**DEA DE PHYSIQUE SUBATOMIQUE,**
**MODELISATION ET INSTRUMENTATION**
**1997/1998**

# Etude et étalonnage d'une chambre d'ionisation et mise en oeuvre de deux détecteurs diagnostiques pour la campagne INDRA à GSI

**RAPPORT DE STAGE**
**sous la direction de Wolfgang TRAUTMANN**

**Ketel TURZÓ**

**Juin 1998**

**GSI, DARMSTADT**
**GESELLSCHAFT FUR SCHWERIONENFORSCHUNG**

**UNIVERSITE LOUIS PASTEUR, STRASBOURG I**
**UNIVERSITE DE HAUTE ALSACE, MULHOUSE**
**IN2P3-CNRS**

**REMERCIEMENTS**

Avant tout, je tiens à exprimer toute ma gratitude à M. Christian Cerruti, responsable du DEA, sans qui je n'aurais jamais eu l'idée de faire mon stage en Allemagne.

Je remercie le professeur Uli Lynen de m'avoir accueillie dans son équipe à GSI.

Remerciements affectueux à M. Wolfgang Trautmann, responsable de ce stage, qui a si bien su prendre soin de moi.

Au tour maintenant de mon guide, de mon maître spirituel au cours de ce stage, celui qui m'a initiée à la physique d'INDRA mais aussi aux us et coutumes de GSI en particulier et de l'Allemagne en général : grand merci, David Gourio !

A Herbert Orth qui a toujours supporté avec patience mon allemand plus qu'approximatif, toute mon affection ainsi qu'au reste de l'équipe : Walter Müller, Carsten Schwarz, Tareq Odeh et Marie-Luise Begemann-Blaich.

Une pensée particulière à mes voisins de bureau : Abdelkrim Adar et Jerzy Lukasik, pour leur bonne humeur sans faille et aussi pour avoir passé toute une matinée à changer l'emplacement des meubles de notre salle commune parce que je trouvais le précédent arrangement peu convivial !

Restent ceux avec qui je n'ai pas eu l'occasion de travailler mais qui m'ont accompagnée tout le long de ces deux mois de stage et sans qui la vie m'aurait paru infiniment moins joyeuse. Merci donc à Cathy, Anne, Julien, Pascale, Frédéric, Anita, Frédéric, Fanny, Céline, Philippe, Lola, Pepe, Katerina, Timo, Tomas, Faouzi, Oanna, Ruxandra, Emilie, Jason, Olivier…

**INTRODUCTION** ..... **4**

**I. FOCALISATION DU FAISCEAU** ..... **6**

**II. DETECTEUR A HALO ET SCINTILLATEUR « QUATRE SEGMENTS »** ..... **9**

II.1. CALCULS DE PERTES D'ÉNERGIE ..... 12
II.2. TESTS DU DÉTECTEUR À HALO ..... 15
II.3. SCINTILLATEUR « QUATRE SEGMENTS » ..... 17

**III. CHAMBRE D'IONISATION ET DETECTEUR PLASTIQUE** ..... **18**

III.1. CHAMBRE D'IONISATION ..... 18
III.2. DÉTECTEUR PLASTIQUE ..... 23

**CONCLUSION ET PERSPECTIVES** ..... **26**

**ANNEXE** ..... **28**

1. INDRA ..... 29
2. SCINTILLATEUR PLASTIQUE ..... 30
3. PERTE D'ÉNERGIE DE PARTICULES CHARGÉES TRAVERSANT LA MATIÈRE ..... 31
4. CHAMBRE D'IONISATION ..... 33

**REFERENCES** ..... **36**

## INTRODUCTION

La multifragmentation est la désintégration d'un noyau en plusieurs fragments de masse intermédiaire en plus des particules légères. Elle peut se produire dans des collisions d'ions lourds à des énergies intermédiaires ou hautes (à partir de 20 MeV/u) [1][2]. La matière nucléaire emprunte cette voie de désexcitation lorsqu'elle atteint des conditions particulières de densité et d'énergie, éloignées de la position d'équilibre des noyaux stables. La multifragmentation permet d'étudier ces conditions extrêmes. On détermine pour cela des grandeurs thermodynamiques telles que la densité, la pression et la température. L'évolution de ces observables peut permettre de caractériser l'équation d'état de la matière nucléaire [1][3][4][5][6].

**Figure 1 : Le multidétecteur 4π INDRA installé à GSI**

Afin de mettre en évidence cette multifragmentation, une collaboration française de plusieurs laboratoires (Saclay, Orsay, LPC, GANIL) a entrepris la construction du multidétecteur 4π INDRA (Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues) (Figure 1) pour l'étude de systèmes lourds à faibles énergies d'excitation à GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) [7]. La campagne d'expérience à GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) est la continuation de ces travaux de recherches [8]. En effet, le SIS (Schwerionensynchrotron) apporte une complémentarité en domaine d'énergie, en produisant des faisceaux d'ions très lourds (Xe, Au) à plus hautes énergies que ceux produits à GANIL (énergies limitées à 29 MeV/u pour l'Au).

Ces systèmes lourds ($^{197}$Au+$^{197}$Au pour l'expérience de juin 1998) permettront de mesurer simultanément les distributions de charges, la proportion isotopique de particules légères (et donc la température thermodynamique) et la dépendance du flot radial en fonction de la charge et de l'angle de diffusion dans le centre de masse. Ceci a pour but d'étudier la transition de phase de la matière nucléaire et l'influence de l'énergie de ce flot radial sur le schéma de décroissance des systèmes lourds [2].

Le multidétecteur INDRA (voir annexe) est composé de 336 cellules indépendantes permettant une détection efficace d'événements de haute multiplicité [7]. Ces cellules sont disposées sur dix-sept couronnes comprenant des chambres d'ionisation, des siliciums et des scintillateurs CsI, soit 600 détecteurs. Leur disposition et leur taille sont adaptées à l'entraînement du centre de masse caractéristique des collisions sur cible fixe. L'association de plusieurs détecteurs en série dans chaque cellule forme un télescope (chambre d'ionisation-silicium-CsI à l'avant, chambre d'ionisation-CsI à l'arrière) qui permet l'identification en charge des particules et fragments (via la double mesure de la perte d'énergie et de l'énergie totale) ainsi que l'identification isotopique des particules légères.

Ce détecteur couvre 90 % de l'angle solide autour de la cible : le passage du faisceau se réduit à une ouverture de 12 mm de diamètre. Le déplacement d'INDRA de GANIL à GSI amène donc à porter une attention toute particulière sur le contrôle et la mesure en ligne du faisceau d'ions lourds délivré par le SIS dont l'émittance est probablement plus grande que celle du GANIL.

Dans cette optique, une série de détecteurs a été installée le long de la ligne de faisceau, autour et à l'intérieur de l'enceinte à vide d'INDRA : deux cibles scintillantes avec caméra video, deux profileurs gazeux, un détecteur plastique à halo associé à un scintillateur « quatre segments ». Une chambre d'ionisation avec intégrateur de courant

et un détecteur plastique pour son étalonnage se trouvent en fin de ligne de faisceau, après INDRA, afin de procéder au comptage du flux de particules .

L'objet de ce stage est une étude du dispositif de focalisation avec, plus précisément, une participation à la fabrication et aux tests des détecteurs plastiques par l'intermédiaire de calculs de pertes d'énergie. Nous avons également procédé aux tests de la chambre d'ionisation et à la réalisation du détecteur plastique.

## I. FOCALISATION DU FAISCEAU

A GSI, INDRA se trouve installé dans la cave B, entre le détecteur FOPI et l'aimant ALADIN. Des éléments du dispositif de focalisation (Figure 2) sont venus avec INDRA de GANIL : deux profileurs diagnostiques et une paire de quadripôles.

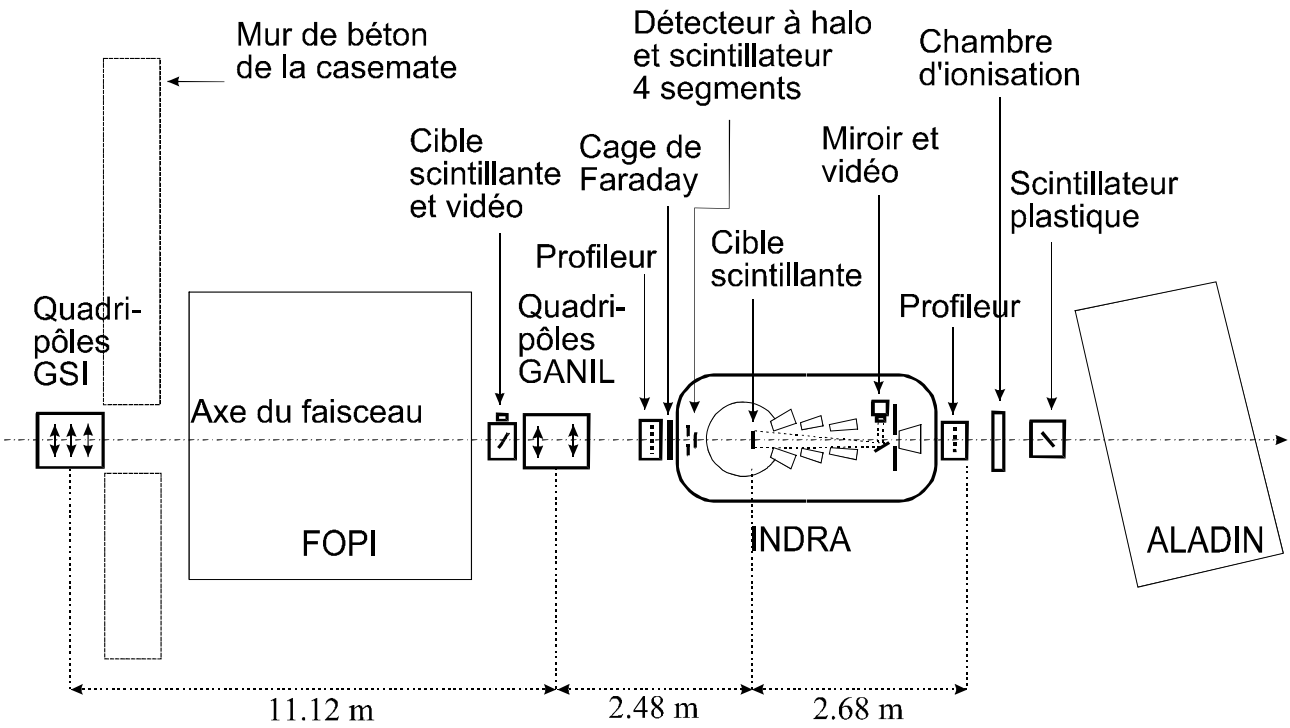



**Figure 2 : Dispositif général de focalisation du faisceau. Le détecteur INDRA vient s'intercaler entre le 4π FOPI et le dipôle ALADIN sur la ligne de faisceau. Les distances ne sont pas à l'échelle.**

Le dispositif de focalisation (Figure 2) commence en fait avec le triplet de quadripôles de GSI, dernier élément de la ligne du faisceau avant l'entrée dans la casemate. Il est suivi d'une cible scintillante visualisée par une caméra vidéo, placée juste devant les quadripôles de GANIL. Entre ces derniers et l'enceinte à vide d'INDRA se trouvent un premier profileur et une cage de Faraday, ce profileur étant couplé à un deuxième placé à la sortie de l'enceinte. Un détecteur à halo est installé à l'intérieur de l'enceinte, avant INDRA. En cas de problème, une cible scintillante (Figure 3) peut être placée sur le porte-cible et visualisée grâce à un miroir et une caméra vidéo, afin d'observer la position du faisceau. En fin de ligne, une chambre d'ionisation assortie d'un détecteur plastique pour sa calibration permet d'effectuer un comptage du flux de particules nécessaire au calcul des sections efficaces de réaction.

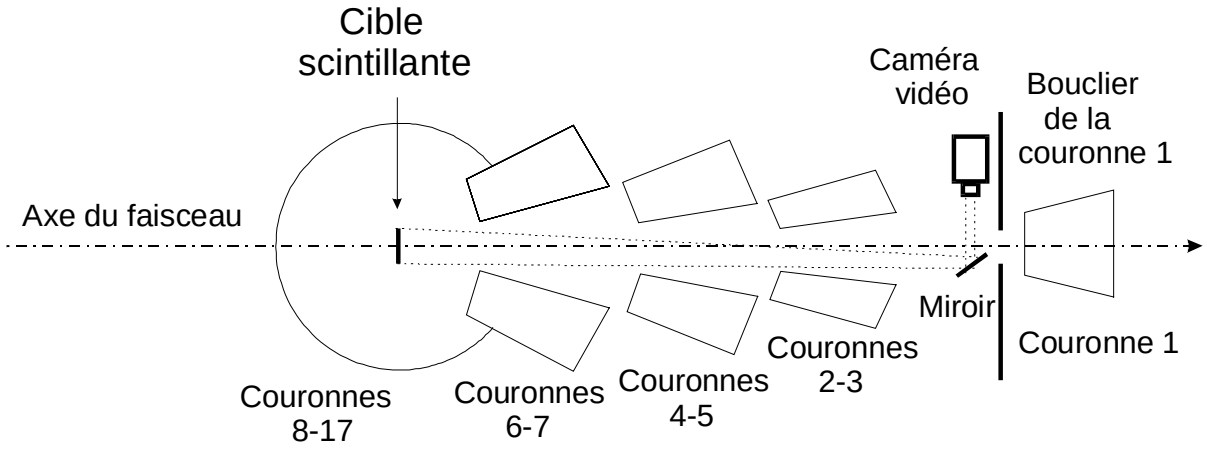



**Figure 3 : La cible scintillante (ZnS) avec le miroir et la caméra vidéo. La cible ne peut être observée lorsque le bouclier de la couronne 1 est escamoté.**

L'émittance d'un faisceau est définie, par exemple en dimension horizontale, par $\varepsilon_x = \pi\, \Delta x.\Delta x'$ avec $\Delta x$ : rayon du faisceau

et $\Delta x'$ : angle solide de focalisation

Ceci est également vrai à la verticale avec $\varepsilon_y = \pi\, \Delta y.\Delta y'$.

Selon le théorème de Liouville, cette valeur est une constante, pour SIS, $\varepsilon_x$ vaut $10\pi$.mm.mrad. Ceci implique alors que plus $\Delta x$ est petit, plus $\Delta x'$ est grand. Afin d'avoir une meilleure focalisation, il importe que $\Delta x$ soit minimal, les aimants de

focalisation doivent donc être le plus près possible de la cible. A GANIL, ils se trouvaient juste devant le premier profileur. A GSI, pour des faisceaux d'ions lourds à hautes énergies, ceci n'est plus permis, les quadripôles n'étant pas assez puissants. Ils ont donc été reculés de 2.48 m par rapport à la cible, ce qui est un compromis entre la recherche d'une focalisation optimale et les capacités des quadripôles.

La focalisation du faisceau suit un protocole rigoureux impliquant de nombreux détecteurs diagnostiques, contrairement à la période d'acquisition de données durant laquelle seul le détecteur à halo continue d'être utilisé. L'intensité du faisceau est réduite pendant la focalisation (de $10^7$ à $10^5$ particules par secondes). Le faisceau est tout d'abord stoppé par la cage de Faraday afin de protéger INDRA durant les réglages (le faisceau est d'abord visualisé sur la première cible scintillante placée avant le passage dans les quadripôles GANIL). Celle-ci est alors retirée de l'axe et les quadripôles de GANIL sont mis en fonctionnement. Le faisceau est alors observé sur le premier profileur. Lorsque sa position et sa taille sont correctes, la cage de Faraday est elle aussi retirée. Le faisceau traverse alors l'enceinte d'INDRA et atteint le second profileur. Les signaux des deux profileurs sont comparés. Tout d'abord, les quadripôles du GANIL sont réglés de façon à ce que le faisceau soit focalisé sur le premier profileur, on relève alors l'intensité I1 du courant dans les quadripôles. Ensuite, le courant I2 est ajusté de façon à atteindre le second profileur (il n'y a pas de cible à cet instant). Connaissant les positions de la cible et des deux profileurs, le courant nécessaire pour focaliser sur la cible est déduit de I1 et I2. Durant la focalisation, la couronne 1 est protégée par un bouclier (1 cm d'épaisseur de laiton) de façon à éviter des dommages éventuels et une activation du détecteur lui-même. Les compteurs de coups des premières couronnes d'INDRA indiquent si la focalisation du faisceau sur la cible est correcte. Le bouclier de la couronne 1 est alors retiré et l'intensité du faisceau augmentée jusqu'à $10^7$ particules par seconde.

Le détecteur à halo et le scintillateur « quatre segments » sont deux détecteurs associés pour le contrôle de la focalisation du faisceau avant et pendant l'expérience. En effet, le premier doit servir de veto durant lorsqu'il y a des réactions parasites avec l'anneau d'entrée d'INDRA. Le second permet une localisation du faisceau en cas de mauvaise focalisation au moment du réglage.

## II. DETECTEUR A HALO ET SCINTILLATEUR « QUATRE SEGMENTS »

Le détecteur à halo (Figures 4 à 7) se compose d'un anneau de scintillateur plastique percé d'un trou central de 11 mm de diamètre, soit 1 mm de moins que celui de l'entrée d'INDRA. Cet anneau est associé à un guide de lumière en plexiglas et à un photomultiplicateur. Il se déclenchera dès que le faisceau ne sera plus correctement focalisé sur la cible et fonctionnera durant toute l'expérience en tant que véto (Figure 6). Le détecteur à halo a été aligné avec soin sur l'axe du faisceau (avec une erreur inférieure au dixième de millimètre).

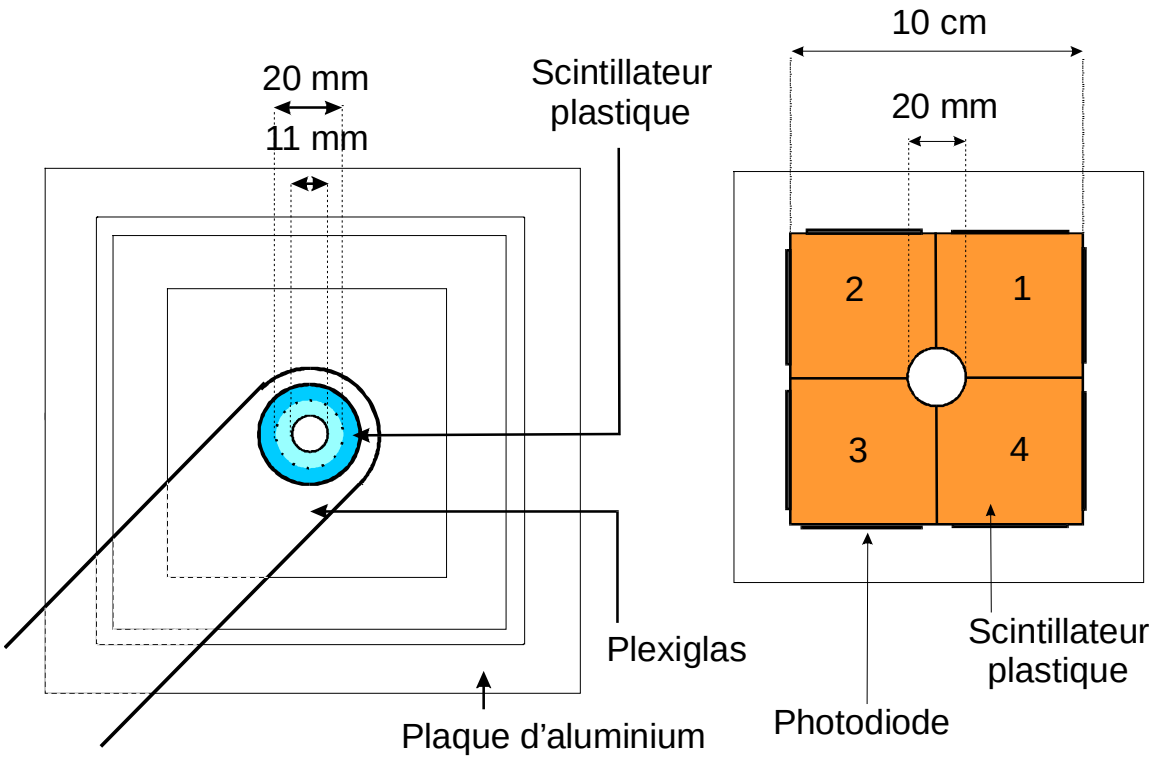



**Figure 4 : Le détecteur à halo et le scintillateur "4 segments" de face. Le détecteur "quatre segments" ne fonctionne qu'en cas de "très mauvaise focalisation".**

Le scintillateur « quatre segments » (Figures 4, 5 et 7) ne sera, quant à lui, utilisé que lors de la focalisation : il s'agit d'une plaquette de scintillateur plastique découpée en quatre morceaux égaux couplés à des photodiodes avec un trou central de plus grand diamètre (20 mm) que celui du détecteur à halo. Il permettra de situer le faisceau si ce

dernier n’est pas bien focalisé, sans avoir recours à la cible scintillante ou au profileur gazeux qui réclament une mise en place dans l’axe du faisceau.

Les deux détecteurs utilisent les propriétés du scintillateur plastique pour la détection du faisceau (voir annexe) [1]. Le scintillateur plastique (BC 418) choisi pour le détecteur à halo a été développé pour émettre de la lumière visible dans le bleu, région d’efficacité maximale d’un photomultiplicateur. Cette contrainte n’existant pas pour les photodiodes, le scintillateur plastique utilisé pour le détecteur « quatre segments » est jaune mais possède un rendement lumineux moins important que celui du scintillateur bleu.

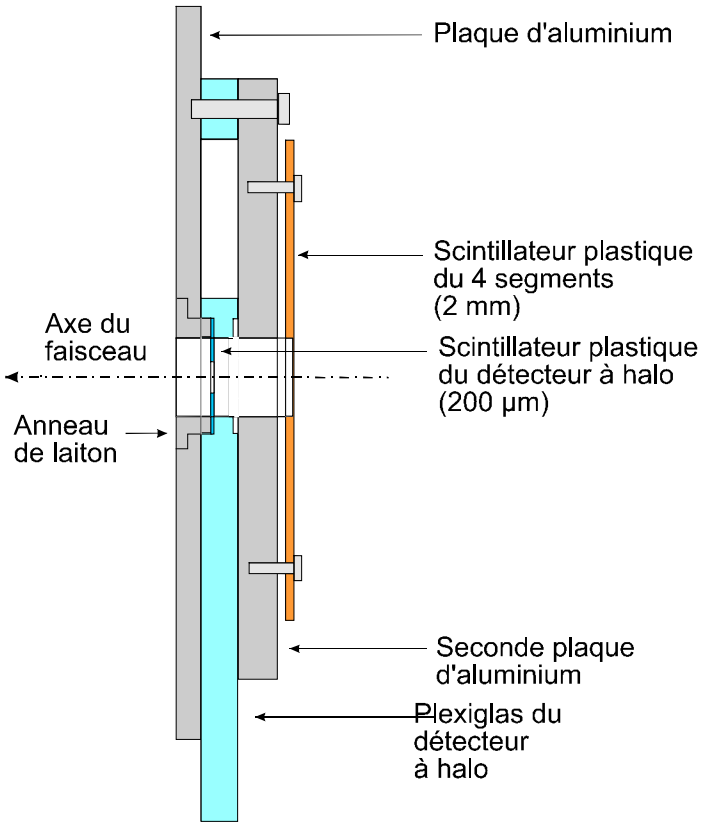



**Figure 5 : Vue en coupe du détecteur à halo et du scintillateur « 4 segments ».**

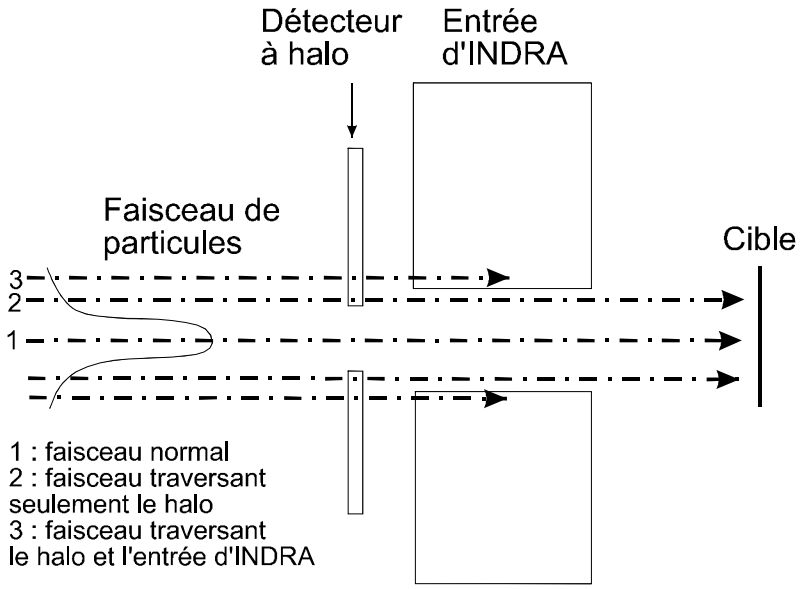



**Figure 6 : L'entrée d'INDRA avec détecteur à halo. Le faisceau ne pourra pas toucher les parois d'INDRA sans en même temps provoquer un déclenchement du détecteur à halo.**

**Figure 7 : Le détecteur à halo et le scintillateur « 4 segments » assemblés.**

## II.1. Calculs de pertes d'énergie

Le détecteur à halo et le scintillateur « quatre segments » ayant des utilisations différentes et dépendant de la nature et de l'énergie des faisceaux utilisés lors des trois périodes de la campagne d'INDRA, il est nécessaire de calculer les pertes d'énergie en fonction des différents faisceaux et des épaisseurs de scintillateur plastique. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel TRIM 92 [9], calcul Monte-Carlo simulant la perte d'énergie d'un ion dans la matière selon la formule de Bethe-Bloch (voir annexe) [10]. Nous avons utilisé comme matériau le polystyrène aux caractéristiques très proches de celles du polytoluène qui constitue le scintillateur plastique des détecteurs étudiés. La perte d'énergie de particules chargées à travers la matière est fonction, entre autres, de l'énergie du faisceau incident (Figure 8). Lorsque la vitesse de l'ion incident devient comparable à celle des électrons du cortège électronique du matériau traversé, la perte d'énergie augmente brusquement, l'ion est alors fortement ralenti voire arrêté (Figure 9).

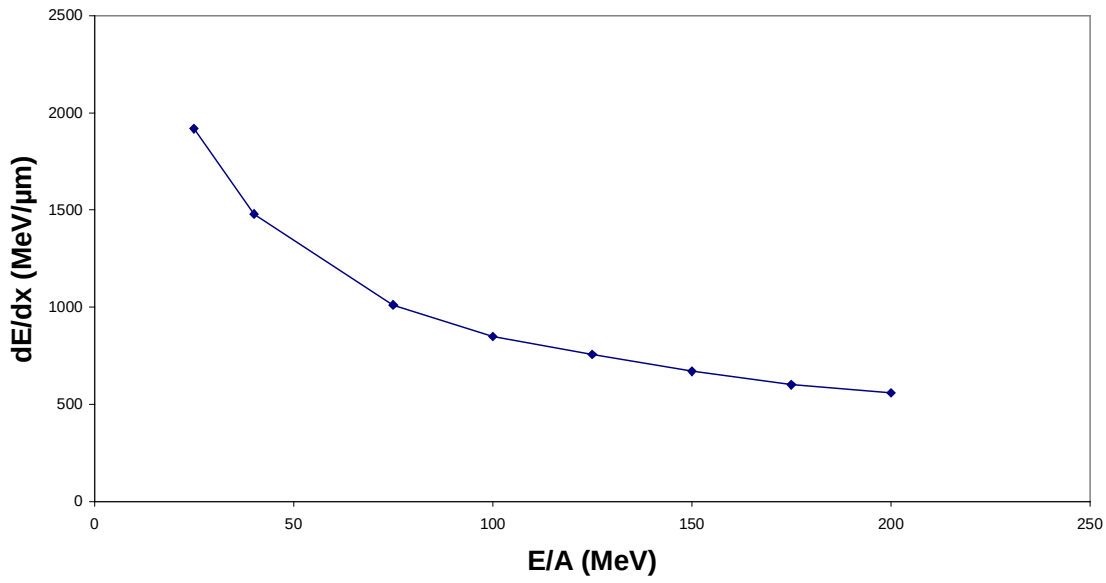



**Figure 8 : Perte d'énergie de l'or dans 200 µm de scintillateur plastique.**

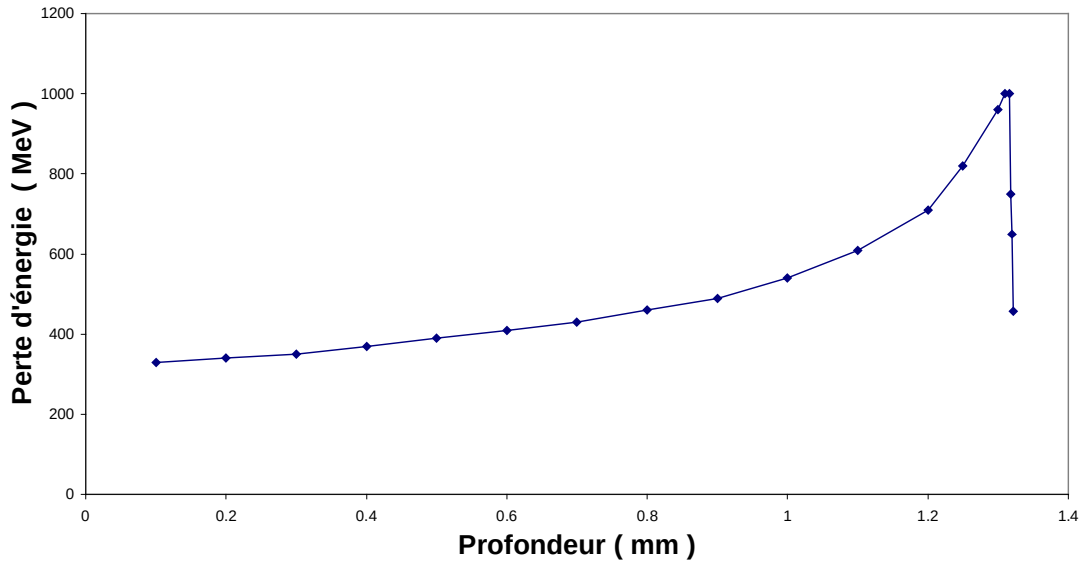



**Figure 9 : Courbe de Bragg, arrêt d'un faisceau de Xénon avec une énergie incidente 50 MeV/u dans du scintillateur plastique.**

Les calculs effectués par TRIM 92 présentent une erreur statistique de l'ordre de 1 % (l'erreur absolue est plus proche de 10%). Par conséquent, la barre d'erreur se trouve comprise dans les points.

L'expérience qui aura lieu du 11 juin au 6 juillet 1998 utilisera des faisceaux d'$^{197}$Au de 40 à 150 MeV/u pour l'expérience proprement dite ainsi que des faisceaux de $^{12}$C de 50 à 200 Mev/u pour la calibration. Le réglage du faisceau se fera avec de l'$^{197}$Au à 100 MeV/u. Le $^{129}$Xe sera utilisé en septembre à des énergies de 50 MeV/u à 150 MeV/u et le $^{12}$C à hautes énergies (1 GeV/u et 2 GeV/u) en février 1999. Les pertes d'énergie $\Delta E$ de ces faisceaux sont calculées dans des plaquettes de scintillateur plastique de 2 mm et de 200 µm d'épaisseur et comparées au résultat obtenu avec la source $^{241}$Am émettant des alphas de 5,5 MeV utilisée lors des tests en laboratoire.

| | E/A | Etot | ΔE |
|---|---|---|---|
| α | 1.375 MeV/u | 5.5 MeV | 5.5 MeV |
| $^{12}C$ | 100 MeV/u | 1.2 GeV | 55 MeV |
| $^{12}C$ | 1 GeV/u | 12 GeV | 20 MeV |
| $^{12}C$ | 2 GeV/u | 24 GeV | 20 MeV |
| $^{197}Au$ | 100 MeV/u | 19.7 GeV | 9.98 GeV |
| $^{129}Xe$ | 50 MeV/u | 6.5 GeV | 6.5 GeV |

**Figure 10 : Pertes d'énergie à travers 2 mm de scintillateur plastique.**

| | E/A | Etot | ΔE |
|---|---|---|---|
| α | 1.375 MeV/u | 5.5 MeV | 5.5 MeV |
| $^{12}C$ | 100 MeV/u | 1.2 GeV | 6 MeV |
| $^{197}Au$ | 100 MeV/u | 19.7 GeV | 850 MeV |
| $^{129}Xe$ | 50 MeV/u | 6.5 GeV | 5.83 GeV |

**Figure 11 : Pertes d'énergie à travers 200 µm de scintillateur plastique.**

Ces calculs de pertes d'énergie (Figures 10 et 11) à travers 2 mm et 200 µm de scintillateur plastique permettent de déterminer l'épaisseur qui sera utilisée pour le détecteur à halo ou le scintillateur « quatre segments ». En effet, le détecteur à halo fonctionnera durant toute l'expérience. Il est donc important qu'en cas de passage du faisceau dans le détecteur à halo, la lumière soit suffisante pour être détectée mais que

l'épaisseur soit suffisamment mince pour minimiser la probabilité de réaction nucléaire dans le scintillateur. Il apparait donc qu'une épaisseur de 200 µm pour l'anneau de scintillateur plastique de ce détecteur est indiquée pour les faisceaux utilisés en juin 1998. Pour l'expérience de février-mars 1999, on utilisera des faisceaux de $^{12}C$ jusqu'à 2 GeV/A et l'anneau de 200 µm sera alors remplacé par un anneau de 2 mm d'épaisseur afin de compenser la perte d'énergie plus faible. Dans le cas du scintillateur « quatre segments », il est nécessaire que les photodiodes beaucoup moins sensibles que les photomultiplicateurs reçoivent le maximum de lumière. Le choix s'est donc porté sur une épaisseur de 2 mm. Ce détecteur restera à poste durant toute l'expérience mais ne sera plus atteint par le faisceau lorsque celui-ci sera correctement focalisé.

## II.2. Tests du détecteur à halo

L'anneau de scintillateur plastique de 200 µm a été couplé avec de la graisse optique au guide de lumière en plexiglas, lui-même associé à un photomultiplicateur. Il a été possible d'effectuer quelques tests sur le détecteur, grâce à une source de particules alphas de 5.5 MeV d'$^{241}Am$. Tout d'abord, nous avons fait varier la position de la source sur l'anneau de scintillateur plastique afin de vérifier son influence sur l'amplitude du signal.

Le détecteur est installé dans une chambre noire et alimenté par une haute tension de -1.75 kV, le signal du photomultiplicateur déclenche un discriminateur dont les fronts de montée sont enregistrés par un compteur. La Figure 12 montre que le signal du détecteur varie logiquement selon la position de la source : lorsqu'elle se trouve en bas, le signal est le plus important puisque la lumière émise par le scintillateur est directement visible par le photomultiplicateur. Par contre, lorsque la source est en position haute, la lumière est refléchie et guidée par le plexiglas, ce qui explique le signal plus faible. Les positions latérales sont équivalentes et donnent un signal intermédiaire. Le signal augmente à mesure que le seuil du discriminateur diminue jusqu'à atteindre un palier entre 50 et 150 mV correspondant au maximum d'efficacité du photomultiplicateur. Lorsque le seuil du discriminateur est inférieur à 50 mV, le compteur enregistre le bruit de fond du photomultiplicateur.

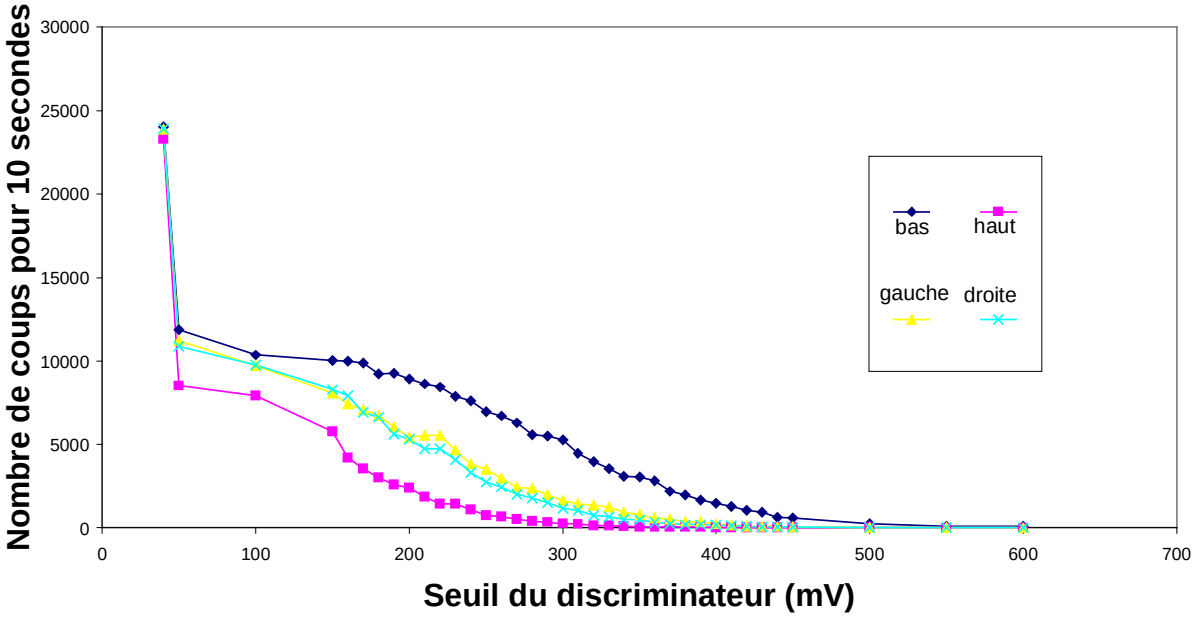
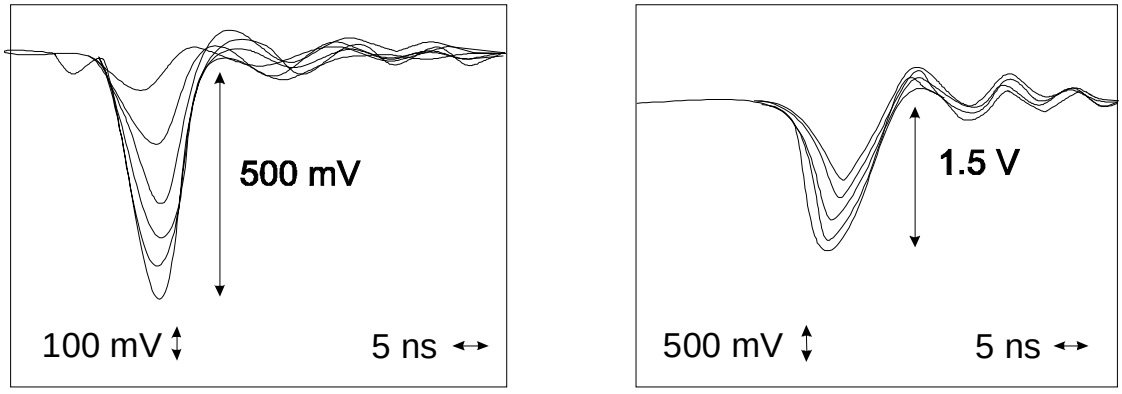



**Figure 12 : Comptage du détecteur à halo en fonction du niveau du discriminateur et de la position d'une source alpha d'$^{241}$Am placée sur l'anneau de scintillateur plastique.**




Scintillateur plastique
200 µm

Scintillateur plastique
2 mm

**Figure 13 : Signal du détecteur à halo observé à l'oscilloscope pour deux épaisseurs de scintillateur plastique.**

Les particules alpha à 5.5 MeV sont arrêtées dans les deux scintillateur plastiques. Le détecteur recueille donc toute l'énergie des particules incidentes. L'amplitude du signal du détecteur à halo observé à l'oscilloscope est également fonction de l'épaisseur de l'anneau de scintillateur plastique utilisé (Figure 13). En effet, le signal correspondant à un scintillateur de 2 mm d'épaisseur a une amplitude de 1.5 V soit trois fois supérieure à celle du signal correspondant à 200 µm de scintillateur : 500 mV. Cette disparité est due à la différence de surface mise en jeu au niveau du contact optique : étant beaucoup plus grande pour 2 mm de scintillateur, le photomultiplicateur recevra alors plus de lumière via le plexiglas qu'avec un scintillateur de 200 µm d'épaisseur. Malgré cet avantage relatif d'un scintillateur de 2 mm d'épaisseur, l'épaisseur de 200 µm sera malgré tout préférée pour des raisons exposées plus haut, relatives aux pertes d'énergie et au risque d'interaction nucléaire.

Nous pouvons également constater, par une simple loi d'échelle ne supposant aucune perte de lumière, que la haute tension de –1.75 kV, dans le cadre de ces tests, appliquée au photomultiplicateur devra être diminuée lors de l'expérience. En effet, en proportion des signaux émis par une source de particules alphas à 5.5 MeV, un faisceau d'$^{197}$Au à 40 MeV/u correspondrait à une amplitude de 134.5 V ce qui dépasse largement les courants admissibles par le photomultiplicateur.

Les résultats des tests du détecteur à halo avec la source d'$^{241}$Am permettent donc d'espérer un bon fonctionnement durant toute la durée de l'expérience de juin 1998.

## II.3. Scintillateur « quatre segments »

Les tests du scintillateur « quatre segments » avec la source d'$^{241}$Am ne se sont pas avérés concluants dans la mesure où les alphas de 5,5 MeV ne créent pas assez de lumière pour être détectées par les photodiodes. La plus faible perte d'énergie qui sera détectée lors de l'expérience pour les faisceaux de $^{12}$C à hautes énergies est de 20 MeV. Nous espérons obtenir alors un signal détectable par les photodiodes. Lors de la dernière expérience ALADIN, un détecteur du même type, un scintillateur plastique jaune de 5 mm d'épaisseur, a fonctionné avec satisfaction pour des faisceaux d'Au et de Xe de 600 à 1000 MeV/A [11].

Lors de l'installation de ce détecteur dans l'enceinte à vide d'INDRA, nous l'avons recouvert d'une feuille de laiton de 20 µm n'arrêtant pas le faisceau. Ce

bouclier est destiné à éviter la réflexion de lumière sur l'enceinte, ce qui gènerait les photomultiplicateurs des couronnes arrières d'INDRA qui ne sont pas protégés.

## III. CHAMBRE D'IONISATION ET DETECTEUR PLASTIQUE

### III.1. Chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation étudiée ici sera utilisée comme compteur du flux de particules en fin de ligne de faisceau, sous atmosphère (voir annexe) [1]. Le comptage du faisceau servira à calculer les sections efficaces. Le signal est faible et doit être mesuré avec un intégrateur de courant. Les chambres d'ionisation sont en général utilisées en tant que moniteurs pour de larges flux de radiations. Elles fonctionnent dans une zone en tension où toutes les paires électron-ion créées sont collectées, sans création d'avalanche.

Ces paires électron-ion sont créées lors du passage d'une particule entre deux feuilles de mylar constituant l'anode et la cathode (Figure 14). Ces électrodes collectent la charge ainsi créée, directement proportionnelle au flux de particules incidentes. Le gaz utilisé est un mélange d'Argon (80%) et de $CO_2$ (20%).

Connaissant la calibration de l'intégrateur de courant, nous pouvons déterminer le flux à partir du nombre de coups enregistré par le compteur qui est associé à l'intégrateur[1]. Nous avons effectué cette calibration à l'aide d'une résistance de 200 M Ω alimentée par une tension de 6 V. Le courant obtenu à la sortie de la résistance est transformé en fréquence par l'intégrateur telle que le nombre de charges par pulse est

$$Q = \Delta t \, .U / ( R.n )$$

avec $\Delta t$ : durée de la mesure
U : tension d'alimentation
R : résistance
n : nombre de pulses mesuré

[1] Convertisseur courant-fréquence

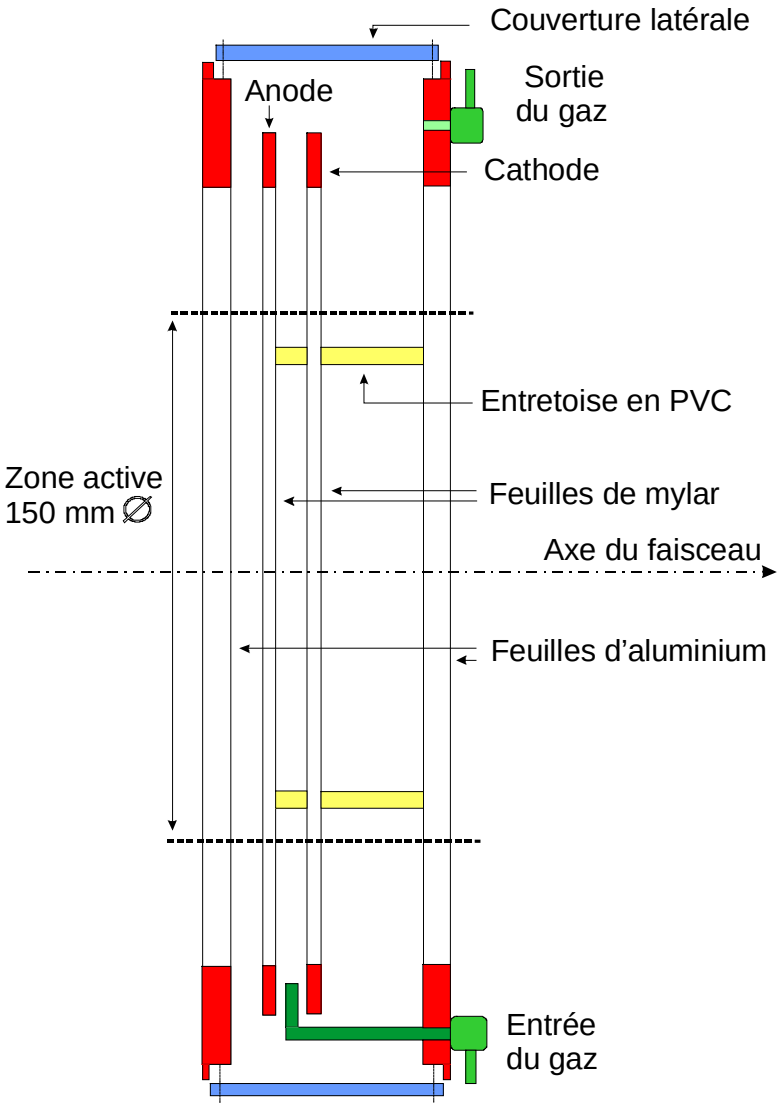



**Figure 14 : Vue en coupe de la chambre d'ionisation.**

Dans notre cas, nous avons mesuré 10 pulses en 329.5 µs soit un nombre de charges par pulse de $10^{-12}$ C. Nous pouvons maintenant déterminer le nombre de particules auquel correspond le nombre de coups enregistrés par le compteur.

Nous avons à nouveau utilisé le logiciel TRIM92 afin de calculer la perte d'énergie et d'en déduire la charge recueillie par la chambre d'ionisation en fonction des différents faisceaux.

| | E/A | $E_{tot}$ | $\Delta E$ | Q | I | Bruit de fond en nombre de particules incidentes équivalentes |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $^{12}C$ | 100 MeV/u | 1.2 GeV | 135.9 keV | $7.94\ 10^{-16}$ C | 7.94 nA | 35000 part/s |
| $^{12}C$ | 1 GeV/u | 12 GeV | 39.9 keV | $2.33\ 10^{-16}$ C | 2.33 nA | 120000 part/s |
| $^{12}C$ | 2 GeV/u | 24 GeV | 37.7 keV | $2.20\ 10^{-16}$ C | 2.20 nA | 127000 part/s |
| $^{197}Au$ | 100 MeV/u | 19.7 GeV | 21.5 MeV | $1.09\ 10^{-13}$ C | 1.09 µA | 220 part/s |
| $^{129}Xe$ | 50 MeV/u | 6.5 GeV | 19.8 MeV | $1.00\ 10^{-13}$ C | 1.00 µA | 240 part/s |

**Figure 15 : Estimation de la charge recueillie par la chambre d'ionisation par particule (Q), courant correspondant à un flux de $10^7$ particules par seconde (I) et bruit de fond pour une haute tension de 1200 V**

Les différents courants ainsi calculés correspondent, selon la calibration de l'intégrateur de courant, à des nombres de coups de l'ordre de $10^3$ coups par seconde pour le $^{12}C$ et $10^6$ coups par seconde pour l'$^{197}Au$ et le $^{130}Xe$. Il est très difficile pour l'électronique associée aux détecteurs de mesurer $10^6$ coups par seconde. Par conséquent, il sera préférable d'ajouter un pont de résistances à l'entrée de l'intégrateur de façon à diviser le courant ou un module digital « down scale » à sa sortie afin de réduire la fréquence.

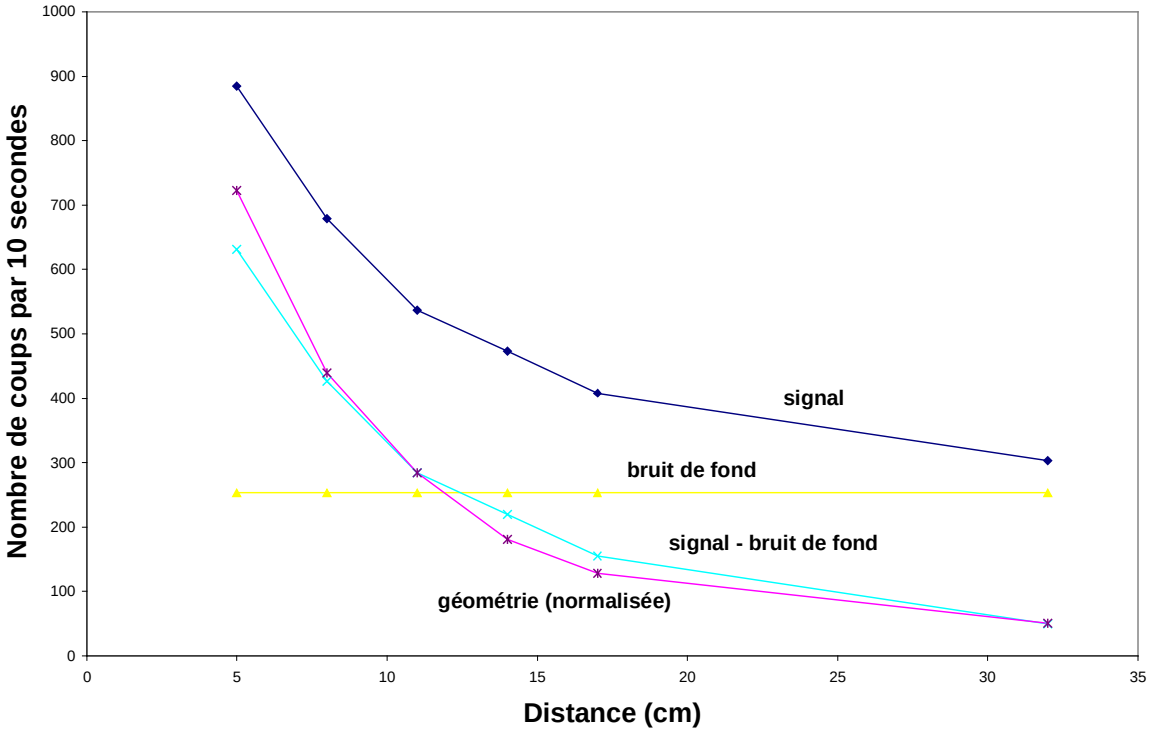



**Figure 16 : Signal de la chambre d'ionisation en fonction de l'éloignement de la source béta, comparé à un simple calcul géométrique.**

Les tests de la chambre d'ionisation ont été effectués à l'aide une source béta de $^{90}$Sr. En augmentant la distance entre la source radioactive et le détecteur, nous observons une décroissance logique de l'amplitude du signal de la chambre d'ionisation (Figure 16). Les tests sont en très bon accord avec un simple calcul géométrique qui tient compte de la distance d'éloignement de la source. La perte d'énergie des électrons dans l'atmosphère est négligeable. L'évolution du signal est donc essentiellement due à la configuration géométrique de l'irradiation du détecteur. Le bruit de fond est dû à toutes les résistances existant entre les deux électrodes. Pour une haute tension de 1200 V, cela équivaut à une résistance d'environ $5.10^{13}$ Ω.

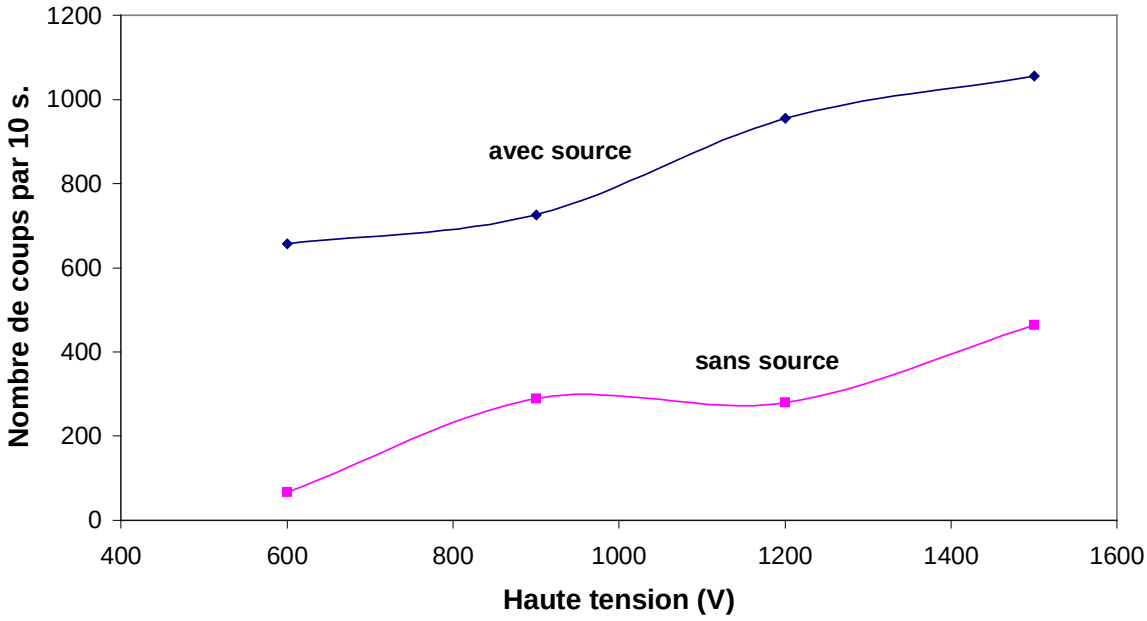



**Figure 17 : Signal de la chambre d'ionisation en fonction de la haute tension appliquée à la chambre d'ionisation, avec ou sans source**

Au-dessus d'une haute tension de 300 V, nous observons un bruit de fond qui augmente avec la tension, tout comme le signal (Figure 17). Les évolutions du bruit et du signal sont à peu près parallèles à l'exception de légères fluctuations du bruit de fond dues à des décharges dans la chambre d'ionisation. La soustraction du bruit de fond au signal permet d'obtenir une courbe sensiblement constante en fonction de la haute tension appliquée au détecteur ce qui est la caractéristique d'une chambre à ionisation.

A partir de la calibration de l'intégrateur de courant, nous avons estimé le nombre de particules auquel correspond le bruit de fond détecté pour une haute tension de 1200 V (Figure 15). Pour les faisceaux d'ions lourds tels que l'$^{197}$Au et le $^{129}$Xe, l'amplitude du bruit est équivalente à environ 230 particules par seconde ce qui est négligeable par rapport au flux du faisceau de $10^7$ particules par seconde. Il n'en est pas de même pour les faisceaux de $^{12}$C. En effet, le bruit de fond correspond alors à plus de $10^5$ particules par seconde. Comme la perte d'énergie de ces faisceaux est inférieure d'un facteur 100 par rapport à celles des faisceaux d'ions lourds, il sera possible de diminuer la haute tension et donc le bruit durant l'expérience, sans saturer l'anode.

Afin de faire la calibration absolue de la chambre d'ionisation, on lui adjoint un scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur. Le photomultiplicateur fonctionne correctement jusqu'à un flux de $10^6$ particules par seconde, au-delà il ne parvient plus à collecter toutes les particules incidentes. La calibration sera donc réalisée à un flux inférieur.

## III.2. Détecteur plastique

Le « détecteur plastique » (Figure 17) est une feuille de scintillateur plastique bleu de 100 µm d'épaisseur, ayant la forme d'un carré de 10 cm de côté [1]. Contrairement aux autres détecteurs plastiques (détecteur à halo et scintillateur « quatre segments »), il fonctionne sous atmosphère dans une boîte noire, associé à un photomultiplicateur très rapide (le temps de montée du signal est inférieur à 1ns), alimenté par une haute tension de -2.2 kV. Ce détecteur doit permettre d'associer à la charge mesurée par l'intermédiaire de la chambre d'ionisation un comptage précis du flux de particules. En effet, le signal électrique fourni par le photomultiplicateur est directement proportionnel à l'énergie d'excitation déposée dans le matériau par le faisceau incident. Chaque particule incidente donne une impulsion dans le photomultiplicateur. Ceci permet d'extrapoler pour des faisceaux à hautes énergies.

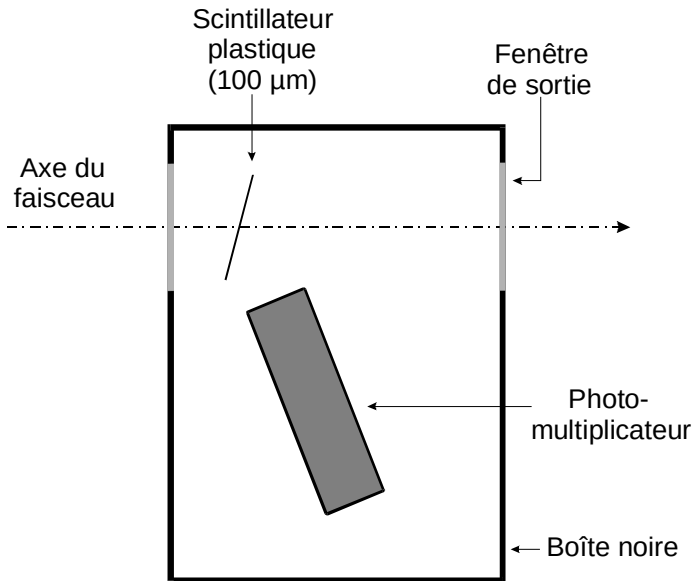



**Figure 18 : Vue du dessus du détecteur plastique.**

Les tests du détecteur plastique ont été effectués avec la source d'$^{241}$Am émettant des particules alpha de 5.5 MeV, déjà utilisée lors des tests du détecteur à halo. Nous avons observé le signal du photomultiplicateur à l'aide d'un analyseur multicanaux (Figure 19). Le spectre obtenu permet de bien distinguer le pic du bruit de fond des particules alpha ayant une plus grande amplitude. Nous ne connaissons pas exactement l'influence de la position du centre du photomultiplicateur par rapport à la source, ni son efficacité de collecte des photons. Ceci explique le pic élargi des particules alpha.

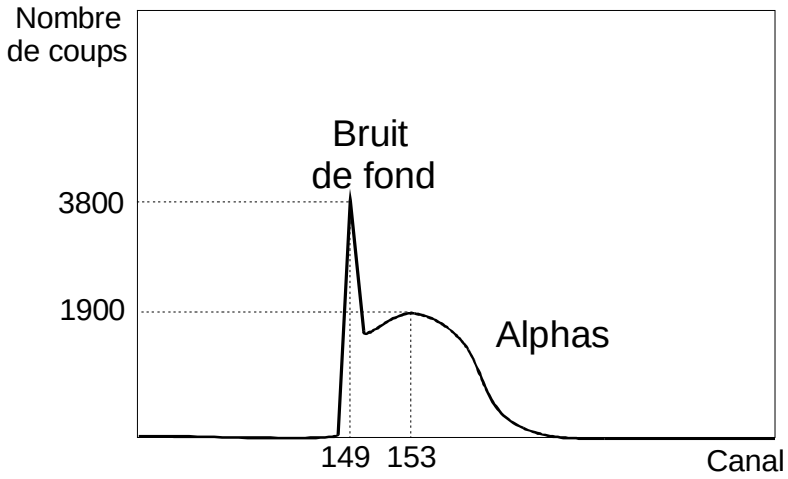



**Figure 19 : Spectre du détecteur plastique avec une source alpha d'$^{241}$Am observé à l'aide d'un analyseur multicanaux. Le bruit de fond se distingue clairement du signal de la source alpha.**

Nous avons également étudié le signal du plastique associé à un discriminateur et à un compteur de la même façon que pour le détecteur à halo (Figure 20). Nous obtenons alors un spectre équivalent : le signal augmente à mesure que le seuil du discriminateur diminue jusqu'à atteindre un palier entre 50 et 100 mV correspondant au maximum d'efficacité du photomultiplicateur. Lorsque le seuil est inférieur à 50 mV, le discriminateur déclenche dans le bruit de fond. Ce seuil de 50 mV est confirmé par les tests sans source.

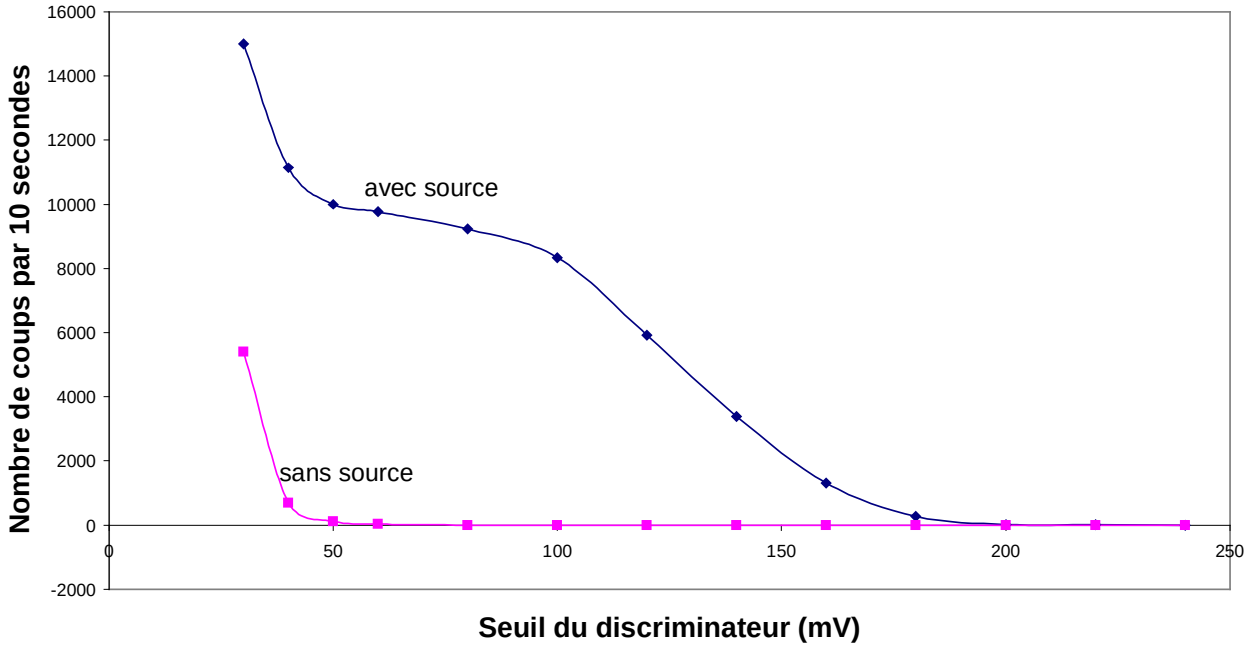



**Figure 20 : Comptage du détecteur plastique avec et sans source alpha d'$^{241}$Am en fonction du seuil du discriminateur. Les signaux dus au bruit de fond sont inférieurs à 50mV.**

Lorsque l'on fixe le seuil à 80 mV et que l'on augmente peu à peu la distance entre la source et la feuille de scintillateur plastique (Figure 21), on observe une diminution rapide du signal. La décroissance est d'ailleurs plus importante que pour une estimation géométrique simple en $1/d^2$ (d : distance source-plastique). Ceci s'explique par le fait que les particules alpha subissent une perte d'énergie non négligeable en traversant l'épaisseur d'air les séparant de la feuille scintillante. En effet, des particules alpha de 5.5 MeV ont une portée d'environ 5 cm dans l'air ce qui explique l'absence de signal à partir d'un éloignement de 3.5 cm. Ceci diminue d'autant le signal émis par le photomuliplicateur. La feuille de scintillateur plastique n'est pas solidaire du photomultiplicateur ce qui permet de jouer sur la distance les séparant afin de modifier l'amplitude du signal.

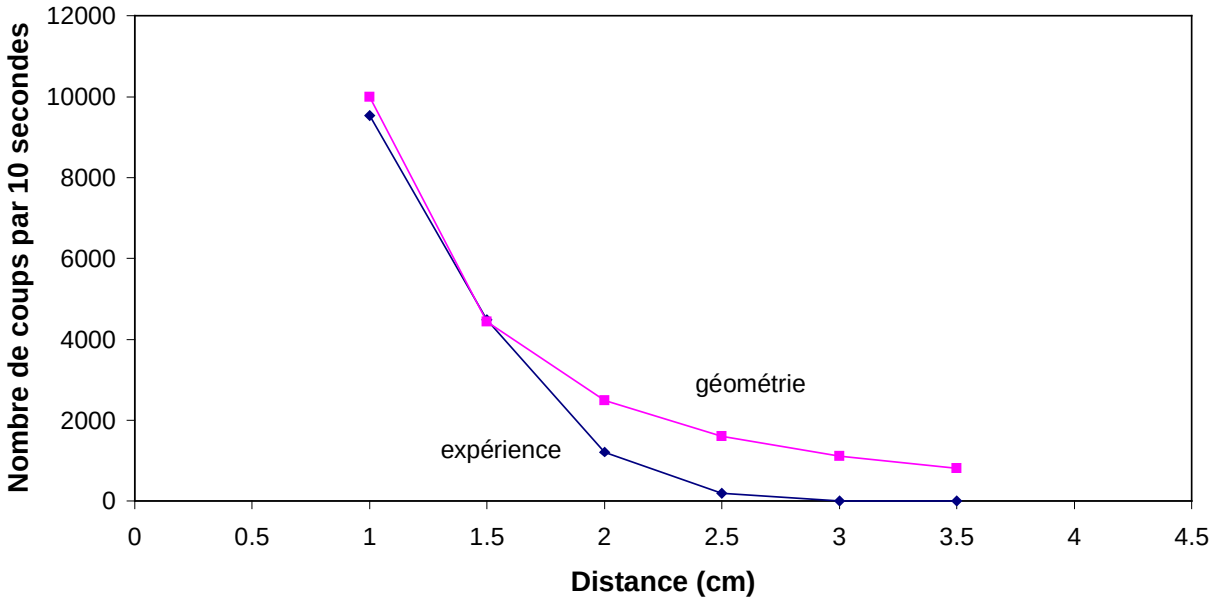



**Figure 21 : Signal du détecteur plastique en fonction de l'éloignement de la source alpha, comparé à un calcul géométrique.**

Nous avons donc pu observer une source de particules alpha de 5.5 MeV grâce à ce détecteur plastique. Ceci permet d'espérer un bon fonctionnement dans le cas de faisceaux d'énergie beaucoup plus élevée, comme ce sera le cas durant l'expérience.

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'installation du multidétecteur INDRA à GSI demande une attention particulière en ce qui concerne la focalisation du faisceau d'ions lourds délivré par SIS. En effet, une mauvaise focalisation peut entrainer des collisions avec la mécanique entourant la cible et créer ainsi des réactions parasites. De plus, si ce défaut perdure, cela peut provoquer une activation des détecteurs de contrôle voire d'INDRA lui-même. Une fois les détecteurs devenus radioactifs, aucune mesure ne serait possible avant plusieurs heures ou plusieurs jours.

Afin d'éviter ces problèmes, une série de détecteurs de contrôle a été installée le long de la ligne de faisceau autour d'INDRA, dont le détecteur à halo et le scintillateur

“quatre segments” qui ont été réalisés et testés au cours de ce stage. Les tests du détecteur à halo se sont révélés conformes ses caractéristiques et aux prévisions. Quant au scintillateur “quatre segments”, l’exemple d’un détecteur semblable déjà utilisé lors d’une expérience avec ALADIN permet d’espérer également un bon fonctionnement sous faisceau. La chambre d’ionisation et le détecteur plastique qui lui est associé ne sont pas amenés à contrôler la focalisation du faisceau mais à effectuer un comptage du flux de particules nécessaire aux calculs ultérieurs des sections efficaces. Là encore, les résulats obtenus lors de tests avec différentes sources radioactives permettent d’être optimistes. Malgré tous ces tests, seule l’expérience proprement dite, lors du réglage du faisceau et de la calibration, nous permettra de nous prononcer sur l’efficacité de ces détecteurs. Nous avons donc fait tout ce qui était possible pour assurer le contrôle du faisceau.

A l’heure actuelle, la focalisation des faisceaux d’ions délivrés par le SIS se fait principalement le long de la ligne de faisceau à l’aide de quadripôles, de dipôles et de “steerers”. Une méthode supplémentaire est aujourd’hui à l’étude afin d’améliorer les caractéristiques du faisceau : le système de refroidissement de faisceau ou “electron cooler” installé au printemps 1998. Les premières études d’extraction des faisceaux refroidis promettent une nette amélioration de l’émittance.

# ANNEXE

## 1. INDRA

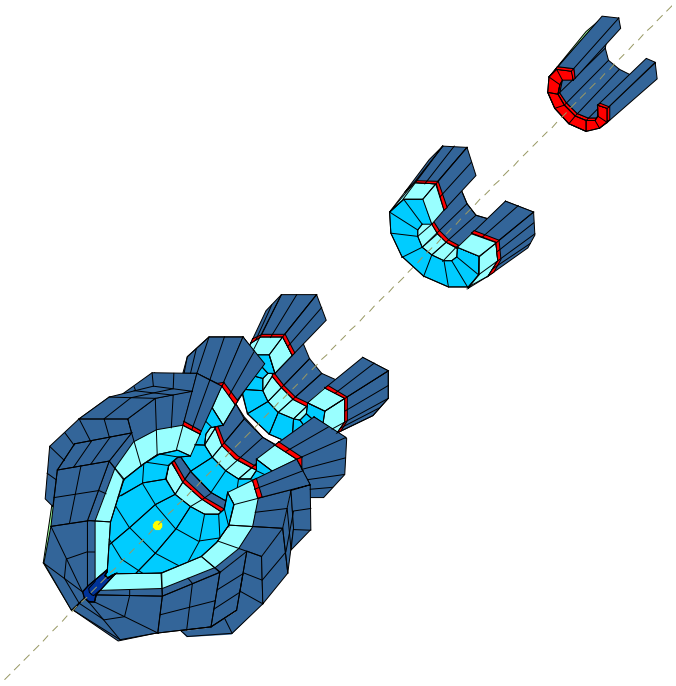


**Figure 1 : Vue d'INDRA en 3D (coupé ouvert) où ne sont représentés que les détecteurs**

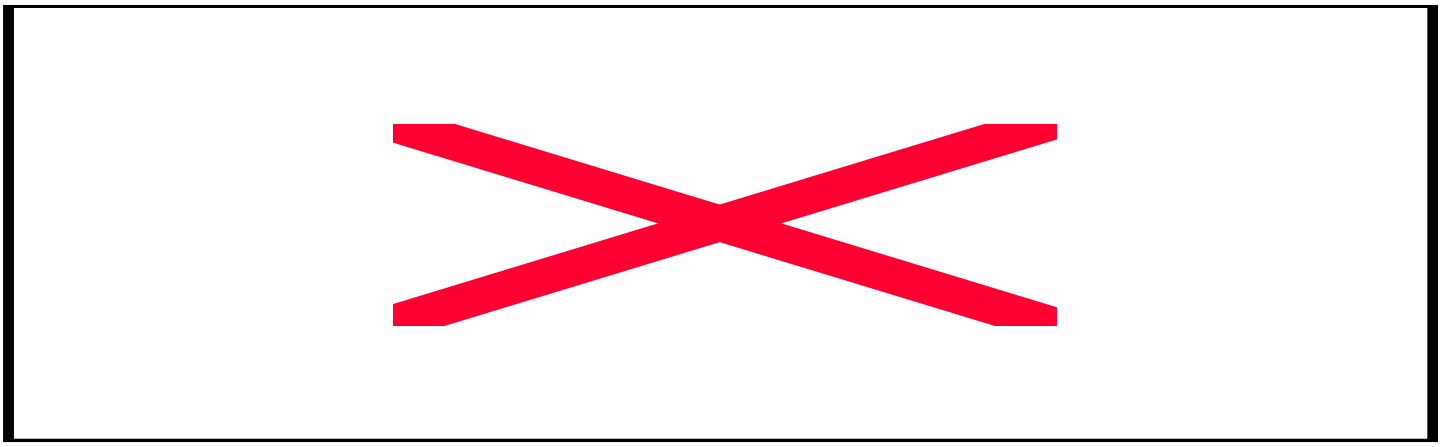


**Figure 2 : Vue en coupe d'INDRA avec les détecteurs et les photomultiplicateurs. On remarque l'assymétrie vers l'avant dû à l'entrainement du centre de masse.**

| | | *Chambre d'ionisation* | | | | | | *Silicium* | | *Iodure de Césium* | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **Cour** | θ | **N** | **e** | ΔΦ | **d** | ΔΩ | **n** | **N** | **e** | **N** | ΔΦ | **e** | ΔΩ |
| **N°** | **(°)** | | **(cm)** | **(°)** | **(cm)** | **(msr)** | **ICs** | | **(mm)** | | **(°)** | **(cm)** | **(msr)** |
| **1** | 2 à 3 | | | | | | | 12 | 300 | 12 | 30 | 14 | 0.45 |
| **2** | 3 à 4,5 | 12 | 5 | 30 | 65,5 | 3,4 | 3 | 12 | 300 | 12 | 30 | 14 | 0,82 |
| **3** | 4,5 à 7 | | | | | | | 24 | 300 | 24 | 15 | 14 | 1,29 |
| **4** | 7 à 10 | 12 | 5 | 30 | 31,5 | 11,4 | 4 | 24 | 300 | 24 | 15 | 14 | 2,1 |
| **5** | 10 à 14 | | | | | | | 24 | 300 | 24 | 15 | 14 | 3,59 |
| **6** | 14 à 20 | 12 | 5 | 30 | 25 | 40,4 | 4 | 24 | 300 | 24 | 15 | 10 | 8 |
| **7** | 20 à 27 | | | | | | | 24 | 300 | 24 | 15 | 10 | 12,2 |
| **8** | 27 à 35 | 12 | 5 | 30 | 12 | 96 | 4 | 24 | 300 | 24 | 15 | 10 | 18,7 |
| **9** | 35 à 45 | | | | | | | 24 | 300 | 24 | 15 | 10 | 29,3 |
| **10** | 45 à 57 | 12 | 5 | 30 | 12 | 187 | 4 | | | 24 | 15 | 8 | 41,7 |
| **11** | 57 à 70 | | | | | | | | | 24 | 15 | 8 | 52 |
| **12** | 70 à 88 | 12 | 5 | 30 | 12 | 160 | 2 | | | 24 | 15 | 6 | 79,8 |
| **13** | 92 à 110 | 8 | 5 | 45 | 12 | 239 | 3 | | | 24 | 15 | 5 | 79,8 |
| **14** | 110 à 126 | 8 | 5 | 45 | 12 | 340 | 4 | | | 16 | 22,5 | 5 | 93,5 |
| **15** | 126 à 142 | | | | | | | | | 16 | 22,5 | 5 | 76,6 |
| **16** | 142 à 157 | 8 | 5 | 45 | 12 | 159 | 2 | | | 8 | 45 | 5 | 99,1 |
| **17** | 157 à 176 | | | | | | | | | 8 | 45 | 5 | 59,5 |

θ ..... angle polaire
ΔΦ ..... angle azimutal
N ..... nombre de détecteurs par couronne
e ..... épaisseur du détecteur
d ..... distance du détecteur à la cible
ΔΩ ..... angle solide du détecteur
n ..... nombre de ICs derrière une chambre d'ionisation

**Figure 3 : géométrie d'INDRA [7]**

## 2. Scintillateur plastique

Au passage d'une particule chargée, certains plastiques se désexcitent en émettant quelques photons. Un photomultiplicateur permet de convertir ces photons en impulsion électrique pouvant être analysée pour donner l'information concernant la particule incidente. Au-dessus d'une certaine énergie, la lumière émise par un scintillateur est directement proportionnelle à l'énergie d'excitation déposée par la particule dans le matériau. Comme le photomultiplicateur est aussi un dispositif linéaire, l'amplitude du signal électrique final est proportionnel à cette énergie.

Un scintillateur plastique est un détecteur à temps de réponse rapide, il est capable de distinguer des particules dans des intervalles de temps très courts par rapport aux autres détecteurs (pour un scintillateur CsI couplé à un photomultiplicateur lent, $\Delta t$ = 1500 ns). Avec certains scintillateurs, il est possible de distinguer les différents types de particules d'après la forme des impulsions, grâce à l'excitation de différents mécanismes, tels que la luminescence ou la phosphorescence.

Les scintillateurs utilisés ici sont des composés organiques à cycle aromatique . Leur principale caractéristique est un temps de décroissance très rapide de 2 à 3 ns. Les ions incidents cèdent des électrons aux molécules du matériau qui se désexcitent en émettant des photons. A cause de la nature moléculaire de cette luminescence, les scintillateurs organiques peuvent être utilisés sous la forme pure cristaux ou avec d'autres composés. Les scintillateurs peuvent être à l'état solide ou liquide.

## 3. Perte d'énergie de particules chargées traversant la matière

En général, deux phénomènes caractérisent le passage de particules chargées à travers la matière : une perte d'énergie et une déflection de la particule par rapport à sa direction incidente.

Ceci est le résultat de deux processus :

- les collisions inélastiques avec les électrons atomiques
- la diffusion élastique sur les noyaux

Ce sont les principaux effets observés mais il en existe d'autres :

- l'émission de radiations Cherenkov ( $v > c/n$ )
- les réactions nucléaires ( $E > E_c$ )
- l'effet de bremsstrahlung ( dans le cas des électrons et des positrons )

Aux énergies intermédiaires utilisées ici, la majeure partie de la perte d'énergie est due aux collisions avec le cortège électronique de l'atome .

Dans le cadre de ce stage, nous nous limiterons à l'étude des ions.

La perte d'énergie est calculée à partir de la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi.N_a.r_e^{\,2}.m_e.c^2.\rho.\frac{Z}{A}.\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e.\nu^2.v.W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right]$$

$2\pi.N_a.r_e^2.m_e.c^2 = 0.1535$ MeV.cm²/g

$r_e$ : rayon classique de l'électron
= 2.817 $E^{-13}$ cm

$m_e$ : masse de l'électron
en unité de e

$N_a$ : nombre d'Avogadro
= 6.022 $E^{23}$ mol-1

I : potentiel moyen d'excitation

Z : numéro atomique du matériau absorbant

A : masse atomique du matériau absorbant

ρ : densité du matériau absorbant

z : charge de la particule incidente

β = v/c de la particule incidente

$\nu = 1/\sqrt{(1-\beta^2)}$

δ : correction de densité

C : correction de couche

$W_{max}$ : transfert maximum d'énergie lors d'une seule collision

Avec $W_{\max} = \dfrac{2m_e.c^2.\eta^2}{1+2s\sqrt{1+\eta^2}+s^2}$ $\quad s = m_e / M$

$\eta = \beta.\nu$

Si $M >> m_e$ $\quad W_{max} \approx 2me.c^2.\eta^2$

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4.6052.X + C + a.(X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 4.6052.X + C & X > X_1 \end{cases}$$

ρ, I, C, a, m, $X_1$ et $X_0$ sont donnés dans la littérature.

## 4. Chambre d'ionisation

Une chambre d'ionisation est un régime spécial de détecteur gazeux pour lequel la tension appliquée n'influe pas sur le nombre de paires électron-ion collectées. La collection des ions primaires se fait sans multiplication ultérieure. Différents mécanismes d'ionisation peuvent avoir lieu lors du passage d'une particule :

$X + p \rightarrow X^+ + p + e^-$ ionisation primaire (si l'énergie transférée à l'électron est suffisante, il peut y avoir une ionisation secondaire)

X : atome du gaz
p : particule chargée incidente

$Ne^* + Ar \rightarrow Ne + Ar^+ + e^-$ effet Penning

$He^+ + He \rightarrow He_2^+$ formation d'ions moléculaires

Ceci implique, pour une particule d'énergie E, une résolution du détecteur telle que :

$$R = 2.35\sqrt{\frac{F.W}{E}}$$

F : facteur de Fano, moyenne pour le mélange gazeux. Ce facteur est toujours inférieur à 1 mais il n'est pas bien déterminé pour la plupart des gaz

W : énergie moyenne de création de paires électron-ion. Pour le gaz utilisé dans le cadre de notre étude, il s'agit de la moyenne des énergies de création de paires de l'Argon (26 eV) et du $CO_2$ (33 eV) en fonction des pourcentages respectifs, soit au final 27.4 eV.

La charge recueillie par les électrodes est proportionnelle au nombre de paires électron-ion créées dans la chambre d'ionisation :

$$Q = e.\frac{\Delta E}{W}$$

avec $e = 1.6\ E^{-19}$ C

$\Delta E$ : perte d'énergie de la particule incidente entre les deux électrodes

Toutefois, des recombinaisons sont possibles :

$$X^+ + e^- \rightarrow X + h\nu$$

$$e^- + X \rightarrow X^- + h\nu$$

Ceci fausse bien évidemment la détection.

En l'absence d'un champ électrique, électrons et ions diffusent de façon uniforme autour de leur point de création. Ils perdent leur énergie par collisions avec les molécules de gaz, ce qui les amènent rapidement à un équilibre thermique avec le gaz. Aux énergies thermiques, les vitesses des charges sont décrites par la distribution de Maxwell :

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

k : constante de Boltzmann
T : température
m : masse de la particule

Les charges suivent une distribution linéaire :

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{2\pi^{1/2} D^{1/2} t^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

$N_0$ : nombre total de charges
x : distance à partir du point de création
D : coefficient de diffusion

avec comme écart-type :

$$\sigma(x) = \sqrt{2Dt}$$

en trois dimensions, $\sigma(r) = \sqrt{6}Dt$ avec r : distance radiale

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p.\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}}$$

p : pression
$\sigma_0$ : section efficace totale pour une collision avec une molécule de gaz

En présence d'un champ électrique, les électrons et les ions sont accélérés. Cette accélération est interrompue par des collisions avec des molécules de gaz, ce qui limite la vitesse moyenne maximale des charges ou vitesse de dérive.

La mobilité d'une charge est telle que :

$\mu = u / E$ u : vitesse de dérive
E : champ électrique

soit, dans un gaz idéal :

$D/\mu = kT/e$ relation d'Einstein

## REFERENCES


[1] A.Schüttauf et al., Nuc. Phys. A 607 (1996) 457-486

[2] M.Assenard et al., M.Begemann-Blaich et al., proposal of experiment S18 (1996)

[3] G.Auger et al., M.Begemann-Blaich et al., proposal of experiment S201 (1997)

[4] J. Pochodzalla et al., Phys. Rev. Lett. 75(1995)1040

[5] M.Begemann-Blaich et al., Phys. Rev. C 48-2 (1993) 610-617

[6] V. Serfling et al., Phys.Rev.Lett 80(1998)3928

[7] J.Pouthas et al., Nucl. Inst. Meth. A 357 (1995) 418-442
Gourio, Thèse de l'Université de Nantes (1996)
Marie, Thèse de l'Université de Caen (1995)
Métivier, Thèse de l'Université de Caen, (1995)

[8] Proposal of experiment (1997)

[9] J.F.Ziegler, P.Biersack and U.Littmark, ed. J.F.Ziegler (1985)

[10] W.R.Leo, Springer-Verlag (1987)

[11] Ulf Kleinevoß, Diplomarbeit, GSI-Darmstadt (1996)

[12] G.Kraft et al., Nucl. Inst. Meth. A 367 (1995) 66-70