

# PHYS-F311: Rayonnement Cherenkov

Balty François, Dandoy Virgile

February 11, 2018

## 1 Introduction

### 1.1 Introduction théorique

Rappelons brièvement en quoi consiste le phénomène du rayonnement Cherenkov.

Dans un milieu quelconque la lumière se déplace à une vitesse donnée par

$$v = \frac{c}{\eta}$$

où  $\eta$  est l'indice de réfraction du milieu en question et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Dans ce cas de figure, les principes de la relativité ne nous interdisent pas d'imaginer des particules pouvant se déplacer à des vitesses plus grandes que  $v$ . Une particule chargée se déplaçant dans un milieu ionise les atomes de ce dernier, engendrant l'émission de photons le long de sa trajectoire. Ceux-ci se déplacent à la vitesse  $v$  explicitée plus haut. Si notre particule se déplace plus vite que le front formé par la désexcitation des atomes, cela a pour effet de créer des interférences constructives entre les différentes ondes, formant ainsi des fronts sous forme conique, comme illustré à la Figure 1.<sup>1</sup>

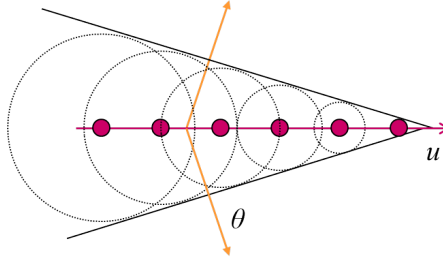


Figure 1: Rayonnement Cherenkov d'ouverture angulaire  $\theta$ , par rapport à la trajectoire  $u$  de la particule.

Le rayonnement émis est caractérisé par son ouverture angulaire  $\theta_c$ , donnée par l'équation

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta\eta} \quad (1)$$

avec  $\beta = \frac{v}{c}$ .

On peut déterminer le nombre de photons Cherenkov  $N$  à partir de la formule de Frank-Tamm:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin^2(\theta) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2)$$

avec  $\alpha = \frac{1}{137}$ ,  $z$  la charge de la particule en mouvement et  $\lambda$  la longueur d'onde du photon Cherenkov.

---

<sup>1</sup> source: <http://large.stanford.edu/courses/2014/ph241/alaeian2/>

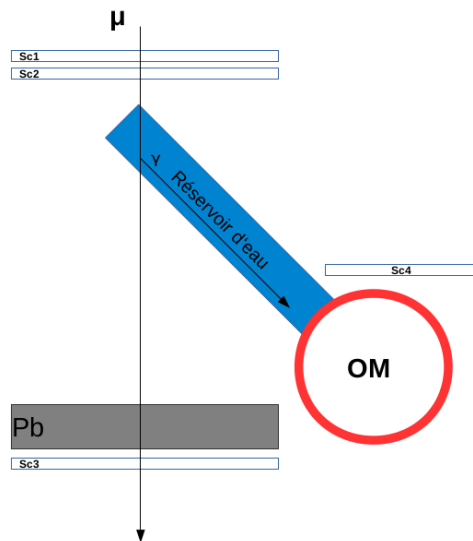
## 1.2 Dispositif expérimental

Le dispositif mis en place nous permet d'observer le passage de photons Cherenkov émis par des muons traversant une colonne d'eau. Ces muons proviennent de la désintégration de divers pions, eux-mêmes provenant de réactions entre des protons ou neutrons cosmiques avec la haute atmosphère. Les photons sont observés par l'intermédiaire d'un photomultiplicateur.

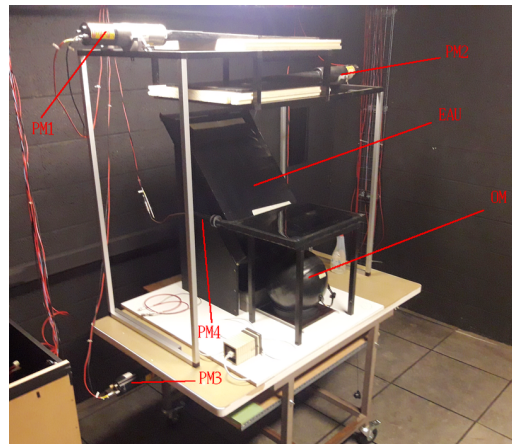
Au cours de ce laboratoire, nous allons analyser la distribution en charge des signaux reçus par le photomultiplicateur. En quoi consiste notre dispositif expérimental?

Nous l'avons représenté à la Figure 2. Supposons un muon provenant de la haute atmosphère arrivant au laboratoire. Nous plaçons sur sa trajectoire deux scintillateurs (eux-mêmes reliés à des photomultiplicateurs, respectivement PM1 et PM2, l'un sur la droite et l'autre sur la gauche des scintillateurs pour éviter qu'ils subissent le même bruit), un réservoir d'eau orienté avec un certain angle par rapport à sa trajectoire, un bloc de plomb et un troisième scintillateur (relié à PM3). Au bout du réservoir d'eau est placé un autre photomultiplicateur, OM, et par dessus OM se trouve un quatrième scintillateur, relié à un photomultiplicateur PM4. Comment un tel dispositif nous permet de mesurer le taux de photons Cherenkov émis par les muons incidents?

À l'aide d'un module ADC (Analog to Digital Converter), nous allons mesurer la charge des signaux électriques analogues reçu dans l'OM qui nous intéressent. Les signaux qui nous intéressent sont ceux qui se produisent en même temps qu'un autre signal en PM1, en PM2, en PM3 et lorsque PM4 est éteint. En effet, avoir un signal en PM1 et en PM2 nous assure le passage d'une particule chargée et qu'il ne s'agit pas seulement du bruit imprévisible d'un photomultiplicateur. Avoir ensuite un signal au PM3 nous assure que cette particule est en principe un muon, puisque celui-ci n'interagit pas par interactions fortes et n'est donc pas arrêté par le Plomb. A l'inverse s'il s'agit d'une autre particule elle sera arrêtée dans le bloc après avoir perdu toute son énergie par interactions. Seulement, le rayonnement Cherenkov n'est pas garanti; avoir un signal en PM1, PM2 et PM3 n'implique pas un signal en OM. Si on observe un signal en OM simultanément à un signal en PM1, PM2 et PM3, on veut être sûr qu'il n'est pas dû à une autre particule incidente arrivant au même moment. Voilà pourquoi nous avons installé PM4: c'est un veto. Si on reçoit un signal en PM4 en même temps que celui en OM, on va le rejeter car il s'agit probablement d'un signal dû à une autre particule incidente. Cette logique a été programmée avec divers outils, et nous nous sommes assuré que le signal logique arrive simultanément avec le signal analogique dans notre ADC. Il s'agit alors de calibrer l'appareil pour savoir quelle charge correspond à une valeur d'ADC. Nous utilisons un logiciel qui affiche les mesures des charges dans un diagramme, que nous analyserons dans la section 3. Notons qu'une fois toute la logique programmée, nous avons obtenu un taux d'événements d'environ 11 par minutes.



(a) Représentation graphique



(b) Dispositif utilisé

Figure 2: Dispositif expérimental

### 1.3 Exercices préliminaires

Avant de regarder notre manipulation à proprement parler, intéressons nous aux quelques exercices reçu dans le vade-mecum.

#### Exercice 1

Pour cet exercice, nous regardons un autre dispositif expérimental, décrit dans le vade-mecum. Rappelons l'énoncé:

Sachant que l'OM est placé à un angle de  $45^\circ$  par rapport à la direction d'émission des électrons de la source de strontium, à quel courant faut-il régler le spectromètre pour récolter un maximum de rayonnement Cherenkov dans l'OM, sachant que l'indice de réfraction du quartz est de 1,478.

Pour récolter un maximum de rayonnement Cherenkov, on veut que l'ouverture angulaire soit de  $45^\circ$ . Sachant cela, on peut remplacer l'angle dans notre équation (1) pour obtenir  $\beta$ . Rappelons l'expression de l'énergie totale:  $E_{tot} = \frac{m_e}{\sqrt{1-\beta^2}} = E_{cin} + m_e$  (avec la convention  $c = 1$ ). On obtient  $\beta = 0,957$ ,  $E_{tot} = 1,761\text{MeV}$  et  $E_{cin} = 1,251\text{MeV}$ . Maintenant que l'on connaît l'énergie cinétique de notre électron, on peut regarder à quelle intensité de courant ça correspond dans le graphique apparaissant dans le vade-mecum en page 3. On obtient alors 900mA.

#### Exercice 2

Nous regardons maintenant notre dispositif expérimental. Énoncé:

Calculer quel sera l'angle d'émission du rayonnement Cherenkov émis dans l'eau par des muons de 1,5GeV/c de quantité de mouvement, sachant que l'indice de réfraction de l'eau à  $20^\circ\text{C}$  est 1,333.

À partir de l'impulsion et de la masse du muons, nous pouvons déduire sa vitesse de  $P = \frac{mv}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \Rightarrow v = \frac{P}{\sqrt{m^2+(P/c)^2}} = 0,9975c$  Ainsi,  $\beta = 0,9975$  et  $\theta = \arccos(\frac{1}{\eta\beta}) = 41,2^\circ$ .

#### Exercice 3

Nous retournons au premier dispositif. Énoncé:

Calculer l'ordre de grandeur du nombre de photons émis entre 350 et 500nm par un électron d'énergie cinétique 1247keV traversant une fenêtre de quartz de 1mm d'épaisseur, sachant que pour ce domaine de longueur d'onde, l'indice de réfraction varie de moins de 1% et peut être considéré comme constant (1,478). Négliger la perte d'énergie de l'électron dans le quartz.

Pour cet exercice nous utilisons l'équation (2).

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin^2(\theta) \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

À partir des données de l'énoncé, nous pouvons déterminer la valeur du membre de droite de notre équation; il suffira alors d'intégrer l'équation par rapport à  $x$  et nous aurons notre solution. La charge de l'électron vaut -1 donc  $z^2 = 1$ . Remarquons que  $E_{cin} = \frac{m_e}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_e$ . (convention  $c=1$ )

$$\Rightarrow \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + E_{cin}/m)^2}} = 0,9568$$

Ainsi,  $\theta = \arccos(\frac{1}{\eta\beta}) = 45^\circ$ . Calculons  $\int_{350\text{nm}}^{500\text{nm}} \frac{d\lambda}{\lambda^2} = [-\frac{1}{\lambda}]_{350\text{nm}}^{500\text{nm}} = \frac{3}{350}\text{nm}^{-1}$ .

Le second terme de notre équation (2) vaut alors  $1,966.10^{-5}\text{nm}^{-1}$ . En intégrant, on obtient  $N = 1,966.10^{-5}\text{nm}^{-1} \times \Delta x = 19,66 \simeq 20$  photons produits de longueur d'onde entre 350 et 500 nm pour un électron d'énergie cinétique 1247 keV passant à travers une épaisseur de 1mm de quartz.

## Exercice 4

Cet exercice est toujours basé sur le premier dispositif. Énoncé:

En supposant que le diamètre du collimateur placé devant la photo-cathode est de 6cm et qu'il se trouve à 17cm de la fenêtre de quartz, combien de photons l'OM peut-il enregistrer par électron, en supposant la transmittance à 90%, l'efficacité quantique à 15%?

On suppose que l'on parle toujours des photons de l'exercice 3, ayant une longueur d'onde entre 350 et 500 nm. Nous avons obtenu  $N$  photons pour un électron. Seulement, ces photons peuvent se trouver n'importe où sur le cône d'angle d'ouverture  $45^\circ$  et nous ne sommes intéressés que par ceux qui atteignent le collimateur de la photo-cathode de l'OM. Ces derniers sont

$$N \times \frac{\text{Arc de cercle intercepté par le collimateur}}{\text{périmètre du cercle}}$$

où le cercle dont on parle est celui se trouvant sur le cône, à l'intersection avec le collimateur. On peut approximer l'arc de cercle à  $A = 6\text{cm}$ , tandis que le périmètre vaut  $P = 2\pi r = 2\pi \sin(45^\circ)17\text{cm} = 75\text{cm}$ . Ces photons doivent encore passer traverser le collimateur ayant une transmittance de  $t = 90\%$ , ainsi que produire des électrons par effet photoélectrique, ceci avec une efficacité quantique de  $e = 15\%$ . L'OM peut donc enregistrer  $N \times \frac{A}{P} \times t \times e = 20 \times \frac{6}{75} \times 0,90 \times 0,15 = 0,216$  photons par électrons.

## 2 Calibration

Nous pouvons à présent nous pencher plus en profondeur sur l'expérience, mais avant toutes choses, nous avons dû calibrer et tester l'efficacité d'un certain nombre de nos appareils de mesure afin de les préparer pour l'expérience. Nous expliquerons dans cette section les méthodes utilisées pour y arriver.

### 2.1 Calibration et mesure de l'efficacité du PM2

Nous allons dans cette première partie tenter de calibrer le deuxième photo-multiplicateur afin d'optimiser son efficacité. Pour cela, nous allons suivre le processus suivant:

Si nous avons simultanément un signal en PM1 et PM3, nous nous attendons à en avoir un aussi en PM2. Sachant cela, nous allons comparer le nombre de signaux reçus simultanément en PM1 et PM3 avec le nombre de signaux simultanés en PM1, PM2 et PM3 (nous avons encodé la logique correspondante pour avoir ces signaux). En divisant le second nombre par le premier, nous obtiendrons l'efficacité de PM2:

$$e = \frac{N_{1,2,3}}{N_{1,3}}$$

Où  $N$  est le nombre d'événements observés.

Afin de maximiser l'efficacité, nous allons faire varier deux paramètres du PM2: sa tension, et le seuil(THR) du signal carré qu'il renvoie après avoir reçu un signal.

Expliquons cette dernière notion. Afin de coder une certaine logique comme celle explicitée plus haut, le simple signal renvoyé par un PM après avoir été traversé par un muon par exemple, ne suffit pas. Il faut en effet passer d'un signal analogique à un signal logique. Ce dernier est le fameux signal carré. Il est alors important de noter que la création de ce nouveau signal ne se fera qu'au dessus d'un certain seuil (modulable) du signal analogique de départ. Dès lors si celui-ci est trop petit, il ne sera tout simplement pas converti et dans notre code logique, il ne sera pas comptabilisé. Ce procédé nous permet entre autre de rejeter tous les signaux indésirables provoquant du bruit.

On réalise donc deux graphiques du rapport  $e$  en fonction de la tension et du seuil. On s'attend d'avance à observer pour chacune des courbes l'apparition d'un plateau, la valeur optimale des paramètres se trouvera aux extrémités de chacun de ces plateaux. Commençons par la tension.

## Calibration de la tension du PM2

Nous allons faire varier la tension du PM2 et mesurer le rapport de taux d'événements comme décrit plus haut. Le panel de tension exploré s'étend entre 0 et 2400 Volts. Regardons dans ce cas le graphique des différents points obtenus.

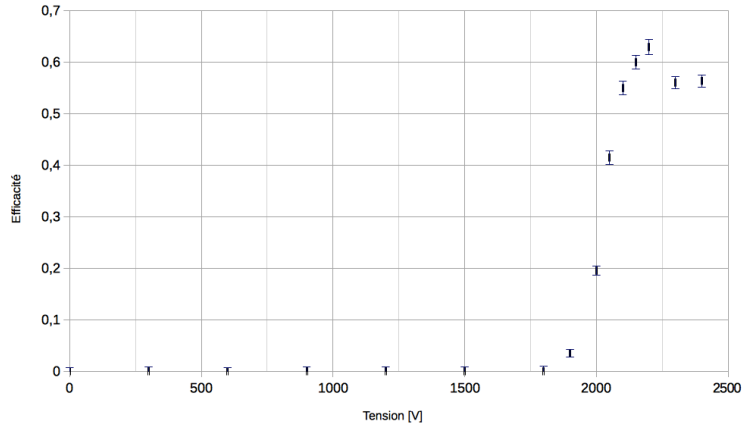


Figure 3: Calibrage de PM2 en fonction de la tension

On peut donc voir comme prévu qu'il y a un pallier qui apparaît à partir d'une certaine tension. La valeur optimale se situera au début de celui-ci et pour le reste de l'expérience, nous placerons ainsi la tension à 2200 Volts.

## Calibration du seuil du PM2

On peut à présent passer à la seconde partie du calibrage en procédant de manière similaire à la section précédente. Pour cela, on mesure à nouveau le rapport des différents taux d'événements décrits plus haut en faisant à présent varier le seuil du PM2.

Observons le graphe des points obtenus:

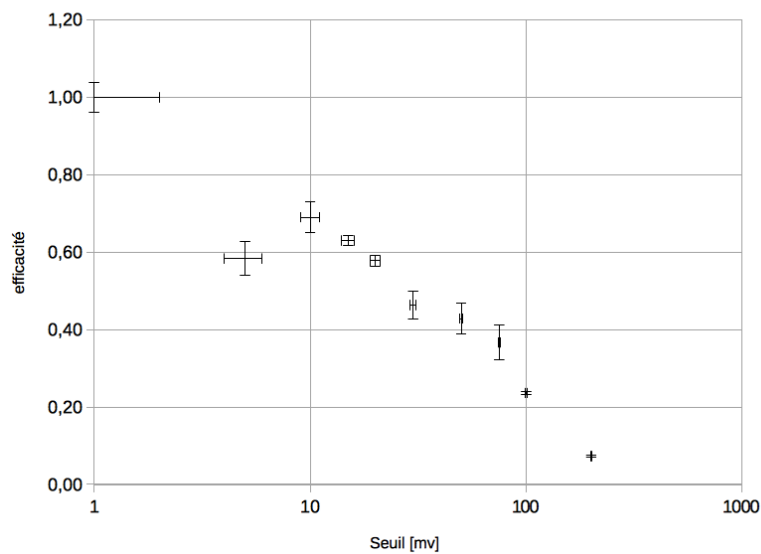


Figure 4: Calibrage de PM2 en fonction du seuil (échelle logarithmique)

On observe à nouveau un pallier (cette fois ci au commencement du graphe contrairement à précédemment), et on peut alors poser la valeur correspondant à la fin du pallier comme valeur

optimale pour le seuil du PM2. On poursuivra donc l'expérience avec la valeur de 20 mV pour le seuil.

## 2.2 Calibration de l'ADC

Dans cette seconde partie, nous allons voir comment assigner à chaque canal de l'ADC une charge. Pour ce faire, nous envoyons une quantité de charge connue à l'ADC et regardons sur quel canal elle s'affiche. La loi entre ces 2 paramètres est linéaire, en faisant varier la charge envoyée, nous pourrions déterminer cette relation. Observons:

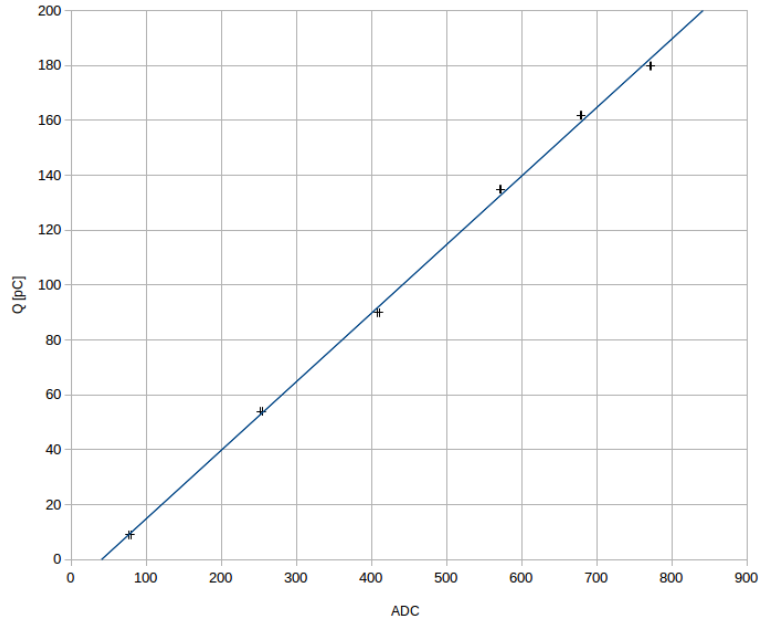


Figure 5: Relation linéaire entre charge et ADC

Remarquons que nos barres d'erreur sont très faibles. Faire une régression linéaire ne serait pas tâche facile et risquerait de ne pas apporter une erreur supérieure aux erreurs que nous avons eu pour les charges envoyées. Nous supposons alors que l'erreur sur la pente et sur l'ordonnée à l'origine est du même ordre de grandeur que l'erreur sur la charge, celle-ci étant de  $\pm 0,009$  pC. La relation que l'on obtient est alors:

$$Q(ADC) = (0,250(\pm 0,009) \times ADC - 10,028(\pm 0,009)) \text{ pC}$$

## 3 Analyse de données

Nous allons dans cette partie analyser l'ensemble des données obtenues. Pour cela, nous aurons besoin d'outils informatiques, comme des codes permettant de créer des ajustements de courbes sur les données. Commençons par les développer.

### 3.1 Simulation d'événements et méthode de régression

(Tous les codes se référant à cette partie sont présentés en annexe)

Commençons dans un premier temps par simuler des événements suivant une certaine loi de probabilité (dans notre cas une gaussienne) afin de vérifier l'efficacité de notre méthode de régression linéaire que nous utiliserons pour nos données réelles.

Nous commençons par implémenter notre fonction de densité (en particulier une gaussienne de moyenne  $\mu = 0,104$  et de variance  $\sigma = 0,01$  choisis arbitrairement)<sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup> code en annexe (a.1)

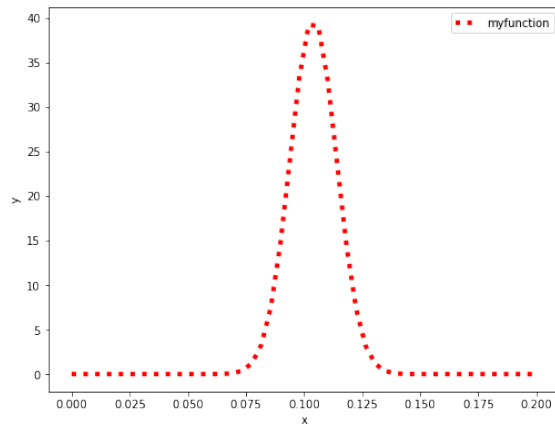


Figure 6: densité de probabilité gaussienne

Maintenant que nous disposons de la fonction de densité, nous allons simuler des événements relatifs à celle-ci grâce à la méthode Hit and Miss. Pour cela, on va produire un ensemble de 10000 valeurs se répartissant entre 0 et la valeur maximal de la fonction. On sélectionnera ensuite celles susceptibles d'être un événement de notre densité de probabilité. C'est ici que Hit and Miss entre en jeu. Il nous permettra de trier tous ces événements et, grâce à la condition implémentée ci-dessous, de ressortir ceux qui nous intéressent.<sup>3</sup> On en ressort un histogramme sur lequel on a superposé la courbe représentant notre fonction de densité:

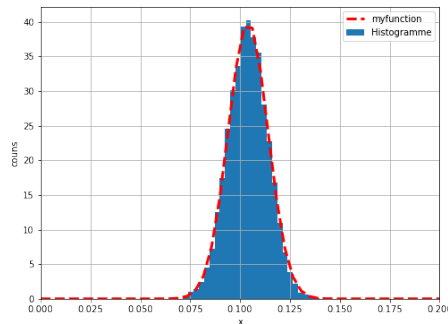


Figure 7: histogramme des événements simulés et fonction de densité

Comme dit plus haut le but de cette démarche est de pouvoir créer une méthode de régression linéaire et de la tester sur cette simulation. Implémentons ceci.

On sait qu'une gaussienne est définie par deux paramètres, la moyenne et la variance. On utilisera la méthode des moindres carrés afin d'estimer un de ces deux paramètres (ici la moyenne), en fixant l'autre (ici la variance).<sup>4</sup>

Dans le code associé à cette méthode, on compare la valeur au centre de chaque bins à la valeur que renvoie la gaussienne (pour une certaine moyenne) en ce point et on somme ceci sur toutes les valeurs de moyenne entre un certain intervalle. L'estimation est alors donnée par le minimum de la fonction ainsi définie.

Regardons cette fonction avec comme paramètre la moyenne:

---

<sup>3</sup> code en annexe (a.2)

<sup>4</sup> code en annexe (a.3)

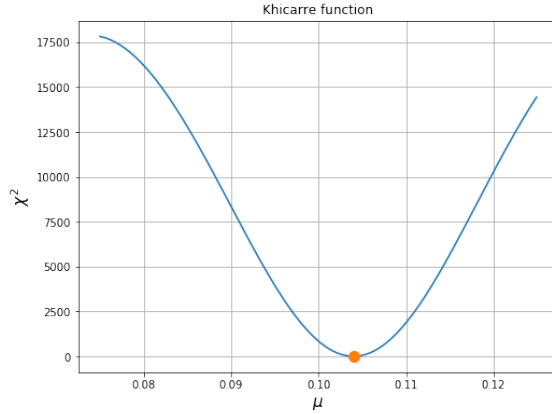


Figure 8: fonction des moindres carrés

Comme attendu, le minimum de cette fonction est une estimation de la moyenne très proche de la valeur réelle de notre gaussienne posée au départ (on avait  $\mu = 0,104$ ). On peut à présent ajuster la courbe avec la moyenne trouvée ci-dessus:

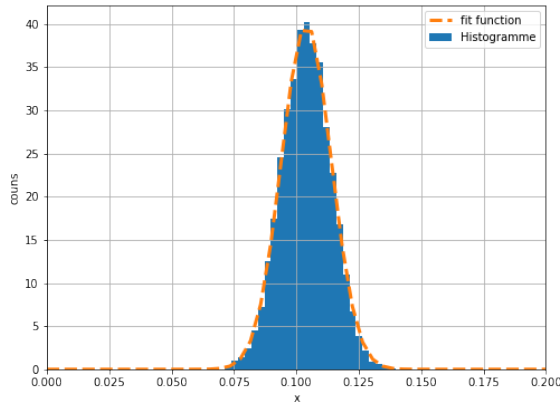


Figure 9: Événements simulés avec la courbes ajustées par moindres carrés

On en conclut que notre méthode d'ajustement fonctionne. Nous sommes prêt à l'utiliser pour nos données.

### 3.2 Analyse des distributions

Maintenant que nous disposons d'une méthode d'ajustement fonctionnelle, nous pouvons l'utiliser sur nos données collectées par l'ADC. Il nous a fallu dans un premier temps les importer afin d'en faire un histogramme sur python.<sup>5</sup> (Rappelons qu'il s'agit des valeurs des différentes charges enregistrées dans l'OM par le passage de photons Cherenkov produits par un muon)

En récupérant nos données, nous nous sommes rendu compte que le format dans lequel l'ordinateur du laboratoire les a sauvé ne nous convenait pas. En effet, le fichier importé affichait le nombre d'événements mesurés dans chaque "bin" (1000 bins dans notre cas, s'étendant chacun sur une unité ADC) et nous préférons travailler avec un tableau contenant les différentes charges mesurées ainsi que leur occurrence. Nous avons alors implémenté un code modifiant ce fichier initial en faisant directement la conversion d'unité ADC à unité de charge.<sup>6</sup>

Une fois le fichier de données adéquat obtenu, regardons l'historgramme de nos valeurs expérimentales:

<sup>5</sup> code en annexe (a.4)

<sup>6</sup> code en annexe (a.5)



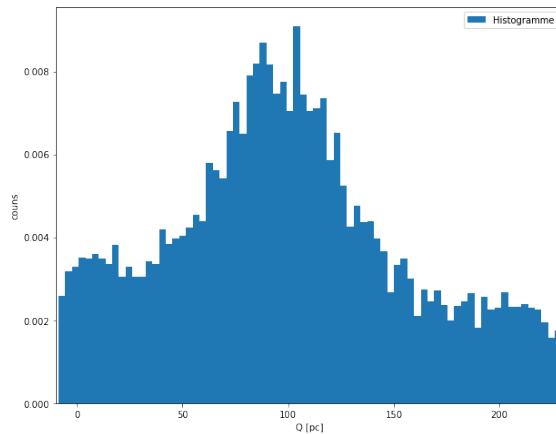


Figure 10: histogramme de la distribution en charge sur l'OM

Remarquons avant de continuer que nous pouvons identifier dans cet histogramme trois structures: la première est un bruit dont nous parlons plus bas, les suivantes sont deux gaussiennes, dont la première aux alentours de 100pC est bien plus prononcées. Attardons nous dans un premier temps sur cette dernière. Pour cela nous allons l'isoler (le graphe découpé ne ressemble pas exactement au graphe initial; c'est normal, les deux ont 75 "bin", le second possède un intervalle de charge entre les "bin" plus faible). Ainsi, nous créons un second tableau contenant les éléments dans l'intervalle souhaité. <sup>7</sup>

### Ajustement de la première gaussienne

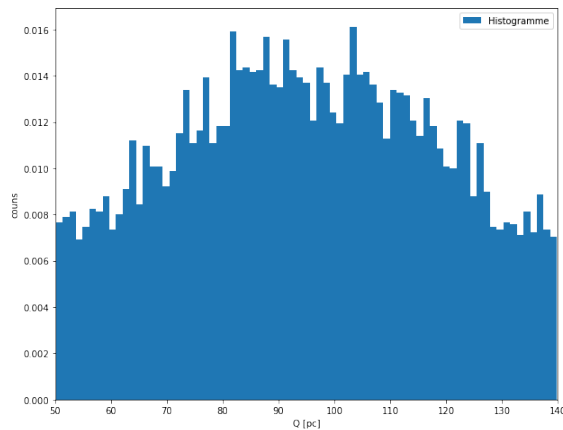


Figure 11: histogramme découpé de la première gaussienne

Nous allons pouvoir à présent ajuster cette courbe à l'aide du code de la section précédente.

Comme précédemment, nous allons approcher la valeur de la moyenne en estimant avant tout la valeur de l'écart type. Nous poserons donc ici que  $\sigma = 38\text{pC}$  (estimation donnée directement à l'aide de l'histogramme: la largeur de la gaussienne vaut approximativement  $2,35\sigma$ , on peut ainsi l'estimer en regardant l'histogramme). On applique ensuite comme ci-dessus notre code pour la méthode des moindres carrés <sup>8</sup>. On peut à nouveau regarder son graphe et y repérer le minimum qui nous donnera la courbe s'ajustant sur l'histogramme:

<sup>7</sup> code en annexe (a.6)

<sup>8</sup> code en annexe (a.7)

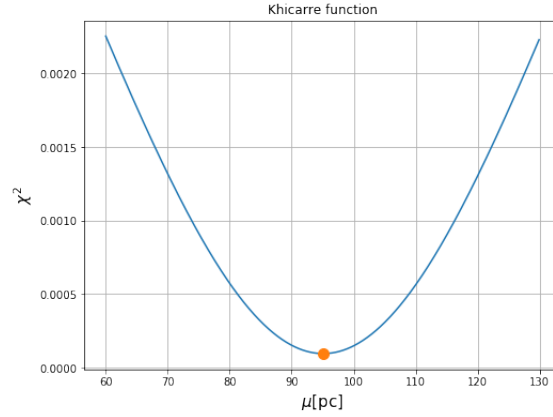


Figure 12: méthode des moindres carrés pour la première gaussienne

Ainsi on trouve que pour la première gaussienne:

$$\mu = 95\text{pc}$$

Nous allons à présent, comme dans la simulation, établir l'équation de la gaussienne avec le paramètre  $\mu$  déterminé par la méthode d'ajustement ci-dessus.<sup>9</sup>

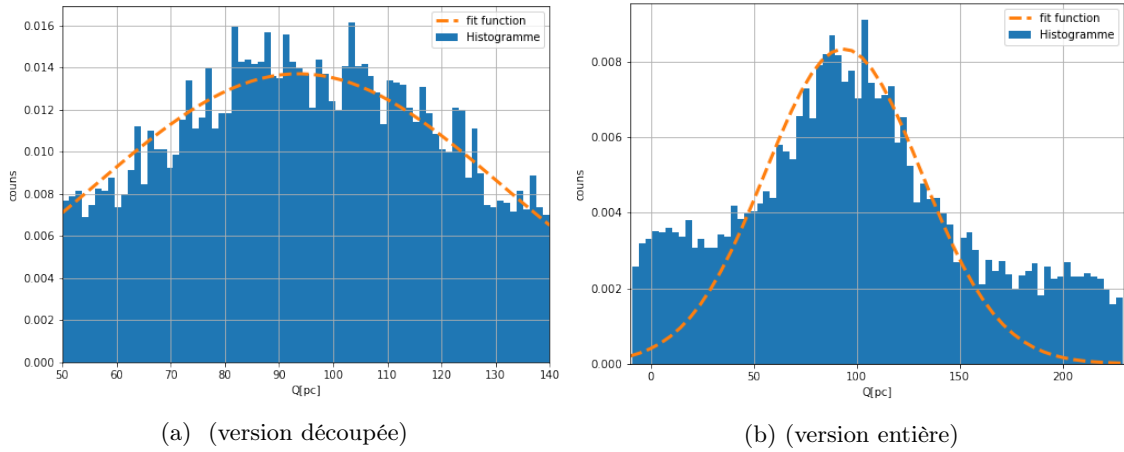


Figure 13: ajustement sur la première gaussienne

Nous reviendrons plus tard à l'étude de cette gaussienne.

Remarque: Il nous a fallu normaliser la courbe. Pour ce faire, nous l'avons intégrée sur le domaine regardé sur notre graphe et ensuite multiplié la courbe par l'inverse du résultat obtenu.

Malgré qu'elle soit moins prononcée, la seconde gaussienne apparaissant dans l'histogramme peut également être ajustée par la même méthode.

## Ajustement de la seconde gaussienne

Procédons similairement à la première en isolant les données de la seconde gaussienne dans un nouveau tableau et en appliquant la méthode des moindres carrés implémentées plus haut (où nous poserons comme estimation de la variance  $\sigma = 20\text{pc}$ ).<sup>10</sup> On trouve ainsi également une estimation de la moyenne pour la fonction gaussienne ajustée grâce au minimum du graphe suivant:

<sup>9</sup> code en annexe (a.8)

<sup>10</sup> code en annexe (a.9)

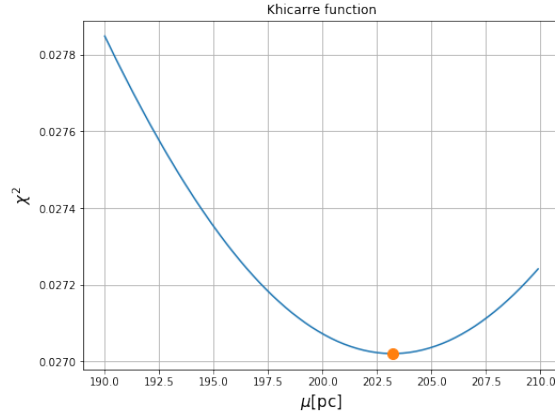


Figure 14: méthode des moindres carrés pour la seconde gaussienne

Dans ce cas-ci, notre estimation de la moyenne est donnée par:

$$\mu = 203\text{pC}$$

Nous sommes donc maintenant en mesure d'ajuster les deux gaussiennes de manière adéquate. Regardons donc l'allure de l'histogramme sur lequel on a superposé ces ajustements:

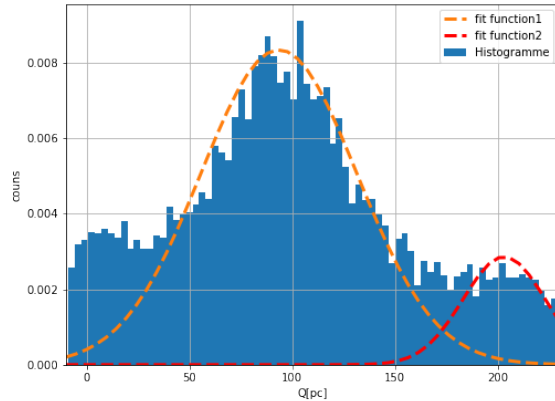


Figure 15: Histogramme avec ajustement des gaussiennes

Nous disposons à présent des outils indispensables à une étude plus profonde de ces courbes. Cependant, avant d'entrer dans une interprétation physique de celles-ci, tentons de poser les erreurs statistiques que notre méthode d'acquisition a subit.

### 3.3 Erreurs statistiques sur les mesures

Pour cela rappelons leur origine:

Comme dit plus haut, les données obtenues représentent la charge récupérée sur l'OM (après le photo-multiplicateur). Pour comprendre cette erreur statistique, il nous faut analyser ce qu'il se passe au sein du PM.

Lorsqu'un photon Cherenkov pénètre dans le PM, il produit un électron qui engendre des avalanches, et donc une multiplication du signal en passant par une succession de dynodes. Mais le nombre d'électrons produit à chaque dynode n'est pas fixe, il est entaché d'une erreur statistique suivant une loi poissonnienne. Mais que se passe-t-il lorsqu'il y a plusieurs dynodes successives? Les processus poissonniens s'additionnent de proche en proche et de par la loi des grands nombres on peut affirmer que la somme nous donne non plus une poisson mais bien une gaussienne comme observée dans notre histogramme.

Ainsi, nos mesures suivront une loi statistique gaussienne. Afin de déterminer l'erreur exacte sur nos données, on peut directement analyser l'aspect de cette gaussienne. En effet, l'écart type de celle-ci nous renseigne sur la distribution des données autour de la valeur moyenne, elle constitue

donc l'incertitude sur nos valeurs. On peut donc affirmer respectivement que pour la première et la seconde gaussienne les erreurs statistiques sont données par:

$$\Delta Q_1 = \sigma_1$$

$$\Delta Q_2 = \sigma_2$$

En se rappelant que  $\sigma_1 = 38pc$  et  $\sigma_2 = 20pc$

Maintenant que nous disposant des informations pratiques sur ces données, tentons d'apporter un raisonnement sur leur origine et leur signification.

### 3.4 Interprétation des gaussiennes

Nous avons développé plus haut le fait que ces courbes provenaient du signal en charge de l'OM, apportons plus d'informations à ceci.

Lorsqu'un muon produit un rayonnement Cherenkov, un petit nombre de photons sera émis et parviendra à l'OM (en réalité, ce nombre dépend de l'impulsion du muon incident). Comme dit plus haut, les photons qui frappent le PM engendreront quant à eux un certain nombre d'électrons, ce nombre définit l'efficacité quantique de l'appareil.

On peut donc interpréter nos gaussiennes comme le nombre de photos-électrons produits. Ainsi, la première gaussienne correspondra à la production, par le PM, d'un photon-électron, tandis que la seconde correspondra à deux photos-électrons. Observons directement que l'amplitude de cette dernière est plus faible, ceci est dû au fait qu'il y a en moyenne moins de muons qui produisent suffisamment de rayonnement Cherenkov que pour produire deux photos-électrons dans le PM. On suppose donc l'existence possible d'une troisième gaussienne avec une amplitude encore plus faible.

De part l'histogramme développé plus haut on est à présent capable d'établir la charge moyenne recueillie lors de l'émission d'un ou deux photons-électrons. On aura donc, avec l'incertitude statistique explicitée ci-dessus:

$$1pe \rightarrow Q = 95 \pm 38pC$$

$$2pe \rightarrow Q = 203 \pm 20pC$$

Pour aller plus loin, il est intéressant de noter que ici nous avons placé une incertitude à  $1\sigma$ , c'est à dire que 68% des événements enregistrés vont se placer dans cet intervalle.

Enfin, sur la gauche de notre histogramme on peut également observer une structure. Il s'agit cette fois d'une distribution suivant théoriquement une loi exponentielle. Pour comprendre son origine, il nous faut revenir aux dynodes de notre PM. En effet, lorsqu'une trop haute tension est appliquée, des électrons sur les dynodes peuvent être arrachés sans l'apport de photos-électrons incidents (par exemple à cause de l'énergie thermique de ces dynodes). On obtient un signal en fin de PM sans aucun photon Cherenkov apparent. L'aspect exponentiel de la distribution en charge provient du fait que les électrons produits vont provoquer des avalanches sur moins de dynodes que ceux produits directement par l'effet Cherenkov. Ainsi le processus poissonien explicité plus haut provoquant les avalanches se répète moins de fois et donc la distribution totale qui est la somme des distributions de chaque dynodes tendra plus vers une poisson et donc une exponentielle plutôt qu'une gaussienne.

On peut se demander quel est la proportion de signaux enregistrés par l'OM sans qu'il n'y ait de photons Cherenkov. Pour ce faire, l'idée est simple: on garde le même signal logique nous permettant de sélectionner la partie d'un signal analogique qui nous intéresse, seulement on applique un retard à l'OM et au PM4, ce qui exclut la possibilité que le signal reçu en OM soit dû à un photon Cherenkov. En faisant cela, nous nous sommes rendu compte que ce nombre d'événements est négligeable (3 en 30 minutes) face aux autres sources d'erreurs de mesure. Nous n'en avons donc pas pris compte.

## 4 Conclusion

Au terme de cette expérience, nous avons analysé différents phénomènes liés au rayonnement Cherenkov. En particulier, nous avons réalisé une étude des distributions en charges, dues à des photons d'un rayonnement Cherenkov, reçues dans un photomultiplicateur.

Nous avons pu observer au sein de l'histogramme reprenant les différentes charges enregistrées deux gaussiennes particulières. Nous avons fait une correspondance avec le nombre de photos-électrons produit dans le photo-multiplicateur lorsque l'on a un rayonnement Cherenkov incident. La première gaussienne reprenait l'ensemble des événements ayant produit un photo-électron tandis que la seconde montrait ceux en ayant produit deux. Ce nombre de photos-électrons étant directement lié aux nombres de photons incidents par l'efficacité quantique de l'appareil.

La différence d'amplitude entre les deux gaussiennes nous a montré également qu'en moyenne la probabilité d'un rayonnement produisant deux photos-électrons est plus faible que pour la production d'un unique photo-électron. De ce raisonnement on a alors déduit la potentielle présence d'une troisième gaussienne avec une amplitude encore plus faible.

Nous avons également analysé l'erreur statistique, provenant de la succession de dynodes au sein même du photo-multiplicateur, grâce à la variance de ces gaussiennes, nous montrant ainsi l'étendue des événements produisant un même nombre de photos-électrons.

De part l'étude de ces distributions, nous sommes capables de mieux comprendre les caractéristiques et les paramètres entrant en jeu dans le rayonnement Cherenkov.