augmente de presque 60 %. Ceci est tout à fait compatible avec nos mesures, compte tenu de l'incertitude de 30 % sur l'activité de la source (donnée du fabricant, AEA Technology).

4.3.4 Diffusion dans le scintillateur

Les électrons peuvent aussi ressortir du scintillateur après y avoir déposé une partie de leur énergie. S'ils parviennent à nouveau dans la zône de fluorescence visible par les PMT-

photons et qu'ils y produisent un photon de fluorescence, la distance qu'ils auront parcouru aura été plus importante que ce que nous avons pris en compte jusqu'ici.

La même étude que précédemment ([Lefièvre]) montre que cet effet est totalement négligeable : sur 130 000 électrons ayant déposé plus de 600 keV dans le scintillateur (produisant ainsi un signal qui dépasse le seuil du premier discriminateur), un seul retourne dans la zône de fluorescence. En tenant compte de la probabilité de fluorescence et de l'efficacité géométrique de détection, par exemple pour le PMT-filtre, on arrive à un taux de 10^{-9}, ce qui est tout à fait négligeable.

Pour les mêmes raisons, la probabilité que deux photons produits par le même électron parviennent à un PMT donné est très faible (puisque proportionnelle au carré de l'efficacité géométrique). Si ce dernier cas de figure se réalise, il est très peu probable que deux photoélectrons soient émis par la photocathode (les PMT sont réglés au gain du photoélectron unique), ou sinon, les deux photons électrons seront comptés comme un seul pulse du fait de leur quasi-simultanéïté. Cet effet ne donc pas pris en compte par la suite.

4.3.5 Conclusion

Le choix de ne pas collimater les électrons de la source, présente trois avantages qui permettent de bien maîtriser la géométrie du volume de fluorescence :

- l'angle de vue ne varie pas car il est limité par le plomb ;
- une plus grande quantité d'électrons parviennent au scintillateur ;
- l'efficacité de mesure est bien meilleure.

4.4 Contrôle du gaz

Le gaz utilisé est de l'azote ou de l'air sec (air sec recomposé de la firme Messer) dont la composition est indiquée dans le tableau 4.2. Cet air industriel n'a pas la même composition que l'atmosphère, puisqu'il ne contient ni argon ni les traces des autres gaz rares présents naturellement dans l'air. Mais l'influence de ces impuretés sur le rendement de fluorescence est très faible (≤ 1 % pour l'argon) et sont négligées.

Le gaz est confiné dans une enceinte hermétique d'acier inoxydable pour éviter toute pollution par dégazage. Un mélangeur, placé derrière les bouteilles, autorise le passage de l'un ou l'autre gaz ou encore permet d'introduire des impuretés.

Toute l'optique, passées les fenêtres, est à l'air libre, à la pression et température de la pièce. Les fenêtres permettant aux photons d'atteindre les détecteurs et fermant l'enceinte sont en quartz. Le quartz est transparent aux photons de la fluorescence. Deux couches anti-reflet limitent les pertes optiques à 1 % au lieu des 8 % usuels (voir les courbes de transmission sur la figure 4.7).

Les températures et pressions internes et externes à l'enceinte sont contrôlées toutes les minutes. Les sondes internes sont placées dans l'enceinte une fois pour toutes. Elles sont reliées à l'acquisition de données *via* un ADC lent CAMAC. La calibration des sondes est détaillée plus loin.

Composition de l'air sec (Messer)	
N_2	79 %
O_2	21 %
H_2O	$\leq$ 2 ppm
CO et CO_2	$\leq$ 0.5 ppm
NO_x	$\leq$ 0.1 ppm
hydrocarbures	$<$ 0.1 ppm
Ar	absent

TAB. 4.2 – Composition de l'air sec reconstitué utilisé pour la mesure du rendement de fluorescence

Le gaz circule constamment à un débit ajustable et constant au cours d'une mesure, de l'ordre de 1 L.h^{-1} (voir le schéma de la circulation du gaz figure 4.16). De cette façon, toute difficulté relative à son vieillissement, comme la formation d'ozone qui absorbe les ultraviolets ou le dégazage par les tuyaux, est éliminée. La circulation et le débit sont assurés par des débitmètres Bronkhorst (précis à mieux que 1 %), une pompe ultrapropre et un réducteur de pression (TESCOM N°44-4700). La référence de ce dernier étant la pression extérieure, il est nécessaire de mesurer précisément la pression de la pièce. Le système a ainsi été calibré par un baromètre de précision à mercure (baromètre de Jean Perrin).

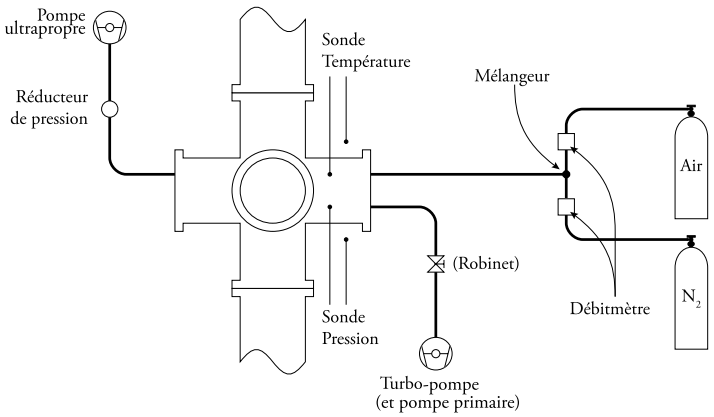


FIG. 4.16 – Représentation schématique de la circulation du gaz dans l'enceinte de fluorescence.

Avant la première prise de données, on a pu s'assurer que l'enceinte était bien étanche en y faisant le vide (turbopompe). On atteint sans difficulté un vide stable de 10^{-5} mbar.

4.5 Acquisition de données

Le traitement rapide (à la nanoseconde près) a été réalisé avec des modules NIM, et les enregistrements par des modules CAMAC et VME reliés à un programme d'acquisition LabVIEW 6.1. Une partie importante de mon travail personnel a été l'écriture du programme

d'acquisition de données sous LabVIEW. L'annexe A détaille le fonctionnement de l'acquisition de données électronique et logicielle.

La figure 4.17 schématise les étapes de l'acquisition. Le principe est de ne retenir que les photons qui se trouvent en coïncidence temporelle avec un électron. Le diagramme complet, comprenant les durées des retards introduits et les seuils des discriminateurs, peut également être consulté en annexe.

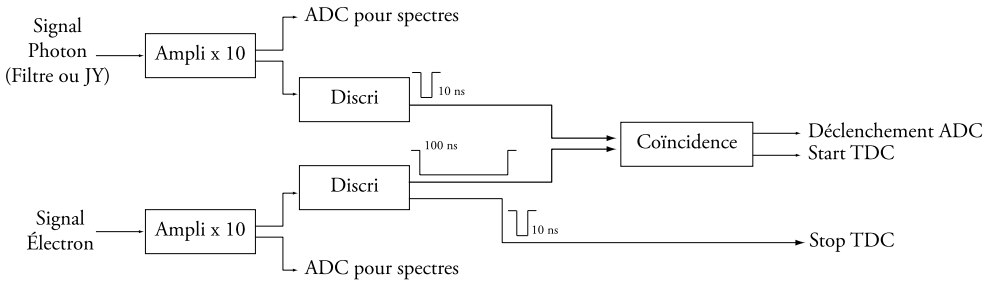


FIG. 4.17 – Schéma simplifié de l'acquisition de données. Le schéma complet, incluant les retards, se trouve en annexe. Le signal électron a une largeur de 100 ns à l'entrée de la coïncidence pour tenir compte des durées de vie des niveaux moléculaires : le signal photon est naturellement retardé. En revanche, l'arrêt du TDC est commandé par un signal court pour éviter d'inclure un temps mort supplémentaire.

La mesure proprement dite se fait avec les TDC et les échelles. Celles-ci permettent de corriger les temps morts. Chaque spectre TDC est déclenché par la coïncidence entre le signal photon et le signal électron. La conversion est stoppée par le signal électron retardé.

La coïncidence entre le photon et l'électron doit tenir compte des durées de vie des niveaux excités. On introduit donc ici un temps mort important, auquel s'ajoute celui dû à l'enregistrement des spectres. Les spectres TDC enregistrés ne sont donc que des images, homothétiques, des spectres réels, c'est-à-dire pour lesquels le temps mort est nul. On corrige cet effet en se normalisant aux échelles correspondantes, qui n'ont qu'un temps mort très faible et mesuré : respectivement 1.2 % et 0.7 % pour les deux signaux électrons.

Le rôle des spectres ADC n'est que de vérifier la stabilité des gains des PMT au cours des mesures. Ils ne sont pas utilisés dans l'analyse.

4.6 Réglage des PMT photons

Quand la quantité de lumière est très faible, les photons arrivent les uns après les autres sur la photocathode. Le PMT fonctionne alors dans un mode discret, appelé mode du photoélectron unique. Dans de telles conditions, le réglage du PMT nécessite un montage spécifique. Ce type de fonctionnement est décrit dans l'annexe B. Ne sont présentés dans cette partie que les résultats de ces réglages.

	PMT-filtre	PMT-JY
Canal du maximum du pic "1"	185	210
Canal du piédestal	39	33
Gain	$2.3 \cdot 10^7$	$2.8 \cdot 10^7$
Tension	2132 V	2403 V

TAB. 4.3 – Gain et tension appliquée à chaque PMT. Les gains sont les gains réels des PMT. Un amplificateur placé en sortie des PMT multiplie encore les gains par 10.

Gain

Par définition, le gain est le rapport du nombre d'électrons sur l'anode sur le nombre de photoélectrons émis par la photocathode. En mode photoélectron unique, il est donc directement donné par la position du pic du photoélectron unique sur le spectre ADC. Les deux PMT ont été réglés pour avoir le même gain, qui place leur maximum vers le canal 200. En prenant en compte la position du piédestal et de ce qu'un amplificateur de gain 10 a été intercalé, on arrive aux gains, et donc aux hautes tensions, donnés dans le tableau 4.3.

Seuil en énergie

La suppression du pic "0" au moyen d'un discriminateur (voir annexe B) élimine également une petite partie des vrais photoélectrons du pic "1". Il faut donc évaluer cette "inefficacité" de détection pour pouvoir la corriger dans l'analyse. Le tableau 4.4 indique la proportion de photoélectrons perdus par rapport à l'ensemble du pic "1".

PMT-filtre	**PMT-JY**
3.76 %	3.85 %

TAB. 4.4 – Proportion de photoélectrons uniques perdus par la coupure du discriminateur, par rapport à l'intégrale du pic du photoélectron unique réel. Aucune incertitude n'est précisée sur ces valeurs, car elles sont si faibles qu'une erreur de quelques % serait négligeable de toutes façons.

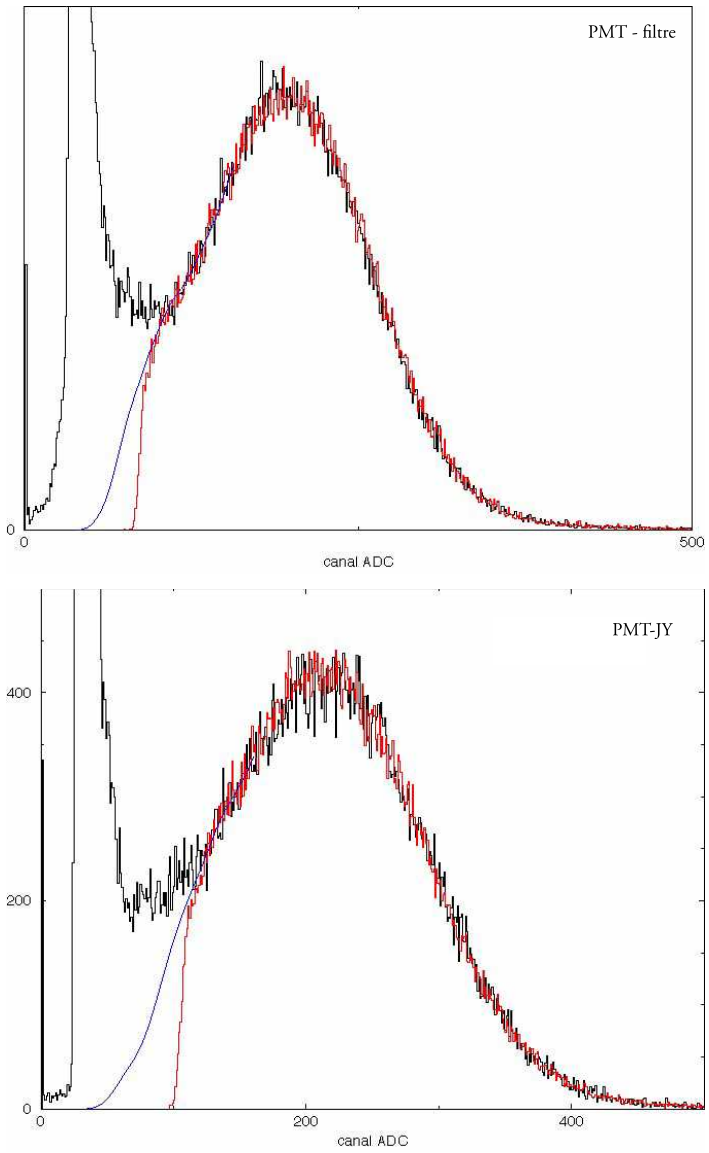


FIG. 4.18 – En haut, les spectres du PMT-filtre, et en bas, ceux du PMT-JY. Le spectre du photoélectron unique entier est en noir. Le pic étroit (tronqué) correspond à l'absence de photoélectron quand le déclenchement de l'ADC est le générateur pilotant la LED : il y a en moyenne quarante fois plus de déclenchements sans détection de photoélectron qu'avec. En rouge, le même spectre, une fois appliqué le seuil du discriminateur. La perte de photoélectrons réels est minime : elle correspond à l'intégrale entre la courbe bleue (spectre du photoélectron unique s'il ny avait pas de "0") et la courbe réelle en rouge (voir texte).

Chapitre 5

Calibration du Banc

5.1 Sondes de pression et de température

La référence absolue pour les sondes de pression intérieure et extérieure est prise sur un baromètre à mercure de précision auquel toutes les corrections dues au ménisque, etc... ont été apportées (précision de lecture de 0.02 mmHg). La variation du canal ADC mesuré en fonction de la pression est obtenue en pompant le gaz contenu dans la croix, et en mesurant la pression à l'intérieur grâce au système de mesure incorporé à la pompe. La pression la plus basse est prise quand la pompe indique une pression inférieure à 10^{-2} mbar. Le point à pression ambiante est pris avec le baromètre. Le graphe de la figure 5.1 présente les résultats de cette calibration.

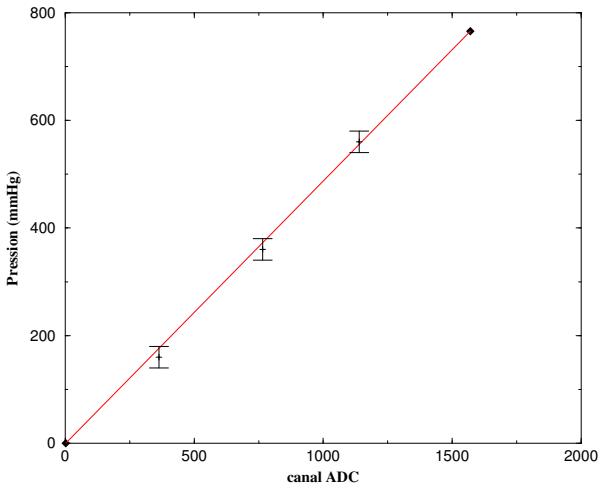


FIG. 5.1 – Calibration de la pression interne.

Les deux sondes de températures, intérieure et extérieure à la croix, sont toutes envoyées dans un ADC lent (CAMAC Lecroy 3510 de 11 bits, durée d'intégration 42 ms) après avoir été amplifiées pour augmenter la dynamique. Elles ont été calibrées par rapport à la température de la pièce, relevée pendant plusieurs jours.

5.2 Centrage de la lentille

Le centrage de la lentille a été effectué en deux temps : il faut tout d'abord fixer la lentille à la bonne distance de l'objet optique (le volume de fluorescence) pour que l'image de celui-ci soit focalisée dans le plan de la fente d'entrée du spectromètre. Les longueurs objet et image ont été calculées connaissant des caractéristiques de la lentille (Edmund Optics C46-278, de focale 150 mm et de diamètre utile 46 mm), le grossissement voulu (7) et enfin l'ouverture numérique du spectromètre. En effet, pour ne pas perdre de photons, il est indispensable que l'angle d'ouverture de la lentille vers le spectromètre soit inférieur à celui du spectromètre. Cette condition est respectée. Les distances objet et images sont respectivement de 1200 mm et 171 mm.

Pour ajuster la distance de focalisation, un cône de scintillateur dépoli, de hauteur 38 mm et de diamètre 20 mm à la base, a été centré dans la croix avant que la source de strontium n'y soit introduite. Illuminé par dessous par une lampe UV, il émet par excitation de la lumière visible bleue. Cette lumière est focalisée par la lentille sur le plan de la fente d'entrée du spectromètre. La position axiale de la lentille a donc été ajustée en fonction de la netteté de l'image observée sur la fente (fermée) du spectromètre.

La lentille est montée sur un mouvement micrométrique manuel permettant de centrer l'image du cône sur la fente d'entrée à mieux que 10 μm en transverse et en vertical. L'ajustement précis est effectué sur la raie la plus intense du spectre de l'azote (337.1 nm). Les mesures de l'alignement vertical ont été comparées avec les simulations réalisées par Jean Dolbeau (Monte-Carlo [Dolbeau]), et sont représentées sur la figure 5.2.

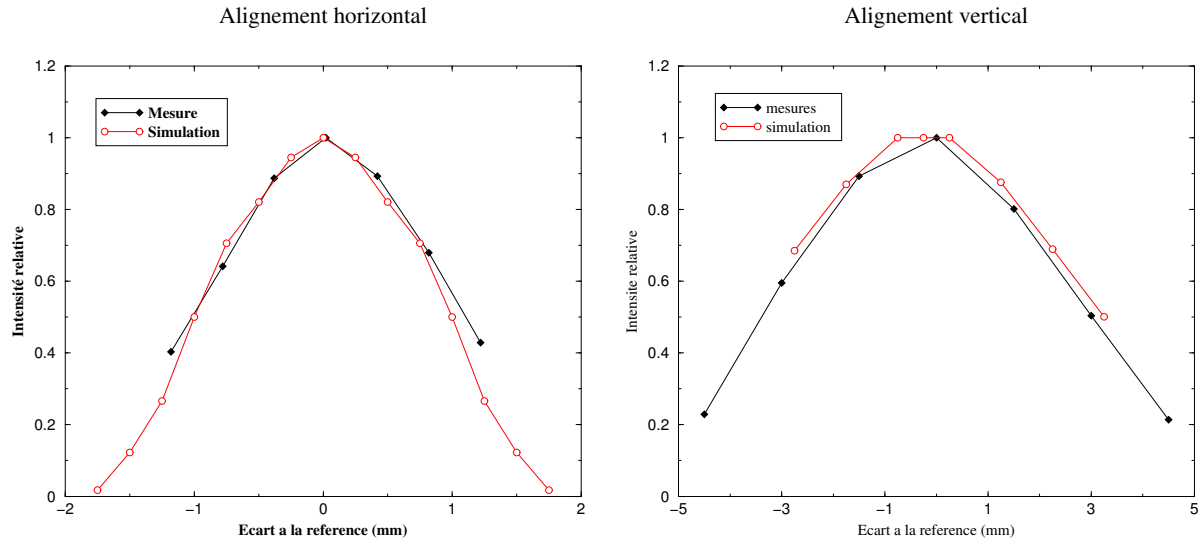


Fig. 5.2 – Résultats des mesures successives effectués pour aligner précisément la lentille transversalement (à gauche) et verticalement (à droite) sur le trajet des photons. L'origine de l'axe horizontal vient d'une position de référence, marquée sur l'axe de la vis micrométrique. Les mesures de la figure de droite (courbe noire) sont tout à fait compatibles avec la simulation (courbe rouge).

5.3 Spectromètre à réseau

Il est très difficile de mesurer précisément l'efficacité d'un appareil aussi complexe qu'un spectromètre à réseau. Le fabricant lui-même fournit une calibration spectrale avec 15 à 20 % d'incertitude. Néanmoins, une mesure peut nous donner une idée de la différence entre les données du constructeur et notre propre matériel, comme c'est le cas pour les PMT.

La source est la matrice de LED de 400 nm. Il s'agit d'une source large (20 nm à mi-hauteur), plus large donc que la réponse du spectromètre (6 nm). Nous ne disposions pas de laser dans l'UV.

La réponse du spectromètre à un faisceau monochromatique a été obtenue avec un laser He-Ne, de longueur d'onde centrale 632.8 nm et à très faible dispersion angulaire. La figure 5.3 montre les largeurs comparées de la LED et du laser, analysés par le spectromètre ouvert à 2 mm.

Comme un laser est bien plus étroit en longueur d'onde que la résolution du spectromètre, seule compte la hauteur du signal, c'est-à-dire l'intensité du flux détecté (et non pas son intégrale). Nous pouvons ainsi construire la courbe de la réponse intrinsèque du spectromètre : c'est la figure 5.6. Cette mesure a été effectuée pour trois largeurs de fentes (entrée et sortie) différentes : 2 mm (le maximum), 1 mm et 0.5 mm. En première approximation, l'intensité mesurée varie linéairement avec la largeur des fentes. La mesure du rendement de fluorescence est faite avec des fentes ouvertes au maximum. La résolution serait meilleure avec des fentes moins larges mais, à durée égale, la précision serait moins bonne, car la statistique serait moins importante.

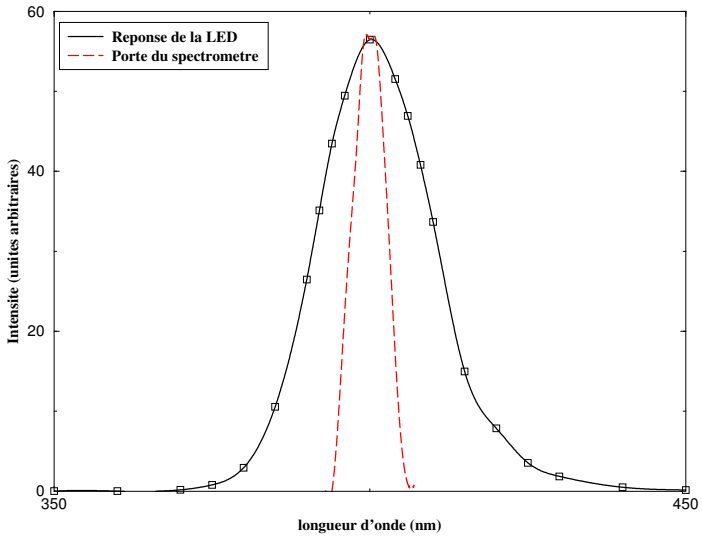


FIG. 5.3 – Largeurs comparées de la LED et de la réponse du spectromètre. En noir, la réponse de la LED de 400 nm. En rouge, la réponse propre du spectromètre : c'est la courbe de la figure 5.6 pour des fentes de 2 mm, translatée à 400 nm.

Le spectromètre a donc été calibré à deux longueurs d'onde :

– 633 nm avec le laser He-Ne ;
– 400 nm avec les LED.

Chaque efficacité absolue est obtenue en comparant le flux reçu par une photodiode calibrée en présence du spectromètre et en son absence. Les photodiodes utilisées ici sont des Ophirs (Ophir Optronics, modèle PD300-UV-SH), elles seront nommées Ophir 1 et Ophir 2. Leur précision de calibration est de 1.5%. Les montages correspondants sont indiqués sur les figures 5.4 et 5.5 dans le cas du laser. Pour la mesure à 400 nm, le support des LED a été fixé directement sur le port d'entrée de la sphère.

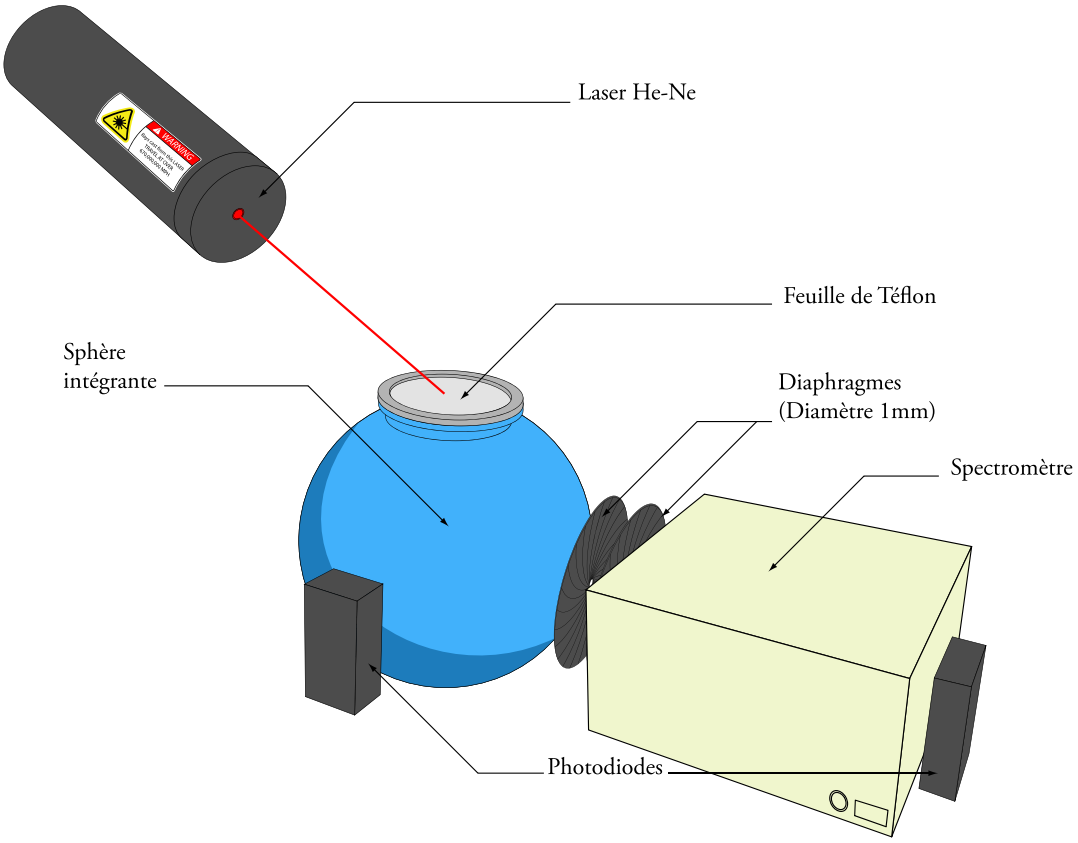


FIG. 5.4 – Calibration du spectromètre. Après diffusion, la lumière du laser est dirigée vers une photodiode et vers le spectromètre. Pour la mesure à 400 nm, le support des LED a été fixé directement sur le port d'entrée de la sphère.

La lumière du laser (non polarisée) entre dans une sphère intégrante après diffusion sur un feuillet de téflon de 0.5 mm d'épaisseur. Il n'y a pas de diffuseur pour la mesure utilisant les LED. La photodiode Ophir 2 est fixée sur un port de la sphère (elle sert de référence), tandis que l'autre port est dirigé vers le spectromètre. Le flux lumineux est atténué au moyen de deux diaphragmes de 1 mm de diamètre à 10 mm l'un de l'autre, de façon à respecter l'ouverture numérique du spectromètre. La photodiode Ophir 1 est fixée sur la sortie du spectromètre.

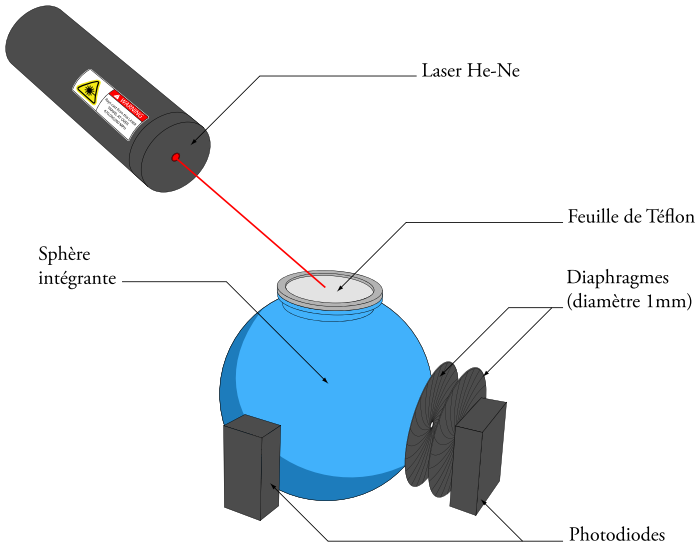


FIG. 5.5 – Détermination du rapport des flux lumineux pour la calibration du spectromètre. Pour la mesure à 400 nm, le support des LED a été fixé directement sur le port d'entrée de la sphère.

L'intensité mesurée par chaque photodiode est relevée et convertie en puissance *via* leur propre courbe de calibration. Le rapport des flux entre les deux sorties est de $7.58 \cdot 10^3$. Le tableau 5.1 rassemble les résultats des deux mesures, ainsi que l'efficacité nominale de l'appareil.

Comme la LED est plus large que la résolution du spectromètre, il faudrait, normalement, :

- mesurer le spectre de la LED analysé par le spectromètre ;
- le déconvoluer de la réponse de ce dernier.

On retrouverait ainsi l'intensité "vraie" du flux, celle que l'on aurait mesuré si cette source avait été plus étroite que 6 nm.

λ (nm)	Mesure	Donnée Jobin-Yvon
400	15 %	61 %
633	33 %	40 %

TAB. 5.1 – Comparaison entre l'efficacité du spectromètre mesurée et l'efficacité nominale, fournie par le fabricant.

Pourtant, dans ce cas précis, cette étape n'est pas nécessaire. En effet, la photodiode réalise déjà l'intégration du spectre de la LED à 1.5 % près, que le spectromètre soit présent (intégration sur 6 nm) ou non (intégration sur 20 nm). En comparant les deux mesures, on compare déjà les intensités des flux. L'efficacité que l'on veut mesurer (qui est, par définition, le rapport des surfaces des spectres déconvolués détectés avec et sans le spectromètre) est donc simplement le rapport des flux reçus par la photodiode (voir la figure 5.3).

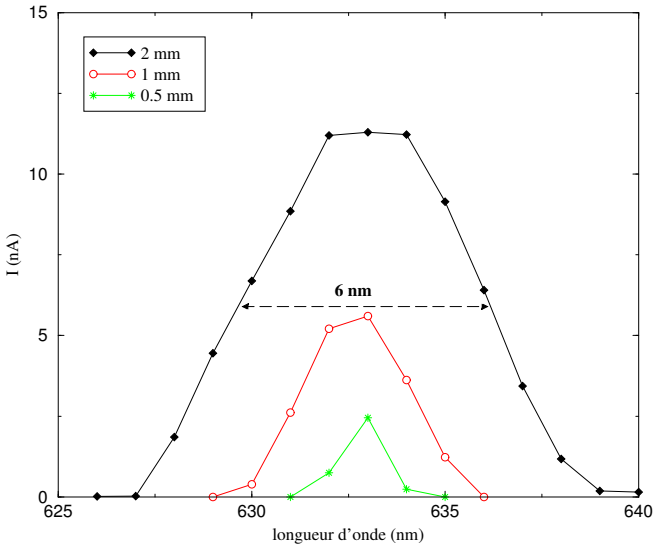


FIG. 5.6 – Intensité mesurée par la photodiode fixée en sortie du spectromètre en fonction de la longueur d'onde, pour trois ouvertures de fentes. Les fentes d'entrée et de sortie ont la même largeur. La longueur d'onde du laser utilisé est 632.8 nm.

L'efficacité mesurée à 400 nm porte une incertitude de 10 %, principalement à cause de celle sur l'angle solide d'entrée dans le spectromètre. L'efficacité mesurée à 633 nm a, elle, une incertitude de 20 %. L'incertitude sur l'angle solide de l'entrée dans la sphère, malgré la présence du diffuseur, s'ajoute à celle de l'entrée dans le spectromètre. Il n'y a pas eu d'effort spécifique pour améliorer la précision de cette mesure-ci, car le laser a surtout servi à mesurer la largeur de la réponse du spectromètre.

La courbe d'efficacité absolue du spectromètre, donnée par le constructeur quand le spectromètre est neuf, est présentée sur la figure 7.7. Les résultats des mesures y figurent en rouge. L'écart constaté entre notre mesure et la valeur de la documentation réside dans le vieillissement de l'appareil [HOCRELLE]. Les éléments optiques internes (quatre miroirs et un réseau) sont aluminisés, et s'oxydent à l'air. Après une dizaine d'années, selon les conditions de stockage et la quantité de photons UV reçue, la perte d'efficacité peut atteindre 15 % par élément optique, soit 40 % en tout. Le spectromètre de cette mesure a une vingtaine d'années, et a été précédemment utilisé avec une lampe à deutérium d'une centaine de watts. La perte d'efficacité n'est pas constante en longueur d'onde, car le système s'abîme plus rapidement dans l'UV que dans le visible.

Enfin, on peut se demander si un unique point entre 300 et 430 nm est suffisant pour effectuer la mesure spectrale. La variation d'efficacité du spectromètre est très importante entre 633 et 400 nm, et également très différente des données du constructeur. Il est donc possible d'imaginer une variation supérieure aux 10 % d'incertitude que nous avons porté sur la mesure. Nous comparerons au chapitre 7 les intensités des raies que nous avons mesurées à celles mesurées par Ulrich [air].

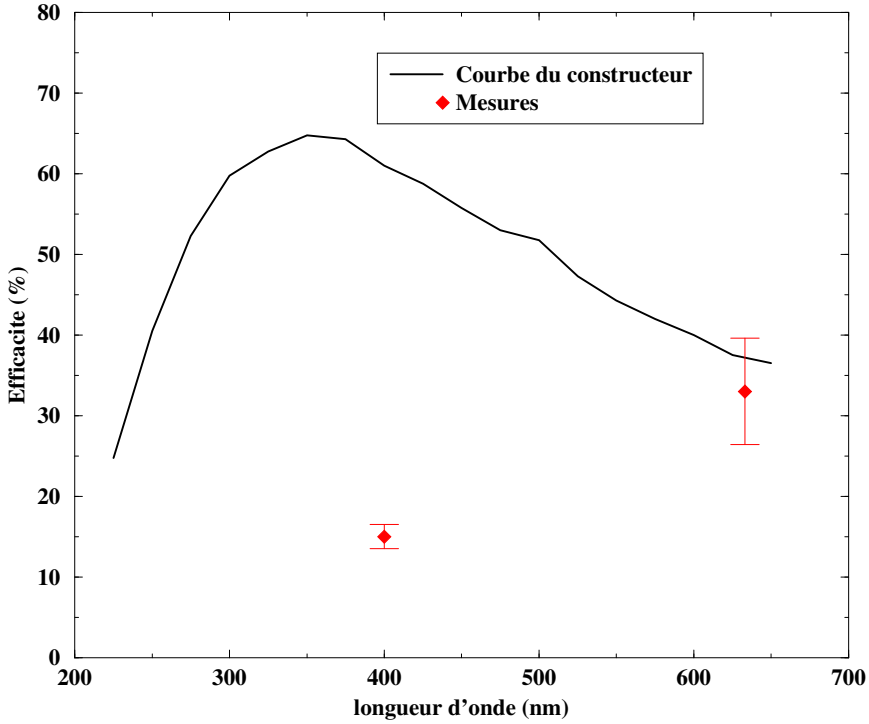


FIG. 5.7 – Courbe d'efficacité du spectromètre entre 225 et 650 nm. La variation donnée par le constructeur (trait plein en noir) n'est connue qu'à 20 % près. Les deux points sont les mesures à 400 et 633 nm.

Chapitre 6

Mesure des Efficacités des Photomultiplicateurs

6.1 Principe de la Mesure

L'efficacité de détection lors d'une mesure se définit comme le rapport du nombre de fois où le phénomène à mesurer est observé sur le nombre de fois où il est produit. Elle est liée à la configuration géométrique du montage (angles solides), aux différentes atténuations (absorption dans l'air, présence de filtres...) et à la qualité de l'instrument de mesure.

La mesure de fluorescence utilise trois photomultiplicateurs. Comme cela a été expliqué au cours du chapitre précédent, deux d'entre eux détectent des photons et fonctionnent en mode photoélectron unique, contrairement au troisième, qui mesure le spectre de la source. Une bonne connaissance de l'efficacité de détection n'est pas aussi critique pour ce dernier. Pour en comprendre la raison, le paragraphe suivant explique le fonctionnement des PMT et définit les efficacités de chaque composante du détecteur. Ensuite seulement, il est possible d'imaginer une mesure qui permette d'obtenir l'efficacité de détection avec précision.

6.1.1 Le Photomultiplicateur

Fonctionnement d'un photomultiplicateur

Le tube photomultiplicateur convertit les photons qu'il détecte en un courant dont l'intensité est proportionnelle à la puissance déposée [Pho02]. Si le flux de lumière est continu, le courant de sortie sera aussi continu. Si la lumière est pulsée, la sortie sera pulsée. La constante de temps interne est de l'ordre de 10 ns (le PMT fonctionne en courant, donc à basse impédance, et avec de faibles capacités car les dynodes sont éloignées les unes des autres). Tout phénomène plus lent sera alors bien reproduit. Le schéma de principe du PMT est représenté sur la figure 6.1. On distingue quatre parties :

- la photocathode, siège de l'émission photoélectrique. Le matériau photoémissif est déposé par évaporation sur la surface interne transparente du détecteur (photocathode transmissive) ;
- un système électrostatique focalisant les électrons sur la première dynode ;

– une dizaine de dynodes, qui amplifient successivement le signal par émission secondaire. Comme la photocathode, les dynodes peuvent être semiconductrices pour maximiser l'émission secondaire ;
– l'anode finale, qui fournit le pulse de sortie.

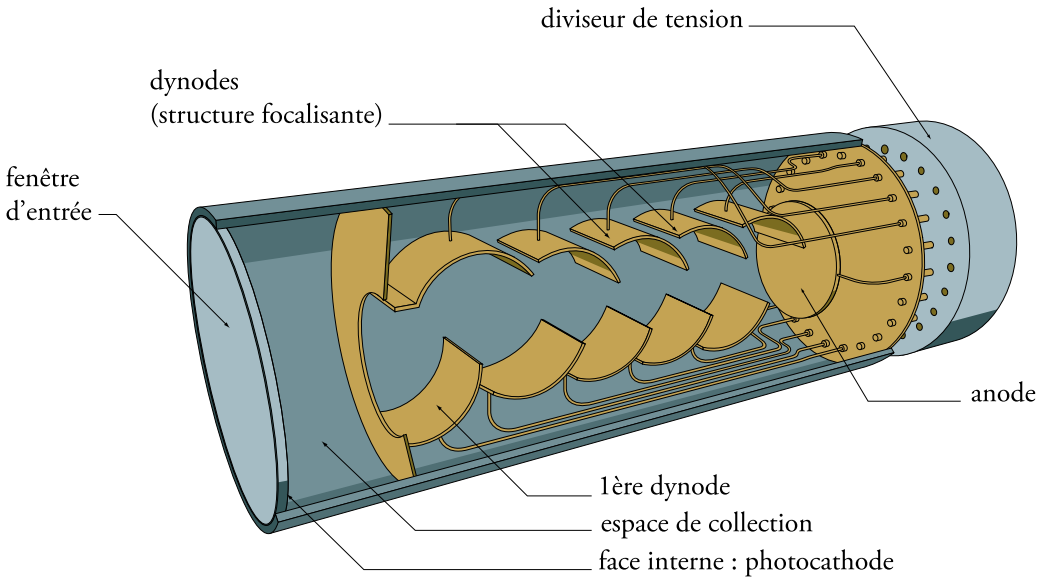


FIG. 6.1 – Représentation schématique d'un tube photomultiplicateur.

Le PMT et son alimentation (diviseur de tension) est choisi en fonction de la mesure à effectuer : domaine spectral, rapidité du pulse, bruit de fond, gain... Les caractéristiques des deux PMT XP2020Q de Photonis employés pour détecter les photons dans la mesure de fluorescence sont résumées dans le tableau 6.1.

Définitions des efficacités du PMT

Chaque étape de la détection est caractérisée par une efficacité [Pho02, Pho99] :

– ε_q**, l'efficacité quantique** de la photocathode traduit sa capacité à produire des photoélectrons. Elle est définie par le rapport du nombre de photoélectrons émis par la photocathode sur le nombre de photons incidents $\frac{N_{pe}}{N_{ph}}$. On parle aussi de sensibilité radiative de la photocathode, S_k, donnée en mA.W^{-1}. D'une part, la puissance P (W) est proportionnelle au nombre de photons reçus par unité de temps $\mathrm{N_{ph}}$ car $P = N_{ph} \cdot \frac{hc}{\lambda}$. D'autre part, le courant I est proportionnel au nombre d'électrons par unité de temps N_{pe} via la relation $I = N_{pe}e$. La sensibilité radiative S_k s'écrit donc :

$$S_k = \frac{I}{P} = \frac{N_{pe}e}{N_{ph}\frac{hc}{\lambda}} = \varepsilon_q \frac{\lambda e}{hc}$$

En pratique, la mesure de S_k permet de déduire ε_q.

Fenêtre d'entrée	
Matériau	quartz (silice)
Photocathode	bi-alkaline
Intervalle spectral	150 - 650 nm
Sensibilité maximale à	420 nm
Indice de réfraction à 420 nm	1.48
Multiplicateur	
Structure	focalisante
Nombre de dynodes	12
Diviseur de tension type C	
Polarité	positive
Bruit de fond	30 et 300 coups/s
Rapport pic/vallée	2.5
Résolution	70 %
Temps de montée	1.6 ns
Gain pour HT = 2000 V	3×10^7

TAB. 6.1 – Résumé des caractéristiques des tubes photomultiplicateurs (PMT) XP2020Q employés dans l'expérience.

- ε_{coll}**, l'efficacité de collection**, définie par le rapport du nombre de photoélectrons atteignant la surface utile de la première dynode sur le nombre total de photoélectrons produits $\frac{N_1}{N_{pe}}$. Elle dépend de la haute tension appliquée au PMT, car celle-ci définira la forme de "l'entonnoir" électrostatique attirant les photoélectrons vers la première dynode. Nous verrons plus tard comment le produit $\varepsilon_q \times \varepsilon_{coll}$ varie en fonction de la position du point d'impact du photon sur la photocathode.
- **les efficacités de collection** η_i **et de multiplication** δ_i des dynodes suivantes. δ_i est le nombre d'électrons émis par la dynode i par électron incident. η_i est l'efficacité de collection de l'espace inter-dynode qui suit la dynode i. η_i et ε_{coll} dépendent du diviseur de tension employé pour alimenter les dynodes et donc de la haute tension appliquée au PMT. En fait, les mesures de rendement montreront que η_i est plus faible à haut gain qu'à gain moyen.

Ces grandeurs permettent de définir le gain G d'un PMT comme le rapport du nombre d'électrons atteignant l'anode sur celui des photoélectrons : $G = \frac{N_{anode}}{N_{pe}}$. En introduisant n_1, le nombre d'électrons atteignant la 1ère dynode, on peut écrire

$$G = \frac{N_1}{N_{pe}} \cdot \frac{N_{anode}}{N_1}$$

En définissant le gain de la dynode i comme $g_i = \eta_i \delta_i$, on exprime G en termes d'efficacités :

$$G = \varepsilon_{coll} \cdot \prod_{i=1}^{N} g_i$$

Les quantités ε_q et G ne sont pas des constantes. Elles varient essentiellement en fonction de deux paramètres :

- **la position, sur la photocathode, d'où sont émis les photoélectrons**. L'épaisseur de la couche photoémettrice n'est pas tout à fait constante sur la surface de la photocathode à cause de son mode de dépôt (par évaporation ou par flashage) : la probabilité d'émission est donc une fonction f(x, y). De plus, la disposition des dynodes n'est pas symétrique par rapport à l'axe du PMT. La collection des électrons ne sera donc pas également efficace sur la surface de la cathode. Cette sensibilité n'est généralement pas donnée par le constructeur : c'est le cas pour les PMT employés dans le banc de fluorescence. La cartographie de la sensibilité de la surface de la photocathode, effectuée au laboratoire sur les PMT de l'expérience, est détaillée dans la section suivante. C'est une mesure de l'efficacité relative du PMT ;
- **la longueur d'onde.** La photocathode possède son propre spectre d'efficacité, c'est-à-dire que celui-ci varie aussi avec la longueur d'onde des photons incidents. Dans le cadre des mesures de fluorescence, cette dépendance est peu marquée car l'intervalle spectral étudié est relativement étroit (130 nm). Notre point de mesure se situe dans ce spectre : la LED utilisée émet dans l'UV proche (longueur d'onde au maximum d'intensité 370 nm, largeur spectrale de 12 nm).

  La sensibilité spectrale de la photocathode est donnée par Photonis avec une erreur relative (d'une longueur d'onde à une autre) inférieure à 1 %, et cette mesure est faite avec une source de lumière calibrée. L'erreur absolue est importante : de l'ordre de 15 à 20 %. Il est en effet très difficile, et donc peu précis, de contrôler le nombre de photons émis par une source lumineuse ainsi que sa variation : pour cela, il faut contrôler à 1 % près l'intensité ainsi que l'angle et la surface d'émission, ce qui est quasiment impossible. De plus, l'efficacité en fonction de la position sur la photocathode peut varier de 30 %.

6.1.2 Utilisation dans le banc de fluorescence

Dans le cadre du banc de fluorescence, deux phénomènes lumineux sont mesurés :

- d'une part la lumière du scintillateur, excité par les électrons de la source ;
- d'autre part la production d'un photon de fluorescence et sa détection dans l'un des deux bras.

Le paragraphe qui suit explique la raison pour laquelle la précision requise sur l'efficacité de mesure de chacun de ces phénomènes n'est pas du tout la même.

Détection des électrons

La source émet isotropiquement des électrons d'énergie variable entre 0 et 2.28 MeV. Seuls les électrons touchant le scintillateur peuvent être détectés et il faudra tenir compte de l'efficacité géométrique. Le nombre de photons émis par le scintillateur sera d'environ 10 000 par MeV. L'efficacité du PMT "électrons" étant de l'ordre de 20 %, on aura en moyenne 2 000 photoélectrons par électron de 1 MeV. La probabilité de détection vaut donc 1. La précision de la mesure est donc, dans ce cas, indépendante de la précision avec laquelle

on connait l'efficacité du PMT. Il est donc inutile de mesurer l'efficacité en photoélectron unique de ce PMT puisqu'il ne fonctionne pas dans ce mode.

De façon générale, quand un PMT reçoit une grande quantité de lumière, c'est-à-dire quand le nombre de photons est largement supérieur à 5 (pour une efficacité de détection de 20 %), la photocathode émettra toujours plusieurs photoélectrons. Il n'est donc pas nécessaire que le gain du PMT soit très élevé, puisque le signal est alors déjà mesurable. On dit que le PMT fonctionne "à bas gain". Il faut cependant bien distinguer l'efficacité de la détection (ici, 1) de l'efficacité du PMT lui-même, qui est par définition le rapport du nombre de photoélectrons émis par la photocathode sur le nombre de photons reçus.

Détection des photons de fluorescence

Environ 4 photons sont créés par électron et par mètre parcouru [KAKIMOTO$^+$96], et ils sont émis isotropiquement. Il y a donc environ 0.2 photon par électron dans la fenêtre de 4 cm du banc (cf chapitre précédent). L'efficacité géométrique étant de $3.689 \cdot 10^{-4}$ vers le PMT-filtre, la probabilité de détecter 2 photons est très faible (de l'ordre de 10^{-8}). Comme toujours, il faut considérer l'efficacité géométrique (angles solides), l'absorption et la réflexion sur les fenêtres et les lentilles.

Quand un photon atteint la photocathode de l'un des 2 PMT, l'efficacité de détection de ce photon unique dépendra de celle du PMT, c'est-à-dire de sa faculté à le transformer en un pulse d'électrons de taille suffisante pour déclencher un discriminateur. Dans ce cas, contrairement à celui du PMT "électrons", la connaissance de l'efficacité du PMT est cruciale. La précision de la mesure sera directement proportionnelle à la précision avec laquelle cette efficacité est connue (les efficacités géométriques, d'absorption et de réflexions sont facilement évaluables à mieux que 1 %).

On appelle "fonctionnement à haut gain" la détection par un PMT de photons individuels en très petit nombre : il faut imposer un grand gain G, c'est-à-dire appliquer une haute tension élevée, pour qu'un unique photoélectron produise un pulse distinguable du bruit de fond du PMT. Les deux PMT qui détectent les photons de fluorescence fonctionnent de cette façon.

Photonis fournit les efficacités de ses PMT à 15-20 % près. Or, la précision désirée par la physique des rayons cosmiques exige que cette incertitude soit ramenée à moins de 5 %. Naturellement, pour que la mesure de fluorescence soit absolue, l'efficacité des PMT doit elle aussi être absolue. La variation d'efficacité absolue sur la surface de la photocathode est largement supérieure à notre limite de 5 %. Il est donc nécessaire de faire cette cartographie et de la normaliser à la mesure absolue en un point de la photocathode.

Plusieur expériences ont déjà été confrontées au problème de détermination de l'efficacité. Mais dans la plupart des cas, il s'agissait de choisir un PMT plutôt qu'un autre, et non calibrer celui d'une expérience. Les méthodes de mesures d'efficacité les plus utilisées sont détaillées ci-dessous. Elles ne sont pas toutes applicables à la calibration des PMT du banc, car celle-ci doit se faire dans des conditions identiques à celles de la mesure.

Problèmes soulevés par l'utilisation d'une source lumineuse calibrée dans la mesure de l'efficacité d'un PMT

a) problème lié au gain ([Foord+69], [BirenbaumScarl73], [LakesPoultney71], [Tub])

La mesure directe du courant de cathode permet de déterminer le gain et l'efficacité quantique séparément. Pour le gain, il faut également mesurer le courant d'anode, puisque $G = \frac{N_{anode}}{N_{pe}} = \frac{I_{anode}}{I_{photocathode}}$. Pour être mesurable et pour que la précision soit suffisante, le courant de cathode doit être de l'ordre du nanoampère. Mais dans le cas où le PMT doit fonctionner à haut gain ($\sim 10^7$), le courant d'anode sera trop intense (10 mA) pour que le fonctionnement du PMT soit encore linéaire, et la mesure est faussée. Pour cette raison, il est usuel de faire fonctionner le détecteur comme une photodiode, c'est-à-dire que seule la cathode et les deux premières dynodes sont mises sous tension pour avoir un champ électrique dans l'espace de collection identique à celui du fonctionnement normal. On peut alors mesurer le courant de cathode directement.

Cette mesure en deux temps nécessite de faire varier l'intensité de la source de plusieurs ordres de grandeur. Il est très difficile de conserver une bonne précision du flux absolu au cours d'une telle variation.

On peut aussi remarquer qu'à haut gain, si on diminue le flux de photons à l'entrée du PMT, on ne restera pas en régime continu. À un moment, on sera en mode photoélectron unique : le PMT détecte les photons indépendamment les uns des autres.

b) problème lié à l'utilisation d'une source lumineuse calibrée ([BirenbaumScarl73], [Tub], [Besson+94])

Connaissant le nombre de photons envoyés sur le PMT, il est facile d'en déduire son efficacité quantique : selon le flux, il suffit de compter le nombre de photoélectrons qui ont déclenché un discriminateur ou de mesurer le courant de cathode. Différents types de sources peuvent être calibrés de façon absolue dans ce but (lasers, lampe, LED). On dispose alors du spectre de puissance de la source $d^3P/dSd\lambda d\Omega$. Bien que le principe soit très simple, la mise en oeuvre est très délicate à cause des fluctuations de flux des sources avec la température ou au cours du temps (et, comme expliqué plus haut, il faut contrôler la surface d'émission, son angle solide et le flux). Ces fluctuations sont difficiles à contrôler précisément.

Le principal problème réside dans l'ouverture numérique de la source, car l'angle solide précis dans lequel elle émet ses photons est le plus souvent mal déterminé. En effet, il est quasiment impossible d'obtenir une source lumineuse sans lobes, lesquels seront la cause de la mauvaise qualité de la mesure si l'angle solide n'est pas assez grand [BirenbaumScarl73], [Tub]. Pour pallier à cet effet, la source peut n'être calibrée que dans la partie centrale de la tache lumineuse [Besson+94].

En résumé, les PMT mesurés de cette façon ont des efficacités connues à 10-15 % près.

Comparaison des flux lumineux détectés par le PMT et un détecteur calibré (type NIST) ([BILLER+99])

Cette méthode s'affranchit des problèmes de variation d'intensité de la source lumineuse. Elle consiste à mesurer simultanément les flux reçus par le PMT et par un photodétecteur calibré de façon absolue (NIST, NPL, CNAM...). La mesure simultanée des flux se fait la plupart du temps avec une lame séparatrice. La principale difficulté est due au fait que le gain d'une photodiode NIST est de 1 au maximum, alors que celui des PMT peut être supérieur à 10^7. Or, les efficacités des détecteurs doivent absolument être mesurées à haut gain, car elles varient avec le gain : la collection d'électrons dans le PMT se modifie avec l'électrostatique, donc avec la tension inter-dynode, et finalement avec le gain [LAVOUTE].

Un autre type de dispositif diviseur de flux, utilisé par l'expérience SNO pour calibrer ses PMT, est décrit dans [BILLER+99]. Il utilise une sphère intégrante, dont le fonctionnement est expliqué en détails dans le chapitre 6.3. Le schéma du montage est reproduit en figure 6.2.

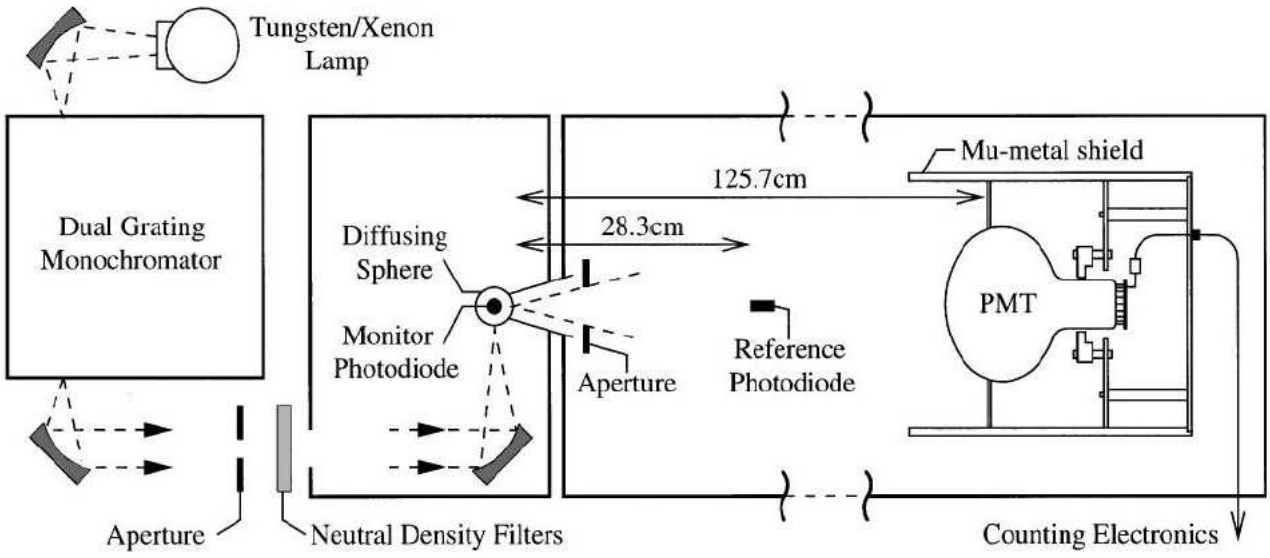


FIG. 6.2 – Montage créant une source contrôlée pour la calibration d'un PMT [BILLER+99].

Un faisceau monochromatique est focalisé dans une sphère intégrante possédant un port d'entrée et deux ports de sortie. La sphère sert à créer une source lumineuse stable et non-polarisée. Son intensité spectrale est mesurée en permanence par une photodiode calibrée ("Monitor Photodiode" sur le schéma 6.2). L'ensemble {source+sphère+photodiode} est similaire à une source calibrée en intensité (et en intensité seulement), à la différence que cette source est constamment calibrée. Il s'agit donc un progrès très important comparé aux méthodes précédentes, qui acceptent une calibration définitive, sans tenir compte des possibles variations ultérieures.

L'autre sortie est dirigée vers une chambre noire dans laquelle est placée le PMT à tester. Régulièrement au cours de la mesure, une seconde photodiode est intercalée entre la sphère et le PMT pour contrôler la valeur absolue du flux ("Reference Photodiode" sur le schéma 6.2).

Malgré son ambition, ce montage ne résout pas le problème qui consiste à mesurer de façon absolue l'efficacité d'un PMT, ce pour deux raisons :

- Le flux à la sortie de la sphère est lambertien, c'est-à-dire proportionnel à $\cos\theta$. Le PMT n'est donc pas illuminé uniformément, ce qui est nécessaire si l'on veut mesurer son efficacité sur toute la photocathode.
- La différence de gain empêche de placer la photodiode de référence à la même distance de la sphère que le PMT. Le flux reçu par le PMT n'est donc pas mesuré directement, mais déduit de la mesure de la photodiode.

Malgré l'avancée que représente ce dispositif, il trouve ici sa limitation : aucune des deux photodiodes ne contrôle le flux *effectivement* reçu par le PMT.

Méthode de calibration des PMT mise au point pour la mesure de fluorescence

Finalement, la calibration "idéale" que nous proposons est très proche de celle qu'a proposé [Biller+99]. En particulier, le contrôle constant du flux de la sphère permet de diminuer l'erreur systématique sur la calibration de la source. Mais elle permet, en plus du contrôle des variations d'intensité, de s'affranchir des problèmes de répartition lumineuse. Si on veut calibrer les PMT à haut gain avec une précision inférieure à 5 %, deux améliorations sont indispensables :

- Pour la calibration du PMT, le contrôle en intensité de la source seule est insuffisant. Le type de montage montré en figure 6.2 ne permet pas de mesurer précisément le flux du PMT. Il faut donc imaginer un système qui permette d'atténuer l'intensité lumineuse de façon stable et répétitive d'un facteur environ 10^7 pour pouvoir utiliser les deux instruments *en même temps*. On s'affranchit ainsi totalement des variations de flux des sources lumineuses, à la fois inévitables et impossible à annuler à ce niveau de précision. L'emploi de filtres neutres ne résoud pas non plus le problème de l'atténuation du flux, car la réponse de l'association de tels filtres n'est connue qu'à environ 10 % (effets de réflexion, de diffusion...). Les filtres ne peuvent donc pas être la solution pour obtenir un résultat précis.
- Comme l'atténuation elle-même est une source d'erreur systématique, il est nécessaire de la calibrer aussi. Pour cela, il faut pouvoir remplacer le PMT par la photodiode de référence, c'est-à-dire placer cette dernière exactement à la même distance du centre de la sphère et avec la même ouverture que le PMT. De cette façon, l'intensité et les lobes éventuels sont identiques pour les deux mesures.

Le montage qui répond à ces deux exigences a été conçu et réalisé au laboratoire. Il est présenté dans la troisième partie de ce chapitre. Une sphère intégrante ne suffit pas à atténuer suffisamment l'intensité lumineuse, puisque le montage de [Biller+99] ne permet pas de mettre la photodiode au même endroit que le PMT. Autrement dit, avec une seule sphère, le rapport des surfaces détectrices de deux photodiodes (photodiode de mesure :1 mm^2

et photodiode de contrôle : 100 mm^2) n'est que de 1/100, très loin des 10^{-7} nécesaires... Au lieu d'une, ce sont donc deux sphères qui, accolées, permettent d'une part d'atténuer le flux d'une quantité stable et mesurable, et de faire fonctionner PMT et photodiode simultanément malgré la différence de gains d'autre part. On jouera sur le rapport des surfaces des sphères et des surfaces des diaphragmes (entre les sphères et devant le PMT).

6.1.3 Conclusion

La calibration absolue de nos deux PMT "photons" a donc été effectuée en deux étapes. Tout d'abord, la cartographie de la surface de détection fournit une efficacité relative. Elle est réalisée en déplacant l'extrémité d'une fibre optique devant la photocathode, perpendiculairement à celle-ci. Elle est décrite dans la partie suivante. Ensuite, la comparaison du flux lumineux mesuré par une photodiode calibrée et du nombre de photoélectrons dans le PMT fixe l'échelle de la calibration relative : elle rend la mesure absolue. Cette comparaison est donc effectuée pour une seule position (x, y) sur la photocathode. Elle est décrite dans la troisième partie.

Il faut ici préciser les conditions dans lesquelles les efficacités ont été mesurées pour chaque PMT. La photocathode du PMT-JY est resté nue, puisqu'elle reçoit directement les photons sortant du spectromètre. L'efficacité du PMT-filtre a été mesurée avec le filtre collé au centre de la photocathode, puisque c'est dans ces conditions que le PMT est utilisé pour mesurer le rendement de fluorescence. La partie non filtrée de la photocathode a été rendue opaque à la lumière.

Bien que la calibration ait été nécessaire au gain du photoélectron unique, elle a aussi été menée à bas gain afin de valider cette nouvelle méthode. Les montages et les résultats des mesures peuvent être consultés à l'annexe C.

6.2 Cartographies des Photocathodes des Photomultiplicateurs

L'efficacité donnée par Photonis est donnée pour un type de photocathode et en un point de sa surface, pour lequel on ne connaît ni la position ni l'aire. Elle ne tient compte ni de la dimension de la photocathode et des variations possibles d'efficacité sur cette surface, ni des effets de bord (l'échelle de variation est de l'ordre de quelques millimètres). De plus, dans notre application, les aires de détection ne sont pas les mêmes : seul un rectangle central vertical de 18 x 10 mm de la photocathode du PMT-JY est utilisé pour détecter les photons, tandis que le PMT-filtre est recouvert d'un filtre de 34 mm de diamètre (le reste étant noirci). Mais réussir à éclairer uniformément de telles surfaces ne peut permettre d'atteindre la précision voulue, car aucune source lumineuse n'émet de lumière de façon réellement uniforme.

Il est donc indispensable de faire une mesure d'efficacité "point par point", sur des surfaces de petite taille, pour pouvoir ensuite calculer la valeur moyenne effective de l'efficacité, c'est-à-dire tenant compte de la surface effective de détection. Ceci implique bien entendu de se mettre dans des conditions identiques à celles de l'expérience, c'est-à-dire à haut gain. Rappelons que l'efficacité varie avec le gain.

6.2.1 Description

La boîte noire.

Le montage est installé dans une boîte d'environ 1 m^3 dont les parois internes sont peintes en noir mat. L'étanchéïté à la lumière extérieure est assurée par des chicanes et non par des joints. De cette façon, on évite les fuites de lumières et à plus long terme, celles dues au vieillissement des joints. Les chicanes sont un système mécanique simple qui empêche les photons de passer grâce à des obstacles successifs (c'est le système employé dans les boîtiers d'appareils photographiques). Cette boîte est munie d'une sécurité absolue empêchant de l'ouvrir si le PMT est alimenté : la fiche HSV extérieure bloque le mécanisme d'ouverture. En effet, il suffirait d'une seule erreur sur quelques centaines d'ouvertures pour détruire le PMT.

Mouvement XY.

Dans cette boîte, on fixe le PMT à calibrer en face d'une table XY (5 x 5 cm avec une précision théorique de 1 μm, environ 5 μm en réalité). Une diode électroluminescente (LED RLT370-10 de la société Roithner Lasertechnik) fournissant de la lumière à deux fibres optiques identiques est accrochée à cette table. La LED émet dans l'ultraviolet proche, avec un pic à 377 nm (voir son spectre figure 6.4). On voit que la largeur mesurée à mi-hauteur est de 12 nm. Sachant que le spectromètre a une largeur de 6 nm (quand il est éclairé par un laser), on en déduit que la largeur de la LED est de 10 nm.

Ces fibres sont en quartz gainées de plastique. Elles ont un diamètre de 200 μm. Leur ouverture numérique a été mesurée en projetant la lumière émise par la fibre sur un écran

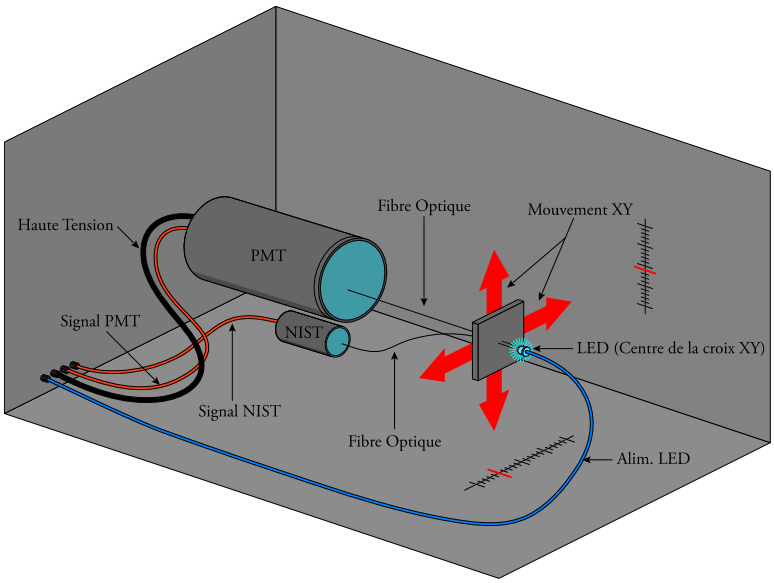


FIG. 6.3 – Représentation schématique de l'illumination du PMT et d'une photodiode dans la boîte noire. La LED est fixée sur un mouvement X-Y contrôlé à l'extérieur. Sa lumière est envoyée dans deux fibres optiques, une vers chaque détecteur. On s'assure naturellement que la lumière de la LED elle-même ne parvient pas ni au PMT ni à la photodiode.

(cette lumière provient d'un laser rouge). Ayant mesuré le diamètre de la tache lumineuse D et la distance entre l'écran et l'extrémité de la fibre L, on en déduit l'ouverture numérique ON :

$$ON = \sin(\alpha)$$

avec

$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{D/2}{L}\right)$$

L'ouverture numérique de ces fibres est ON = 0.22.

L'une des deux fibres s'arrête à environ 2 mm de la photocathode, perpendiculairement à celle-ci. La tache de lumière a alors un diamètre d'environ 1.5 mm, ce qui est inférieur à la distance nécessaire pour que l'efficacité varie de quelques dixièmes de %.

Photodiode NIST.

L'extrémité de l'autre fibre est placée face à une photodiode NIST (National Institute of Standards). Celle-ci est calibrée de façon absolue et précise sur une large gamme spectrale. La photodiode utilisée pour la cartographie est une UDT S370, qui a une précision de calibration à 1σ de 1.5 %. Sa courbe d'efficacité est représentée sur la figure 6.5. À 370 nm, elle génère un courant de 0.147 nA par nW reçu sous forme de photons. Le nanoampèremètre utilisé avec l'UDT contient également sa calibration, de telle sorte qu'on peut lire directement la

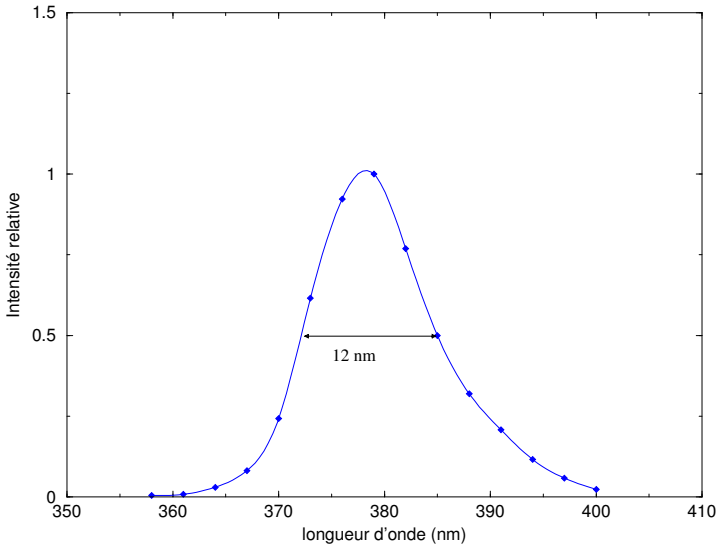


FIG. 6.4 – Spectre d'intensité relative de la LED RLT370-10 utilisée pour la calibration, mesuré avec le spectromètre. Les fentes d'entrée et de sortie sont ouvertes à 2 mm et contribuent pour 6 nm à la largeur observée. La largeur réelle de la LED est donc de 10 nm.

puissance reçue P en ayant affiché la longueur d'onde. Pour revenir au nombre de photons par unité de temps N, il suffit en effet de connaître leur longueur d'onde puisque $P = N \cdot \frac{hc}{\lambda}$.

Comme la température de la LED varie assez rapidement, elle n'envoie pas toujours le même nombre de photons aux fibres. On s'affranchit de ces variations de flux en normalisant les mesures à la puissance reçue par une autre photodiode NIST (Ophir Optronics PD300-UV-SH) dans le même temps.

Protocole.

La démarche adoptée pour procéder aux mesures est la même pour chaque PMT :

1. Une fois le PMT placé face à la fibre optique, on règle son gain. Puis on laisse le PMT sous tension pendant plusieurs heures pour que son gain et son courant d'obscurité se stabilisent (en moyenne une nuit) ;
2. On recherche la position du centre de la photocathode avec le mouvement XY en allant d'une extrémité à l'autre ;
3. On réalise la carte à ce gain.

Précautions.

Il faut décider de la distance entre deux mesures voisines, qu'on appelera le pas de la mesure. Celui-ci doit être légèrement supérieur à la taille de la tache de lumière sur la photocathode. En revanche, il ne faut pas qu'il soit trop grand (supérieur à 5 mm) : l'efficacité

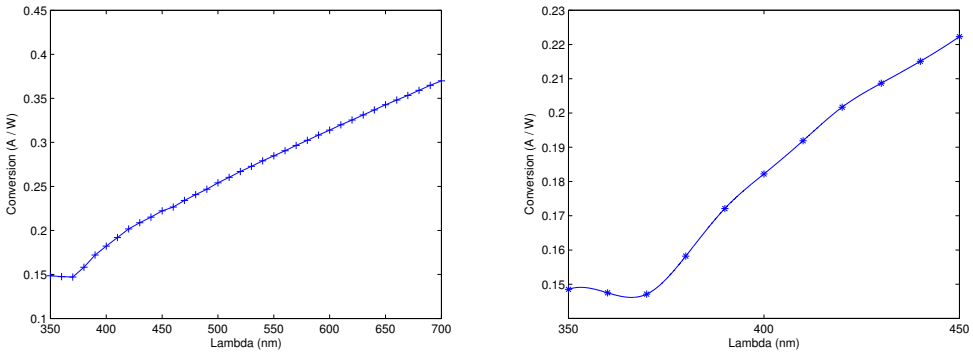


FIG. 6.5 – Courbe d'efficacité absolue de la photodiode calibrée UDT S370 : à gauche, sur la plus grande partie du spectre ultraviolet et visible. A droite, gros plan sur la gamme de longueur de l'ultraviolet. Ces courbes sont absolues car elles donnent le courant émis en fonction de la puissance lumineuse reçue.

sur la photocathode varie environ tous les 5 mm, de par le processus d'évaporation et la forme de "l'entonnoir" électrostatique vers la première dynode. Finalement, le pas choisi est de 3 mm.

Enfin, il faut faire attention à l'orientation du PMT, car les dynodes n'ont pas de symétrie axiale et le champ magnétique terrestre influence les trajectoires des électrons. Une position appelée "haut" est donc marquée sur le tube (position de la fiche HT) pour pouvoir se remettre dans les mêmes conditions lors de mesures ultérieures. Le tube est blindé par du μ-métal. Nous avons rapidement mesuré la variation du gain en tournant le PMT autour de son axe et trouvé un maximum de 2 %.

6.2.2 Détermination du centre de la photocathode.

La fibre est placée à l'oeil nu face à la région centrale du PMT. Deux relevés successifs suffisent à trouver la position du centre de la photocathode avec une précision suffisante. Un premier balayage horizontal tous les 3 mm produit un profil d'efficacité. La largeur à mi-hauteur du profil d'efficacité est égale au diamètre de la surface de détection (34 mm pour le PM-filtre, 51 mm pour le PMT-JY). L'abscisse du milieu de cette courbe est donc considérée comme l'abscisse du centre de la photocathode. À cette position, un second balayage, vertical, fournit l'ordonnée du centre de la photocathode. Le tarage du mouvement X-Y (relatif) fait du centre de la photocathode la position (0, 0).

Les mesures d'efficacité proprement dite permettent de vérifier la position trouvée : la cartographie d'une photocathode est une “collection” de profils (horizontaux ou verticaux) espacés de 3 mm. Pour que l'exactitude de la position (0, 0) soit confirmée, le centre doit donc être le même sur toutes les courbes. Effectivement, l'erreur commise est de l'ordre de 0,2 mm. Les figures 6.6 et 6.7 montrent un exemple de ces profils horizontaux pour chaque photomultiplicateur.

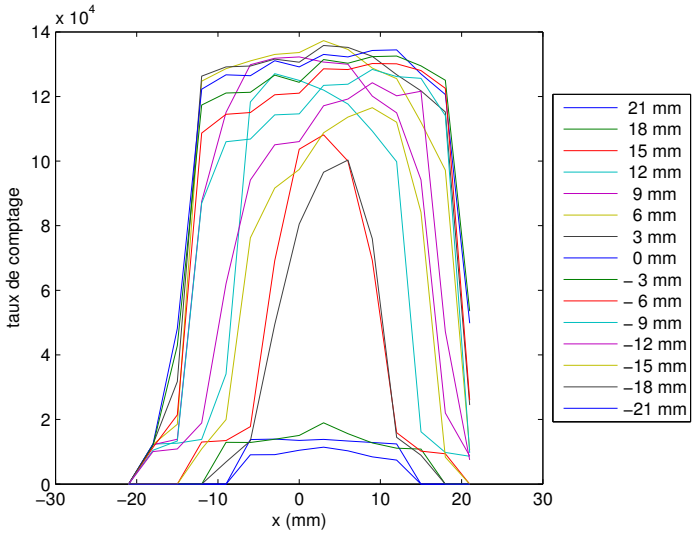


FIG. 6.6 – Profils de la réponse du PMT-filtre à bas gain prises le long de l'axe horizontal, pour vérifier la position du centre de la photocathode. Cette position est utilisée par la suite pour donner une origine à la cartographie. Chaque courbe correspond à une ordonnée différente sur la photocathode. Les profils les plus centraux (-6 mm$\leq$ y$\leq$6 mm) ont une largeur à mi-hauteur compatible avec le diamètre du filtre BG3, 34 mm. Les axes x et y ne sont que des conventions de la mesure : ils définissent tout naturellement les directions horizontale et verticale.

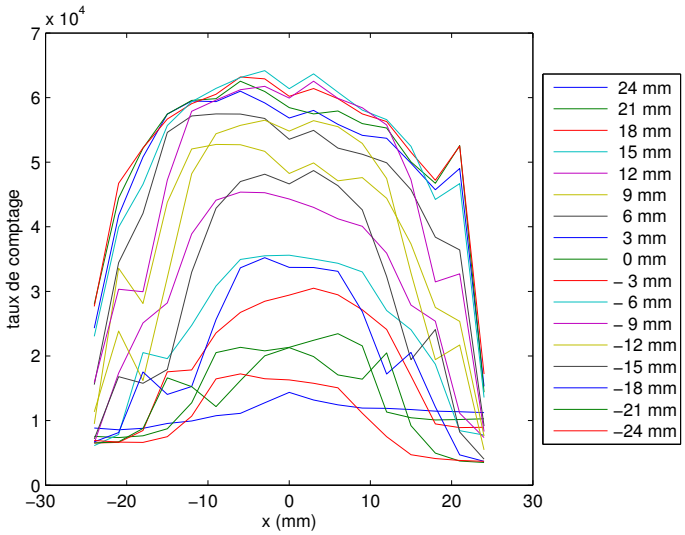


FIG. 6.7 – Courbes de réponse du PMT-JY prises le long de l'axe horizontal à bas gain. On voit déjà que les flancs sont moins raides que ceux du PMT-filtre.

6.2.3 Cartographie à haut gain

Pour se mettre en situation de photoélectron unique, on baisse le niveau de lumière au moyen du "LED Driver" et on compense en augmentant la haute tension du PMT. Le gain

choisi, de l'ordre de 10^7, correspond à une haute tension de 2176 V pour le PMT-filtre et 2325 V pour le PMT-JY. Le montage est représenté schématiquement sur la figure 6.8. Si la coïncidence entre le générateur et la sortie du discriminateur placé entre le "0" et le "1" ne laisse passer que le signal A (coïncidence non enclenchée), le spectre ADC comporte les deux pics, "0" et "1". Si la coïncidence est enclenchée, on ne sélectionne plus que les "vrais" évènements et le spectre ne contient que le pic "1 photoélectron".

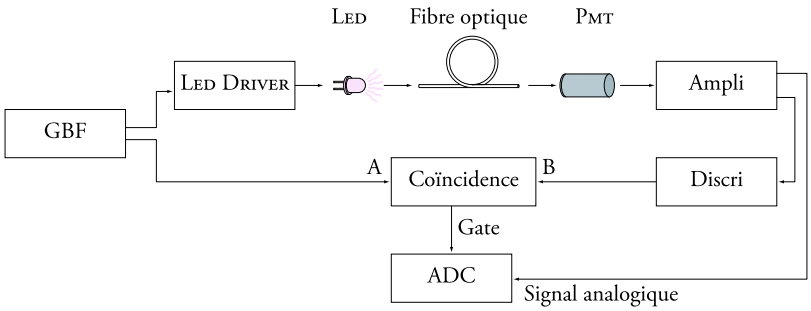


Fig. 6.8 – Schéma de l'acquisition des spectres de photoélectrons uniques pour la cartographie des PMT à haut gain.

Comme le niveau de lumière a beaucoup baissé, ainsi que la fréquence d'émission (10 kHz), une coïncidence temporelle sélectionne les évènements "1 photoélectron". Il y a coïncidence quand le PMT a produit un pulse qui a déclenché un discriminateur pendant que la LED est allumée. On se normalise par rapport à la photodiode UDT. Pour cela, il faut momentanément relever la fréquence du GBF à 1 MHz pour augmenter la quantité de lumière émise et diminuer l'erreur de lecture sur la photodiode. L'utilité d'un tel contrôle par un détecteur calibré est prouvée quand on se rend compte que la lumière de la LED détectée par la photodiode a varié de 3.7 % pour le PMT-filtre et 10 % pour le PMT-JY au cours des cartographies. En fait, on contrôle toutes les 5 minutes de combien la LED a varié. Comme la cartographie n'est qu'une mesure relative, ce contrôle est suffisant.

Les figures 6.10 à 6.13 montrent les réponses des photocathodes de chaque PMT.

6.2.4 Conclusion

Le centre de la photocathode n'est pas forcément l'endroit où l'efficacité est la plus élevée. D'importantes différences de forme apparaissent d'un PMT à l'autre. L'analyse des cartes montre que seule la région centrale est utilisable si la précision voulue est de l'ordre de 1 %. Au-delà, les variations sont trop importantes. On verra (figure 6.21) que l'efficacité décroît rapidement quand on augmente la surface détectrice effective à partir du centre.

Suite à cette mesure, un diaphragme noir de 20 mm de diamètre a été fixé sur le PMT-filtre pour mesurer la fluorescence, car il était impossible de mesurer précisément la production de fluorescence en gardant effectivement toute la surface du filtre. Cette opération n'est pas nécessaire pour le PMT-JY, car la tache lumineuse sur la photocathode, à la sortie du spectromètre, n'a qu'une surface d'environ 200 mm^2.

La petite bosse qu'on observe sur le côté de la topographie et de la carte du PMT-JY (région d'abscisses -3 mm à 3 mm et d'ordonnée 20 mm) s'explique en tenant compte du mode de dépôt de la couche photoémissive (par évaporation). Celle-ci ne se dépose pas que sur la surface interne de la fenêtre du PMT, mais aussi le long du cylindre de verre sur quelques millimètres. Autrement dit, le bord de la fenêtre fait office de prisme, un peu plus de photons sont récupérés sur le bord supérieur du tube de verre (voir le schéma de la figure 6.9).

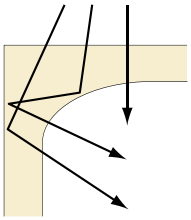


FIG. 6.9 – L'augmentation inattendue de l'efficacité de la photocathode du PMT-JY est due à la présence de la couche photoémissive sur quelques millimètres le long du cylindre de verre.

L'efficacité de nos deux PMT a été mesurée sur près de 200 positions de la photocathode. Cette mesure relative est précise, car nous avons pu tenir compte des variations temporelles du flux de la LED.

La prochaine partie explique comment, en comparant les flux mesurés par une photodiode et un PMT (à une position donnée sur la photocathode), nous avons pu rendre absolues nos cartes relatives.

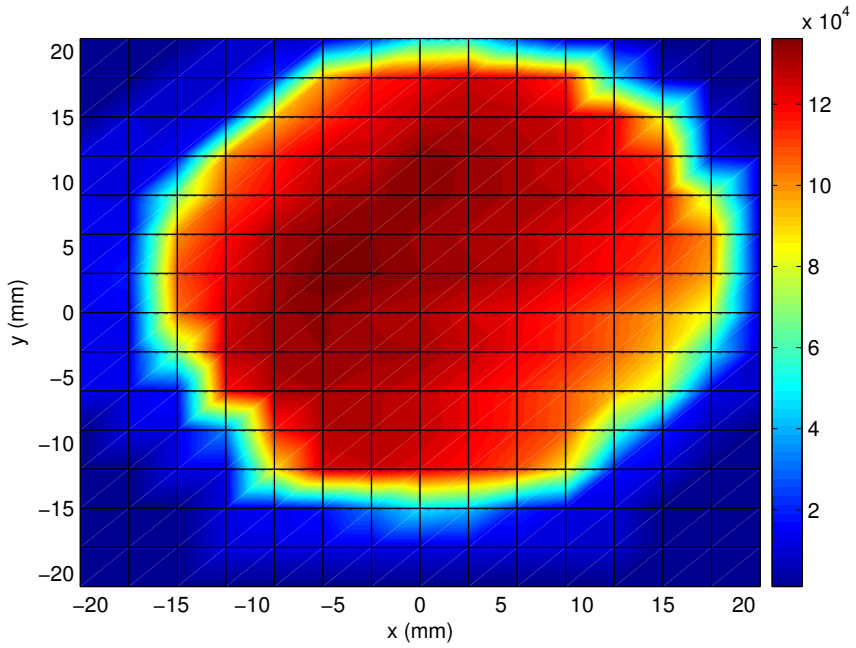


FIG. 6.10 – Topographie du PMT-filtre à haut gain, normalisée à la puissance lumineuse reçue par la photodiode.

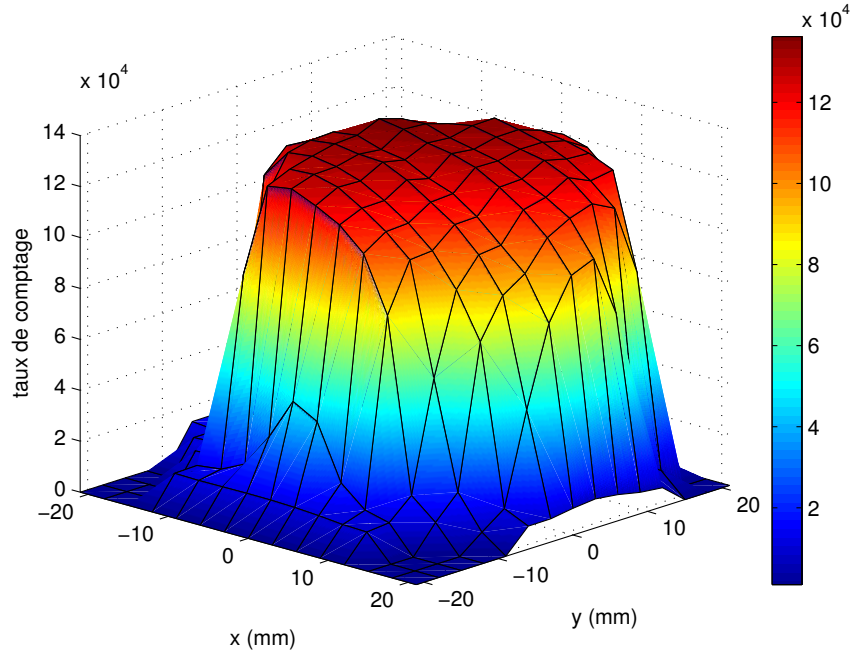


FIG. 6.11 – Réponse du PMT-filtre vue en trois dimensions et à haut gain, normalisée à la puissance lumineuse reçue par la photodiode.

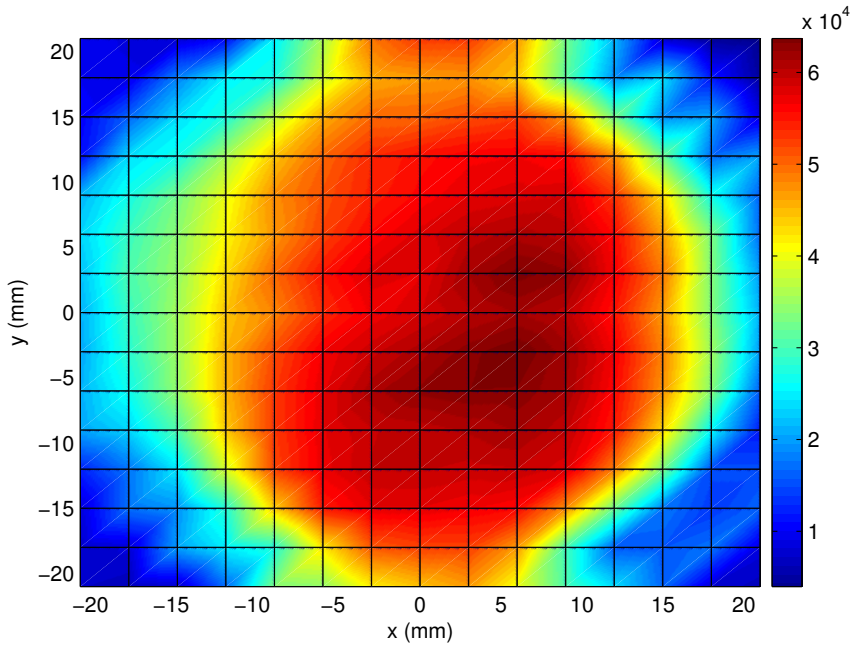


FIG. 6.12 – Topographie du PMT-JY à haut gain, normalisée à la puissance lumineuse reçue par la photodiode.

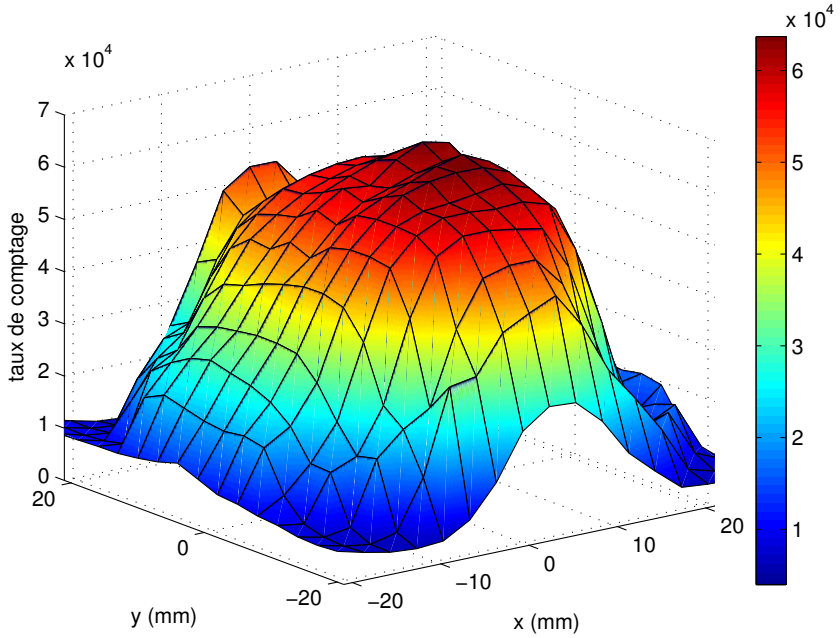


FIG. 6.13 – Réponse du PMT-JY vue en trois dimensions et à haut gain, normalisée à la puissance lumineuse reçue par la photodiode.

6.3 Rendement Absolu en un Point de la Photocathode

Le rendement de chaque PMT un point de la photocathode relativement à un autre est maintenant connu avec précision. Pour que la caractérisation des PMT soit complète, il faut déterminer la proportion de photons effectivement détectés par rapport au nombre de photons émis. Cette quantité est le rendement absolu du photomultiplicateur.

Comme vu plus haut, pour mesurer le rendement absolu, on peut soit utiliser une source calibrée, soit comparer la mesure à un détecteur calibré. La première solution suppose que la source émette une quantité de photons connue et stable pour qu'on puisse utiliser ce nombre dans le calcul du rendement. Cette méthode n'est pas applicable à une mesure précise à mieux que 10 %, essentiellement à cause des lobes.

Il s'agit donc à présent de trouver un montage qui permette à la fois :
- de comparer le nombre de photons émis vers le PMT au nombre de photons effectivement détectés,
- d'effecter cette comparaison simultanément afin de s'affranchir totalement des variations de flux,
- de compenser l'incompatibilité des gains des photodiodes vis-à-vis des PMT.

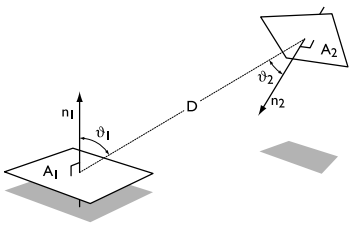
Ce chapitre décrit la méthode qui atteint ces objectifs. Le fonctionnement simultané d'une photodiode et d'un PMT, c'est-à-dire la division du flux lumineux d'un facteur 10^7 de façon stable et répétitive, est assuré par des sphères intégrantes, dont le principe est décrit dans la partie suivante. C'est ce qui fait l'originalité de ce montage.

6.3.1 Fonctionnement des sphères intégrantes

Principe

Une sphère intégrante est une sphère creuse dont la paroi est tapissée d'un revêtement diffuseur (le grain de la diffusion doit s'accorder aux longueurs d'onde des photons à étudier). Elle sert à collecter un flux électromagnétique extérieur, généralement dans le but de le mesurer ou de l'atténuer. Après un nombre suffisant de réflections sur les parois, la radiation électromagnétique interne est complètement uniformisée, et son intensité est directement proportionnelle à celle du flux incident [Lab].

Le principe du fonctionnement d'une sphère intégrante est décrit par une équation simple qui exprime le transfert d'énergie entre deux surfaces diffusantes, l'une émettrice, l'autre réceptrice.



De façon générale, on considère deux éléments de surface $d\mathcal{A}_1$ et $d\mathcal{A}_2$. La fraction du flux émis par $d\mathcal{A}_1$ qui atteint $d\mathcal{A}_2$ s'écrit :

$$d\mathcal{F} = \frac{\cos\theta_1 \cdot \cos\theta_2}{\pi D^2}\, d\mathcal{A}_2$$

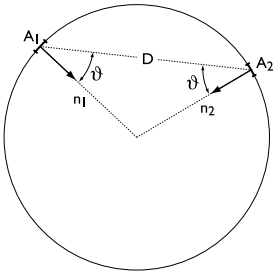
θ_1 et θ_2 sont mesurés par rapport aux normales de chaque élément de surface, et D est la distance entre $d\mathcal{A}_1$ et $d\mathcal{A}_2$. Dans

le cas d'une sphère, $d\mathcal{A}_1$ et $d\mathcal{A}_2$ sont situées sur la paroi interne. Dans ce cas, $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, et $D = 2R\cos\theta$. On a alors

$$d\mathcal{F} = \frac{(\cos\theta)^2}{4\pi(R\cos\theta)^2}\, d\mathcal{A}_2$$

soit

$$d\mathcal{F} = \frac{\mathrm{d}\mathcal{A}_2}{4\pi\mathrm{R}^2} = \frac{d\mathcal{A}_2}{A_{\mathrm{sphere}}}$$



Ce résultat est remarquable dans la mesure où il est indépendant de l'angle de vue entre les surfaces, de la distance qui les sépare et de l'étendue de la portion émettrice $\mathcal{A}_1$. La forme sphérique permet donc non seulement une importante simplification théorique mais aussi pratique dans la mesure où les seuls paramètres qui entrent en compte sont les surfaces de la sphère et du port de sortie du flux.

Un flux Φ_i atteint donc la surface $\mathcal{A}_2$, sur laquelle il est réfléchi. Après la réflection, le flux s'exprime en fonction de la réflectivité de la paroi, ρ, et de la surface vers laquelle il est réfléchi, $\mathcal{A}_{\mathrm{eff}}$:

$$\Phi_r = \Phi_{in}\rho\frac{\mathcal{A}_{eff}}{\mathcal{A}_{sphere}}$$

Enfin, si la sphère possède m ports, alors la surface efficace $\mathcal{A}_{\mathrm{eff}}$ vaut

$$\mathcal{A}_{\mathrm{eff}} = A_{sphere} - \sum_{i=1}^{m} A_i$$

L'expérimentateur doit donc optimiser les surfaces des entrées et sorties de flux pour maximiser le flux réfléchi. On considère généralement que le bénéfice d'une réflectivité élevée se perd quand plus les ouvertures occupent plus de 5% de la surface totale de la sphère. Le montage décrit dans ce chapitre respecte cette règle.

Calibration des PMT grâce aux sphères intégrantes

Les deux sphères utilisées pour cette mesure sont fabriquées par LabSphere. Elles sont identiques, avec un diamètre de 4 in chacune (10.16 cm) et trois ports situés à 90° les uns des autres. Deux des ports ont un diamètre de 1 in (2.54 cm) et un de 1.5 in (3.81 cm). Le matériau réflecteur qui tapisse leur paroi interne est du Spectraflect©, optimisé pour l'utilisation dans le visible et l'ultraviolet proche. Entre 300 et 400 nm, sa réflectivité varie entre 0.94 et 0.98. Étant donné le grand nombre de réflexions auxquelles sont soumis les photons dans une sphère, il y aura une atténuation non négligeable. Mais nous n'avons pas besoin de connaître cette atténuation : il suffit de savoir qu'elle est constante.

Le plus grand port est utilisé comme point d'entrée de la lumière, les deux autres pour les mesures. Le tableau 6.2 rassemble les valeurs numériques des surfaces qui entreront en compte dans les calculs :

Surfaces	
totale, $\mathcal{A}_{\text{sphere}}$	$324.29\,\text{cm}^2$
du port de 1.5 in, $\mathcal{A}_{1.5}$	$11.40\,\text{cm}^2$
de chaque port de 1 in, $\mathcal{A}_1$	$3.99\,\text{cm}^2$
effective, $\mathcal{A}_{\text{eff}}$	$304.91\,\text{cm}^2$
détectrice de la photodiode, $\mathcal{A}_{\mathcal{UDT}}$	$0.78\,\text{cm}^2$

TAB. 6.2 – Récapitulatif des surfaces intervenant dans les calculs des efficacités des sphères elles-mêmes. Elles sont données ici à titre indicatif : il est beaucoup plus précis de mesurer les rapports que de les calculer.

La démarche adoptée est identique pour les deux gains. Avant toute mesure de rendement, il faut déterminer les dimensions des diaphragmes nécessaires, et les vérifier par une mesure appropriée. Ensuite seulement, le PMT peut être monté sur une sphère. La stabilité du flux lumineux à l'intérieur de la sphère doit être constamment contrôlée par une photodiode, la même qui a servi à calibrer le système.

6.3.2 Efficacité à haut gain

Optimisation du montage

Pour connaître la taille des diaphragmes à poser devant la photodiode et le PMT, il faut pouvoir donner une estimation de la division de flux nécessaire entre ces éléments. Les réflections dans les matériaux qui entourent la surface détectrice de la photodiode pourraient conduire à une surestimation du flux réel sur $\mathcal{A}_{\text{UDT}}$. Un diaphragme circulaire de 9 mm de diamètre est donc fixé sur la photodiode. Le flux qui atteint la photodiode s'écrit

$$\Phi_{UDT} = \Phi_{sphere}\frac{\mathcal{A}_{\text{UDT}}}{\mathcal{A}_{\text{eff}}}$$

et celui qui atteint le PMT,

$$\Phi_{PMT} = \Phi_{sphere}\frac{\pi r^2}{\mathcal{A}_{\text{eff}}}$$

où r est le rayon du diaphragme que l'on cherche. Le rapport des flux lumineux vaut donc

$$\frac{\Phi_{UDT}}{\Phi_{PMT}} = \frac{\mathcal{A}_{\text{UDT}}}{\pi r^2}$$

soit

$$\frac{\Phi_{UDT}}{\Phi_{PMT}} = \frac{\text{r}_{\text{UDT}}}{r^2} = \frac{0.25(cm^2)}{r^2}$$

Or, la photodiode a un bruit de fond de l'ordre de 2 pA. Pour que la mesure soit précise, il faut rester constamment à 2 nA au moins, c'est-à-dire que la photodiode doit recevoir de l'ordre de 2.6×10^{10} photons par seconde. Du côté du PMT, on estime que les spectres de photoélectrons uniques sont propres quand on a au moins un photoélectron pour 50 pulses.

À la fréquence de 100 kHz, cela correspond à 10^4 photons par seconde. Il faut donc que le montage soit capable de diviser le flux lumineux d'un facteur 2.6×10^6... ce que, comme le montre la formule du rapport des flux, est impossible avec une seule sphère : il faudrait prendre $r = 3 \times 10^{-4}$cm !

Ajouter une sphère permet d'ajouter un diaphragme. Un terme supplémentaire s'insère dans les équations précédentes, le flux dans la deuxième sphère :

$$\Phi_2 = \Phi_1 \frac{\pi r^2}{\mathcal{A}_{1\text{eff}}}$$

On considère pour le moment que les diaphragmes entre les sphères et devant le PMT sont identiques. Le rapport des flux s'écrit cette fois :

$$\frac{\Phi_{UDT}}{\Phi_{PMT}} = \frac{\mathcal{A}_{\text{UDT}} \cdot \mathcal{A}_{2\text{eff}}}{(\pi r^2)^2}$$

Avec ce calcul, on trouve que les deux diaphragmes doivent avoir un rayon de 1 mm au maximum. À la mesure, nous avons observé que le rapport "0"/"1" était largement supérieur à 50, et que l'on perdait donc du temps à faire les mesures. En remplaçant le diaphragme de 1 mm par un diaphragme de 1.25 mm devant le PMT, on a obtenu le bon rapport.

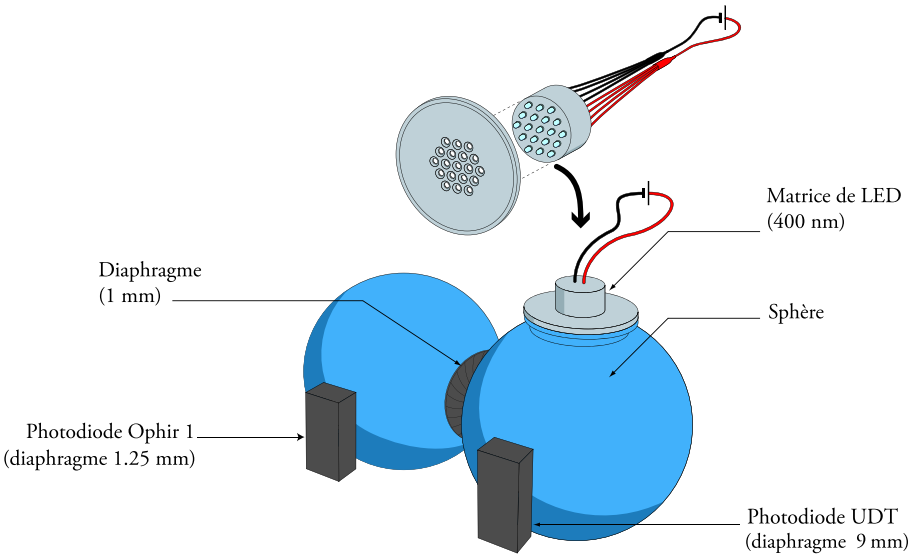


FIG. 6.14 – Schéma de la mesure de la division du flux lumineux entre les deux détecteurs avec deux sphères intégrantes.

La vérification du rapport des flux se fait en plaçant une autre photodiode à la place qu'occupera le PMT, comme montré sur le schéma 6.14. De cette façon, il est possible de lire simultanément les flux reçus dans chaque sphère et derrière chaque diaphragme. La deuxième photodiode est une Ophir, qui sera notée Ophir 1 pour ne pas la confondre avec une photodiode du même fabricant, Ophir 2, qui sera utilisée ultérieurement. Sa précision de calibration à 1σ est aussi de 1.5 % [LASER2000]. Les courbes de calibration de ces deux photodiodes sont représentées sur la figure 6.15.

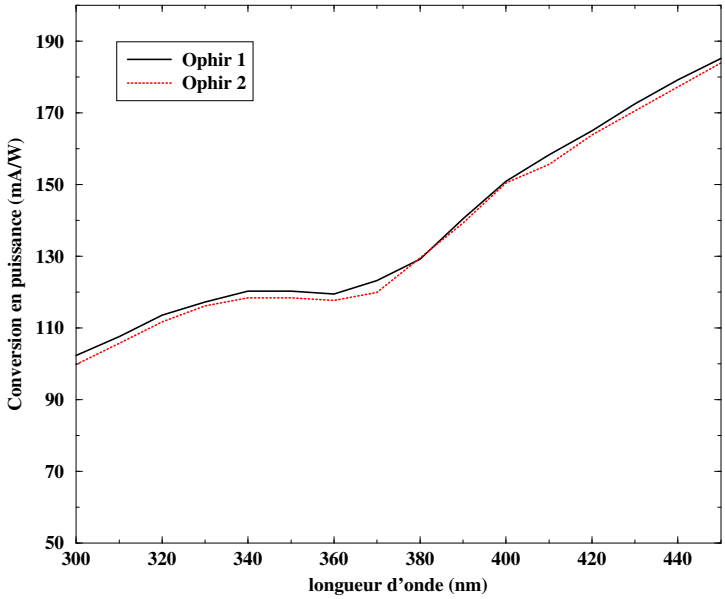


FIG. 6.15 – Courbes de calibration absolue des deux photodiodes Ophir entre 300 et 450 nm. La précision sur ces chiffres est de 1.5 %.

Mesure du rapport des flux lumineux

Pour que la photodiode soit suffisamment illuminée, c'est-à-dire pour que la précision de lecture sur le flux qu'elle reçoit soit suffisante, la lumière envoyée dans la première sphère doit être très puissante. On utilise donc des LED de 12 mW (ETG-3UV400-30), présentant un maximum d'émission à 400 nm, à la place des LED de 377 nm, dont la puissance n'est que de 0.75 mW. Leur spectre est représenté sur la figure 6.17. 19 de ces LED sont connectées en parallèle les unes aux autres, avec une résistance de 100 Ω en série sur chacune. (voir photo 6.16). Cette matrice de LED est fixée sur une plaque d'aluminium pour dissiper la chaleur et les maintenir les unes contre les autres. Elles remplissent un cercle de diamètre 25 cm. Compte tenu des résistances, la tension maximale applicable est de 4.9 V.

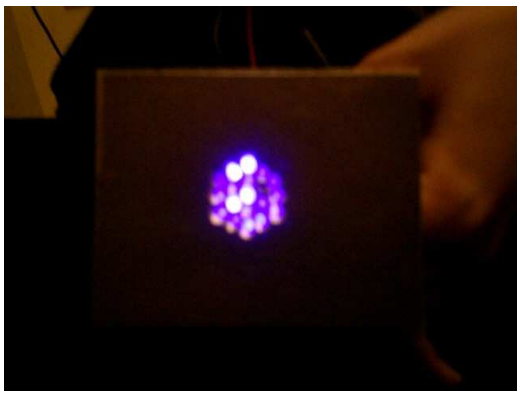


FIG. 6.16 – Matrice de Led.

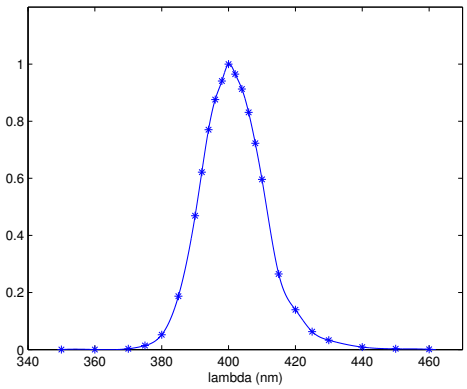


FIG. 6.17 – Courbe d'intensité d'une LED ETG-3UV400-30 en fonction de la longueur d'onde. Ces LED ont une puissance de 12 mW, ce qui permet une plus forte illumination. Celle-ci est nécessaire pour mesurer le rendement des deux sphères. Le spectre est normalisé à l'intensité la plus élevée. Il a été obtenu en mesurant l'intensité de la lumière de la matrice de LED en sortie du spectromètre, dont les fentes étaient ouvertes au maximum (2 mm).

Le tableau 6.3 rassemble les résultats de la mesure du rapport des flux de chaque sphère. Le courant reçu est lu à l'optomètre. La calibration des photodiodes permet de convertir les courants en puissances pour une longueur d'onde donnée, ici 400 nm. La puissance étant proportionnelle au nombre de photons, le rapport des puissances est bien égal au rapport des nombres de photons reçus par chaque détecteur.

Comme on peut le constater grâce aux précisions de lecture indiquées dans le tableau 6.3, les courants sont très stables. L'erreur totale de cette mesure s'écrit :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta I_{udt}}{I_{udt}} + \frac{\Delta \alpha_{udt}}{\alpha_{udt}} + \frac{\Delta I_{ophir1}}{I_{ophir1}} + \frac{\Delta \alpha_{ophir1}}{\alpha_{ophir1}}$$

avec :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I_{udt}}{I_{udt}} &= 0.03\ \% \\ \frac{\Delta I_{ophir1}}{I_{ophir1}} &= 0.5\ \% \\ \frac{\Delta \alpha_{udt}}{\alpha_{udt}} &= 1.5\ \% \\ \frac{\Delta \alpha_{ophir1}}{\alpha_{ophir1}} &= 1.5\ \% \end{aligned}$$

On retiendra finalement une erreur de 3.1 % sur cette mesure.

Finalement, le rapport des flux est de :

$$\boxed{\mathrm{R} = (2.42 \pm 0.07) \times 10^6}$$

	UDT (Sphère 1)	**Ophir 1 (Sphère 2)**
Courant lu	63.39 μA	21.8 pA
Puissance à 400 nm	347.91 μW	143.89 pW
Précision de lecture	$<$ 0.02 μA (0.03 %)	$<$ 0.1 pA (0.5 %)

TAB. 6.3 – Courants mesurés par chaque photodiode pour calibrer le diviseur de flux que représente le couplage des deux sphères.

Mesure de l'efficacité des PMT

Pour mesurer l'efficacité absolue d'un PMT en un point de la photocathode, il suffit de remplacer la photodiode de la seconde sphère (ici, la photodiode Ophir 1) par le PMT, en conservant le diaphragme de 1.25 mm (voir le schéma de la figure 6.18). Trois précautions essentielles doivent être prises avant d'entamer les mesures :

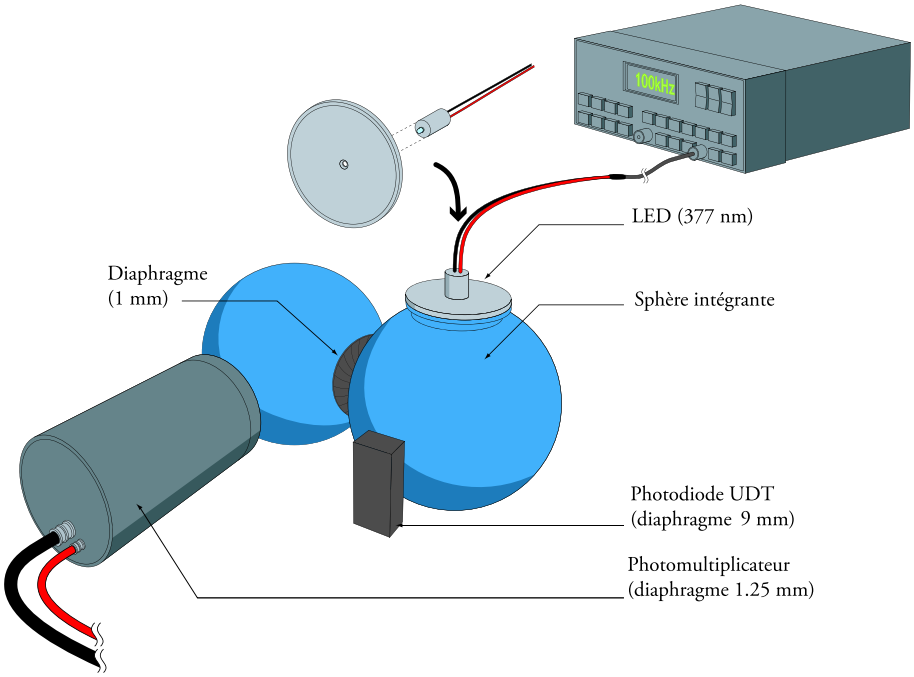


FIG. 6.18 – Montage de la mesure de l'efficacité absolue des PMT à haut gain. La seconde photodiode a été remplacée par le PMT à calibrer. Pour diminuer la quantité de lumière, la matrice de 19 LED a fait place à une LED unique.

1. Comme le flux lumineux qui sort de la sphère n'est pas mesuré en tant que tel (surtout sa forme), la surface détectrice (photocathode ou filtre BG3) doit être exactement à la même distance du centre de la sphère que l'était celle de la photodiode. La pièce qui permet la fixation de l'un ou l'autre de ces détecteurs sur la sphère a été conçue dans ce but. A l'arrière, le PMT est maintenu en butée contre la sphère par des ressorts. Le maintien des deux détecteurs à la même distance, et le fait de conserver le même

diaphragme, permet aussi de s'assurer que la distribution spatiale de la lumière est bien identique pour les deux mesures.

2. La structure interne des PMT de cette expérience n'est pas symétrique. De plus, le champ magnétique terrestre a une influence sur les efficacités de collection, en modifiant la trajectoire des électrons. En tournant les PMT équipés de leur μ-métal, on observe une variation maximale de 2 %, soit un σ d'environ 0.5 %. Néanmoins, l'orientation qui avait été choisie pendant la cartographie est conservée pour la mesure du rendement absolu, aussi bien en ϕ le long de leur axe, qu'en θ par rapport au Nord.
3. Enfin, les photocathodes ont été cartographiées tous les 3 mm, divisant les surfaces en pixels de 3 mm de côté. Il est nécessaire de connaître la position, sur la photocathode, où s'effectue la mesure absolue, pour savoir à quel bin elle s'applique. Plutôt qu'un centrage approximatif, on a choisi ici de faire confiance à la gravité : le PMT repose dans un tube de diamètre légèrement supérieur. Il est décalé vers le bas de 3 mm. Les efficacités absolues qui suivent (à haut gain et à bas gain) ont été mesurées dans le pixel (0 mm, +3 mm), et non (0 mm, 0 mm).

La lumière requise est moindre pour la mesure proprement dite : la matrice de LED de 12 mW est remplacée par une seule LED de 0.75 mW (maximum à 377 nm, cf chapitre 6.2). Elle est mise en série avec une résistance de 43 Ω et envoie de la lumière pulsée à la fréquence de 100 kHz. Le flux reçu par la photodiode UDT est contrôlé en temps réel en connectant la sortie analogique sur un ADC CAMAC 3510 (11 bits). Une interface LabVIEW permet de s'assurer de la stabilité de la LED pendant la mesure et d'éliminer les relevés au cours desquels la lumière émise a beaucoup varié. La droite de calibration relie le canal ADC au courant reçu :

$$I_{UDT}\,(pA) = (4.878 \pm 0.010) \times Canal + (8.6 \pm 6.2)$$

Nous avons ainsi constaté que le rendement mesuré variait en fonction de la quantité de lumière envoyée par la LED. Le bruit de fond venant de la photocathode du PMT était très variable et à un niveau anormalement élevé : jusqu'à plusieurs milliers de coups par seconde ! Nous avons fini par comprendre que la polarité négative du diviseur de tension (diviseur VD 124K/T de Photonis, par ailleurs excellent en résolution sur le photoélectron unique) n'était pas adaptée aux mesures à faible niveau de lumière : elle met la photocathode à la haute tension -HT. Des micro-décharges se produisent alors entre la photocathode et la pièce de plastique, connectée à la masse, qui le maintient sur la sphère à travers la fenêtre de silice. Ces micro-décharges provoquent des augmentations brutales et incontrôlables du taux de comptage. En revanche, dès que la photocathode fut mise à la masse en utilisant un pont positif, ces décharges disparurent.

Pour cela, deux diviseurs de tension de polarité positive ont donc été fabriqués au laboratoire sur le modèle des diviseurs de polarité négative de Photonis. Naturellement, la division de tension elle-même, c'est-à-dire les tensions appliquées entre chaque dynode, est restée identique à ce qu'elle était en polarité négative.

Le bruit de fond de chaque PMT a considérablement diminué : celui du PMT-filtre est passé d'environ 3 000 coups/seconde à environ 300 coups/seconde, et celui du PMT-JY, d'environ 300 coups/seconde (ce qui était déjà excellent) à environ 30 coups/seconde (ce

qui est exceptionnel). Débarrassées de ce bruit de fond anormal, les mesures sont stables. Elles ne varient plus ni avec la quantité de lumière, ni avec la fréquence d'émission de la LED. Un bas niveau de bruit de fond est un élément crucial pour la détection précise de la fluorescence.

La mesure proprement dite consiste à compter le nombre de coïncidences temporelles entre les pulses du discriminateur placé derrière le PMT et ceux du générateur basse fréquence (GBF) alimentant les LED pendant une durée suffisante (100 s à 100 kHz). Dans le même temps, le signal analogique envoyé par la photodiode UDT est enregistré, de façon à calculer le canal moyen et sa dispersion pendant la durée du relevé, que l'on convertit ensuite en courant. La calibration de la photodiode permet de calculer le nombre de photons correspondant. Le rendement absolu est le rapport entre le nombre de photoélectrons et le nombre de photons :

$$\varepsilon = \frac{N_C}{\Delta t} \frac{R\, hc\, \alpha_{udt}}{\lambda\, I_{udt}}$$

où :
- N_C est le nombre de coïncidences,
- Δt est la durée de la mesure,
- R est le rapport des flux mesuré dans la partie précédente,
- I_{udt} est le courant lu mesuré par la photodiode UDT à l'optomètre,
- α_{udt} est le facteur de conversion de la photodiode de courant en puissance,

La photodiode UDT a été utilisée à la fois dans la calibration et dans la mesure. L'erreur associée à son utilisation s'annule. Comme :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta I_{udt}}{I_{udt}} + \frac{\Delta \alpha_{udt}}{\alpha_{udt}} + \frac{\Delta I_{ophir1}}{I_{ophir1}} + \frac{\Delta \alpha_{ophir1}}{\alpha_{ophir1}}$$

l'erreur de la mesure s'écrit :

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta N_C}{N_C} + \frac{\Delta(\Delta t)}{\Delta t} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta R}{R} - \frac{\Delta I_{udt}}{I_{udt}} - \frac{\Delta \alpha_{udt}}{\alpha_{udt}}$$

et il reste :

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta \alpha_{ophir1}}{\alpha_{ophir1}} + \frac{\Delta I_{ophir1}}{I_{ophir1}}$$

Toutes les autres incertitudes, d'ordre statistique, sont négligeables. Finalement, l'erreur sur la mesure de l'efficacité des PMT à haut gain est de 1.7 % (naturellement plus faible que les 3.1 % de la mesure de R). Elle tient compte de l'effet du champ magnétique terrestre. C'est la valeur qui a été retenue dans le tableau 6.4.

Maintenant qu'on dispose de la valeur absolue des efficacités dans le bin (0, 3), on peut normaliser la carte de chaque PMT à haut gain. L'efficacité du détecteur proprement dite est intégrée sur toute la surface utile du PMT : il faut pouvoir donner l'efficacité moyenne du détecteur. Or, comme les bords de la photocathode sont beaucoup moins efficaces que le centre, l'intégrale est finalement beaucoup plus faible que la valeur mesurée ci-dessus : 16.1 % au lieu de 18.9 % pour le PMT-filtre (avec son filtre de 34 mm de diamètre), et 9.7 % au lieu de 20.0 % pour le PMT-JY !

	PMT-JY	**PMT-filtre**
HT (V)	2350	2134
N_{pe} **(/s)**	2140	2024
I_{UDT} **(pA)**	2177.12± 5	2127.56± 5
N_{ph} **(/s)**	10966	10716
Efficacité	**(20.0 ± 0.3) %**	**(18.9 ± 0.3)%**

TAB. 6.4 – Résultats des mesures d'efficacité absolue des deux PMT à la position (0 mm, 3 mm) par rapport au centre de la photocathode.

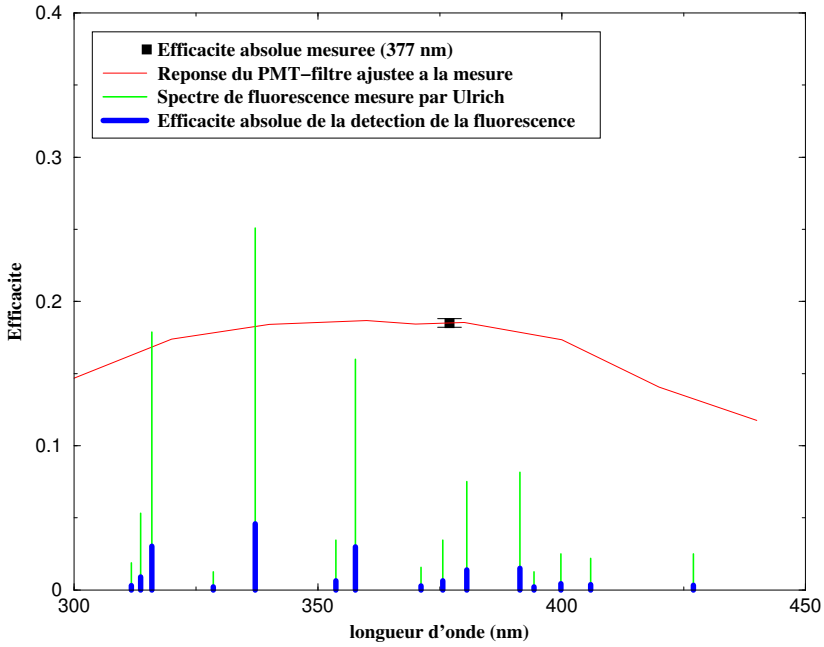


FIG. 6.19 – Efficacité absolue du PMT-filtre dans la détection du spectre de fluorescence. Le carré noir positionne le résultat de la mesure de l'efficacité absolue du PTM-filtre. La courbe rouge représente l'efficacité spectrale du PMT convoluée avec celle du filtre BG3 de 2 mm d'épaisseur, après ajustement à notre mesure absolue. Le spectre en traits fins représente les intensités relatives des raies de fluorescence, telles que Ulrich ([air]) les a mesurées. Enfin, le spectre en traits épais est la convolution de l'efficacité du PMT-filtre avec le spectre de fluorescence. La somme des efficacités de détection de chaque raie donne l'efficacité de la détection du spectre entier par ce PMT.

PMT-filtre, en vue de la mesure de fluorescence Toute la surface du filtre du PMT-filtre est active. *A priori*, il n'est donc pas possible d'augmenter l'efficacité... sauf si la surface effective est encore diminuée. Un compromis peut être trouvé entre l'angle solide de détection et l'efficacité totale. L'évolution de l'efficacité en fonction de la surface détectrice est représentée sur la figure 6.21. Celle-ci montre bien que la surface détectrice peut être réduite

PMT-filtre	PMT-JY
17.8 ± 0.4 %	19.3 ± 0.3 %

TAB. 6.5 – Efficacités absolues des deux PMT à haut gain. La valeur donnée pour le PMT-filtre est intégrée entre 300 et 430 nm, et celle du PMT-JY est donnée à 377 nm.

au tiers de la surface du filtre, ce qui permet d'atteindre une efficacité totale à peine 3 % inférieure à l'efficacité au centre. Finalement, un diaphragme d'un diamètre de 20 mm a été fabriqué pour regagner de l'efficacité. La surface effective, 314 mm^2, correspond à une efficacité intégrée de 18.5 %.

Cette valeur de 18.5 % pour le PMT-filtre ne correspond pas encore à l'efficacité de la détection de la fluorescence, car elle correspond à l'efficacité à 377 nm. Or, le spectre de fluorescence s'étend de 300 à 430 nm. Il faut donc intégrer l'efficacité absolue du PMT sur cet intervalle, en tenant compte du propre spectre de fluorescence. On utilise pour cela la courbe de Photonis (précise en relatif) et le spectre mesuré par Ulrich ([air], lui aussi précis en relatif). La figure 6.19 montre ces différentes efficacités. Chaque raie se retrouve multipliée par le spectre de Photonis. Le résultat est indiqué en traits bleus épais sur la figure. L'intégration des raies bleues donne une efficacité de 17.8 %.

PMT-JY La plus grande surface détectrice du PMT-JY par rapport au PMT-filtre explique que l'efficacité du PMT-JY soit inférieure à celle du PMT-filtre. Mais le PMT-JY ne reçoit de photons que sur une zône rectangulaire d'environ 18 mm par 10 mm. L'efficacité totale intégrée sur une surface à peine plus grande (18 par 12 mm) est finalement de 19.3 %. Ce chiffre est donné à 377 nm. On se reportera à la courbe montrée sur la figure 6.20 lors de l'analyse des mesures spectrales pour connaître l'efficacité absolue à une longueur d'onde donnée.

Le tableau 6.5 résume les efficacités absolues retenues pour les deux photodétecteurs, tels qu'ils sont utilisés dans la mesure du rendement de fluorescence. Pour le PMT-JY, il faudra se référer à la courbe d'efficacité spectrale lors de l'analyse des résultats. L'intégration spectrale ayant fait passer l'efficacité du PMT-filtre de 18.9 % à 17.8 %, on perdra sans doute de l'efficacité sur le PMT-JY de façon équivalente. Le tableau 6.6 liste nos estimations des sources d'erreur sur la convolution.

Efficacité absolue du PMT	1.7 %
Efficacité spectrale du PMT (données du constructeur)	0.5 %
Efficacité spectrale du filtre BG3 (données du constructeur)	0.5 %
Intensité relative des raies de fluorescence (mesure d'Ulrich)	1 %
Variations pendant la cartographie	0.5 %
Erreur Totale	2.2 %

TAB. 6.6 – Estimations des erreurs sur le calcul de l'efficacité de la détection du spectre de fluorescence par le PMT-filtre

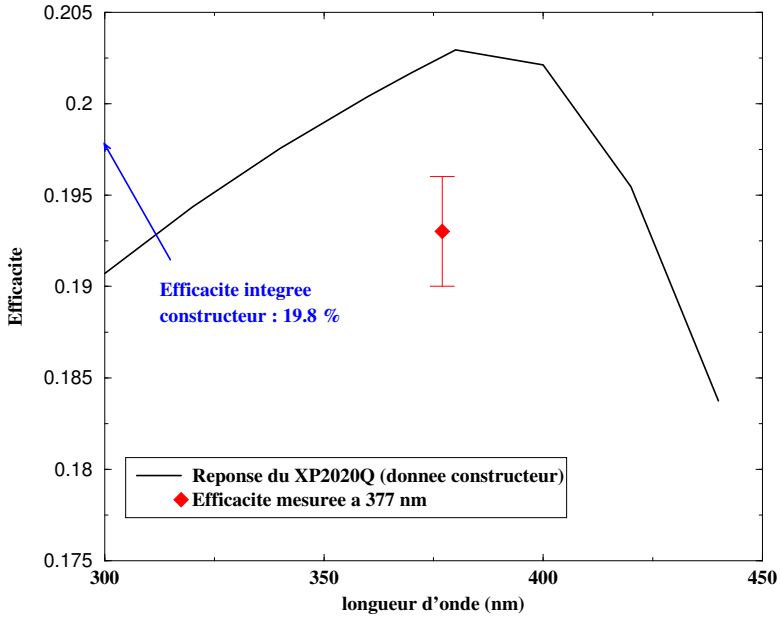


FIG. 6.20 – Courbe d'efficacité absolue du PMT-JY en fonction de la longueur d'onde (noter que l'échelle verticale ne commence pas à 0 %).

6.3.3 Conclusion : conséquence pour la mesure du rendement de fluorescence

Il est maintenant possible d'estimer le décalage entre deux mesures de rendement intégral de fluorescence, l'une avec un PMT calibré, l'autre avec un PMT non calibré. L'efficacité du PMT non calibré est simplement l'intégrale de 300 à 430 nm de la courbe d'efficacité fournie par le constructeur. Celle du XP2020Q est de 19.8 %, elle est indiquée par une flèche sur la figure 6.20. Celle d'un PMT H7195PX de Hamamatsu, utilisé dans [NAGANO+04], est de 27 %. Bien que ces valeurs soient supérieures à celles que nous avons mesurées, Photonis et Hamamatsu reconnaissent qu'elles sont légèrement surestimées, et qu'elles ne sont connues qu'à environ 20 % près.

La surestimation de l'efficacité d'un photodétecteur implique que l'on sous-estime le rendement de fluorescence. Ainsi, pour un gaz donné, à énergie, pression et température égales, nos mesures donneront un résultat 11 % supérieur à ce qu'il aurait été si le XP2020Q n'avait pas été calibré, en prenant la documentation de Photonis.

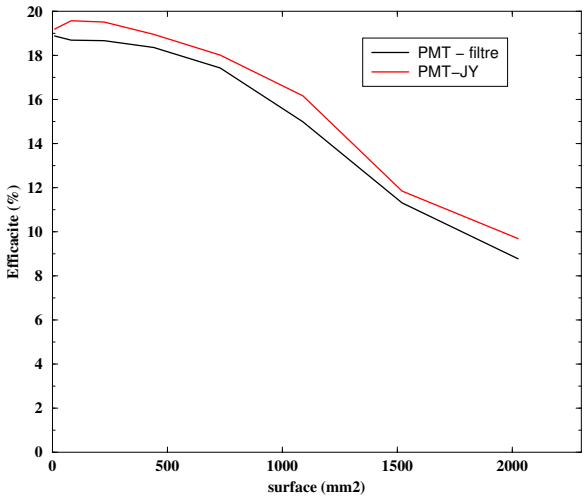


FIG. 6.21 – Variation de l'efficacité absolue totale des PMT en fonction de la surface détectrice. Pour ne pas perdre le bénéfice de la meilleure efficacité dans la région centrale, un diaphragme de 20 mm restreint la surface détectrice du PMT-filtre (314 mm^2). Le PMT-JY ne reçoit de photons que sur une surface rectangulaire de 220 mm^2 environ.

Troisième partie

Résultats

Chapitre 7

Résultats des Mesures de Rendement de Fluorescence et Implications

7.1 Déroulement d'une mesure

Les mesures ont été réalisées dans l'azote et dans de l'air reconstitué, qui ne contient pas d'argon. Naturellement, l'information utile pour les expériences de rayons cosmiques est le rendement de la fluorescence dans l'air. Néanmoins, les mesures dans l'azote pur servent de référence dans la mesure où il n'y a pas de quenching dû à l'oxygène. Dans un premier temps, les mesures dans l'azote ont été utilisées pour les calibrations, puisque le rapport Signal / Bruit de fond (dû aux coïncidences fortuites) y est plus grand que dans l'air. Elles seront également utilisées pour comparer les résultats à ceux des autres expériences (rendement de la fluorescence, rapport des rendements dans l'azote et dans l'air).

Une mesure n'est lancée qu'une fois que la pression interne est stable, par exemple après une variation de pression dans la croix. Si la nature du gaz a changé (passage de l'azote à l'air), deux étapes sont nécessaires pour s'assurer de l'absence d'impuretés. L'intérieur de la croix est pompé jusqu'à atteindre un vide d'environ $5 \cdot 10^{-3}$ mbar. Puis, on fait circuler le gaz pendant 2 jours à un débit de 1 à 2 $\mathrm{L.h^{-1}}$. On est certain que le gaz est propre quand la mesure est parfaitement reproductible.

En accumulant des données sur une très longue durée, l'erreur statistique sur la mesure intégrale devient presque négligeable. Chaque mesure dure environ une nuit. La stabilité est contrôlée grâce à l'enregistrement régulier des pressions et températures internes et externes. Les mesures pour lesquelles la température interne a trop varié sont éliminées pour ne pas introduire d'incertitude supplémentaire sur les résultats. En effet, une variation de 5°C sur la température induit une variation de 1 % sur la production de fluorescence. En revanche, une variation de 10 % sur la pression ne modifie la fluorescence que de 0.2 % (dans le même sens que P).

Notre précision sur la température est de 0.5°C, ce qui entraîne une erreur de 0.1 % sur la fluorescence. Elle est de 0.2 mmHg sur la pression, soit une incidence de 0.03 % sur le rendement de fluorescence, ce qui est totalement négligeable.

7.2 Extraction du signal

L'analyse est basée sur l'extraction du pic de signal dans le spectre TDC. Rappelons qu'un TDC convertit en un nombre la durée séparant deux signaux (un déclencheur et un arrêt). Ici, le déclencheur est la coïncidence entre un signal photon et un signal électron. Le signal photon peut arriver de 0 à 100 ns après le signal électron. L'arrêt est le signal électron retardé (consulter l'annexe A pour plus de détails).

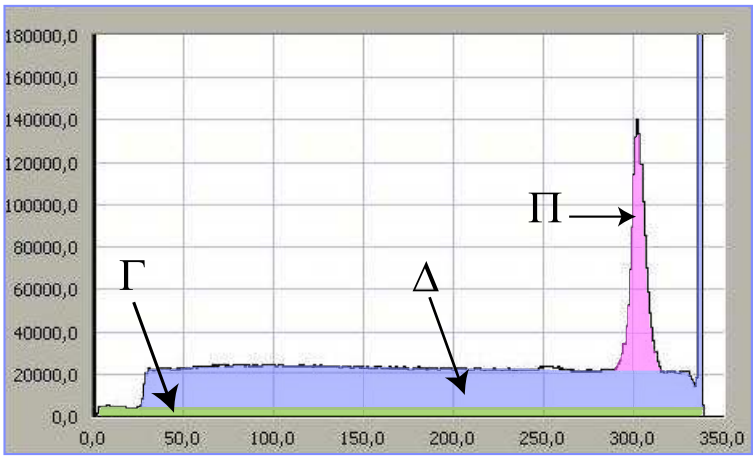


FIG. 7.1 – Spectre TDC du PMT-filtre à basse énergie. La partie P est le signal proprement dit. La partie Δ est le plateau de fortuites. La partie Γ est le plateau d'évènements fortuits (voir texte).

Le spectre enregistré pour la mesure intégrée à 1.1 MeV est représenté sur la figure 7.1. On y distingue trois composantes :

- la partie Π (en vert sur le graphe), est le signal proprement dit. Le déclenchement ("Start" du TDC) est le signal résultant de la coïncidence entre un photon de fluorescence et l'électron qui l'a produit. L'arrêt ("Stop" du TDC) est commandé par ce même électron ;
- la partie Δ (en violet), est appelé le plateau de coïncidences fortuites. Le "Start" est le signal résultant d'une coïncidence fortuite entre un électron et un photoélectron émis par la photocathode du PMT. Le "Stop" est commandé par cet électron. Ce photoélectron peut provenir d'une émission spontanée de la photocathode ou d'un vrai photon de fluorescence. Dans ce dernier cas, le photon n'est pas associé en temps avec l'électron (quand par exemple deux photons sont émis dans la fenêtre de 100 ns). Aucune relation temporelle n'existant entre les deux, toutes les durées entre le déclenchement et l'arrêt ont la même probabilité :le spectre des fortuites est plat. Si le signal photon est antérieur au signal électron dans la coïncidence (naturellement avec un recouvrement), alors le déclenchement du TDC est commandé par l'électron. L'intervalle de temps constant entre le déclenchement et l'arrêt de la conversion produit alors un pic étroit dans le spectre. C'est celui qu'on peut observer aux alentours du canal 350.

– la partie Γ (en rouge) est un plateau d'événements TDC fortuits. Comme dans la partie Δ, le "Start" est dû à une coïncidence fortuite. Mais l'arrêt de la conversion est commandé par un autre électron (qui n'a pas participé à la coïncidence) : c'est en quelque sorte un plateau de "fortuites de fortuites". Son taux de comptage est donc plus faible. Γ est d'autant plus grand que le taux de comptage est élevé, car il est proportionnel au carré d utaux de comptage. Il est plus important pour la mesure à 1.1 MeV que pour celle à 1.5 MeV.

7.3 Rendement intégré de 300 à 430 nm

7.3.1 Mesures dans l'air à pression atmosphérique

Nous appellerons rendement intégré le résultat de la mesure faite par le PMT-filtre. Il s'écrit :

$$Y = \frac{\Pi \frac{C}{H} (1 + D)}{N_e (1 + T_M) L_{moy} \varepsilon_{PMT} T_{quartz} \varepsilon_{geo}}$$

où :

– Π est l'intégrale du pic de signal du spectre TDC (voir le spectre donné en exemple sur la figure 4.3) ;
– H est l'intégrale du spectre TDC ($H = \Pi + \Delta + \Gamma$) ;
– C est le nombre de coïncidences comptées par l'échelle pour corriger l'effet du temps mort ;
– D est la coupure effectuée par le discriminateur sur le signal photon (voir la partie 4.6) ;
– N_e est le nombre d'électrons ayant atteint le scintillateur (compté dans une échelle) ;
– T_M est le temps mort de l'échelle ;
– L_{moy} est la longueur moyenne parcourue par un électron dans le volume de fluorescence ;
– ε_{PMT} est l'efficacité absolue du PMT-filtre ;
– T_{quartz} est la transmission de la fenêtre de quartz qui ferme l'enceinte de fluorescence ;
– ε_{geo} est l'efficacité géométrique de la détection des photons par le PMT-filtre.

Les valeurs numériques des différentes efficacités et transmissions sont rassemblées dans le tableau 7.1. Mise à part la transmission de la fenêtre de quartz, donnée par le fabricant, toutes les quantités constantes ont été mesurées spécifiquement. On se reportera aux chapitres *ad hoc* pour plus de détails.

Le tableau 7.3 regroupe les résultats obtenus pour les deux premiers intervalles en énergie. L'erreur statistique de la mesure à 1.1 MeV est de 0.2 %, celle de la mesure à 1.5 MeV est de 0.9 %.

Les erreurs systématiques sont rassemblées dans le tableau 7.2. Les valeurs de D et T_M étant très faibles, les erreurs sur $1 + D$ et $1 + T_M$ sont négligeables (de l'ordre de 1 % sur une valeur de quelques pourcents). Par contre, l'incertitude sur le comptage du TDC est une conséquence des taux de comptage très élevés. Les spectres des deux mesures ne sont pas homothétiques alors qu'ils devraient l'être, puisque le même phénomène physique est à l'œuvre. Ceci induit une incertitude systématique que l'on peut évaluer en comparant les spectres TDC CAMAC "monohit" aux spectres TDC MVE "multihit". En comparant les

Grandeur	**Valeur**	
	Mesure à 1.1 MeV	Mesure à 1.5 MeV
Π, H, C, N_e	d'après spectre et échelles	
T_M	1.2 %	0.7 %
D	3.76 %	
L_{moy}	46.11 mm	
ε_{geo}	$3.689 \cdot 10^{-4}$	
ε_{PMT}	0.178	
T_{quartz}	0.992	

TAB. 7.1 – Valeurs numériques utilisées dans l'analyse des spectres du PMT-filtre. La transmission de la fenêtre de quartz est donnée par le fabricant. Les autres quantités ont été calculées ou mesurées spécifiquement.

taux de production à basse et haute énergie pour les deux types de TDC, on en déduit l'incertitude sur le fonctionnement des TDC, qui est de 4 %.

En tenant compte de l'erreur statistique, l'erreur totale s'élève donc à 4.9 % pour la mesure à 1.1 MeV et 5.0 % pour la mesure à 1.5 MeV.

Grandeur	**Incertitude**	**Origine**
$1 + D$	négligeable	mesure (voir section 4.6)
$1 + T_M$	négligeable	mesure (voir annexe A)
L_{moy} et ε_{geo}	1.5 %	précision d'usinage et simulation
T_{quartz}	1 %	donnée du fabricant
ε_{PMT}	2.2 %	voir section 6.3
Comptage des TDC	4 %	voir texte
Total	**4.9 %**	

TAB. 7.2 – Incertitudes systématiques de la mesure intégrée.

On constate un rapport de 0.91 entre les deux mesures, compatible avec cette incertitude. Ce rapport est-il stable pour différentes acquisitions ? Pour le vérifier, nous utilisons le grand nombre de mesures effectuées pendant le relevé du spectre en longueur d'onde (voir section 7.4). Ces spectres ont été enregistrés avec un TDC VME Multihit au lieu du TDC CAMAC. Le fonctionnement du TDC VME est détaillé dans l'annexe A.

E_{moy} **(MeV)**	**P (mmHg)**	**T (K)**	**Rendement (photons/m)**
1.1	**753.8**	**295.95**	**3.95 ± 0.19**
1.5	**751.8**	**296.05**	**4.34 ± 0.21**

TAB. 7.3 – Rendement de fluorescence mesurés, et pression et température de chaque mesure.

La figure 7.2 montre pour chaque mesure le rapport du nombre de coups dans le signal P du spectre TDC, normalisé au nombre d'électrons comptés par l'échelle. Cette grandeur étant directement proportionnelle au rendement de fluorescence, elle permet d'évaluer la stabilité de nos mesures. La pente de la droite de régression est compatible avec une constante. Les variances de chaque mesure sont de 0.2 % à 1.1 MeV et de 0.3 % à 1.5 MeV.

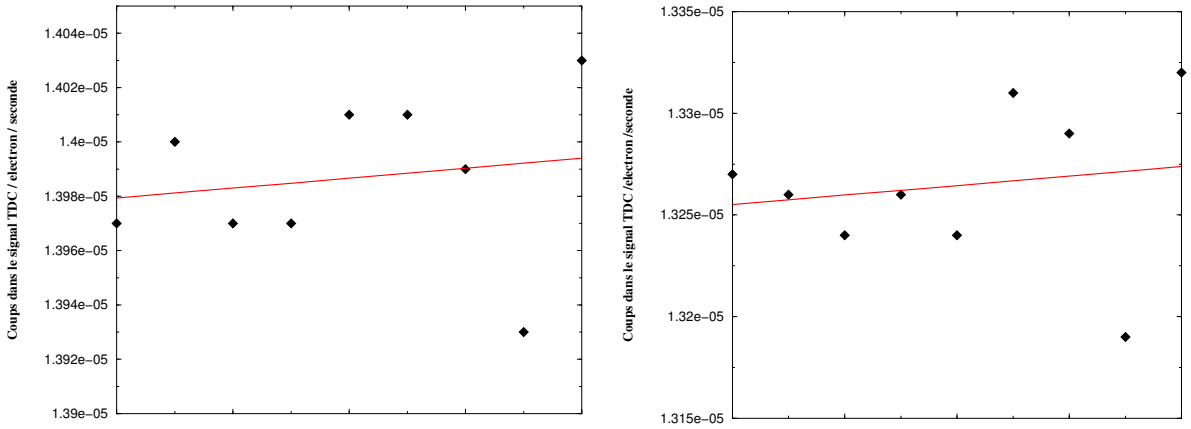


FIG. 7.2 – Variation des mesures intégrales à 1.1 MeV (à gauche) et à 1.5 MeV (à droite). L'ordonnée est directement proportionnelle au rendement de fluorescence. Les pentes de régression sont compatibles avec une constante (pente horizontale).

Ces courbes montrent que les mesures sont stables. Nous pouvons donc les utiliser pour vérifier la pertinence de nos valeurs de rendement.

7.3.2 Normalisation des résultats

Pour pouvoir être comparées aux précedents résultats ([NAGANO+04]), nos valeurs doivent être normalisées en énergie, mais aussi en pression et température. La normalisation usuelle pour l'énergie est 0.85 MeV. Celle des pressions et températures est l'atmosphère US Standard au niveau de la mer.

Normalisation en énergie

E_{moy} (MeV)	dE/dX dans l'air (MeV.cm^2.g^{-1})
0.85	1.6875 ± 0.08
1.1	1.673 ± 0.08
1.5	1.680 ± 0.08

TAB. 7.4 – Rappel des valeurs de la perte d'énergie d'un électron dans l'air utilisées pour normaliser nos résultats à l'énergie de 0.85 MeV.

Pour les expériences utilisant des sources, la normalisation usuelle en énergie se fait à 0.85 MeV. Le tableau 7.4 rappelle les valeurs des dE/dX des électrons dans l'air. Nos valeurs sont calculées d'après des bases fournies par le National Institute of Standards [est]. La figure 7.3 montre la variation de la perte d'énergie d'un électron dans l'air en fonction de son énergie cinétique. Les énergies moyennes des deux mesures et l'énergie de normalisation sont indiquées par des flèches.

L'incertitude faite lors du calcul de l'énergie moyenne des électrons est plus élevée pour l'énergie la plus basse à cause de la contribution plus importante des électrons diffusés par le plomb. Elle est évaluée à 6 %, induisant sur les dE/dX une variation de 0.05 % pour la mesure à 1.1 MeV et 0.3 % pour la mesure à 1.5 MeV.

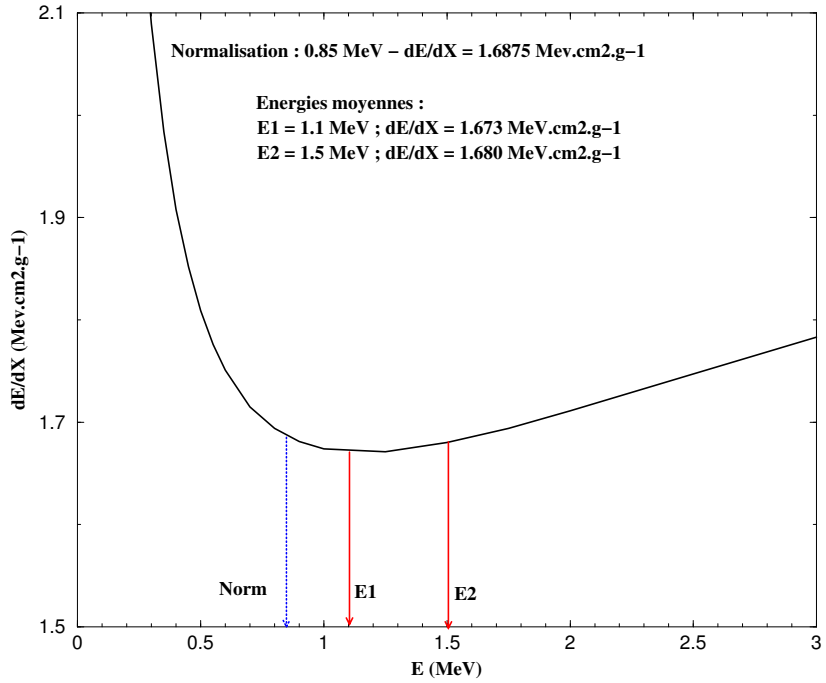


FIG. 7.3 – Perte d'énergie d'un électron dans l'air et énergie moyenne de chaque mesure.

En suivant le tableau 7.4, le rendement de fluorescence à 1.1 MeV est de 0.9 % inférieur au rendement à 0.85 MeV. Ce rapport est de 0.4 % pour une énergie de 1.5 MeV.

Normalisation aux pression et température de l'US Standard

Cette normalisation n'est pas aussi immédiate que pour l'énergie. En effet, à la différence de tous les autres auteurs, le rendement que nous mesurons est déjà intégré de 300 à 430 nm. Nous ne pouvons donc pas comparer les rendements raie par raie, comme cela se fait habituellement. C'est d'ailleurs pour cette raison que notre mesure est plus précise.

Nos résultats sont normalisés à l'aide des modèles décrivant la variation du rendement de fluorescence pour chaque raie avec l'altitude. On peut se contenter d'utiliser le modèle le

plus simple, décrit dans le chapitre 2 ([NAGANO+04]), car les variations sont pratiquement identiques d'un modèle à l'autre. Rappelons que le rendement en fonction de l'altitude s'écrit :

$$Y_\nu(z) = \frac{A_\nu \rho(z)}{1 + B_\nu \rho(z)\sqrt{T(z)}}$$

où les constantes A_ν et B_ν sont listées dans le tableau 2.1.

Nous pouvons calculer le rendement que nous aurions dû mesurer si nous avions examiné chaque raie. Pour cela, nous utilisons les valeurs des coefficients A_ν et B_ν de [NAGANO+04]. Pour normaliser nos résultats aux les conditions de l'US Standard, nous en calculons le rendement de la même façon. Le tableau 7.5 liste les pressions et températures de nos deux mesures, ainsi que les variations observées.

E (MeV)	P(mmHg)	ΔP/P(%)	T (K)	ΔT/T (%)	Y calculé	Rapport à US Std
0.85	753.8	0.07	295.95	0.08	4.029 ± 0.60	0.9863
0.85	751.8	0.13	296.05	0.07	4.028 ± 0.60	0.9860
0.85	760	0	288.15	0	4.085 ± 0.61	1

TAB. 7.5 – Rendements de fluorescence théoriques calculés d'après le modèle de [NAGANOWATSON00] pour trois jeux de paramètres (P, T) et pour une énergie de 0.85 MeV. La dernière ligne indique les conditions de l'atmosphère US Standard.

Dans les conditions de la mesure à 1.1 MeV, le modèle de [NAGANO+04] donne 4.029 photons/m Pour celles de la mesure à 1.5 MeV, on calcule 4.028 photons/m. Dans les conditions des l'US Standard au niveau de la mer, on trouve 4.085 photons/m.

Les chiffres calculés sont supérieurs à ce que nous avons déterminé expérimentalement. Pour les ramener à 760 mmHg et 288.15 K, il faut utiliser les rapports de la dernière colonne du tableau 7.5. Ces rapports sont très précis car les erreurs systématiques du modèle, estimées à 15 %, s'annulent. L'incertitude sur la mesure à 1.1 MeV reste 4.7 %, et celle sur la mesure à 1.5 MeV, 4.8 %, car les erreurs sur les pressions et températures sont très petites.

Nos résultats, ramenés à 0.85 MeV, 760 mmHg et 288.15 K, donnent finalement

$Y = \mathbf{4.05 \pm 0.20}$ **photons par mètre**
$Y = \mathbf{4.41 \pm 0.22}$ **photons par mètre**

Résultat final

La seule différence expérimentale entre les deux valeurs de rendement obtenues réside dans le seuil en énergie appliqué au spectre des électrons. Il est donc naturel de conclure cette analyse en les combinant. Le rendement absolu moyen vaut :

$Y = \mathbf{4.23 \pm 0.22}$ **photons par mètre**

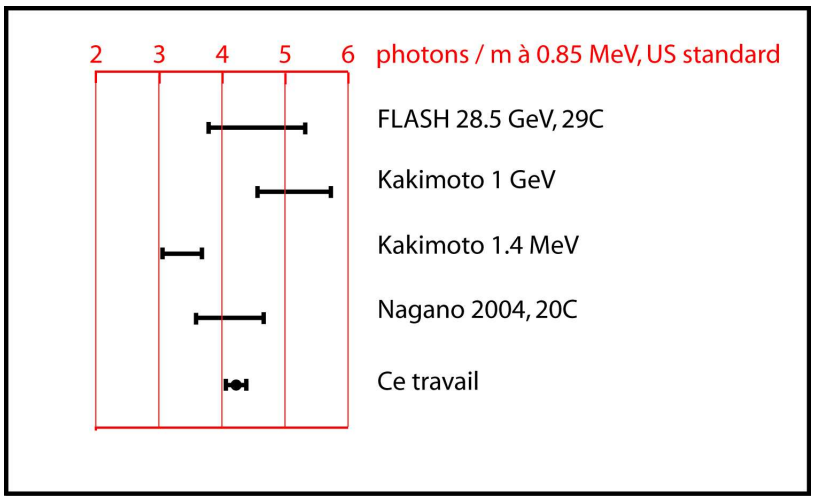


FIG. 7.4 – Comparaison des résultats des mesures de rendements de fluorescence à 0.85 MeV et dans les conditions de l'atmosphère US Standard. Le résultat de [NAGANO+04] est pris entre 300 et 430 nm, il est donc directement comparable à notre valeur.

La figure 7.4 rassemble les résultats des différents résultats obtenus à ce jour. Les conditions expérimentales (énergie, température) sont indiquées pour chaque expérience, mais les résultats sont ramenés à 0.85 MeV et aux conditions de l'US Standard.

La figure 7.5 rappelle les résultats expérimentaux des mesures précédentes ([KAKIMOTO+96], [NAGANOWATSON00]) et les paramétrisations employées pour déduire de la mesure à $z = 0$ la production de fluorescence en altitude. Notre résultat et son incertitude ont été ajoutés en rouge.

Expression du rendement en nombre de photons par MeV déposé

Suivant [KEILHAUER04], le rendement de fluorescence spectral peut s'exprimer par unité de longueur parcourue :

$$Y_{\nu,m} = \phi_\nu \frac{\lambda}{hc} \rho \frac{dE}{dX}$$

ou par unité d'énergie déposée dans le milieu :

$$Y_{\nu,E} = \phi_\nu \frac{\lambda}{hc}$$

soit

$$Y_{\nu,E} = Y_{\nu,m} \times \left(\rho \frac{dE}{dX} \right)^{-1}$$

où ϕ_ν est l'efficacité de la raie considérée telle qu'elle a été définie dans le chapitre 2.

La mesure intégrale permet de s'affranchir automatiquement du paramètre λ. La conversion du résultat précédent donne une valeur de

$$\boxed{Y_E = \mathbf{20.46 \pm 1.02 \text{ photons / MeV}}}$$

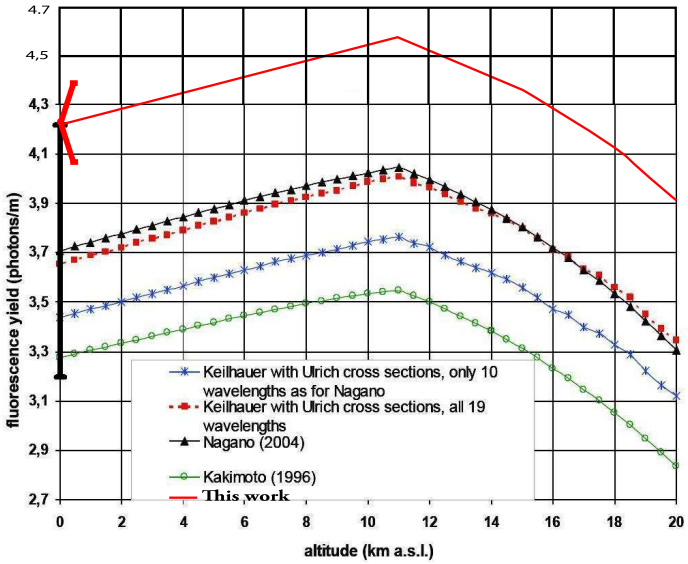


FIG. 7.5 – Comparaison des résultats des mesures de rendements de fluorescence à 0.85 MeV et dans les conditions de l'atmosphère US Standard. Les mesures ont été normalisées au niveau de la mer, et les paramétrisations montrent la variation du rendement avec l'altitude. En noir, le résultat de [NAGANO+04] entre 300 et 400 nm, et en rouge, le notre.

Ce qui est tout à fait compatible avec les expériences à plus haute énergie, par exemple [COLIN05], qui donne 19 ± 4 photons / MeV.

7.3.3 Rapport des rendements dans l'azote et dans l'air à pression atmosphérique

En comparant les taux de comptages dans le pic du signal TDC pour l'azote et pour l'air, nous mesurons un rapport des rendements de fluorescence de 4.90 ± 0.01. Nous excluons donc la valeur de[DAVIDSONO'NEIL64], qui est de 25, mais nous sommes compatibles avec le résultat de [NAGANO+04], qui donne 5.48 ± 0.71.

7.4 Résultats des mesures spectrales

Le spectre de fluorescence a été réalisé dans l'air, à pression atmosphérique, avec les fentes du spectromètre ouvertes au maximum (2 mm). La largeur à mi-hauteur du spectromètre est alors de 6 nm, soit un $\sigma \approx 3$ nm. On a donc effectué une mesure tous les 3 nm, de 302 à 436 nm. La figure 7.6 rappelle la variation de la largeur spectrale observée pour différentes largeurs de fentes. Rappelons que l'efficacité du spectromètre mesurée dans le chapitre 5 est de (15.0 ± 1.5) % à 400 nm. Cette valeur est utilisée pour calculer les rendements de 300 à 430 nm. L'efficacité du PMT-JY suit la courbe d'efficacite spectrale fournie par le constructeur (voir la section 6.3).

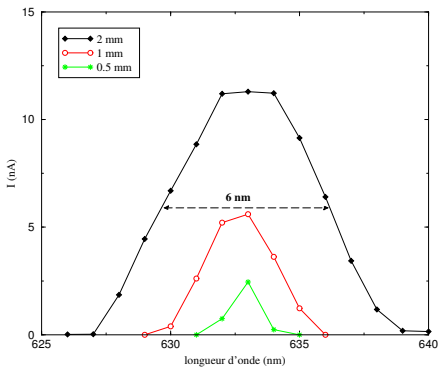


FIG. 7.6 – Rappel de la largeur spectrale du spectromètre pour différentes largeurs de fentes. Les mesures ont été effectuées avec des fentes d'entrée et de sortie de 2 mm. Cette mesure a été obtenue avec une source étroite (laser He-Ne).

Le rendement de fluorescence à une longueur d'onde donnée Y_λ s'écrit :

$$Y = \frac{\Pi \, \frac{C}{H} \, (1 + D)}{N_e \, (1 + T_M) \, L_{moy} \, \varepsilon_{PMT}(\lambda) \, \varepsilon_{JY} \, T_{lentille} \, T_{quartz} \, \varepsilon_{geo}}$$

où les grandeurs spécifiques à cette mesure sont :

- $\varepsilon_{PMT}(\lambda)$ est l'efficacité absolue du PMT-filtre à cette longueur d'onde ;
- ε_{JY} est l'efficacité du spectromètre ;
- $T_{lentille}$ est la transmission de la lentille convergente ;

Les valeurs numériques des constantes sont rassemblées dans le tableau 7.6.

Grandeur	**Valeur**
Π, H, C, N_e	d'après spectre et échelles
T_M	1.2 %
D	3.85 %
L_{moy}	46.11 mm
ε_{geo}	$7.481 \cdot 10^{-6}$
ε_{JY}	0.15
T_{quartz}	0.992
$T_{lentille}$	0.999

TAB. 7.6 – Valeurs numériques utilisées dans l'analyse des spectres du PMT-JY.

Cette mesure n'a été rendue possible que grâce à la très forte activité de la source. Les taux de comptage sont en effet faibles : seulement 5 à 8 coïncidences par seconde, et 0.16 coups par seconde dans le pic du signal pour la raie la plus intense. À ce rythme, on ne peut faire que deux mesures par jour. L'erreur statistique est de 5 % au minimum, et l'erreur totale, de l'ordre de 20 %, à cause du spectromètre lui-même.

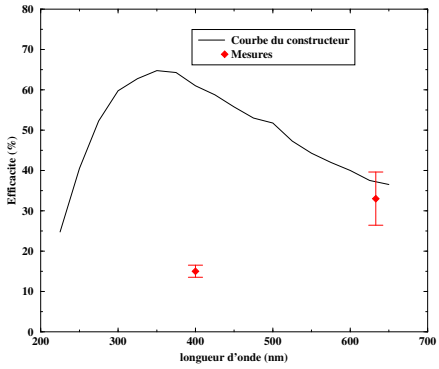


FIG. 7.7 – Rappel de la mesure de l'efficacité absolue du spectromètre. La variation donnée par le constructeur (trait plein en noir) n'est connue qu'à 20 % près. Les deux points sont les mesures à 400 et 633 nm.

Le spectre que nous avons mesuré est représenté dans la partie inférieure de la figure 7.8. C'est la première fois que le spectre absolu de fluorescence est mesuré. Les deux barres d'erreur montrées à titre d'exemple sont purement statistiques. Les valeurs négatives sont dues à la méthode d'extraction du signal, qui soustrait le bruit de fond. On observe déjà une bonne concordance entre les deux spectres de la figure 7.8.

Comme dans le cas d'un laser, les raies sont bien plus étroites que les 6 nm de résolution du spectromètre. Le rendement de fluorescence d'une raie est donc donné par la hauteur de la courbe à la longueur d'onde de la transition, et non par l'intégrale. Si on additionne les hauteurs de chaque pic observé, on obtient 3.9 ± 0.8 photons par mètre, ce qui est tout à fait compatible avec la valeur mesurée avec le PMT-filtre.

La partie supérieure de la figure montre le spectre mesuré par Ulrich ([air]) dans des conditions différentes des notres : les électrons ont une énergie très basse (entre 7 et 10 keV) et sont produits par un canon à électrons. À cette énergie et grâce au grand nombre d'électrons, la production de fluorescence est très importante, ce qui permet d'obtenir une grande statistique pour construire le spectre. En revanche, il est impossible de connaître la distance parcourue par les électrons car ils sont très vite stoppés dans le gaz : l'échelle de ce spectre est relative.

En effectuant la convolution des mesures d'Ulrich avec une gaussienne de 6 nm de largeur, on peut représenter le spectre qu'il aurait mesuré avec notre appareil. Le résultat de ce calcul est la courbe verte représentée sur la figure 7.9. Elle est superposée à notre résultat (en rouge). Les deux courbes sont normalisées à 337 nm pour comparer les intensités.

Au premier ordre, l'accord entre les deux spectres est confirmé. On peut cependant remarquer que les intensités que nous mesurons sont moins importantes que celles d'Ulrich. À 316 nm, la différence est même d'un facteur deux. Nous pouvons supposer que l'efficacité du spectromètre n'est pas constante entre 300 et 430 nm et qu'elle ne varie pas linéairement (la mesure de cette efficacité, décrite dans le chapitre 5, a été effectuée à 400 nm seulement). Il est déjà remarquable de parvenir à un tel accord avec un appareil si abîmé.

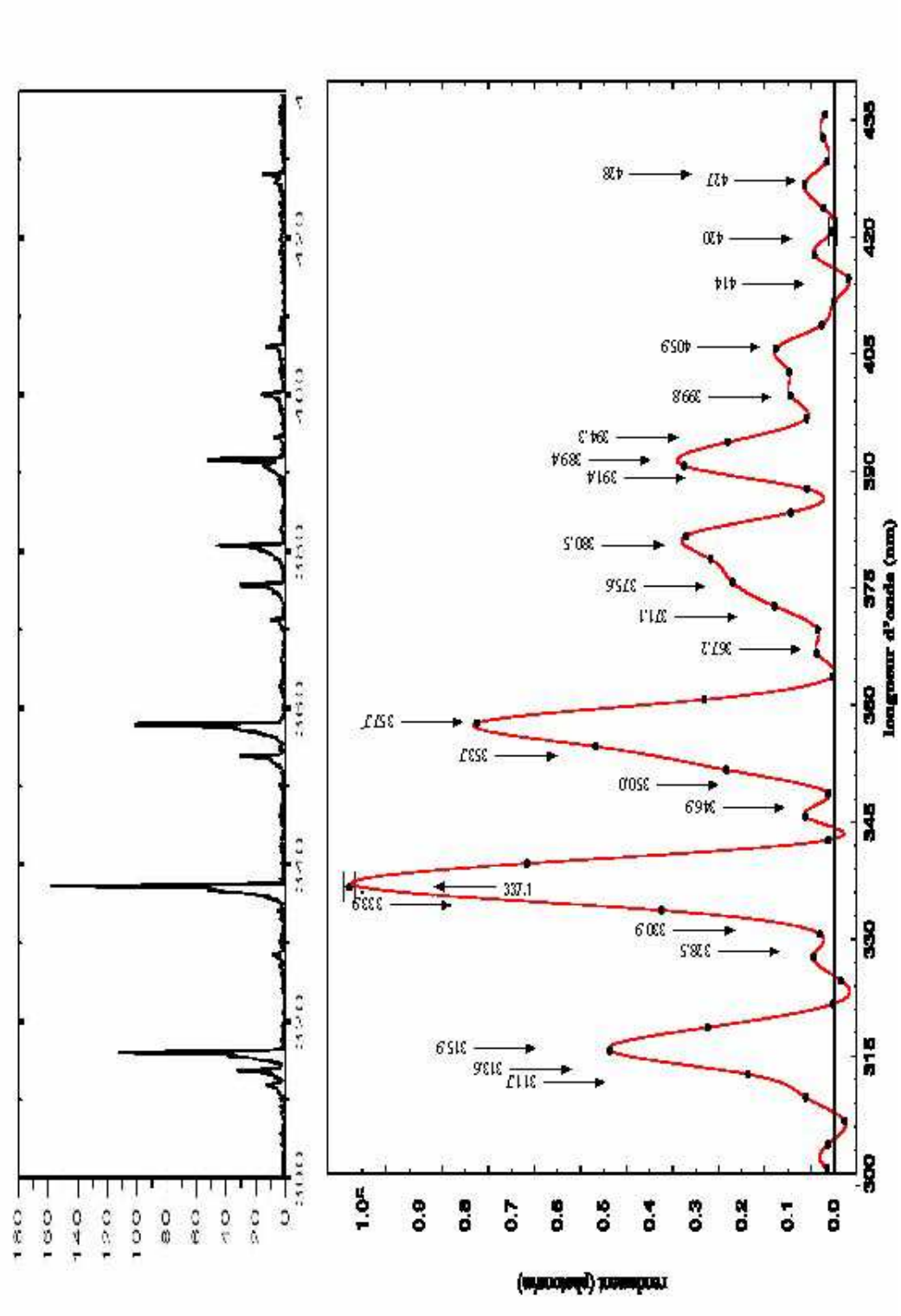


FIG. 7.8 – Dans la partie inférieure, spectre de fluorescence mesuré à pression atmosphérique, avec des fentes ouvertes à 2 mm. Il y a une mesure tous les 3 nm. La partie supérieure montre, à titre de comparaison, le spectre mesuré par Ulrich [air] à plus basse énergie.

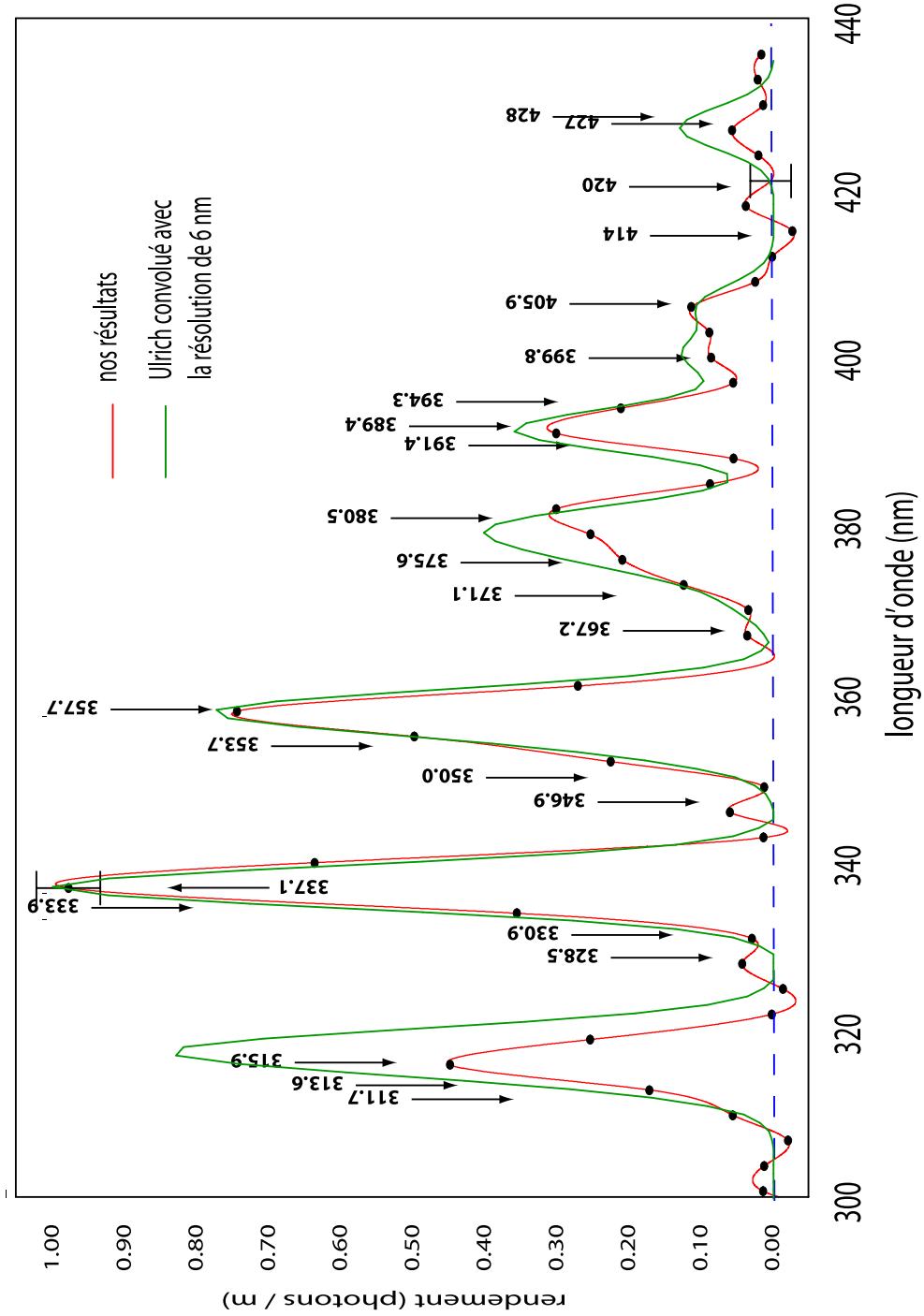


FIG. 7.9 – Comparaison entre les spectres de fluorescence mesurés par Ulrich et au cours de ce travail. Nos résultats figurent en rouge. Le spectre vert représente la convolution du spectre mesuré par Ulrich et de l'ouverture de 6 nm de notre spectromètre.

7.5 Conclusion

Nous avons pu mesurer le rendement absolu de la fluorescence de l'azote dans l'air, à pression atmosphérique, de façon bien plus précise que ce qui a été fait jusqu'ici. Nous donnons également le rapport des rendements dans l'azote et dans l'air. Enfin, pour la première fois, le spectre de fluorescence entre 302 et 436 nm a été mesuré dans l'air à pression atmosphérique avec une source de ^{90}Sr.

Chapitre 8

Conclusion et Perspectives

Les expériences de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie actuelles utilisent la fluorescence de l'azote, émise au passage d'une gerbe atmosphérique, pour étudier la particule primaire. Le phénomène de fluorescence consiste en l'émission d'un photon du proche ultraviolet lors de la désexcitation d'une molécule d'azote. La détection et l'analyse de la fluorescence, comme cela a été montré dans le premier chapitre, sont plus aisées et plus précises que l'échantillonnage des particules par un réseau de détecteurs au sol. L'expérience Auger, par exemple, calibre encore son détecteur de surface grâce à l'énergie mesurée par fluorescence.

Une telle démarche implique qu'il est impératif de connaître très précisément le rendement absolu de la fluorescence, c'est-à-dire le nombre de photons produits par mètre parcouru par un électron de la gerbe. Naturellement, ce rendement évolue au cours de la descente de l'électron vers le sol, car pression, densité et température changent, et donc la probabilité de désexcitation radiative de la molécule d'azote. Les différentes modélisations de la variation du rendement avec l'altitude aboutissent à des résultats très similaires. On peut donc considérer que le rendement de fluorescence est bien connu de façon relative.

La connaissance du rendement absolu permettrait donc de fixer l'échelle de la production de fluorescence. Mais les expériences réalisées depuis 1967 dans le but de le mesurer n'ont jamais obtenu une précision meilleure que 15 % environ ([Bunner67], [Kakimoto$^+$96], [Nagano$^+$03]...). Ce travail présente une expérience permettant d'atteindre une précision de 5 %.

Cette expérience a été conçue par opposition aux expériences précédentes pour réaliser deux mesures :

- l'une dite intégrale, de 300 à 430 nm, au moyen d'un filtre passe-bande ;
- l'autre, spectrale, grâce à un spectromètre à réseau.

Les électrons sont générés par une source β de ^{90}Sr très intense (370 MBq). Leur énergie est de l'ordre du MeV. Mais l'approche que nous avons choisie est différente de celle des autres expériences, qui utilisent toutes des filtres étroits pour mesurer le rendement des raies les plus intenses du spectre de l'azote, avec les biais que cela suppose. Le spectromètre à réseau permet d'optimiser la résolution en longueur d'onde et d'effectuer des variations continues.

Comme cela est décrit dans les chapitres 4 et 5, chaque élément du montage a fait l'objet d'une étude approfondie et d'une calibration si nécessaire. Les diverses sources de bruit de fond et d'inefficacité ont été prises en compte, par exemple par un blindage de plomb pour se prémunir des rayons X produits en grand nombre, ou par une simulation des interactions possibles des électrons. La pression et la température du gaz sont contrôlées régulièrement. Sa pureté est assurée par une circulation constante dans l'enceinte de fluorescence.

La mesure proprement dite repose sur le comptage :
- des électrons de la source ;
- des coïncidences entre électrons et photoélectrons.

Elle utilise la relation temporelle existant entre le photon de fluorescence et l'électron qui l'a produit, car l'azote peut mettre jusqu'à quelques dizaines de nanosecondes à se désexciter. Sur un spectre TDC, le signal est donc clairement reconnaissable. La normalisation aux comptages des électrons et des coïncidences par des échelles rapides permet d'éliminer les temps morts de l'acquisition.

Le rendement de fluorescence est faible, et les photomultiplicateurs (PMT) ne détectent qu'un photon de temps à autre. Les PMT fonctionnent en mode photoélectron unique, c'est-à-dire à très haut gain (environ 10^7). Il est donc primordial de connaître très précisément leur efficacité propre, c'est-à-dire le nombre de photons effectivement détectés par rapport au nombre total de photons ayant atteint le PMT. Il se trouve que les fabricants admettent une incertitude d'au moins 15 % sur leur calibration : c'est cette incertitude qui est responsable de l'erreur importante sur le rendement de fluorescence. Nous avons diminué cette dernière en mesurant l'efficacité de chaque PMT dans les conditions d'utilisation. Notre objectif était de parvenir à une précision de l'ordre de 5 % sur le rendement de fluorescence, et donc environ 3 % sur les efficacités des PMT. Nous avons réalisé 1.7 % sur l'efficacité des PMT et 4.8 % sur le rendement de fluorescence.

L'efficacité d'un PMT dépend essentiellement de la longueur d'onde du photon incident et de la position, sur la photocathode, où il arrive. La calibration spectrale (relative) du constructeur étant précise, la calibration absolue à une longueur d'onde donnée est suffisante. La variation sur la surface de la photocathode nécessite une mesure particulière, car l'efficacité varie fortement d'un bord à l'autre de la photocathode, et également d'un PMT à l'autre. Nous avons donc effectué une cartographie des deux PMT qui détectent les photons.

La mesure du rendement absolu au gain du photoélectron unique en un point de la photocathode est beaucoup plus délicate. Il existe deux possiblités pour faire une mesure absolue :
- envoyer une quantité de lumière connue sur le détecteur, c'est-à-dire utiliser une source lumineuse calibrée ;
- comparer ce que mesurent le PMT et un détecteur calibré.

Au niveau de précision désirée, l'utilisation d'une source calibrée n'est pas fiable. L'incertitude qu'elle introduit est d'environ 10 %, car il est impossible de contrôler précisément son angle solide d'émission ainsi que ses variations (au cours du temps, ou avec la température). C'est pourquoi nous avons déicdé d'utiliser des détecteurs de lumière calibrés.

Les détecteurs de référence choisis sont des photodiodes NIST (calibrées par le National Institute of Standards). Leur calibration est précise à 1.5 %. En comparant simultanément

les flux détectés par le PMT et une photodiode, on s'affranchit des systématiques dues aux variations temporelles. La difficulté majeure dans leur utilisation est due à la grande différence de gain entre elles et le PMT : environ 1 pour la photodiode et 10^7 pour le PMT. Ceci signifie que le PMT doit recevoir environ 10^7 fois moins de lumière que la photodiode.

Nous avons résolu ce problème en imaginant un montage tout à fait original basé sur les propriétés géométriques des sphères intégrantes. Pour réduire la quantité de lumière de quelques 10^6, deux sphères sont fixées l'une à l'autre par l'intermédiaire d'un petit diaphragme. On dispose alors d'un diviseur de flux stable et très précis. Nous avons ainsi pu calibrer les deux PMT au gain du photoélectron unique à une précision de 1.7 %, ce qui n'avait jamais été réalisé jusqu'ici.

Finalement, le rendement absolu de la fluorescence a été mesuré dans de l'air sec recomposé (sans argon, humidité ni impuretés). À une pression de 753.8 mmHg et une température de 295.95 K, un électron de 1.1 MeV produit 3.95 ± 0.19 photons par mètre parcouru. Ce chiffre doit être normalisé pour être comparé aux résultats des expériences précédentes. La normalisation usuelle est une énergie de 0.85 MeV, une pression de 760 mmHg et une température de 288.15 K. Dans ces conditions, la moyenne des deux mesures de rendement de fluorescence effectuées vaut 4.23 ± 0.22 photons par électron et par mètre.

Notre résultat est tout à fait compatible avec ceux des expériences de Nagano ([Nagano$^+$04] entre 300 et 430 nm) et FLASH [Belz$^+$06], et l'incertitude est divisée par 2.9 et 3.6 respectivement. Mais il exclut les résultats de [Kakimoto$^+$96].

À l'heure actuelle, l'expérience Auger se sert du rendement de fluorescence pour calibrer le réseau de détecteurs de surface en énergie. La valeur du rendement utilisée a donc une importance cruciale dans la reconstruction de l'énergie de la particule primaire, que ce soit d'après la mesure de la fluorescence de la gerbe ou par l'échantillonnage des particules au sol. Désormais, l'incertitude sur l'énergie des gerbes peut passer de 15 % à quelques pourcents.

La valeur mesurée par Nagano entre 300 et 400 nm est inférieure de presque 14 % à notre résultat (il vaut 3.73 photons/m). Or, c'est ce rendement qu'utilise la collaboration Auger pour déduire l'énergie des rayons cosmiques détectés : les énergies sont donc surestimées de 14 %. Comme la région de la cheville est souvent représentée avec une échelle en énergie logarithmique, cet effet est faible. En revanche, le flux étant généralement multiplié par le cube de l'énergie, l'effet est ici appréciable, puisque le flux mesuré par Auger doit être diminué de près de 36 %...

Enfin, rappelons l'ambiguïté entre les résultats des expériences HiRes (par mesure de la fluorescence des gerbes) et AGASA (par échantillonnage des muons et électrons de fin de gerbe). En 2003, les auteurs Bahcall et Waxman avaient proposé une explication permettant de réunir les deux spectres [BahcallWaxman03]. Leur hypothèse repose sur une possible différence de calibration absolue en énergie des deux expériences. En évaluant une sous-estimation de la part de HiRes de 15 % et une sur-estimation de AGASA d'autant, les deux spectres se superposent parfaitement (et, incidemment, prouvent l'existence de la coupure GZK). Il semble que les résultats publiés par HiRes utilisent le résultat de Bunner [Bunner67], soit presque 5 photons/m. Ce chiffre étant 22 % supérieur à notre propre résultat, nous allons tout à fait dans le sens de l'hypothèse de Bahcall et Waxman.

Perspectives. Moyennant quelques améliorations dans l'appareillage, plusieurs études pourraient être réalisées avec ce montage. D'une part, l'emploi d'un Flash ADC permettrait de relever amplitudes et temps simultanément avec un temps mort bien moindre. On disposerait ainsi d'une acquisition événement par événement (ce que nous n'avons pu faire dans ce travail à cause des temps morts), permettant l'étude de corrélations éventuelles temps/amplitude. De plus, une meilleure appréhension du pile-up serait possible.

D'autre part, une grande amélioration serait de mesurer le spectre de fluorescence grâce à un spectromètre muni d'une caméra CCD avec intensificateur de lumière. Le spectre entier pourrait être mesuré en une seule prise de données. On serait en mesure de diminuer la durée de prise d'un spectre et d'en améliorer la statistique et la résolution. Rappelons que chaque mesure spectrale effectuée durait une nuit, et que nous avons mesuré 46 points sur le spectre...

Avec ce type de matériel plus performant, les mesures à envisager sont de trois sortes :

- la modification de la nature du gaz. En introduisant 1 % d'argon, puis de la vapeur d'eau (jusqu'à 4 %), puis enfin d'autres types d'impuretés en quantités contrôlées. On peut ainsi mesurer le rendement de fluorescence dans des conditions réalistes et étudier l'effet de chaque composante ;
- l'étude de la variation du rendement avec la pression. On serait alors en mesure de donner une paramétrisation de la fluorescence raie par raie, comme le font les autres expériences, mais avec de meilleures résolution et précision ;
- l'étude de la variation du rendement avec la température. Il faudrait imaginer un système permettant de refroidir le gaz avant de l'injecter dans l'enceinte de fluorescence.

Ce dernier point est assez complexe, car il faut pouvoir descendre à -60°. Pour éviter les problèmes de condensation, etc, il faut que l'enceinte de fluorescence fasse partie d'un cryostat... Mais rien n'est impossible !

Avec ces modifications et ces mesures, l'étude de la fluorescence de l'azote en tant que telle serait alors complète. On pourrait alors s'intéresser à l'autre problématique de la fluorescence dans les expériences de rayons cosmiques, sa propagation dans l'atmosphère, en présence de centres diffuseurs Rayleigh et Mie.

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Acquisition de données

A.1 Électronique d'acquisition

Le schéma complet de la chaîne d'acquisition est représenté sur la figure A.1. Elle a été réalisée avec des modules NIM pour la partie de traitement des signaux qui est rapide (de l'ordre de la nanoseconde), et CAMAC et VME pour les enregistrements des spectres (PC Windows XP) et le comptage des impulsions.

Signaux photons et électrons. Le principe du traitement des signaux est le même pour les photons et les électrons. À l'entrée de l'acquisition, chaque signal est amplifié d'un facteur 10 pour économiser les PMT, rester dans le régime linéaire du courant d'anode et être mieux observable à l'ADC. Dès lors, l'amplitude des signaux photons sur l'anode n'est au maximum, que d'environ 20 mV.

Les signaux sont ensuite dédoublés : l'un reste analogique et sert à construire le spectre ADC, l'autre est envoyé dans un discriminateur. Le discriminateur sert à sélectionner les signaux ayant dépassé un certain seuil. Le signal logique produit est ensuite utilisé dans une coïncidence.

Deux discriminateurs sont appliqués au signal électron avec deux seuils différents. Ceci revient à effectuer deux mesures simultanées à des énergies moyennes d'électrons différentes.

Coïncidences. Le taux de coïncidences fortuites entre deux signaux de taux N_1 et N_2 et de largeur τ_1 et τ_2 est proportionnel à la somme des largeurs des signaux :

$$f = (\tau_1 + \tau_2) \cdot N_1 \cdot N_2$$

Comme les signaux électron et photon sont naturellement décalés dans le temps, le signal de l'électron doit être au moins trois fois plus large que la durée de vie du niveau moléculaire. On le fixe à 100 ns, c'est-à-dire que le signal photon (de largeur 8 ns) peut arriver jusqu'à 100 ns après l'électron. Une durée si importante n'est pas nécessaire à pression atmosphérique, puisque la durée de vie est plus courte. Mais une étude du rendement de fluorescence à plus basse pression nécessite cette largeur. Elle doit rester constante quelle que soit la pression si on veut garder une précision maximale (annulation des biais).

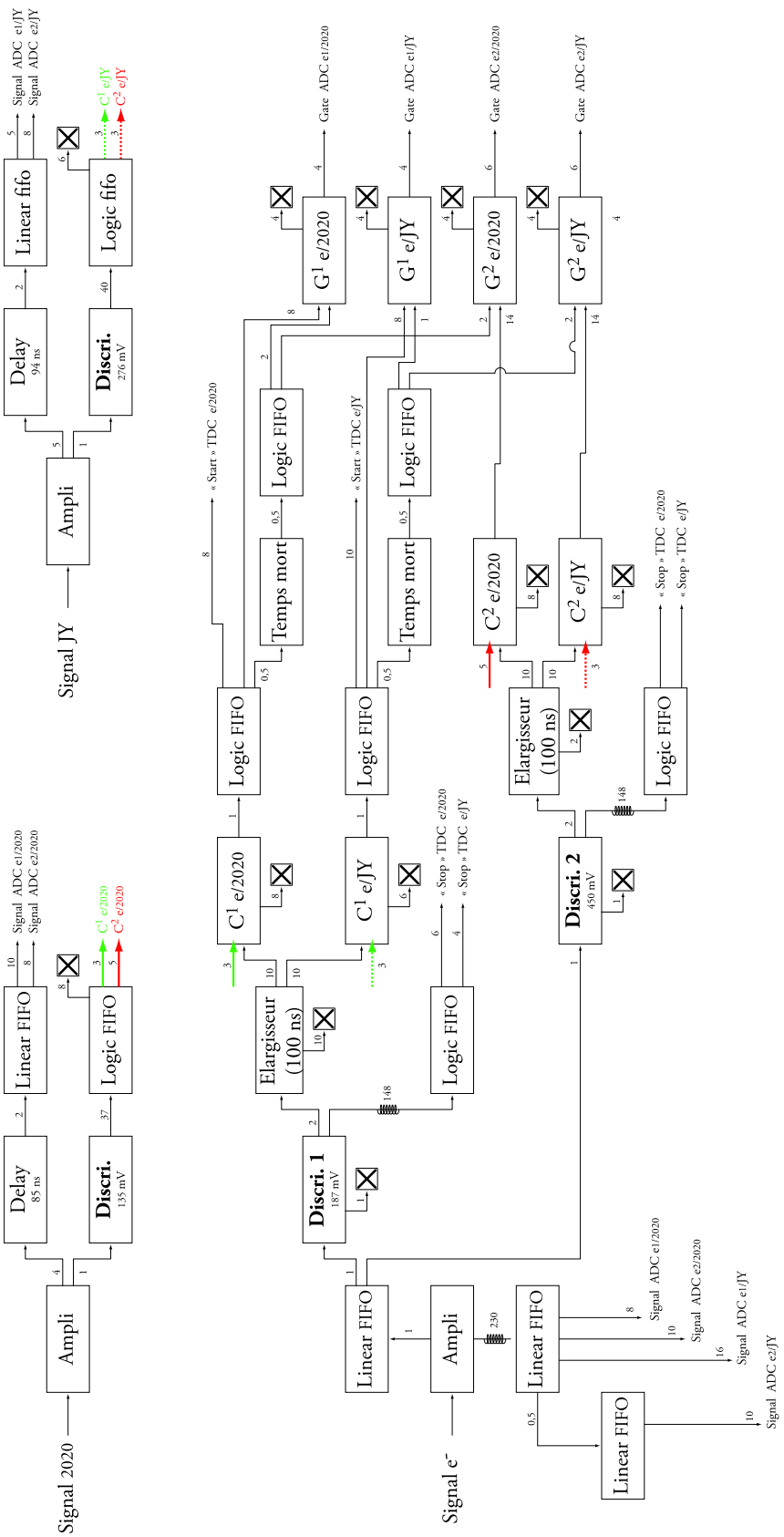


FIG. A.1 – Schéma complet de l'acquisition de données. Les chiffres indiqués au-dessus de chaque cable sont leur durée en ns. Les seuils des discriminateurs sont également spécifiés, et les échelles sont symbolisées par une croix dans un carré.

La synchronisation entre les signaux électrons et photons et le réglage des largeurs des différents pulses ont été réalisées avant l'introduction de la source. Pour cela, on a utilisé trois LED pulsées de 377 nm, placées au centre de l'enceinte de fluorescence, chacune dirigée vers un PMT. Les durées de vie ont été simulées par des retards.

TDC. Time to Digital Converter. Ce module convertit un intervalle de temps entre deux signaux en un nombre (le canal du TDC). Bien que l'électron arrive avant le photon, ce sont les coïncidences qui servent de déclenchement aux TDC. Le TDC est ensuite stoppé par le signal de l'électron, retardé de 148 ns. Cette inversion évite des déclenchements inutiles en grand nombre (c'est-à-dire une occupation du TDC uniquement pour les fortuites), car il y a très peu de photons par rapport aux électrons. L'axe des abscisses est donc inversé : plus le canal TDC est grand, plus l'intervalle de temps entre le déclenchement et l'arrêt du TDC est petit (voir la figure 4.3).

Les mesures de fluorescence ont été réalisées avec un TDC CAMAC (LRD 2228A). Un autre TDC a été utilisé en tant que contrôle du spectre du PMT-filtre pendant la mesure spectrale. Il s'agit d'un TDC VME Multihit (CAEN V1290N). Il est pourvu d'une mémoire circulante qui lui permet d'enregistrer plusieurs signaux électrons par déclenchement (plusieurs arrêts pour un seul déclenchement). Le pic du signal et le plateau de fortuites sont donc plus importants. Aucun calcul de rendement de fluorescence n'a été mené avec ses spectres.

Le nombre de coïncidences fortuites entre un électron et le bruit de fond des PMT-photons est relativement important comparé aux taux de comptage de chaque signal photon : environ 200 par seconde pour le signal du PMT-filtre, et 9 pour le signal du PMT-JY. Les spectres TDC des coïncidences fortuites forment une ligne de base au-dessus de laquelle s'élève le pic du signal. Donc quand le nombre de fortuites diminue, l'incertitude statistique sur la surface du seul pic du signal diminue elle aussi.

Avant que l'on inverse la polarité des PMT-photons, leur bruit de fond était trois fois plus élevé, donc les coïncidences fortuites aussi. On distinguait à peine le pic de signal dans le spectre TDC du PMT-JY. Cette modification a donc été cruciale dans la précision de la mesure du spectre de fluorescence.

ADC. Analog to Digital Converter. Ce module intègre la charge d'un signal dans une porte temporelle définie par l'utilisateur, et la convertit en un nombre : le canal ADC. Un canal ADC correspond donc à un certain nombre d'électrons (qui dépend des modèles d'ADC). Les ADC (LRS 2249A) demandent environ 250 μs pour effectuer la conversion. Le taux de coïncidences étant trop élevé, on a créé un temps mort artificiel de 300 μs par blocage des signaux.

Le taux de coïncidences n'est pas important pour les spectres ADC, car ceux-ci ne sont pas utilisés dans l'analyse. Ils servent uniquement à contrôler la stabilité du gain de chaque PMT.

Échelles de comptage. Les impulsions sont comptées à chaque étape du traitement. Les ordres de grandeur des taux de comptage sont indiquées dans le tableau A.1. L'échelle

Taux de comptage approximatifs à pression atmosphérique (Hz)	
Signal e^- "D1"	$2 \cdot 10^6$
Signal e^- "D2"	$6 \cdot 10^5$
Signal photon PMT-filtre	1 000
Coïncidences e^- "D1" - photon PMT-filtre	220
Coïncidences e^- "D2" - photon PMT-filtre	70
Signal photon PMT-JY	40
Coïncidences e^- "D1" - photon PMT-filtre	5

TAB. A.1 – Récapitulatif des taux de comptage des différents signaux. Les chiffres 1 et 2 indiquent les seuils en énergie appliqués au spectre des électrons. Ces chiffres sont donnés dans l'air et à pression atmosphérique.

réservée aux signaux les plus rapides est un module VME de 100 MHz (VMEV560E de 64 bits). Les autres sont comptés dans les seules échelles que nous avions à notre disposition, qui sont des modules CAMAC de 25 MHz (CERNSPEC 003 de 32 bits). Ces dernières sont néanmoins assez rapides pour compter les coïncidences.

Toutes les échelles reçoivent des impulsions étroites (10 ns) pour minimiser les temps morts dues à ces largeurs. Les temps morts ont été mesurés pour les deux signaux électrons (les plus rapides), en comptant pendant un temps donné des impulsions de largeur variable. Les résultats sont représentés sur la figure A.2. L'extrapolation à une impulsion de durée nulle donne le taux de comptage qu'on aurait avec un temps mort nul. Avec des impulsions d'environ 10 ns, les temps morts sont de l'ordre du pourcent. On tient compte de cet effet dans l'analyse.

A.2 Interface LabVIEW

L'interface des modules d'acquisition CAMAC et VME a été réalisée avec LabVIEW 6.1. Elle permet de contrôler le bon déroulement de l'acquisition. Je l'ai conçue et réalisée intégralement.

Une mesure. Chaque mesure dure l'équivalent d'une nuit. Si une anomalie survient, qui empêche le bon déroulement de l'acquisition (par exemple, l'arrêt d'un serveur), les données de la mesure sont perdues. Pour éviter cela, une mesure est composée de plusieurs prises de données successives et complètement indépendantes.

Chaque prise de données fournit 19 fichiers :

- 18 au format des histogrammes LabVIEW (12 spectres ADC et 6 spectres TDC) ;
- 1 fichier texte qui contient le résumé de la prise de données (date et heure, longueur d'onde, pressions et températures au début et à la fin), le contenu des échelles et les 18 histogrammes au format texte.

Une acquisition événement par événement a été préparée en vue d'étudier les corrélations temps-amplitude. Elle fournit deux fichiers binaires. Elle n'a cependant pas été utilisée, car

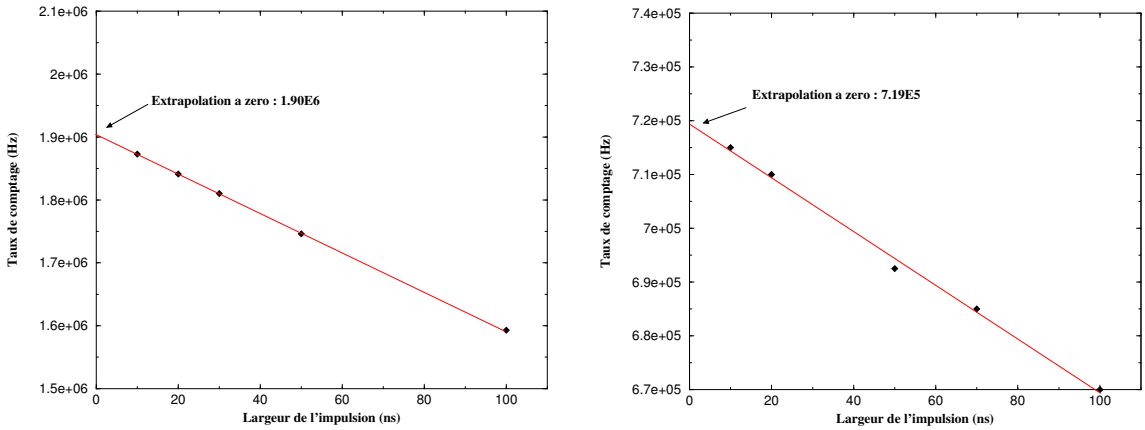


FIG. A.2 – Mesures du temps mort des deux signaux les plus rapides, c'est-à-dire les signaux électrons en sortie des discriminateurs. La largeur des impulsions des discriminateurs a été variée entre 10 et 100 ns. Les signaux utilisés sont les signaux aléatoires provenant de la source, et non les impulsions d'un générateur. L'extrapolation de cette droite à une largeur nulle donne le taux de comptage pour un temps mort nul.

à pression atmosphérique, les corrélations n'apportent aucune information supplémentaire. En effet, les spectres d'amplitude représentent toujours le même spectre de photoélectron unique. Il n'y a aucune variation de ce spectre, hors le gain éventuellement.

Menu principal. Les prises de données ont une durée fixe, mais la mesure dure aussi longtemps que l'utilisateur le souhaite. Les figures A.3 et A.4 sont des copies d'écran commentées des interfaces utilisateurs. La figure A.5 montre, dans le corps du programme d'acquisition, une partie de la boucle de lecture et d'enregistrement des spectres ADC et TDC.

Déroulement d'une prise de données. Les échelles reçoivent un ordre de départ et un ordre d'arrêt au début et à la fin de la prise de données. En pratique, deux ordres sont envoyés. L'un est destiné à l'échelle VME rapide (100 MHz). L'autre est un mot binaire qui commande simultanément les 6 échelles CAMAC (25 MHz). On considère à juste titre que les deux ordres sont simultanés, car le temps qui les sépare est bien inférieur à 1 μs.

Le programme interroge en permanence les modules ADC et TDC. Dès que l'un d'eux reçoit un signal de conversion, le contenu des voies concernées sont enregistrées dans les histogrammes. Leur affichage est régulièrement rafraîchi pour contrôler le bon déroulement de la mesure. Un temps mort est introduit lors de l'enregistrement et de l'affichage des spectres, dont nous tenons compte à l'analyse. L'organigramme du déroulement d'une mesure est présenté sur la figure A.6.

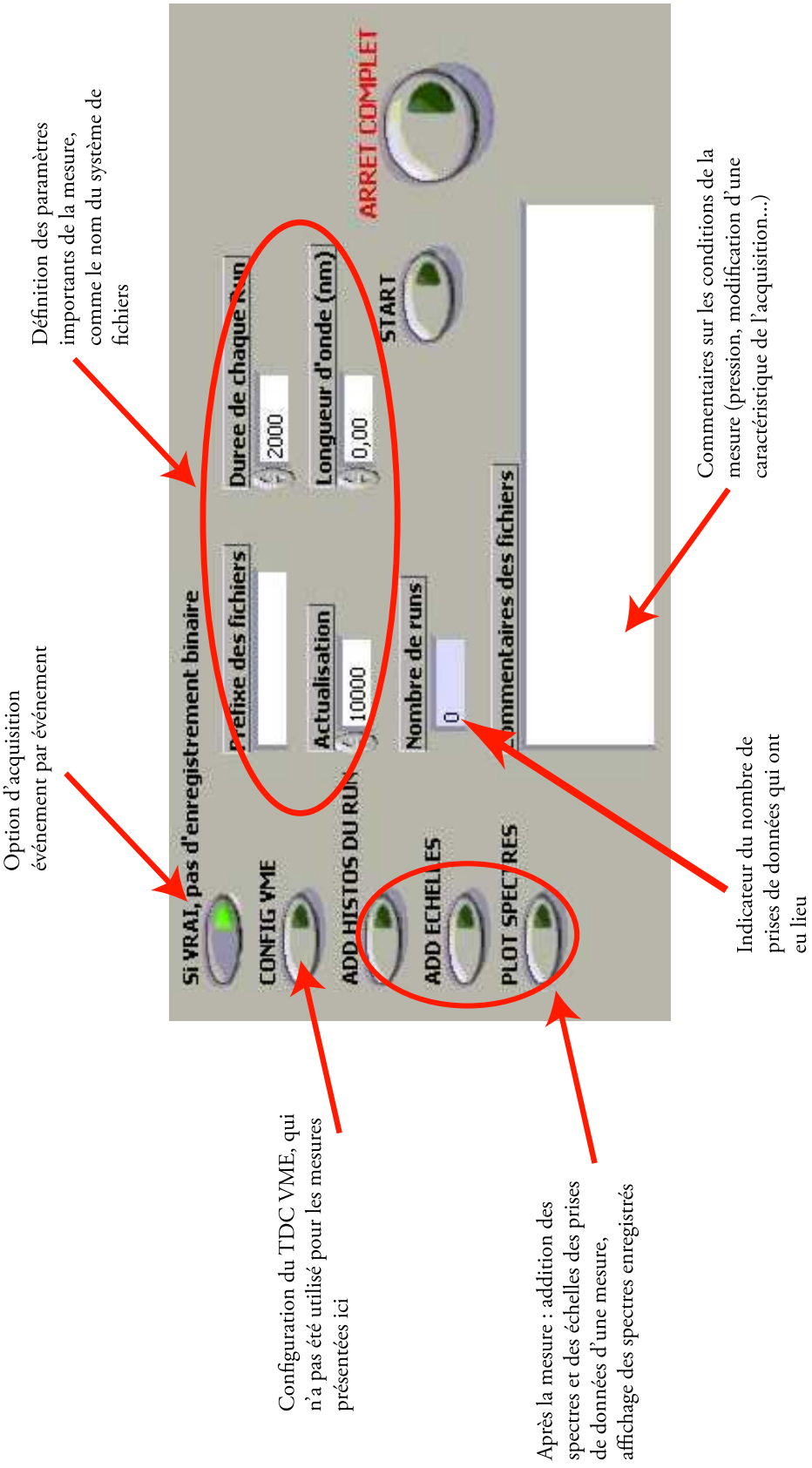


FIG. A.3 – Interface LabVIEW : lancement d'une mesure.

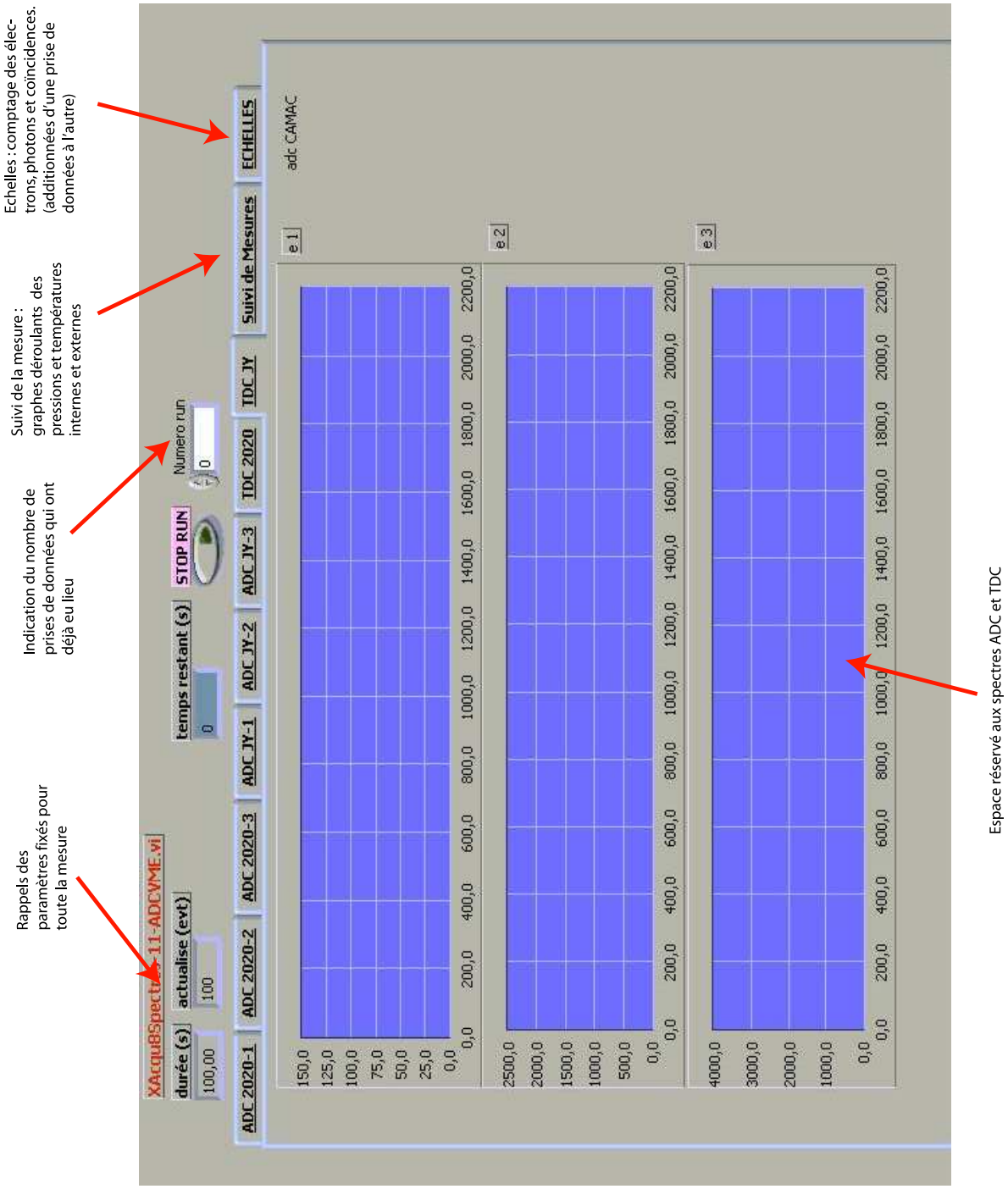


FIG. A.4 – Interface LabVIEW : acquisition des spectres



FIG. A.5 – Programmation LabVIEW : lecture et enregistrement des spectres

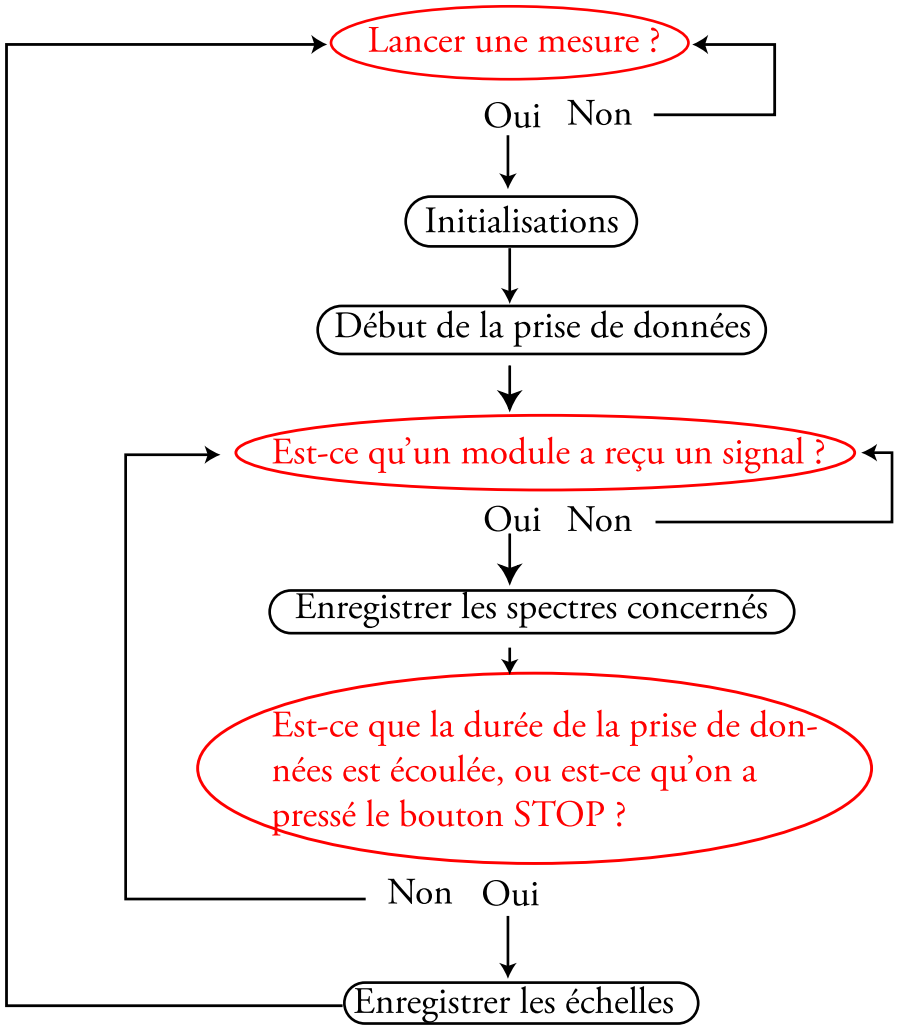


FIG. A.6 – Organigramme du déroulement d'une mesure

Annexe B

Le Mode Photoélectron Unique

B.1 Spectre de photoélectron unique

Quand un PMT est exposé à une certaine quantité de lumière, la probabilité de détection suit une loi de Poisson : la probabilité de détecter N photons est donnée par

$$P(N) = \frac{\mu^N exp(-\mu)}{N!}$$

où μ est le nombre moyen de photons détectés.

Cette loi est une loi discrète, en particulier quand le niveau de lumière est suffisamment faible, les photons sont détectés un par un.

La loi de Poisson est représentée sur la figure B.1 en rouge pour une valeur moyenne de 0.025 (rapport des pics "0"/"1" de 40). Comme on le verra plus loin, le spectre de cette figure est obtenu en pulsant une LED avec un générateur basse fréquence (GBF).

Contrairement au PMT-électrons, les deux PMT-photons fonctionnent en mode photoélectron unique. Le premier reçoit au moins 10 000 photons par électron de la source de ^{90}Sr qui a traversé le scintillateur, c'est-à-dire environ 2 000 photoélectrons par pulse. Les deux autres ne détectent qu'un photon de temps à autre : environ 1 toutes les 3 ms pour le PMT-filtre, et 1 toutes les 20 ms pour le PMT-JY. Or, la constante de temps du PMT n'étant que de 10 ns, il n'y aura jamais plus d'un photoélectron à la fois émis par la photocathode. Le pulse de sortie correspondra donc à un seul photoélectron.

La largeur du pic "1", correspondant aux événements où il y a eu amplification, est due principalement à la fluctuation dans la multiplication par la première dynode (si ce facteur est 4, alors la résolution est de $\frac{1}{\sqrt{4}}$= 50 %). On appelle pic "0" la distribution centrée sur $P(0) = exp(-\mu)$, et pic "1" celle centrée sur $P(1) = \mu exp(-\mu)$. Incidemment, "0"/"1" $= 1/\mu$.

Le pic "0", ou piédestal, est beaucoup plus étroit que le pic "1" car il correspond à un déclenchement de l'ADC sans signal analogique correspondant. On n'analyse alors que le bruit électronique. Le spectre analysé est la somme des pics "0" et "1". La figure B.1 montre un spectre réel superposé à la loi discrète. Dans ce cas, le rapport "2"/"1" est de 0.0125, donc inférieur à la précision que nous souhaitons obtenir. Si les taux de comptage dans la mesure de fluorescence sont beaucoup plus faibles, ce rapport sera encore plus petit.

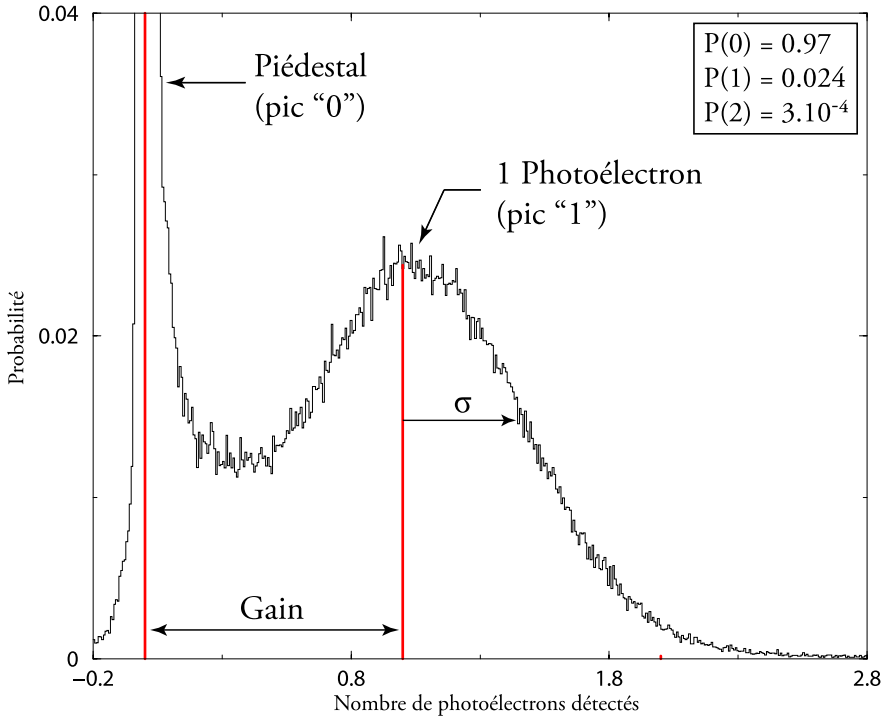


FIG. B.1 – La loi de Poisson réelle et détectée par un photomultiplicateur. En rouge, le spectre discret calculé pour une moyenne de 0.025, ce qui correspond à un rapport "0"/"1" de 40. En noir, un spectre de photoélectron unique détecté par un PMT. Dans ce cas précis, la quantité de lumière est tellement faible qu'on ne détecte jamais deux photoélectrons.

Le pic du photoélectron unique est généralement représenté par une fonction de Polya (voir par exemple [BLUMROLANDI94]), qui décrit l'évolution du nombre d'électrons dans un système à avalanche. La fonction de Polya admet la loi de Poisson comme cas limite. Il n'est nécessaire d'y faire appel que si la contribution du pic de 2 photoélectrons n'est pas encore négligeable, c'est-à-dire si l'illumination est assez forte. C'est inutile ici, car la LED est justement réglée de façon à avoir un grand rapport "0"/"1", et donc une contamination du "2" totalement négligeable. De plus, les spectres ADC servent uniquement à vérifier que le gain du PMT n'a pas dérivé. Ils ne sont pas utilisés dans l'analyse.

B.2 Réglage des PMT-photons

La mesure de fluorescence impose de détecter les photoélectrons uniques le mieux possible. Il faut donc régler le discriminateur de chaque PMT-photons au minimum de la vallée entre les pics "0" et "1". Pour cela, on utilise un montage spécifique schématisé sur la figure B.2.

Une quantité de lumière très faible est envoyée au PMT par une LED. Le signal détecté est analysé par un ADC. Cet ADC est déclenché par la coïncidence entre le signal de la LED (A) et celui du PMT (B). Si le seul signal de la LED sert de déclencheur, le spectre possèdera les pics "0" et "1" (puisque la plupart des photons n'auront pas été détectés par

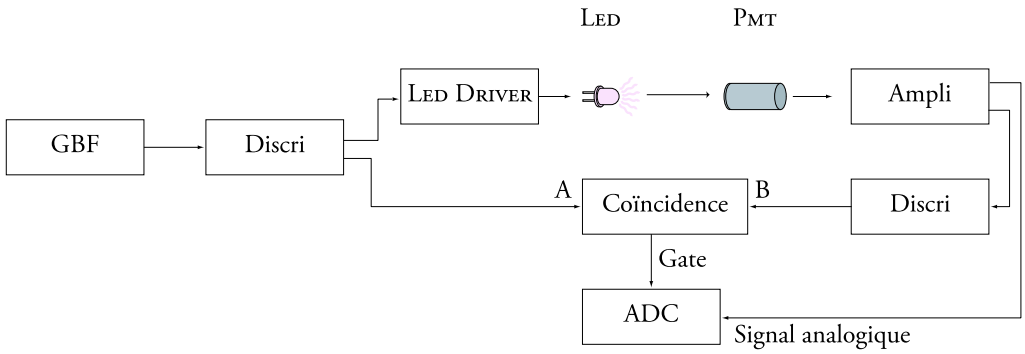


Fig. B.2 – Schéma d'un montage permettant de régler les PMT fonctionnant en mode photoélectron unique.

le PMT). Si la coïncidence est enclenchée, le spectre n'aura que les signaux du pic "1" qui auront dépassé le seuil du discriminateur.

Un générateur de pulse (GBF) alimente la LED (377 nm) *via* un Light Diode Driver NIM (LDD CERN N4168). L'impédance de sortie du LDD (50 Ω), permet une adaptation de la LED en impulsionnel. Une résistance d'environ 40 Ω est insérée en série avec la LED. Cette résistance à une double fonction d'adaptation d'impédance et d'effet stabilisateur (compensation de température). La tension de sortie du LDD, qui commande la quantité de lumière émise, est continuement variable de 0 à 25 V. La largeur des pulses peut être aussi petite que 5 ns, et les temps de montée et de descente sont de 0.5 ns.

B.2.1 Réglage du niveau lumineux

Il s'agit d'optimiser l'observation du pic du photoélectron unique en faisant varier la quantité de lumière reçue par le PMT. S'il n'y a pas assez de lumière, il n'est pas possible, à moins d'attendre plusieurs jours, d'atteindre une statistique suffisante dans le pic (au moins un millier de coups). S'il y en a trop, la probabilité de détecter deux photons n'est plus négligeable devant celle d'en détecter un, et les pics se superposent.

Le pic "0 photoélectron" a une double utilité :

- s'assurer de la pureté du spectre en "1", c'est-à-dire que la contamination par le détection simultanée de 2 photoélectrons soit négligeable. Il faut pour cela que le rapport des hauteurs des pics "0"/"1" soit supérieur à 20 (nous prenons entre 30 et 50).
- indiquer l'origine du pic "1 photoélectron", qui est le centre du pic "0". Il faut en effet extrapoler jusqu'à l'origine pour connaître le nombre de photoélectrons perdus par la coupure du discriminateur.

On peut aussi estimer la résolution en photoélectron unique du PMT à travers son rapport Pic/Vallée, c'est-à-dire entre la hauteur du pic du photoélectron unique et celle du minimum entre les pics "0" et "1". Dans notre cas, le fait d'avoir inversé la polarité des PMT a légèrement dégradé leur rapport Pic/Vallée. Il est passé de 2.5 à 2 avec des bases positives. Cette valeur est néanmoins suffisante pour estimer que la résolution est de 50 %.

B.2.2 Réglage du seuil du discriminateur

Le seuil du discriminateur doit correspondre au minimum de la vallée entre les pics "0" et "1". Les résultats sont représentés sur la figure B.3 pour les deux PMT. Le spectre coupé, en rouge, est superposé au spectre de photoélectron unique original, en noir.

Il faut aussi évaluer la perte due à la coupure réalisée. Pour cela, il faut estimer le nombre de photoélectrons uniques manqués par rapport à l'intégrale du pic s'il n'y avait aucun "0". Pour cela, la position du pic "0" indique le pied du vrai pic "1". Cette "inefficacité" s'élève à 3.76 % pour le PMT-filtre et 3.85 % pour le PMT-JY. On en tient compte lors de l'analyse des données.

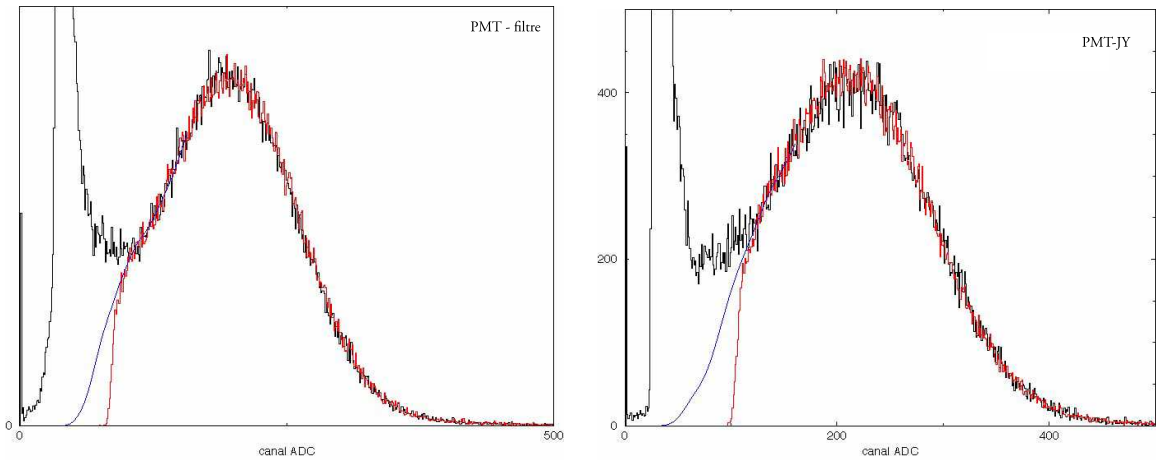


FIG. B.3 – À gauche, les spectres du PMT-filtre, et à droite, ceux du PMT-JY. Le spectre du photoélectron unique entier est en noir. Le pic étroit (tronqué) correspond à l'absence de photoélectron quand le déclenchement de l'ADC est le générateur pilotant la LED : il y a en moyenne quarante fois plus de déclenchements sans détection de photoélectron qu'avec. En rouge, le même spectre, une fois appliqué le seuil du discriminateur. La perte de photoélectrons réels est minime : elle correspond à l'intégrale entre la courbe bleue (spectre du photoélectron unique s'il ny avait pas de "0") et la courbe réeele en rouge (voir texte).

Annexe C

Calibration Absolue des PMT à Bas Gain

L'efficacité quantique de la photocathode d'un PMT est normalement indépendante de la valeur de la haute tension appliquée au tube. Les quelques 100 V de variation de la différence de potentiel entre la photocathode et la première dynode ne peuvent pas modifier le potentiel d'extraction des électrons.

En revanche, les efficacités de collection et de multiplication peuvent varier de façon significative. C'est pourquoi nous avons entrepris de mesurer l'efficacité des PMT à bas gain, c'est-à-dire à "basse haute tension" et en envoyant un grand nombre de photons sur la photocathode.

La méthode de mesure est identique à celle employée à bas gain : réaliser, à l'aide de sphères intégrantes, un diviseur de lumière approprié, puis remplacer la photodiode par le PMT. Par contre, la méthode utilisée pour observer le comportement du tube est différente. À haut gain, on compte l'un après l'autre les photoélectrons uniques. Ici, on observe un pic sur un ADC. Une variation d'efficacité se traduit par une variation du nombre d'électrons émis par pulse de l'anode, donc par une variation de gain. La position du pic lui-même donne le gain ; sa largeur est liée au nombre de photoélectrons émis par la photocathode.

C.1 Cartographie

Le gain choisi pour la cartographie est de l'ordre de 10^4 , ce qui correspond à une haute tension de 1385 V pour le PMT-filtre et de 1509 V pour le PMT-JY. La LED, commandée par un générateur basse fréquence (GBF), envoie des pulses à une fréquence de 100 kHz. Le niveau de lumière est tel que la photodiode UDT de contrôle reçoit une puissance d'environ 12 nW avec un bruit de fond de l'ordre de 1 pW. Pendant la mesure, le niveau de lumière a varié de moins de 1 %. Comme le gain des PMT varie lentement au cours du temps, principalement à cause d'un changement de température dû au diviseur de tension, chaque carte doit être réalisée sans interruption. Ce changement de température n'a aucune incidence sur la calibration à haut gain.

Pour définir la valeur de ce gain, nous avons choisi d'envoyer environ 20 000 photons par pulse (soit 5 000 photoélectrons). Le PMT ne fonctionne donc pas en mode photoélectron unique. Les pulses d'anode sont directement envoyés sur un ADC déclenché par le générateur de la LED.

À une position (x, y) donnée, le spectre observé est une gaussienne centrée sur un canal noté p avec une variance σ_p. Le piédestal pour cette mesure a été ajusté au canal 0 (utilisation d'un module qVt de Lecroy). L'efficacité est directement proportionnelle au gain, c'est-à-dire à p.

Les figures C.1 et C.2 montrent la réponse normalisée du PMT-filtre. Les figures C.3 et C.4 montrent celle du PMT-JY.

Une remarque importante est qu'à bas gain, il est déjà possible de remonter à l'efficacité absolue du PMT. D'une part, la puissance mesurée par la photodiode NIST fournit directement le nombre de photons par unité de temps. D'autre part, la largeur de la gaussienne est reliée au nombre de photoélectrons émis par la photocathode, la fluctuation étant principalement due à la première dynode : $\sigma_p/p = 1/\sqrt{N_{pe}}$.

Le tableau ci-dessous donne, à titre d'exemple, ce qui a été mesuré à la position (0, 0).

p	P_{UDT}	N_{ph}/pulse	FWHM	σ_p/p	N_{pe}	Efficacité
907	12.42 nW	23 555	34 canaux	$1.37 \cdot 10^{-3}$	5 337	(22.7 ± 4.6) %

Toutefois, cette méthode n'est pas très précise, car la répartition de la lumière entre les deux fibres n'est pas forcément égale : même les fibres optiques produisent des lobes lumineux. On peut essayer d'apprécier les erreurs systématiques. Celles-ci proviennent presque uniquement de la façon dont la lumière entre dans les fibres optiques. En faisant divers essais, cette erreur est estimée à 20 %.

C.2 Efficacité absolue en un point de la photocathode

Optimisation du montage

Chaque pulse est composé d'environ 20000 photons : une seule sphère sufft pour atténuer le flux lumineux entre la photodiode et le PMT.

Le rapport des flux s'écrit

$$\frac{\Phi_{UDT}}{\Phi_{PMT}} = \frac{\mathrm{A}_{UDT}}{\pi r^2}$$

En utilisant un diaphragme de 5 mm de diamètre à l'entrée du PMT et un de 9 mm de diamètre de l'UDT, on aura un rapport de l'ordre de 4. Le schéma du montage est représenté sur la figure C.5.

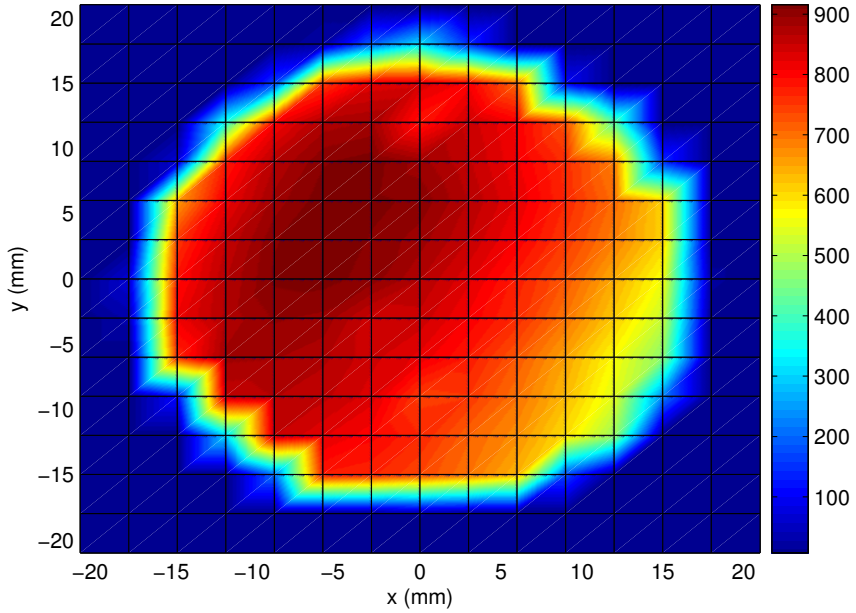


FIG. C.1 – Topographie du PMT-filtre à bas gain. La normalisation par rapport au flux lumineux mesuré par la photodiode est déjà effectuée.

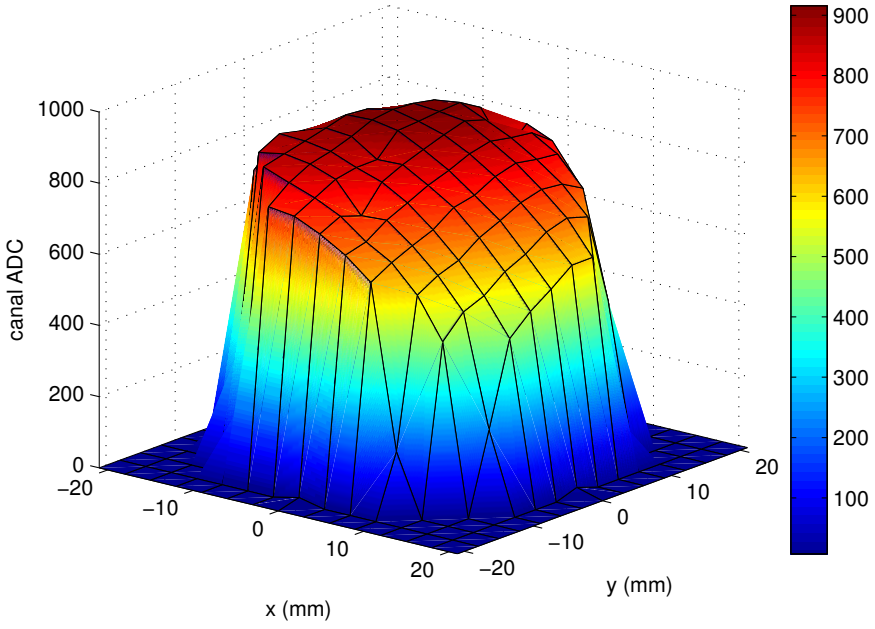


FIG. C.2 – Réponse du PMT-filtre vue en trois dimensions et dans les mêmes conditions que la figure C.1

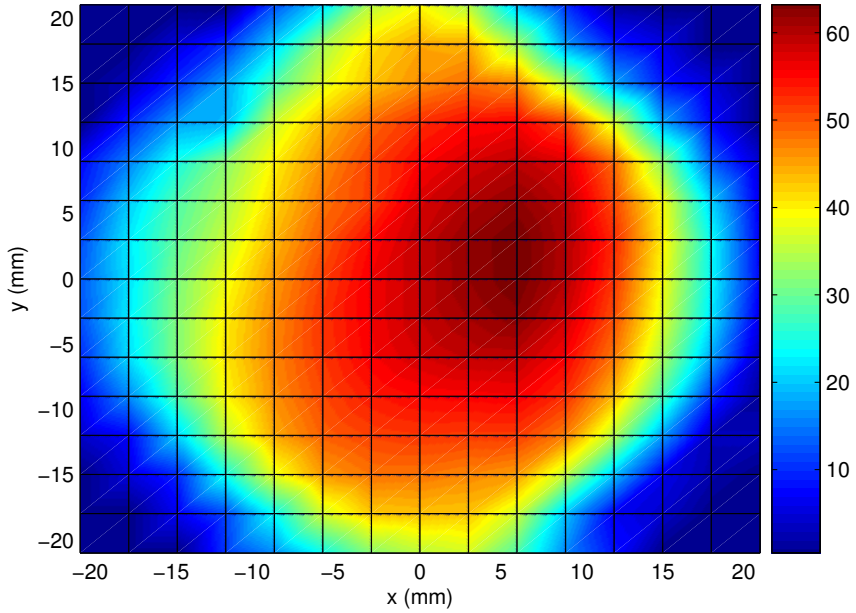


FIG. C.3 – Topographie du PMT-JY à bas gain, normalisée au flux lumineux détecté par la photodiode.

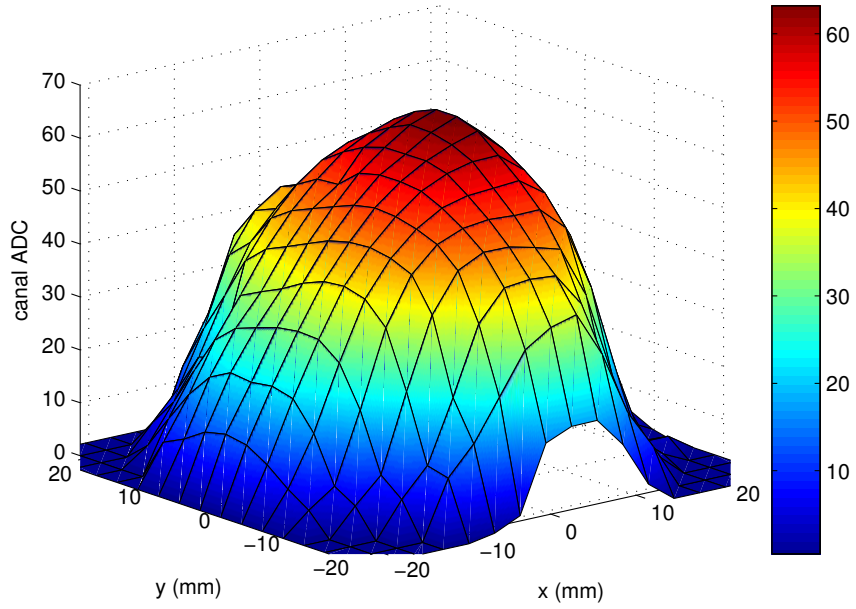


FIG. C.4 – Réponse du PMT-JY vue en trois dimensions, dans les mêmes conditions que sur la figure C.3

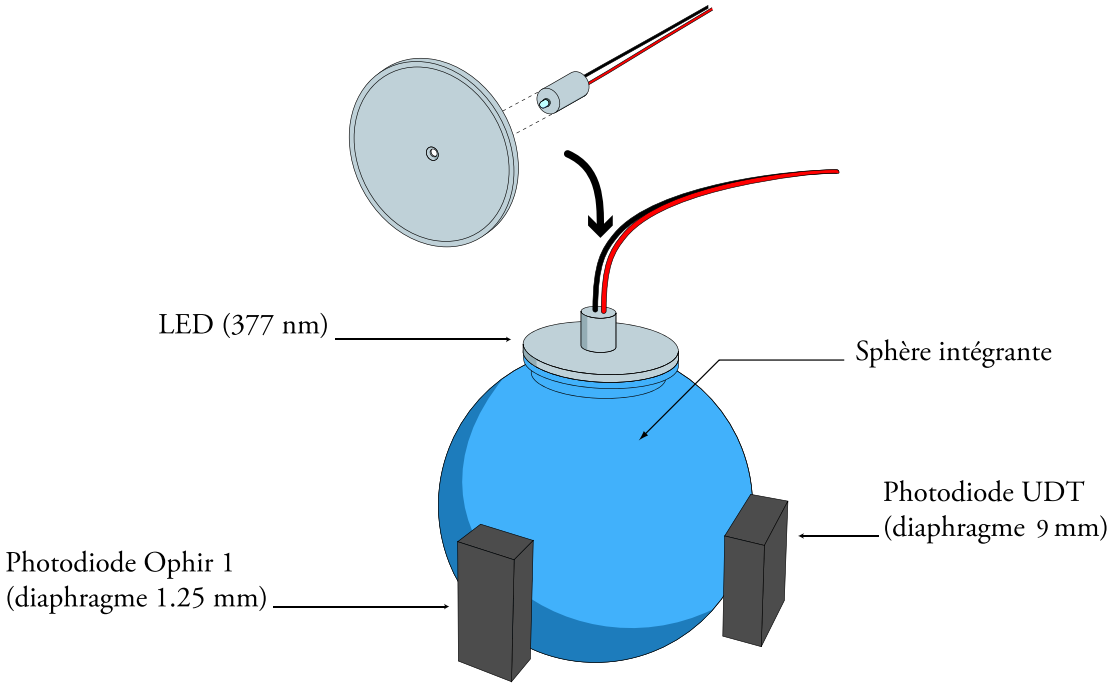


FIG. C.5 – Détermination de la division du flux lumineux pour la mesure de l'efficacité à bas gain.

Mesure du rapport des flux lumineux entre les deux ports de sortie de la sphère

De la même façon qu'à haut gain, on relève en même temps les courants dans chacune des photodiodes. La photodiode Ophir 1 est mise à la place qu'occupera le PMT. La LED de 377 nm suffit ici à éclairer les deux photodiodes. Le tableau C.1 rassemble les relevés des courants et les conversions en puissance.

	UDT	**Ophir 1**
Courant lu	2347 pA	550.4 pA
Facteur de conversion	0.1556 A/W	0.1320 A/W
Puissance correspondante	15.084 nW	4.170 nW

TAB. C.1 – Courants mesurés par chaque photodiode pour déterminer le rapport des flux reçus par le PMT et la photodiode UDT pendant la mesure de l'efficacité.

Les imprécisions sont les mêmes que pour la mesure à haut gain (voir la section 6.3). L'erreur sur le résultat est de 3.1 %. Le rapport des flux lumineux est cette fois de :

$$\boxed{R = 3.6 \pm 0.1}$$

Mesure de l'efficacité

Le montage est représenté sur la figure C.6. La photodiode Ophir 1 a simplement été remplacée par le PMT.

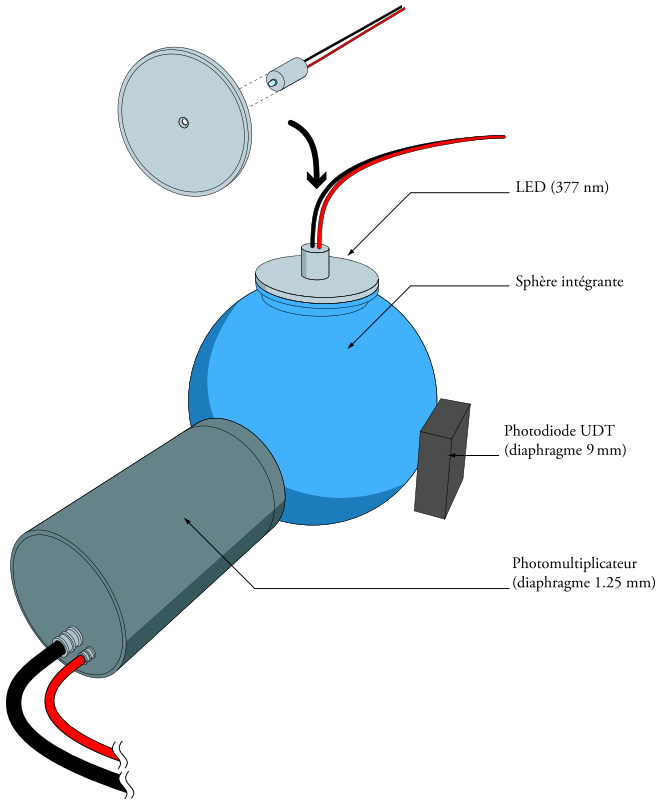


FIG. C.6 – Montage pour la mesure de l'efficacité à bas gain.

Cette mesure a nécessité quelques modifications mineures de l'électronique d'acquisition par rapport celle utilisée à haut gain. Rappelons qu'à bas gain, ce sont les spectres ADC qu'on étudie. Pour que le signal soit correctement intégré, il a fallu augmenter la durée de la porte de l'ADC. Les nouveaux diviseurs de tension positifs ont un léger effet sur l'allure du signal (dû probablement au condensateur mis en série avec l'anode pour découpler cette dernière de la haute tension dans le cas d'un pont positif), qui rejoint la ligne de base un peu plus tard qu'avec les bases négatives.

Pour cette mesure, la porte d'intégration fait 500 ns au lieu de 100 ns. La largeur du piédestal est alors de 41 canaux. C'est une largeur trop élevée pour notre mesure, car la largeur du piédestal intervient dans le calcul d'erreur (voir plus loin). Nous avons donc supprimé l'amplificateur de gain 10 à l'entrée de la chaîne d'acquisition, qui est inutile à bas gain. La largeur du piédestal est alors passée naturellement à 3 canaux seulement en ajustant la haute tension pour que le pic p soit au même canal qu'avec l'amplificateur.

La mesure proprement dite consiste à relever l'efficacité pour différents gains, tous dans la gamme des gains faibles. Pour cela, on règle la haute tension, on relève les spectres cor-

respondant au signal et au piédestal. Un exemple de spectres enregistrés est donné sur la figure C.7. La LED émet des pulses à la fréquence de 10 kHz.

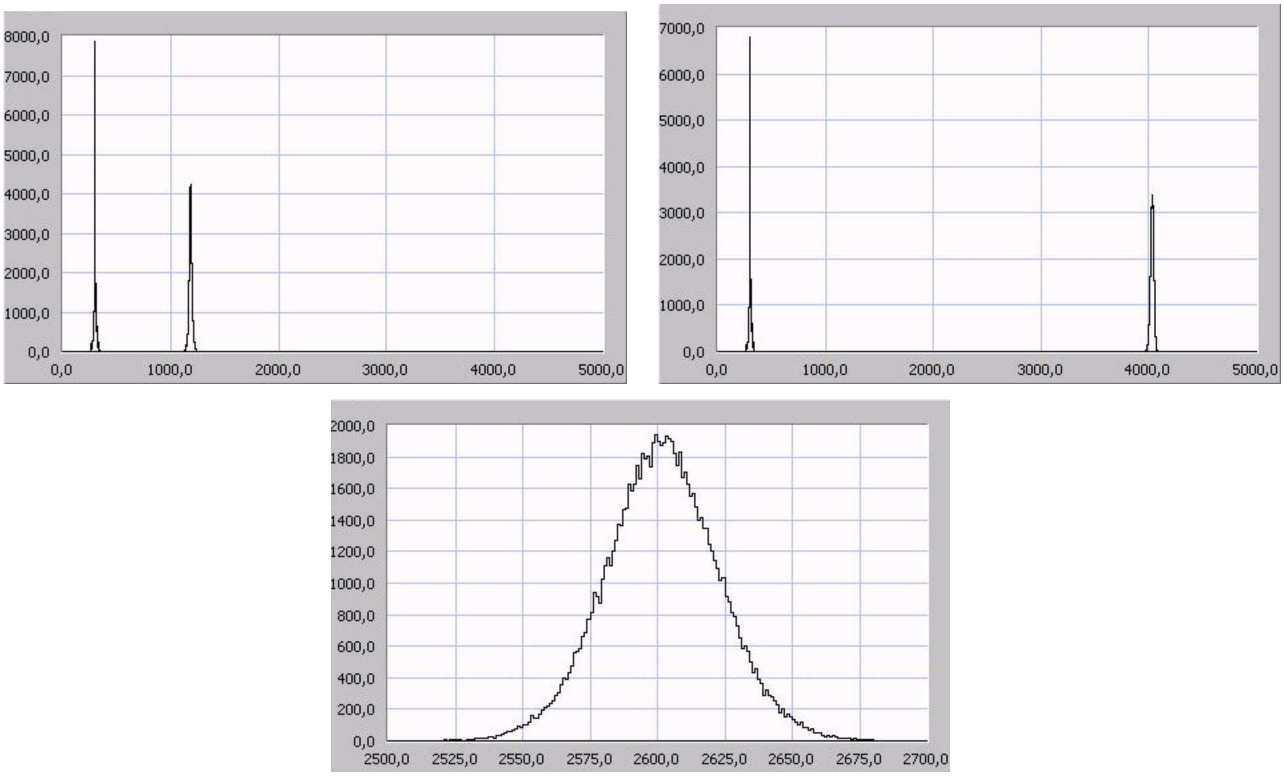


FIG. C.7 – Exemples de spectres enregistrés pour la mesure du rendement absolu du PMT-filtre. Le pic situé aux alentours du canal 300 est le piédestal : il est obtenu quand aucun signal en provenance de la LED n'arrive au PMT. L'autre pic est le signal (en bas). Sa position et sa largeur (toutes deux déconvoluées du piédestal) permettent de déduire le nombre de photoélectrons moyen et le gain. Quand on augmente la haute tension, et donc le gain du PMT, la charge intégrée du signal est plus importante : le pic se déplace vers la droite (en haut).

La position du piédestal doit être soustraite de celle du signal pour obtenir le gain. Comme on a besoin de la largeur (σ) du pic du signal pour évaluer l'efficacité du PMT, il faut déconvoluer la contribution intrinsèque du système, prise égale à la largeur σ du piédestal. Si on appelle "mesure" les grandeurs directement obtenues sur les graphes, et "vrai" les mêmes grandeurs auxquelles on a soustrait le piédestal, alors :

$$p_{vrai} = p_{mesure} - p_{zero}$$

$$\sigma_{vrai} = \sqrt{\sigma^2_{mesure} - \sigma^2_{zero}}$$

Les erreurs associées s'écrivent :

$$\begin{aligned} \Delta p_{vrai} &= \Delta p_{mesure} + \Delta p_{zero} \\ \Delta \sigma_{vrai} &= \frac{\Delta \sigma_{mesure}\sigma_{mesure} + \Delta \sigma_{zero}\sigma_{zero}}{\sigma_{vrai}} \end{aligned}$$

L'erreur sur p_{vrai} est négligeable : la statistique est si importante que l'erreur sur la détermination des positions des pics est très inférieure à 1 %. L'erreur sur σ_{zero} et σ_{mesure}, elle, varie entre 0.4 et 1 canal.

On utilise la loi

$$\sigma_{vrai}/p_{vrai} = 1/\sqrt{N_{pe}}$$

pour déduire le nombre de photoélectrons moyen.

L'erreur sur le nombre de photoélectrons est alors :

$$\frac{\Delta N_{pe}}{N_{pe}} = 2\frac{\Delta \sigma_{vrai}}{\sigma_{vrai}}$$

Elle est donc proportionnelle à l'erreur sur la largeur du pic. Mais σ_{vrai} lui-même traduit déjà une incertitude, donc $\Delta\sigma_{vrai}/\sigma_{vrai}$ peut être assez grand. Cela va dégrader la précision de la mesure, qui sera de l'ordre de 5 % à partir de 1200 V, au lieu de 1.7 % obtenus à haut gain. À haut gain, il n'existait pas d'erreur sur le nombre de photoélectrons puisqu'il ne pouvait valoir que 1.

La lecture du courant reçu par la photodiode, I_{udt} , et le rapport des flux mesuré avec une sphère, R, fournit N_{ph}, le nombre de photons tombant sur le PMT par pulse :

$$N_{ph} = \frac{1}{f}\frac{\lambda}{hc}\frac{I_{udt}}{R\alpha_{udt}}$$

où f est la fréquence des pulses envoyés à la LED. L'erreur liée à la photodiode UDT s'annule, puisque l'erreur systématique en jeu est la même pour la mesure du rapport des flux et pour la mesure de l'efficacité.

$$\frac{\Delta N_{ph}}{N_{ph}} = \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta R}{R} - \frac{\Delta I_{udt}}{I_{udt}} - \frac{\Delta \alpha_{udt}}{\alpha_{udt}}$$

Les erreurs statistiques sont là aussi négligeables. Il reste donc :

$$\frac{\Delta N_{ph}}{N_{ph}} = \frac{\Delta \alpha_{ophir1}}{\alpha_{ophir1}} + \frac{\Delta I_{ophir1}}{I_{ophir1}}$$

On en déduit ainsi l'efficacité absolue :

$$\varepsilon = \frac{N_{pe}}{N_{ph}}$$

et sa propre incertitude :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta N_{ph}}{N_{ph}} + \frac{\Delta N_{pe}}{N_{pe}}$$

soit une erreur de l'ordre de 5 %. On voit sur la figure C.9 que cette erreur est d'autant plus faible que la haute tension est élevée, c'est-à-dire que le gain est grand.

Le gain est directement lié à la distance entre le piédestal et le pic du signal : un canal de l'ADC vaut 0.1 pC (ADC VME V792N de 12 bits), soit exactement $6.25 \cdot 10^5$ électrons :

$$G = \frac{6.2510^5 p_{vrai}}{N_{pe}}$$

et :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta N_{pe}}{N_{pe}}$$

Les résultats des mesures des deux PMT sont représentées sur la figure C.8. Par définition, p/σ est une mesure du nombre de photoélectrons. On remarque immédiatement le changement de régime brutal qui s'opère pour les plus hautes valeurs des tensions, pour chaque illumination : le gain chute, tandis que le nombre de photoélectrons augmente. Ceci est un effet de non-linéarité du photomultiplicateur. Le courant d'anode maximum accepté pour conserver un fonctionnement linéaire à 2 % est de 280 mA. Ce chiffre est donné pour une tension de 2155 V. De plus, le courant d'anode maximum est proportionnel à la puissance 3 (environ) de la haute tension. Ceci signifie par exemple que quand la tension est divisée par 2, le courant d'anode maximum est divisé par 8 **??**. À bas gain, le PMT se trouve donc rapidement au-delà des conditions limites.

Ce phénomène a pu être vérifié pour les deux PMT en diminuant la quantité de lumière émise dans la sphère. La correspondance entre le courant mesuré par la photodiode et le nombre de photons atteignant la photocathode par pulse est donnée dans le tableau C.9. La tension est alors augmentée pour mesurer le rendement, de façon à poursuivre les courbes montrées sur les quatre graphes de la figure C.8 : chaque couleur correspond à une illumination différente. La limite de linéarité est clairement reconnaissable sur les trois courbes de chaque graphe à l'effondrement du gain du PMT à partir d'une haute tension donnée. On ne peut pas déduire d'efficacité pour ces modes non linéaires.

Courant lu (pA)	**Nombre de photons**
63	21 212
126	42 425
240	80 809

TAB. C.2 – Nombre de photons reçus par la photocathode dans chaque impulsion de la LED, pour différentes intensités.

Une fois les résultats hors du régime linéaires supprimés, on peut tracer la variation de l'efficacité en fonction de la haute tension pour chaque PMT, comme le montrent les courbes

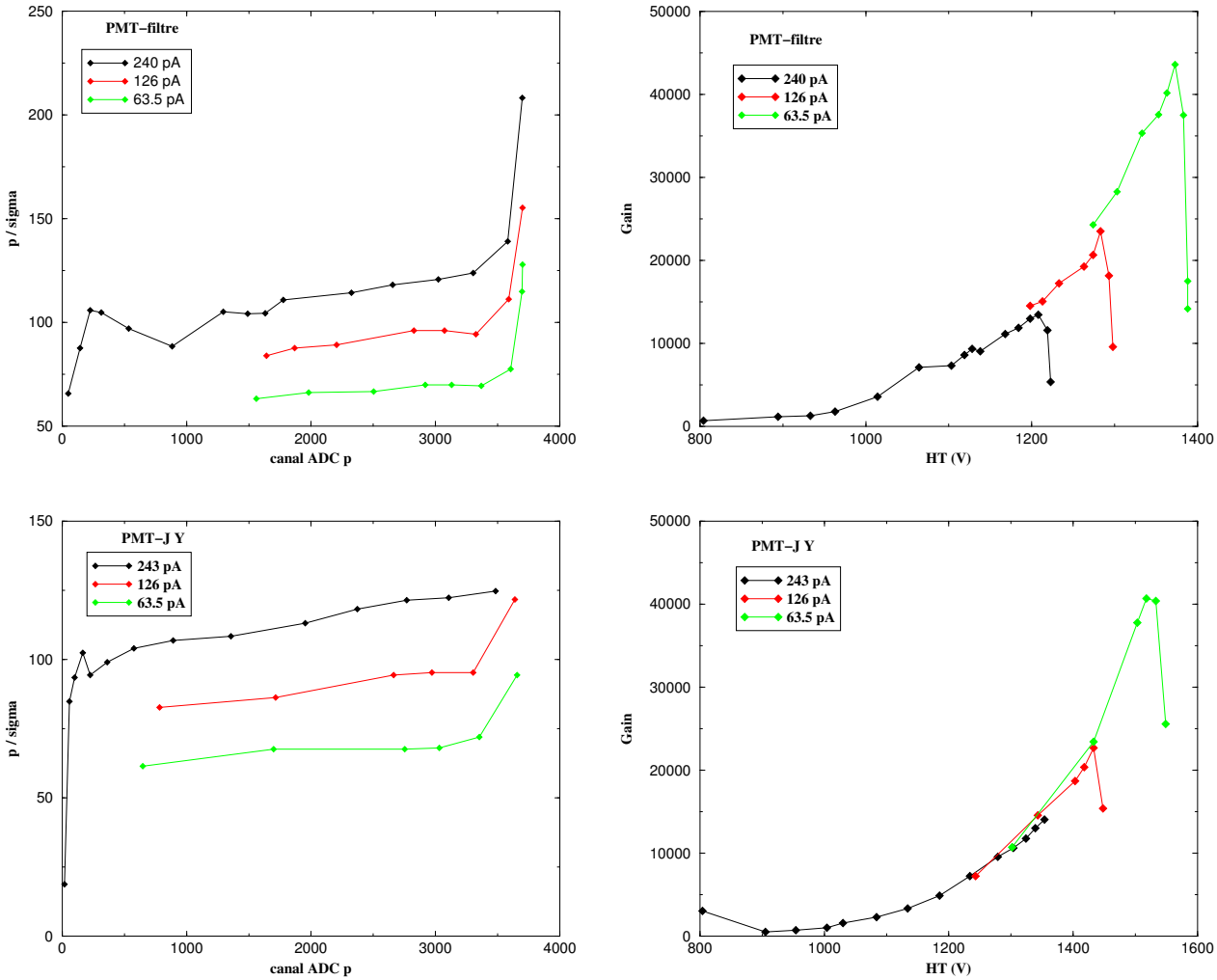


FIG. C.8 – Résultats des mesures à bas gain. À gauche, le rapport p/σ, lié au nombre de photoélectrons (voir texte). À droite, l'évolution du gain avec la haute tension appliquée aux PMT. Les changements de régimes brutaux que l'on peut observer sur les deux types de graphes traduisent la perte de linéarité des PMT : le courant d'anode est trop important. Les trois courbes de chaque graphe correspondent à des illuminations différentes : moins celle-ci est importante, plus il est nécessaire d'augmenter le gain pour conserver une résolution équivalente.

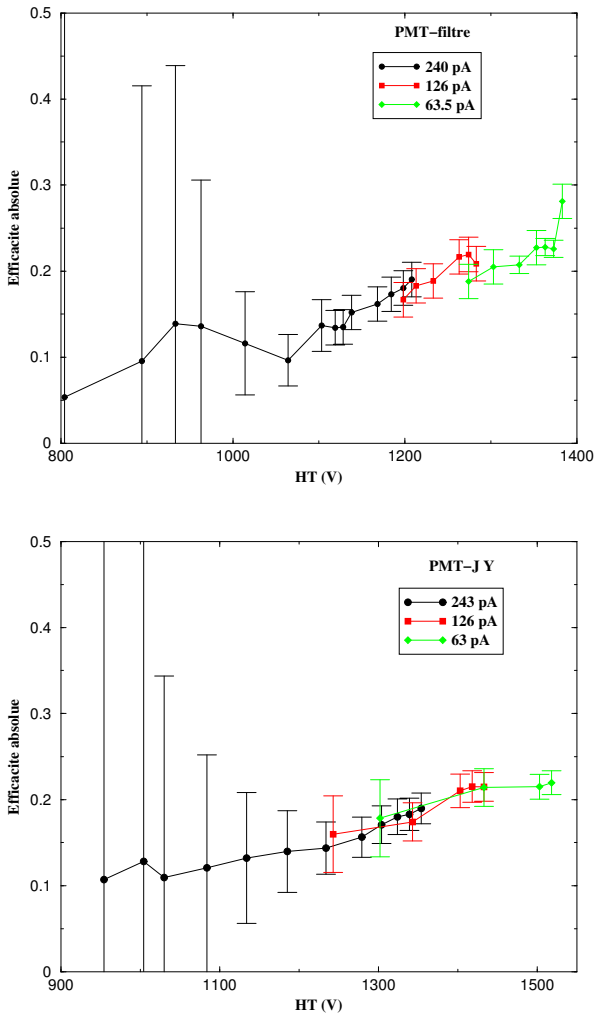


FIG. C.9 – Variation de l'efficacité de chaque PMT en fonction de la haute tension appliquée.

de la figure C.9. On remarque qu'elle peut prendre des valeurs supérieures à celle mesurée à gain élevé. On s'attendrait plutôt à ce que la tension appliquée aux dynodes soit si grande à haut gain que la collection soit toujours meilleure qu'elle ne l'est à bas gain. Pourtant, ce n'est pas le cas pour les PMT XP2020Q, qui ont été optimisés pour des gains élevés, mais inférieurs à ceux nécessaires au fonctionnement en photoélectron unique [LAVOUTE].

Leur système de focalisation est particulier : il comporte une électrode focalisante supplémentaire, sur laquelle la tension est plus importante que sur ses voisines. Par conséquent, la variation de la haute tension appliquée au PMT affecte davantage le champ entourant cette électrode-ci que les autres, et fait varier l'efficacité de collection. Cette dernière présente un optimum pour une tension donnée, qui ne correspond pas obligatoirement à un gain élevé [LAVOUTE] : l'efficacité se donne donc à un gain précis et n'est valable qu'à ce gain.

En traçant la variation du gain en fonction de la haute tension sur une échelle logarithmique, et non plus linéaire, nos résultats peuvent être comparés à la courbe-type fournie par

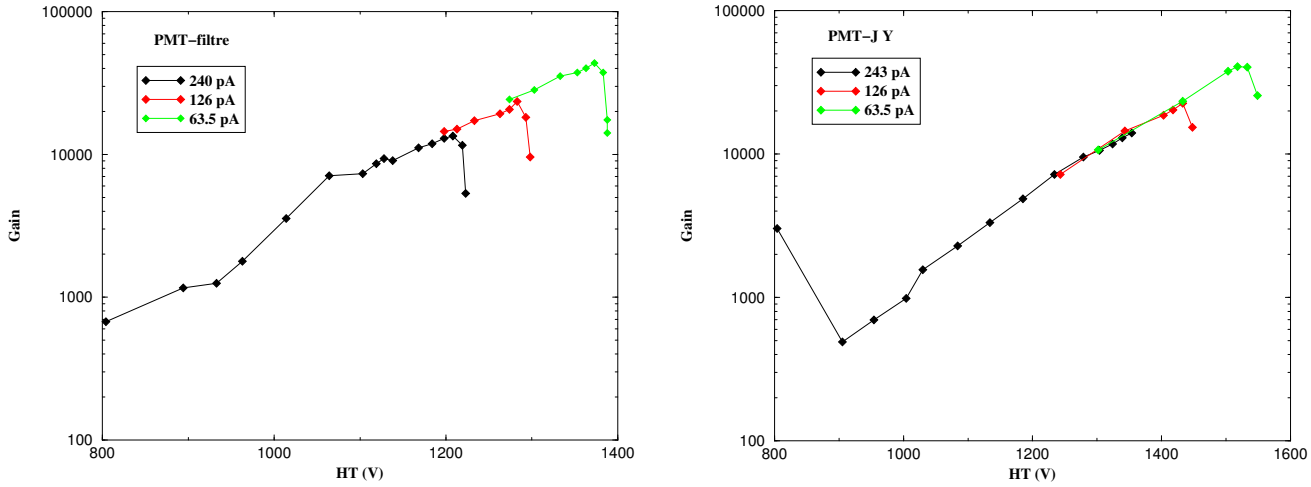


FIG. C.10 – Représentation logarithmique de la variation du gain avec la haute tension. À gauche, les mesures effectuées pour le PMT-filtre. À droite, celles effectuées pour le PMT-JY.

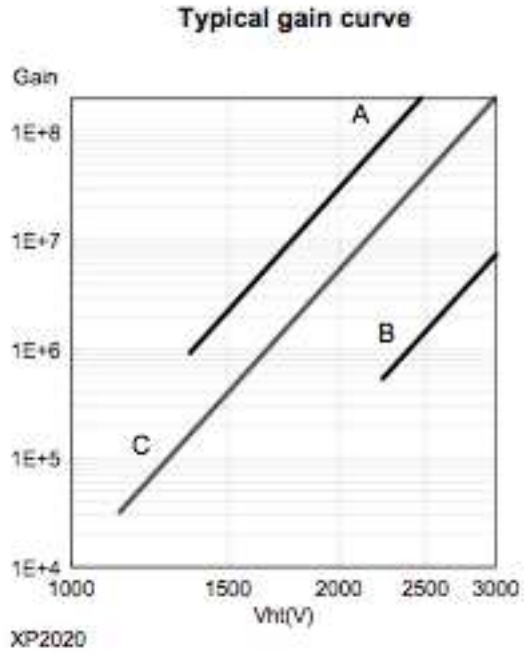


FIG. C.11 – Courbe de référence de la variation du gain avec la tension. Le diviseur de tension utilisé dans l'expérience est de type C [Pho02]

Photonis. Les figures C.10 et C.11 montrent ces variations pour chacun de nos PMT, ainsi que la courbe-type fournie par Photonis. Les diviseurs de tension employés sont de type C.

La variation se retrouve bien reproduite par nos mesures. Ceci est une autre preuve de la validité de nos mesures et de nos résultats.

Les conditions d'illumination sont plus variées pour cette mesure que pour la cartographie. On ne peut donc donner les valeurs de l'efficacité absolue des PMT en fonction de la surface de la photocathode éclairée que pour la haute tension utilisée pour la cartographie (voir la figure C.12).

C.3 Conclusion

Pour un PMT donné, l'efficacité sur la surface de la photocathode n'est pas du tout la même à haut et bas gain : on peut comparer les cartes obtenues dans cette annexe et dans le chapitre 6.2.

Pour chaque mesure effectuée à bas gain, on peut calculer la variation de l'efficacité en fonction de la surface utile de détection. La figure C.12 montrent ces courbes à haut et bas gain pour les deux PMT. La mesure à bas gain utilisée pour construire la courbe du PMT-filtre est faite à une tension de 1373 V et une efficacité absolue (mesurée dans le pixel (0, 3)) de 22.58 %. Celle du PMT-JY est à une tension de 1503 V, avec une efficacité de 21.49 %.

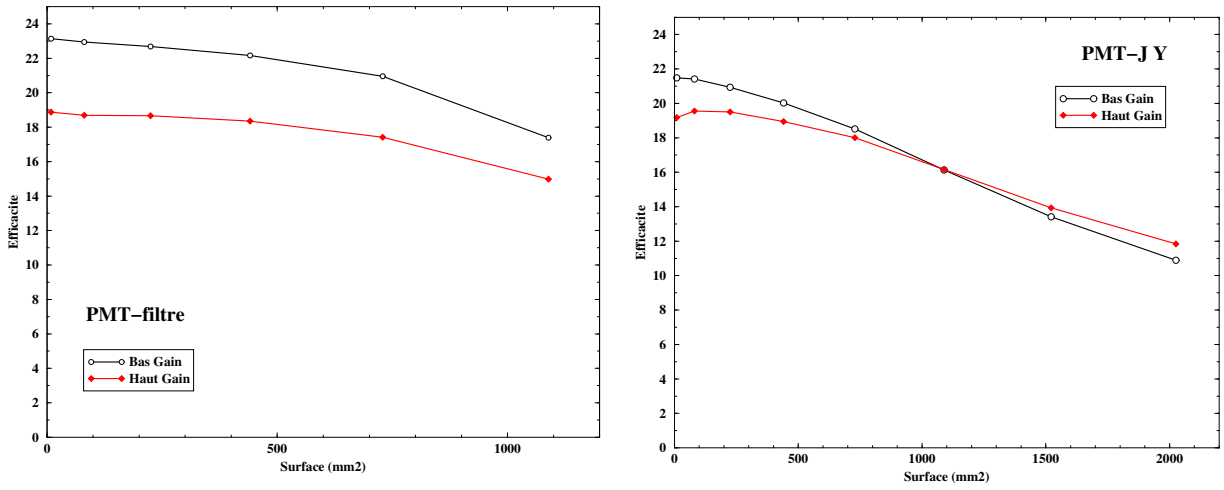


FIG. C.12 – Variation de l'efficacite du PMT-filtre (à droite) et du PMT-JY (à gauche), en fonction de la surface détectrice effective.

On peut voir sur la figure C.12 que l'efficacité de la photocathode est beaucoup plus uniforme à haut gain qu'à bas gain. Cependant, pour un gain donné, la variation de l'efficacité, c'est-à-dire la pente de la courbe, est quasiment identique d'un PMT à l'autre (il faut naturellement se limiter à une surface maximale d'environ 1 000 mm^2, car le filtre du PMT-filtre ne couvre pas toute la surface de la photocathode).

Quel que soit le gain, cette méthode de calibration absolue est valide et précise (5 % pour la calibration à bas gain). L'emploi de sphères intégrantes permet un ajustage précis et

stable de la quantité de lumière à partager entre plusieurs sorties. Si, à haut gain, la mesure des photoélectrons uniques s'effectue par comptage, donc de façon extrêmement précise, elle s'appuie ici sur les lois de la statistique. La précision est donc moins bonne. Les mesures effectuées à bas gain montrent les limites des PMT XP2020Q, car leur structure est prévue pour une utilisation à gain élevé : les régimes non-linéaires sont très rapidement atteints.

Annexe D

Photographies des montages

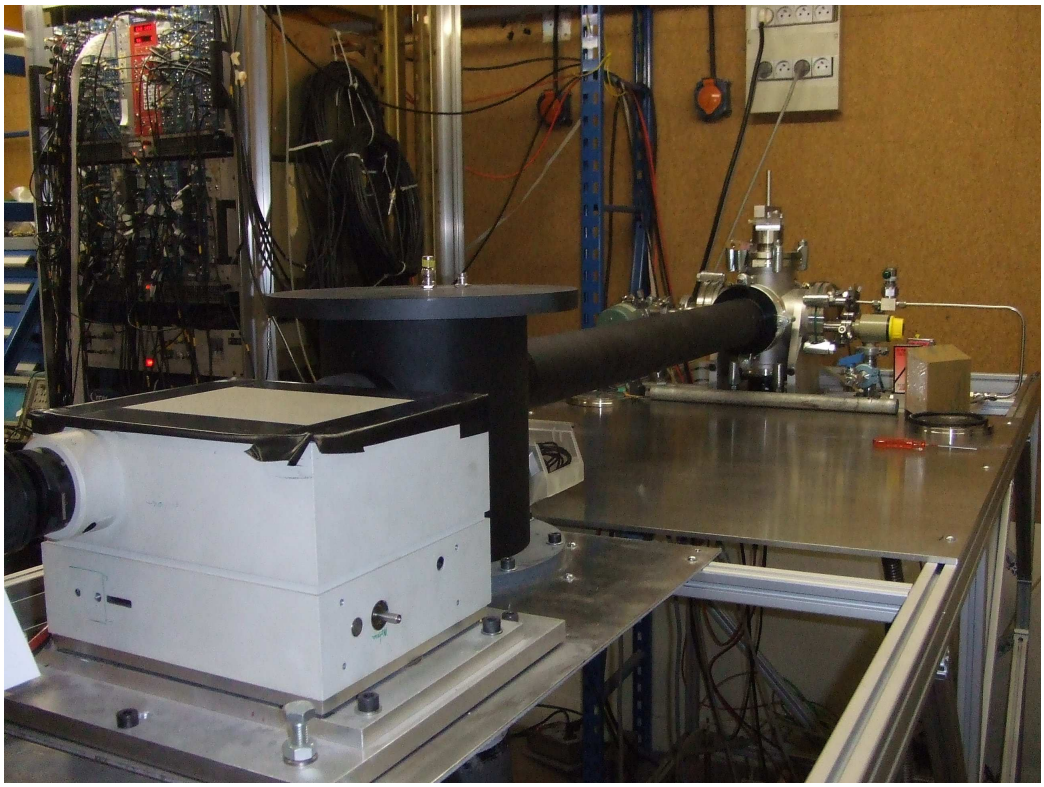


FIG. D.1 – Banc de mesure de la fluorescence. Le spectromètre se trouve au premier plan, et la croix d'aluminium est à l'autre bout du montage. À l'intérieur de la croix se trouvent la source, le blindage de plomb et le scintillateur et dans laquelle circule le gaz.

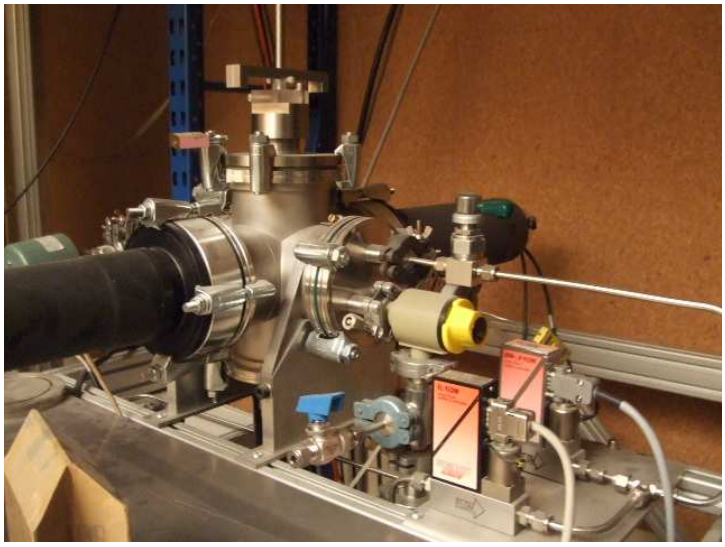


FIG. D.2 – Enceinte de fluorescence. Au premier plan, on distingue le tuyau d'arrivée du gaz. La vanne jaune permet soit de relier la croix à une pompe et d'y faire le vide, soit de faire une rentrée d'air. Contre le mur se trouve le PMT-filtre.

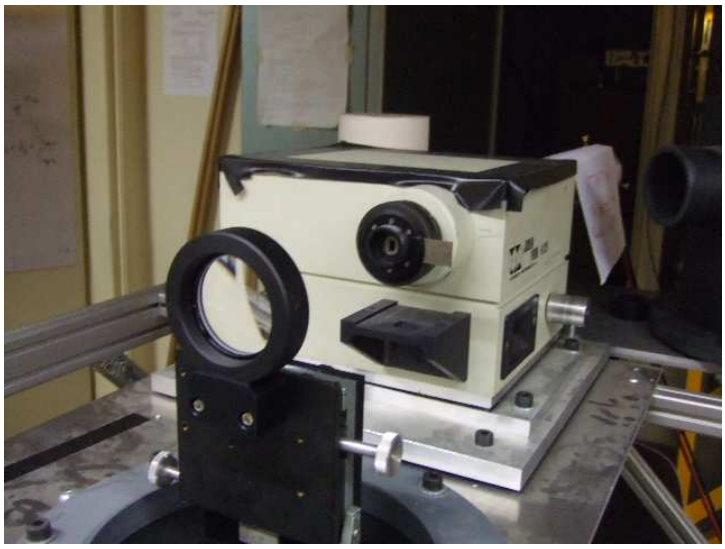


FIG. D.3 – Montage optique : la lentille se trouve au premier plan, et le spectromètre au second. Naturellement, la lentille et le chemin optique sont dans le noir pendant les mesures. La fente d'entrée du spectromètre est ouverte à 2 mm. On distingue le PMT-JY à la sortie du spectromètre.

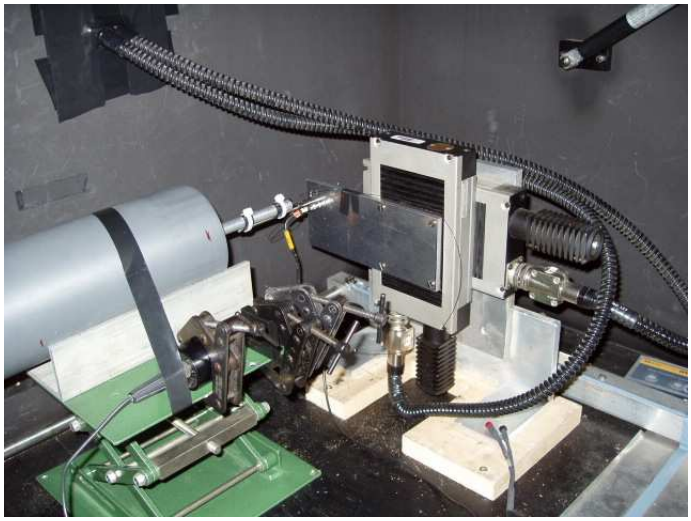


FIG. D.4 – Intérieur de la boîte noire. La fibre optique dirigée vers la photocathode du PMT est solidaire du mouvement XY, et placée dans un atténuateur. L'autre est fixée face à la photodiode calibrée UDT (à droite du PMT).



FIG. D.5 – Calibration absolue d'un PMT. La source de lumière (matrice de 19 LED à 400 nm) est fixée au-dessus de la première sphère. Une des sorties de cette sphère envoie le flux sur une photodiode calibrée Ophir (en noir). Un diaphragme limite l'émission de l'autre sortie, afin que peu de lumière parvienne dans la seconde sphère et au PMT.

Table des figures

1.1 Spectre des rayons cosmiques 14
1.2 Présentation schématique des expériences Auger et EUSO 16
1.3 Développement d'une gerbe atmosphérique 18
1.4 Émissions lumineuses d'une gerbe atmosphérique 20

2.1 Diagramme des niveaux d'énergie de l'azote moléculaire 26
2.2 Spectre de fluorescence 27
2.3 Variation du rendement de fluorescence dans l'azote à haute énergie dans l'expérience AIRFLY. 31
2.4 Résultats des mesures de rendement de fluorescence dans l'air en fonction de la perte d'énergie de l'électron 31
2.5 Variation de la pression, de la température et de la densité avec l'altitude dans le modèle US-Standard 1976 34
2.6 Variation du taux de production de fluorescence avec l'altitude pour différents modèles 35

4.1 Schéma complet du montage 44
4.2 Spectres du strontium et de l'yttrium 45
4.3 Exemple de spectre TDC 46
4.4 Comportement d'un faisceau collimaté avec la pression 47
4.5 Comportement d'un faisceau non collimaté 48
4.6 Vue en coupe de l'intérieur de la croix 50
4.7 Courbes de transmission des fenêtres des photomultiplicateurs courants . . . 51
4.8 Courbe de transmission du filtre BG3 51
4.9 Représentation schématique de l'optique du montage. 52
4.10 Détection de photons de fluorescence émis loin de l'axe optique 54
4.11 Production d'électrons δ par les électrons de la source 55
4.12 Représentation schématique de la déviation maximale subie par un électron de la source après avoir produit un δ. 57
4.13 Spectre de la perte d'énergie d'électrons de 370 keV diffusés dans du plomb . 57
4.14 Simulation des spectres en énergie des électrons qui parviennent au scintillateur 58
4.15 Spectres en énergie des électrons émis par la source et détectés par le scintillateur après diffusion dans le blindage de plomb. 59
4.16 Circulation du gaz dans l'enceinte de fluorescence 61
4.17 Schéma simplifié de l'électronique d'acquisition de données 62

4.18 Spectres de photoélectron unique des PMT-filtre et PMT-JY superposés aux spectres coupés par les discriminateurs 64

5.1 Courbe de la calibration de la pression interne 65
5.2 Alignements horizontal et vertical de la lentille 66
5.3 Largeurs comparées de la LED et de la réponse du spectromètre. 67
5.4 Montage de la calibration du spectromètre 68
5.5 Détermination du rapport des flux lumineux pour la calibration du spectromètre 69
5.6 Calibration du spectromètre : spectres du laser pour différentes ouvertures des fentes du spectromètre 70
5.7 Mesure de l'efficacité absolue du spectromètre 71

6.1 Schéma en coupe d'un tube photomultiplicateur 74
6.2 Montage créant une source contrôlée pour calibrer un PMT 79
6.3 Cartographie des PMT dans la boîte noire 83
6.4 Spectre de la LED de 377 nm 84
6.5 Courbe d'efficacité absolue de la photodiode UDT S370 85
6.6 Profils de la réponse du PMT-filtre à bas gain 86
6.7 Profils de la réponse du PMT-JY à bas gain 86
6.8 Acquisition d'un spectre de photoélectron unique pour la cartographie des PMT à haut gain 87
6.9 Augmentation locale de l'efficacité de la photocathode 88
6.10 Topographie du PMT-filtre à haut gain 89
6.11 Carte en 3 dimensions de la réponse du PMT-filtre à haut gain 89
6.12 Topographie du PMT-JY à haut gain 90
6.13 Carte en 3 dimensions de la réponse du PMT-JY à haut gain 90
6.14 Schéma de la mesure de la division du flux lumineux entre les deux détecteurs avec deux sphères intégrantes. 94
6.15 Courbes de calibration absolue des deux photodiodes Ophir entre 300 et 450 nm. 95
6.16 Photograhie de la matrice de LED 95
6.17 Spectre de la LED de 400 nm 96
6.18 Schéma de la mesure de l'efficacité des PMT à haut gain 97
6.19 Efficacité absolue du PMT-filtre dans la détection du spectre de fluorescence. 100
6.20 Courbe d'efficacité absolue du PMT-JY en fonction de la longueur d'onde. . 102
6.21 Variation de l'efficacité absolue des PMT en fonction de la surface détectrice 103

7.1 Spectre TDC du PMT-filtre à basse énergie 108
7.2 Variation des mesures intégrales à 1.1 MeV et à 1.5 MeV. 111
7.3 Perte d'énergie d'un électron dans l'air et énergie moyenne de chaque mesure. 112
7.4 Comparaison des résultats des mesures de rendements de fluorescence à 0.85 MeV et dans les conditions de l'atmosphère US Standard 114
7.5 Comparaison des résultats des mesures de rendements de fluorescence 115
7.6 Rappel de la calibration du spectromètre 116
7.7 Rappel de la mesure de l'efficacité absolue du spectromètre 117
7.8 Spectre de fluorescence mesuré à pression atmosphérique 118

7.9 Comparaison entre les spectres de fluorescence mesurés par Ulrich et au cours de ce travail 119

A.1 Schéma complet de l'acquisition de données 128
A.2 Mesures des temps morts des deux discriminateurs des signaux électrons . . 131
A.3 Interface LabVIEW : lancement d'une mesure. 132
A.4 Interface LabVIEW : acquisition des spectres 133
A.5 Programmation LabVIEW : lecture et enregistrement des spectres 134
A.6 Organigramme du déroulement d'une mesure 135

B.1 Détection de photons individuels par un photomultiplicateur 138
B.2 Schéma d'un montage permettant de régler les PMT fonctionnant en mode photoélectron unique. 139
B.3 Spectres de photoélectron unique des PMT-filtre et PMT-JY superposés aux spectres coupés par les discriminateurs 140

C.1 Topographie du PMT-filtre à bas gain 143
C.2 Carte en trois dimensions de la réponse du PMT-filtre à bas gain 143
C.3 Topographie du PMT-JY à bas gain 144
C.4 Carte en trois dimensions de la réponse du PMT-JY à bas gain 144
C.5 Détermination de la division du flux lumineux pour la mesure de l'efficacité à bas gain. 145
C.6 Montage pour la mesure de l'efficacité à bas gain. 146
C.7 Exemples de spectres enregistrés pendant les mesures de l'efficacité des PMT à bas gain 147
C.8 Résultats des mesures à bas gain pour les deux PMT 150
C.9 Variation de l'efficacité de chaque PMT en fonction de la haute tension appliquée 151
C.10 Représentation logarithmique de la variation du gain avec la haute tension . 152
C.11 Courbe de référence de la variation du gain avec la tension 152
C.12 Variation de l'efficacité absolue des PMT à haut et bas gain en fonction de la surface de détection effective 153

D.1 Banc de mesure de fluorescence 155
D.2 Enceinte de fluorescence 156
D.3 Montage optique 156
D.4 Cartographie d'un PMT dans la boîte noire 157
D.5 Calibration absolue d'un PMT avec deux sphères intégrantes et une photodiode calibrée 157

Liste des tableaux

2.1 Résumé des résultats des mesures de [NaganoWatson00], dans l'air, à 1013 hPa et 20°C. . . . 33
2.2 Pression, température et densité au niveau de la mer dans le modèle US-standard 1976. . . . 36

4.1 Récapitulatif des seuils de chaque discriminateur, ainsi que de l'énergie moyenne des électrons au-dessus de ces seuils et du dE/dX correspondant. . . . 59
4.2 Composition de l'air sec reconstitué utilisé pour la mesure du rendement de fluorescence . . . 61
4.3 Gain et tension appliquée à chaque PMT "photon" . . . 63
4.4 Proportion de photoélectrons uniques perdus dans chaque PMT à cause du discriminateur . . . 63

5.1 Comparaison entre l'efficacité du spectromètre mesurée et celle fournie par le fabricant. . . . 69

6.1 Caractéristiques des PMT "photons" . . . 75
6.2 Récapitulatif des surfaces utilisables pour les calculs d'efficacité des sphères intégrantes . . . 93
6.3 Courants mesurés par chaque photodiode . . . 97
6.4 Résultats des mesures d'efficacité absolue . . . 100
6.5 Efficacités absolues des deux PMT à haut gain . . . 101
6.6 Estimations des erreurs sur le calcul de l'efficacité de la détection du spectre de fluorescence par le PMT-filtre . . . 101

7.1 Valeurs numériques utilisées dans l'analyse des spectres du PMT-filtre. . . . 110
7.2 Incertitudes systématiques de la mesure intégrée. . . . 110
7.3 Rendement de fluorescence mesurés, et pression et température de chaque mesure. . . . 110
7.4 Rappel des valeurs de la perte d'énergie d'un électron dans l'air utilisées pour normaliser nos résultats . . . 111
7.5 Rendements de fluorescence théoriques calculés d'après le modèle de [NaganoWatson00] pour trois jeux de paramètres (P, T) et pour une énergie de 0.85 MeV. . . . 113
7.6 Valeurs numériques utilisées dans l'analyse des spectres du PMT-JY. . . . 116

A.1 Taux de comptage mesurés dans l'air à pression atmosphérique . . . 130

C.1 Courants mesurés par chaque photodiode pour déterminer le rapport des flux entre les deux sorties de la sphère intégrante 145
C.2 Nombre de photons reçus par la photocathode dans chaque impulsion de la LED, pour différentes intensités 149

Références bibliographiques

Physique des rayons cosmiques

[aug] www.auger.org.

[BahcallWaxman03] J.N. Bahcall and E. Waxman. *Phys. Lett. B*, 556 :1–6, 2003.

[BoratavSigl04] M. Boratav and G. Sigl. Compte-rendus de l'académie des sciences, 2004. 5.

[Crawford] H. Crawford. communication interne à EUSO.

[eus] www.euso-mission.org.

[Gaisser90] T.K. Gaisser. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge, 1990.

[Gorodetzky04] P. Gorodetzky. In *ISVHECRI*, 2004.

[Greisen64] K. Greisen. *Phys. Rev. Lett.*, 16 :748, 1964.

[Leprince-Ringuet45] L. Leprince-Ringuet. *Les rayons cosmiques*. Albin-Michel, 1945.

[NaganoWatson00] M. Nagano and A. Watson. *Rev. Mod. Phys.*, 72(3) :689–732, 2000.

[Nerling05] F. Nerling. *Description of Cherenkov light production in extensive air shower*. PhD thesis, Université de Karlsruhe, 2005.

[Playez04] N. Playez. *Détection hybride des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies avec l'observatoire Pierre Auger*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 2004.

[Sokolsky04] P. Sokolsky. *Introduction to ultra-high energy cosmic ray physics (updated)*. Frontiers in physics, 2004.

[Sommers04] P. Sommers. In *Compte-rendus de l'Académie des Sciences*, volume 5 of *IV*, 2004.

[Watson05] A. Watson. In *TAUP2005*, 2005.

[Yoshida04] S. Yoshida. In *Compte-rendus de l'Académie des Sciences*, volume 5 of *IV*, 2004.

[ZatsepinKuzmin66] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin. *JETP Lett. (Engl. Transl.)*, 4 :78, 1966.

Physique de la fluorescence

[air] http ://www.auger.de/events/air-light-03/.

[Arciprete+05] F. Arciprete et al. 17055-cze-bohacova-m-abs1-he14-poster. In *ICRC 2005*, 2005.

[Belz+06] J.W. Belz et al. *Astropart. Phys.*, 25 :129–139, 2006.

[Bunner64] A. Bunner. The atmosphere as a cosmic ray scintillator. Master's thesis, Cornell university, 1964.

[Bunner67] A. Bunner. *Cosmic ray detection by atmospheric fluorescence*. PhD thesis, Cornell university, 1967.

[Colin05] P. Colin. *Reconstruction des gerbes atmosphériques et mesure de la fluorescence de l'air pour l'étude des rayons cosmiques ultra énergétiques au sein du projet EUSO*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2005.

[DavidsonO'Neil64] G. Davidson and R. O'Neil. *J. Chem. Phys.*, 41(12) :3946–3955, 1964.

[Hansen+83] H.H. Hansen et al. *Int.J.Appl.Radiat.Isot.*, 34 :1241–1247, 1983.

[Herzberg50] G. Herzberg. *Molecular spectra and molecular structure I. Spectra of diatomic molecules*. D. van Nostrand Company Inc., New York, 1950.

[icr] http ://icrc2005.tifr.res.in/.

[iwf] http ://lappweb.in2p3.fr/iwfm05/index.html.

[Kakimoto+96] F. Kakimoto et al. *NIM A*, 372 :527–533, 1996.

[Keilhauer04] B. Keilhauer. *Investigation of atmospheric effects on the development of extensive air showers and their detection with the Pierre auger Observatory*. PhD thesis, Université de Karlsruhe, 2004.

[Keilhauer+05] B. Keilhauer et al. *Astropart. Phys.*, 25 :259–268, 2005.

[Millet70] P. Millet. *Mécanismes de la post-luminescence de l'azote irradié par des particules alpha*. PhD thesis, Université de Toulouse, 1970.

[Nagano+03] M. Nagano et al. *Astropart. Phys.*, 20 :293–309, 2003.

[Nagano+04] M. Nagano et al. *astro-ph/0406474*, 2004.

Fontionnement des appareils

[Besson+94] P. Besson et al. *NIM A*, 344 :435–437, 1994.

[Biller+99] S.D. Biller et al. *NIM A*, 432 :364–373, 1999.

[BirenbaumScarl73] L. Birenbaum and D.B. Scarl. *Appl. Opt.*, 12(3) :519–521, 1973.

[BlumRolandi94] W. Blum and L. Rolandi. *Particle detection with drift chambers*. Springer-Verlag, 1994.

[Dolbeau] J. Dolbeau. communication privée.

[Dorenbos+93] P. Dorenbos et al. *NIM A*, 325 :367–369, 1993.

[est] http ://physics.nist.gov/physrefdata/star/text/contents.html.

[Foord+69] R. Foord et al. *Appl. Opt.*, 8(10) :1975–1989, 1969.

[Hocrelle] D. Hocrelle. Jobin-yvon. communication privée.

[Lab] Labsphere. *A Guide to integrating sphere - Theory and applications*.

[LakesPoultney71] R.S. Lakes and S.K. Poultney. *Appl. Opt.*, 10(4) :797–800, 1971.

[Laser2000] Laser2000. communication privée.

[Lavoute] P. Lavoute. communication privée.

[Lefièvre] B. Lefièvre. communication privée.

[Pho99] Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier tubes - Basics and applications (2d edition)*, 1999.

[Pho02] Photonis. *Photomultiplier tubes, principles and applications*, 2002.

[Siegbahn] K. Siegbahn. *Alpha-Beta-and Gamma Ray Spectroscopy*, volume 1. North Holland publihing.

[Tub] Electron Tubes. *Absolute calibration of photomultiplier based detectors, difficulties and uncertainties*. Technical reprint R/P091.

[uss] http ://www.pdas.com/atmos.htm.