

UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI
École Doctorale 517 PNC : Particules, Noyaux, Cosmos

Discipline : Physique

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Clémentine SANTAMARIA

effectuée au CEA, Centre de Saclay,
IRFU/Service de Physique Nucléaire

pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences de l'Université Paris-Sud XI

Quest for new nuclear magic numbers with MINOS

Soutenue le 7 septembre 2015

Directeur de thèse : Dr. Alexandre OBERTELLI

Composition du jury :

Pr. Elias KHAN	: président du jury
Dr. Alexandre OBERTELLI	: directeur de thèse
Pr. Peter REITER	: rapporteur
Dr. Olivier SORLIN	: rapporteur
Dr. Kathrin WIMMER	: examinatrice

CHAPITRE 1

Introduction

1.1 Motivations

En 1934, W. Elsasser [1] a remarqué une évolution des énergies de liaison des noyaux légers. Par analogie avec les électrons d'un atome, il a corrélié ces noyaux plus liés à des couches fermées en protons et neutrons et a établi pour la première fois un modèle d'oscillateur harmonique pour décrire les noyaux dans un puits de potentiel générant différents niveaux d'énergie. A cause d'un manque de preuves expérimentales, cette théorie n'a pas été poursuivie jusqu'en 1949 quand M. Goeppert-Mayer [2, 3] et O. Haxel, J. Jensen et H. Suess [4] ont montré indépendamment que l'inclusion d'un terme spin-orbite dans le potentiel pouvait reproduire les intervalles expérimentaux entre orbitales à 2, 8, 20, 28, 50, et 82 nucléons, nommés "nombres magiques". Avec l'étude de noyaux en dehors de la vallée de stabilité, appelés noyaux exotiques, ces nombres magiques ont été remis en question, avec leur disparition comme par exemple pour les noyaux riches en neutrons autour de $N=20$ et $N=28$ [5, 6], mais aussi avec l'apparition de nouveaux nombres magiques comme par exemple à $N=32,34$ dans les isotopes de Ca et Ti [7, 8, 9].

Les modèles théoriques de physique nucléaire sont construits sur des approximations différentes en fonction de l'observable d'intérêt dans le noyau. Nous donnons dans le manuscrit une brève description des deux modèles de structure nucléaire les plus rencontrés : le modèle en couches et les calculs selon Hartree-Fock-Bogoliubov, ainsi qu'un aperçu des modèles de réactions directes. La réaction et structure nucléaire sont généralement décrits séparément avec deux théories distinctes. En effet, la partie de réaction est souvent dérivée sans tenir compte des nombreux degrés de liberté interne des noyaux en collision, tandis que la partie de structure nucléaire doit prendre en compte des corrélations à plusieurs corps découlant d'interactions entre nucléons.

L'étude de noyaux très exotiques à la limite d'intensité des accélérateurs de notre génération est un défi expérimental, mais aussi un gain réel dans les régions très peu connues de la carte nucléaire. Le nouvel accélérateur RIBF de RIKEN au Japon construit en 2007 [34] est le premier accélérateur de nouvelle génération pour la physique nucléaire dans le monde avec les plus fortes intensités de faisceaux radioactifs obtenues jusqu'ici. Le programme nommé SEASTAR [35, 36] prévoit de mesurer systématiquement à RIBF le premier état excité des noyaux pair-pair accessibles jusqu'à $Z = 40$ avec des faisceaux primaires de ^{70}Zn et d' ^{238}U . L'intégralité des noyaux étudiés par spectroscopie γ est présenté en Fig. 1.1, avec la mesure de seize nouveaux premiers états excités et au moins cinq nouveaux deuxièmes états excités. Il comprend l'étude (i) de la fermeture de la sous-couche en neutrons en dessous du ^{54}Ca (^{52}Ar), (ii) des corrélations dans les isotopes de Ca au delà du ^{54}Ca (^{56}Ca), (iii) de l'îlot d'Inversion à $N=40$ pour les noyaux plus légers en protons ($^{60,62}\text{Ti}$), (iv) de l'évolution de la collectivité au-delà de $N = 40$

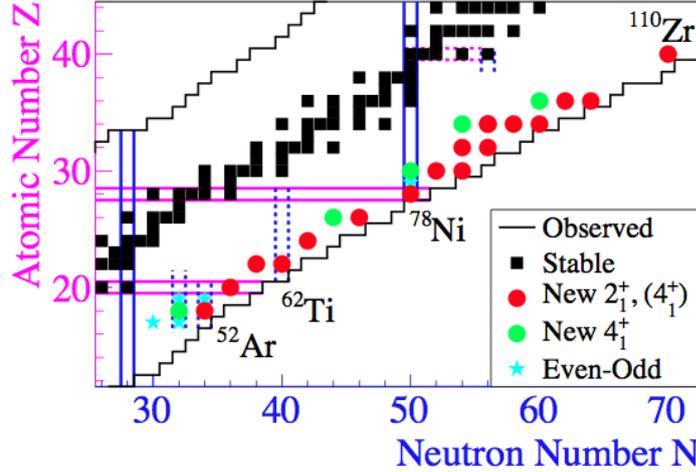


FIGURE 1.1 – Vue d’ensemble des 16 nouvelles mesures de $E(2_1^+)$ et des 5 nouvelles mesures de $E(4_1^+)$ prévues au sein du projet SEASTAR.

(^{66}Cr , ^{72}Fe) (*v*) de la persistance de la fermeture de couche $N = 50$ (^{78}Ni), (*vi*) de la migration d’orbitales au-delà de $N = 50$ ($^{82,84}\text{Zn}$, $^{86,88}\text{Ge}$, $^{90,92}\text{Se}$), (*vii*) de l’augmentation de la collectivité à $N=60$ et au-delà (^{94}Se , $^{98,100}\text{Kr}$), et (*viii*) de la fermeture de la sous-couche $N = 70$ (^{110}Zr).

Pour la spectroscopie de ces noyaux produits à quelques ou des dizaines de particules par seconde, l’utilisation d’une cible mince standard de ^9Be ou de CH_2 ne donnerait pas suffisamment de statistiques dans un délai de quelques jours pour chaque réglage de faisceau. Il faut donc augmenter la luminosité, à savoir les réactions produisant des γ . A. Obertelli (CEA) a eu l’idée d’utiliser une cible épaisse d’hydrogène liquide (100 à 200 mm d’épaisseur) pour des réactions d’arrachage de protons (réactions de knockout), en prenant un compromis entre la luminosité et les ré-interactions possibles dans la cible. L’énergie perdue par le faisceau dans la cible devient non négligeable aux énergies incidentes de RIBF. Pour corriger l’effet Doppler des γ détectés, la position de la réaction dans la cible doit donc être connue. Une chambre à projection temporelle (TPC) est alors conçue pour être placée autour de la cible d’hydrogène et pour reconstruire le vertex d’interaction dans des réactions $(p, 2p)$ d’arrachage d’un proton. Le couplage de la cible et de ce détecteur est appelé MINOS (MagIc Numbers Off Stability) [10].

1.2 Description de MINOS

Le dispositif MINOS est composé d’une cible épaisse d’hydrogène liquide et d’une chambre à projection temporelle (TPC) et est dédié à des réactions d’arrachage de protons. Un schéma du détecteur est présenté Fig. 1.2. La cible, la TPC, l’électronique, et le système d’acquisition de données sont présentés en détails dans le manuscrit mais nous présentons un bref résumé du dispositif ci-dessous.

Cible. Le Service des Accélérateurs, de Cryogénie et de Magnétisme (SACM) du CEA-Irfu a développé plusieurs cibles liquides par le passé. La conception de la cible MINOS est largement

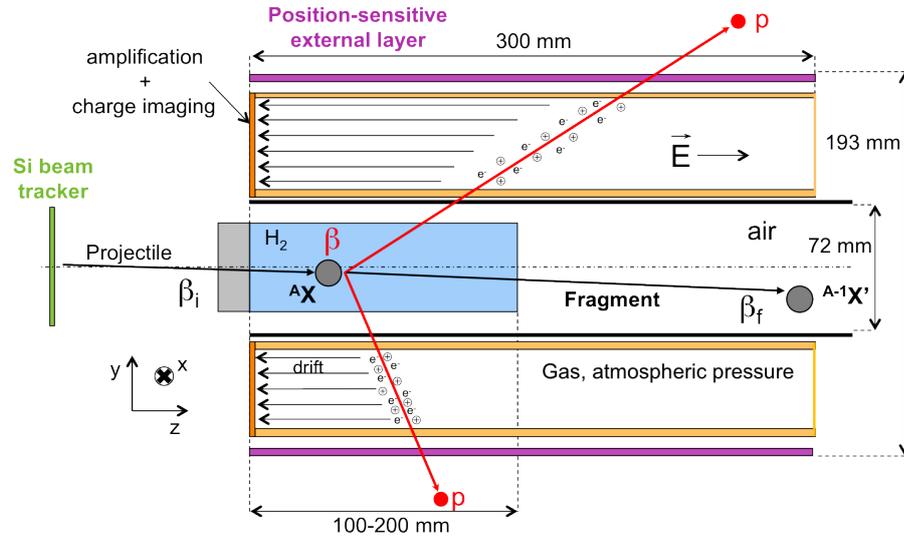


FIGURE 1.2 – Schéma de principe de MINOS.

inspirée de la cible PRESPEC utilisée pour des expériences à GSI en 2011 [11, 12], visant à minimiser la quantité d'hydrogène dans le système pour des raisons de sécurité. Le dispositif de la cible est composé (i) d'une partie froide avec le cryostat pour refroidir l'hydrogène et la cible liquide à l'intérieur d'un tube faisceau sous vide, (ii) d'un contrôle-commande et d'une évacuation d'urgence de l'hydrogène dans un réservoir de stockage par sécurité. Le contrôle-commande est en charge du contrôle du refroidissement et du réchauffement de la cible, ainsi que du contrôle de la cible et des éventuelles mesures de sécurité.

TPC. La Chambre à Projection Temporelle MINOS a été développée par le Service d'Electronique, des Détecteurs et d'Informatique (SEDI) du CEA-Irfu en s'inspirant du prototype de la TPC PANDA [13]. Une TPC est un volume de gaz dans lequel un champ électrique est appliqué. Lorsque des particules chargées traversent le volume de gaz, elles ionisent les atomes le long de cette trajectoire. Le champ électrique est parallèle à la direction du faisceau et la cathode et l'anode (plan de détection) sont montées sur les deux côtés d'un cylindre contenant une cage de champ interne et externe pour contraindre les lignes de champ dans la TPC. En raison d'un fort champ électrique (180 V/cm), les électrons d'ionisation dérivent directement sans recombinaison vers le plan de détection (anode). Le signal est alors amplifié par un détecteur Micromegas [14, 15] segmenté en pixels (pads).

Le gaz dans la TPC est choisi grâce à un compromis entre les diffusions transverse et longitudinale des électrons dans le gaz, la vitesse de dérive de ces électrons et l'amplification du détecteur Micromegas tout en conservant un gaz non inflammable. Un mélange gazeux composé d'argon (82 %), de CF_4 (15 %) et d'isobutane (3 %) a été choisi dans la TPC pour sa vitesse de dérive plus rapide par rapport au mélange standard d'argon (97 %) et d'isobutane (3 %). (i) L'argon est choisi pour sa faible énergie d'ionisation nécessaire de 26 eV pour produire une paire électron-ion. (ii) Le CF_4 augmente la vitesse de dérive des électrons et limite la diffusion des

électrons dans la TPC MINOS. (iii) L'isobutane (iC_4H_{10}) est un gaz utilisé pour le processus d'amplification d'avalanche au plan de détection de la TPC.

La nécessité d'une TPC compacte et d'une uniformité des performances a poussé à l'utilisation du détecteur Micromegas pour sa robustesse, sa simplicité de construction et ses performances en terme d'amplification. Le détecteur Micromegas est un détecteur gazeux dont le concept est présenté Fig. 1.3. Il détecte les électrons d'ionisation produits dans la TPC en amplifiant ces charges. Le détecteur est séparé en deux volumes par une micro-grille métallique. Elle est placée à $128 \mu\text{m}$ du plan de détection qui forme l'espace d'amplification. De l'autre côté de la micro-grille se trouve l'espace de conversion de la longueur de la TPC (300 mm). Une tension est appliquée sur la micro-grille pour faire dériver les électrons et amplifier la réponse sur le plan de détection. En raison du petit espace d'amplification, des tensions autour de 460 V sont appliquées sur la micro-grille (appelée mesh en anglais), ce qui correspond à un champ électrique de 36 kV/cm.

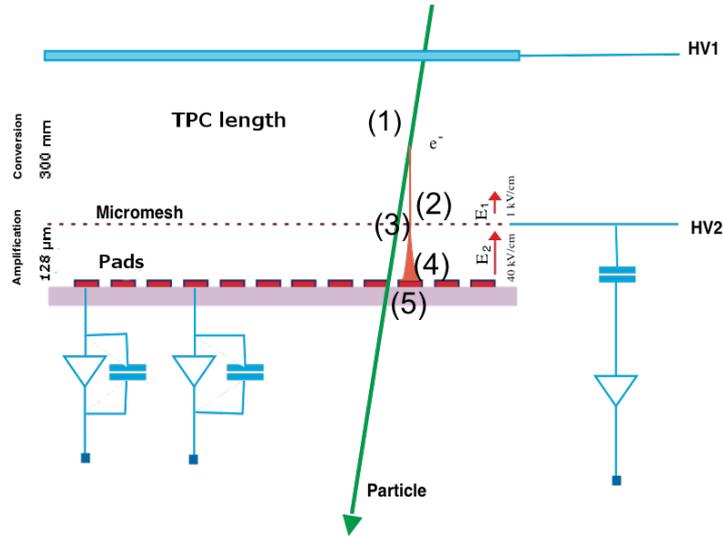


FIGURE 1.3 – Schéma de principe du détecteur Micromegas.

La taille et la géométrie des pads du détecteur ont été données par des simulations en faisant un compromis entre le nombre de voies d'électronique et la résolution de reconstruction de la position du vertex d'interaction. Ces simulations GEANT4 [16] réalisées par L. Audirac (post-doc au CEA-SPhN) sont résumées dans l'article de revue de MINOS [10]. A partir de ces simulations, deux géométries ont été retenues. La première est composée de 4608 pads avec 18 anneaux de 2 mm de rayon chacun contenant 256 segments dans une géométrie "projective", les pads sont donc plus grands pour des rayons externes du plan de détection. La deuxième géométrie "constante" est formée par 3604 pads avec également 18 anneaux de même rayon, mais les pads ont tous la même aire d'environ 4 mm^2 .

Electronique et DAQ. L'électronique pour MINOS [17] a été développée par D. Calvet

(CEA-Irfu, SEDI) avec les cartes d'électronique frontale FEC de l'expérience T2K [18] pour lire les signaux analogiques et les convertir en signaux numériques. Equipées à l'origine de 4 puces AFTER, elles sont remplacées par les nouvelles puces AGET du projet GET [19] (Electronique Générique pour les TPC). Une des différences majeures entre les puces AFTER et AGET est que tous les canaux doivent être numérisés dans la puce AFTER tandis que la puce AGET a un discriminateur sur chaque voie qui permet aux voies d'électronique non touchées de ne pas être traitées, réduisant le temps mort en conséquence.

Le logiciel d'acquisition de données (DAQ) MINOS est basé sur un nouveau système générique d'acquisition de données écrit en C++ appelé Mordicus, écrit par F. Château (CEA-SEDI) et basé sur le logiciel KM3NeT [20]. Il prend en charge les deux modes de fonctionnement de l'acquisition, autonome ou couplé à une autre acquisition, et fournit une interface pour la configuration, le contrôle durant l'acquisition et le stockage de données.

1.3 Validation par détection de particules α et de muons cosmiques

Particules α . En automne et hiver 2012, une chambre de test appelée MIMAC a été construite pour tester le détecteur Micromegas. La chambre MIMAC est composée d'un cylindre en acier de 50 cm de longueur avec la cathode d'un côté et de l'autre côté l'anode équipée d'un détecteur Micromegas pour composer une TPC. Le détecteur Micromegas est composé de quatre zones avec différentes géométries de pads, de chaque côté du disque de détection. Cette chambre a été testée avec des particules α provenant d'une source de ^{241}Am pour une énergie d'environ 5,4 MeV, puis avec des muons cosmiques.

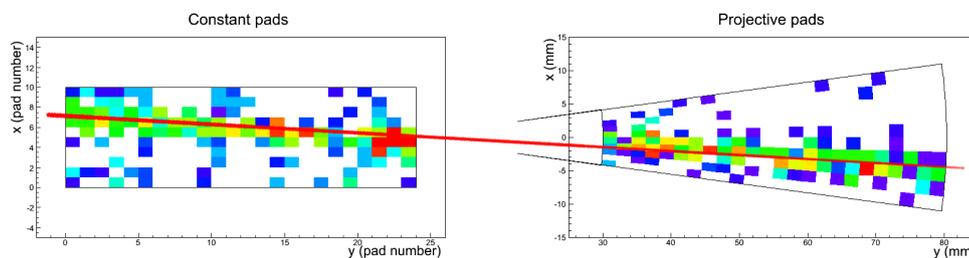


FIGURE 1.4 – Muon cosmique traversant deux plans de détection différents dans la chambre test MIMAC.

Avec la source de particules α , moyennant sa distance d'atténuation dans le gaz d'environ 5 cm, sa diffusion isotropique de particules et le manque de temps de référence avec un déclenchement d'acquisition autonome sur la micro-grille, il est tout de même possible d'obtenir une reconstruction de la position de la source en deux dimensions en minimisant la résolution de reconstruction. On obtient finalement une résolution sur la position à mi-hauteur de 1 et 2,7 mm dans les deux dimensions du plan de détection respectivement.

Muons cosmiques. Pour les expériences de physique à RIBF, la TPC MINOS doit détecter des protons d'une énergie maximale de 300 MeV, conduisant à une perte d'énergie de l'ordre

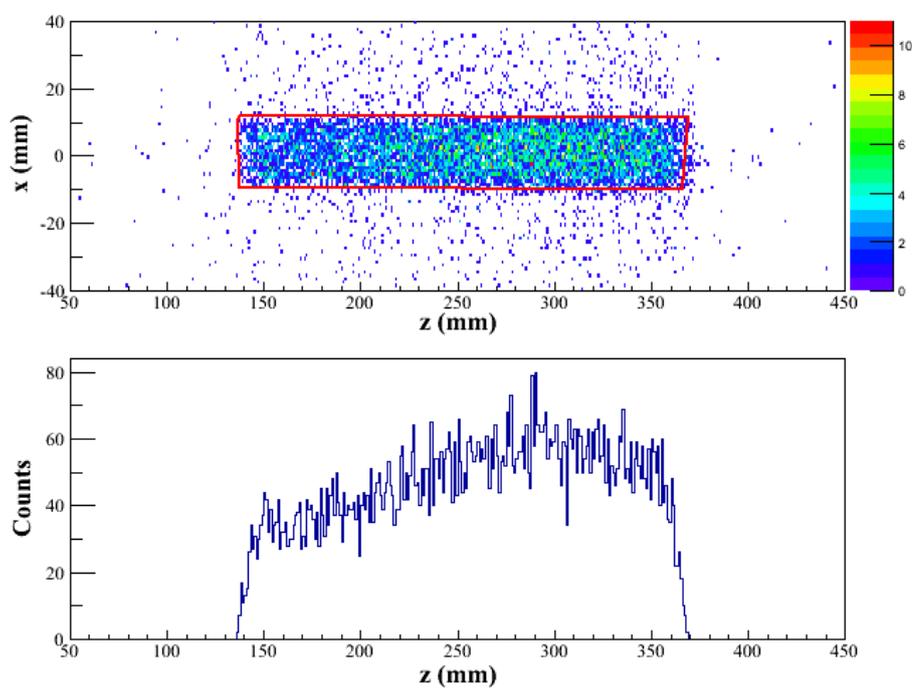


FIGURE 1.5 – Sur le banc cosmique CLAS12 avec un scintillateur mince dans le tube de faisceau : (Haut) Position reconstruite dans la TPC des muons sur le plan du scintillateur, la position du scintillateur est clairement visible par le rectangle rouge. (Bottom) Position de ces muons le long de la TPC pour les traces passant dans le scintillateur mince (rectangle rouge). Figure de A. Corsi (CEA-SPhN).

de quelques keV/mm. Les rayons cosmiques sont une première validation du fonctionnement du détecteur car ils ont la même gamme de perte d'énergie que des protons avec environ 1 keV/mm. Les premiers tests avec des rayons cosmiques ont été effectués avec deux scintillateurs plastiques au dessus et en dessous de la chambre MIMAC pour déclencher l'acquisition. Des muons cosmiques sont détectés pour la première fois dans la TPC MIMAC, comme la trace présentée Fig. 1.4.

Le prototype de la TPC a été construit début 2013 et validé au CEA Saclay courant été 2013 sur le banc cosmique CLAS12 (une expérience de physique hadronique utilisant des détecteurs Micromegas courbes) [21] avec une TPC équipée du détecteur Micromegas en géométrie projective. Les signaux en temps des scintillateurs sont transmis à un module de coïncidence pour le déclenchement de notre système d'acquisition : l'acquisition commence quand une particule est détectée à la fois dans les deux scintillateurs, ce qui réduit le bruit de fond et assure le passage des muons cosmiques à l'intérieur du banc. Un troisième scintillateur plastique, plus petit, a été ensuite inséré dans le tube faisceau au niveau de la cible afin de contraindre la position des muons cosmiques, et une efficacité de 73.3(7)% a été trouvée pour produire un signal par un muon cosmique. Considérant le dépôt d'énergie inférieure des muons cosmiques par rapport à des protons de haute énergie (environ 3 keV/mm) et l'efficacité géométrique incluse dans ce cas, ce test valide le fonctionnement de la TPC au cours des expériences et est compatible avec une efficacité de 100 % pour des protons de 50 à 150 MeV.

CHAPITRE 2

Performances du détecteur et algorithme de tracking

2.1 Dispositif expérimental

Dans des expériences de diffusion quasi-élastiques à des énergies jusqu'à 300 MeV/nucléon, des protons avec une énergie moyenne de 150 MeV (maximum de 300 MeV) sont éjectés des noyaux, ce qui conduit à une perte d'énergie de quelques keV par mm. Pour tester les performances de la TPC, une expérience de validation sur faisceau à plusieurs centaines de MeV/nucléon a été effectuée à l'installation HIMAC pour la thérapie par ions lourds à Chiba au Japon [22].

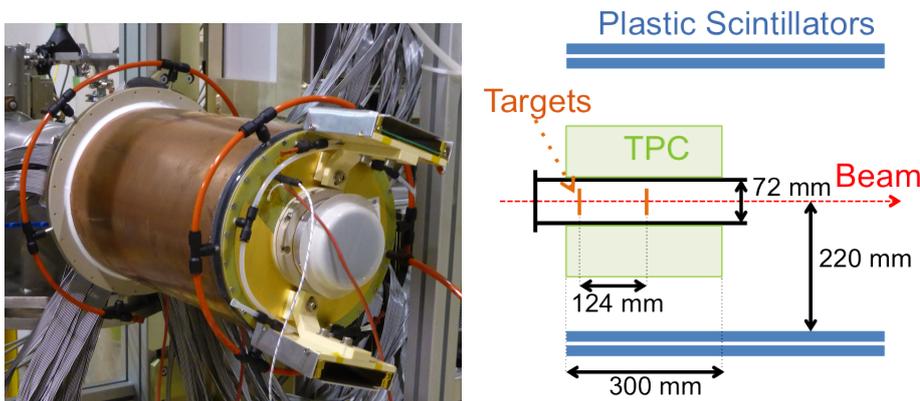


FIGURE 2.1 – (Gauche) TPC MINOS à HIMAC. (Droite) Schéma expérimental du test effectué à HIMAC, vu d'en haut, avec les distances en mm.

Nous avons testé la TPC MINOS à HIMAC avec des faisceaux de ^{20}Ne à 350 et 180 MeV/nucléon, ainsi qu'un faisceau parasite de ^4He à 200 MeV/nucléon. Au lieu de la cible épaisse d'hydrogène liquide utilisée lors des expériences de physique, deux cibles de CH_2 ou de C de 0,5 mm d'épaisseur sont espacées de 124 mm et placées à l'intérieur d'un tube faisceau d'aluminium de 2 mm d'épaisseur et 72 mm de diamètre interne. Le dispositif expérimental global est présenté Fig. 2.1, avec sur la gauche une image de la TPC, et sur la droite le schéma expérimental. En plus des détecteurs plastiques placés sur la ligne faisceau, deux murs de scintillateurs de chaque côté de la TPC permettent de déclencher l'acquisition seulement si une particule chargée a été produite dans la région du détecteur et des cibles.

2.2 Algorithme de reconstruction de traces

L'algorithme de reconstruction de traces pour la TPC a plusieurs contraintes du point de vue de la physique. Tout d'abord, l'efficacité est le point le plus important comme MINOS est utilisé pour des expériences avec une intensité de faisceau très faible. En second lieu, une bonne reconstruction Doppler pour les expériences de spectroscopie γ implique une résolution dans la direction du faisceau de la position du vertex de moins de 5 mm à mi-hauteur pour compenser les effets d'épaisseur de la cible.

Un premier objectif de l'algorithme de reconstruction est de trouver des traces dans l'ensemble des données pour chaque événement. Plusieurs méthodes ont été utilisées à cet effet auparavant comme un filtre de Kalman pour le prototype de TPC PANDA [13, 23] ou une reconstruction à l'envers des photons avec l'analyse des signaux électroniques des détecteurs basée sur la simulation des signaux pour le spectromètre AGATA [24]. Proposée par P.V.C. Hough en 1962 [25], la transformée de Hough a été d'une aide constante pour les reconnaissances de formes, d'abord pour les détections de lignes droites [26] puis appliquée à la détection de formes arbitraires [27] dans les images. Pour la reconnaissance de lignes droites en deux dimensions, la transformée de Hough transforme chaque point dans l'espace de coordonnées en une ligne droite dans l'espace de Hough. A l'inverse, chaque ligne est définie par deux paramètres dans l'espace de Hough.

Cette transformée de Hough est un outil très puissant dans une TPC comme MINOS, où les traces sont linéaires en absence de champ magnétique et où dans la plupart des cas une seule réaction a lieu par événement. Tous les signaux sont collectés sur le plan de détection en deux dimensions. Par conséquent, le nombre de traces peut être déterminé dans ce plan (xy) de détection en utilisant la transformée de Hough. Pour résoudre ce problème, j'ai mis au point une nouvelle paramétrisation de la transformée de Hough explicitée en détail dans le manuscrit.

Des électrons δ peuvent également être produits par les particules chargées traversant la TPC. Ces électrons, ou bien simplement du bruit dû à l'électronique, engendre du signal indésirable sur les pads. Ce signal peut être caché en deux dimensions et on a besoin de l'information sur la dérive en temps, à savoir la troisième dimension, pour distinguer la trace réelle du bruit. L'algorithme de reconstruction doit donc en une seconde étape filtrer toutes les contributions possibles de bruit, en utilisant une transformée de Hough en trois dimensions, dans les trois plans en deux dimensions. Une fois que les traces sont sélectionnées sans ambiguïté, une minimisation est appliquée pour reconstruire les traces dans l'événement et la position de la réaction peut être reconstruite.

2.3 Performances de la Chambre à Projection Temporelle

Avec l'algorithme de reconstruction, nous pouvons extraire la position d'une réaction ($p, 2p$) dans le cas d'événements où deux particules sont reconstruites. La résolution sur la reconstruction des deux cibles et sur leur position relative est alors extraite à partir de la position du point de réaction le long de la ligne faisceau pour tous les événements filtrés comme représenté Fig. 2.2. Par exemple sur la figure à gauche est représentée la reconstruction du vertex d'interaction pour un faisceau incident de ^{20}Ne à 350 MeV/nucléon pour une acquisition de 20 min à 50000 particules par seconde avec deux cibles de CH_2 placées à l'intérieur du tube faisceau à 124(1)

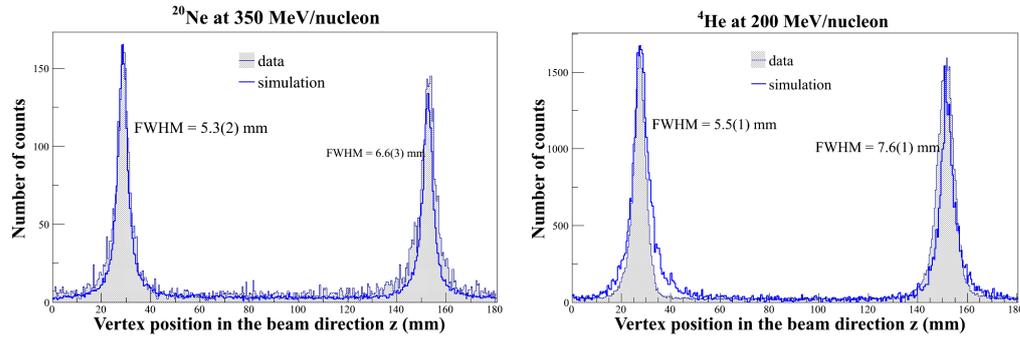


FIGURE 2.2 – (Gauche) (Histogramme rempli) Reconstruction du point d’interaction le long de l’axe faisceau z en mm avec un faisceau incident de ^{20}Ne à 350 MeV/nucléon pour une acquisition de 20 min à 50000 pps et autour de 56 000 événements avec 4 traces ou moins. Le temps et la distance 0 correspondent à la position du plan Micromegas, à savoir le début de la TPC MINOS. (Histogramme non rempli) Résultats d’une simulation GEANT4 réalisée dans les mêmes conditions que l’expérience et utilisant le même algorithme de reconstruction des traces, normalisé au nombre de coups dans l’expérience. (Droite) Même figure pour un faisceau de ^4He à 200 MeV/nucléon pour une acquisition de 62 min à 15000 pps et autour de 163 000 événements avec 4 traces ou moins.

mm l’une de l’autre. On obtient dans ce cas une résolution en largeur à mi-hauteur de 5,3(4) et 6,6(3) mm pour la première et la seconde cible respectivement. Des simulations GEANT4 sont effectuées afin de comparer nos résultats. Il y a un assez bon accord entre les données expérimentales et les simulations.

CHAPITRE 3

Première campagne expérimentale

3.1 Dispositif expérimental

La première campagne expérimentale utilisant le dispositif MINOS au complet avec la TPC et la cible d'hydrogène liquide a eu lieu en mai 2014, à RIBF (RIKEN, Japon). C'était la première campagne du programme SEASTAR défini plus haut. Elle a porté sur la première spectroscopie du ^{66}Cr , $^{70,72}\text{Fe}$ et ^{78}Ni par des réactions $(p, 2p)$ avec le détecteur DALI2 pour détecter les photons. DALI2 [28] est 4π composé de 186 scintillateurs NaI(Tl). MINOS est placé à l'intérieur de DALI2 et dans la zone F8 de l'installation RIBF composée de BigRIPS, un séparateur en deux étapes en amont de l'installation, et du spectromètre ZeroDegree en aval de la cible pour l'identification des particules et la sélection des canaux de réaction. En utilisant un faisceau primaire d' ^{238}U avec une intensité moyenne de 12 pA et une cible primaire de 3 mm de ^9Be , il se fragmente en un faisceau cocktail qui est sélectionné par l'utilisation de "wedges" au niveau des plans de F1 et F5 dispersifs de BigRIPS jusqu'à la cible secondaire MINOS de LH₂ et le reste du dispositif expérimental.

3.2 Analyse

Dans une première étape, le processus d'identification de particules [29] des noyaux incidents dans BigRIPS et des noyaux éjectés dans ZeroDegree est utilisé pour distinguer les noyaux et réactions d'intérêt. Dans une deuxième étape, les détecteurs de DALI2 sont calibrés en énergie avec les calibrations effectuées avant et après chaque noyau d'étude avec plusieurs sources de γ à différentes énergies. Dans une troisième étape, nous considérons la calibration de la TPC MINOS. Le temps de dérive doit être déterminé au fil du temps pour reconstruire en trois dimensions les trajectoires des protons arrachés et la position de la réaction avec l'algorithme de reconstruction.

Une fois que ces calibrations sont effectuées, il est possible d'obtenir un spectre γ pour un noyau test, dans notre cas le ^{68}Fe , et de vérifier la dépendance énergétique du γ mesuré en fonction de l'angle du détecteur DALI2 et de la position du vertex de réaction. Grâce à cela, on peut positionner MINOS par rapport à la structure de DALI2 dans la direction du faisceau. Dans la dernière section de l'analyse dans le manuscrit, nous montrons l'étude préliminaire de la distribution en impulsion du proton arraché du noyau incident. Cet étude a testé le cas du ^{68}Fe sans succès, mais d'autres noyaux seront analysés pour comparer. L'analyse des différentes parties du système est décrite en détail dans le manuscrit.

3.3 Résultats et interprétation

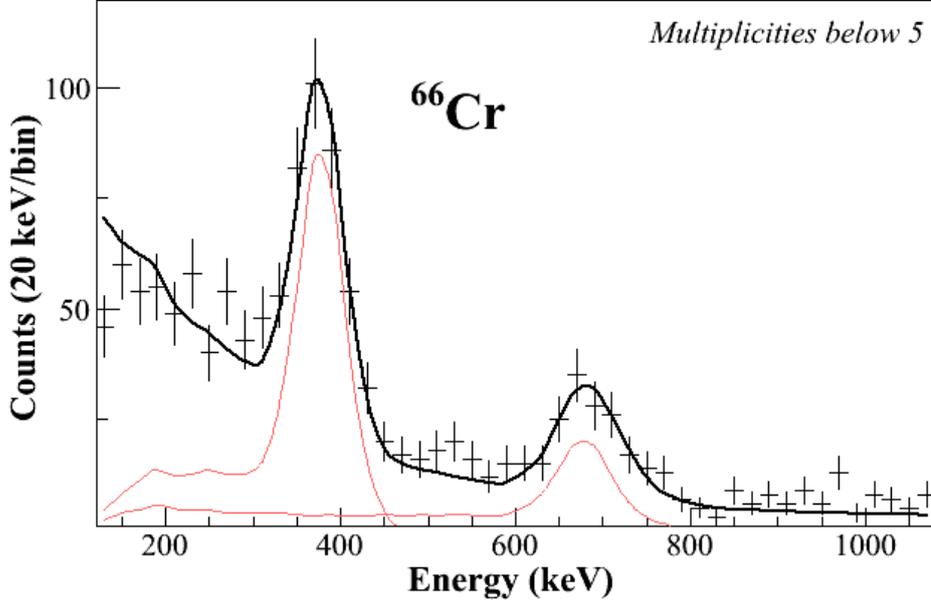


FIGURE 3.1 – Spectre γ du ^{66}Cr corrigé de l’effet Doppler et peuplé par les réactions $(p, 2p)$ et $(p, 3p)$. Points expérimentaux (noir), la simulation de chaque transition (rouge), et la somme de ces transitions simulées avec un bruit de fond composé de deux exponentielles (noir). Les multiplicités en dessous de cinq γ sont présentées.

Deux transitions sont mesurées pour la première fois dans le ^{66}Cr (cf Fig. 3.1). Les valeurs en énergie de ces transitions sont obtenues à partir d’un fit : il contient la réponse simulée par GEANT4 de DALI2 pour les deux transitions différentes et un bruit de fond composé de deux exponentielles différentes à basse et haute énergie. L’analyse du ^{66}Cr révèle deux transitions à 386(9) et 683(9) keV assignées aux transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ respectivement, à partir de la systématique et des calculs de modèle en couches ainsi que de la comparaison de la largeur des transitions avec les réponses simulées de DALI2. Ces mesures suggèrent un maximum de collectivité pour le ^{66}Cr à $N = 42$ avec le plus bas premier état excité 2_1^+ et le plus haut rapport $R_{4/2}$.

Des sections efficaces inclusives et exclusives ont également été mesurées et explicitées dans le manuscrit. L’interprétation de sections efficaces exclusives pour ^{66}Cr est encore préliminaire puisque seules les orbitales f ont été incluses dans les calculs théoriques.

Une interprétation avec des calculs de modèle en couches par F. Nowacki (IPHC, Strasbourg) (cf. Fig. 3.2) montre que le maximum de collectivité quadripolaire a lieu à $N = 40$ le long de la chaîne isotopique du chrome. Le ^{66}Cr est toujours placé dans l’îlot d’Inversion $N = 40$ et les calculs de modèle en couches ainsi que la comparaison avec des calculs basés sur HFB suggère une extension de l’îlot d’Inversion vers $N = 50$ en dessous du ^{78}Ni .

L’analyse de la spectroscopie du $^{70,72}\text{Fe}$ effectuée par C. Louchart (TU Darmstadt, Alle-

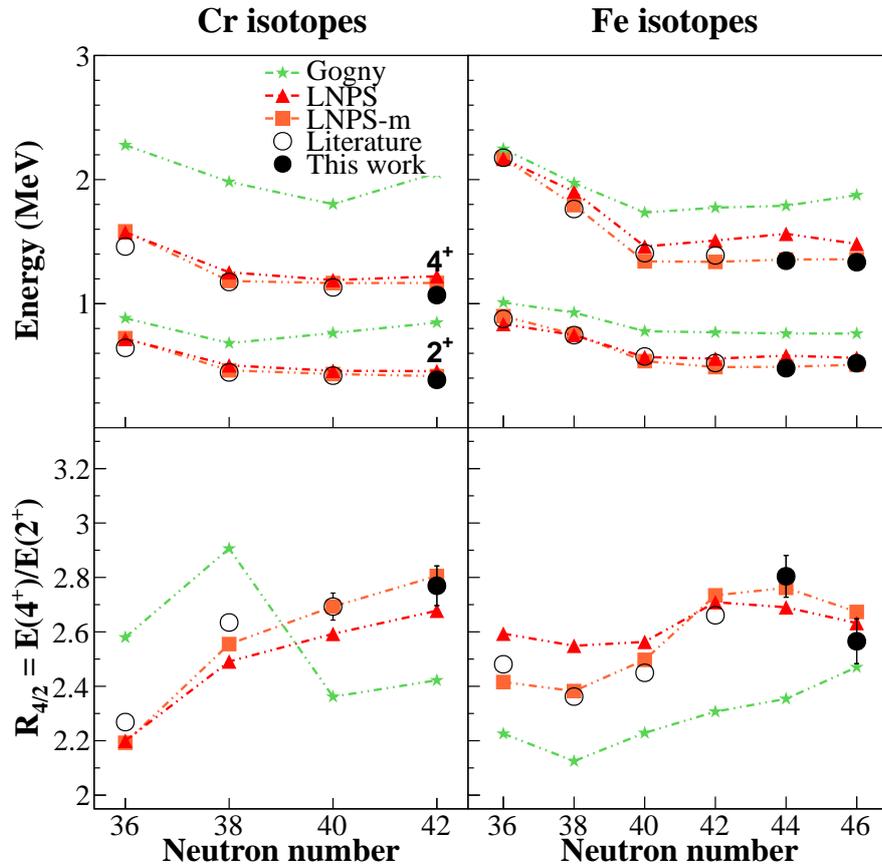


FIGURE 3.2 – Systématiques des isotopes pairs de Cr et Fe pour les premiers et deuxièmes états excités comparées à des calculs de modèle en couches (avec l’interaction LNPS, modifiée ou non pour prendre en compte ces nouvelles mesures obtenues) et aussi comparées à des calculs Hartree-Fock-Bogoliubov avec la force de Gogny.

magne) a révélé la même tendance avec un maximum de déformation à $N = 42$. Les données et notre interprétation avec le modèle en couches suggèrent toutes les deux une extension de l’îlot d’Inversion au-delà de $N = 40$, éventuellement jusqu’à $N = 50$, ce qui remet en cause la solidité de la fermeture de couche $N = 50$ et la possibilité de disparition de ce nombre magique en dessous du ^{78}Ni . Ces prédictions quantitatives sont une forte motivation pour d’autres expériences de noyaux encore plus exotiques, ainsi que le développement de nouveaux accélérateurs de physique nucléaire de nouvelle génération.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] W. Elsasser, *J. de Phys. et Rad.* **5** (1934) 625.
- [2] M. Goeppert-Mayer, *Phys. Rev.* **74** (1948) 235.
- [3] M. Goeppert-Mayer, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1969.
- [4] O. Haxel, J. Jensen and H. Suess, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1766.
- [5] B. Bastin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 022503.
- [6] S. Takeuchi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 182501.
- [7] A. Gade *et al.*, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 021302(R).
- [8] D. Steppenbeck *et al.*, *Nature* **502** (2013) 207–210.
- [9] D. Steppenbeck *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 252501.
- [10] A. Obertelli, A. Delbart *et al.*, *Eur. Phys. J A* **50** (2014) 8.
- [11] C. Louchart *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **736** (2014) 81.
- [12] C. Louchart, *PhD IRFU-12-22-T*, (2012).
- [13] L. Fabbietti *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **628** (2011) 204.
- [14] I. Giomataris *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **376** (1996) 29.
- [15] I. Giomataris *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **560** (2006) 405.
- [16] S. Agostinelli *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **506** (2003) 250.
- [17] D. Calvet, *A versatile readout system for small to medium scale gaseous and silicon detectors*, in *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **61** (2014) 675–682.
- [18] N. Abgrall *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **637** (2011) 25.
- [19] S. Anvar, in *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)* **736** (2011) 745–749.
- [20] S. Anvar, in *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Records (NSS 08)* pp. 3558–3561.

- [21] G. Charles, *PhD IRFU-13-08-T*, (2013).
- [22] T. Furukawa *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **562** (2006) 1050–1053.
- [23] C. Hoppner *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **620** (2010) 518.
- [24] S. Akkoyun *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **668** (2012) 26.
- [25] P. V. C. Hough, *Methods and means for recognizing complex patterns*, U.S. Patent 3.069.654 (December 1962) .
- [26] R. Duda and P. Hart, Commun. ACM **15** (1972) 11–15.
- [27] D. Ballard *et al.*, Pattern Recognition **13** (1981) 111–122.
- [28] S. Takeuchi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **763** (2014) 596.
- [29] N. Fukuda *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B **317** (2013) 323.