

PROJET EXPÉRIMENTAL

Chambre à brouillard

Auteurs :
Elena Nour
Grégory Quinchart
Paul Soudon

Encadrant :
Julien Aublin

Table des matières

Remerciements	2
Introduction	2
1 La chambre à brouillard, de quoi s'agit-il ?	3
1.1 Historique	3
1.2 Le rayonnement cosmique [2] [3]	3
1.3 La physique dans la chambre à brouillard	4
1.3.1 Anatomie de la chambre	4
1.3.2 Formation des traces dans la chambre [4]	5
2 Théorie [5][6]	7
2.1 Liste des particules	7
2.2 Les origines des électrons	7
2.3 Transferts d'énergie	8
2.3.1 Effet Bremsstrahlung	8
2.3.2 Bethe-Bloch	9
2.3.3 Pic de Bragg	10
3 Expérience	12
3.1 Premières acquisitions; estimation du rayon d'une gouttelette de brouillard	12
3.2 Une trace pour chaque particule	12
3.2.1 Les alphas	13
3.2.2 Les électrons	15
3.3 Déviation par un champ magnétique	16
Conclusion	17
Annexes	18
Références	19

Remerciements

Nous souhaitons tout d'abord remercier Julien Aublin, pour son entière disponibilité, pour sa bonne humeur, pour ses chèques en échange d'un peu de neige carbonique ; pour son enthousiasme à nous transmettre le savoir dont nous avons eu besoin, mais aussi celui qui émerveille, devant l'immensité du mystère demeurant dans le monde qui nous entoure.

Introduction

Etudiants en 3^{ème} année de licence de Physique Mathématique à l'Université Pierre et Marie Curie, c'est dans le cadre de l'Unité d'Enseignement LP399 que nous avons effectué une série d'expériences portant sur la radioactivité. Ainsi deux semaines durant, nous avons pu nous familiariser avec les concepts généraux de la radioactivité et les appliquer dans le cadre de l'expérience dite de la "chambre à brouillard".

En étudiant la chambre à brouillard, nous avons eu la chance de travailler sur un sujet tout aussi vaste que passionnant : en passant par la thermodynamique de la chambre pour comprendre la formation du brouillard, puis par l'étude du rayonnement cosmique pour appréhender les particules qui nous bombardent, ensuite par le comportement de ces particules dans la matière et ainsi la formation de traces visibles dans la chambre, sans oublier l'analyse de ces traces et la correspondance avec les particules... Un vaste programme !

En raison de l'extrême brièveté des événements, des masses et des dimensions mises en jeu, la radioactivité est un domaine méconnu du grand public. Impossible à percevoir par l'homme sans appareil adapté, elle est souvent associée à un concept dangereux. Cependant la radioactivité est un phénomène naturel présent au quotidien. Par exemple dans le corps humain, les murs des maisons ou l'eau de mer, se désintègrent naturellement des atomes, donnant naissance à de la radioactivité. De même, lorsqu'une particule provenant du cosmos arrive au contact de notre atmosphère, des milliers de milliards de particules vont être émises suite au choc. [1] Ainsi la radioactivité s'inscrit comme un domaine incontournable de la physique, qui a connu un essor important au début du XX^{ième} siècle avec l'arrivée d'outils d'observation dont la chambre à brouillard.

Dans ce rapport, après une brève introduction historique, nous nous attacherons à décrire le fonctionnement d'une chambre à brouillard, puis nous présenterons la physique et les aspects théoriques permettant de décrypter les phénomènes observés. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus.

1 La chambre à brouillard, de quoi s'agit-il ?

La chambre à brouillard est un dispositif permettant, bien que cela semble incroyable, de voir des particules ; plus précisément, leurs trajectoires. Dans la chambre règne un fort gradient de température qui provoque la métastabilité d'un gaz. Lorsqu'une particule traverse ce gaz, elle perturbe la métastabilité et provoque une condensation sur son passage. Cette particule, pourtant invisible à l'œil nu, nous dévoile des secrets sur ses caractéristiques (comme sa masse ou sa charge) grâce à l'épaisseur, la longueur, ou encore la courbure de la trace qu'elle laisse. Nous verrons que seules les particules chargées laissent des traces visibles dans la chambre.

1.1 Historique

La première chambre à brouillard a vu le jour en 1911 grâce à Charles Wilson. C'est une chambre à brouillard dite « à expansion ». Son fonctionnement est plus mécanique et moins pratique que celui de la chambre à brouillard inventée par Alexander Langsdorf quelques années plus tard, en 1939 ; c'est la chambre à brouillard « à diffusion », celle dont les mécanismes sont exposés ici.



FIGURE 1 – De gauche à droite : Charles Wilson, Alexander Langsdorf et la première chambre à expansion.

Il est assez surprenant d'apprendre que des détecteurs de particules existaient déjà il y a plus d'un siècle ! La chambre à brouillard n'était pas le premier : avant son invention, le compteur Geiger et le spinthariscopes prouvaient déjà leur efficacité. L'un en émettant un son lorsqu'une particule interagissait dans le détecteur, l'autre en émettant un flash lumineux. Cependant, la chambre à brouillard est de loin le plus fascinant : c'est par une observation directe que l'on y détecte des particules. Elle a fait ses preuves maintes fois : en 1932, Anderson photographie la traînée d'une particule de haute énergie ayant une charge positive : en mesurant à la fois l'énergie perdue par la particule en traversant une plaque de plomb dans la chambre et la traînée située de l'autre côté de la plaque (voir figure 2), il détermine une limite supérieure pour la masse de la particule. Il découvre qu'elle est du même ordre de grandeur que la masse de l'électron. Anderson venait de découvrir l'anti-électron, prédit par Paul Dirac.

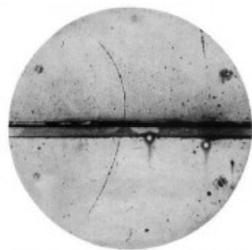


FIGURE 2 – Mise en évidence du positron (1932)

La chambre à brouillard permettra également de mettre en évidence des particules telles que le muon, le kaon, et d'autres encore, provenant du rayonnement cosmique. Mais au fait, qu'est-ce que le rayonnement cosmique ?

1.2 Le rayonnement cosmique [2] [3]

Le rayonnement cosmique désigne les particules extraterrestres qui bombardent la Terre (en continu, même en ce moment !) La provenance de ces particules peut être très diverse, de ce fait leurs énergies couvrent un large spectre :

les plus énergétiques peuvent atteindre 10^{20} eV mais sont très rares (on estime qu'il y en a une par kilomètre carré et par siècle). Les particules d'énergie de l'ordre d'un GeV sont les plus fréquentes (c'est l'énergie qu'a un électron accéléré par une tension électrique d'un milliard de Volts!). Avant d'atteindre notre atmosphère ce rayonnement, appelé alors rayonnement « primaire », est constitué en majorité de protons (87% environ), mais il contient aussi 12 % de noyaux atomiques (surtout des noyaux d'hélium) et 1% d'électrons.

En entrant dans l'atmosphère, le rayonnement primaire interagit avec les molécules composant l'air. De ce fait, la composition du rayonnement cosmique change lors de sa propagation dans l'atmosphère : il y a développement de ce que l'on appelle « une gerbe atmosphérique » (voir figure 3). C'est en fait une cascade de particules, créée par l'entrée d'un rayon cosmique dans notre atmosphère : l'interaction d'une première particule avec l'atmosphère crée des particules dites « secondaires », qui vont-elles-mêmes interagir ou se désintégrer et ainsi de suite.

Finalement, les particules que l'on trouve au niveau de la mer sont en grande partie des muons. Ils sont l'un des produits de la désintégration du pion, lui-même produit par la collision entre un proton et une molécule d'air. Ils ressemblent beaucoup à l'électron : les muons ont la même charge que l'électron, ce sont des particules élémentaires (pas de structure interne), mais sont 207 fois plus lourds. On estime qu'environ un muon atterrit sur Terre par cm^2 et par minute. Ces muons font partie des particules théoriquement visibles dans la chambre à brouillard.

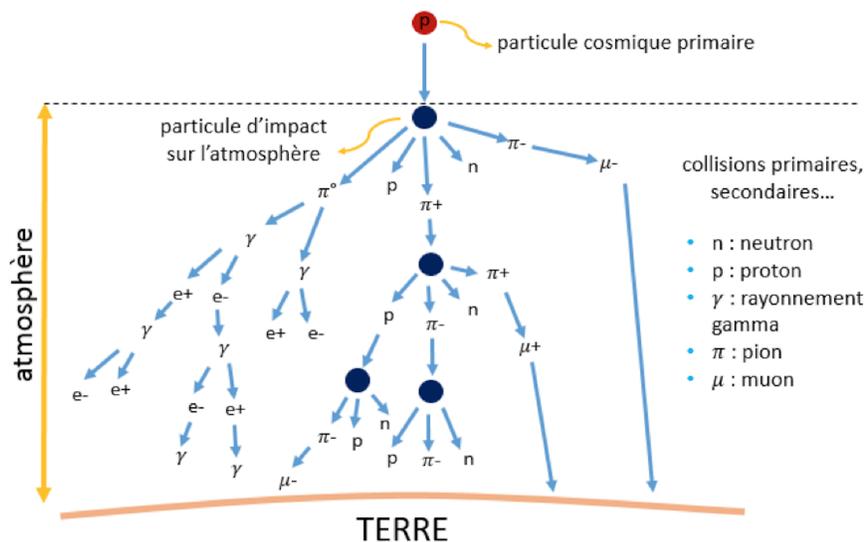


FIGURE 3 – Exemple de gerbe provoquée par l'entrée d'un proton dans l'atmosphère

1.3 La physique dans la chambre à brouillard

1.3.1 Anatomie de la chambre

La construction d'une chambre à brouillard nécessite une boîte vitrée, au fond noir (cela facilitera l'observation des traces laissées par les particules), munie de son couvercle. A l'intérieur de ce couvercle, une mousse absorbante est fixée sur toute la surface; on l'imbibé alors d'alcool liquide. Parallèlement, la boîte vitrée est posée sur un bac isolant, à l'intérieur duquel on aura préalablement déposé une couche de neige carbonique (dioxyde de carbone solide), qui est à une température d'environ 195 K. Enfin, on recouvre la boîte de son couvercle. (Voir figure 4)

Une trentaine de minutes plus tard, un brouillard se forme au niveau du bas de la chambre, épais d'environ 3 cm. Comment cela s'est-il produit ? L'alcool étant très volatil, une partie de l'alcool liquide contenu dans la mousse s'évapore. Ces vapeurs d'alcool ont tendance à se mélanger avec les molécules d'air et saturer l'atmosphère intérieure de la chambre. La température du bas de la chambre est d'environ 220 K, tandis qu'au niveau du couvercle, la température est d'environ 293 K (température ambiante). Les vapeurs d'alcool, à l'approche de la plaque froide, sont sur le point de se condenser : on parle d'état de **sursaturation** (état métastable). Il suffit alors d'une perturbation pour que les vapeurs d'alcool se condensent. Il existe naturellement des poussières microscopiques dans la chambre ; de ce fait, une partie de ces vapeurs d'alcool se condensent sous forme de toutes petites gouttelettes, créant une sorte de fine pluie d'alcool dans la chambre. Toutefois, une petite fraction des vapeurs d'alcool refroidies par l'intermédiaire de la surface froide ne se condensent pas et flottent au-dessus de la surface formant un volume sursaturé en vapeur qui est instable (car constituée d'un gaz refroidi). Il suffira d'une perturbation dans la matière pour que ces vapeurs retournent à un état plus stable (l'état liquide).

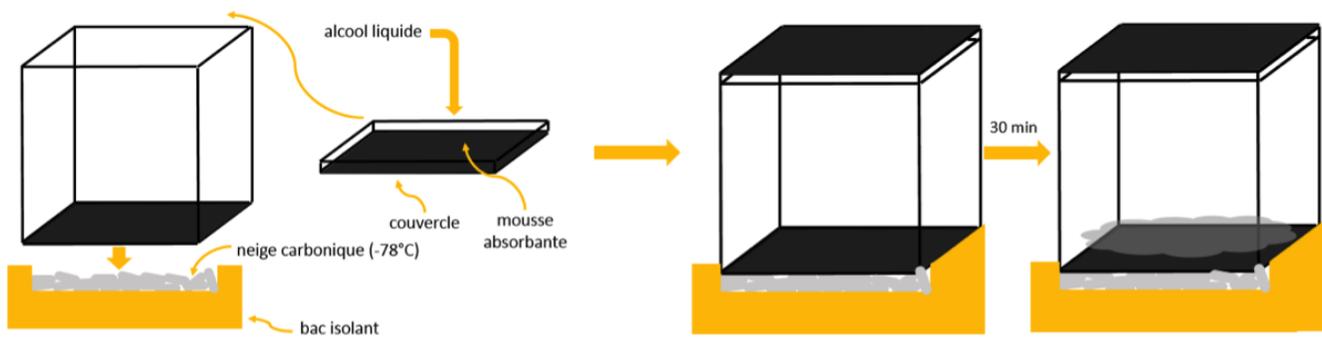


FIGURE 4 – Schéma de la chambre à diffusion

1.3.2 Formation des traces dans la chambre [4]

Une autre question naturelle est : comment des particules laissent-elles des traces visibles à l'œil nu dans la chambre ? Comme expliqué dans le paragraphe précédent, un mélange (air et alcool) métastable demeure au niveau du bas de la chambre. Ceci implique que la moindre perturbation dans le mélange a pour effet de briser cette métastabilité. Les particules chargées font partie de ces perturbations, même si ce ne sont pas les seules : il y a en fait continuellement une condensation locale du mélange, il se forme en permanence des gouttelettes microscopiques du simple fait de l'attraction des molécules du mélange entre elles. Mais la majorité de ces gouttelettes disparaissent spontanément car elles ont des vitesses non négligeables (échauffement). En revanche, lorsqu'une particule chargée traverse le brouillard, elle ionise les molécules d'air et d'alcool sur son passage. Cet apport d'énergie permet la formation de minuscules gouttelettes à l'instar de celles émergeant naturellement dans le milieu (donc pas suffisamment grosses pour être observables).

Cependant, leur grossissement est favorisé parce que ce sont des gouttelettes chargées : deux phénomènes sont mis en jeu. D'une part, il existe pour la minuscule gouttelette ainsi créée une tension de surface, qui tend à diminuer la surface de la goutte. Donc si l'on veut que la gouttelette grossisse, il faut apporter de l'énergie pour rompre cette tension de surface. D'autre part, la gouttelette étant chargée, il existe une répulsion coulombienne entre les charges contenues dans la goutte. Cette dernière constitue l'énergie qu'il fallait apporter pour rompre la tension de surface.

D'un autre point de vue, tout système physique cherche à minimiser son énergie potentielle. Dans le cas de la gouttelette chargée, cette énergie est plus faible lorsqu'elle grossit : cette action réduit la densité de charge, et donc l'énergie potentielle électrostatique (les charges qu'elle contient s'écartent les unes des autres). C'est pourquoi la croissance des gouttelettes minuscules n'est possible que lorsque la perturbation les ayant formées est porteuse de charge (et d'une énergie assez élevée pour ioniser sur son passage).

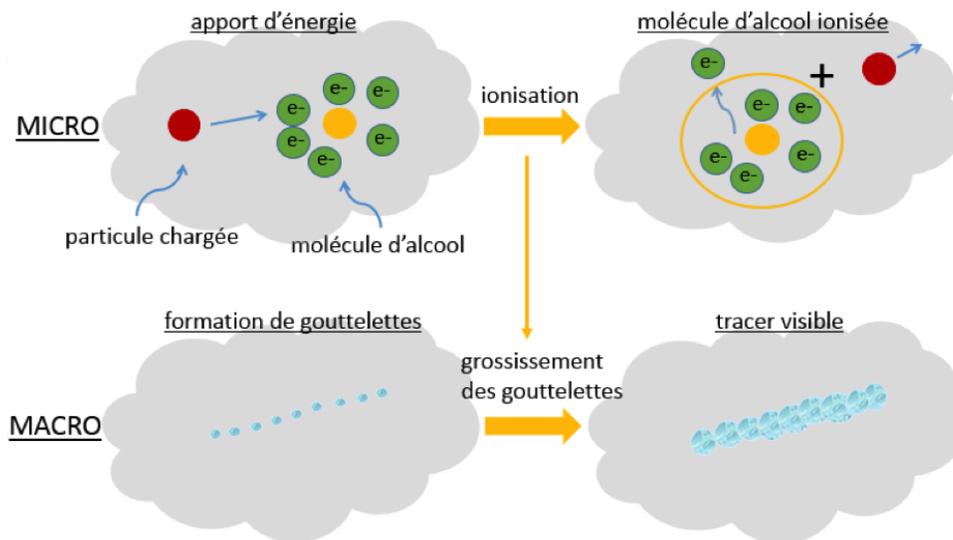


FIGURE 5 – Schéma du processus d'ionisation des molécules d'alcool et d'air. Parallèlement, au niveau macroscopique cette ionisation favorise le grossissement des gouttelettes formées lors de l'apport d'énergie de la particule chargée traversant la chambre.

Suivant ces principes, nous avons construit notre propre chambre à diffusion. Une boîte en verre de 50 cm de côté. Munie d'un couvercle sur lequel est accrochée une mousse absorbante pour diffuser l'alcool ainsi qu'un bac en polystyrène qui contiendra la neige carbonique et la boîte. Des lumières sont installées sur le côté pour améliorer la visibilité des traces. Une caméra est installée pour réaliser les acquisitions et une source radioactive est placée à l'intérieur. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 6.

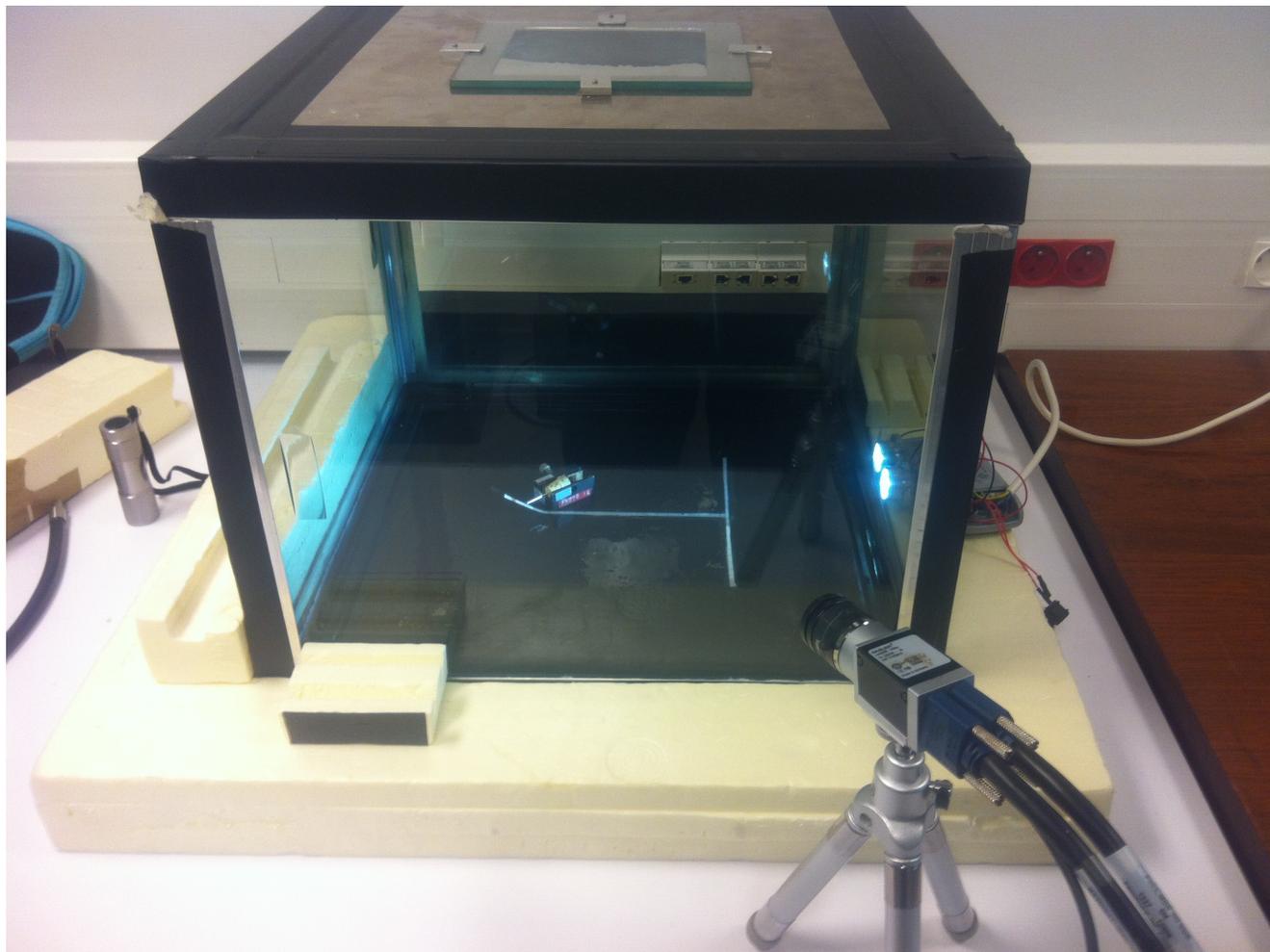


FIGURE 6 – Dispositif expérimental.

2 Théorie [5][6]

Dans cette partie, nous allons étudier la physique dans la chambre à brouillard. Comme vu précédemment, la nature du mécanisme de condensation du brouillard dans la chambre ne permet de voir que les trajectoires des particules chargées.

Nous avons vu que l'alcool qui est dans un état métastable gaz-liquide peut passer sous forme liquide en cas de perturbation énergétique suffisante. Le fait qu'un gaz soit dans un état particulier dépend du niveau d'énergie de ses électrons atomiques. Ainsi la l'instabilité de la molécule ne peut être brisée que si la particule incidente sur la molécule peut interagir avec les électrons atomiques, ce qui entraîne que les particules incidentes visibles sont des particules chargées.

2.1 Liste des particules

Voyons maintenant la liste des particules chargées observables dans la chambre à brouillard :

- **L'électron** appelé particule β^- : sa masse est de $511 \text{ keV}/c^2$ pour une charge élémentaire de $-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Son énergie cinétique est de l'ordre dizaine voir de la centaine de keV L'électron peut être produit par la radioactivité ambiante de l'air due au tritium ^3H , au carbone 14 de la chambre à brouillard par exemple, par l'interaction de rayons gamma avec la matière ou encore dans de rares cas par la désintégration d'un muon.
- **Le noyau d'hélium** ou particule α : c'est un noyau composé de deux protons et de deux neutrons, de charge $3,2 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, donc plus ionisant que les électrons. Cette particule est une particule lourde de masse $3,73 \text{ GeV}/c^2$ soit 7400 fois la masse de l'électron. C'est une particule peu pénétrante, une feuille de papier suffit pour l'arrêter. L'énergie cinétique d'une particule α est de l'ordre du MeV, donc compte tenu de sa masse, la quasi-totalité de l'énergie de cette particule est de l'énergie de masse. Ainsi, elle sera rarement relativiste. Ces particules viennent principalement du gaz radioactif radon 222.
- **Le Proton** : le proton a une masse de $932 \text{ MeV}/c^2$, soit environ 1800 fois celle de l'électron et une charge de $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Son origine est principalement cosmique. Son énergie cinétique est de l'ordre du GeV, de manière générale, elle est du même ordre de grandeur que son énergie de masse.
- **Le Muon** : le muon est une particule se déplaçant à une vitesse proche de la vitesse de la lumière. D'une masse d'environ 207 fois celle de l'électron soit $105,7 \text{ MeV}/c^2$, elle possède la même charge que celui-ci. De même, lorsqu'un muon laisse une trace dans la matière, celle-ci est semblable à celle laissée par un électron de haute énergie. Le muon a une faible durée de vie mais une très grande vitesse donc par effet relativiste, il peut quand même parcourir de grande distance et donc être observé. Son énergie est de l'ordre du GeV.

On observe que la charge de ces particules est dans le même ordre de grandeur. En revanche, il y a par exemple 4 ordres de grandeur entre la masse de l'électron et celle de la particule alpha. Le rapport de l'énergie cinétique sur l'énergie de masse est très variable d'une particule à l'autre. Ce rapport est, par exemple, beaucoup plus élevé pour l'électron, environ 1, alors que pour la particule alpha il est d'environ 0,001. Ces différentes caractéristiques physiques ont évidemment une importance dans l'interaction de la particule avec la matière.

2.2 Les origines des électrons

Il existe plusieurs phénomènes à l'origine du rayonnement beta. La majorité de ces phénomènes ont pour origine une interaction entre un photon et la matière. Examinons les trois principales sources de rayonnement beta (présentées sur la figure 7).

- **L'effet photoélectrique** se produit lorsqu'un photon de relativement faible énergie (de l'ordre du keV) rencontre un électron atomique. Alors, la totalité de l'énergie du photon est transmise à l'électron qui est arraché à son atome. De plus, le photon disparaît.
- **L'effet Compton** consiste en la diffusion d'un photon de haute énergie sur un électron atomique. L'énergie du photon gamma incident est telle que si ce dernier donnait toute son énergie à l'électron atomique avec lequel il interagit, l'électron serait émis à une vitesse supérieure à celle de la lumière. De ce fait, l'énergie n'est que partiellement absorbée par l'électron et le photon n'est pas annihilé.
- Le troisième processus possible est la **création de paire électron-positron**. Ce phénomène se produit lorsqu'un photon d'énergie suffisante interagit avec un noyau. Le photon va se dissocier en un électron et un positron. Il est

néanmoins nécessaire que le photon gamma ait une énergie d'au moins 1,022 MeV soit la somme de l'énergie de masse au repos d'un électron et d'un positron. Le surplus d'énergie du photon gamma sera transformé en énergie cinétique pour l'électron et le positron lors de la destruction du photon.

Ainsi, bien que non chargé, il est possible d'observer indirectement la présence de rayon gamma par les effets cités précédemment.

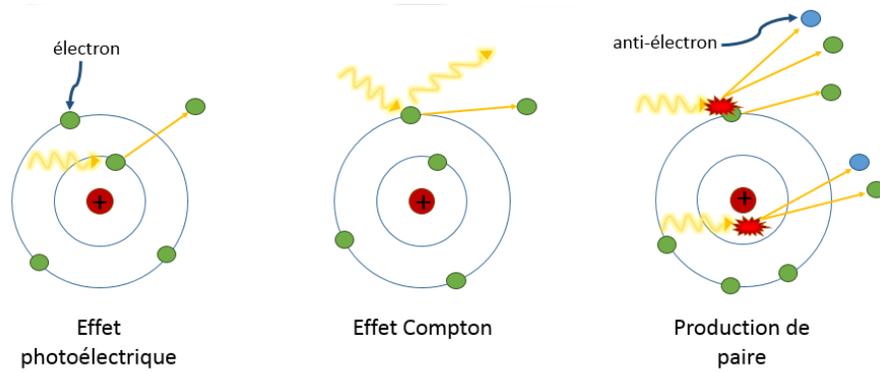


FIGURE 7 – Les différentes voies démission β

2.3 Transferts d'énergie

Intéressons-nous aux différents processus qui entraînent un transfert d'énergie d'une particule à une autre. Ces processus sont dus pour les particules chargées à la force de Coulomb issue de l'interaction avec les électrons atomiques du milieu. Bien qu'il n'y ait pas réellement de contact, les particules interagissent à distance via le champ électrique qu'elles créent : C'est ce qui constitue la collision entre particules.

2.3.1 Effet Bremsstrahlung

Il existe également un phénomène nommé **Bremsstrahlung**, ou encore **Radiation Continu de Freinage (RCF)**, présenté sur la figure 8. Une particule incidente chargée, suffisamment énergétique pour ne pas être déviée par le champ des électrons atomiques passe à proximité d'un noyau. Alors, la force coulombienne due aux charges positives du noyau va dévier la particule incidente. Or, selon les équations de Maxwell, toute charge dont la vitesse varie, en valeur absolue ou en direction, rayonne. Ainsi déviation est accompagnée d'un rayonnement.

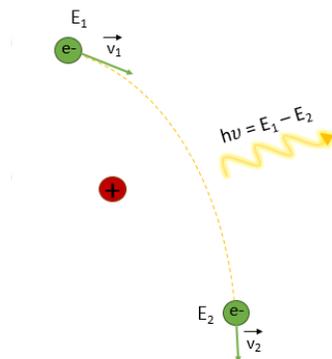


FIGURE 8 – Effet Bremsstrahlung : Afin de conserver l'énergie et la quantité de mouvement du système l'électron émet un spectre de rayonnements X.

Il est néanmoins nécessaire de préciser que ce phénomène est assez rare. De plus, ce phénomène est proportionnel, entre autres, à l'inverse du carré de la masse de la particule incidente. Ainsi, plus une particule est lourde moins elle sera impactée par l'effet Bremsstrahlung. Par exemple, le muon, environ 200 fois plus lourd que l'électron, subira un effet Bremsstrahlung 40 000 fois moindre que celui ressenti par un électron.

2.3.2 Bethe-Bloch

L'énergie échangée lors d'un choc entre deux particules peut être calculée à partir d'une approche classique de la formule de Bethe :

$$\Delta E = \frac{Z_i^2 Z_c^2}{8\pi^2 \epsilon_0^2 b^2 v^2 M}$$

Le transfert d'énergie d'une particule à une autre est proportionnel :

- aux carrés de la charge de la particule incidente Z_i et de la particule cible Z_c ;
- à l'inverse de la masse M de la particule cible ;
- à la vitesse au carré v de la particule incidente ;
- à l'inverse de la distance minimal b entre les deux particules.

Ainsi, plus la particule incidente va vite moins elle fournit de l'énergie à la particule cible. En effet, on comprend que plus une particule va lentement plus elle a de temps pour interagir énergétiquement avec les électrons atomiques qui l'entourent.

Après avoir vu la dissipation d'énergie après un choc, intéressons-nous à la dissipation linéique d'énergie c'est-à-dire l'énergie perdue en continu par la particule incidente que l'on veut observer.

Cette dissipation d'énergie est calculée par la formule de Bethe-Bloch :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{V^2} \ln(a\beta^2\gamma^2)$$

où $\beta = v/c$ et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et a une constante de proportionnalité ;

On remarque que plus la vitesse de la particule augmente, moins la particule dissipe de l'énergie lors de son déplacement et réciproquement.

La figure 9 présente la perte d'énergie d'une particule sur la distance parcourue en fonction de son énergie. Rappelons que l'énergie cinétique typique d'une particule alpha est aux alentours de 5 MeV et celle d'un électron autour de la centaine de keV.

L'énergie de la particule observable étant dissipée dans la matière, elle diminue, ainsi on lira le graphique de droite à gauche. On comprend également que plus une particule va dissiper de l'énergie, plus elle dissipera vite celle restante. En effet, de droite à gauche, les courbes sont de plus en plus pentues et elles prennent de grandes valeurs.

Nuançons, on voit qu'une particule alpha perd non seulement plus d'énergie qu'un électron à énergie égale mais que l'accélération de la perte d'énergie est également plus grande pour la particule alpha.

Dans la partie droite du graphique qui correspond aux hautes énergies et aux grandes vitesses, on observe une légère augmentation de la perte d'énergie. Elle est due à des phénomènes radiatifs, notamment à l'effet Bremsstrahlung.

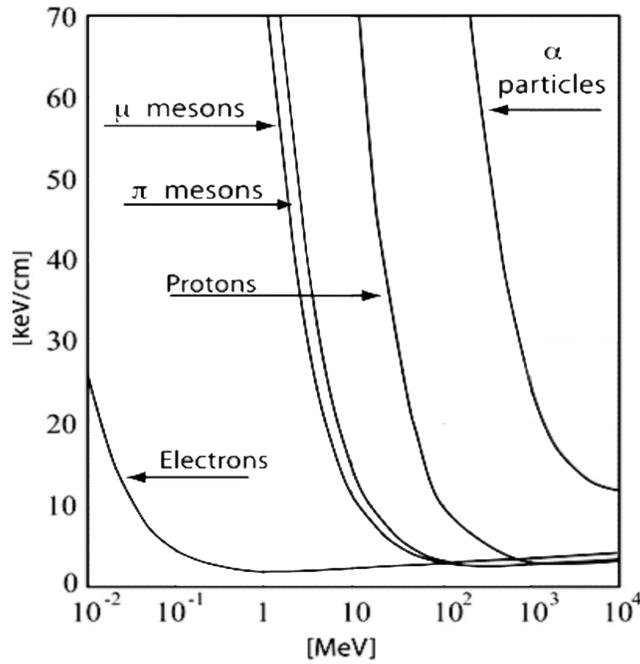


FIGURE 9 – Courbes de Bethe-Bloch pour différentes particules

2.3.3 Pic de Bragg

Étudions la partie gauche du graphique qui correspond au phénomène du **pic de Bragg**. Le pic de Bragg est le maximum de la courbe de Bragg, cette dernière étant la courbe représentant la perte d'énergie de la particule en fonction de son déplacement dans la matière. La courbe de Bragg est l'intégrale de dE/dx , par rapport à x .

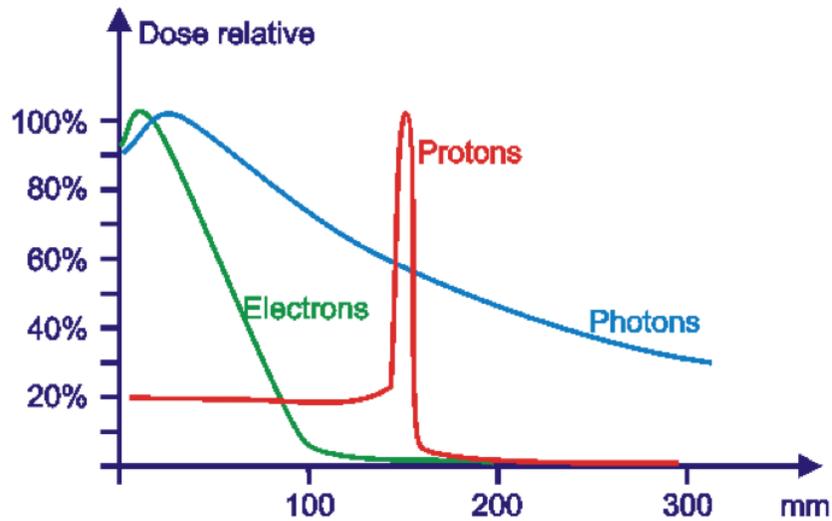


FIGURE 10 – Pic de Bragg pour les alphas, électrons et photons

On voit donc que pour un électron, le pic de Bragg survient tôt dans le déplacement, puis l'énergie dissipée décroît de manière linéaire dans le parcours. Cela se comprend par le fait que l'électron va très vite dissiper une part importante de son énergie dans la matière, et donc sa vitesse va grandement diminuer, puis la perte d'énergie, et de vitesse, sera plus linéaire jusqu'à ce que l'électron n'est plus d'énergie alors il s'arrêtera et sera absorbé.

Pour une particule alpha, le cas de figure est différent. On observe tout d'abord que l'énergie dissipée en fonction de la longueur parcourue est constante. Survient alors un pic (à 150 mm) où la particule dépose la majeure partie de son énergie sur une courte distance; c'est le pic de Bragg présenté sur la figure 10. Ainsi, sur la première partie de son parcours la particule alpha perd peu d'énergie dans la matière qui l'entoure.

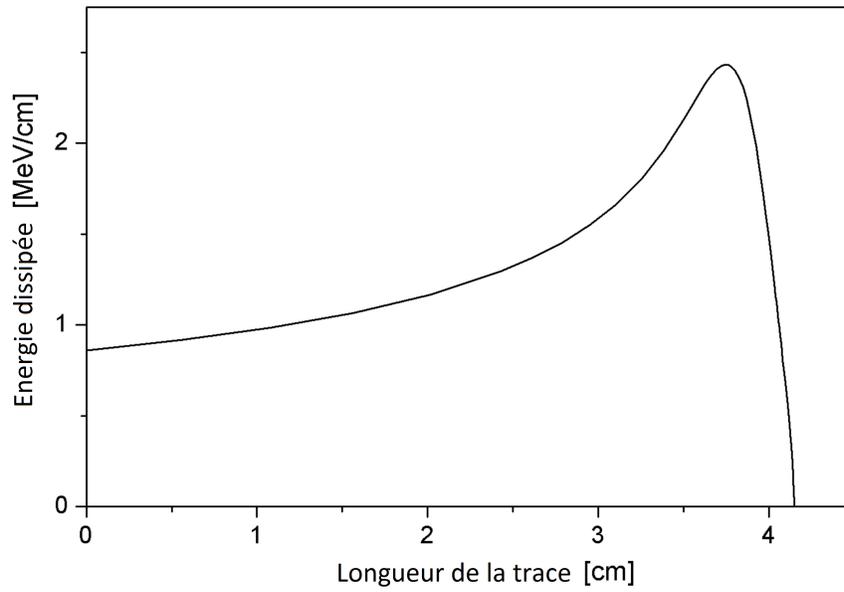


FIGURE 11 – Courbe de Bragg pour un alpha de 5,49 MeV

Cette différence de dispersion de l'énergie lors du déplacement dans la matière est cohérente avec notre analyse de la courbe de Bethe-Bloch. Contrairement à l'électron, la particule alpha dissipe donc la totalité de son énergie rapidement, alors que la dissipation pour l'électron est beaucoup plus lente. Evidemment, ces différences seront utiles pour associer chaque trace observée à une particule.

3 Expérience

Dans ce dernier chapitre, les résultats obtenus grâce à notre dispositif expérimental sont présentés. Le but des observations est de traduire les connaissances théoriques en observables. À chaque particule correspond un type de trace. Ainsi d’après les caractéristiques d’une trajectoire (longueur, intensité, direction) il est possible d’y associer un type de particule.

Pour effectuer les mesures on dispose d’une caméra haute vitesse. Pour chaque image, le temps d’exposition est de 5 ms. A cela s’ajoute le temps de traitement par le hardware, le débit ainsi obtenu est de l’ordre de la centaine d’images par seconde. Compte tenu des vitesses des particules observées et de la taille du dispositif, le temps de présence d’une particule dans la chambre est de l’ordre de la nanoseconde. Cependant la vitesse de formation des gouttes est bien plus lente, si bien que la vitesse d’acquisition de la caméra permet de distinguer le sens de formation des traces.

Pour des raisons techniques, seuls les électrons et les alphas sont détectables par ce dispositif, les muons et protons étant difficilement observables. Cela s’explique par la direction de leurs trajectoires. En effet, l’essentiel du flux pour ces particules est vertical (rayonnement tellurique et cosmique). La distance traversée dans la chambre est donc minime (quelques centimètres) soit l’épaisseur de la zone sensible de la chambre. Ainsi la présence de proton ou de muon est difficilement discernable et l’essentiel des événements observés ont pour origines des rayonnements β ou α .

3.1 Premières acquisitions ; estimation du rayon d’une gouttelette de brouillard

Les contraintes de temps, de savoir-faire et matériel nous conduisent naturellement à réaliser des mesures qualitatives. Malgré tout, les résultats obtenus peuvent fournir de bons ordres de grandeurs. L’une des premières mesures porte sur la taille des gouttes de brouillard et s’appuie sur l’expérience de la goutte d’huile de Millikan [7]. Le brouillard ici est constitué de gouttelettes d’alcool isopropylique.

D’après le principe fondamental de la dynamique :

$$\sum \vec{F} = m \vec{a}$$

Dans le cas d’une modélisation simple, une gouttelette de brouillard est soumise à 3 forces :

- le poids : $\vec{P} = \frac{4}{3}r^3\rho_g \vec{g}$ avec r le rayon de la gouttelette, ρ_g sa masse volumique et g l’accélération de la pesanteur ;
- la poussée d’Archimède $\vec{F}_A = -\frac{4}{3}r^3\rho_a \vec{g}$ avec ρ_a la masse volumique de l’air ;
- la force de frottement dont l’expression la plus simple est probablement la loi de Stokes : $\vec{F}_R = -6\pi\eta r \vec{v}$ avec η coefficient de viscosité de l’air et v la vitesse de la gouttelette.

Ainsi lorsque la gouttelette atteint sa vitesse limite v_{lim} la somme des forces est nulle et le rayon d’une gouttelette est donné par :

$$r = \sqrt{\frac{9\eta v_{lim}}{2(\rho_g - \rho_a)g}}$$

Une estimation simple de la vitesse limite des gouttelettes à l’aide d’une règle placée dans le champ de la caméra donne une vitesse de l’ordre de 3 cm/s. En considérant les valeurs suivantes : $\rho_a = 1 \text{ kg/m}^3$; $\rho_g = 786 \text{ kg/m}^3$ et la viscosité de l’air $\eta = 1,15 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, on obtient l’approximation pour la taille d’une gouttelette :

$$r \approx 20 \text{ } \mu\text{m}$$

Soit de l’ordre de grandeur d’un cheveu.

3.2 Une trace pour chaque particule

Durant la phase opérationnelle de la chambre à brouillard, une pléthore de traces sont visibles dans le bas de la chambre et il pourrait sembler difficile de les identifier. La figure 12 est une photo de la chambre en activité.

Pour comprendre l’origine des différences entre les types de traces, il faut s’intéresser à la façon dont une particule diffuse son énergie dans la matière. Cette diffusion est caractérisée par la formule de Bethe-Bloch vue précédemment.

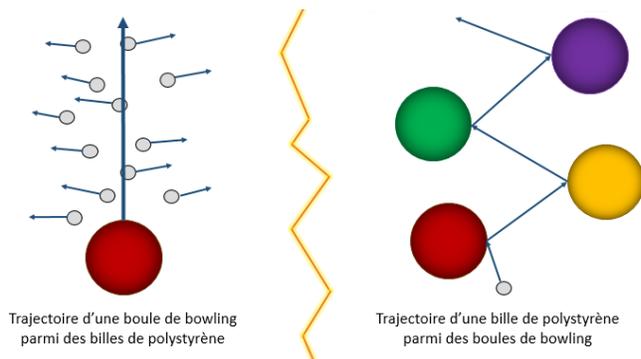


FIGURE 12 – Photo de la chambre en fonctionnement. Plusieurs types de trajectoires sont visibles : rectilignes, sinueuses, plus ou moins brillantes.

3.2.1 Les alphas

Les particules alphas (deux neutrons plus deux protons) sont sans aucun doute les particules qui se voient le mieux. La plupart des particules alpha possèdent une énergie cinétique comprise entre 3 et 7 MeV. Ceci représente une quantité d'énergie relativement élevée pour une seule particule, mais leur masse importante implique que les particules alpha ont une vitesse plus faible (typiquement, une énergie cinétique de 5 MeV donne une vitesse de 15 000 km/s pour la particule, même pas relativiste!) que les autres types de radiations courantes (particules bêta, rayonnement gamma, neutrons, etc.). D'après la formule de Bethe-Bloch, du fait de leur masse et de leur charge importante, les particules alpha sont facilement absorbées par la matière et ne peuvent parcourir que quelques centimètres dans l'air.

Les mesures ont été effectuées à partir d'un échantillon de plomb 210, émetteur alpha. Une photo d'émission d'alpha par l'échantillon est présentée sur la figure 13. Comme attendu, les trajectoires sont les plus intenses de la chambre, plus courtes que les trajectoires moins brillantes et rectilignes. Pour comprendre l'allure des trajectoires des alphas on peut prendre l'analogie suivante. Un proton est 1836 fois plus lourd qu'un électron. Le même rapport de masse existe entre une boule de bowling de 7 kg et une bille de polystyrène de 3,5 grammes.



Lorsqu'on envoie la boule de bowling dans un champ de billes de polystyrène, celle-ci ne dévient pas de sa trajectoire. La boule de bowling verra sa vitesse diminuée de plus en plus à mesure qu'elle s'enfonce dans la matière (chaque bille de polystyrène lors d'un choc emporte une fraction négligeable de l'énergie cinétique du projectile mais la grande quantité de billes de polystyrène fait que les transferts d'énergie répétés diminuent l'énergie cinétique totale de la boule).

Cependant il arrive qu'une particule alpha soit déviée de sa trajectoire lors d'un choc élastique (conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement) avec un noyau. Ce cas plutôt rare est présenté sur la figure 14.



FIGURE 13 – Photo des traces laissées par les particules alphas émises par la source de plomb 210. L'intensité de l'échange énergétique entre la particule alpha et la matière rend le pic de Bragg d'autant plus visible

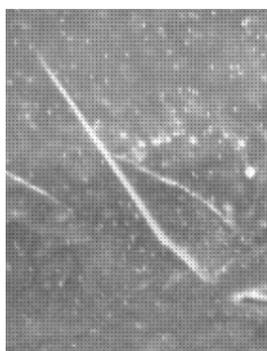
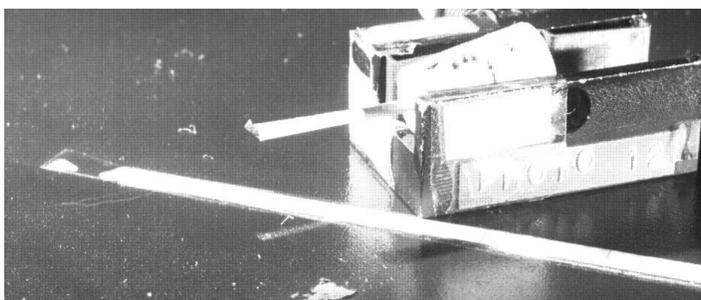


FIGURE 14 – Choc élastique d'un alpha avec un noyau

Les mesures de la longueur des traces émises par la source radioactive se situent entre 2 et 4 cm. En intégrant la formule de Bethe-Bloch on retrouve une fourchette énergétique de 3 à 7 MeV, conformément à la théorie. Voir figure 17 en annexe.



Afin de tester le pouvoir de pénétration des rayons alphas, la source est entourée d'une feuille de papier d'aluminium d'une dizaine de micromètres d'épaisseur. Seule l'extrémité de la source est laissée ouverte. On vérifie ainsi qu'aucun alpha n'a traversé le papier aluminium.

3.2.2 Les électrons

Les électrons sont sans doute à l'origine de la majorité des traces visibles dans la chambre. La vitesse des électrons est de part leur faible masse, de beaucoup supérieure à celle des particules alpha de même énergie. Il en résulte que le pouvoir d'ionisation des électrons est petit devant celui des alphas, ces pertes étant essentiellement proportionnelles à $\frac{1}{v^2}$. La perte d'énergie par ionisation d'un électron est beaucoup plus faible que celui d'une particule alpha et donc à même énergie, le parcours d'un électron est bien plus grand que celui d'une particule alpha.

Les trajectoires décrites par des électrons de faibles énergies sont irrégulièrement courbées. Ceci est dû aux multiples chocs avec des noyaux et d'autres électrons. Les électrons plus rapides (d'énergie cinétique supérieure à 200 keV) décrivent quant à eux des trajectoires rectilignes. La figure 15 montre des électrons observés dans la chambre. Une conséquence directe de l'équation de Bethe-Bloch est l'ionisation plus forte le long des trajectoires courtes et courbées que le long de la longue trajectoire rectiligne. Comme nous l'avons vu pour les alphas, d'après les longueurs estimées des trajectoires, il est possible d'approximer l'énergie des électrons qui en sont à l'origine. Voir figure 18 en annexe.

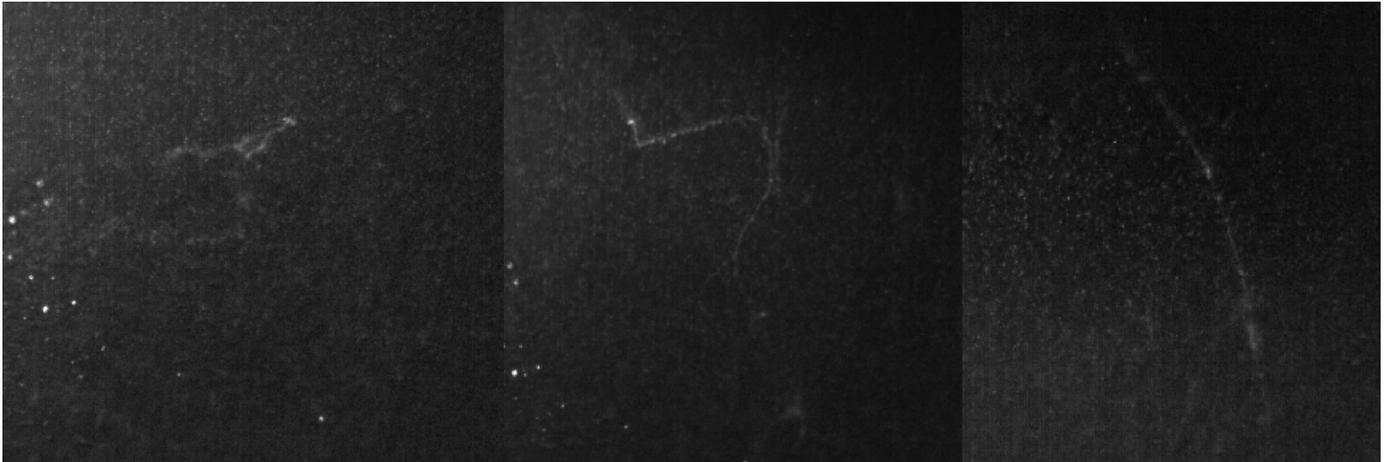


FIGURE 15 – Trois clichés d'électrons. À gauche, l'électron le moins énergétique (inférieur à 50 keV), au milieu un électron entre 50 et 100 keV et à droite l'électron le plus énergétique (supérieure à 100 keV)

3.3 Déviation par un champ magnétique

Comme tout mobile chargé, il est possible de dévier les particules observées dans la chambre à l'aide d'un champ magnétique et ainsi en déduire leur charges. Pour une masse m soumise à une force centrale, l'accélération est donnée par :

$$a = \frac{V^2}{R}$$

Où V est la vitesse du mobile et R le rayon de courbure de la trajectoire de ce mobile.

Ainsi pour une particule chargée soumise à un champ magnétique on peut écrire :

$$R = \frac{mv}{Bq}$$

Où q est la charge du mobile et B le champ magnétique auquel il est soumis.

Il est possible de calculer l'intensité du champ magnétique à fournir pour avoir un rayon de courbure visible à l'œil nu (quelques centimètres) Pour un électron de faible énergie (50 keV), $v = \frac{c}{3}$, $q = -1,602 \cdot 10^{-19}$ C et $m = 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg. Pour avoir un rayon de courbure de 10 centimètres, il faut alors appliquer un champ magnétique de :

$$B = \frac{mv}{Rq} = \frac{9,106 \cdot 10^{-31} \times 132 \cdot 10^6}{0,1 \times 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 50 \text{ mT}$$

Ce qui est déjà un champ considérable pour un rayon de courbure difficilement visible à l'œil nu. Pour produire un tel champ au centre de la chambre à l'aide d'une bobine, un courant de 10000 ampères serait nécessaire... (On rappelle qu'au centre d'un solénoïde de densité de spire n , $B = \mu_0 n I$). La mise en place d'un tel dispositif étant délicate, nous avons décidé de ne pas réaliser l'expérience.

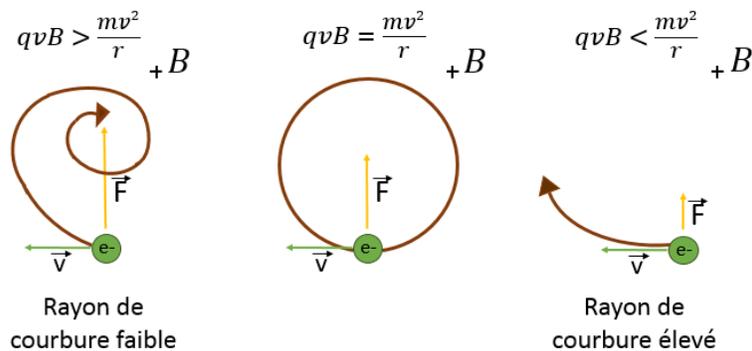


FIGURE 16 – Lorsque m, q et B sont fixés, la seule variable est la vitesse. Ainsi plus une particule est rapide plus il devient difficile de la dévier.

Conclusion

Durant deux semaines, nous avons étudié la physique des particules grâce à la chambre à brouillard. Sous de nombreux aspects, la chambre à brouillard est un formidable outil d'investigation. Son faible coût et sa simplicité d'utilisation en font un outil simple au service d'une physique complexe. Aujourd'hui les avancées technologiques, silicium, chambre à bulle ont remplacé les chambres à brouillard dans les laboratoires de physique des particules. Malgré tout, les chambres à brouillard restent très appréciées dans un contexte pédagogique.

D'autre part, cela a été l'occasion pour chacun de nous trois de s'essayer au travail en équipe : nous avons développé une méthode de partage des tâches et donc une organisation de groupe. Ce projet restera pour nous une très bonne expérience, sur le plan scientifique, mais également pour l'aide qu'il nous apportera dans nos choix d'orientation à venir durant la suite de nos études. Outre le fait que ce projet nous ait permis de sortir des carcans universitaires, il fut pour nous une formidable fenêtre sur le monde de la recherche.

Annexes

Energie (MeV)	Parcours
5 keV	93,4 μm
20 keV	313 μm
50 keV	660 μm
100 keV	1,1 mm
500 keV	3,1 mm
1	5,2 mm
2	1 cm
3	1,7 cm
5	3,5 cm
7	5,9 cm
10	10,4 cm

FIGURE 17 – Longueur des traces laissées par des alphas dans l'air calculée avec la formule de Bethe-Bloch

Energie	Parcours (Bethe)
50 keV	4 cm
200 keV	42 cm
1 MeV	4,07 m
2 MeV	9 m
5 MeV	22,7 m
10 MeV	43 m

FIGURE 18 – Longueur des traces laissées par des électrons dans l'air calculée avec la formule de Bethe-Bloch

Références

- [1] H.P. Deshusses *La radioactivité dans tous ses états* **Georg**
- [2] E. Klein *Sous l'atome les particules* **Flammarion**
- [3] G. Kane *Le jardin des particules* **Masson**
- [4] R. Kaiser, T. Salez, A. Marchand, F. Grane *Petit problèmes de physique* **Dunod**
- [5] Wikipedia *Bethe-Bloch* http://en.wikipedia.org/wiki/Bethe_formula, Janvier 2015
- [6] Cloudylabs *La chambre à brouillard* <http://www.cloudylabs.fr/wp/>, Janvier 2015
- [7] Wikipedia *Expérience de la goutte d'huile* http://fr.wikipedia.org/wiki/Exp%C3%A9rience_de_la_goutte_d'huile_de_Millikan, Janvier 2015