

# Développement d'une Chambre à Projection Temporelle pour la détection des fragments de fission

Laetitia Vernoud  
3<sup>ème</sup> Année Spécialité Electronique et  
Physique Appliquée, Majeure Génie  
Nucléaire et Instrumentation

Sous la direction de :  
Dr. Stefano Panebianco

Stage de fin d'études  
Mars 2010 – Aout 2010

# Remerciements

---

Avant tout développement sur cette expérience, il me paraît approprié de commencer ce rapport en remerciant ceux qui m'ont grandement aidée pendant ce stage et aussi ceux qui ont fait de ce stage un temps vraiment profitable.

J'aimerais remercier particulièrement :

Dr. Stefano Panebianco, mon responsable de stage et chercheur au CEA, pour son hospitalité et la confiance qu'il m'a accordées dès mon arrivée dans le service. Il m'a formée sur la physique de la fission et les recherches liées à ce thème et m'a accompagnée tout le long de ce stage avec grandes patience et pédagogie.

Dr. Michel Garçon, le responsable du Service de Physique Nucléaire et également chercheur au CEA, ainsi que son adjointe Dr. Françoise Auger qui m'ont permis d'intégrer ce stage.

Dr. Diane Doré, chercheuse dans le groupe MNM, pour l'aide apportée lorsque j'en avais besoin et sa coopération sur les simulations traitant de l'expérience D-One.

Dr. Alain Letourneau, chercheur dans le groupe MNM, pour toutes les conversations passionnantes que l'on a eues et tout le savoir qu'il m'a transmis.

Dr. Yannis Giomataris du CEA et Dr. George Fanourakis ainsi que toute l'équipe du centre de recherche de Demokritos, Athènes, Grèce, pour leur accueil et le temps passé à Athènes qui fut vraiment agréable et instructif grâce à eux.

Dr. Marc Labalme, mon tuteur école et chercheur au LPC de Caen, pour son soutien le long de ce stage.

Marie Boer et tous les membres du SPhN pour leur aimable et professionnelle coopération pendant ces 6 mois.

# Sommaire

---

Introduction .....	4
I. Présentation générale	
1. CEA .....	5
2. IRFU .....	5
3. SPhN .....	5
II. Fission	
1. Principe et approches théoriques .....	6
2. Motivations .....	7
3. Techniques de mesures des observables .....	7
4. Installations .....	8
5. D-One .....	9
III. TPC	
1. Principe .....	10
2. Projet FIDIAS .....	10
3. Micromegas .....	11
4. Etat d'avancement du projet .....	12
IV. Geant4	
1. Pertes d'énergie .....	15
2. Parcours .....	17
3. Pouvoir de séparation en charge .....	19
4. Calcul de charge ionique .....	20
5. Détection .....	22
6. Champ électromagnétique .....	24
7. D-One .....	25
Conclusion .....	26
Bibliographie .....	27
Annexes .....	28

# Introduction

---

Du 8 Mars 2010 au 27 Aout 2010, j'ai effectué mon stage de fin d'études au Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives sur le site de Saclay, en France. Pendant ce stage, au Service de Physique Nucléaire (SPhN), je me suis intéressée à la détection des fragments de fission à l'aide d'une chambre à projection temporelle.

Plus largement, ce stage était l'occasion pour moi de comprendre la physique de la fission en général et toutes les recherches actuelles liées à ce sujet. Au-delà de l'enrichissement de mes connaissances sur la physique nucléaire, cette période m'a permis de me rendre compte du travail des chercheurs scientifiques au jour le jour.

Pour pouvoir rendre compte fidèlement de mon travail effectué au SPhN, mon exposé s'articulera autour de trois axes principaux :

- Dans une première partie, je développerai brièvement le processus de fission et en quoi il est intéressant de l'étudier et ensuite, je décrirai les installations où il est prévu d'effectuer des mesures pour le caractériser. Enfin, j'expliquerai le principe de la première expérience prévue au sein de l'installation NFS à Spiral2 pour étudier ce même phénomène.
- Le chapitre suivant sera consacré aux explications du principe de fonctionnement d'une chambre à projection temporelle, puis, à la description du projet en lui-même avec la présentation des détecteurs prévus et, enfin, à un état des lieux du projet à mon arrivée dans le stage.
- Le dernier thème sera dédié aux détails de mes travaux avec le code de simulation Geant4. Je démontrerai que Geant4 calcule de manière satisfaisante le transport des ions lourds à basse énergie, en commençant par l'explication du calcul des pertes d'énergie effectué par les codes de simulation utilisés, puis celle du résultat sur les longueurs de parcours de différents produits de fission dans différents matériaux, et enfin, celle de la discrimination en Z possible avec Geant4. Dans une deuxième sous-partie, je montrerai que le calcul de charge ionique de Geant4 n'est pas cohérent avec les données expérimentales et comment faire pour y remédier. La sous-partie suivante sera vouée à la définition du système de détection et à la simulation de la collecte des électrons. Pour terminer, deux travaux supplémentaires ont été l'étude théorique de l'action d'un champ électromagnétique sur un ion lourd à basse énergie et quelques calculs de parcours utilisant Geant4 pour l'expérience D-One.

# I. Présentation générale

---

## 1. CEA

Le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives a été créé le 30 Octobre 1945 dans l'optique de poursuivre « les recherches scientifiques et techniques en vue de l'utilisation de l'énergie atomique dans divers domaines de la science, de l'industrie et de la défense nationale. » [1]. Le CEA est un établissement public à caractère industriel et commercial avec un budget annuel de 4 milliards d'euros en 2009 et environ 16000 salariés dont plus de 1200 thésards et est, de plus, l'actionnaire majoritaire d'Areva. Le site de Saclay où se situe le service dans lequel j'ai travaillé est le premier des sites du CEA à avoir été construit ; le CEA est actuellement constitué de 10 centres de recherche répartis sur toute la France. Ses quatre axes principaux d'activité sont les énergies non-émissives de dioxyde de carbone, la défense, les technologies pour l'information et les technologies pour la santé. Ces axes sont supportés par un large effort de recherche en physique fondamentale. Il est dirigé par un Haut-commissaire et un Administrateur Général nommés par le Président de la République. Actuellement, le Haut-commissaire est le Dr. Catherine Cesarsky et l'administrateur général est le Dr. Bernard Bigot, tous deux nommés en 2009.

## 2. IRFU

L'Institut de Recherches sur les lois Fondamentales de l'Univers fait partie de la Direction des Sciences de la Matière du CEA. Les domaines de recherches de cet institut concernent les deux infinis (infiniment grand et infiniment petit) : astrophysique, physique nucléaire et physique des particules. L'Institut mène également des recherches de pointe en instrumentation, cryogénie et magnétisme et dans l'ingénierie système. Le budget annuel en 2006 était de 60 millions d'euros pour un effectif de plus de 600 personnes.

## 3. SPhN

Le Service de Physique Nucléaire appartient à l'Irfu et est spécialisé dans l'étude du noyau de l'atome et de ces composants. Il est constitué de différents groupes d'expérimentateurs sur des domaines variés allant de l'étude de la structure du noyau jusqu'à celle de la structure des nucléons. Dans le service, travaillent 48 permanents et une vingtaine de doctorants et post-doctorants. Le groupe auprès duquel j'ai effectué mon stage est le groupe Mesures Nucléaires et Modélisation (MNM), il est dédié à la physique pour le nucléaire, plus particulièrement, aux recherches liées aux mesures de sections efficaces des réactions induites par neutrons et de distributions des produits de fission ainsi qu'à la Recherche & Développement en instrumentation avec, notamment, le développement d'un nouveau détecteur de neutrinos issus des réacteurs.

## II. Fission

### 1. Principe et approches théoriques

Une définition triviale de la fission pourrait être : la division d'un noyau lourd en plusieurs noyaux fils avec un dégagement d'énergie. Le but de la plupart des expériences sur ce phénomène est de mesurer le plus précisément possible ces noyaux fils pour pouvoir étudier en détails le processus de fission. Ce phénomène est l'un des plus étudiés en physique, de part son application que ce soit énergétique ou militaire mais également en termes de recherches théoriques sur la physique du noyau. Ce processus est particulièrement complexe et, depuis sa découverte en 1938 par Hans, Strassmann et Meitner, les explications et les théories qui en sont liées n'ont cessé d'évoluer.

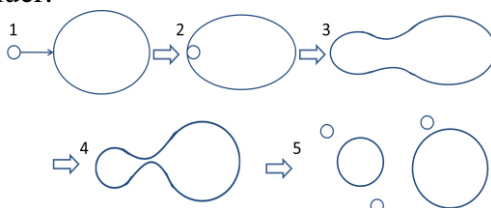


Figure 1 : Schéma de principe du processus de fission

La première interprétation du phénomène a été donnée sur la base du modèle de la goutte liquide chargée. On peut voir sur la figure 1 ses principales étapes pour une fission induite par un neutron. (1) Le noyau fissile est percuté par un neutron à une énergie donnée ; (2) le neutron est intégré au noyau et le met dans un état excité et si l'énergie apportée est suffisante, l'énergie d'excitation du noyau surmonte la barrière de fission ; (3) ainsi, la fission commence par une étape dite « col » où le noyau excité est extrêmement déformé et la formation des deux fragments commence ; (4) puis, vient la scission, moment où la densité de matière dans le col est minimale ; (5) et enfin, la division en deux noyaux fils avec émission des neutrons prompts ; les noyaux fils les plus riches en neutrons peuvent émettre des neutrons dits retardés. Ce phénomène (hors émission de neutrons retardés) a une durée estimée de l'ordre de  $10^{-16}$  s. Les fragments formés immédiatement après la scission (avant émission des neutrons prompts) sont appelés « fragments primaires » et les fragments après émission sont appelés « produits de fission ». Il existe également la fission spontanée pour certains noyaux, elle a lieu par effet tunnel sous la barrière de fission ; le processus est le même que celui décrit avec un neutron incident à partir de l'étape 3. Deux principales approches théoriques permettent l'explication de ce phénomène et sont en constante amélioration. La première est une approche dite phénoménologique qui consiste à décrire les processus avec une vision macroscopique, elle est basée sur le modèle de la goutte liquide mais avec des corrections dues à la structure en couche des noyaux. La seconde approche est basée sur une étude microscopique qui décrit les interactions nucléon-nucléon et le noyau dans sa globalité grâce à la physique statistique.

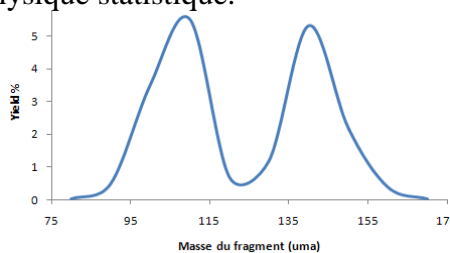


Figure 2 : Distribution en masse des fragments de fission du  $^{252}\text{Cf}$

L'énergie créée lors d'une fission est de l'ordre de 200MeV avec 160MeV cédés aux produits de fission sous forme d'énergie cinétique et les 40MeV restants répartis entre les gammas et les neutrons émis spontanément et la radioactivité des produits de fission. Un exemple de la distribution en masse des produits de fission est donné sur la figure 2, elle représente la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Les fragments se répartissent en deux pics distincts, l'un centré sur une masse de 100uma et l'autre vers 140uma, ce phénomène est présent pour la plupart des noyaux fissiles ; ces pics sont dus à la structure en couche du noyau. [2]

## 2. Motivations

La fission est un des phénomènes physiques où il y a le plus de données que ce soit en termes de section efficace, de distribution en masse, de multiplicité neutronique ou de structure (temps de vie, ...). Elles servent essentiellement aux codes Monte-Carlo pour les calculs liés aux réacteurs nucléaires mais aussi aux codes déterministes, d'où l'importance de l'exactitude de ces bases de données. Ces données ont été obtenues, en majorité, avec des neutrons thermiques incidents ( $E_n < eV$ ) et seulement pour certains noyaux tels que l' $^{235}\text{U}$ , l' $^{238}\text{U}$  ou le  $^{239}\text{Pu}$  et donc, peu existent pour les actinides mineurs (AM)<sup>1</sup>. C'est dans cette optique d'amélioration des données que se place notre expérience.

En premier lieu, on s'intéressera à la fission dans le spectre rapide des éléments de type  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , Cm, Am ou Th. Les futurs réacteurs à neutrons rapides de la génération IV fonctionneront, comme leur nom l'indique, avec des neutrons rapides. Cette spécificité permet de transmuter les actinides mineurs qui restaient dans le combustible en spectre thermique. Transmuter les actinides signifie les faire fissionner. Cette transmutation implique plus de produits de fission dans le combustible et donc plus de neutrons retardés par désintégration des fragments, mais aussi plus de neutrons prompts, ce qui a un impact sur la neutronique du réacteur et la chaleur résiduelle du combustible utilisé. De plus, ces données serviront pour les études théoriques des corrélations en masse et en charge et de la multiplicité comme montré dans la partie II.1.

## 3. Techniques de mesures des observables

Les observables que l'on souhaite mesurer sont le numéro atomique, la masse et l'énergie cinétique des deux produits de fission en coïncidence et la multiplicité des neutrons prompts.

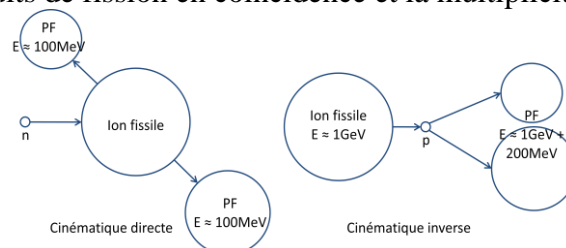


Figure 3 : Principe des cinématiques directe et inverse

Deux familles d'expériences sont couramment utilisées pour pouvoir étudier le phénomène qui nous intéresse : les cinématiques directe et inverse. Les principes de ces expériences sont décrits en figure 3. La première repose sur l'induction d'une fission à partir d'un faisceau de neutrons incidents sur une cible d'ions fissiles. Cette cinématique implique que les produits de

<sup>1</sup> Les actinides sont tous les noyaux ayant un numéro atomique supérieur à 89 qui est le Z de l'actinium, le terme « mineurs » désigne les actinides présents dans le combustible utilisé d'un réacteur nucléaire et qui ne sont ni de l'uranium ni du plutonium (Np, Cm, Am).

fission vont être émis à 180° l'un de l'autre avec une énergie aux alentours de 100MeV chacun. La deuxième consiste en un faisceau d'ions fissiles avec une énergie de l'ordre du GeV, incidents sur une cible de noyaux légers de type hydrogène. Les produits sont donc émis avec une énergie supérieure au GeV et tous les deux vers l'avant grâce à la poussée de Lorentz. Pour une facilité de distinction entre les deux fragments, la cinématique directe a été préférée pour notre expérience.

La détermination du numéro atomique des fragments peut se faire à l'aide d'une distribution en  $\Delta E-E$  ou à l'aide de la longueur de parcours des fragments. L'identification du numéro atomique des noyaux est reliée à la dépendance de la perte d'énergie à la charge nucléaire pour une vitesse donnée. La limite de faisabilité de cette analyse est pour les fragments légers :  $Z < 45$  et  $E_{\text{initiale}} \approx 1 \text{ MeV/A}$ . Les relations reliant la perte d'énergie et la longueur de parcours au numéro atomique sont :  $\frac{dE}{dx} \approx f Z v$  et  $R \approx M \frac{v}{f(Z)}$  avec  $v$  la vitesse de l'ion et  $M$  sa masse. Dans le cas d'un détecteur gazeux avec un gaz léger ( $Z_{\text{ion}} > Z_{\text{détecteur}}$ ),  $f Z \approx Z^{1/6}$  [3].

La mesure de la masse des fragments peut se faire par deux méthodes : la méthode 2E et la méthode 2v. La combinaison de ces deux méthodes permettra d'en déduire la multiplicité neutronique. Les mesures 2E, pour double énergie, déterminent les masses des fragments post-émission neutronique grâce à la relation :  $A_{L,H} = A_i \frac{E_{H,L}}{E_H + E_L}$  avec  $A_{L,H,i}$ , la masse des fragments léger (L) et lourd (H) après émission des neutrons et de l'ion fissile (i) et  $E_{H,L}$ , leur énergie. Les mesures 2v, pour double vitesse, déterminent les masses des fragments avant émission des neutrons, car l'évaporation des neutrons ne modifie pas la vitesse moyenne du fragment. La relation permettant de retrouver cette masse est la même que précédemment :  $A_{L,H}^* = A_i \frac{v_{H,L}}{v_H + v_L}$  avec  $A_{L,H}^*$ , la masse des fragments léger (L) et lourd (H) avant émission neutronique et  $v_{H,L}$ , leur vitesse. Connaissant les masses des fragments pré et post-émission des neutrons prompts, on peut en déduire par différence la multiplicité en neutrons moyenne par fission.

L'énergie cinétique peut être déterminée par un détecteur quelconque, qu'il soit gazeux ou semi-conducteur. Elle sera identifiée comme étant proportionnelle à l'intégrale de la charge collectée par les détecteurs.

#### 4. Installations

Comme nous l'avons vu dans les motivations, le but de cette expérience est d'étudier la fission de certains actinides avec des neutrons incidents. En premier lieu, la priorité est donnée aux flux de neutrons rapides mais plusieurs installations sont envisagées en fonction de l'énergie voulue pour les neutrons :

- Thermique ( $E_n < eV$ ) : ILL – Grenoble, Orphee – Saclay
- Epithermique (eV – 10keV) : n-TOF – CERN, IRMM – Geel – Belgique
- Rapide (500keV – 5MeV) : NFS – Spiral2 au GANIL (2013)



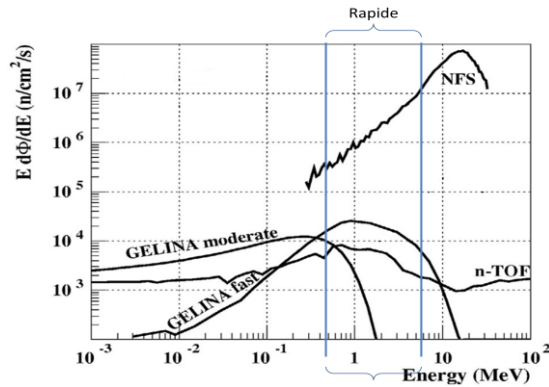


Figure 4 : Comparaison des flux neutroniques à différentes énergies des neutrons entre différentes installations

Pour le spectre qui nous intéresse (rapide), l'installation NFS est la plus avantageuse en termes de flux, comme on peut le remarquer sur la figure 4 et, de plus, elle sera conçue pour recevoir des cibles radioactives. Les énergies des neutrons pour les mesures envisagées dans ce spectre vont de 500keV (limite minimale de NFS) à 5-6MeV (qui est le seuil de la fission de seconde chance). La fission de seconde chance n'est pas souhaitée car l'énergie donnée à l'ion fissile est tellement élevée qu'il émet spontanément des particules avant de fissionner, ce qui implique que l'on étudierait la fission d'un noyau résiduel inconnu.

## 5. D-One

Actuellement, au sein de l'équipe MNM, un projet est à l'étude et est prévu pour être viable début 2013 pour le premier jour de faisceau de NFS, d'où son nom : D-One (pour Day One). Les observables que l'on cherche à mesurer sont les mêmes que pour la TPC : la masse, le numéro atomique et l'énergie cinétique des deux fragments en coïncidence. Cette expérience utilise des techniques de détection déjà utilisées auparavant pour la détection des fragments de fission avec la particularité d'utiliser pour la première fois la méthode 2E-2v.

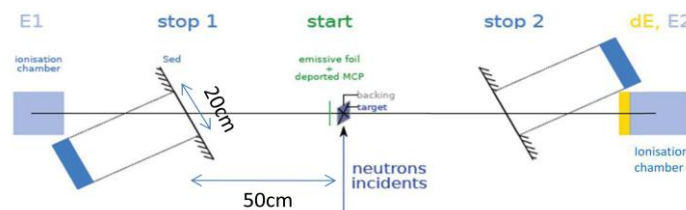


Figure 5 : Schéma de principe de l'expérience D-One

Sur la figure 5, on peut voir les différents modules permettant d'avoir accès aux observables souhaitées. Le temps de vol des fragments déterminé par les Start et Stop permet de déduire la vitesse des fragments et ainsi d'accéder à leur masse grâce à la technique 2v détaillée dans la partie II.2. Le détecteur « dE » pour un des fragments donnera son numéro atomique grâce à une séparation en  $\Delta E-E$  et, finalement, les chambres d'ionisation mesureront l'énergie restante des fragments. Avec la vitesse et l'énergie, on peut remonter à la multiplicité neutronique avec la méthode 2E-2v expliquée précédemment.

Les premiers détecteurs étant placés à, au moins, 50cm de la cible, pour avoir une précision suffisante sur le temps de vol, la plus grande faiblesse de cette expérience est son efficacité géométrique. Par exemple, dans la configuration présentée sur la figure 5, l'efficacité géométrique est de l'ordre de 0,5%. Cette efficacité oblige à utiliser le faisceau de neutrons pendant 1 mois pour pouvoir accumuler une statistique de 1000 événements pour la masse du fragment produit à 1% (pour une énergie des neutrons de 500keV).

# III. TPC

## 1. Principe

La Chambre à Projection Temporelle (ou TPC, pour Time Projection Chamber) est un détecteur gazeux capable de reconstituer, en 3 dimensions, la trace d'une particule chargée dans le gaz. La TPC est une technologie inspirée des chambres à dérive et des chambres à fils (ou MWPC, pour MultiWire Proportional Chamber). Son principe de fonctionnement est décrit par la figure 6 ci-dessous.

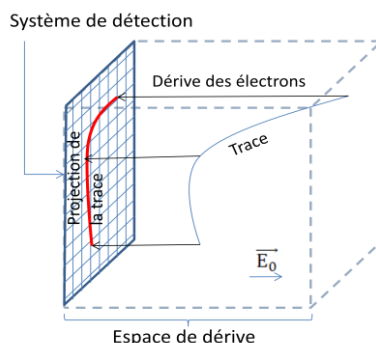


Figure 6 : Schéma de principe d'une TPC

Une particule qui traverse le détecteur ionise le gaz et, grâce à la présence d'un champ électrique perpendiculaire au plan de projection, les électrons dérivent le long des lignes de champ. Les électrons ainsi collectés par un système de détection à 2 dimensions permettent la reconstruction de la projection de la trace. La mesure du temps de passage de la particule (dans notre cas, ce temps est défini comme étant la différence entre le temps de la première détection, appelé temps de référence, et le temps associé à chaque point de mesure) nous donne accès à la troisième dimension. Sachant que l'amplitude de la charge détectée est proportionnelle à l'énergie cédée par la particule dans le gaz, ce principe de détection donne également accès à la variation de l'énergie en fonction de la distance parcourue dans le gaz et, dans le cas où la particule est arrêtée dans le volume de gaz, à son énergie cinétique totale.

## 2. Projet



Comme nous l'avons vu dans la description de l'expérience prévue pour le D-One, sa principale faiblesse est son efficacité géométrique qui oblige à utiliser le faisceau de neutrons pendant un temps non-négligeable pour avoir une statistique suffisante. C'est dans cette optique d'amélioration de l'efficacité géométrique que la TPC a été développée.

Les observables que l'on souhaite mesurer, comme pour l'expérience D-One, sont la masse, le numéro atomique et l'énergie cinétique des deux fragments en coïncidence. Grâce au principe même d'une TPC nous avons accès à l'énergie perdue par le fragment tout le long de son parcours, donc à son énergie et à son numéro atomique (par l'étude des distributions en  $\Delta E$ -E qui a été expliquée dans le chapitre II.2) et, grâce au champ magnétique, nous avons accès au rapport  $A/q$  (détaillé dans la suite de cette partie). La vitesse initiale et l'énergie mesurées nous serviront à déterminer la multiplicité neutronique en utilisant la méthode 2E-2v également détaillée dans le chapitre II.2.

Ce projet de nouveau détecteur s'appelle FIDIAS pour FISSION Detector at the Interface with AStrophysic, il est développé en collaboration avec une équipe du centre national de recherche Demokritos à Athènes, Grèce. L'intérêt scientifique des collaborateurs de Demokritos réside plutôt dans l'étude de la structure des noyaux exotiques très riches en protons qui ont une grande importance dans la nucléosynthèse stellaire. Le lien entre leur sujet de recherche et la fission est le gaz de la TPC (prévu pour être de l'hélium), qui sera utilisé comme cible pour leurs expériences et la coïncidence entre l'énergie des produits de fission et les énergies de leurs noyaux incidents.

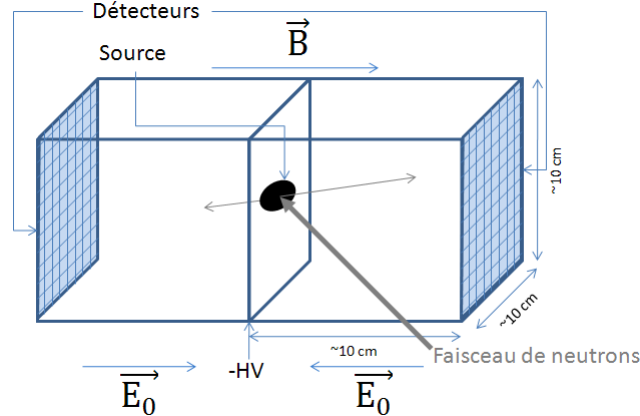


Figure 7 : Schéma du détecteur FIDIAS

La TPC sera composée de deux chambres de détection, comme décrit sur la figure 7, placées tête-bêche avec deux plans de détection 2 dimensions parallèles au plan de la source. Elle sera soumise à un champ magnétique parallèle au champ électrique qui aura pour avantages, d'une part, de focaliser la dérive des électrons et, d'autre part, de modifier le parcours des fragments de manière à pouvoir accéder à certaines observables. En effet, la trajectoire nous donnera accès à la vitesse initiale du fragment ainsi qu'au rapport  $A/q$  où  $A$  est sa masse et  $q$  sa charge ionique au temps  $t$ , telle que le montre la résolution de l'équation du mouvement d'une particule chargée soumise à un champ électromagnétique donnée ci-dessous :

$$x(t) = \frac{\omega_E}{2} t^2 + v_{0x} t$$

$$y(t) = \frac{v_{0y}}{\omega_B} \sin \omega_B t - \frac{v_{0z}}{\omega_B} (\cos \omega_B t - 1)$$

$$z(t) = \frac{v_{0y}}{\omega_B} (\cos \omega_B t - 1) + \frac{v_{0z}}{\omega_B} \sin \omega_B t$$

Avec :  $\omega_{E,B} = \frac{(E,B)_x q}{A}$

$v_0$ , le vecteur vitesse de l'ion incident à  $t=0$ .

Comme le montre la figure 7, cette TPC permettra de détecter les deux fragments en coïncidence avec une couverture angulaire avoisinant les  $4\pi$  sr.

### 3. Micromegas

Pour les deux plans de détection qui seront utilisés dans la TPC, le système choisi est les détecteurs Micromegas [4]. Ces capteurs sont des détecteurs gazeux développés au CEA en collaboration avec le Dr. Georges Charpak, prix Nobel de physique en 1992.

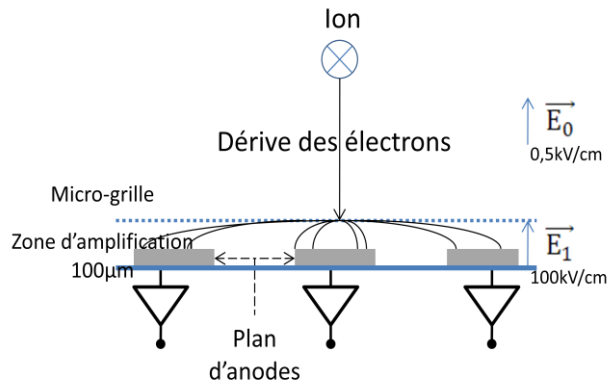


Figure 8 : Principe du détecteur Micromegas

Le détecteur est composé, comme montré sur la figure 8, d'une zone de dérive qui est, dans notre cas, la TPC elle-même couplée avec une zone d'avalanche (ou d'amplification) de  $100\mu\text{m}$  d'épaisseur.

L'ion incident ionise le gaz de la TPC. Les électrons ainsi créés et soumis au champ électrique dérivent vers le plan d'anodes. Avec le champ appliqué dans la TPC, le gaz réagit comme une chambre proportionnelle (i.e. : pour un électron libre créé  $N$  électrons sont collectés en fin de dérive).

A partir de la micro-grille, débute la zone d'amplification, cette zone a un fort champ électrique ce qui provoque une avalanche d'électrons et donc une multiplication de ceux-ci. Le champ étant plus élevé, le coefficient multiplicatif est nettement plus important que celui de la zone de dérive. L'intérêt d'une telle zone est de créer suffisamment de courant sur les anodes pour pouvoir détecter un signal. De plus, la micro-grille permet également une meilleure évacuation des ions positifs et donc une meilleure rapidité. Les avantages principaux de ce détecteur sont donc sa rapidité de détection mais également sa capacité à gérer les hauts flux, il peut distinguer deux signaux différents avec une précision inférieure à la nanoseconde.

Les détecteurs souhaités pour la TPC sont des Micromegas à 2 dimensions. Pour l'instant, aucune solution technologique n'est arrêtée mais deux formes sont à l'étude :

- 2 plans de pistes perpendiculaires : utilisant la technologie bulk qui a pour principe d'avoir la micro-grille solidaire au plan des anodes et donc, il serait possible de superposer deux plans de pistes 1D.
- Pixels : Les anodes ne seront plus des pistes couvrant toute la longueur du détecteur mais des pixels.

Ces détecteurs ont été créés, en premier lieu, pour la détection de particules à haut flux et à haute énergie (essentiellement des MIP, Minimum Ionizing Particle). Ainsi, un des challenges de cette TPC sera de démontrer la validité des Micromegas pour la détection des ions lourds à basse énergie, donc à fort potentiel ionisant.

#### 4. Etat d'avancement du projet

Le développement de cette TPC est à ses débuts ; au moment du commencement de mon stage, deux étapes de R&D étaient établies et développées en parallèle : une phase de prototypage et une phase de simulation.

La phase de prototypage était bien avancée avec la construction d'un prototype à Athènes et des premiers tests réalisés à Saclay avec une source de  $^{252}\text{Cf}$  qui a la particularité de fissionner spontanément. L'électronique associée à la TPC lors de ces premiers essais était constituée d'une puce électronique AFTER. Cette puce est développée au CEA et est principalement utilisée dans la TPC de l'expérience T2K au Japon, expérience pour la détection des neutrinos. La carte échantillonne le signal reçu par toutes les entrées de sorte de pouvoir le reconstituer fidèlement (avec un signal mis en forme entre 100ns et 2 $\mu$ s échantillonné à 50MHz). D'autres essais ont eu lieu à Athènes utilisant une source émettrice  $\alpha$  ainsi qu'une électronique de type GASSIPLEX. Cette carte n'échantillonne pas le signal mais ne transmet que l'amplitude maximale de ce signal contrairement à la carte utilisée lors des premiers essais. Les résultats n'ont pas été aussi évidents que ceux obtenus lors des tests à Saclay mais ils ont pu être expliqués du fait de la géométrie utilisée pour le système de détection et du parcours des alphas dans le gaz utilisé. Ces tests ont été réalisés lors d'une réunion de collaboration à laquelle j'ai participé.

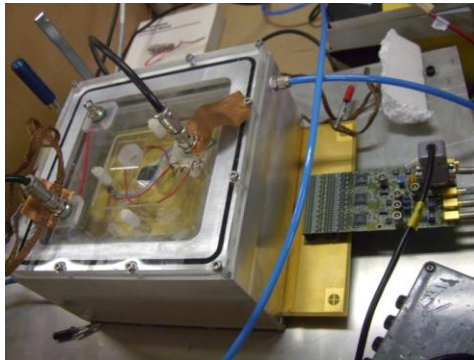


Figure 9 : Prototype de la TPC avec l'électronique GASSIPLEX à Athènes

Comme il est montré en figure 7, la future TPC est prévue pour être une double chambre, pour pouvoir détecter les deux fragments émis à 180° l'un par rapport à l'autre en coïncidence, ce qui impliquera d'avoir une source non-scellée et que son support ne soit pas ferromagnétique à cause de la présence d'un futur champ magnétique. Pour l'instant, plusieurs possibilités de sources sont à l'étude avec, par exemple :

- Matière-source électro-déposée et/ou évaporée sur une surface en platine contenue entre deux feuilles de nickel, technologie utilisée à Geel, Belgique ; problème du platine qui est ferromagnétique
- Matière-source imbibée dans un support inerte spongieux lui aussi contenu entre deux feuilles de nickel, technologie développée en Russie.

Pour le champ magnétique, plusieurs technologies sont également étudiées telles que :

- Electro-aimants ; problème si le champ souhaité est supérieur à 1Tesla, obligation d'utiliser des supraconducteurs.
- Pavés d'aimants permanents.

La deuxième phase était la simulation ; elle a été commencée avec des calculs préliminaires de pertes d'énergie et de charge ionique avec les codes SRIM et Lise. Ces études ont montré la nécessité d'une simulation complète du détecteur. De plus, pour pouvoir conforter les résultats obtenus lors des premiers essais, il faut simuler le transport des ions dans la TPC, grâce à un code Monte-Carlo. Le code de simulation choisi est Geant4 car il est le seul capable de simuler un champ magnétique, ce dont nous aurons besoin à terme étant donné la configuration du projet. C'est dans ce cadre que s'inscrit mon stage.

## IV. Geant4

Geant4 (pour GEometry ANd Tracking 4) est un code Monte-Carlo développé au CERN pour la physique des hautes énergies (du GeV au TeV), écrit en langage C++ [5]. Mon travail a été de démontrer que Geant4 est capable de simuler le parcours d'ions lourds à basse énergie dans différents matériaux, étant donné qu'il n'a pas été créé et développé pour cette utilisation.

Pour réaliser ces simulations et pouvoir valider les résultats, j'ai utilisé comme particules sources, deux fragments légers et deux fragments lourds issus de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  avec leurs énergies correspondantes [6] (figure 10). Le choix des produits de fission du californium est dû aux premiers essais du prototype qui ont été effectués avec cette source, comme précisé dans la partie précédente. Les différents matériaux testés sont : l'hélium, le néon, l'argon, un mélange argon (90%) – isobutane (10%) ( $\text{Ar}+\text{C}_4\text{H}_{10}$  abrégé ArCH pour la suite du document) utilisé pour les essais du prototype et deux différentes épaisseurs d'uranium pour étudier le transport du fragment dans la cible (150 et  $250\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). L'isobutane ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) sera abrégé CH.

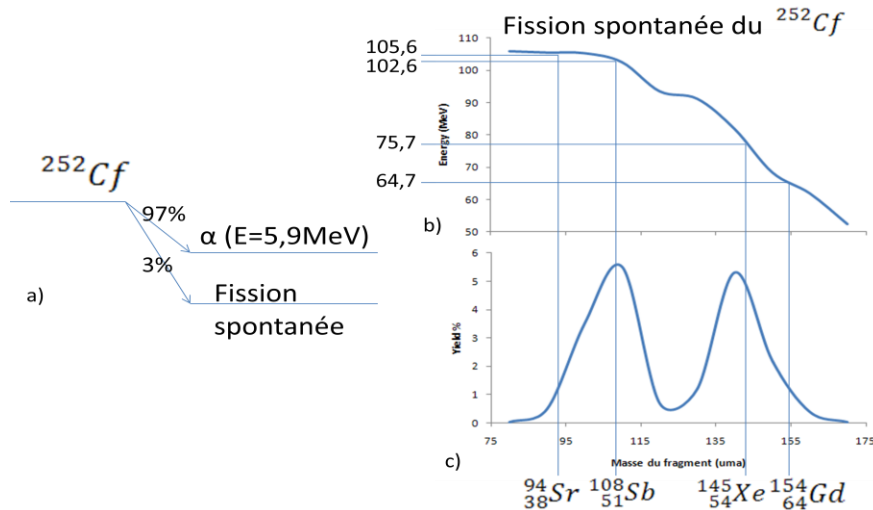


Figure 10 : a) Décroissance du  $^{252}\text{Cf}$ ; b) Energie des produits de fission du  $^{252}\text{Cf}$  en fonction de leur masse ; c) Distribution en masse des produits de fission du  $^{252}\text{Cf}$

Pour pouvoir montrer que Geant4 calculait correctement la perte d'énergie d'un ion lourd à basse énergie, il a fallu confronter ses résultats à d'autres codes spécialisés dans le calcul de transport d'ions lourds à nos énergies dans la matière qui sont :

- SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) [7],
- Lise++ : code de calcul pour le transport de fragments produits et collectés dans des spectromètres [8].

De plus, tous les résultats liés à une unité de longueur présentés dans cette partie sont exprimés en  $\text{mg}/\text{cm}^2$  ou en cm. Pour ne pas avoir l'influence de la densité des matériaux dans mes résultats, les matériaux ont été définis dans Geant4 à l'aide de la banque de données NIST intégrée au code et toutes les densités utilisées pour toutes les simulations sont issues de ces données.

Matériau	ArCH	CH	Argon	Néon	Hélium	Uranium
Densité ( $\text{mg}/\text{cm}^3$ )	1.74514	2, 49343	1,66201	0,838505	0,166322	$18,95 \cdot 10^3$

Table 1 : Densités utilisées pour la définition des matériaux

## 1. Pertes d'énergie

Avant de commencer toute simulation, il a fallu vérifier et démontrer que Geant4 était capable de reproduire correctement la perte d'énergie le long du parcours des ions lourds à basse énergie.

La première version installée sur mon PC était la version 9.2 de Geant4 datant de Décembre 2008 mais il s'est avéré, par la suite, que le traitement des pertes d'énergie pour les ions lourds était obsolète et compliquée en raison de tous les différents processus et modèles d'ionisation existants dans cette version. Le début de mon stage a consisté principalement à tester cette version et les processus physiques pour les basses énergies qui lui étaient associés. J'ai pu déterminer que les longueurs de parcours ainsi que l'étalement transversal et les pertes d'énergie le long de ce parcours étaient moins satisfaisants et précis que ceux de la nouvelle version (quelques exemples ont été placés en annexe 1). Il a donc fallu installer la version 9.3 datant de Décembre 2009.

Dans la suite de cet exposé, toutes les données calculées par Geant4 ainsi que toutes les explications de ces calculs sont liées à cette dernière version.

Le calcul de perte d'énergie, effectué par Geant4, pour les ions en général est :

$$\frac{dE}{dx} T = q_{eff}^2 \frac{dE}{dx_{base}} T_{scaled} + F T, q_{eff}$$

Avec :  $q_{eff}$ , la charge ionique effective de la particule en unité de charge de positron,

$T_{scaled}$ , énergie cinétique de la particule en MeV/A,

$T$ , énergie cinétique de la particule,

$\frac{dE}{dx_{base}}$ , perte d'énergie pour la particule de base (proton) calculée par la formule de Bethe,

$F$ , la fonction de correction de Bloch. [9]

Pour rappel, la formule de Bethe dans le cas non-relativiste est :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e v^2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \ln \frac{2m_e v^2}{I}$$

Avec :  $z$  et  $e$ , les charges de la particule et de l'électron,

$v$ , la vitesse de la particule,

$I$ , potentiel d'excitation moyen du matériau

Pour les basses énergies, les corrections sont basées sur des données évaluées (IRCU 73). [9]

Les codes Lise et SRIM sont, eux, basés sur le modèle semi-empirique de Ziegler, Biersack et Littmark. [7]

De plus, pour obtenir ces résultats, il a fallu forcer Geant4 à calculer la perte d'énergie des ions tous les  $\mu\text{m}$ , sinon, par défaut, il les calcule environ tous les 5mm pour les énergies les plus basses ( $E < 50\text{MeV}$ ) et donc la perte d'énergie est surestimée. Le choix de 1  $\mu\text{m}$  a été fait en cherchant le meilleur accord entre Geant4, SRIM et Lise

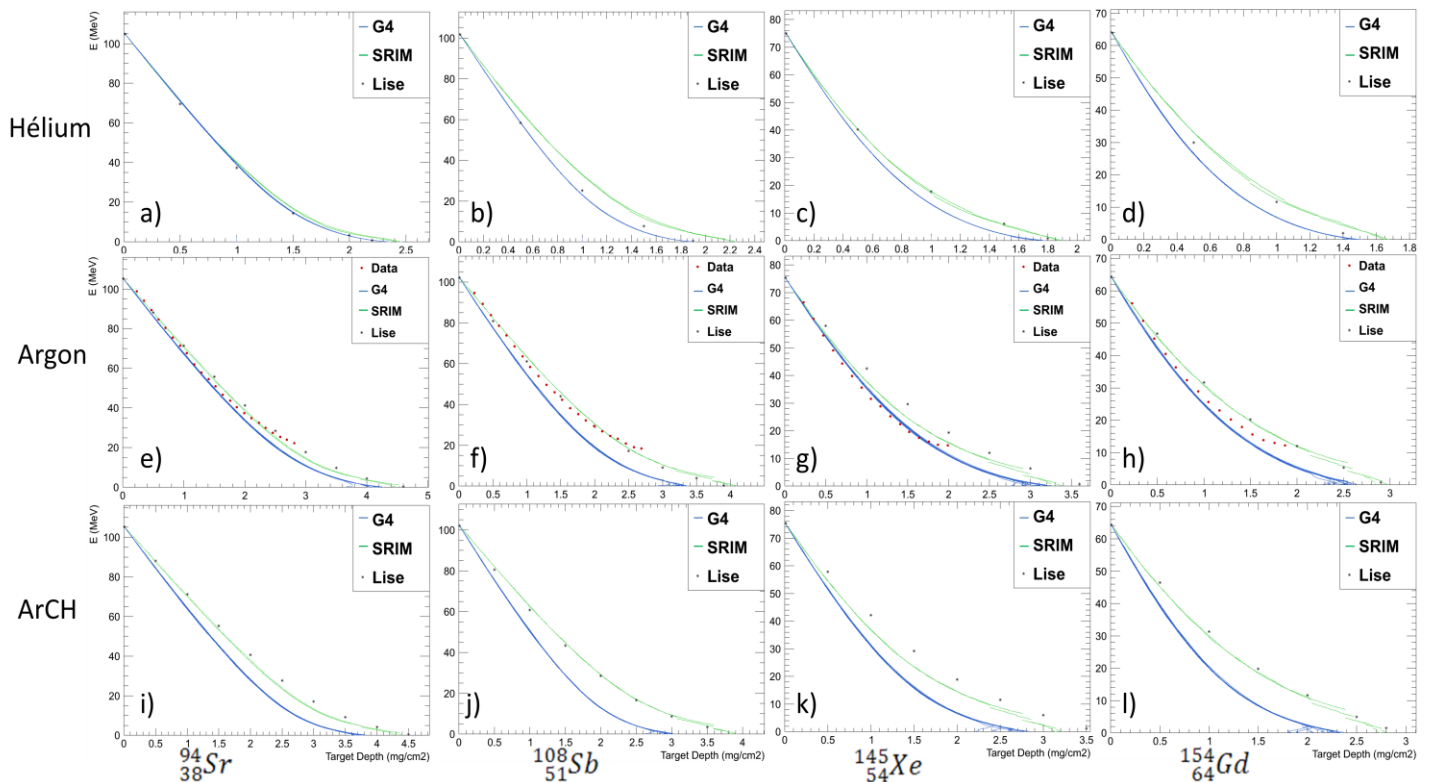


Figure 11 : a) Comparaison G4 – Lise – SRIM de l'énergie du Sr le long de son parcours dans l'hélium ; b) Energie du Sb le long de son parcours dans l'hélium ; c) Energie du Xe le long de son parcours dans l'hélium ; d) Energie du Gd le long de son parcours dans l'hélium ; e) Comparaison G4 – Lise – SRIM – Données de l'énergie du Sr le long de son parcours dans l'argon ; f) Energie du Sb le long de son parcours dans l'argon ; g) Energie du Xe le long de son parcours dans l'argon ; h) Energie du Gd le long de son parcours dans l'argon i) Comparaison G4 – Lise – SRIM de l'énergie du Sr le long de son parcours dans l'ArCH ; j) Energie du Sb le long de son parcours dans l' ArCH ; k) Energie du Xe le long de son parcours dans l' ArCH ; l) Energie du Gd le long de son parcours dans l' ArCH

Sur les figures 11, on peut voir l'évolution de l'énergie des différents fragments dans l'hélium, l'argon et l'ArCH calculée par Geant4, SRIM et Lise le long de leur parcours. Les « Data » sont les données expérimentales de Forte et al. [6] utilisées pour la définition de l'énergie initiale des fragments.

Comme on peut le constater, en général, Geant4 surestime la perte d'énergie en début de parcours ce qui peut amener à un écart maximal de l'ordre de 6MeV, pour les trois gaz monoatomiques (hélium, argon et néon qui n'est pas montré ici), entre Geant4 et les autres codes. Par contre, en fin de parcours, Geant4 sous-estime la perte d'énergie et les codes convergent.

Plus précisément, la perte d'énergie est dépendante de l'ion incident et du gaz dans lequel il évolue. Le strontium est l'élément pour lequel les différents codes et les données sont en accord. On peut voir que, pour l'antimoine, Lise et Geant4 sont en accord dans l'hélium alors que dans l'argon SRIM, Lise et les données expérimentales ne suivent pas la même courbe que Geant4. A contrario, pour le xénon, dans l'hélium SRIM et Lise se suivent alors que Geant4 s'éloigne et, dans l'argon, SRIM et Lise ne sont plus en accord et les données expérimentales donnent raison à Geant4. Finalement, pour le gadolinium, le fragment le plus lourd, dans l'hélium, SRIM et Geant4 divergent alors que Lise reste entre les deux. En revanche, dans l'argon, Geant4 suit les données en début de parcours puis rejoint les courbes de SRIM et Lise en fin ; dans ce graphique a lieu l'écart maximal entre Geant4 et les deux



autres codes. On peut remarquer également que pour les gaz composés de type ArCH, Geant4 n'est plus cohérent avec les deux autres quelque soit l'ion incident.

Ces résultats étaient une prémices dans mon étude de Geant4, ils nous ont permis de nous assurer que Geant4 se comporte correctement tout le long du parcours ce qui est le cas étant donné les incertitudes des modèles de calcul utilisés.

## 2. Parcours

Grâce aux résultats encourageants trouvés dans la partie précédente, j'ai pu aller plus en avant dans mon étude.

L'étape suivante était de déterminer si Geant4 était valide, pour une statistique plus importante, en termes de calcul de parcours et, a fortiori, en termes de calcul de perte d'énergie. Pour cela, j'ai donc simulé le parcours des fragments définis en introduction dans les différents matériaux avec Geant4, SRIM et Lise++, avec une meilleure statistique que précédemment (i.e. : dans cette partie, 10000 évènements ont été simulés avec chaque code (SRIM et Geant4)).

Dans cette partie, je ne me suis intéressée qu'au dernier point du parcours des ions. Ainsi, j'ai pu étudier l'étalement longitudinal et transversal des fragments dans les matériaux.

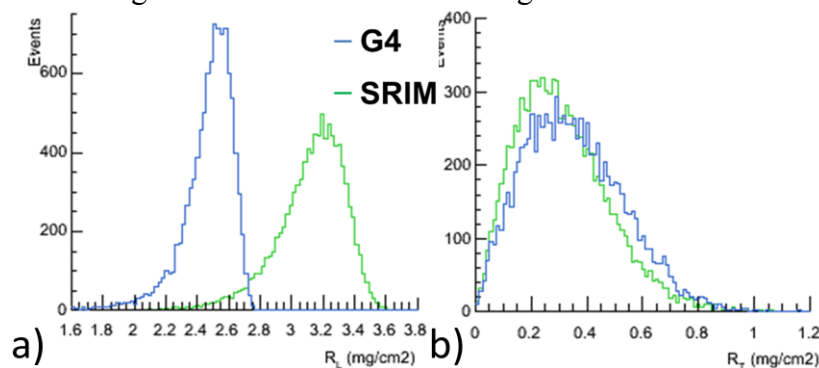


Figure 12 : a) Distribution longitudinale du parcours du Sr dans l'argon ; b) Distribution transversale du Sr dans l'argon.

Les résultats sont sous la forme présentée en figure 12 pour Geant4 et SRIM ; Lise ne calculant que les valeurs moyennes des parcours, il n'a pas été possible d'avoir ses résultats sous la même forme. On peut donc voir sur la figure 12.a, l'étalement longitudinal du Sr dans l'argon et en 12.b, l'étalement transversal, calculé comme étant la projection en (y, z) du dernier point de parcours sachant que la particule est incidente suivant x.

Ici, je n'ai mis que les résultats du Sr dans l'argon, pour tous les autres fragments dans tous les matériaux voir annexes 2 – 3. Les autres résultats sont similaires à celui présenté ici, on peut remarquer une discordance entre Geant4 et SRIM pour le parcours longitudinal, alors qu'ils sont en accord pour la distribution transversale. Ce phénomène peut être expliqué par la différence de calcul de perte d'énergie qui entraîne une différence sur la projection longitudinale alors que la projection transversale qui est due essentiellement à la dispersion et donc au nombre d'interactions qui ont eu lieu le long du trajet est quasiment le même, ce qui confirme la valeur de pas de calcul donnée à Geant4 en introduction (1  $\mu$ m). De plus, la forme générale de la courbe qui est une gaussienne avec une traîne peut être expliquée par la dispersion qui, elle, est gaussienne suivant y ou z.

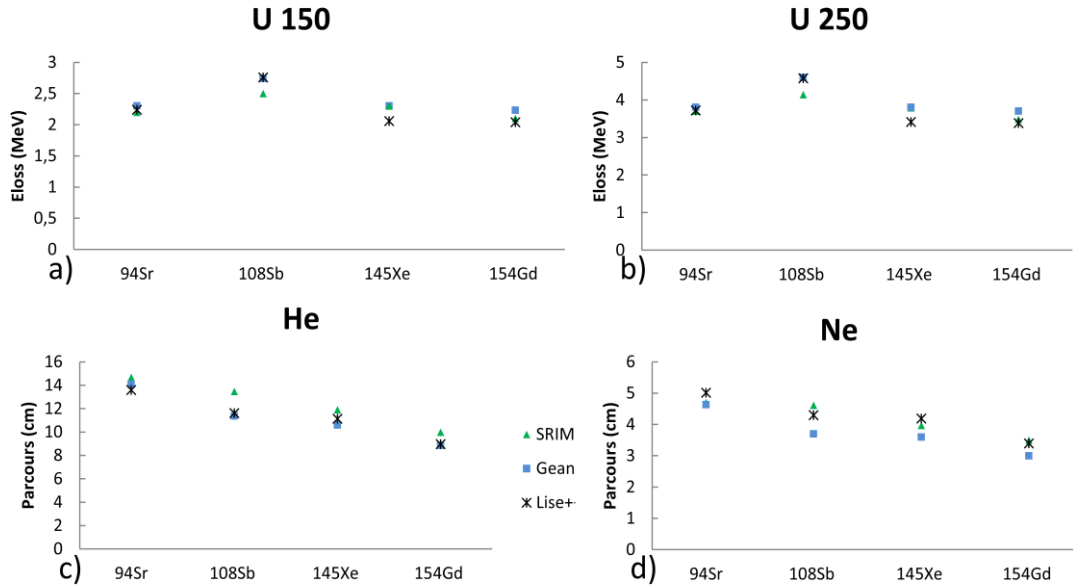


Figure 13 : a) Energie perdue par les ions dans  $150\mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'uranium ; b) Energie perdue par les ions dans  $250\mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'uranium ; c) Parcours des ions dans l'hélium ; d) Parcours des ions dans le néon.

Il doit être noté que les largeurs à mi-hauteur des courbes de la figure 12 ne sont pas présentées sur les graphiques de la figure ci-dessus étant donné qu'elles sont inférieures à la taille du point. On peut voir sur cette figure les pertes d'énergies ainsi que les parcours des ions dans l'uranium, l'hélium et le néon. Pour les figures a et b, sont représentées les pertes d'énergie des fragments dans deux épaisseurs différentes d'uranium, les résultats obtenus grâce à Geant4 restent cohérents avec Lise et SRIM et n'excèdent pas une différence relative entre les codes de 6%. Pour les deux gaz, les résultats calculés sont très proches des résultats des deux autres codes. Pour l'hélium, l'écart relatif maximal est de 5% alors que pour le néon, il est de 14% pour l'antimoine, les autres fragments ayant une différence relative inférieure à 10%. Ces résultats sont satisfaisants, Geant4 ne dépassant pas, en général, les 10% de tolérance sur les résultats.

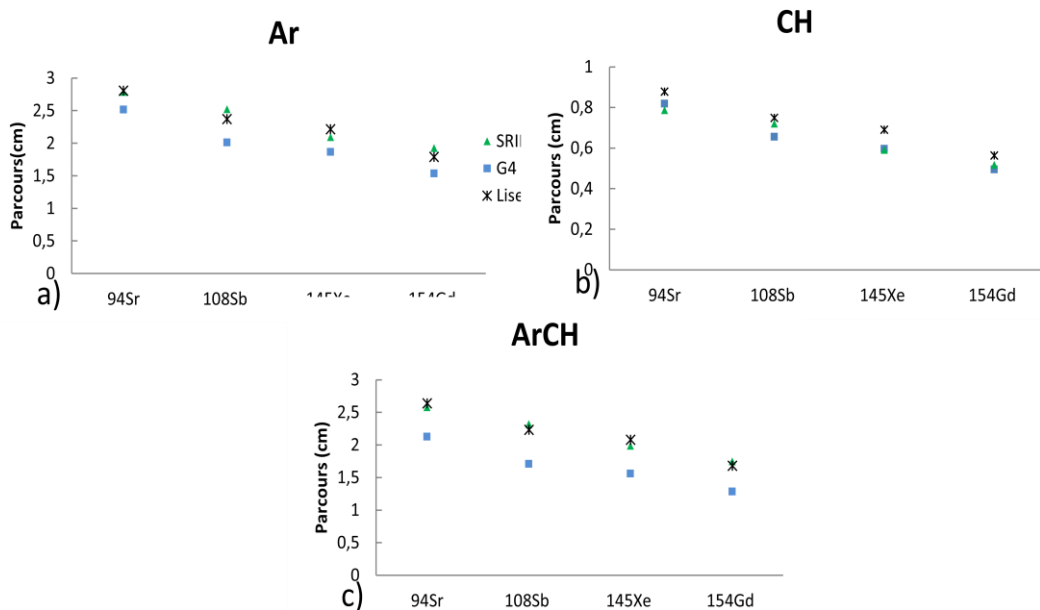


Figure 14 : a) Parcours des ions dans l'argon ; b) Parcours des ions dans l'isobutane ; c) Parcours des ions dans le mélange argon (90%) –isobutane (10%)

Pour la figure 14, les résultats sont moins évidents. Pour l'isobutane seul (14.b), les résultats obtenus grâce à Geant4 sont compris dans les 10% de tolérance. Pour l'argon, l'écart entre les différents codes pour l'antimoine dépasse les 10%, comme pour le néon (15%). Pour le mélange ArCH, les écarts deviennent vraiment trop importants pour être tolérés (écart relatif maximal pour le gadolinium, 24%). En comparant ces trois dernières figures, il apparaît que Geant4 gère difficilement les calculs dans les matériaux composés tels qu'ArCH. Il doit être ajouté, pour une meilleure compréhension, que l'argon et l'isobutane ont été définis grâce aux matériaux pré-intégrés à Geant4 selon la banque de données NIST et le mélange ArCH n'est qu'une combinaison de ces deux définitions avec un coefficient pondérateur (argon 90% et isobutane 10%).

En général, les résultats dépendent énormément du fragment incident, ainsi que de la composition du gaz, mais malgré les résultats insatisfaisants pour l'ArCH, on peut considérer que l'écart entre Geant4, Lise et SRIM est acceptable avec une tolérance de 10%, étant donné l'incertitude existante sur les différentes méthodes de calcul et l'étalement en énergie de l'ordre de 10MeV pour la largeur à mi-hauteur de l'énergie initiale, qui sera prévu d'être utilisé pour la définition des particules dans la simulation complète du détecteur.

### 3. Pouvoir de séparation en charge

Étant donné que le calcul de perte d'énergie est considéré comme valide pour les gaz et matériaux élémentaires, j'ai pu tester Geant4 sur d'autres aspects de la perte d'énergie. Comme nous l'avons vu dans la description de la TPC, une des observables que l'on cherche à mesurer est le numéro atomique du fragment.

Pour cela, il a fallu déterminer si Geant4 était capable de discriminer en Z. J'ai donc simulé différents scénarios possibles tels que :

- Energie fixe ( $E_0=105,6$  ou  $102,6$  MeV), Z variant entre  $Z_0\pm 2$ , A fixe,
- Energie fixe, Z variant entre  $Z_0\pm 2$ , A variant entre  $A_0\pm 1$  (figure a)
- E variant (distribution gaussienne centrée en  $E_0$  avec une largeur à mi-hauteur de 10MeV, pour se rapprocher de la réalité), Z variant entre  $Z_0\pm 2$ , A fixe
- E variant, Z variant entre  $Z_0\pm 2$ , A variant entre  $A_0\pm 1$  (figures b et c).

Ces scénarios ont été appliqués à différentes épaisseurs de gaz pour l'argon et l'hélium ainsi que pour différents éléments ( $^{94}\text{Sr}$ ,  $^{108}\text{Ru}$ ,  $^{108}\text{Sb}$ ). Je ne présenterai, ici, que les résultats les plus significatifs.

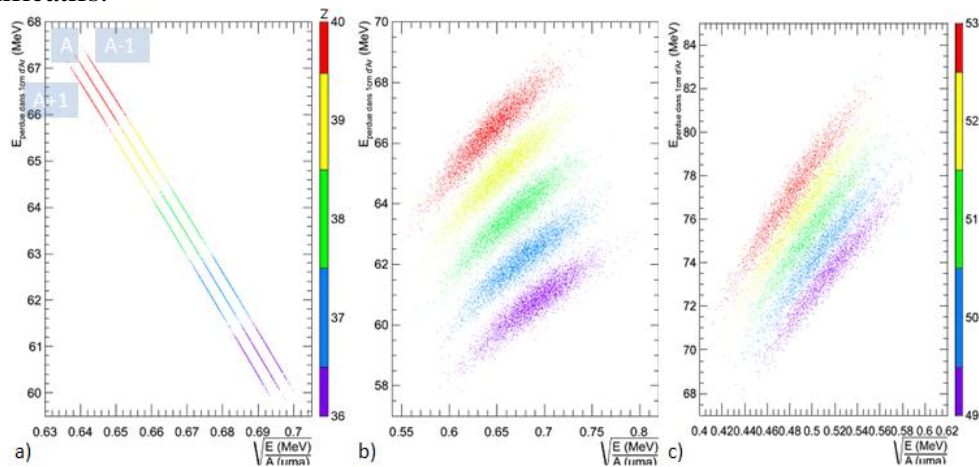


Figure 15 : a) Energie perdue dans 1cm d'argon avec une énergie initiale fixe 105,6MeV en fonction de  $\sqrt{E}/A$  avec A variant entre  $94\pm 1$  et Z entre  $38\pm 2$  ; b) Energie perdue dans 1cm d'argon avec une énergie initiale variable centrée en 105,6MeV en fonction de  $\sqrt{E}/A$  avec A variant entre  $94\pm 1$  et Z entre  $38\pm 2$  ; c) Energie perdue dans 1cm d'argon avec une énergie initiale variable centrée en 102,6MeV en fonction de  $\sqrt{E}/A$  avec A variant entre  $108\pm 1$  et Z entre  $51\pm 2$ .

Sur ces premières figures, l'abscisse est en  $\overline{E/A}$  du fait de la relation de dépendance exprimée au chapitre II.2 :  $\frac{dE}{dx} \approx f Z v$  avec  $v$  la vitesse de l'ion. On peut voir distinctement la discrimination en  $Z$  sur la figure b, alors que la figure a montre une dépendance en  $A$  (chaque « ligne » de cette figure correspond à une masse donnée) ce qui n'est pas distinguable avec une énergie initiale variable. A partir de la figure c, on peut confirmer ce qui a été annoncé au point II.3 qu'une discrimination en  $Z$  sera difficile pour les fragments ayant un numéro atomique supérieur à 45.

La deuxième façon de déterminer le numéro atomique d'une particule est, comme décrit au chapitre II.2 avec la longueur moyenne du parcours des ions. Pour étudier cette dépendance, j'ai donc effectué plusieurs tests avec du  $^{94}\text{Sr}$  ayant un  $Z$  variant entre  $38 \pm 2$  et une énergie initiale fixe ou variable, de la même manière que précédemment. Pour rappel :  $R \approx M \frac{v}{f(Z)}$ .

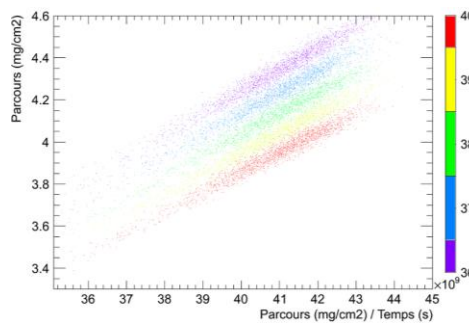


Figure 16 : Parcours du  $^{94}\text{Sr}$  dans l'argon en fonction du rapport parcours sur temps de parcours

Sur la figure 16, est représenté le parcours du  $^{94}\text{Sr}$  dans l'argon en fonction du rapport parcours sur temps de parcours et l'énergie initiale du fragment est fixe (105,6 MeV). Contrairement aux précédentes figures, la dépendance en  $Z$  est inversée ce qui confirme bien les relations annoncées. Malgré cela, cette dépendance est difficilement discernable et le cas étudié est le plus favorable, cette solution n'est donc pas optimale pour la TPC.

#### 4. Calcul de charge ionique

Pour pouvoir prévoir précisément le parcours d'une particule chargée dans un champ magnétique, il faut connaître l'évolution de sa charge ionique (les équations du mouvement données dans le chapitre III.2. montrent leur dépendance en  $A/q$ ). Cette charge ionique est différente de la charge du noyau de l'ion, pour un ion lent, car, lors du transport de l'ion dans la matière, ils échangent des électrons. Il a donc fallu vérifier que Geant4 calculait correctement cette évolution. Pour cela, j'ai utilisé uniquement Lise en termes de logiciel comparatif étant donné que SRIM ne permet pas d'accéder à la charge ionique.

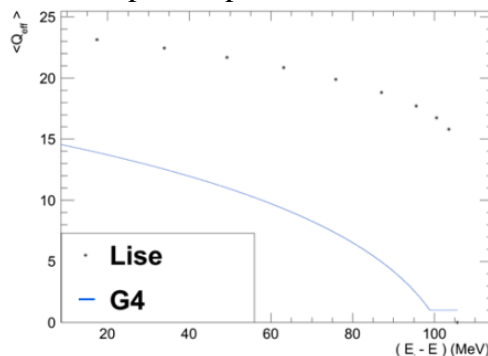


Figure 17 : Comparatif d'évolution de la charge en fonction de l'énergie perdue le long du parcours pour du  $^{94}\text{Sr}$  dans de l'argon

Comme l'on peut le voir sur la figure 17, Lise et Geant4 sont en parfait désaccord. Le modèle de calcul utilisé par Geant4 est basé sur une paramétrisation de valeurs expérimentales obtenues par Brandt et Kitagawa pour des ions lourds dans des solides [10] et n'est pas le même que celui de Lise. Dans cette figure, le modèle utilisé par Lise est le modèle par défaut, créé à partir de données d'expériences avec des ions lourds relativistes. Dans les deux cas, on peut se rendre compte que ces modèles ne répondent pas aux mêmes caractéristiques que notre application. Il existe, pour Lise, différentes méthodes de calcul de la charge ionique.

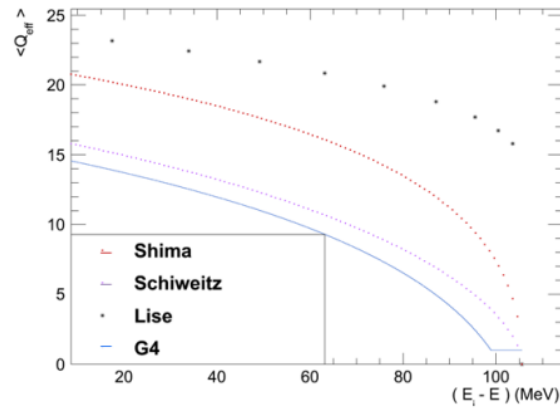


Figure 18 : Comparatif d'évolution de la charge en fonction de l'énergie perdue le long du parcours pour du  $^{94}\text{Sr}$  dans de l'argon

Parmi les 6 modèles possibles implémentés dans Lise (voir annexe 5), sont montrés, sur la figure 18, uniquement les deux modèles (Shima [11], Schiweitz [12]) qui répondent aux mêmes critères que notre application, i.e. : ions lourds à basse énergie dans des gaz. Pour faire un choix entre tous ces modèles, j'ai utilisé des résultats expérimentaux extraits de la thèse d'A. Bail [13]. Les mesures effectuées sont des mesures de charge ionique des fragments de fission en sortie de cible grâce au spectromètre de masse Lohengrin à l'Institut Laue-Langevin à Grenoble. Ces mesures donnent une distribution gaussienne de la charge centrée aux alentours de 22 en sortie de cible pour tous les fragments lourds (voir annexe 4) et le seul modèle capable de reproduire ces données pour tous les fragments et dans tous les matériaux est le modèle de Shima. Ce modèle est également une paramétrisation de données dont la formule est donnée ci-dessous :

$$\langle Q \rangle = Z_i \left( 1 - e^{-1,25X + 0,32X^2 - 0,11X^3} \right) \left( 1 - 0,0019 Z_t - 6 \bar{X} + 0,00001 Z_t - 6^2 X \right)$$

Avec :  $X = \frac{v_i}{v_{bohr} Z_i^{0,45}}$ ,

$Z_i$ , le numéro atomique de l'ion incident,

$Z_t$ , le numéro atomique du gaz,

$v_i$ , la vitesse de l'ion incident et

$v_{bohr}$ , la vitesse de Bohr des électrons ( $3,6 \cdot 10^6$  m/s).

Après avoir sélectionné ce nouveau calcul de la charge de l'ion, il a fallu l'implémenter dans Geant4 en prévision de la simulation avec champ électromagnétique. Comme on a pu le voir dans le chapitre précédent, le calcul de perte d'énergie est dépendant de la charge effective de l'ion mais ce changement de calcul de charge n'a pas d'influence sur ce calcul de perte d'énergie car la charge effective  $q_{\text{eff}}$  intervenant dans la formule exprimée en IV.1 est calculé en interne et n'est pas la charge auquel l'utilisateur a accès.

## 5. Détection

Après avoir démontré que les calculs faits par Geant4 pour le transport des ions lourds à basse énergie sont acceptables, j'ai pu me pencher plus en détails sur la simulation d'une des deux chambres de la TPC avec ses Micromegas associés (1D ou 2D).

La première chose à vérifier était que les produits de fission n'interagissaient pas avec le gaz de la TPC autrement que par ionisation pour ne pas avoir de multiples traces pour un seul événement. Geant4 n'a pas produit d'éléments autre que le fragment initial et quelques électrons ce qui était la réaction attendu. Malheureusement, Geant4 ne simule pas les cascades d'électrons secondaires, il ne les crée même pas le long de tout le parcours, comme l'on peut le voir sur la simulation du parcours du strontium dans l'argon ci-contre ; les électrons sont les lignes rouges et l'ion incident est en bleu. Il a donc fallu trouver une solution de remplacement, c'est pourquoi nous nous sommes intéressés au détecteur Actar qui est une TPC créée pour détecter les noyaux exotiques. Les personnes responsables de ce projet ont aussi développé un code Geant4 pour simuler leur TPC, relativement similaire au code que je développe, mais ils ont également créé un programme externe à Geant4 qui permet de simuler la dérive des électrons dans un gaz avec un champ électrique [14]. Je me suis donc librement inspirée de ce code externe et je l'ai inséré dans mon propre code.

Le champ électrique est supposé uniforme et constant dans tout le gaz, les convergences des lignes de champ à proximité de la micro-grille des Micromegas ne sont pas prises en compte. De même, la zone d'amplification a un gain défini comme étant unitaire. Pour un gaz et un champ électrique donnés, je calcule l'étalement transversal dû à la dérive des électrons ( $\sigma_T$ ).

$$\sigma_T = \frac{2Dxm_{e-}}{q_{e-}E_0} \frac{l_{e-}}{v_{e-}}$$

Avec  $D$ , le coefficient de diffusion lié au gaz,

$x$ , la distance de dérive,

$E_0$ , le champ électrique appliqué au gaz,

$m$ ,  $q$ ,  $l$ ,  $v_{e-}$ , la masse, la charge, le libre parcours moyen et la vitesse de l'électron dans ce gaz.

Ensuite, je simule une dérive suivant une gaussienne ( $f$ ) qui est dépendante d' $\Delta E_{cin}/\omega_i$ , le nombre d'électrons produits entre chaque pas de calcul, et que j'intègre sur la largeur de la piste pour calculer la charge totale induite ( $Q_{induite}$ ) en nombre d'électrons par piste, et le programme recalcule le tout, à chaque pas.

$$f(y) = \frac{\Delta E_{cin}}{\omega_i} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_T^2}}$$

Avec  $\Delta E_{cin}$ , l'énergie perdue par l'ion incident entre chaque pas,

$\omega_i$ , l'énergie d'ionisation du gaz.

$$Q_{induite} = \int_{y_{init}}^{y_{fin}} f(y) dy$$

Avec  $y_{fin}$ ,  $y_{init}$ , les coordonnées de début et de fin de la piste.

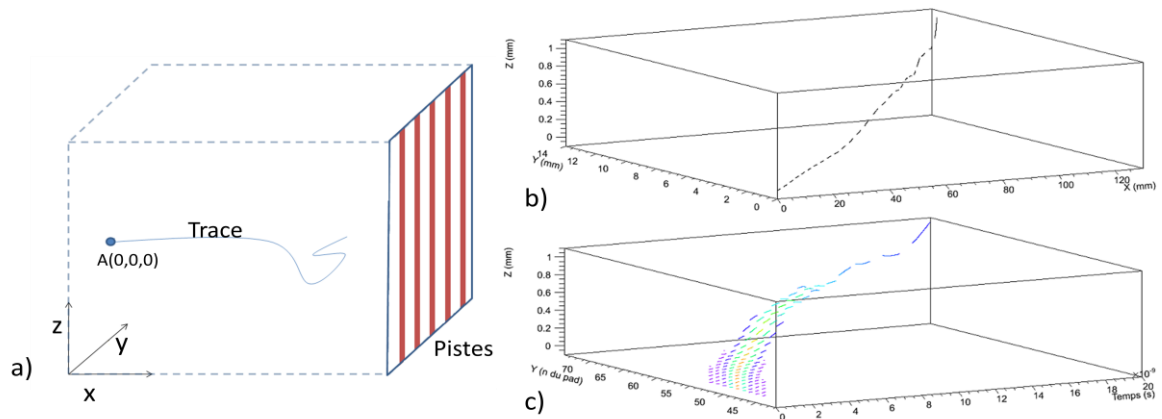


Figure 19 : a) Représentation de la géométrie de la TPC avec un ion incident en A et des pistes 1D ; b) Parcours d'un  $^{94}\text{Sr}$  dans l'hélium en 3D ; c) Distribution en charge sur les pistes avec une représentation en  $(t, Y, Z)$ .

Sur les figures 19, sont représentées les différentes vues du processus de calcul de la charge induite sur les Micromegas. La figure 19.a est une représentation schématique des zones de détection (en rouge). Les pistes font  $250\mu\text{m}$  de largeur et l'espace entre chaque est également de  $250\mu\text{m}$ . La figure 19.b est la trace d'un  $^{94}\text{Sr}$  dans l'hélium dans un repère  $(X, Y, Z)$ . Chaque espace représente un changement de piste. La figure c est le résultat final du calcul de charge. Dans un repère  $(t, Y, Z)$ , est représenté l'étalement transversal avec un nombre de pistes touchées évoluant en fonction de la distance entre le point de calcul et la zone de détection, la charge induite qui est la couleur des points de calcul, allant de 0 (violet) à 1000 (orange-rouge) électrons par point.

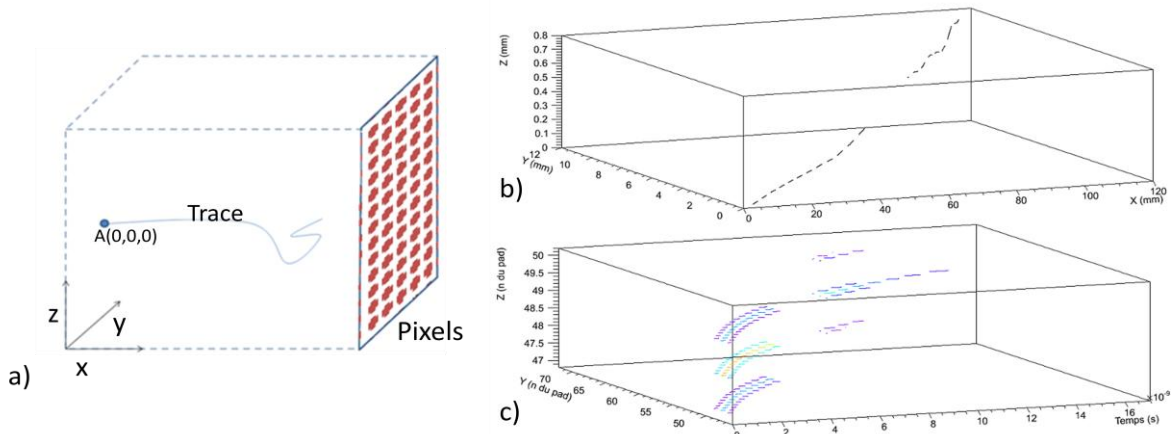


Figure 20 : a) Représentation de la géométrie de la TPC avec un ion incident en A et des pistes 2D ; b) Parcours d'un  $^{94}\text{Sr}$  dans l'hélium en 3D ; c) Distributions en charge sur les pistes avec une représentation en  $(t, Y, Z)$ .

Pour la simulation en 2D, le calcul de charge reste le même. La seule différence est la définition de  $f$  sur  $y$  et  $z$  et donc son intégrale sur ces deux variables. La zone de détection a été définie comme l'intersection d'une piste suivant  $y$  et d'une piste suivant  $z$ . Elles font la même largeur et ont le même espacement que pour la définition 1D. Sur la figure 20.b, les petits espaces sont le changement de piste suivant  $y$  alors que le plus grand est dû à un changement de piste suivant  $z$ . Le résultat des calculs est présenté comme précédemment dans un repère  $(t, Y, Z)$  et la charge est représentée par la couleur, allant de 200 (violet) à 1100 (orange-rouge) électrons. La restriction à une production minimale de 200 électrons est relative au système réel de détection qui ne considère que les signaux supérieurs à 300 électrons mais également pour un souci de visibilité.

La partie simulation de détection est donc quasiment achevée et pourra être prochainement comparée aux résultats réellement obtenus lors des premiers essais.

## 6. Champ électromagnétique

Pour pouvoir déterminer dans le cahier des charges, le champ magnétique suffisant pour avoir une déviation significative des ions mais aussi pouvoir déterminer si Geant4 calcule correctement l'effet du champ magnétique, il a fallu faire une étude préliminaire. J'ai donc repris les solutions de l'équation du mouvement d'une particule chargée dans un champ électromagnétique, données au chapitre II.2, et grâce au calcul de charge décrit au point 4 de ce chapitre, j'ai pu recréer la trajectoire théorique du strontium dans l'hélium et dans l'argon. De plus, avec la relation énergie-temps calculée par Geant4, j'ai pu arrêter mes fragments en fonction de leur temps moyen de parcours. J'ai également calculé le rayon de courbure, appelé rayon de Larmor :  $R_{Larmor} = \frac{2mE}{qB}$  avec m, la masse de l'ion (en kg) ; E, son énergie le long du parcours (en J) ; q, sa charge (en C) et B, le champ magnétique (en T).

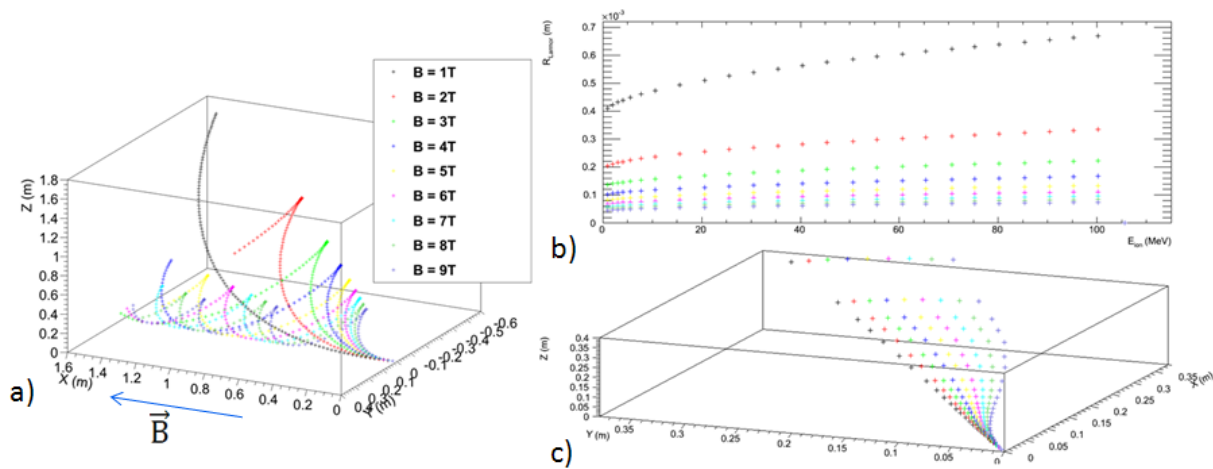


Figure 21 : a) Allures fictives de la trajectoire dans différents champs magnétiques ; b) Rayon de Larmor en fonction de l'énergie de l'ion ; c) Trajectoires du  $^{94}\text{Sr}$  dans l'hélium

Sur la figure 21.a, sont représentées les différentes trajectoires du strontium en fonction du champ magnétique appliqué suivant les x croissant pour un parcours durant 100ns, on voit distinctement l'influence de chaque champ. La figure 21.b est l'évolution du rayon de Larmor en fonction de l'énergie de l'ion le long de son parcours ; on remarque que plus le champ est élevé, plus le rayon est petit et donc plus la trajectoire est courbée. Le parcours de l'ion dans le champ magnétique est dépendant du temps de parcours de celui-ci. Ainsi, pour le strontium dans l'argon, où le temps moyen est de l'ordre de 10ns, les trajectoires des ions, quelque soit le champ, n'ont pas le temps de se courber suffisamment et sont difficilement distinguables (voir annexe 6), alors que le même fragment dans l'hélium (figure 21.c), où le temps moyen est de l'ordre de 60ns, a un parcours nettement plus distinctif en fonction du champ, ce qui confirmerait le choix du gaz hélium pour la TPC comme indiqué dans la présentation de cette dernière.

Cette étude est à l'état d'ébauche étant donné que, selon elle, le parcours moyen du strontium dans l'argon avoisinerait les 15cm ce qui est 6 fois plus grand que la longueur donnée par mon étude préliminaire sur les parcours. De plus, cette étude servirait à confronter les résultats de Geant4 mais ce dernier ne résout pas les équations du mouvement de manière analytique, comme cela a été fait ici, il utilise la méthode Runge-Kutta qui les résout numériquement.



## 7. D-One

Avec les résultats acceptables obtenus sur le calcul de perte d'énergie dans les gaz et l'uranium, j'ai pu faire quelques simulations pour l'expérience D-One et ainsi, confronter mes résultats de Geant4 avec ceux du code Monte-Carlo MCNPX [15] réalisés auparavant par la personne responsable de l'expérience. Les densités définies dans cette partie sont celles utilisées pour la simulation MCNPX qui sont les densités définies par SRIM.

Pour l'expérience D-One, le but de la simulation Monte-Carlo est de calculer la perte d'énergie des fragments aux différentes étapes de leur parcours, vu que, pour un fragment, il faut qu'il traverse la source et la feuille émettrice d'électrons pour le Stop de la mesure du temps de vol avant de finir sa course dans la chambre à ionisation. Les simulations présentées sur la figure 22 sont donc les énergies perdues dans une feuille de Mylar, feuille émettrice d'électrons pour le Stop, et dans la source d'uranium avec leur épaisseur associée pour différents fragments, autre que ceux définis pour les simulations liées à la TPC.

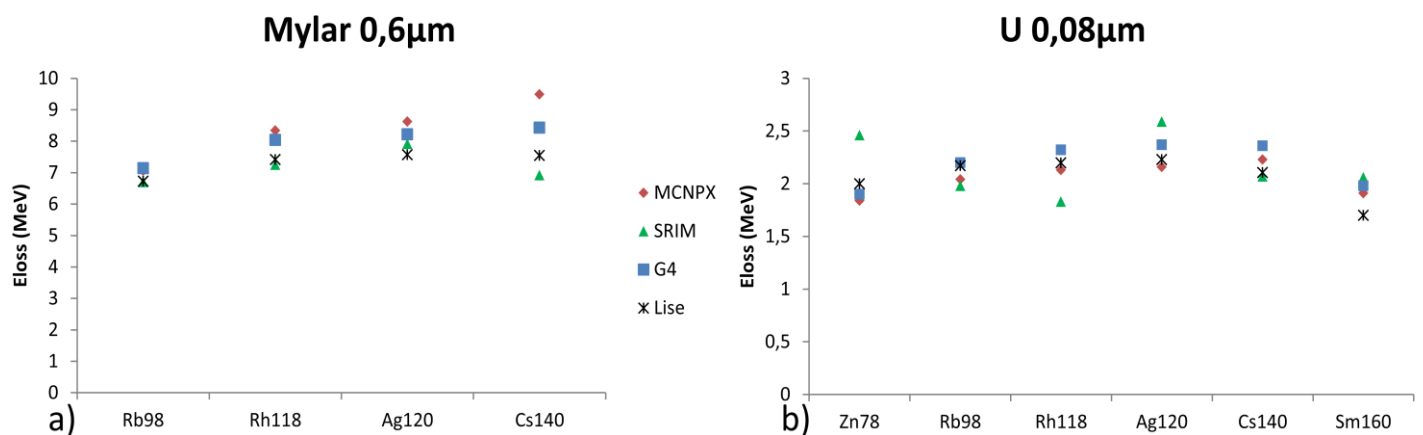


Figure 22 : a) Energie perdue par les ions dans le Mylar ; b) Energie perdue par les ions dans l'uranium

On peut voir sur ces deux figures la comparaison entre Geant4, Lise et SRIM, comme pour mes résultats sur la TPC avec, en plus, les calculs MCNPX. Sur la figure 22.a, représentant la perte d'énergie de divers fragments dans 0,6μm de Mylar, les résultats de Geant4 sont toujours plus proches de ceux de Lise et SRIM que MCNPX. L'écart relatif maximal est obtenu pour le césium ; entre MCNPX, SRIM et Lise, il est de 26% alors que pour Geant4, il est de 16%. Les autres fragments ont tous une différence inférieure à 10% que ce soit avec Geant4 ou avec MCNPX. La deuxième figure représentant la perte d'énergie dans 0,08μm d'uranium présente des résultats disparates pour SRIM alors que MCNPX, Lise et Geant4 restent groupés. Pour ce matériau, les tendances s'inversent entre Geant4 et MCNPX. L'écart relatif maximal, pour Geant4, est de 11% alors que celui de MCNPX est de 8%.

Il est à noter que, au vu des résultats que j'ai obtenus avec Geant4 et de la géométrie voulue pour cette expérience, Geant4 a été préféré à MCNPX pour la simulation Monte-Carlo.

# Conclusion

---

Sur le plan technique, ce stage est un succès. Je peux affirmer que le bilan de Geant4 en utilisation avec des ions lourds à basse énergie est plutôt positif. Le calcul de pertes d'énergie est cohérent avec l'expérience et d'autres codes de simulations. Le calcul de charge ionique n'était pas correct mais il a pu être modifié. La simulation de la détection est valide d'un point de vue théorique mais il reste à la comparer aux premiers résultats du prototype.

Ce stage est le commencement du travail de simulation de la TPC sous Geant4, il reste donc de nombreuses choses à traiter telles que le calcul de parcours des fragments sous champ électromagnétique par Geant4. Puis, dans une optique de simulation globale, il faudra intégrer les distributions en masse et en énergie des fragments de fission du californium pour pouvoir comparer aux résultats du prototype.

Sur un plan plus personnel, le projet m'a permis, dans un premier temps, de mieux comprendre les enjeux de l'obtention de données fiables sur la fission pour son étude théorique et ses applications, mais également, dans un deuxième temps, d'approfondir mes connaissances en physique générale sur les détecteurs gazeux, les champs électromagnétiques et la fission en particulier. D'autre part, j'ai pu étudier en détails le code de calcul Monte-Carlo Geant4 ainsi que les calculs de transport des ions qui lui sont associés.

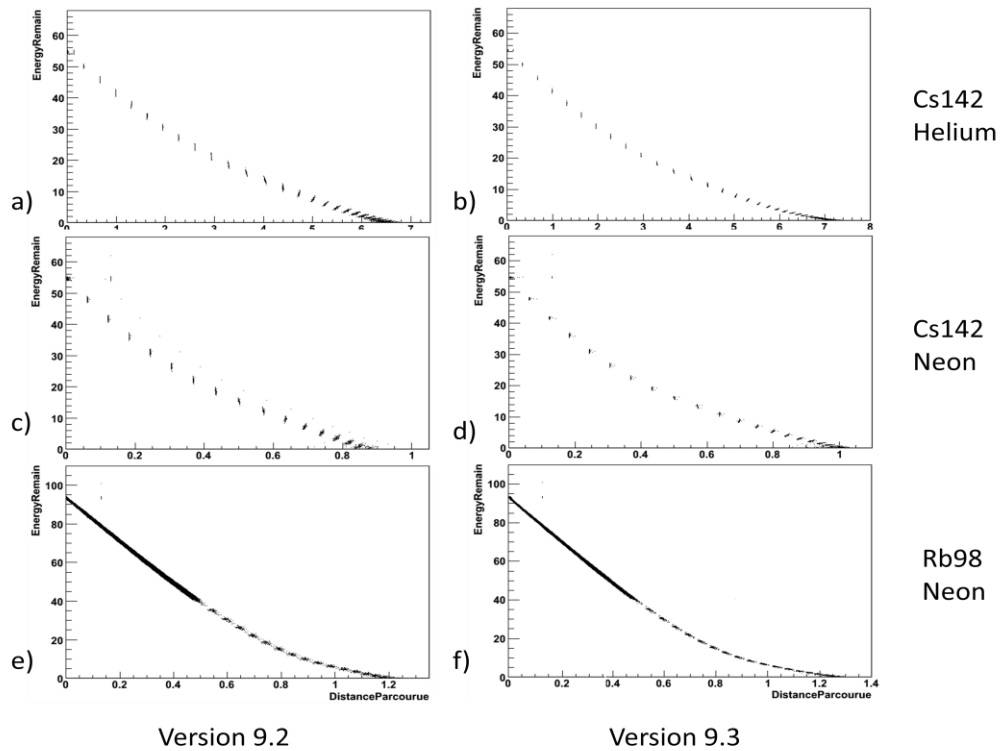
Finalement, j'estime avoir atteint mes objectifs, qui étaient essentiellement de démontrer la validité du calcul de transport des ions lourds à basse énergie par Geant4 et d'en tirer des conclusions qui serviront à la mise en place du dispositif expérimental de la TPC. Ce stage m'a apporté bien des choses : de nouvelles connaissances techniques, de la rigueur et de l'autonomie qui seront des compétences très utiles dans mon futur métier d'ingénieur.

# Bibliographie

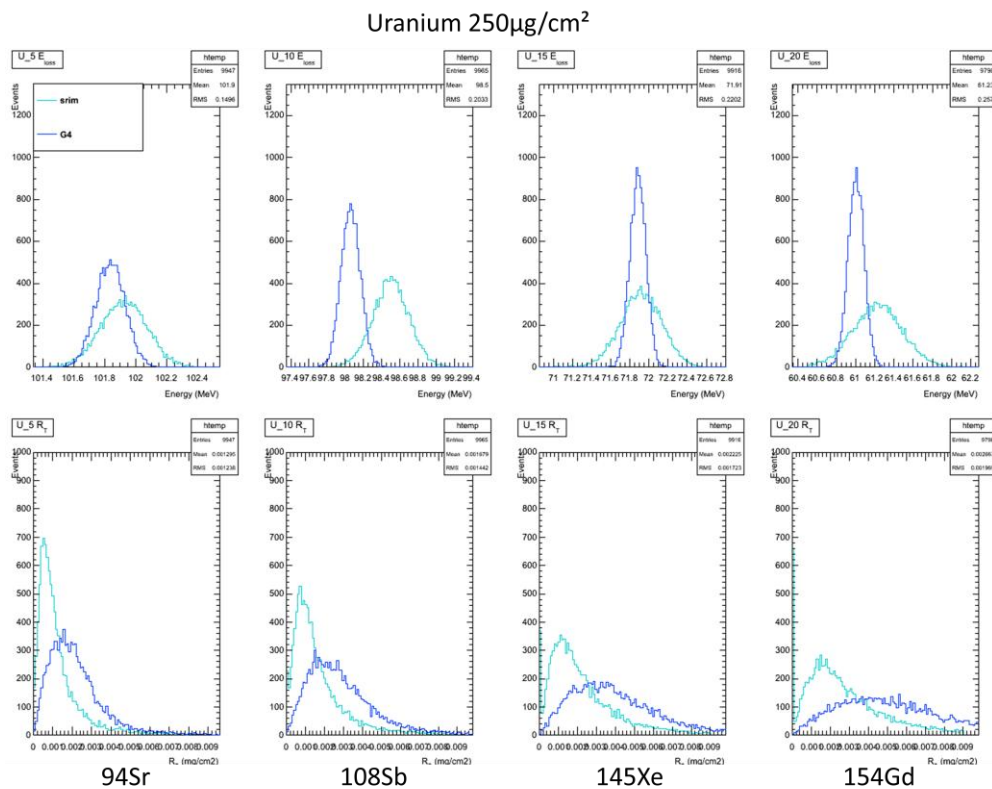
---

- [1] Ordonnance n°45-2563 du 30 Octobre 2010 instituant le Commissariat à l'Energie Atomique.
- [2] Ecole Internationale Joliot-Curie de physique nucléaire, *Le cycle électronucléaire : de la fission aux nouvelles filières* (2006)
- [3] G.M. Ter-Akop'yan et al, *Phys. Part. Nucl* 28 (1997) p. 543-555
- [4] Y. Giomataris et al, *Nucl. Instr. and Meth. A* 376 (1996) p. 29-35
- [5] <http://geant4.cern.ch/>
- [6] Forte et al. *Phys. Rev.* Vol. 14, n3 (1976) p. 956-968
- [7] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, *The Stopping Range of Ions in Matter*, vol. 1, Pergamon Press, 1985
- [8] O.B. Tarasov, D. Bazin, *Nucl. Phys. A* 746 (2004) p. 411-414
- [9] Geant4 Physics Reference Manual
- [10] W. Brandt et al, *Phys. Rev. B* 25, (1982) p. 5631-5637
- [11] K. Shima et al, *Nucl. Instr. and Meth.* 200 (1982) p. 605-608
- [12] G. Schiweitz et al, *Nucl. Instr. and Meth. B* 175 (2001) p. 125-131
- [13] A. Bail, *Mesures de rendements isobariques et isotopiques des produits de fission lourds sur le spectromètre de masse Lohengrin*, thèse de l'Université Bordeaux I (2009)
- [14] <http://www.usc.es/~genp/Welcome.html>
- [15] <https://mcnpx.lanl.gov/>

# Annexes

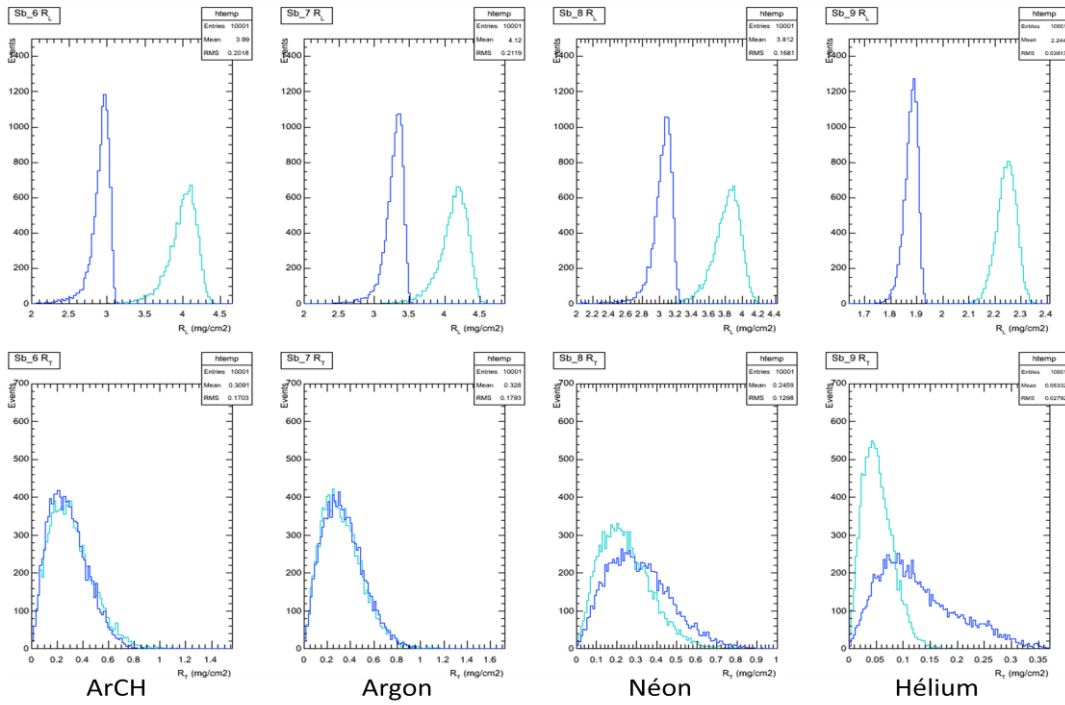


Annexe 1 : Energie de l'ion le long de son parcours, exemples de resultats obtenus avec les deux versions de Geant4.

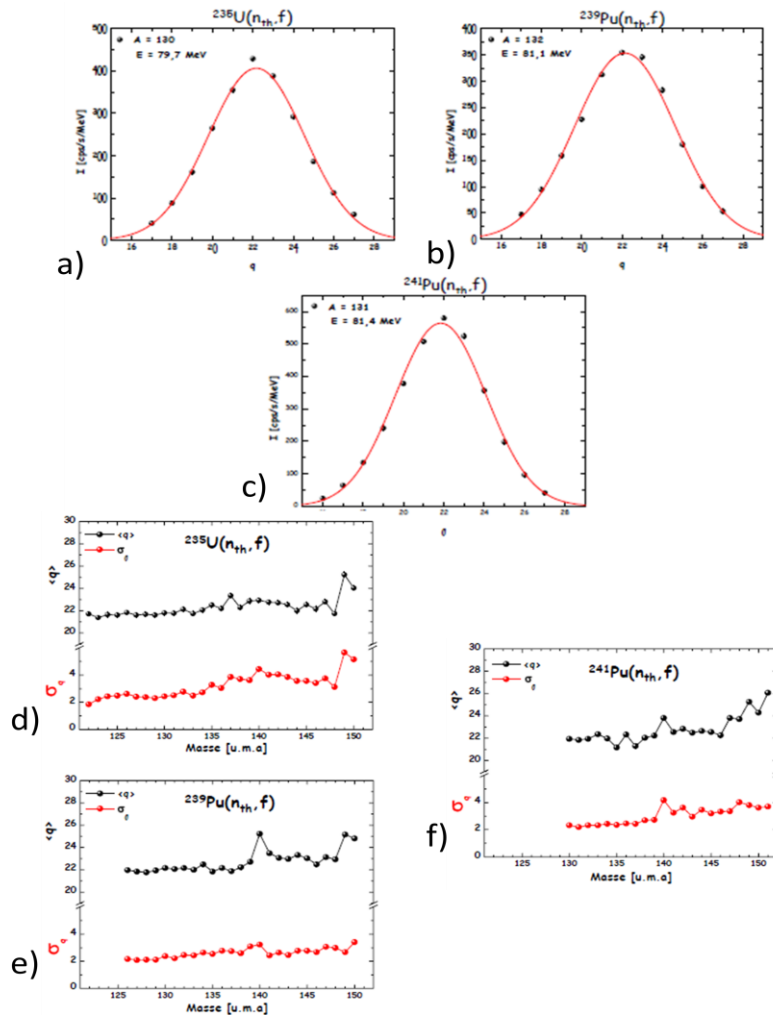


Annexe 2 : Exemple de résultats pour la perte d'énergie dans 250 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'uranium et l'étalement transversal des fragments

108Sb



Annexe 3 : Exemple de résultats pour l'étalement longitudinal et transversal de l'antimoine

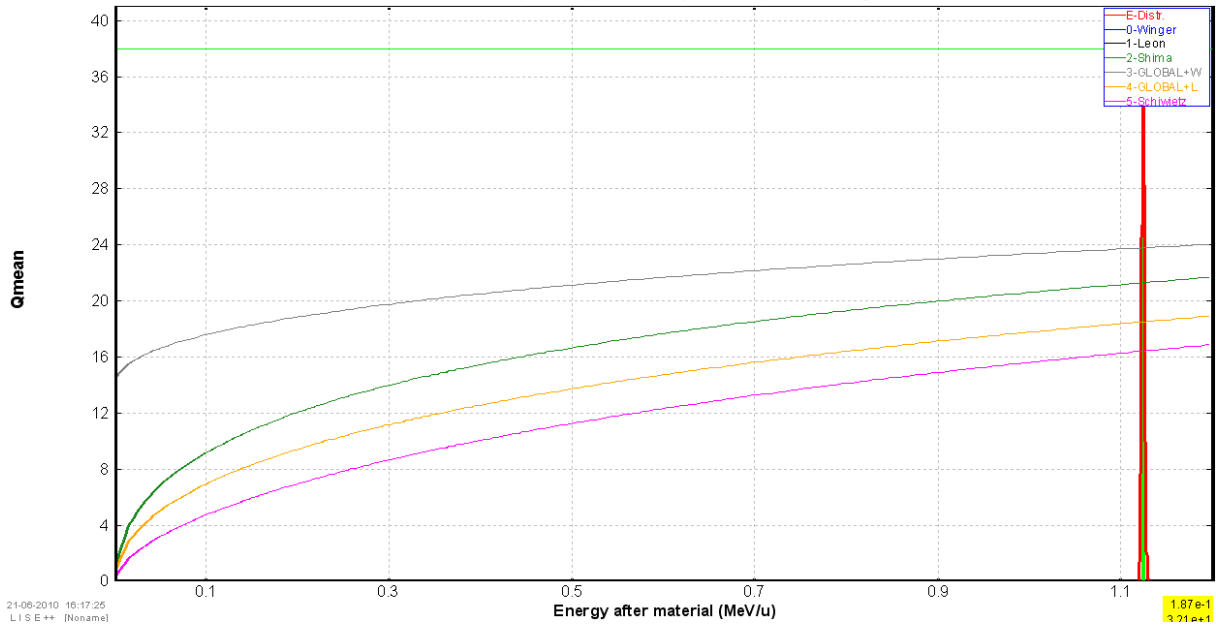


Annexe 4 : Résultats de charge ionique moyenne des fragments de fission de la thèse d'A. Bail

### $^{94}\text{Sr}$ Mean Ionic Charge Q after Target (Ar)

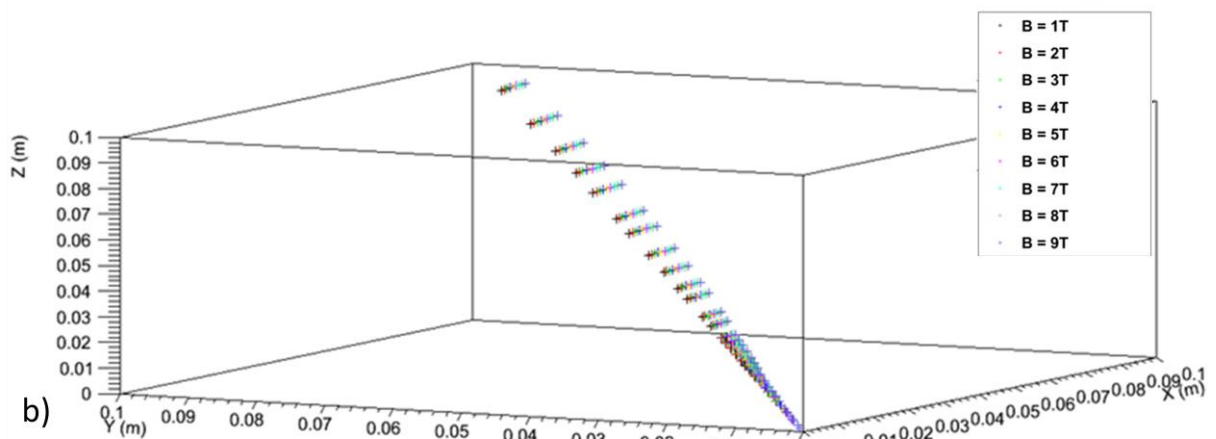
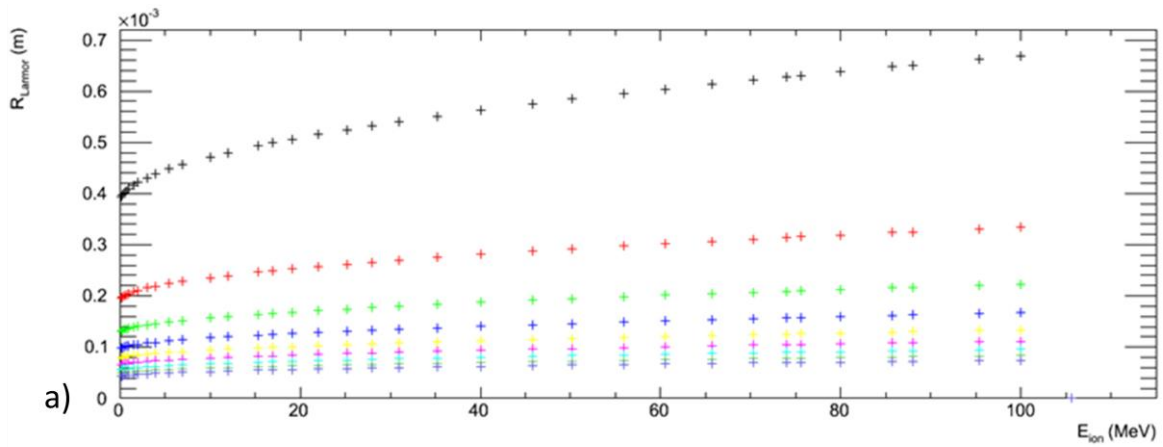
$^{94}\text{Sr}$  (1.1 MeV/u) + Ar (1  $\mu\text{m}$ )  
Calculations for  $^{94}\text{Sr}$  38+ ; Material Ar

"GLOBAL" options: Upper Boundary=70.0; Equilibrium Charge state



21-08-2010 16:17:25  
LISE++ (RosaM)

Annexe 5 : Calcul de la charge ionique de tous les modèles de Lise++ pour le strontium dans l'argon



Annexe 6 : a) Rayon de Larmor en fonction de l'énergie de l'ion pour le strontium dans l'argon ; b) Parcours du strontium dans l'argon soumis à différents champs magnétiques