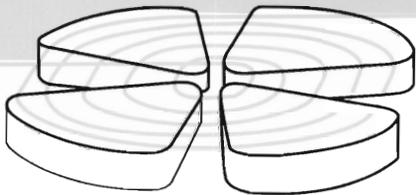


34

GANIL

GRAND ACCELERATEUR NATIONAL D'IONS LOURDS - CAEN
LABORATOIRE COMMUN IN2P3 (CNRS) - D.S.M. (CEA)

GANIL-P-02-10



SYSTEME DE DETECTION EN IONS RADIOACTIFS

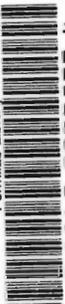
Hervé SAVAJOLS

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds - Caen

Ecole Joliot Curie 2001

Physique Nucléaire Instrumentale – De la Mesure à la grandeur physique

Fermilab Library



0 1160 0092599 4

GANIL P 02 10

FERMILAB

APR 29 2002

SYSTEME DE DETECTION EN IONS RADIOACTIFS

Hervé SAVAJOLS

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds - Caen

1. INTRODUCTION

2. CONTRAINTES DES FAISCEAUX RADIOACTIFS

- 2.1 Intensité
- 2.2 Purification
- 2.3 Radioactivité
- 2.3 Cinématique

3. HISTOIRE EXPERIMENTALE DES NOYAUX EXOTIQUES

- 3.1 Recherches de nouveaux isotopes
- 3.2 Mesures de masses
- 3.3 Etudes spectroscopiques par réaction directe
 - 3.3.1 Détection du résidu lourd
 - 3.3.2 Détection du résidu léger
 - 3.3.3 Détecteurs de faisceaux secondaires
- 3.4 Spectroscopie gamma
 - 3.4.1 Après réaction de fragmentation
 - 3.4.2 Après réaction de fusion-evaporation

4. NOUVEAUX OUTILS

- 4.1 Spectromètre de grande acceptance
- 4.2 Détection de rayonnements gamma
- 4.3 Cibles cryogéniques
- 4.4 Cibles actives

1. INTRODUCTION

L'utilisation de faisceaux radioactifs pour les études de structure nucléaire n'est pas à proprement parler une nouveauté. Depuis plusieurs années déjà dans les laboratoires tels que le GANIL en France mais aussi au GSI en Allemagne, RIKEN au Japon, ou MSU aux Etats Unis, des faisceaux de noyaux exotiques sont produits par fragmentation d'un noyau projectile sur une cible. La différence majeure qui existe entre cette méthode et celle qui sera utilisée pour produire les faisceaux radioactifs du futur réside dans la possibilité d'obtenir un faisceau de noyaux exotiques purifié, accéléré et possédant une bonne qualité optique aux énergies allant de quelques MeV à une centaine de MeV par nucléon. L'Institut de Physique Nucléaire de Louvain la Neuve est le premier laboratoire où fut mis en œuvre ces nouvelles techniques, accélération d'un faisceau d'ions radioactifs produit par la méthode ISOL (Isotope Separator On Line).

Les motivations scientifiques justifiant les différents projets de système de production de faisceaux radioactifs à travers le monde sont nombreuses. Il en est de même pour les projets de systèmes de détection destinés à être installés auprès de ces faisceaux. Ces motivations couvrent un très grand nombre de domaines et vont explorer les noyaux dans leurs différents aspects et degrés de liberté : masse, isospin, déformation, etc., ceci afin de mettre en évidence ou de mesurer de nouveaux phénomènes : radioactivités exotiques, évolution de la structure en couches, processus astrophysiques, etc.

Contrairement aux systèmes de détection associés aux faisceaux stables, les systèmes de détection en ions radioactifs sont étroitement liés à la méthode de production des faisceaux secondaires. C'est pour cela que je commencerai par quelques remarques générales concernant les faisceaux d'ions radioactifs. Nous verrons en particulier quelles sont les nouvelles contraintes expérimentales liées à ce type de faisceau.

2. CONTRAINTES DES FAISCEAUX RADIOACTIFS

Pour produire un faisceau d'ions radioactifs, schématiquement, il faut faire interagir un faisceau d'ions stables avec une cible bien choisie, puis sélectionner un produit de réaction particulier et enfin le conduire là où son utilisation est requise [1]. Deux méthodes de production sont couramment utilisées (pour plus d'informations je vous renvoie au cours de Marc Loiselet). Dans la méthode ISOL (Isotope Separator On Line), le faisceau stable est arrêté dans une cible épaisse, les produits de réaction diffusent hors de la cible avant d'être transférés dans une source où ils sont ionisés. Un séparateur de masse et un post-accélérateur qui amène le faisceau sélectionné à l'énergie voulue complètent le schéma de production. Dans la méthode de fragmentation en vol, le faisceau stable bombarde une cible mince, les produits de réaction sortent librement de cette dernière. Ils sont émis dans un domaine angulaire restreint avec une vitesse très proche de celle du faisceau. Dans cette méthode, on va tirer avantage de la cinématique de la réaction pour séparer et sélectionner, aux petits angles, un isotope d'un élément donné.

Les temps caractéristiques relatifs à ces deux méthodes sont très différents, supérieurs à 100 ms pour la méthode ISOL et inférieurs à la ms pour la fragmentation en vol. Ceci engendre

une limitation sur la durée de vie des ions accessibles par la méthode ISOL. Néanmoins du fait de l'utilisation d'un post-accélérateur, la qualité optique des faisceaux est bien supérieure.

Les deux méthodes de production présentent des points forts et faibles qui vont avoir, comme nous allons le voir, une influence sur le système de détection utilisé.

2.1 Intensité

L'intensité de ces faisceaux secondaires devient rapidement le facteur le plus contraignant lorsque l'on souhaite réaliser des études loin de la stabilité. En effet, celle-ci est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle des faisceaux stables. Cette quantité est le fruit de plusieurs contributions et suit la relation suivante :

$$N_{IR} = N_p N_c \sigma \varepsilon$$

où N_p est l'intensité du faisceau primaire, N_c est le nombre de noyaux cible disponibles, σ est la section efficace de réaction et ε est l'efficacité de la méthode de séparation.

Pour compenser ces faibles intensités, il est nécessaire de construire des détecteurs de grande efficacité et couvrant un angle solide maximal. Par ailleurs, il va être difficile d'atteindre des sections efficaces faibles comme le montre la figure 1.

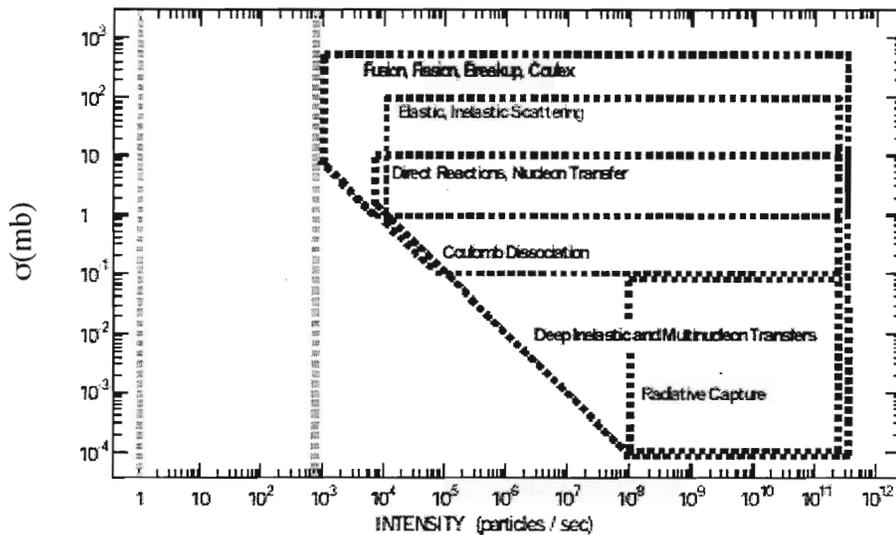


Figure 1. Relation qui existe entre intensité du faisceau et section efficace accessible. Les encadrés délimitent les grandes familles d'expériences [2].

2.2. Purification

La deuxième contrainte importante concerne la méthode de séparation. L'efficacité de celle-ci varie de 10^{-6} à 1 selon la réaction et la méthode de séparation utilisée. Il est souvent nécessaire de parler de faisceaux exotiques avec la présence de contaminants produits parfois avec une intensité supérieure et qui ne peuvent pas être complètement exclus. Cela nécessite pour bien

sélectionner une voie de réaction, de travailler en coïncidence pour les particules sortantes avec une bonne identification en masse et en charge. Cette problématique liée à la purification sera traitée en détail plus tard dans la section 3.2 « Recherche de nouveaux isotopes ».

2.3. Radioactivité

La décroissance radioactive des particules diffusées peut produire un bruit de fond important en particulier pour les détecteurs de rayonnements gamma. La figure 2 montre pour différentes réactions, la section efficace différentielle de la diffusion Rutherford. Chacune de ces réactions induirait, dans un détecteur Ge placé dans une région de ± 30 degrés par rapport à la direction du faisceau, un taux de comptage $> 2\text{kHz}$. Pour minimiser ce bruit de fond, il est nécessaire de blinder les détecteurs ou d'arrêter le faisceau et les produits de réaction loin du point de détection gamma. Une autre technique consiste à réaliser des mesures en coïncidence γ - produits de réaction, pour sélectionner les voies de réaction.

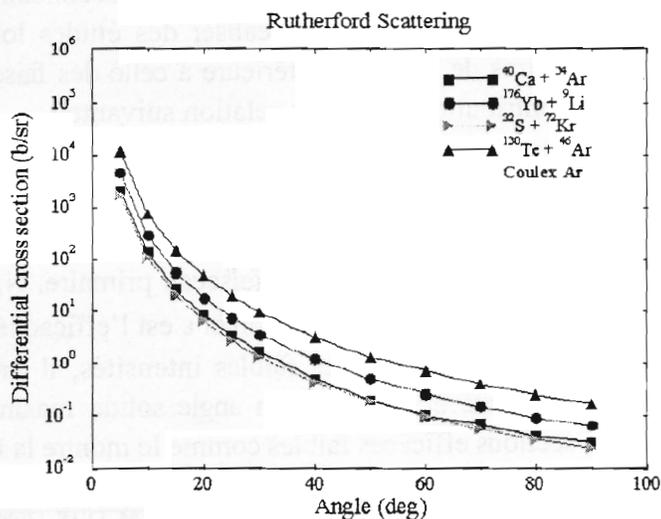


Figure 2. Section efficace différentielle de la diffusion Rutherford pour une série de réactions types [3].

2.3. Cinématique

Enfin, la dernière contrainte expérimentale est celle due à la cinématique de la réaction. Lors de l'étude d'une réaction à deux corps $a + A \rightarrow b + B$, les données intéressantes sont exprimées dans le système du centre de masse (CM). Elles peuvent donc être extraites, pour une même énergie dans le système du CM, soit en bombardant le noyau de masse A par un faisceau d'ions légers a d'énergie incidente E (cinématique directe), soit en bombardant une cible contenant des noyaux légers a par un faisceau d'ions A d'énergie incidente $(A/a)*E$ (cinématique inverse). D'un point de vue expérimental les contraintes imposées par la cinématique de ces deux réactions sont radicalement différentes. Ainsi, pour un noyau A beaucoup plus lourd que a , la vitesse dans le laboratoire du centre de masse du système est très petite si la réaction est directe. Par contre, elle est de l'ordre de la vitesse du faisceau lorsque la réaction est en cinématique inverse.

Dans le cas de l'étude de la structure de noyaux loin de la stabilité, il vaut mieux commencer par les faire interagir avec des particules simples telles que les électrons, les protons ou d'autres particules légères de structure bien connue. Comme la durée de vie des noyaux exotiques est en général trop courte pour pouvoir envisager d'en faire des cibles, il est nécessaire d'inverser la procédure utilisée par le passé dans les études de réactions directes, c'est-à-dire que le noyau à

étudier sera le faisceau secondaire et que la cible sera constituée de protons ou d'Hélium. Dans cette cinématique inverse, l'information recherchée peut être obtenue en mesurant les caractéristiques cinématiques du résidu lourd et/ou du fragment léger. Pour illustrer ces contraintes, nous allons regarder la contribution à la résolution en énergie du noyau d'intérêt, E^* , de la résolution associée aux grandeurs suivantes : E_{inc} , l'énergie du faisceau incident, E_{cin} , l'énergie cinétique de la particule détectée et θ_{lab} , l'angle de cette même particule.

- Dans le cas où on désire étudier l'éjectile lourd, celui-ci doit être lié ou posséder un temps de vie suffisamment long pour parvenir jusqu'au détecteur. Prenons l'exemple de la réaction $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ à une énergie incidente de 35 MeV/n [4].

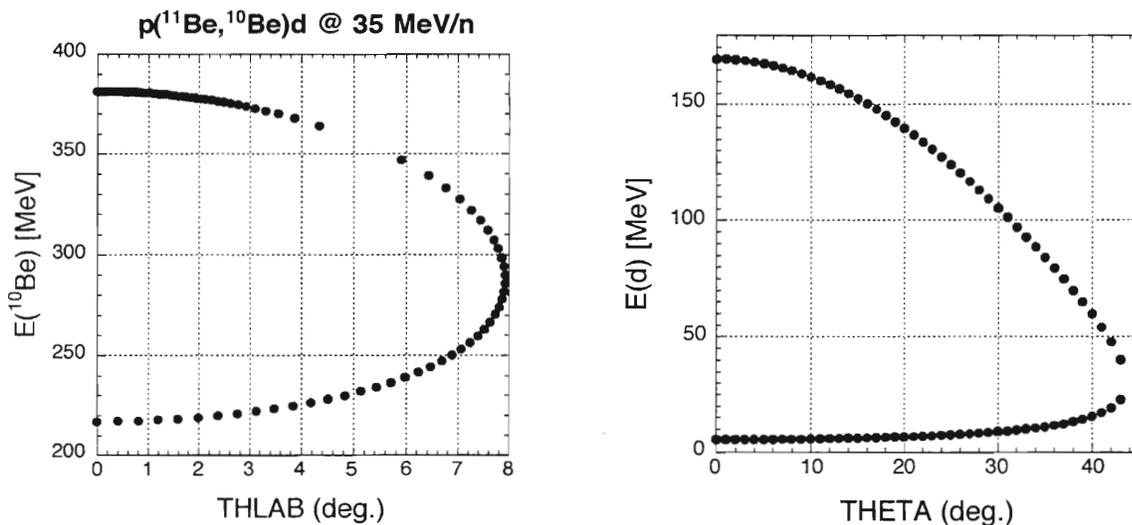


Figure 3 : Calculs de la cinématique pour le ^{10}Be et le d issus de la réaction $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ à 35 MeV/n en cinématique inverse.

Le résidu lourd est émis à très petit angle dans le référentiel du centre de masse. Ceci est un avantage du point de vue de l'efficacité de détection puisqu'une couverture angulaire réduite permet de couvrir une grande partie de la distribution angulaire d'une réaction. Par exemple, dans le cas de la réaction suscitée, $\Delta\theta_{CM}/\Delta\theta_{lab}=8.3$, l'angle solide du spectromètre SPEG (qui sera décrit plus tard), ± 2 deg., permet de couvrir en une seule mesure une grande partie de la distribution angulaire élastique. Toutefois cette focalisation cinématique a pour inconvénient de nécessiter des résolutions angulaires qui deviennent très vite inaccessibles lorsque la masse du faisceau incident augmente. La variation de l'énergie d'excitation en fonction de l'angle dans le laboratoire, $\Delta E^*/\Delta\theta_{lab}=2$ MeV/deg., ce qui pour une résolution angulaire de 0.2 deg. engendre une incertitude de 400 keV, qui ne permet déjà plus de séparer l'état fondamental du premier état excité du ^{11}Be à 320 keV. La situation se détériore quand la masse du projectile augmente, ce qui limite l'utilisation d'un spectromètre pour la détection du résidu lourd aux projectiles relativement légers. Enfin cette méthode est très sensible à la largeur en énergie du faisceau, $\Delta E^*/\Delta E_{inc}=0.71$.

En contrepartie, la grande énergie cinétique de l'éjectile lourd, permet l'utilisation de cibles assez épaisses tout en conservant une bonne résolution en énergie, ce qui constitue un atout majeur de cette méthode. Cependant si le noyau de recul se trouve dans un état excité, l'effet Doppler engendré par la vitesse de recul va limiter la résolution ($E^* = 1 \text{ MeV}$, $v/c \sim 0.3 \rightarrow \Delta E^* \pm 300 \text{ keV}$).

- Lorsque la détection du résidu lourd n'est pas possible ou optimale, soit parce qu'il n'est pas lié, soit parce que les conditions sur la résolution angulaire sont hors de portée des détecteurs existants, la solution alternative est de déterminer les caractéristiques de la réaction par la mesure de l'énergie et de l'angle de la particule légère de recul. Les caractéristiques cinématiques de cette méthode sont illustrées sur la figure 3 pour la réaction $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$. Dans le cas de cette réaction, la particule légère est émise dans l'hémisphère avant et jusqu'à $\theta_{\text{lab}}=40\text{deg}$, $\Delta\theta_{\text{CM}}/\Delta\theta_{\text{lab}}=0.48$. Le détecteur doit donc couvrir un angle solide important, capable de mesurer une gamme en énergie importante avec un seuil en énergie relativement faible ($<500 \text{ keV}$). Dans cette méthode, la largeur en énergie du faisceau a peu d'influence sur ΔE^* . La difficulté majeure vient des rapports : $\Delta E^*/\Delta E_{\text{cin}}$ (2.2) et $\Delta E^*/\Delta\theta_{\text{lab}}$ (0.3 MeV/deg) qui sont très défavorables. Ainsi, dans le cas de la réaction décrite, une erreur de 100 keV sur E_{cin} et une erreur de 1 degré sur θ_{lab} conduisent respectivement à une incertitude sur E^* de 220 keV et 300 keV. Cette méthode implique donc l'utilisation de cibles très minces, afin de minimiser le straggling, et des détecteurs possédant de très bonnes résolutions en énergie et en position.

Un des inconvénients liés à la cinématique inverse est la vitesse importante des noyaux de recul qui va limiter la résolution aussi bien dans la détection du résidu excité que dans la détection des rayonnements gamma. Ces derniers vont être émis par le noyau animé d'une vitesse non négligeable. L'énergie de rayonnement gamma détectée sera différente de l'énergie réelle en raison de l'effet Doppler selon la relation suivante :

$$E_{\text{det}} = E_{\text{reel}} \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\cos\theta}$$

Une deuxième conséquence est l'élargissement des pics dû à l'ouverture angulaire des détecteurs suivant la relation :

$$\frac{\Delta E}{E} = \Delta\theta \frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}$$

En conclusion, les conditions à satisfaire pour la détection en ions radioactifs sont les suivantes. Pour pallier :

- La faible intensité des faisceaux secondaires \rightarrow un ensemble de détection de grande efficacité (ϵ) et avec la couverture d'un grand angle solide (Ω).
- La cinématique inverse \rightarrow une grande granularité (N).

- Les faisceaux multi-particules → une bonne identification (Z,A) et des mesures coïncidence entre multidétecteurs.

3. HISTOIRE EXPERIMENTALE DES NOYAUX EXOTIQUES

Après avoir exposé les contraintes spécifiques associées à l'étude des noyaux radioactifs, nous allons nous intéresser aux conséquences que cela implique sur les systèmes de détection. Une façon originale de procéder est de suivre la démarche du physicien. La première expérience est naturellement la recherche de l'existence de nouveaux isotopes, la quête de la limite de stabilité. Une fois synthétisés, la masse des noyaux, c'est à dire leur énergie de liaison, est la première quantité accessible expérimentalement. C'est une quantité fondamentale puisqu'elle renferme les contributions de toutes les interactions qui se manifestent au cœur du noyau. Enfin une information plus fine sur leur structure peut être obtenue grâce à des expériences de spectroscopie. Chacune de ces familles d'expériences sera illustrée à travers des faits expérimentaux caractéristiques. Je tiens à préciser que mes critères de sélection ont privilégié les travaux effectués en France.

3.1 Recherche de nouveaux isotopes

Comment accéder aux noyaux situés à la limite de stabilité ? Une technique consiste à la production de faisceaux par fragmentation du projectile. La plus grande difficulté réside dans la sélection de ces particules rares représentant une partie infime de la section efficace totale de réaction. Une méthode de séparation et de purification est celle développée auprès des spectromètres de recul tel que le Fragment Recoil Separator du GSI, RIPS à RIKEN, A1200 au MSU, ACCULINA à DUBNA et Ligne d'Ions Supers Epluchés au GANIL (LISE) [5]. Ce dernier nous servira d'exemple pour décrire cette méthode. Pour obtenir des informations sur ces séparateurs, je vous renvoie au proceeding de la conférence EMIS-12 [6].

Tout d'abord, il est nécessaire de rappeler quelques définitions d'optique. Pour plus d'informations, je vous renvoie au cours de W.Mittig effectué en 1994 : « Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs ». Le spectromètre LISE, qui est présenté de façon schématique sur la figure 4, est un achromate. Il est donc constitué de deux dipôles identiques de telle sorte qu'au plan focal, la position finale ne dépendra pas de δ , cad. de la différence du moment de la particule par rapport à la particule de référence, et de plus la dispersion angulaire est nulle. En conséquence, une propriété importante d'un tel dispositif est que la longueur des trajectoires dans la ligne est indépendante de l'angle d'entrée dans le spectromètre. Ceci facilite la mesure du temps de vol des particules dans l'instrument. Une application importante des achromates est leur utilisation comme filtre. La position de la cible de production se situe avant le premier dipôle. Les produits de réaction sont focalisés à la sortie du spectromètre. Dans cette configuration, on peut sélectionner une rigidité magnétique et un angle optimisé pour la réaction d'intérêt. Les produits de réaction sont concentrés dans une petite région où une détection de qualité peut être utilisée.

Une sélection supplémentaire peut être obtenue en insérant au plan focal intermédiaire une feuille d'épaisseur et de forme appropriée [7]. Les noyaux traversant une certaine épaisseur de matière vont être ralentis. La quantité d'énergie perdue est fonction de la nature du noyau incident. L'achromatisme de la ligne sera conservé pour l'isotope que l'on veut transmettre en ajustant la rigidité magnétique du second aimant à la perte d'énergie du fragment voulu dans la feuille. Il en résulte, pour des ions complètement épluchés $Z=Q$, que tous les noyaux ayant le même rapport M^3/Z^2 seront focalisés au même endroit. L'astuce consiste, grâce à un jeu de fentes approprié, à sélectionner la région d'intérêt. L'avantage de cette méthode est sa simplicité, son coût proche de zéro et sa bonne efficacité de sélection comme illustré sur la figure 5.

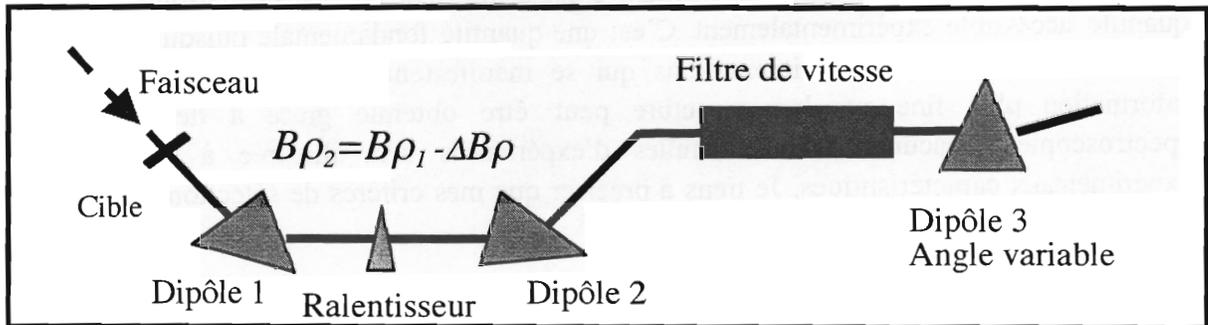


Figure 4. Vue schématique du spectromètre LISE du GANIL.

Un filtre de vitesse, filtre de Wien (champ électrique et magnétique croisé), peut donner une sélection supplémentaire en vitesse. Dans un domaine de fragmentation du projectile à haute énergie, la vitesse des fragments est $\approx V_{incident}$ et avec la relation $B\rho = MV/Q$, on sélectionne le rapport M/Q . Cependant la résolution va être limitée par la dispersion en vitesse des ions. Pour améliorer la résolution, on peut transformer ce filtre de vitesse en spectromètre de masse. Ceci s'effectue par l'ajout d'un dipôle pour compenser la dispersion en vitesse.

Le tableau 1 résume l'ensemble de ces sélections dans le cas de la fragmentation d'un faisceau d' ^{40}Ar à 50 MeV/n sur une cible de Ta d'épaisseur 100 mg/cm². La figure 5 montre l'évolution de la matrice d'identification des noyaux produits lors de cette réaction. Ces valeurs ont été obtenues en utilisant le code de simulation LISE [8].

	Mode	Selection	Nombre de noyaux	Σ , pps	Taux de ^{36}Ar	Taux de $^{36}\text{Ar} / \Sigma$
1	Dipole 1	$v \cdot A/Q$	105	2.4e+6	7.0e+4	2.9%
2	1 + Ralentisseur	$A^{2.5}/Z^{1.5}$	21	1.1e+5	4.6e+4	41.8%
3	2 + Wien Filter	v	11	7.5e+4	2.8e+4	37.3%
4	3 + D6-dipole	A/Q	7	5.7e+4	4.6e+4	80.7%

Tableau 1. résumant pour chaque étape le rapport du taux d' ^{36}Ar sur le nombre total d'ions transmis dans le spectromètre LISE.

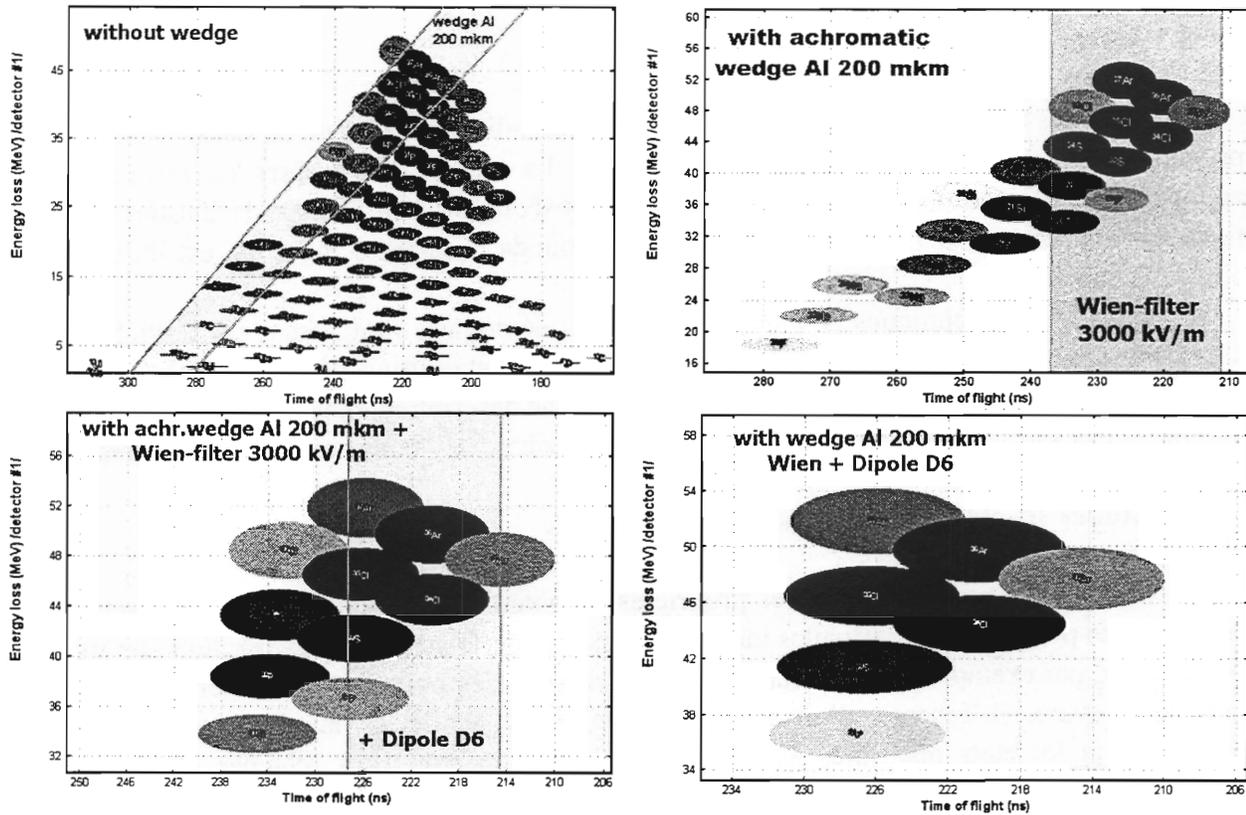


Figure 5. Ensemble de matrices d'identification des noyaux produits et transmis dans le spectromètre LISE lors de la réaction d' $^{40}\text{Ar} + \text{Ta}$ a 50 MeV/n après les quatre étapes de sélections : rigidité magnétique, dégradateur, sélection en vitesse et spectromètre de masse.

Pour illustrer cette technique, voici l'exemple de la récente découverte du noyau ^{48}Ni au GANIL [9]. Cette expérience reprend l'ensemble des sélections énumérées précédemment. Un faisceau d'ions stables de ^{58}Ni d'intensité 35 μAe bombardait une cible de Ni naturel. Un ensemble de détection composé d'un télescope de silicium ($\Delta E, E$) avait pour fonction d'identifier les produits de réaction transmis. Ces détecteurs sont très bien adaptés à ce type d'expérience compte tenu du faible taux de comptage. En effet, les taux de noyaux transmis au plan focal intermédiaire, à la sortie du filtre de vitesse et dans la jonction E étaient respectivement de 5×10^5 pps, 500 pps et 25 pps. Le nombre de ^{48}Ni observé était de 4 ± 2 pour une dose

accumulée de 4.2×10^{17} particules, c'est à dire une section efficace de 0.05 ± 0.02 pb !

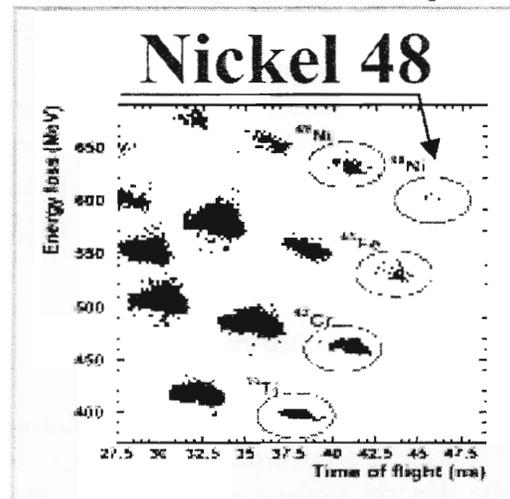


Figure 6. Matrice d'identification obtenue lors de la mise en évidence du ^{48}Ni .

3.2 Mesures de masses

Une fois les noyaux synthétisés, leur masse, c'est-à-dire leur énergie de liaison est l'une des premières quantités accessibles expérimentalement. La mesure des masses de noyaux voisins apporte des informations précieuses car elle permet d'estimer leur énergie de liaison relative et finalement la persistance des fermetures de couches loin de la stabilité, sujet qui est d'actualité en physique nucléaire.

L'ensemble des techniques de mesures de masses de noyaux exotiques a fait l'objet du cours « Experimental techniques for mass measurement far from stability » de Nigel Orr lors de l'école Joliot-Curie de 2000. Je ne vais donc pas ici en faire une description, mais je vous conseille de lire les notes de N.Orr car ces mesures font appel à des techniques expérimentales très intéressantes.

3.3 Etudes spectroscopiques par réaction directe

Ce domaine permet l'étude des propriétés de potentiels d'interaction, de distributions de matière et de propriétés de particules indépendantes loin de la stabilité. Les réactions de transfert de nucléons, par exemple, sont particulièrement bien adaptées pour l'étude des effets de couches dans les noyaux. L'échange d'un nucléon entre le projectile et la cible permet d'exciter sélectivement les états nucléaires à une particule ou à un trou. Les schémas de niveaux, les moments angulaires transférés, et les facteurs spectroscopiques de chaque transition, peuvent être déduits des sections efficaces de transfert. Le spin et la parité de l'état final peuvent aussi être déterminés si le faisceau ou la cible sont polarisés.

A cause de la nature du faisceau, la majeure partie des expériences se déroule en cinématique inverse. L'information recherchée peut être obtenue en mesurant les caractéristiques cinématiques du résidu lourd et/ou du fragment léger (cf. chapitre 2.3). Je vous conseille de consulter la référence [10] « Results and techniques of measurements with inverse kinematics » qui est un article très complet sur l'ensemble de ces techniques.

On peut déduire des contraintes angulaires de la cinématique inverse qu'un ensemble optimal est formé d'un spectromètre aux angles avant et/ou d'un ensemble de détecteurs de particules chargées du type semi-conducteur Si avec une mesure de la position pour la particule légère. Ce dernier est placé autour de la cible pour accroître l'acceptance angulaire. De plus nous verrons plus loin que des détecteurs de faisceau placés avant la cible sont souvent nécessaires pour les mesures de haute résolution.

3.3.1 Détection du résidu lourd

Une propriété intéressante des achromates est leur utilisation comme spectromètre à perte d'énergie. La position finale, et donc la résolution, est indépendante de l'énergie du faisceau, elle dépend seulement de la perte d'énergie (Q réaction). La largeur en énergie du faisceau secondaire incident, qui peut atteindre plus de 1 % dans le cas des faisceaux produits par fragmentation, est automatiquement compensée. Un spectromètre tel que SPEG [11] (S800 au MSU [12]) permet de mesurer avec une grande précision l'impulsion

d'une particule ($\Delta p/p \sim 10^{-4}$) et donc le bilan d'une réaction à deux corps. Le dispositif SPEG est visualisé sur la figure 7. L'acceptance en moment est de 7%, avec une acceptante angulaire de ± 2 deg. Une propriété intéressante des spectromètres est leur sélection en moment, qui permet la mesure à zéro degré des voies de réaction autres que la diffusion élastique. Toutefois, si une dispersion en moment importante (8 cm/% dans le cas de SPEG) est intéressante du point de vue de la sélection de la réaction étudiée et de l'élimination du bruit de fond, elle a aussi des inconvénients. En effet, la cinématique de la réaction varie trop rapidement pour pouvoir être mesurée en une seule exposition en Bp. Le nouveau spectromètre VAMOS (cf. chapitre 4 Nouveaux outils) avec une dispersion en moment de seulement 2 cm/% est de ce point de vue mieux adapté à ce type d'études.

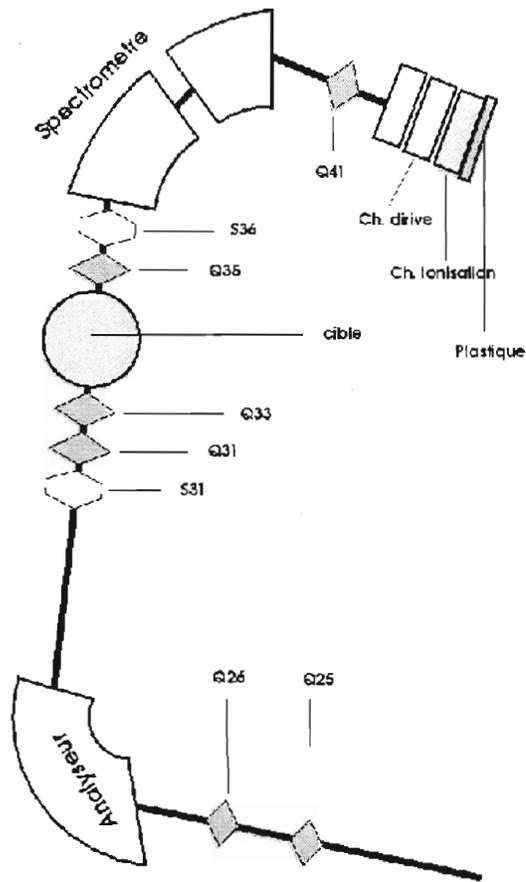


Figure 7. Vue du spectromètre SPEG au GANIL.

Le plan focal de SPEG, équipé de sa détection standard, comprend quatre détecteurs : deux chambres à dérive (CD), pour suivre les particules diffusées, un plastique (PL) et une chambre à ionisation (CI), pour les identifier. La particule diffusée dépose une partie de son énergie ΔE dans la chambre à ionisation ; elle s'arrête dans le scintillateur plastique, laissant l'énergie E . Le scintillateur donne un signal qui sert de référence en temps pour la mesure du temps de vol et pour la dérive verticale dans les CD. Ces quatre mesures indépendantes permettent, aux énergies intermédiaires, l'identification des particules (nombre de masse, état de charge et nombre atomique) suivant les relations :

$$\begin{aligned} \triangleright A/Q &\propto B\rho \times T_{vol} & \triangleright A &\propto E \times T_{vol}^2 & \triangleright Z &\propto (E \times \Delta E)^{0.5} \end{aligned}$$

La figure 8, montre le spectre bidimensionnel angle-position dans le plan focal de SPEG obtenue lors de la réaction d'échange de charge $p(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$ à une énergie de 41.6 MeV/n [13]. L'histogramme montre le spectre en énergie dans lequel le pic étroit correspond au stripping dans la cible d'un faisceau secondaire de $^6\text{Li}^{2+}$. Les autres pics correspondent à la réaction (p,n) conduisant à l'état fondamental (à droite) et à l'état isobarique analogue (à gauche).

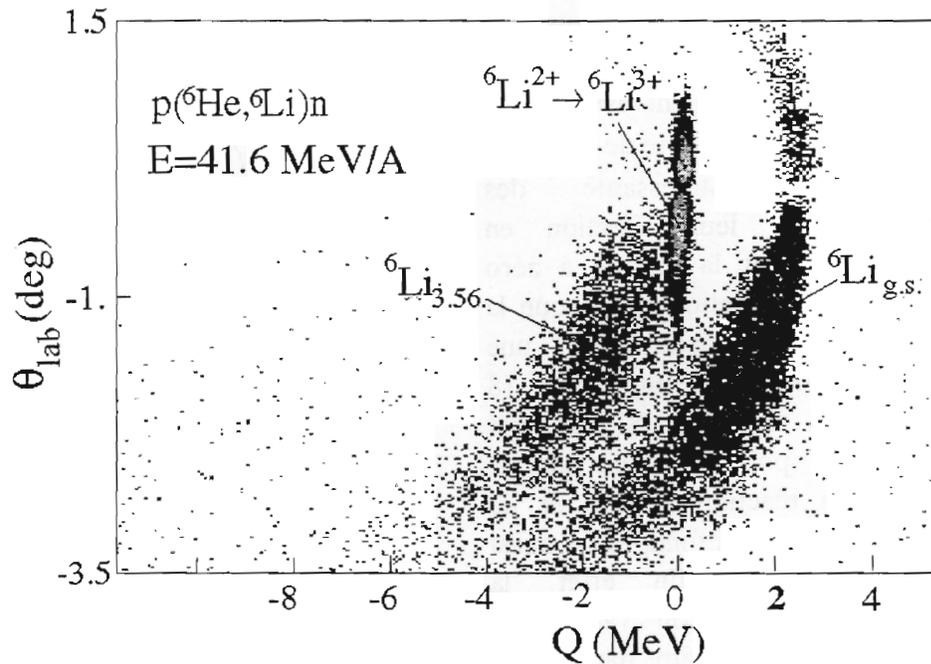


Figure 8. Spectre angle-position dans le plan focal de SPEG pour la réaction d'échange de charge $p(^6\text{He},^6\text{Li})n$.

Détection du résidu léger

Les caractéristiques de la réaction sont obtenues par la mesure de l'énergie et de l'angle de diffusion de la particule légère de recul.

Un exemple de ce type de détecteur est le multicompteur MUST [14] (voir figure 9). Celui-ci a été conçu pour la détection des particules issues de réactions induites par des faisceaux secondaires en cinématique inverse. Il s'agit d'un ensemble modulaire de huit télescopes composés chacun de deux ou trois étages de détecteurs. Le premier étage est un détecteur silicium à pistes double face (X-Y), d'une épaisseur de 300 μm , couvrant une surface utile de 60x60 mm². Il permet la mesure de l'énergie déposée, la position X-Y et l'instant de passage des particules dans le détecteur. Le deuxième étage est un détecteur silicium dopé au lithium, d'une épaisseur d'environ 3mm, auquel on peut éventuellement adjoindre un cristal d'iodure de césium permettant de déterminer l'énergie totale de la particule. Cet ensemble est très modulaire et peut donc être adapté à diverses expériences. Il permet la couverture d'un grand angle solide avec une résolution en position de 1mm (0.5 deg. à 15 cm de la cible) et une résolution en énergie de l'ordre de 60 keV.

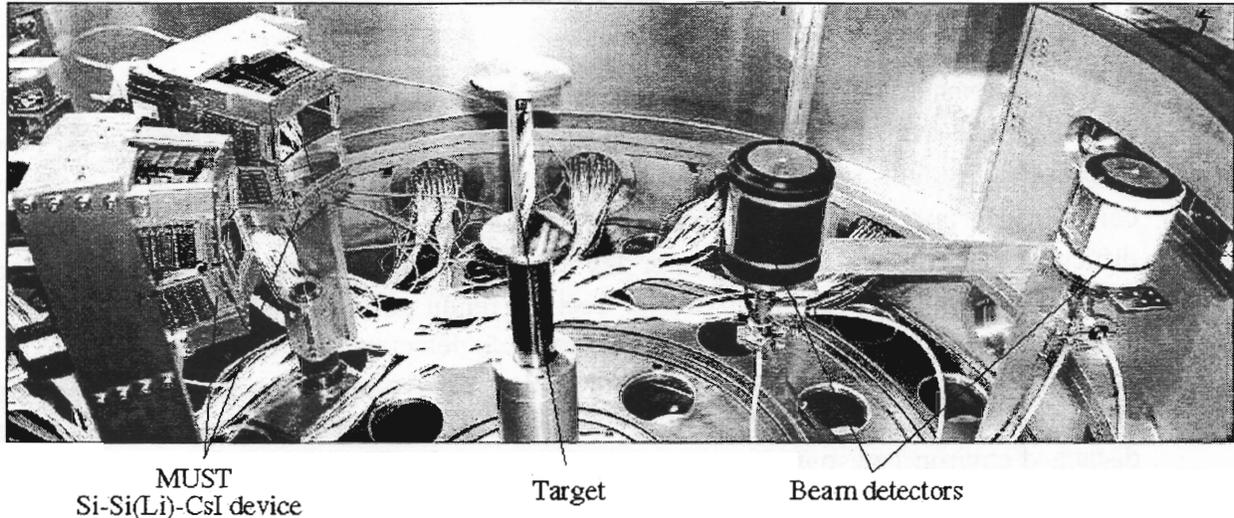


Figure 9. Dispositif expérimental utilisé dans la chambre à réaction de SPEG. Celui-ci comprend de droite à gauche : deux détecteurs de faisceaux secondaires (petite chambre à dérive), le porte cible, 6 modules composant le multidétecteur de particules chargées MUST.

Ce détecteur a été utilisé, par exemple, pour l'étude de la spectroscopie du noyau non lié du ^{10}Li et ceci par réaction de transfert d'un proton $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ en cinématique inverse [4]. Le but de ces mesures était de déterminer les caractéristiques cinématiques (énergie, angle) des ^3He . Ensuite, par un calcul de cinématique relativiste à deux corps, le spectre en masse manquante du noyau non-lié au voisinage du seuil de séparation du système $^9\text{Li}-n$ a été déduit. Cette technique est couramment utilisée pour l'étude des noyaux non-liés. Dans cette expérience, six modules du détecteur MUST étaient utilisés, permettant une large couverture angulaire [8-26 deg.]. Les ^3He produits dans cette plage angulaire déposaient une énergie allant approximativement de 8 à 12 MeV. Une erreur de 100 keV sur E_{cin} et une erreur de 1 degré sur $\Delta\theta_{\text{lab}}$ conduisaient à une incertitude sur E^* de 220 keV ($\Delta E / \Delta E_{\text{cin}}$

$=2.2$) et 400 keV ($\Delta E / \Delta\theta_{\text{lab}} = 0.3$ MeV/deg). Le spectre en énergie du ^{10}Li ainsi obtenu est présenté sur la figure 10. Il en résulte un pic asymétrique dont le maximum se trouve à $S_n = 130\text{keV}$, ce qui constitue une preuve expérimentale de l'inversion de parité dans cette région.

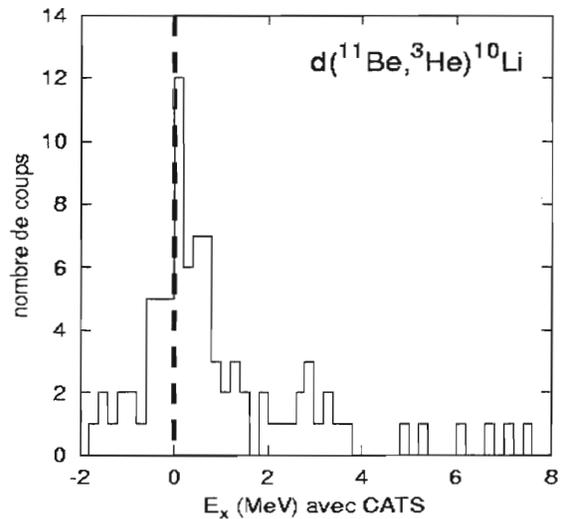


Figure 10. Spectre en énergie du ^{10}Li .

Détecteurs de faisceaux secondaires

Les expériences utilisant des faisceaux secondaires produits par fragmentation en vol sont confrontées à leur mauvaise qualité optique. Si nous prenons l'exemple des faisceaux secondaires produits par fragmentation au GANIL, l'emittance est de $16 \pi \text{mm.mrad}$, ce qui correspond à une ouverture angulaire $\Delta\theta = 1 \text{ deg}$ sur la cible de SPEG. Pour pallier cette difficulté, il est nécessaire de mesurer les caractéristiques angulaires et/ou énergétiques du faisceau incident particule par particule. Ceci est rendu possible par la faible intensité de ces faisceaux. Au GANIL, par exemple, trois types de détecteurs de faisceau sont utilisés : des chambres à dérive, des chambres proportionnelles multivoies où des systèmes basés à partir de galettes de micro-canaux. Pour obtenir l'angle d'incidence sur la cible, deux détecteurs distants d'environ 1 m sont placés devant la cible.

Dans le cas des chambres à dérive, la position est mesurée par le temps de dérive des électrons. Pour ce qui est du second type de détecteur, il s'agit de compteurs proportionnels fonctionnant à très basse pression. Pour ces deux types de détecteurs, la résolution en position est de l'ordre de 1mm. Pour plus d'informations sur le principe de fonctionnement de ces détecteurs, je vous renvoie au cours de Joël Poutas « Hautes résolutions en position et en temps avec des détecteurs à ionisation ». La figure 11 illustre l'amélioration obtenue avec l'utilisation des chambres à dérive dans une expérience de diffusion élastique ${}^6\text{He} + (\text{CH}_2)_3$. La cinématique de la diffusion sur les protons étant très rapide, l'incertitude sur l'angle d'incidence a pour conséquence une largeur importante en énergie, i.e. en position dans le plan focal (partie gauche de la figure). La largeur du pic est nettement diminuée lorsque l'angle d'incidence du faisceau sur la cible est pris en compte (partie droite de la figure).

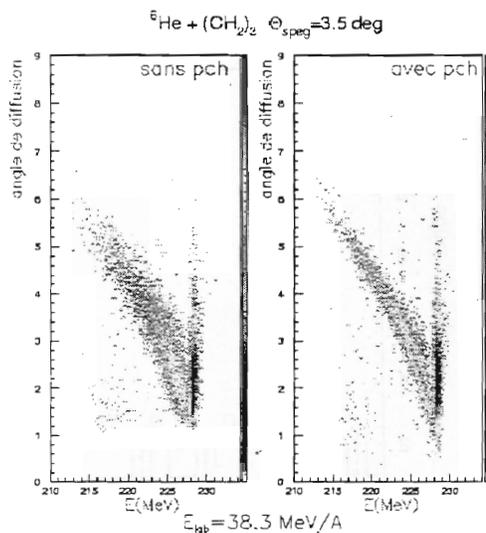


Figure 11. Spectre de diffusion d'un noyau d' ${}^6\text{He}$ sur une cible de $(\text{CH}_2)_3$ au plan focal de SPEG [16]. L'angle de diffusion est calculé pour le spectre de gauche en supposant que l'incidence du faisceau sur la cible est normale, dans le second spectre en prenant en compte l'angle d'incidence donné par des détecteurs de faisceau (petites chambres à dérive).

Finalement pour des ions de charge $Z > 8$ (particule suffisamment ionisante), les détecteurs utilisant un système de galettes de micro-canaux ont une bonne efficacité tout en restant très peu interceptifs, puisqu'ils fonctionnent avec des feuilles (cibles) d'épaisseur $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, alors que, pour les autres types de détecteurs, il est difficile de descendre en dessous de $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$. La résolution spatiale est typiquement de 1 mm [15].

3.4 Spectroscopie gamma

Comprendre la structure d'un noyau nécessite de connaître ses premiers états d'excitation. Pour cela plusieurs méthodes sont à la disposition des expérimentateurs, parmi lesquelles figurent l'étude par spectroscopie gamma. Cet outil, bien que connu et utilisé depuis longtemps pour l'étude de la structure nucléaire des noyaux en rotation rapide par exemple, rencontre comme difficulté majeure les contraintes nouvelles liées à la production des faisceaux secondaires. Il est donc nécessaire d'imaginer de nouvelles méthodes expérimentales.

3.4.1 Après réaction de fragmentation

Dans cette section, je vais vous décrire une nouvelle méthode d'investigation du noyau rendant possible l'accès à plusieurs états excités dans les noyaux très exotiques. Cette méthode s'inspire de celle utilisée dans les réactions de fusion-évaporation où l'on détecte les photons issus de la désexcitation d'un noyau autour de la cible de production.

Lors de la fragmentation d'un projectile sur une cible, les fragments produits possèdent une grande énergie d'excitation. Après avoir émis des particules légères, il a été montré que les fragments pouvaient demeurer dans des états excités de spins importants (10h) et possédant une énergie d'excitation de 6MeV. La désexcitation s'effectue alors par émission de rayonnements gamma. La méthode consiste donc à détecter les rayonnements gamma issus de la désexcitation de ces fragments. Nous allons voir cependant que ce principe se heurte à plusieurs difficultés.

Les rayonnements gamma sont émis rapidement après la collision (dans un temps de l'ordre de la picoseconde). Il faudra placer la détection gamma près de la cible de production. Nous sommes donc confrontés à deux difficultés principales :

- Les rayonnements gamma sont émis par le noyau animé d'une grande vitesse (plus du tiers de la vitesse de la lumière). En raison de l'effet Doppler, l'énergie des rayonnements gamma détectés sera différente de l'énergie réelle et l'ouverture angulaire des détecteurs devra être limitée. Par ailleurs, en raison de la vitesse importante d'entraînement du centre de masse, les rayonnements gamma seront fortement émis vers les angles avant dans le référentiel du laboratoire. Il faudra donc tenir compte du changement de référentiel pour, par exemple, l'étude des distributions angulaires.

Ces considérations imposent l'utilisation d'un multicompteur de grande efficacité et de grande granularité ceci afin de connaître l'angle moyen d'émission des rayonnements gamma.

- Les rayonnements gamma qui correspondent aux noyaux exotiques sont des événements très rares et donc noyés dans un bruit de fond important. Ceci est dû à la très faible valeur de la section efficace de production d'un noyau exotique comparée à la section efficace totale de réaction. Le bruit de fond est principalement dû aux

rayonnements gamma provenant de tous les autres noyaux produits en grand nombre. Pour minimiser ce bruit de fond il va donc être nécessaire :

- D'arrêter le faisceau et les produits de la fragmentation loin de la détection de rayonnement gamma.
- D'effectuer des coïncidences gammas-fragments pour attribuer une transition gamma à un noyau.
- De bien choisir le couple intensité du faisceau incident et épaisseur de la cible pour minimiser le taux de coïncidences fortuites. Cette dernière remarque impose que la probabilité qu'il y ait plus d'une réaction à la fois soit faible.

Cette technique a été utilisée avec succès dans plusieurs laboratoires. Prenons l'exemple du GANIL, où je vais décrire une expérience qui s'est intéressée à l'étude de la fermeture de couche neutrons $N=20$ au voisinage du célèbre noyau de ^{32}Mg . La réaction utilisée était la fragmentation d'un faisceau de ^{36}S sur une cible de Be à une énergie de 77MeV/n [17-18].

Le faisceau d'ions stables délivré par le GANIL a une structure en temps périodique telle que le faisceau est présent environ 1ns toutes les 100ns environ, soit de l'ordre de 10^7 pulses de faisceau toutes les secondes. La résolution en temps des détecteurs n'étant pas meilleure que la durée du pulse, ceci entraîne pour une réaction par pulse un taux de coïncidences fortuites de l'ordre de 100%. Pour être dans des conditions où ce taux est faible, il est nécessaire de ne pas excéder 0.1 réaction par pulse, 1.10^6 réactions/s. La section efficace totale de réaction étant de l'ordre de 2b, avec une épaisseur de cible de 3 mg/cm^2 , raisonnable pour limiter le straggling angulaire des produits de réaction, cela conduit à une intensité du faisceau primaire de 10^6 pps. Ceci montre la nécessité d'un chronomètre pour éliminer les coïncidences fortuites entre rayonnements gamma et entre fragments. Une autre limitation concerne l'utilisation de détecteurs de faisceau auprès d'installation délivrant des faisceaux avec une structure en temps. Dans le cas des accélérateurs du GANIL, la résolution en temps des détecteurs de faisceau, de l'ordre de 1 ns, limite leur emploi à une intensité de 10^6 pps pour limiter le nombre d'évènements fortuits dans ces détecteurs.

Lors de cette expérience, le taux de production des noyaux riches en neutron était dans le meilleur des cas de quelques particules par seconde. Il est donc nécessaire de choisir un détecteur très efficace pour la détection des rayonnements gamma issus de la désexcitation des fragments. Comme il n'existe pas à l'heure actuelle de multicompteur 4π de Ge (très bonne résolution en énergie) de très grande efficacité adapté à ce type d'expérience, le choix s'est porté sur un multicompteur gamma composé de cristaux de BaF_2 de grande efficacité et de grande granularité. Cet ensemble se nomme le « château de cristal » [19], et se compose de 74 cristaux. Placé à une distance de 15 cm de la cible il avait une efficacité photopic avoisinant 30 % (pour une énergie de 1.3 MeV) pour un angle solide couvert de 70%. Cet ensemble était associé au spectromètre SPEG pour détecter les fragments.

Les fragments produits et identifiés lors de cette expérience sont montrés sur la figure 12. La figure de droite représente le spectre de décroissance gamma du ^{32}Mg obtenu avec ce dispositif.

Deux transitions ont été clairement identifiées, dont une nouvelle d'énergie 1430 keV observée en coïncidence avec la transition connue 885 keV du niveau 2^+ vers l'état fondamental.

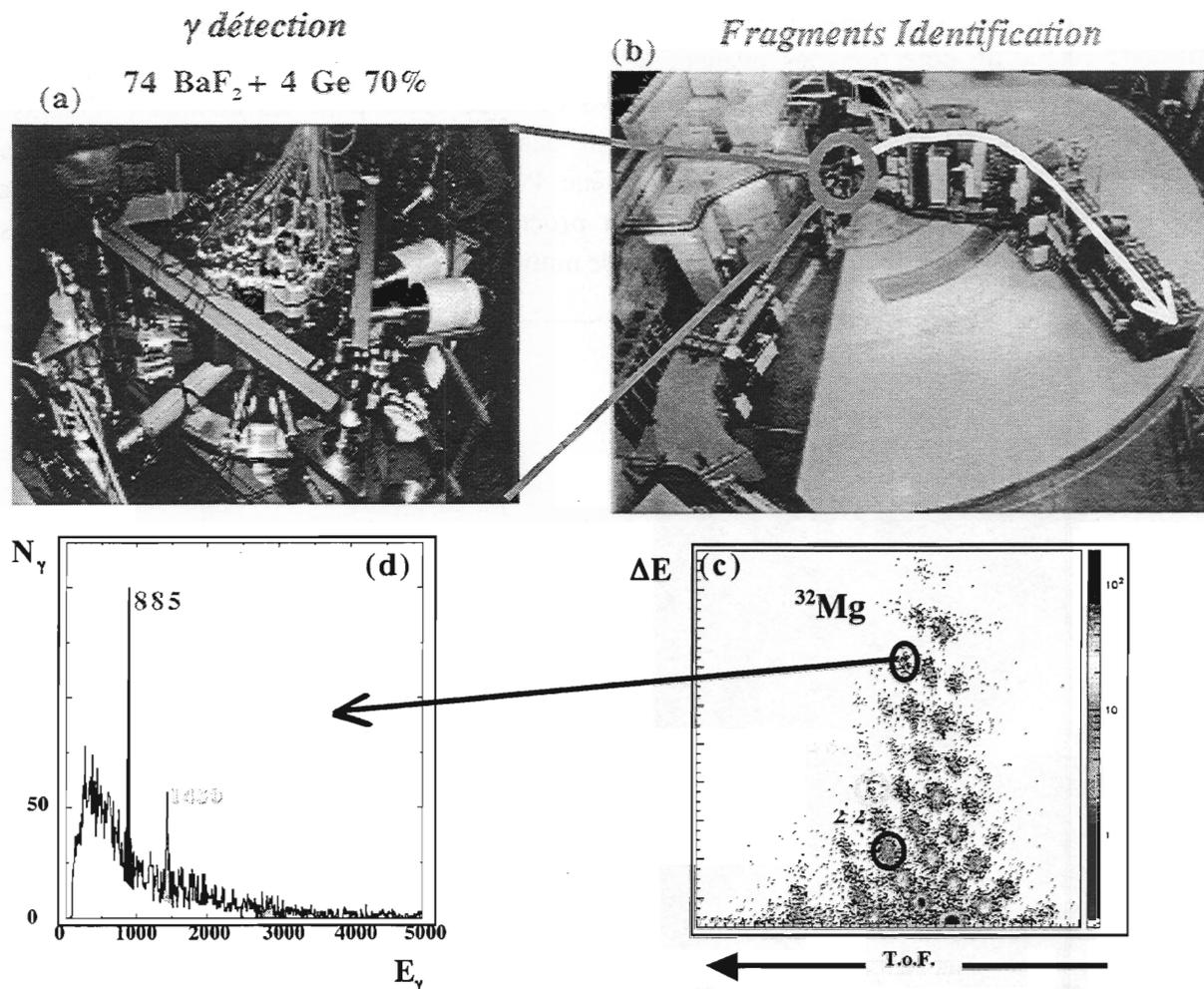


Figure 12 : Illustration de la méthode de la spectroscopie gamma en ligne au moyen de la fragmentation du projectile au GANIL. (a) Détection gamma : Château de cristal + 4 détecteurs Ge, entourant la cible de production. (b) Spectromètre SPEG pour l'identification des fragments. (c) Matrice d'identification obtenue au plan focal. (d) Spectre de décroissance gamma du ^{32}Mg .

Cette méthode s'avère être un moyen puissant pour mesurer les états excités à moyen spin de noyaux très exotiques. Il devient ainsi possible d'effectuer la spectroscopie gamma de noyaux dont les taux de production sont très faibles. Cependant, du point de vue expérimental le principal facteur limitatif provient du rapport signal sur bruit, qui limite l'utilisation de faisceau primaire intense sur la cible. Pour remédier à cette contrainte, une technique faisant intervenir une double fragmentation a été mise en œuvre pour la première fois à RIKEN. Un faisceau secondaire produit par fragmentation d'un faisceau primaire intense vient bombarder la cible où à son tour il subit une réaction. Cette expérience a utilisé des faisceaux d'ions rares de ^{36}Si produits à partir d'un faisceau primaire de ^{40}Ar . Ainsi la spectroscopie du noyau ^{34}Mg a pu être réalisée pour la première fois [20].

3.4.2 Après réaction de fusion-évaporation

Le développement, ces 10 dernières années, de multidétecteurs $4\pi\text{-}\gamma$ Ge tel que GAMMASPHERE, EUROBALL a permis, grâce à leur grande résolution en énergie et à leur efficacité accrue de détection des événements de haute multiplicité, de grandes avancées dans l'étude de la structure nucléaire. L'étude des états de hauts spins pour les noyaux déficitaires en neutron en est un très bon exemple. Pour plus de détails sur ces ensembles de détection, vous pouvez vous reporter au cours de Gilbert Duchêne. Pour l'instant, ces études restent limitées à l'utilisation de faisceaux stables. Dans un futur proche, grâce à l'arrivée de faisceaux intenses radioactifs, il va bientôt être possible d'explorer de nouvelles régions de la charte des nucléides.

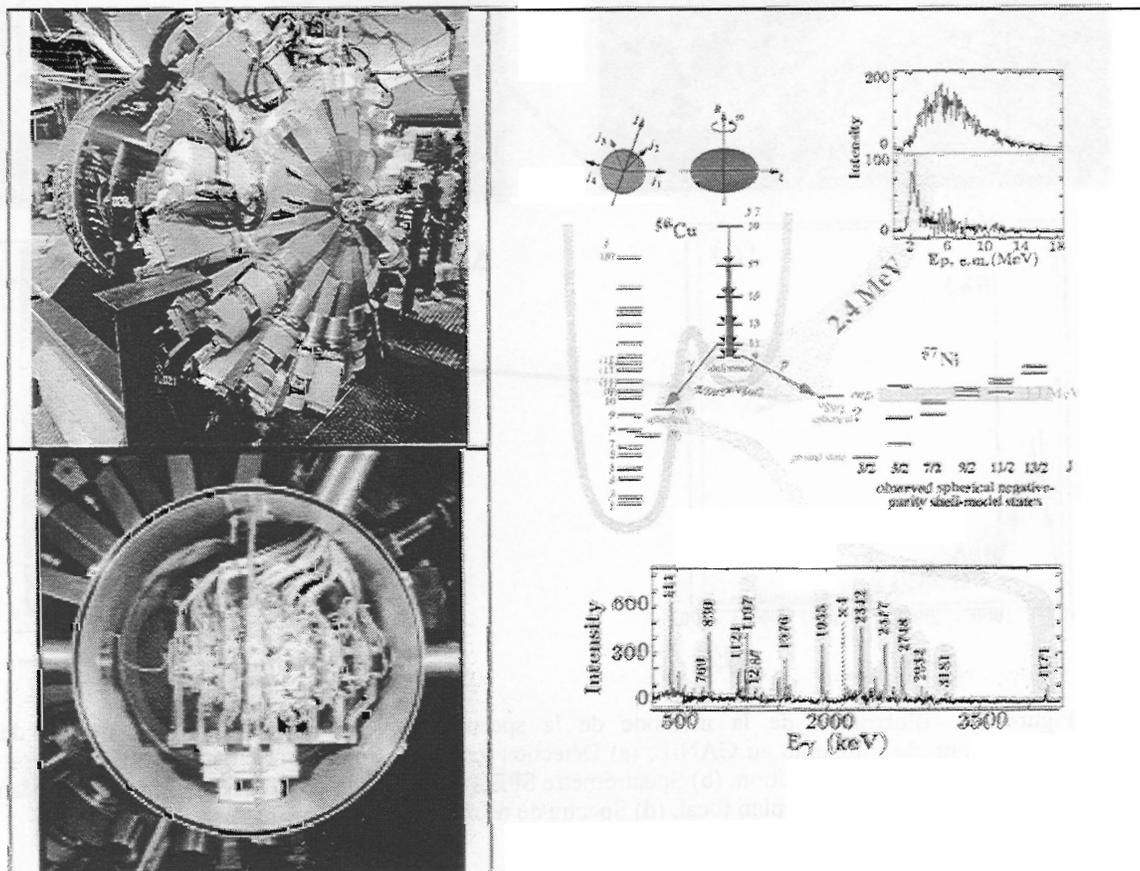


Figure 13. Vue du dispositif GAMMASPHERE [21] qui comprend 100 détecteurs Ge hyper-pur (en haut à gauche) couplé au multidétecteur de particules chargées MICROBALL [22] composé de 95 cristaux de CsI (en bas à gauche). La cible est placée au centre de cet ensemble. La figure de droite montre la première observation de la décroissance par émission de proton d'une bande rotationnelle appartenant au puit déformé.

Un dispositif type consiste à associer un multicompteur gamma à des détecteurs auxiliaires tels que, par exemple, des multidétecteurs de particules chargées (voir figure 13). Ceux-ci permettent entre autre de sélectionner les voies de réactions (gain en sélectivité) ainsi que de déterminer le moment des noyaux de recul (correction cinématique de l'énergie de transition

gamma). Un très beau résultat est celui obtenu pour le noyau $N=Z$ de ^{58}Cu [23]. Il a ainsi été possible d'isoler une bande rotationnelle appartenant au puit déformé qui se désexcite par émission d'un proton vers le noyau de ^{57}Ni . Ce résultat est très surprenant, car « normalement » une bande rotationnelle déformée se désexcite par émission de rayonnements gamma vers le premier puits sphérique. Ce résultat, n'aurait pas pu être mis en évidence avec une détection unique de rayonnement gamma.

Nous venons de voir deux types d'expériences, associant respectivement la détection de rayonnements γ avec un spectromètre et avec des détecteurs de particules chargées. Imaginons, maintenant, un ensemble qui conjugue ces trois familles de détection. Une méthode originale s'appelle la RDT (Recoil Decay Tagging) [24]. Cette technique a un haut pouvoir de sélectivité. Elle permet l'étude des événements de très faible section efficace, $1 \mu\text{b}$, noyés dans 1 barn de bruit de fond. Principalement développée pour l'étude de la spectroscopie de noyaux lourds ($A > 100$), son schéma de principe est résumé sur la figure 14.

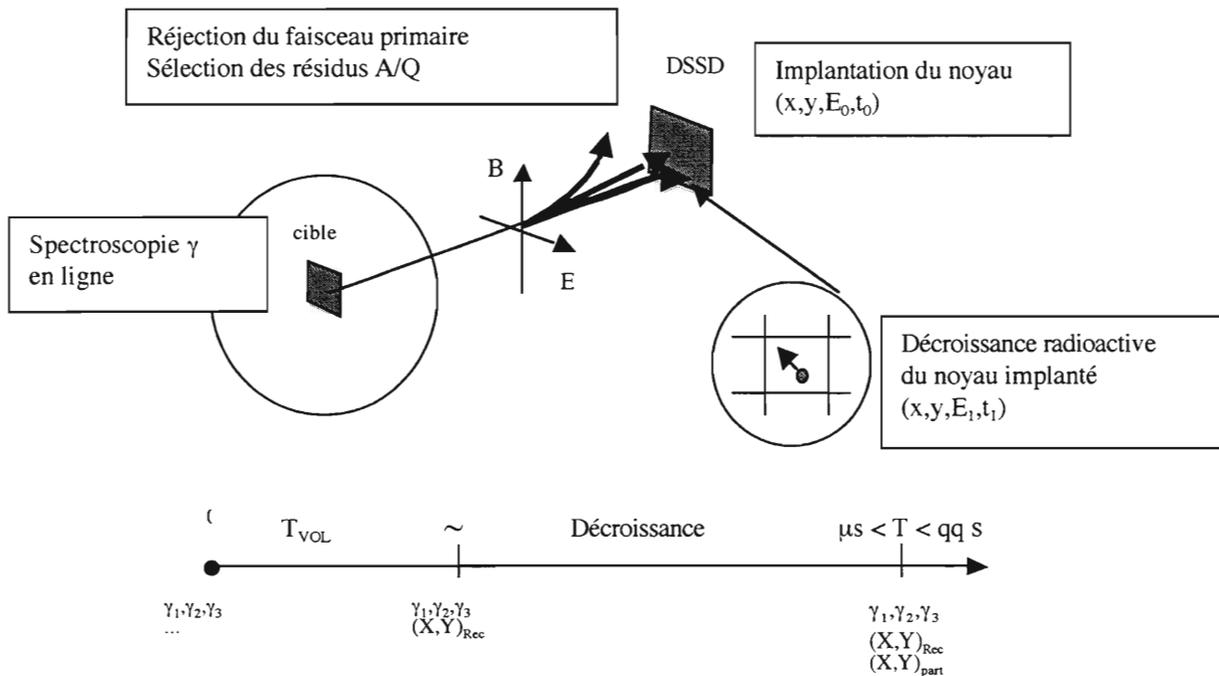


Figure 14. Schéma de principe de la méthode RDT.

Un multicompteur de rayonnements gamma de grande efficacité placé autour de la cible mesure la désexcitation prompte des produits de réaction. Les résidus sont ensuite sélectionnés par un séparateur (spectromètre de recul) suivant leur rapport masse sur charge. Ceci permet le plus souvent de rejeter le faisceau primaire intense qui présente un rapport A/Q très différent des noyaux d'intérêts. Ces derniers sont ensuite implantés dans un détecteur Si multistrips (DSSD : Double Side Strip Detector). Celui-ci permet de mesurer à la fois l'énergie des noyaux ainsi que les informations relatives à leur implantation : position et temps. Les éléments radioactifs vont décroître dans le détecteur Si. Au niveau du même pixel d'implantation, on peut donc récolter des

évènements de décroissance corrélés avec l'ion implanté. Ainsi il va être possible de déterminer le temps de décroissance et l'énergie de la particule émise. Enfin, une détection de rayonnements gamma placée autour du lieu d'implantation permet d'effectuer des mesures en coïncidences retardées.

On voit l'intérêt de ce dispositif qui va permettre d'effectuer la spectroscopie d'un noyau inconnu qui après une très bonne sélection va être identifié grâce à sa décroissance radioactive (multiple). De plus, une étude spectroscopique des noyaux-fils va être possible.

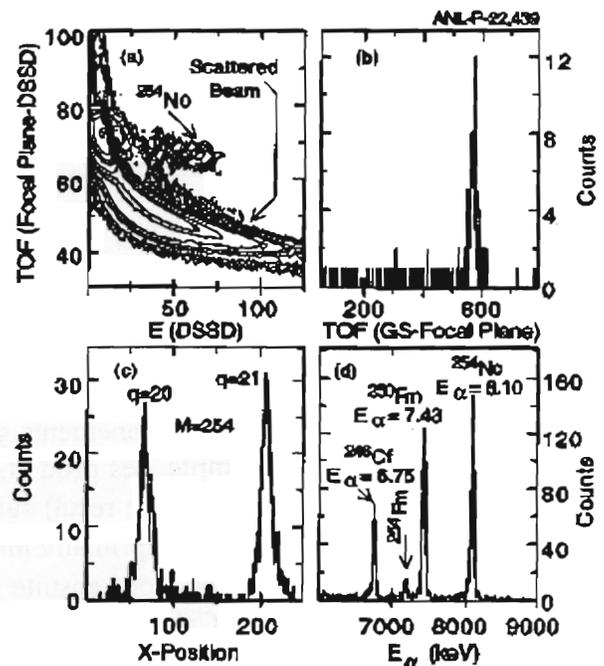
L'échelle de temps associée à un évènement est importante, il dépend de la chaîne de décroissance (pouvant aller jusqu'à plusieurs secondes). Les taux de comptage vont être très différents entre le point cible et le lieu d'implantation. Ces considérations nécessitent un système d'acquisition particulier pour, entre autre, limiter le temps mort. Une technique consiste à utiliser une horloge universelle qui va étiqueter chaque évènement, détecteur par détecteur. Bien que chacune de ces informations semble aléatoire, prises l'une par rapport à l'autre, elles peuvent présenter des corrélations qui dépendent des grandeurs physiques étudiées.

L'ensemble de ces techniques a permis récemment d'effectuer l'étude des isotopes super-lourds de Nobeélium ($Z=102$). La section efficace de production de ces éléments étant très faible, comparée au bruit de fond accompagnant la fission spontanée (~ 700 mb), cette région est restée longtemps inaccessible pour les études par spectroscopie gamma. La réaction $^{208}\text{Pd}(^{48}\text{Ca},2n)^{254}\text{No}$ a été étudiée à l'université de Jyväskylä ainsi qu'au National Argonne Laboratory. Les deux dispositifs utilisés sont très similaires :

- JUROSPHERE (multicompteur gamma) + RITU (spectromètre de recul rempli de gaz) [25] + DSSD
- GAMMASPHERE [21] + FMA (spectromètre de recul) [26] + DSSD

Figure 15. Ensemble des sélections effectuées lors de l'expérience $^{208}\text{Pd}(^{48}\text{Ca},2n)^{254}\text{No}$ auprès du spectromètre FMA [27]. (a) Sélection du ^{254}No à partir de la matrice d'identification : énergie déposée dans le détecteur Si (DSSD) et le Temps de Vol des

particules. (b) Temps de vol entre GAMMASPHERE et les détecteurs du plan focal. (c) Spectre position au plan focal (M/Q). (d) Spectre de décroissance alpha obtenu dans le DSSD. Trois générations de décroissance alpha sont observées à partir du noyau père ^{254}No .



La figure 16 montre le spectre de corrélations gamma final obtenu avec l'ensemble des sélections présentées sur la figure 15.

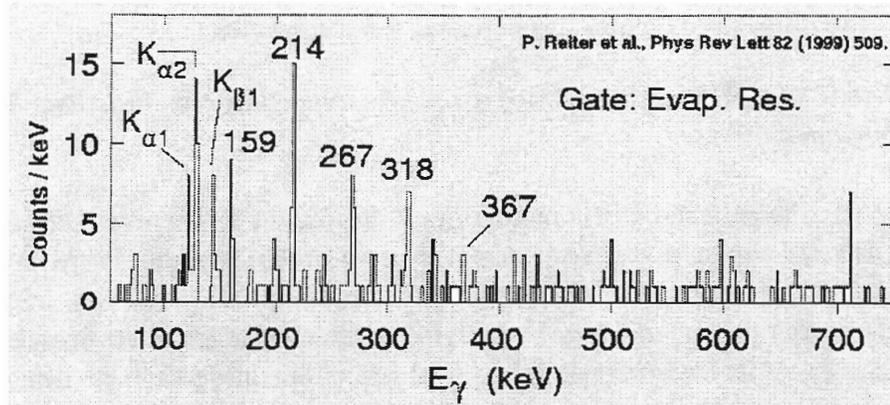


Figure 16. Spectre de décroissance du ²⁵⁶No obtenue par la méthode RDT.

4. NOUVEAUX OUTILS

Comme il a déjà été mentionné plusieurs fois, malheureusement, tout du moins dans l'état actuel des installations délivrant des faisceaux radioactifs, les intensités disponibles sont de l'ordre de 10 à 1000 fois inférieures à celles auxquelles nous sommes habitués avec les faisceaux stables. Ceci a un impact direct sur la conception des systèmes de détection qui seront utilisés auprès des faisceaux radioactifs. Le bruit de fond généré par la nature radioactive du faisceau peut aussi être un sérieux problème. Pour minimiser ce bruit de fond et obtenir une information aussi complète que possible sur les noyaux étudiés, différents appareillages seront appelés à fonctionner en coïncidence. Ceci implique des conceptions extrêmement précises et concertées.

Dans ce chapitre, je vais vous décrire quelques développements en cours. Cette liste n'est pas exhaustive, mais elle me semble caractéristique de la nouvelle génération de systèmes de détection.

4.1 Spectromètre de grande acceptance

Avec les faisceaux stables, l'identification des produits de réaction était nécessaire pour atteindre des sections efficaces très faibles par rapport à d'autres réactions ayant une probabilité souvent de 3 à 6 ordres de grandeur supérieure à celle de la voie de réaction recherchée. Avec les faisceaux secondaires de première génération, il n'est pas possible de mesurer des sections efficaces bien inférieures au mbarn. Par ce fait, la discrimination par rapport à d'autres voies de réaction est donc en principe plus facile que dans le cas des faisceaux stables. Par contre, par la disponibilité des faisceaux secondaires on veut en général avoir accès à des noyaux très peu ou pas du tout connus. Il faut donc un moyen très efficace pour attribuer un produit de réaction à un noyau. L'observation d'un γ , d'un proton,... doit être associée à une coïncidence avec le résidu de la

réaction, qui permet sans ambiguïté et avec une faible statistique d'attribuer ce produit de réaction à un système donné (cf Chapitre 3).

L'étiquetage des réactions est donc un outil indispensable pour utiliser d'une façon efficace les faisceaux radioactifs. Un spectromètre est très bien adapté à cette fonction. Pour mieux comprendre les critères retenus pour l'élaboration de ces nouveaux spectromètres, je vais rappeler quelles sont les contraintes principales liées aux réactions suivantes :

a) *Diffusion élastique et inélastique en cinématique inverse; réactions de transfert en cinématique inverse*

Ce type d'expérience a déjà été décrit en détail dans le chapitre 3. Rappelons que les noyaux de recul légers, p, d,... sont détectés par un multidétecteur de particules légères de type MUST ou autre. La résolution en énergie et en angle est obtenue par ces multidétecteurs, qui ont une très bonne granularité et résolution en énergie. Pour obtenir des spectres sans trop de bruit de fond, il est néanmoins nécessaire de détecter l'éjectile en coïncidence. Dû à la cinématique inverse, l'angle maximal de l'éjectile est inférieur à 10 degrés dans tous les cas d'intérêt. Les angles de recul étant très proche de zéro degré, il faut éliminer le faisceau direct. L'énergie de l'éjectile est typiquement de 5 à 20 MeV/nucléon, et une identification en M et Z est souhaitable.

b) *La diffusion profondément inélastique (deep inelastic)*

Ce type de réaction peut être utilisé pour produire de nouveaux noyaux ; les expériences à Dubna dans les années 70 ont démontré la puissance de cette méthode, qui a été néanmoins assez peu utilisée, puisque l'angle couvert par les produits de réaction est très grand et la collection des noyaux est difficile de ce fait. Un spectromètre de très grand angle solide est donc un instrument de choix pour ce domaine. Des calculs de modèles récents prévoient aussi que cette réaction à partir de faisceaux secondaires devrait donner des sections efficaces pour les noyaux loin de la stabilité de quelques ordres de grandeur supérieures à celles obtenues avec des faisceaux stables.

L'étude des mécanismes d'équilibration du rapport N/Z en fonction de l'isospin et un autre sujet de grand intérêt avec les faisceaux secondaires.

Pour ces deux sujets, il faut une identification en M et Z pour des noyaux de masse A souvent supérieure à 100. L'énergie des produits de réaction étant de 1 à 5MeV/nucléon, une acceptation maximale est nécessaire ainsi que des angles de détection jusqu'à environ 90 degrés.

c) *Fusion-évaporation*

Par l'utilisation des faisceaux secondaires, de nouveaux noyaux vont être accessibles par cette voie de réaction, aussi bien du côté des noyaux riches en protons, en particulier proche de la ligne N=Z, que des noyaux riches en neutrons, en général pas accessibles par les faisceaux stables à cause d'une forte évaporation de neutrons au début de la cascade

d'évaporation. Avec les faisceaux de type ISOL obtenus par fission induite par un faisceaux de deutons, de protons ou d'ions lourds, la création de nouveaux noyaux transuraniens devraient également être possible.

La plupart des expériences dans ce domaine va être réalisée en cinématique directe, avec des énergies assez basses des résidus d'évaporation ,de l'ordre de 0.1 à 1MeV/nucléon. Des détecteurs très spécifiques seront nécessaires pour obtenir de bonnes identifications à une énergie aussi basse.

L'identification des résidus est réalisée en coïncidence avec des radiations promptes (γ , n, p,...) observées par des détecteurs autour de la cible, où avec des radiations retardées (α , β p, β n, fission,...) par des corrélations implantations-désintégration (méthode RDT).

L'identification en M/Q et en M devrait être possible pour les masses les plus lourdes, $A \geq 250$. La basse énergie des produits de réaction implique que des angles très importants (5 à 10 degrés) devront être couverts. La réjection du faisceau direct est indispensable pour ces expériences nécessairement centrées à zéro degré.

En résumé, un spectromètre d'un très grand angle solide permettant d'étiqueter les réactions semble un outil indispensable pour tous les mécanismes de réaction utilisant des faisceaux de type ISOL. A l'heure actuelle, trois spectromètres de grand angle solide sont en cours de réalisation : MAGNEX à INFN-Catane [28], PRISMA à LNL-Legnaro [29], et VAMOS au GANIL [30,31]. Nous allons nous intéresser à ce dernier.

VAMOS (VARIABLE MOde Spectrometer) est donc un spectromètre d'un nouveau type, possédant un angle solide d'un ordre de grandeur supérieur à ceux existants, et possédant différents modes opératoires combinant un spectromètre de bonne résolution avec un filtre de vitesse permettant soit une dispersion en M/Q soit une réjection du faisceau pour les mesures à zéro degrés. Il dispose aussi d'un mode de focalisation sans dispersion similaire à un solénoïde.

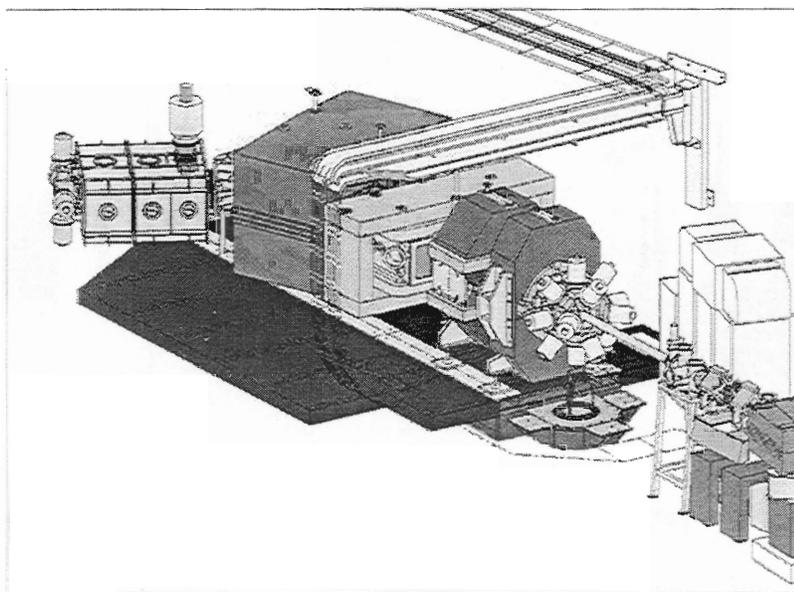


Figure. 17. Vue générale du spectromètre VAMOS.

Il se compose (cf figure 17)

- d'un doublet de quadrupôles de très grande acceptance géométrique ~ 80 msr
- d'un filtre de vitesse (filtre de Wien)
- d'un dipôle d'angle variable (pour $\theta_{\max} = 60$ deg, la dispersion en moment au premier ordre est de 2.47 cm/%)

L'acceptance en moment est de $\pm 6\%$ avec une résolution en moment, $\Delta p/p \sim 10^{-3}$ (au premier ordre).

L'avantage qu'offre une telle structure est que suivant le couplage des éléments magnétiques et électrostatiques, plusieurs modes d'opération sont permis. Trois modes vont être possibles : les deux quadrupôles seuls (grande acceptance, dispositif non dispersif), les quadrupôles avec le dipôle (système dispersif) et les quadrupôles + filtre de vitesse + dipôle (spectromètre de masse).

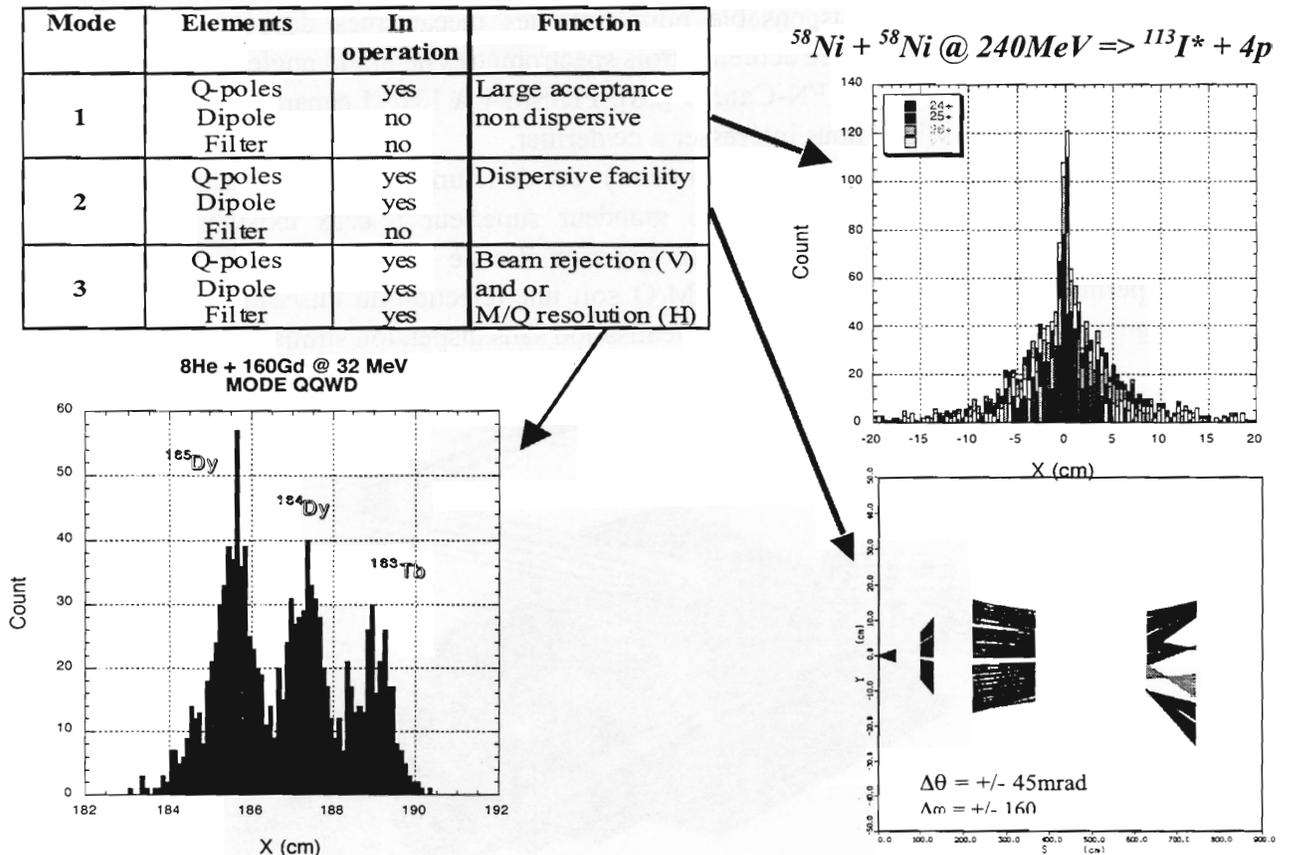


Figure 18. Résumé des trois principaux modes de fonctionnement du spectromètre VAMOS.

Pour obtenir une bonne résolution, une reconstruction de trajectoires est nécessaire pour corriger les aberrations optiques. Une bonne qualité de détection est donc indispensable, et ceci

même pour des particules de basse énergie. La détection au plan focal doit être adaptée à la nature des particules à analyser, le pouvoir ionisant dépend de l'énergie et de la masse des ions. Pour cette raison deux ensembles de détection ont été envisagés, adaptés à la nature des particules.

Le premier ensemble de détection est dédié aux noyaux les plus légers et/ou rapides, par conséquent ceux ayant le plus faible pouvoir ionisant. Dans ce cas l'association de deux chambres à dérive permet de mesurer la position des particules afin de remonter à l'angle de diffusion. La mesure de la perte d'énergie, ΔE , se fait au moyen d'une chambre à ionisation. Un plastique scintillant placé derrière la chambre à ionisation permet de mesurer l'énergie résiduelle E des particules et le temps de vol de celle-ci par rapport à la haute fréquence associée au faisceau.

Le deuxième ensemble de détection sert à la mesure des ions lourds et/ou lents au grand pouvoir ionisant. On utilise dans ce cas des feuilles émissives (30 à 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Cette technique limite la quantité de matière traversée. Ceci permet de réduire le straggling angulaire d'un facteur 18 et la perte d'énergie d'un facteur 10. Les ions au passage de la feuille arrachent des électrons qui sont guidés par un potentiel électrostatique jusqu'à un détecteur situé hors de l'axe du faisceau. Ce détecteur est une chambre à dérive basse pression qui a l'avantage d'être moins onéreuse que des galettes à micro-canaux. En plus de la position, ce système permet de mesurer le temps de vol des particules lourdes dans le cas où elles ne parviennent pas jusqu'au plastique. Le signal Start est donné par la première feuille et le stop par la seconde distante d'un mètre environ.

4.2 Détection de rayonnements gamma

Deux approches peuvent être retenues pour la conception de spectromètre gamma de grande efficacité. La première, dite conventionnelle, consiste à utiliser des technologies existantes pour développer des spectromètres de grande efficacité dédiés à l'étude spécifique des noyaux exotiques (EXOGAM [32], MINIBALL [33]). La seconde, plus ambitieuse, est basée sur le tracking gamma. Celle-ci devrait répondre aux exigences de plusieurs communautés (exotique, haut spin, ...), mais demande encore de nombreux efforts de R&D. Je ne vais pas développer ce dernier point qui fait l'objet du court de Gilbert Duchêne.

Nous allons prendre l'exemple d'EXOGAM au GANIL comme spectromètre dédié à l'étude des ions radioactifs. Les spécifications techniques pour EXOGAM sont issues de l'étude détaillée de toutes les contraintes suscitées. Etant donnée la faible intensité attendue pour ces nouveaux faisceaux, la conception d'un spectromètre doit maximiser l'efficacité de détection. Ceci doit être vrai pour une gamme en énergie très vaste s'étendant du rayonnement X de quelques dizaines de keV à des énergies gamma de plusieurs MeV. Le rayonnement X est précieux en particulier pour l'identification des noyaux étudiés tandis que des énergies gamma de 5 à 6 MeV sont observées dans des expériences de type excitation Coulombienne de noyaux légers ou décroissance gamma. De même la cinématique des réactions est très différente d'une expérience à l'autre, en terme de vitesses de recul d'abord : le noyau d'intérêt émetteur peut soit se trouver à l'arrêt, soit être animé d'une vitesse de recul allant jusqu'à 10% de la vitesse de la lumière. En terme d'angles de recul ensuite, puisque les réactions de fusion produisent des noyaux composés reculant dans un cône de recul relativement réduit tandis que dans des réactions de diffusion inélastique, les particules seront diffusées entre 0 et 180 deg. La multiplicité est également un

facteur crucial puisque la détection simultanée de plusieurs rayonnements dans un même détecteur détruira l'efficacité et augmentera le bruit de fond dans les spectres. Les premières expériences qui chercheront à identifier et étudier des isotopes très exotiques sont des expériences de type excitation Coulombienne qui permettent d'exciter les noyaux dans leurs premiers états excités et générant donc une multiplicité faible (jusqu'à 5 environ). A l'inverse les réactions de type fusion-évaporation peuvent conduire à des multiplicités beaucoup plus élevées (allant jusqu'à 20 et au-delà) lorsque les noyaux produits sont de bons rotors.

Après examen approfondi de toutes ces exigences, il est apparu que le meilleur choix (en l'état actuel des technologies) qui permette de concilier au mieux ces contraintes issues de la physique, est un spectromètre constitué de plusieurs détecteurs composites au germanium hyper pur, entourés d'une enceinte anti-compton et assemblés de façon très compacte autour de la cible.

EXOGAM se compose d'un ensemble de 16 détecteurs germaniums Clover (voir figure 19). Chacun est construit à partir de 4 cristaux assemblés de façon très compacte dans un même cryostat commun. Le détecteur choisi pour EXOGAM est un Clover de grandes dimensions construit à partir de 4 diodes de diamètre initial 60 mm et de longueur 90mm (voir figure 20b). Ces dimensions ainsi que la façon dont les cristaux sont taillés ont été déterminés par un grand nombre de calculs de simulation. Un paramètre important pour un détecteur composite est le facteur d'addback. Il est défini par le rapport entre l'efficacité photopic du Clover et la somme des efficacités des diodes individuelles. Lorsque deux d'entre elles ont déclenché en coïncidence, cela signifie dans la grande majorité des cas qu'il s'agit d'une diffusion Compton d'un cristal vers un autre. Pour l'acquisition de données, cela correspond à 2 événements distincts. En sommant les

énergies déposées dans ces deux cristaux, si aucun matériau absorbeur ne dégrade la partie diffusée, on retrouve l'énergie totale. Pour le Clover EXOGAM les calculs donnent une valeur 1,6 pour le facteur d'addback.

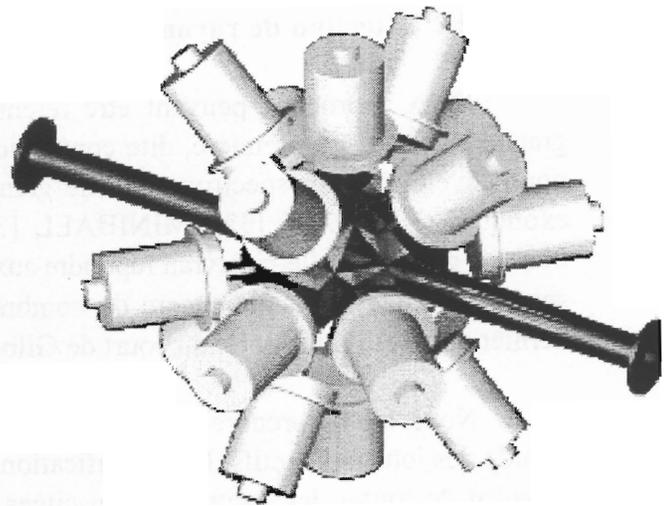


Figure 19. Vu du spectromètre EXOGAM dans sa version compacte

L'élargissement des pics de pleine énergie peut avoir plusieurs sources :

- Le ralentissement des noyaux émetteurs dans la cible
- La dispersion angulaire des noyaux de recul
- L'ouverture angulaire des détecteurs individuels.

Les deux premières contributions sont définies par les conditions cinématiques de la réaction choisie. Par contre il est possible de limiter la troisième par une conception adaptée. C'est ainsi que chacun des cristaux est segmenté électriquement en quatre (figure 20b), ceci afin de limiter l'angle solide sous tendu par un détecteur. Le gain n'est toutefois obtenu que lorsque le rayonnement gamma aura déposé toute son énergie dans un seul segment.

Il existe deux composantes dans le bruit de fond des spectres : les composantes corrélées au signal d'intérêt et celles qui ne le sont pas. Dans ce dernier cas il s'agit de coïncidences fortuites qui ont déjà été traitées dans le chapitre 3. Seul un blindage adéquat, l'emploi de matériaux appropriés et l'utilisation de méthodes de réjection par anti-coïncidence temporelle peuvent limiter cette source. Le fond corrélés provient essentiellement de la diffusion Compton. La meilleure façon de lutter contre ce bruit de fond est d'entourer le plus complètement possible chaque clover par un scintillateur très efficace chargé de détecter le rayonnement diffusé qui s'échappe du Ge. L'enceinte anti-Compton d'EXOAM est basée sur un nouveau concept qui autorise une très grande souplesse d'utilisation. Elle est composée de trois éléments distincts appelés stoppeur arrière, stoppeur latéral et blindage latéral (voir figure 20b). L'utilisation de ces différents éléments donne lieu a deux configurations de référence pour EXOGAM, une version compacte très proche de la cible et une version reculée.

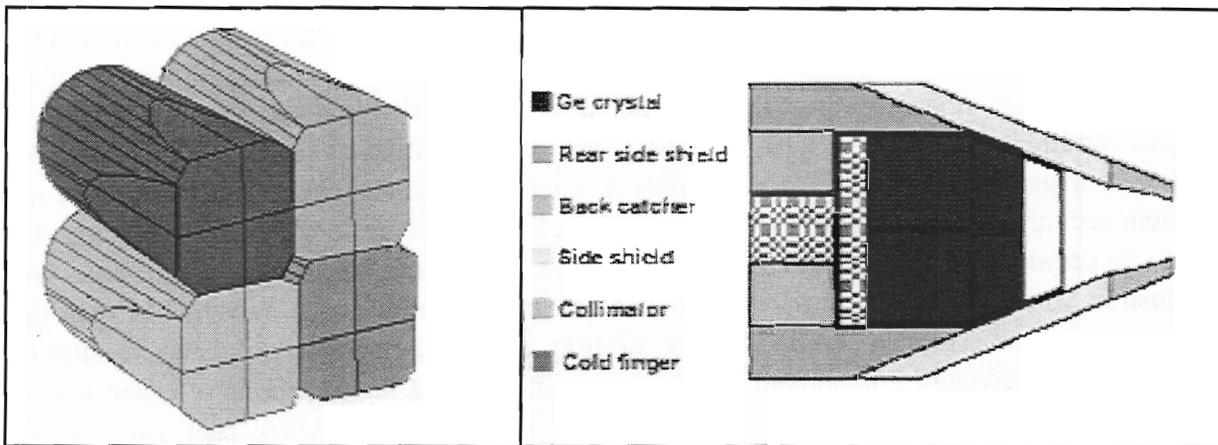


Figure 20. (a) Schéma représentant un détecteur clover segmenté (à droite). (b) Schéma représentant les différentes parties constituant l'enceinte anti-Compton EXOGAM.

Les performances d'EXOAM pour différents types de réactions sont les suivantes (pour une énergie de transition gamma de 1.3 MeV) :

	Décroissance radioactive ($v/c = 0$)	Excitation Coulombienne ^{40}Ar @ 160 MeV sur une cible de ^{208}Pb ($v/c = 7.5\%$)	Fusion-evaporation ^{72}Kr @ 280 MeV sur une cible de ^{40}Ca ($v/c = 6.3\%$)
Résolution (keV)	2-3	15	13
Rapport P/T	47	45	31
Efficacité Photopic (%)	20	18	13

Dans le cas de la réaction de fusion évaporation prise pour exemple, outre une vitesse de recul importante, une relativement grande multiplicité gamma est à considérer. Ceci correspond au cas le plus défavorable pour ce type de détecteur. (Deux exigences : grande efficacité photopic avec de bonnes performances à multiplicité élevée, difficiles à satisfaire conjointement).

Dans ces cas de figures, une configuration où chaque détecteur est éloigné de la cible (placée à une distance de 15 cm) avec un ajout d'une seconde enceinte anti-compton pour améliorer la qualité des spectres est souhaitable :

- résolution 11 keV
- rapport P/T = 49%
- efficacité photopic 13%

Cet ensemble jumelé avec le spectromètre VAMOS constitue un outil unique pour l'étude des réactions induites par les faisceaux radioactifs de SPIRAL au GANIL.

4.3 Cibles cryogéniques

Comme il a été mentionné au chapitre 2, le besoin de noyaux cibles simples pour l'étude des réactions directes avec des faisceaux exotiques, conduit à l'utilisation de cibles d'hydrogène (H ou D) et de $^3,4\text{He}$. Les cibles couramment utilisées, dans le cas de l'hydrogène, sont des composés chimiques comme le polyéthylène (CH_2 et CD_2). C'est avec des cibles de ce type que la première génération d'expériences a été réalisée. Celles-ci sont disponibles dans le commerce et ne nécessitent aucune préparation particulière. Cependant, la présence de carbone dans ses composés engendre un certain nombre de contraintes. La première concerne le bruit de fond qui, soit, doit être soustrait en faisant une mesure avec une cible de carbone pur (temps de faisceau supplémentaire), soit doit être éliminé par des mesures de coïncidences (cumul des efficacités de détection et donc réduction du nombre d'évènements). Maintenant, effectuons le calcul simple suivant : la perte d'énergie d'un faisceau d' ^6He à une énergie de 10 MeV/n, dans une cible de $1\text{mg}/\text{cm}^2$ de CH_2 et de H_2 est respectivement de 200 keV et de 407 keV. Donc, pour une même perte d'énergie, le nombre d'hydrogène dans une cible de CH_2 est 3.43 fois moins important que ce qui serait possible avec de l'hydrogène pur. Pour l'Hélium, la seule possibilité est d'utiliser des cibles gazeuses ou liquides. Ces cibles doivent donc être contenues dans un volume délimité par des fenêtres d'entrée et de sortie, dont l'épaisseur va être proportionnelle à la pression. Donc pour augmenter l'épaisseur de la cible, sans accroître de façon trop importante l'épaisseur des fenêtres, la seule possibilité est de diminuer la température.

Les têtes des pompes cryogéniques standard permettent à l'heure actuelle de descendre sans difficulté à une température de 15K, ce qui permet d'accroître la densité d'un facteur 20 par rapport à la température ambiante. Le diagramme de phase pour l'hydrogène montre qu'à une température de 15K et à la pression atmosphérique, celui-ci est liquide. Ainsi, pour une épaisseur de cible de 1 cm, cela correspond à une épaisseur d'hydrogène de $70\text{ mg}/\text{cm}^2$. Il est donc

nécessaire de travailler à des pressions relativement importantes, le point triple de l'hydrogène étant à 14K et 170 mbar.

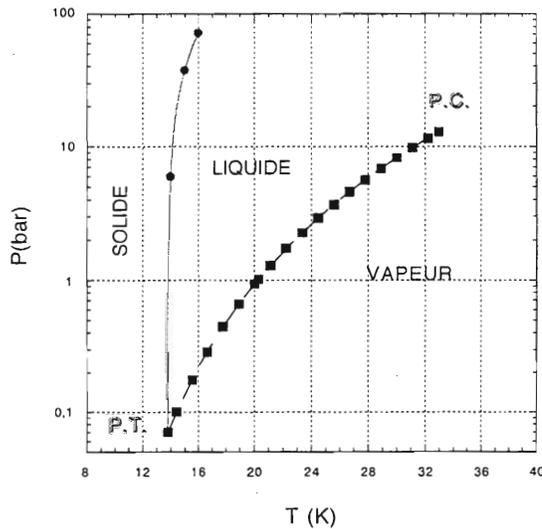


Figure 30. Diagramme de phase de la molécule H₂.

De fortes contraintes vont alors s'exercer sur les fenêtres qui vont se déformer. Pour éviter ce problème de cibles bombées et inhomogènes, une technique originale a été développée au GANIL dans le cadre de cible d'hydrogène solide. Cette cible a été élaborée avec un système de doubles fenêtres comme illustrées sur la Figure 31. Son principe est simple ; pendant la formation de l'hydrogène solide, une pression d'hélium de valeur exactement égale à celle de l'hydrogène situé dans la partie centrale permet de maintenir les parois intérieures parfaitement planes (exemptes de toute contrainte $\Delta p = 0$). Une fois que le solide est formé, l'hélium peut être retiré. La figure 32 montre la cible durant la phase de formation du glaçon d'hydrogène, où l'on peut distinguer les différentes phases gaz, liquide et solide. Cette cible d'hydrogène solide vient d'être utilisée avec succès lors de la première expérience utilisant un faisceau SPIRAL, étude de la diffusion élastique résonnante du noyau de ¹⁸Ne sur des protons. La cible était de 1 mm soit 7 mg/cm² avec des épaisseurs de fenêtre de l'ordre de 0.5 mg/cm² de mylar.

De façon plus générale, l'ensemble des techniques développées dans cette section est à l'heure actuelle utilisé dans de nombreux laboratoires, pour des expériences d'intérêts astrophysiques (UCL-FYNU Louvain-La-Neuve), des études par réactions de transfert (RIKEN, JINR-FLNR DUBNA, GANIL, NSCL Michigan State University), ou des mesures de sections efficaces de réaction (GANIL).

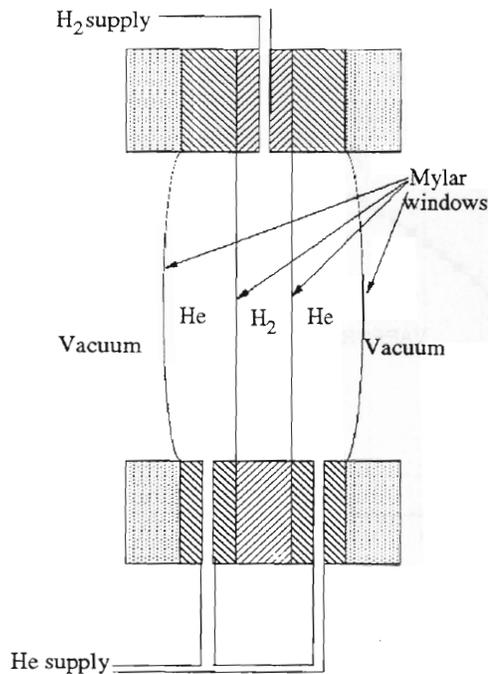


Figure 31. Schéma de principe de la cible permettant la formation du glaçon d'Hydrogène homogène, sans déformation des fenêtres.

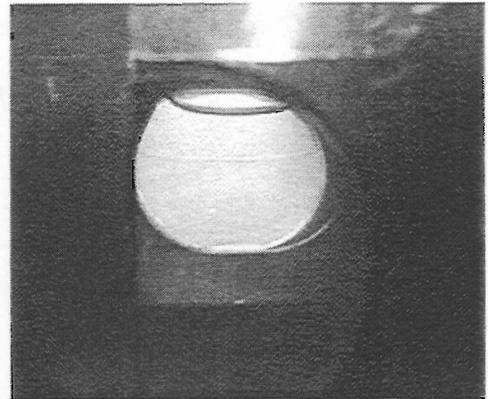


Figure 32. Cible d'hydrogène de 2mm d'épaisseur en cours de solidification. Nous distinguons sur la photo les trois phases, solide (au bas 65 % du volume), liquide (au centre 30 % du volume) et gazeuse (en haut 5 % du volume).

4.4 Cibles actives

Le problème de la perte de résolution dans les cibles épaisses peut être évité par l'emploi de cibles actives, c'est à dire que la cible est aussi utilisée pour mesurer la perte d'énergie avec une bonne résolution. En effet, H_2 , D_2 et He sont de bons gaz pour détecter les particules chargées. En détectant la particule diffusée et le noyau de recul, on peut atteindre une efficacité de 100%. Le prototype de ce type de cible active est IKAR [34], qui a été utilisé récemment pour mesurer la diffusion élastique de ${}^4,6,8\text{He}$ et ${}^{7,9,11}\text{Li}$ autour de 700 MeV/n [35]. Un détecteur du même type est actuellement en construction au GANIL. C'est la cible-détecteur gazeux MAYA, qui fournit une reconstruction des trajectoires des particules incidentes et diffusées en 3 dimensions ainsi que leur perte d'énergie le long de ces trajectoires. Le principe de détection est représenté sur la figure 33. La figure 34 représente une vue de la cathode située dans la partie inférieure du détecteur.

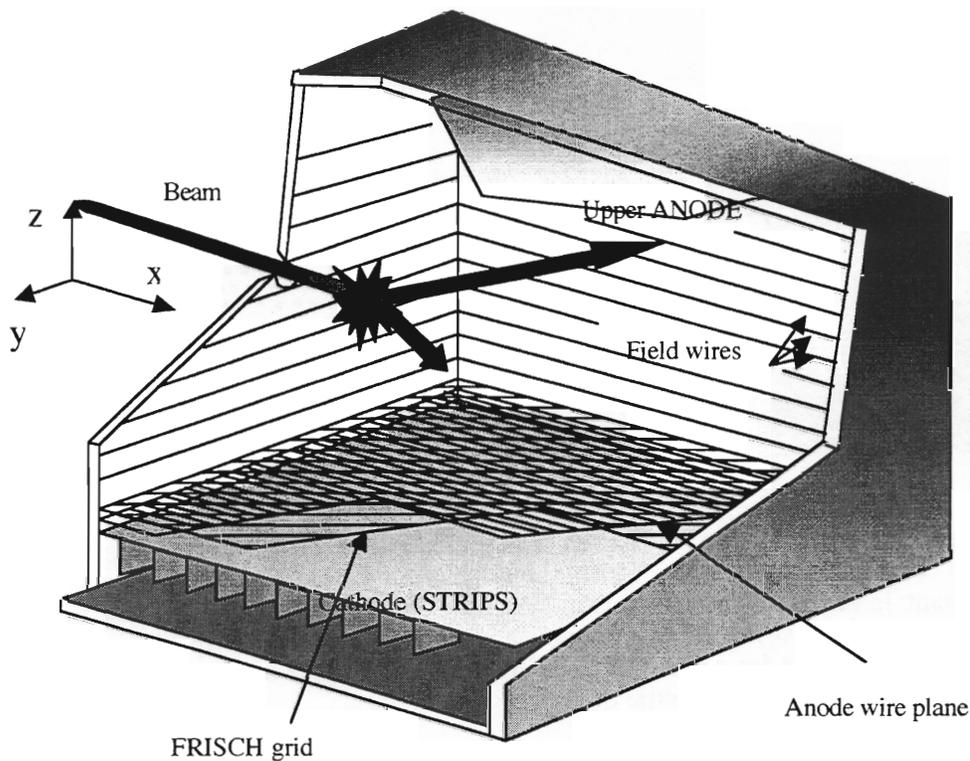
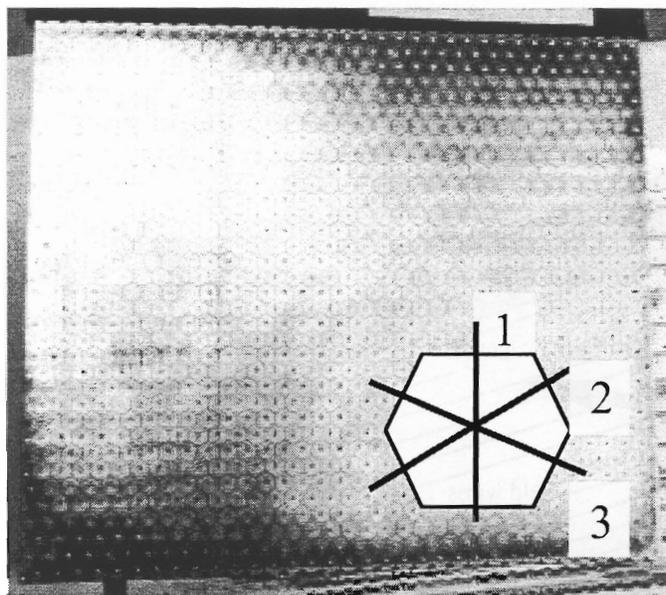


Figure 33. Vue schématique du dispositif MAYA

Le faisceau incident pénètre dans le détecteur où il va subir une réaction avec un atome du gaz de détection. La reconstruction des trajectoires des particules avant et après la réaction est obtenue par :

- Les temps de dérive des électrons récoltés par les fils amplificateurs donne une information sur le plan de la réaction (dimension Z).
- La mesure de l'amplitude sur les modules de la cathode (plan de détection). La géométrie en nid d'abeille de la cathode permet d'obtenir une information en 2 dimensions, x et y [36], grâce à un algorithme de recherche de centre de gravité. De plus, une information sur l'énergie de la réaction peut être obtenue.

Pour les réactions ayant lieu dans un plan supérieur à 45 degré par rapport à la cathode, la position est obtenue par analyse de forme du signal recueilli sur la grille de Frisch (cf. cours de J.Poutas) et la cathode grâce à un flash-ADC.



p(8He,8He)p 45 deg 5MeV/n isob 1 atm
charges induced in the pads of the active target MAYA
the area is proportional to the charge

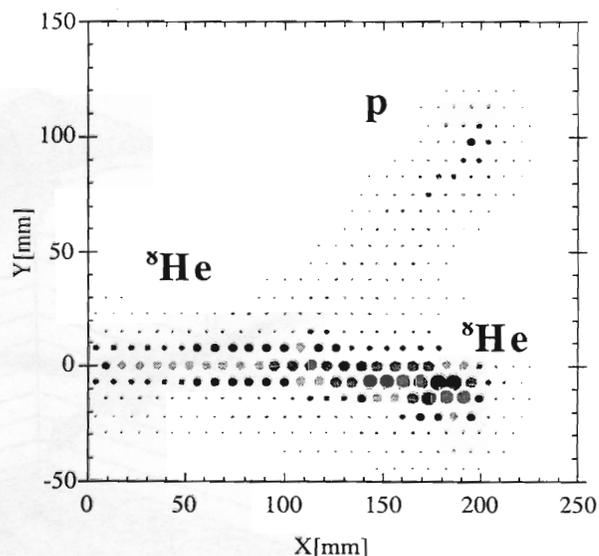


Figure 34. Vue de la cathode strippée située dans la partie inférieure de MAYA (gauche). La géométrie en nid d'abeilles (hexagone) permet de déterminer la position de la trajectoire dans le plan X et Y, ceci en déterminant le centre de gravité suivant les trois axes de symétries représentées 1-2-3. La figure de droite montre la distribution des charges récoltées sur chaque strip pour la diffusion d'un faisceau de ^8He à 5 MeV/n sur des protons contenus dans de l'isobutane à une pression de 1 atm. L'aire des disques est proportionnelle à la quantité de charge.

Une couverture angulaire de 4π peut en principe être obtenue avec ce dispositif. Le gaz utilisé ainsi que sa pression dépend du type d'expérience. Elle est pour l'instant au maximum de 3 atm, ce qui sur une longueur de 20 cm et pour l'iso butane, ne permet d'arrêter que les deutons d'énergie inférieure à 15 MeV. Pour la détection des particules légères de haute énergie, il devra être associé à des détecteurs CsI par exemple.

En résumé, MAYA est particulièrement bien adapté pour la détection des noyaux de recul de très basse énergie, qui sont incompatibles avec l'utilisation de cible solide. De plus des angles de recul très faibles dans le système du CM peuvent être atteints. L'utilisation d'un champ magnétique (1T) parallèle à la trajectoire du faisceau permettrait d'accroître la dynamique de cet ensemble. Un vaste programme a été initié, portant sur les études de diffusion élastique résonnante (étude des états isobariques analogues de ^7He et ^9He par diffusion élastique de ^6He et ^8He sur proton) et les réactions de transfert induites par un faisceau de ^8He sur le carbone de l'isobutane (C_4H_{10}).

Références :

Avant de vous plonger dans les références relatives à ce cours, je vous conseille de lire attentivement les manuscrits relatifs aux deux écoles Joliot-Curie antérieures sur la physique instrumentale.

1988 : Instrumentation en Physique nucléaire et physique des particules
1994 : Physique nucléaire instrumentale : Des éléments pour un bon choix

- [1] H.Geissel, G.Munzenberg and K.Riisager, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 163.
- [2] Scientific Opportunities with an Advanced ISOL Facility.
<http://www.science.doe.gov/production/henp/np/program/isolpaper.pdf>.
- [3] <http://www.ganil.fr/exogam/definitionprojet/mou/detecteurs.html>.
- [4] Thèse de Santiago Pita, Université de Paris VI, IPN Orsay T-00-11
- [5] R.Anne et al., NIM in Physics Research B70 (1992) 276.
- [6] Proceedings of the 12th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications (EMIS-12), Sendai, Japon (1991), NIM in Physics Research B70 (1992) 1-602.
- [7] J.P. Dufour et al., NIM A248(1986)267.
- [8] O.Tarasov : <http://dnr080.jinr.ru/LISE.html>.
- [9] B.Blank et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1116.
- [10] W.Mittig, P.Roussel-Chomaz, Nuc. Phys. A693 (2001) 495.
- [11] L.Bianchi et al., NIM A 276 (1989) 509.
- [12] J.Yurkon et al., NIM A 422 (1999) 291.
- [13] M.D.Cortina-Gil, Nucl.Phys. A641, 263 (1998).
- [14] Y.Blumenfeld et al., NIM A421 (1999) 471.
- [15] Thèse de M. Chartier, Université de Caen, GANIL T-96-06.
- [16] Thèse de V. Lapoux, Université de Paris Sud, DAPNIA/SPHN-98-05T.
- [17] Thèse de M.J. Lopez-Jimenez, Université de Caen, GANIL T-00-01.
- [18] Thèse de M. Belleguic-Pigard de Gurbert, Thèse de L'Université Claude Bernard – Lyon I, IPNO-T-00-05.
- [19] F.A.Beck, CRN (Strasbourg) – PN 84-41.
- [20] K.Yoneda, Phys.Lett. 499B, 233 (2001).
- [21] M.Devlin et al., NIM A383 (1996) 506.
- [22] D.G. Sarantites et al., NIM A 381 (1996) 418.
- [23] D.Rudolph et al. Phys.Rev.Lett. 80 (1998) 3018.
- [24] E.S. Paul et al., Phys. Rev. **C51** (1995) 51.
- [25] M.Leino et al., NIM in Physics Research B99 (1995) 653.
- [26] C.N. Davids et al., NIM in Physics Research B 70 (1992) 358.
- [27] P.Reiter et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 509.
- [28] A.Cunsolo et al., NIM in Physics Research A (2001)
- [29] A.M.Stefanini et al., LNL Annual Report 1999, LNL INFN (rep) –160\00.
- [30] H.Savajols et al., Nucl.Phys. A654 (1999) 1027.
- [31] <http://www.ganil.fr/vamos/index.html>
- [32] <http://www.ganil.fr/exogam>
- [33] D. Habs et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 38 (1997) 111.
- [34] A.A.Vorobyov et al.,NIM in Physics Research 119 (1974) 509.
- [35] J.P Burk et al., Nucl. Phys. B217 (1993) 285.
- [36] K.Lau et al., NIM A 366 (1995) 298.