



# DEA CPM - Caractérisation de la diffusion Compton

Loïc ESTÈVE et Xavier MOUGEOT

Septembre 2004

## Résumé

Dans cet article, nous étudions la diffusion Compton d'un photon à 511 keV issu de la désintégration  $\beta^+$  du  $^{22}\text{Na}$  en s'intéressant aux deux grandeurs suivantes : la dépendance de l'énergie du photon diffusé et de la section efficace différentielle en fonction de l'angle de déflexion. Les résultats obtenus avec deux procédures de mesure, l'une avec une électronique NIM, l'autre avec un châssis CAMAC, sont présentés et discutés.

## Abstract

In this article, we study the Compton diffusion of a 511 keV photon resulting from  $\beta^+$  disintegration of  $^{22}\text{Na}$  through the two following quantities : dependence in the angle of deflection of the diffused photon energy and the differential cross section. Results, obtained with two measurement procedures, one with a NIM electronic, other with a CAMAC frame, are presented and discussed.

## Introduction

En 1923, Arthur H. Compton remarqua que la longueur d'onde des rayons X augmente lorsqu'ils sont diffusés par des atomes légers [1] & [2]. La découverte de cet effet établit la nature corpusculaire des rayons X : les photons X, grains d'énergie électromagnétique, se heurtent aux électrons des atomes légers et perdent un peu de leur énergie en subissant une diffusion angulaire.

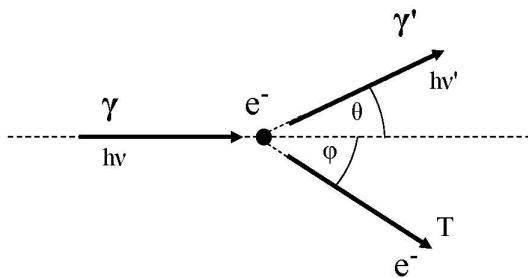


FIG. 1 – Schéma de l'effet Compton.

La diffusion Compton (fig.1) est une interaction électromagnétique à deux corps, dans laquelle un photon interagit avec un électron en lui transférant une partie de son impulsion. Notons que la quantité d'impulsion transférée est aléatoire, ce qui signifie que rien ne permet de la prédire avant l'interaction. La seule contrainte sur cette diffusion est alors la conservation de la 4-impulsion totale.

On considèrera que l'énergie du photon incident, de 511 keV dans notre expérience, est beaucoup plus importante que l'énergie de liaison de l'électron à l'atome, de l'ordre de quelques dizaines d'eV. Par conséquent, l'électron sera supposé libre et au repos dans le référentiel du laboratoire.

Pour une diffusion à deux corps, les 4-impulsions finales sont entièrement fixées par les 4-impulsions initiales et la conservation de la 4-impulsion totale. Un calcul simple de relativité restreinte donne l'énergie du photon diffusé en fonction de l'angle de déflexion  $\theta$  :

$$E_{\gamma'}(\theta) = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}$$
$$\text{avec } \gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}.$$

La section efficace différentielle, quant à elle, est obtenue par un calcul de théorie quantique des champs et donnée par la formule de Klein-Nishina :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^2} \left[ 1 + \cos^2 \theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right]$$

où  $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2}$  est le rayon classique de l'électron.

Nos travaux de laboratoire ont consisté à mettre en place deux procédures de mesure de ces grandeurs, l'une avec une électronique NIM, l'autre à l'aide d'un châssis CAMAC. Après avoir présenté dans un premier temps le principe de l'expérience, nous décrirons en détail les chaînes d'acquisitions NIM et CAMAC, et nous commenterons les résultats obtenus en les comparant aux résultats théoriques attendus.

## 1 Principe de l'expérience

Nous utilisons une source radioactive  $\beta^+$  de  $^{22}\text{Na}$  (désintégration majoritaire vers le premier état excité du  $^{22}\text{Ne}$ , à 1274,53 keV émis en cascade) [3]. Le positron émis s'annihile avec un électron d'un atome de la source. Ces deux particules, d'une impulsion négligeable par rapport à leur énergie de masse, donnent naissance à deux photons d'énergie correspondant à la masse de l'électron (511 keV), et avec des 3-impulsions opposées. La source de sodium émet également d'autres photons (à 90% à 1274.53 keV) [3] et dans le domaine des rayons X, ces derniers provenant de réarrangement de cortèges électroniques.

Les énergies mises en jeu dans notre expérience sont au plus de quelques MeV. Par conséquent, les créations de paires électron-positron par des photons sont négligeables. De même, les interactions entre photons et électrons pertinentes à considérer sont l'effet photo-électrique et l'effet Compton. Par le premier effet, un photon cède toute son énergie à un électron, tandis que par le deuxième il n'en cède qu'une partie. Par ailleurs, si  $Z$  est le nombre moyen de protons par atome du matériau envisagé, la section efficace photo-électrique

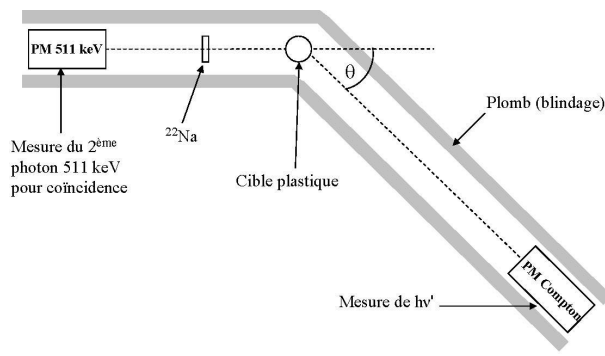


FIG. 2 – Schéma du dispositif pour la caractérisation de l'effet Compton.

varie approximativement en  $Z^5$  tandis que la section efficace Compton varie linéairement avec  $Z$ . Notre but étant de mesurer l'énergie du photon diffusé, nous avons utilisé des photo-multiplicateurs (PM) au NaI qui possède la caractéristique, ayant un  $Z$  moyen élevé, de favoriser nettement l'effet photo-électrique par rapport à l'effet Compton à l'intérieur du PM. Cela permet une mesure directe de l'énergie du photon détecté.

Une particule passant dans un PM perd son énergie au sein du cristal de NaI, qui se désexcite par émission de photons. Ces photons arrivent sur une photo-cathode de laquelle ils vont arracher des électrons. Le nombre d'électrons est ensuite amplifié par un système d'anodes-dynodes. Ce système de multiplication des électrons est régi par un processus poissonnien. Ce processus va donc induire un étalement statistique gaussien autour de la valeur mesurée de l'énergie. Les spectres obtenus montrent en effet une distribution gaussienne là où l'on s'attend à une raie mono-énergétique. Le signal électrique passe ensuite par un préamplificateur, et on obtient en sortie de PM un signal dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal.

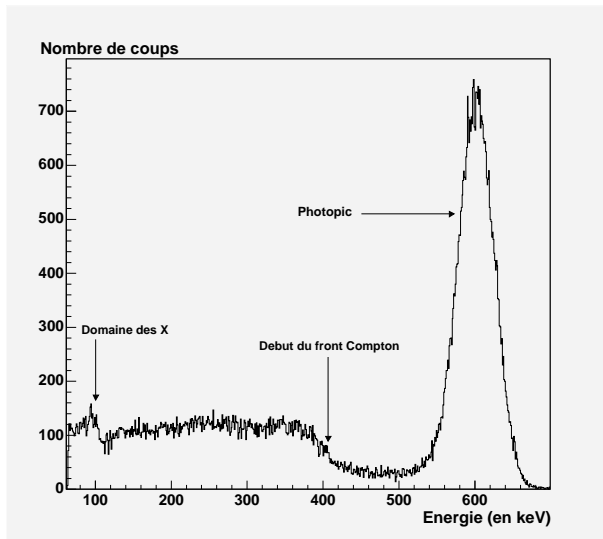


FIG. 3 – Exemple de détection d'un photon au sein d'un PM. L'effet photo-électrique et l'effet Compton sont prédominants, la création de paires n'est pas visible. La distribution gaussienne du photopic est évidente.

L'annihilation  $e^+ - e^-$ , produisant deux photons de di-

rections opposées, est cruciale dans notre dispositif expérimental. Une mesure en coïncidence de ces deux photons (cf. description des chaînes d'acquisition), permet de rejeter une grande partie des événements qui ne correspondent pas à la diffusion Compton d'un photon à 511 keV sur la cible.

En tournant le PM Compton, il est donc possible de mesurer l'énergie du photon diffusé et la section efficace différentielle en fonction de  $\theta$ .

## 2 Électronique et logique d'acquisition

### 2.1 Montage NIM

Pour le montage NIM, la visualisation est effectuée par le logiciel Nucleus, qui échantillonne des tensions entre 0 V et 8 V dans 4096 canaux et affiche à l'écran le nombre de coups mesurés en fonction du numéro de canal.

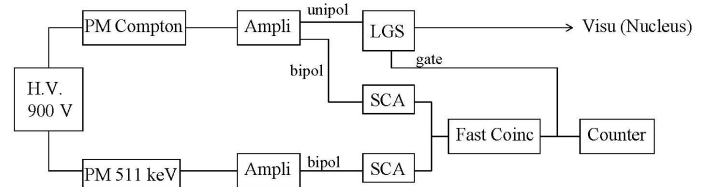


FIG. 4 – Schéma du montage utilisant une électronique NIM.

Un premier SCA (Single-Channel Analyser) sélectionne les photons du PM 511 dans une gamme d'énergie qui correspond à celle du photopic centré sur 511 keV. Sa fenêtre en tension est ajustée à l'aide d'une visualisation directe sur Nucleus.

Un deuxième SCA est utilisé, après le PM Compton, pour éliminer les photons dans la gamme des rayons X.

Un module de coïncidence rapide permet d'établir un "ET" logique entre les SCA. Les délais temporels nécessaires à la coïncidence sont ajustés en visualisant à l'oscilloscope les signaux en sortie de SCA et en faisant coïncider les fenêtres temporelles.

Un LGS (Linear Gate Stretcher), utilisant comme porte logique la sortie du module de coïncidence, permet de sélectionner le signal du PM Compton qui provient de photons à 511 keV ayant subi une diffusion Compton sur la cible.

### 2.2 Montage CAMAC

L'intérêt de la norme d'électronique CAMAC est la possibilité de pouvoir acquérir plusieurs données en même temps. Le module de codage utilisé possède à cet effet 8 voies d'acquisition.

Ayant des taux de comptage faibles, nous avons cherché à limiter le bruit de nos mesures en effectuant une triple coïncidence et en mesurant l'énergie de l'électron éjecté par la diffusion Compton. Pour ce faire, nous avons remplacé la cible plastique, passive, par un PM au NaI, promu cible active.

Grâce au montage électronique ci-dessous, nous avons pu mesurer en même temps le deuxième photon de 511 keV, le photon Compton diffusé et l'électron éjecté. Le codeur

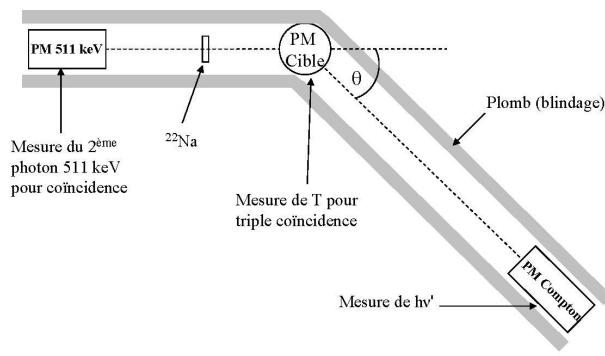


FIG. 5 – Schéma du dispositif pour la caractérisation de l'effet Compton.

numérique (ADC, pour Analogic to Digital Converter) code en binaire sur 4096 canaux les tensions aux bornes des trois PM. L'ADC ayant un temps de codage relativement long (environ  $50 \mu s$ ) par rapport à l'intensité de la source, nous avons dû effectuer une coïncidence entre les PM Cible et 511. Cette coïncidence déclenche l'acquisition des données.

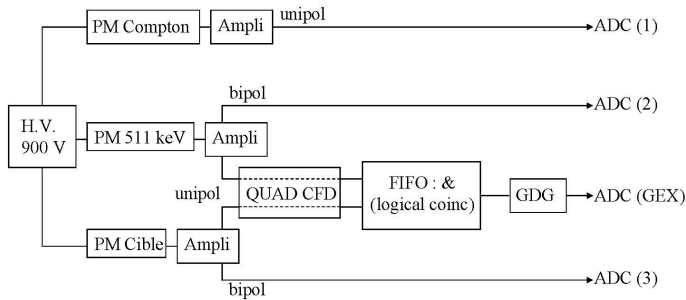


FIG. 6 – Schéma du montage utilisant un châssis CAMAC.

Mais cette coïncidence électronique n'est pas suffisante, car les triples coïncidences qui nous intéressent sont beaucoup plus rares que les coïncidences déclenchant l'acquisition. Nous avons donc intégré dans le programme d'acquisition une condition d'écriture des données si et seulement si les tensions mesurées sont toutes non nulles.

### 3 Résultats expérimentaux

#### 3.1 Incertitude sur l'angle de déflexion $\theta$

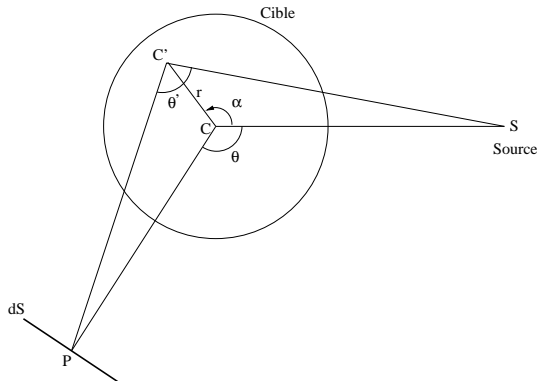


FIG. 7 – Variation de  $\theta$  sur le volume de la source.

Comme la cible n'est pas ponctuelle, l'angle de diffusion  $\theta$  varie selon le point auquel la diffusion a lieu, ce qui entraîne nécessairement une incertitude sur  $\theta$  dans notre mesure. On peut exprimer  $\theta'$  en fonction de  $r$ ,  $\alpha$ ,  $\theta$  et des distances  $SC$  et  $CP$ . Pour notre expérience, on a  $SC \approx 50 \text{ cm}$  et  $CP \approx 32 \text{ cm}$ . En faisant varier  $r$ ,  $\alpha$ ,  $\theta$ , on obtient que  $\theta'$  peut varier d'environ  $15^\circ$  sur l'expérience NIM et d'environ  $20^\circ$  sur l'expérience CAMAC, pour lesquels le rayon de la cible est respectivement d'environ  $1 \text{ cm}$  et  $3 \text{ cm}$ .

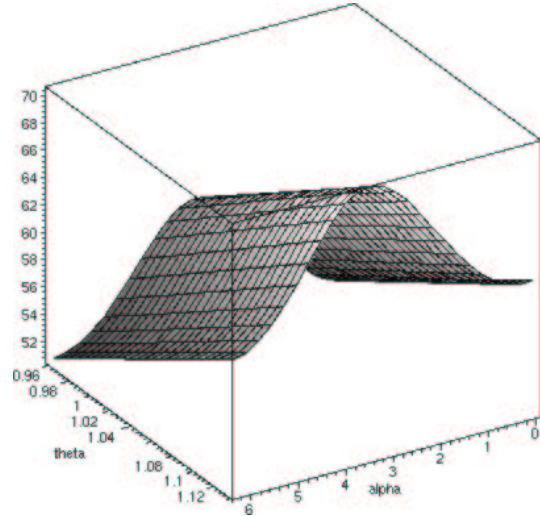


FIG. 8 – Variation de  $\theta'$  en fonction de  $\alpha$  et  $\theta$  pour  $r = 3 \text{ cm}$ ,  $CS = 50.3 \text{ cm}$ ,  $CP = 32 \text{ cm}$ .

#### 3.2 Énergie du photon diffusé

##### 3.2.1 Calibration des PM

Dans les deux types d'acquisition, nous disposons du nombre de coups en fonction du numéro de canal. Ces canaux correspondent à un échantillonnage de la tension aux bornes de l'amplificateur, qui est elle-même proportionnelle à l'énergie déposée dans le PM. Par conséquent, le numéro du canal est proportionnel à l'énergie déposée dans le PM, à une constante additive près due à des piédestaux induits par l'électronique aux bas canaux. Afin de mesurer l'énergie du photon diffusé, il faut établir la loi linéaire régnant ces deux grandeurs.

Pour cela, on mesure pour chaque PM le spectre de différentes sources en fonction du numéro de canal. Les photopics sont ajustés par une gaussienne, dont la valeur moyenne donne le numéro de canal associé au photon considéré. L'énergie de ce photon est tabulée et donnée par [3] à mieux qu'un keV près. On négligera cette incertitude dans la calibration. La correspondance entre numéro de canal et énergie est ensuite ajustée à l'aide d'une régression linéaire.

##### 3.2.2 Incertitude sur E

Le processus poissonnien de multiplication des électrons au sein d'un PM induit une erreur systématique sur les canaux, et donc sur l'énergie. C'est l'erreur intrinsèque du détecteur, identique quel que soit le nombre de photons détectés dans le photopic. Elle nous est donnée par Nucleus

pour le montage NIM, par un ajustement gaussien fait sous ROOT pour le montage CAMAC.

Il faut aussi prendre en compte l'erreur induite par la calibration, donnée par ROOT lorsqu'il effectue la régression linéaire.

### 3.2.3 Montage NIM

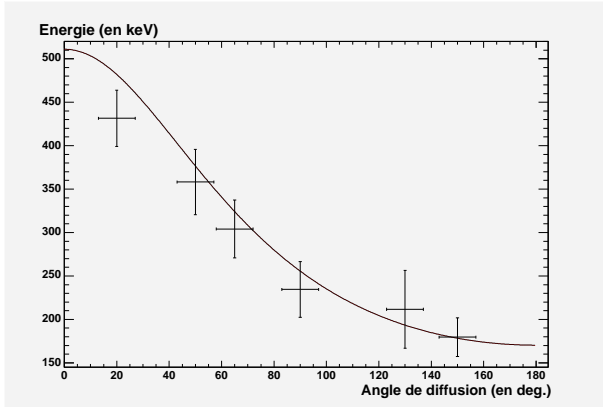


FIG. 9 – Distribution angulaire de l'énergie du photon diffusé (acquisition NIM).

Les incertitudes sont déterminées comme indiqué auparavant. La courbe théorique de  $E(\theta)$  est superposée aux mesures effectuées. Le temps d'acquisition pour chacune d'elles n'a pas pu être identique. Il est d'environ 2h pour tous les points, à l'exception du premier à  $\theta = 20^\circ$  qui s'est fait sur 1h, et du dernier à  $\theta = 150^\circ$  qui s'est fait sur 18h (une nuit). On voit donc que plus le temps d'acquisition est long, plus la valeur mesurée se rapproche de la valeur théorique. Cela s'explique par le fait que dans une mesure, l'écart à la valeur moyenne est proportionnelle à  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ . Ainsi, plus le temps d'acquisition est long, plus le nombre de coups dans le pic considéré est grand, et plus l'écart à la valeur moyenne est petit : la valeur mesurée tend à se rapprocher de la valeur théorique.

Cette série de mesures n'est pas assez satisfaisante. Les incertitudes sont trop importantes et les valeurs mesurées sont trop éloignées des valeurs théoriques.

### 3.2.4 Montage CAMAC

Les incertitudes sont déterminées comme indiqué auparavant. La courbe théorique de  $E(\theta)$  est superposée aux mesures effectuées. Le temps d'acquisition pour chacune d'elles n'a pas pu être identique. Il est d'environ 1h pour tous les points, à l'exception du deuxième à  $\theta = 40^\circ$  qui s'est fait sur environ 16h (une nuit), et du cinquième à  $\theta = 120^\circ$  qui s'est fait sur 2h. Il apparaît ici que cela ne joue pas un rôle prédominant quant à l'écart des mesures par rapport à leurs valeurs théoriques.

Cette série de mesures est plus satisfaisante que la précédente. Les incertitudes sur l'énergie sont globalement plus petites, et les valeurs mesurées reproduisent correctement les variations angulaires de l'énergie. L'incertitude sur l'angle est le résultat d'un compromis. Il est évident que plus les PM seront éloignés de la source et entre eux, meilleure sera la résolution angulaire de nos mesures. Mais le nombre de

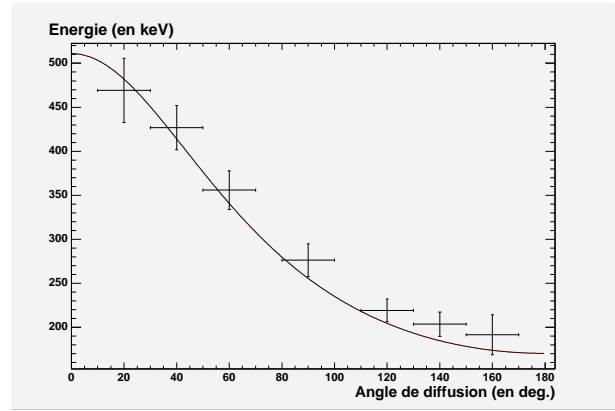


FIG. 10 – Distribution angulaire de l'énergie du photon diffusé (acquisition CAMAC).

photons diffusés détectés est alors d'autant plus faible, ce qui implique des temps de mesures bien plus long. Dans le temps qui nous était imparti, cela n'était pas envisageable.

## 3.3 Section efficace différentielle

Le nombre de diffusions Compton par unité de temps à un angle  $\theta$  dans un angle solide  $d\Omega$  et un volume  $dV$  ayant une densité électronique volumique  $n$  est donné par :

$$\frac{dN}{dt}(\theta, dV, d\Omega, d) = a \frac{ndV}{4\pi d^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\theta} d\Omega$$

où  $a$  est le nombre de photons émis par la source par unité de temps et  $d$  la distance entre la source et le volume cible  $dV$ . En considérant que  $\theta$  et  $d\Omega$  sont approximativement constants pour tous les éléments de volume de la cible et du PM Compton, on obtient en intégrant sur le volume de la cible et le volume de détection :

$$\frac{dN_{coups}}{dt} \Big|_{\theta} \propto \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\theta}$$

### 3.3.1 Montage NIM

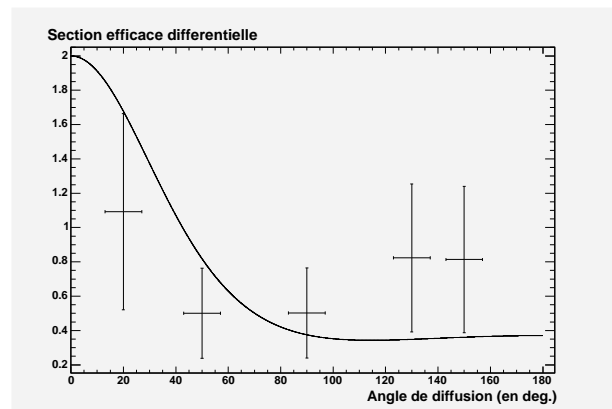


FIG. 11 – Distribution angulaire de la section efficace différentielle Compton (acquisition NIM). Seules les variations nous intéressent. Le coefficient  $\frac{r_2^2}{2}$  n'a pas été pris en compte.

Pour ces cinq points, on a  $\langle C \rangle \approx 0,81$  et  $\sigma_C \approx 0,42$ . Les valeurs de  $C(\theta)$  sont donc très étalées. Cela peut être

dû au fait que les mesures avec la chaîne d'acquisition NIM n'ont pas été effectuées de manière systématique. Notamment la position de la source et des PM, et par conséquent les angles solides associés, variaient probablement d'une mesure à l'autre.

### 3.3.2 Montage CAMAC

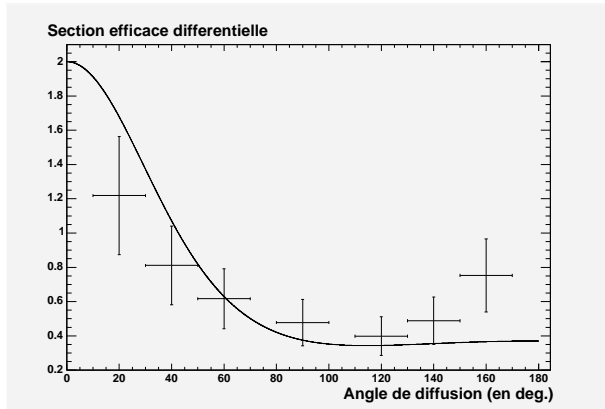


FIG. 12 – Distribution angulaire de la section efficace différentielle Compton (acquisition CAMAC). Seules les variations nous intéressent. Le coefficient  $\frac{r^2}{2}$  n'a pas été pris en compte.

Pour ces cinq points, on a  $\langle C \rangle \approx 5,93$  et  $\sigma_C \approx 1,67$ . Les valeurs de  $C(\theta)$  sont donc moins étalées que pour l'acquisition NIM. Par ailleurs,  $\langle C \rangle$  est à peu près 8 fois plus grand que pour l'acquisition CAMAC, ce qui peut être dû au fait que nos angles solides de détection étaient plus grands pour l'acquisition NIM que pour l'acquisition CAMAC, le PM Compton étant plus rapproché de la cible. Par ailleurs, le PM cible étant un NaI, l'effet Compton est moins favorisé que l'effet photo-électrique et il serait intéressant de voir l'effet sur  $\langle C \rangle$  d'un remplacement par un scintillateur plastique.

En outre, comme pour l'acquisition NIM, les deux derniers points expérimentaux sont trop hauts par rapport à la courbe théorique, ce que nous n'avons pas réussi à comprendre.

## Conclusion

L'effet Compton est l'un des phénomènes physiques les mieux compris à l'heure actuelle. Il est présent dans tous les systèmes de détection de photons. Il est également l'un des premiers tests pour vérifier la validité d'une théorie capable de prédire ce genre de phénomènes. Apporter une quelconque nouveauté dans la caractérisation de cet effet avec la qualité de nos expériences est impossible. Cependant, il est possible de perfectionner notre étude.

Tout d'abord en essayant d'améliorer la résolution angulaire. On peut placer la source de  $^{22}\text{Na}$  dans un collimateur afin d'avoir un faisceau de photons à 511 keV. Cette solution a été essayée, mais le taux de comptage dans le PM Compton s'est vu trop réduit pour être raisonnable dans le temps qui nous était imparti. Un plus grand temps d'acquisition serait donc nécessaire. Il permettrait, outre le collimateur, d'éloigner les PM 511, Cible et Compton les uns des autres,

ce qui réduirait l'angle solide de détection et améliorerait la résolution angulaire. La mesure de plus d'angles différents serait possible, car nous étions limité par l'encombrement des PM et du blindage de plomb que nous mettions autour.

Grâce à un temps d'acquisition plus grand, l'accumulation de plus de coups dans chaque pic analysé serait plus importante, ce qui rendrait les mesures plus précises et plus fiables. L'utilisation d'un détecteur à cristaux de germanium refroidis à l'azote liquide, qu'un autre groupe a étudié, nous donnerait une meilleure résolution en énergie que les PM au NaI utilisés.

Pour la détermination des variations de la section efficace, il faudrait essayer d'améliorer l'estimation du coefficient correcteur en décomposant chaque contribution possible. Par exemple, la détermination du flux de photons incidents sur le PM Cible (le collimateur pourrait nous y aider), l'efficacité quantique de détection des PM, la probabilité pour un photon de faire un effet photo-électrique dans un PM au NaI, celle de faire un effet Compton, ou encore la probabilité que le photon diffusé Compton sorte du PM Cible dans l'angle solide de détection du PM Compton.

Une optimisation importante serait de changer de cible active. Par exemple, on pourrait essayer un scintillateur plastique car il détecte bien mieux les électrons et son Z moyen, plus faible que celui du NaI, privilégierait l'effet Compton sur l'effet photo-électrique.

Enfin, ces expériences ont été pour nous l'occasion de découvrir et d'approprier deux formats d'électroniques très utilisés en expérience (NIM et CAMAC). Nous avons pu également approfondir l'analyse de données, faites sous Maple et ROOT.

## Bibliographie

- [1] A.H. Compton, *A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements*, Phys. Rev. **21**, 5 (1923)
- [2] A.H. Compton, *The Spectrum of Scattered X-rays*, Phys. Rev. **22**, 5 (1923)
- [3] E. Browne et al., *Table of Isotopes*, C.Michael Lederer and Virginia S.Shirley ed., 7th edition (1978)
- [4] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - A How-to Approach*, Springer-Verlag ed. (1994)