Mesure de la durée de vie des muons cosmiques

J. Bequilleux[a] , M. Bongrand[a].

[a]Master 2 - Physique Fondamentale et Appliquée.
Spécialité Noyaux, Particules, Astroparticules et Cosmologie.
12 Octobre 2004

Cet article reprend le travail que nous avons effectué durant le mois de septembre au CEA, dans le laboratoire DAPNIA-DSM, sous la responsabilité d'E. Burtin. Nous nous sommes intéressé à la mesure de la durée de vie des muons. Ces muons sont détectés par effet Čerenkov dans une cuve d'eau surplombée de photomultiplicateurs. On détecte de la même manière les électrons produits par la désintégration de ces muons.

1. INTRODUCTION

1.1. Origine des muons cosmiques

Les muons auxquels nous avons accès au sol sont d'origine cosmique. En effet, les rayons cosmiques, particules chargées très énergétiques, interagissent avec l'air présent dans la haute atmosphère. Il y a alors formation de particules, comme des pions qui se désintègrent en muons et neutrinos:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \ \nu_\mu \quad \text{ou} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \ \bar{\nu_\mu} \tag{1}$$

Les muons ainsi produits perdent environ 2 GeV par ionisation avant d'arriver au sol, ce qui leur donne une énergie moyenne d'environ 4 GeV, sachant qu'en dessous de 1 GeV, on a un spectre quasi plat, avec peu de muons observables. On peut estimer que le flux moyen de muons au niveau du sol est de 1 muon.cm^{-2}.min^{-1} [PDG]. Cependant, les muons sont des particules instables qui se désintègrent suivant les réactions:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \ \nu_e \ \bar{\nu_\mu} \quad \text{ou} \quad \mu^- \rightarrow e^- \ \bar{\nu_e} \ \nu_\mu \tag{2}$$

On peut alors s'interroger sur la possibilité d'observer des muons au niveau du sol, puisqu'ils sont supposés pouvoir se désintégrer avant de l'atteindre.

1.2. But de l'expérience

Pour savoir s'il est normal d'observer des muons au niveau du sol, il faut connaître la durée de vie τ des muons. En effet, toute population de particules instables se désintègre suivant la loi :

$$N(t) = \ N_0 * e^{-t/\tau} \tag{3}$$

où N(t) est le nombre de particules non désintégrées après un temps t. Ainsi, la connaissance de τ nous donne la probabilité qu'une particule se désintègre à un temps donné, dans son référentiel propre, et donc la distance moyenne qu'elle parcourt dans le référentiel du laboratoire avant de se désintégrer. L'objectif de notre travail sera donc de déterminer la valeur de τ pour les muons.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2.1. Montage expérimental

Le montage expérimental (Figure 1) comprends une cuve d'eau d'environ 1 m^3. Au dessus de celle-ci, on dispose 4 raquettes de scintillateurs plastiques horizontales, associées à des photomultiplicateurs (PMs). Il y a également 8 PMs placés sur la face supérieure de la cuve.

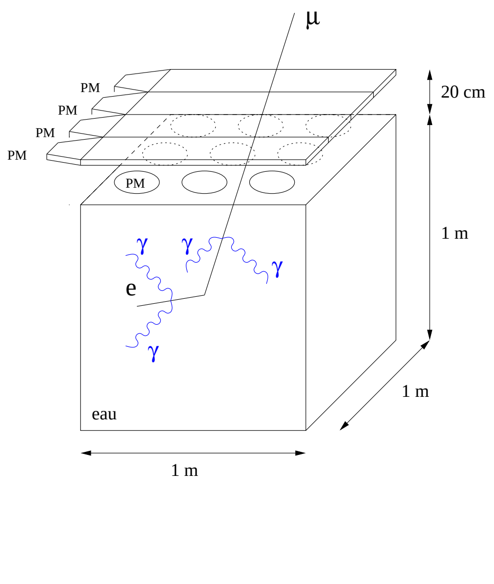

FIG. 1 –. *Schéma du détecteur.*

2.2. Principe de la mesure

2.2.1. Détection des muons entrants

Les muons et autres particules chargées qui arrivent du ciel génèrent un signal au niveau des raquettes de notre montage. On considère que la particule est un muon lorsque son énergie est suffisante pour qu'elle pénètre dans la cuve et qu'elle génère quelques ns plus tard une radiation Čerenkov. Celle-ci peut-être détectée par les PMs de la cuve, car elle n'est pas absorbée par l'eau (domaine UV) et elle se réfléchie sur les parois. On étudiera donc les coïncidences entre les signaux de la cuve et des raquettes pour séparer les muons des autres particules entrant dans la cuve; en cas de coïncidence, on génère électroniquement un "signal muon" qui indique l'arrivée d'un muon dans la cuve.

2.2.2. Détection des désintégrations des muons

Etant donnée leur durée de vie de 2 μs, les muons sont susceptibles de se désintégrer dans la cuve, suivant les réactions (2). Les $e^{\pm}$ ainsi produits peuvent également générer une radiation Čerenkov détectable par les PMs de la cuve. Donc, si l'on a coïncidence entre un "signal muon" et un signal des PMs de la cuve, on peut considérer que l'on observe indirectement la désintégration d'un muon et l'on génère électroniquement un "signal électron". On choisit de se limiter à des coïncidences de 20 μs au maximum pour éviter les coïncidences fortuites.

2.2.3. Détermination de τ

A l'aide d'une horloge, on peut facilement déterminer le temps qui s'est écoulé entre l'entrée d'un muon dans la cuve ("signal muon") et sa désintégration ("signal électron"). En assimilant N_0 muons arrivés successivement dans la cuve à une population virtuel de N_0 particules instables présente dans la cuve à un instant t=0 virtuelle, on peut réutiliser la relation (3). Cependant, on ne mesure pas $N(t)$, mais le nombre de désintégration entre les instants t et t+δt, soit :

$$N_{des.}(t,\delta t) = -\int_t^{t+\delta t} \frac{dN}{dt}(t^{'})\delta t^{'} \tag{4}$$

donc:

$$N_{des.}(t,\delta t) = \underbrace{-\frac{N_0}{\tau}(e^{-\frac{\delta t}{\tau}}-1)}_{constante} e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{5}$$

On voit ainsi qu'une étude de cette relation donne accès à τ que l'on cherche (possibilité de faire un ajustement).

2.2.4. Considérations physiques

Muons étudiés

Tous les muons ne sont pas considérés avec notre montage qui se montre assez restrictif :

- De façon générale, il n'y a formation d'une onde de choc électromagnétique (ou radiation Čerenkov) dans un milieu d'indice n que si la vitesse de la particule chargée vérifie $v > c/n$ soit $\beta = 1/n = 0.75$. Autrement dit, seuls les muons avec une énergie supérieure à $E_{seuil} = 160$ MeV sont détectés à l'aide de la radiation Čerenkov qu'ils créent.

- Une fois le muon entré dans la cuve, il peut s'y arrêter ou non. En effet, les muons perdent une énergie par ionisation lors de la traversée de la cuve qui est donnée par la formule de Bethe-Bloch. Plus précisément, les muons qui ont une énergie comprise entre 160 MeV ($\beta\gamma = 1.4$) et 160 TeV ($\beta\gamma = 1400$) perdent une énergie proche du MIP qui vaut environ 2 MeV.g^{-1}.cm^2 dans l'eau, soit une perte maximale d'énergie de 350 MeV pour la traversée de la cuve (diagonale du cube). D'autres processus radiatifs sont à prendre en compte, même s'ils sont moins importants, ce qui peut amener à considérer que seuls des muons d'énergie inférieure à 400 MeV (ordre de grandeur) peuvent être arrêtés dans la cuve, qui devient référentiel propre de la particule, où la relation (3) doit être vérifiée.

Ainsi, seuls les muons ayant une énergie comprise entre 160 MeV et environ 400 MeV sont susceptibles de générer un "signal muon" et un "signal électron", et donc contribuer à l'établissement de la relation (5). Sachant que de tels muons sont minoritaires dans le spectre observé au sol (cf. 1.1), les muons étudiés devraient avoir un taux de comptage relativement faible.

Considérons un muon énergétique pouvant s'arrêter dans la cuve (400 MeV) ; au MIP il parcourt environ 1.7 m dans l'eau. Sachant que la perte d'énergie par effet Čerenkov est de l'ordre de 1 keV.cm^2.g^{-1}, l'amplitude du signal associée sera d'environ 170 keV, ce qui correspond à l'ordre de grandeur du maximum de signal Čerenkov détectable pour les muons s'arrêtant dans la cuve. Pour le minimum on trouve un signal d'amplitude 80 keV (un muon de 160 MeV parcourt 80 cm dans l'eau).

Désintégration des muons étudiés

Vérifions juste qu'il est correct d'envisager la visualisation des désintégrations par un effet Čerenkov des électrons. On ne peut observer une radiation Čerenkov que si les électrons ont une énergie supérieure à 0.74 MeV. Or, lors de la désintégration du muon à l'arrêt dans la cuve, l'énergie de masse de ce dernier $E_\mu = 106$ MeV se répartie entre les trois espèces formées (relation (2)). L'énergie maximum que peut posséder un électron est obtenue lorsque les deux neutrinos sont émis dans une même direction, opposée à celle de l'électron, soit $\frac{m_\mu}{2} - m_e \approx$ 50 MeV et une énergie moyenne d'environ 30 MeV (spectre à 3 corps). Donc l'électron obtenu par désintégration peut avoir une énergie suffisante ($\geq$0.74 MeV) pour donner naissance à une radiation Čerenkov.

Considérons un électron de 30 MeV ; au MIP il parcourt environ 15 cm dans l'eau. En reprenant le même raisonnement que pour les muons, on trouve que l'amplitude du signal Čerenkov est d'environ 15 keV.

2.3. Electronique d'acquisition

Pour ce qui est de l'électronique, l'essentiel du montage (présenté dans l'annexe (A)), utilise des modules NIM. On présente ici succinctement les différentes parties de ce montage.

On envoie tout d'abord les signaux analogiques en sortie des PMs associés aux 4 raquettes sur des discriminateurs. Nous appliquons alors un "OU" entre les signaux obtenus pour déterminer si une particule a traversé les raquettes ("signal raquette"). Pour les PMs de la cuve nous faisons la somme des signaux analogiques en sortie des 8 PMs. Le signal somme obtenu est alors envoyé sur un discriminateur. On obtient alors un signal indiquant la présence d'une radiation Čerenkov dans la cuve ("signal cuve").

Le signal logique de coïncidence entre le "signal raquette" et le "signal cuve" génère le "signal muon" indiquant l'entrée d'un muon dans la cuve.

Dès lors, on crée le "signal électron" : signal logique de coïncidence entre le "signal muon" et un nouveau "signal cuve" ($\leq$20 μs). Ce dernier indique la présence d'une désintégration dans la cuve.

C'est alors qu'on peut mesurer le temps séparant "signal muon" et "signal électron", autrement dit, le temps de désintégration du muon. Nous utilisons un TDC pour mesurer cette durée. Ainsi, en envoyant une fonction créneau de période fixée (0.0296 μs) à l'aide d'un générateur nous pouvons déterminer la valeur du temps de desintegration.

A l'aide de modules CAMAC et d'un programme informatique, on peut acquérir dans un fichier les durées de désintégrations associés aux différents muons détectés. Ces données pourront être utilisées pour un dépouillement permettant d'ajuster les résultats expérimentaux avec la relation théorique (5).

A ce stade de notre étude, on voit apparaître des limites et problèmes dû au montage électronique :

- Pour générer les différents signaux logiques, nous avons utilisé des discriminateurs qui, de façon générale, définissent mal la position d'un pic(le seuil du discriminateur peut par exemple correspondre à l'amplitude de certains pics et à la moitié de l'amplitude d'autres; on declenche donc exactement sur le pic dans le premier cas, et pas dans le second; d'où une incertitude sur la position temporelle exacte du pic). Ceci va introduire des erreurs dans les mesures de temps qui sont cependant suffisamment faibles pour être négligées.

- Le signal utilisé pour définir les effets Čerenkov est, par simplicité, défini comme la somme des signaux des PMs de la cuve, ce qui conduit assurément à une indétermination de l'instant de désintégration du muon. Cependant, il est difficile de bien traiter ce signal, car le temps de propagation de la radiation Čerenkov devrait aussi être pris en compte, ce qui est délicat.

- Pour supprimer une partie du bruit ("herbe" des signaux en sortie des PMs), on définit un certain seuil en intensité pour les discriminateurs. Les muons qui ont une énergie qui se confond avec le bruit seront donc éliminés de notre étude (on constate qu'on ne détecte en entrée de la cuve que 70% des muons théoriquement observables). Ceci est quelque peu gênant puisqu'on ne peut stopper que les muons faiblement énergétiques.

- Enfin et surtout, notre expérience peut donner une sous-estimation du temps de désintégration d'un muon, car si deux muons arrivent l'un après l'autre dans la cuve sans que le premier ne se désintègre, et qu'on observe une désintégration, on est incapable de savoir à quel muon celle-ci correspond. Dans le cadre de notre montage électronique, on considère que c'est le premier muon qui s'est désintégré.

2.4. Réglages préliminaires, limites et problèmes

Dans un premier temps, nous avons voulu comparer les taux de comptage des différents PMs à partir des signaux logiques. On s'attend effectivement à avoir les mêmes ordres de grandeurs. Nous avons tout de suite constaté qu'une des raquettes comptait beaucoup plus d'événements que les autres. Ceci est dû à une fuite de lumière sur le scintillateur ("herbe"), l'ajout de 2 draps noirs sur le détecteur n'ayant pas été suffisant, il nous a fallu supprimer de l'acquisition ce PM. Pour les autres PMs en ajustant les hautes tensions d'alimentation nous obtenons des taux de comptage comparables.

Pour la cuve les taux de comptage n'ont plus de raison d'être comparables, de plus nous nous intéressons à des signaux analogiques. Ce qui importe est alors l'intensité des pics, à l'oscilloscope nous réglons les valeurs instantanées et les valeurs moyennées, toujours en agissant sur les hautes tensions d'alimentation des PMs.

3. PREMIERES ACQUISITIONS ET REGLAGES

3.1. Résultats bruts de l'acquisition

La (Figure 2) correspond à une des premières acquisitions que nous avons faite. On y remarque un certains nombre de problèmes :

- pas d'allure exponentielle pour les valeurs du temps inférieures à 1.5 μs.
- présence d'un premier pic à 0.4 μs.
- présence d'un pic à 6 μs qui rompt la décroissance qualitativement exponentielle de la courbe.
- présence d'une valeur constante à laquelle s'ajoute la décroissance exponentielle. Il s'agit sans aucun doute de coïncidences fortuites dont nous n'avons pas tenu compte jusqu'à maintenant.

Il va falloir remédier à ces problèmes si l'on veut pouvoir ajuster la courbe avec la relation (3).

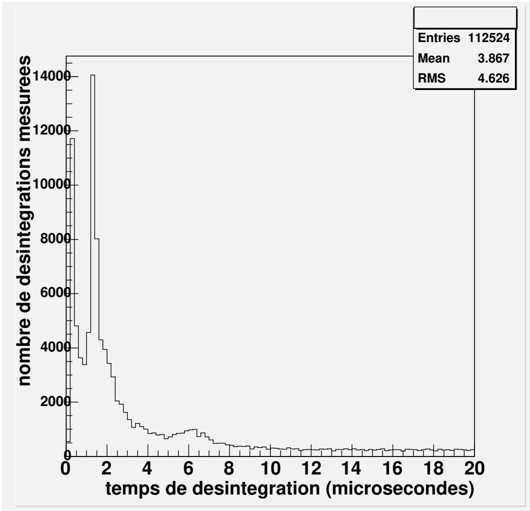

FIG. 2 –. *Histogramme du temps de désintégration des muons en* μ*s.*

3.2. Problèmes rencontrés et solutions apportées

Comme nous l'avons montré le spectre en temps présente deux pics inattendus. Nous avons donc fait une analyse plus poussée des signaux à l'oscilloscope. Pour le pic à 0.4 μs nous avons pu expliquer qu'il pouvait s'agir d'un redéclenchement dû à une réflexion électronique d'intensité supérieure au seuil. N'ayant pas pu trouver l'origine exacte de cette réflexion nous avons décalé notre fenêtre de mesure après ce pic.

Pour le pic à 6 μs il s'agit encore d'une cause électronique et non physique. Il provient du phénomène appelé back-pulsing dans les PMs. Avec le temps le vide dans les PMs se détériore des atomes ou des molécules se retrouvent sous forme de gaz à l'intérieur, à cause de sublimations ou de fuites. Les électrons circulants entre les dynodes ionisent les quelques atomes gazeux qui dérivent alors vers la photocathode et redéclenche le PM. La durée de 6 μs est de l'ordre de la vitesse de dérive des ions.

Pour tenter d'améliorer nos résultats, nous devons faire une analyse plus poussée des données. Pour ce faire, on choisi d'enregistrer sur l'ADC muon car le signal Čerenkov est proportionnel à la longueur de la trace et l'ADC électron pour evaluer les effets systématiques.

4. ANALYSE

4.1. Etude des signaux de cuves associés aux muons

On présente ci-après les corrélations entre énergies perdues par effet Čerenkov par les muons entrant dans la cuve et temps de désintégration mesuré :

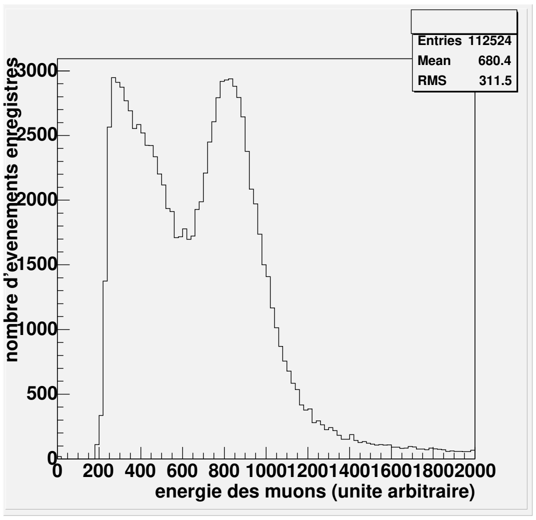

FIG. 3 –. *Energie des muons en ADC.*

On constate aisément la présence de deux pics. Si l'on supprime à l'aide de ROOT les désintégrations correspondant au deuxième pic, le bruit diminue fortement au niveau de la mesure des temps de désintégrations. On en déduit que ce deuxième pic doit correspondre à des muons trop énergétiques pour être stoppés dans la cuve. Par conséquent, on enregistre des coïncidences fortuites non physiques qui perturbent la mesure et génère du bruit. Des études sur les corrélations entre l'énergie des muons, des électrons et le temps de désintégration confirment cette interprétation. On décide alors de supprimer de notre étude les acquisitions qui ne correspondent pas au premier pic.

4.2. Etude de la corrélation entre temps de désintégration

On peut voir que vers 6 μs, on a accumulation de points dans la partie inférieure du graph. Ceci correspond au fait que le back-pulsing imite des électrons qui emettent peu de lumière Čerenkov. On comprend donc que pour limiter les problèmes liés au back-pulsing, il va également falloir que l'on supprime de notre étude toutes les acquisitions correspondant à la partie inférieure de la figure.

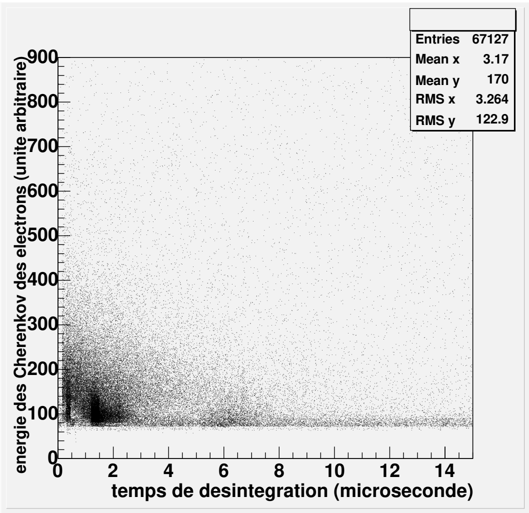

FIG. 4 –. *Energie des électrons (ou positrons) en ADC en fonction du temps de désintégration en μs.*

4.3. Prise en compte de phénomènes négligés

Maintenant que nous avons sélectionné les données de façon à avoir une évolution de temps de désintégration physiquement acceptable, il va également falloir que l'on prenne en compte des phénomènes physiques qui modifient la distribution, et qui ont été négligé jusqu'à présent (5):

- il faut tenir compte de la présence de coïncidences fortuites qui s'ajoutent à la décroissance exponentielle.
- il est nécessaire d'intégrer les captures des μ^- par l'oxygène contenu dans l'eau : on associe à cette capture un temps de vie $\frac{1}{\tau_c} = 0.0974 \pm 0.0031\ \mu s^{-1}$ [ECK].
- enfin, le rapport du nombre de μ^+ sur le nombre de μ^- est de 1.25 ± 0.10 environ [PDG].

En définitive, la fonction qu'il va falloir utiliser pour ajuster la courbe est :

$$A + B(1.25e^{-\frac{t}{\tau}+0.0974} + e^{-\frac{t}{\tau}}) \qquad (6)$$

où A est la constante prenant en compte les coïncidences fortuites, B correspond au N_0 de la relation (3).

4.4. Résultat final

La figure finale de l'évolution du nombre de désintégration des muons avec le temps est la suivante.

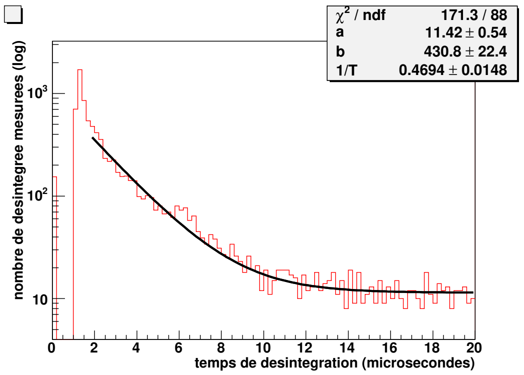

FIG. 5 –. *Histogramme ajusté du temps de désintégration des muons en μs après coupures.*

On constate qu'on obtient un fit assez bon qui donne une valeur de τ :

$$\tau = 2.22 \pm 0.07\ (\text{stat}) \pm 0.05\ (\text{syst})\ \mu s$$

Il est très difficile d'estimer l'incertitude sur cette valeur à cause de tous les problèmes rencontrés (back-pulsing,...). Cependant il est possible de déterminer une incertitude systématique due aux valeurs qui ont été intégrées à l'ajustement. En utilisant dans l'ajustement de l'histogramme du temps de désintégration les incertitudes sur le temps de vie de capture des μ^- et sur le ratio μ^+/μ^- on obtient l'incertitude systématique. L'incertitude statistique correspond aux erreurs dues à l'ajustement de la courbe.

5. CONCLUSION

Considérons un muon de 4 GeV formé en altitude, et supposons qu'il ne perd pas d'énergie en traversant l'atmosphère. Il possède alors une impulsion $pc \approx 3.999$ GeV, donc $\beta = \frac{pc}{E} \approx 0.9997$. Sachant maintenant que la durée de vie est d'environ 2.2 μs (referentiel propre), on ne verra le muon se désintegrer en moyenne qu'après 84 μs environ dans le referentiel du laboratoire (durée notée t). Il peut alors parcourir $\beta ct \approx 25$ km sans se desintégrer (en moyenne). Sachant que les muons se forment à environ 15 km d'altitude, il est normal de voir sur terre des muons qui ont un spectre énergétique centré sur 4 GeV (pour les énergies supérieures, la distance pouvant être parcourue est encore plus grande).

Cependant, à la fin de notre étude, nous sommes conscient que des améliorations du montage sont possibles. Ainsi, l'utilisation d'un matériel plus performant pourrait être d'une grande utilité. Ceci est principalement vrai pour les PMs de la cuve dont le back-pulsing est devenu gênant. De même, nous avons pu constater une dérive assez importante au niveau de l'alimentation des différents PMs, ce qui rendait périlleuses les acquisitions sur des temps élevés. De plus, il serait très intéressant de pouvoir calibrer précisément les PMs. En effet, l'analyse des données pourrait être plus poussée et pourrait permettre de mieux comprendre les énergies physiques mises en jeu. Enfin, on pourrait également envisager des raffinements du montage électroniques qui permettraient de faire de meilleures acquisitions. Notamment un enregistrement des signaux de chaque PM sur un ADC avec le temps associé et utiliser un programme de reconstruction des événements.

A. Schéma électronique de l'acquisition

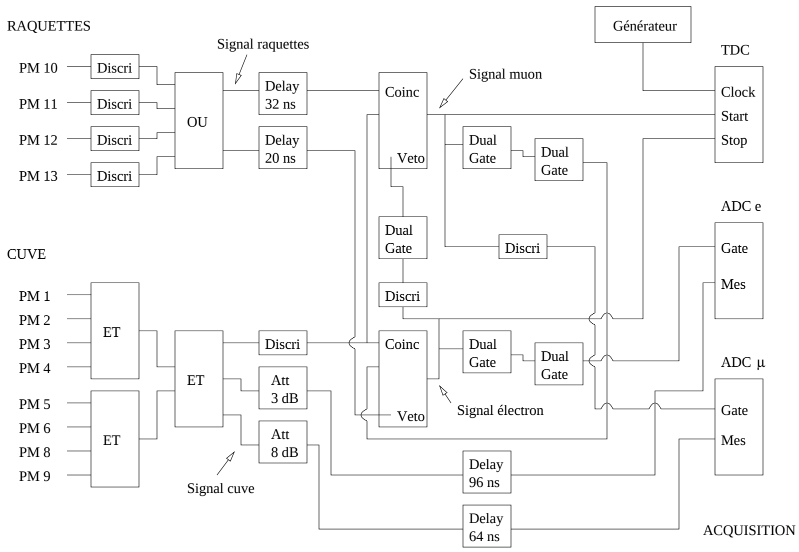

FIG. 6 –. *Schéma de l'électronique d'acquisition.*

B. Remerciements

Nous tenons à remercier A. Gillibert pour l'organisation de ces travaux de laboratoire au CEA, E. Burtin pour l'encadrement de notre travail, ainsi que les autres enseignants du CEA pour leur accueil.

REFERENCES

[PDG] Particle Data Group, *Physical Review D.*

[ECK] M.Eckhause, R. T. Siegel et R. E. Welsh, *Muon capture rates in complex nuclei* (1965).

[LEO] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag (1987).