



Investigation de la structure via les moments nucléaires

Jean-Michel Daugas

► To cite this version:

Jean-Michel Daugas. Investigation de la structure via les moments nucléaires. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen-Basse Normandie, 2014. tel-03626502

HAL Id: tel-03626502

<https://theses.hal.science/tel-03626502>

Submitted on 31 Mar 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE CAEN - BASSE
NORMANDIE

UFR DE SCIENCES

Ecole Doctorale SIMEM

(Structure, Information, Matière Et Matériaux)

Mémoire d'Habilitation
à Diriger les Recherches

Présenté par

Jean-Michel DAUGAS

Investigation de la Structure via les
Moments Nucléaires

Soutenue le 24 juin 2014 à Caen

Membres du Jury :

M. Jean-Claude Angélique
Mme. Héloïse Goutte
Mme. Nadine Redon
M. Gary Simpson
M. David Verney

Président
Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Examineur

Table des matières

1	Introduction	3
2	Moments Nucléaires	11
2.1	Moment magnétique nucléaire	12
2.2	Moment quadripolaire électrique	14
3	Production et mesure de moments nucléaires d'états isomères	17
3.1	Méthode de mesure des moments nucléaires d'états isomères . . .	17
3.1.1	Technique TDPAD	18
3.1.2	Moments magnétiques nucléaires	19
3.1.3	Moments quadripolaires électriques	19
3.1.4	Principe de la mesure	20
3.2	Production d'états isomères alignés en spin	21
3.2.1	Mécanisme de production	21
3.2.2	Alignement des spins	26
4	Études expérimentales	37
4.1	L'état isomère du ^{61}Fe	38
4.1.1	Moment magnétique nucléaire	39
4.1.2	Moment quadripolaire électrique	44
4.1.3	Interprétations	49
4.2	L'état isomère du ^{43}S	55
4.2.1	Moment magnétique nucléaire	56
4.2.2	Moment quadripolaire électrique	61
4.2.3	Interprétations	67
5	Conclusions et perspectives	73

Membres du jury :

M. Jean-Claude Angélique

Chapitre 1

Introduction

Le noyau atomique est un ensemble de plusieurs fermions, que sont les protons et les neutrons, qui interagissent entre eux. La description des caractéristiques de ce système nécessite la connaissance de l'interaction entre ses composants, les nucléons. Cette interaction entre les nucléons est loin d'être maîtrisée. Le fait que ce système quantique a un nombre fini de nucléons, rend difficile un traitement du noyau dans une approche purement fondamentale, où ce nombre est trop petit pour que le noyau puisse être traité de manière statistique, et est trop grand pour être décrit par des interactions individuelles. En plus de la connaissance de l'interaction nucléaire, la résolution du problème fondamental à N-corps quantique est nécessaire pour décrire le noyau atomique dans son ensemble.

Des modèles tenant compte, d'une manière effective, des effets prépondérants de ces interactions ont été développés en se basant sur les propriétés des noyaux stables où les caractéristiques observées expérimentalement sont relativement bien reproduites. Ces descriptions théoriques offrent une compréhension globale de la structure nucléaire. Le modèle en couches, où les nucléons remplissent les orbitales dans un potentiel de type oscillateur harmonique de taille finie, caractérisé par un terme central, et interagissent entre eux en fonction des différentes orbitales occupées, a fait ses preuves. Ce modèle a permis en particulier de reproduire les nombres magiques grâce à l'ajout d'un terme de surface et d'un terme d'interaction spin-orbite, tenant compte de l'interaction entre le moment angulaire et le spin du nucléon. Ces nombres magiques constituent la base de notre compréhension de la matière nucléaire à basse énergie. Les modèles de type champ moyen considèrent les nucléons du noyau comme des particules indépendantes plongées dans un champ moyen généré par les autres particules.

Une interaction effective est utilisée dans le but de construire ce champ moyen nucléaire auto-cohérent.

Les accélérateurs de particules et le développement des techniques expérimentales en physique nucléaire, ont permis l'exploration des propriétés des noyaux dans des régions très éloignées de la vallée de la stabilité. L'étude de ces noyaux a permis, et permet toujours, de tester les modèles et les interactions établis avec les noyaux stables afin d'améliorer notre compréhension de la structure nucléaire. L'identification de nouveaux nombres magiques ou la disparition de ceux connus est la manifestation de modifications importantes au sein du noyau. Cette évolution des nombres magiques pour des isotopes où le nombre de protons et/ou neutrons est très différents des noyaux stables est une des motivations principales de la recherche en structure nucléaire. En effet, les expériences dédiées à l'évolution de la structure des noyaux situés le long des chaînes isotopiques (même nombre de protons) et isotoniques (même nombre de neutrons) sont un ingrédient essentiel dans le but d'améliorer notre compréhension de l'interaction nucléon-nucléon. Une des principales informations en structure nucléaire est obtenue en regardant l'évolution d'une chaîne isotopique et isotonique avec l'isospin (rapport nombre de neutrons sur nombre de protons). Le remplissage de l'orbitale de valence peut conduire à des changements radicaux dans la structure apparaissant comme la coexistence de forme et/ou de croisement d'orbitale.

Plusieurs paramètres mesurables caractérisent les propriétés du système nucléaire, tels que les temps de vie des états, la masse du système, l'énergie d'excitation, les spins et parités des niveaux, les probabilités de transition entre états, etc... Durant ma carrière scientifique j'ai participé à plusieurs expériences réalisées au sein de différentes collaborations internationales et portant sur des thèmes de recherche fortement débattus dans la communauté scientifique. Dans les paragraphes suivants seront présentés les travaux auxquels j'ai été le plus fortement impliqués en précisant les expériences dont j'étais porte-parole.

Au cours de ma thèse je me suis concentré sur l'étude de la structure nucléaire des noyaux exotiques riches en neutrons grâce à l'observation d'états isomères proches du noyau doublement magique de ^{78}Ni . Les noyaux étudiés ont été produits par réaction de fragmentation du projectile d'un faisceau de ^{86}Kr accéléré au GANIL, et sélectionnés par le spectromètre LISE. L'analyse de cette expérience a apportée des informations pertinentes sur l'évolution de la structure

nucléaire lors du remplissage de la couche neutron $g_{9/2}$, de $N = 40$ à $N = 50$ des isotopes de vanadium V, $Z = 23$, aux isotopes de gallium Ga, $Z = 31$. Dans un deuxième temps, j'ai mené une étude sur le rôle du mécanisme de réaction sur le peuplement des états excités en fonction du spin et de l'énergie d'excitation. Lors de cette deuxième étude, réalisée au GANIL sur le spectromètre LISE, les taux de production des états isomères peuplés et les distributions en moment des fragments produits ont été analysés. Une forte dépendance du taux de production d'isomère en fonction de la structure du noyau produit et du mécanisme de réaction a été observée.

Fort de l'expérience acquise en thèse j'ai réalisé mon post doctorat à l'Université Catholique de Louvain, en Belgique, avec pour but principal l'adaptation d'un code de calcul, réalisé par une équipe japonaise, dédié au mécanisme de réaction. Une description du transfert de moment angulaire lors de la réaction de fragmentation du projectile a été obtenue. Cette étude a permis d'avoir un pouvoir prédictif sur ce transfert ainsi que sur l'alignement et la polarisation des spins du fragment produit. Ce travail est présenté dans la partie 3.2.2 de ce document.

Dans la continuité des travaux réalisés au cours de ma thèse et de mon post doctorat, j'ai été le porte-parole de deux expériences qui se sont déroulées au GANIL en 2001 et 2002. La première concernait la recherche de nouveaux états isomères, la spectroscopie $\beta\gamma$, et la mesure du temps de vie des noyaux riches en neutrons approchant de l'isotope doublement magique de ^{78}Ni . Les résultats de cette expérience ont été présentés dans deux thèses, une de l'Université de Caen Basse-Normandie et une de l'Université de Varsovie. La deuxième expérience concernait la mesure du moment magnétique de l'état isomère du ^{61}Fe . Les résultats de cette expérience sont présentés dans le chapitre 4.1.1. Après le succès de ces expériences nous avons proposé de continuer l'étude menée sur les mesures de moments nucléaires. Ayant réussi à mesurer le moment magnétique d'un état isomère produit par réaction de fragmentation du projectile aux énergies intermédiaires (énergie délivrée par le GANIL), nous nous sommes lancés comme défi de réaliser la mesure du moment quadripolaire de l'état isomère étudié lors de la première expérience, le ^{61}Fe . Cette expérience, dont j'étais le porte-parole, a été réalisée avec succès en 2005 et les données recueillies ont fait l'objet d'une thèse de l'Université Catholique de Louvain. Les résultats de cette expérience sont présentés dans le chapitre 4.1.2. Notre collaboration a mis au point une tech-

nique permettant de mesurer les moments nucléaires d'états isomères produits par réaction de fragmentation du projectile aux énergies intermédiaires. Dans la suite nous avons réalisé des expériences auprès de différents accélérateurs de part le monde. Des mesures ont été réalisées par notre collaboration avec succès au NSCL, MSU (USA), au GSI (Allemagne) et à RIKEN (Japon). Étant porte-parole d'une expérience qui s'est déroulée auprès du nouvel accélérateur de faisceaux d'ions radioactifs RIBF à RIKEN, les résultats de cette expérience ont été présentés dans une thèse de l'Université de Caen Basse-Normandie que j'ai en partie encadrée. Les résultats de cette expérience sont présentés dans le chapitre 4.2.2.

Dans la suite de cette introduction j'exposerai les travaux auxquels j'ai été impliqués. Ces travaux ne seront pas présentés dans ce mémoire.

Avec des collaborateurs du CSNSM d'Orsay, nous avons réalisé des expériences au tandem d'Orsay et au tandem de Bruyères le Châtel dans le but de mesurer les moments nucléaires des états isomères produits par réaction de transfert d'un neutron, réaction (d, p) sur des cibles isotopiquement enrichies. Le moment magnétique de l'état isomère du noyau de ^{65}Ni et le moment quadripolaire de l'état isomère du noyau de ^{66}Cu ont été mesurés. Les résultats obtenus apportent des informations supplémentaires sur le rôle de l'orbitale neutron $g_{9/2}$ dans cette région. Nous avons aussi mesuré le moment magnétique de l'état isomère du ^{99}Mo , l'interprétation des résultats obtenus est en cours. Dans la même problématique, nous avons le projet de mesurer l'état isomère du ^{101}Mo . La méthode utilisée a donc été validée et sera appliquée dans l'avenir afin de mesurer d'autres états isomères. Nous étudions la possibilité de réaliser ce type de mesure en cinématique inverse en envoyant un faisceau d'ions radioactifs de type SPIRAL2 sur une cible deutérée.

Après avoir réalisé des mesures de moments nucléaires d'états isomères produits par réaction de fragmentation du projectile à différentes énergies, et par réaction de transfert d'un neutron, nous avons regardé la possibilité de réaliser ces mesures sur des états isomères produits par réaction de fission. Auprès du réacteur expérimental de l'Institut Laue Langevin (ILL) de Grenoble nous avons regardé la possibilité de mesurer les moments magnétiques des états isomères du noyau de ^{98}Y produit par réaction de fission du ^{241}Pu induite par neutrons thermiques. L'analyse des données a montré que cette mesure était difficile. Dans

la suite nous avons réalisé une expérience qui s'est déroulée au GSI, en utilisant la réaction abrasion-fission d'un projectile de ^{238}U accéléré à une énergie de 750 MeV par nucléon sur une cible de ^9Be . Les résultats ont montré que la mesure du moment magnétique d'un état isomère est possible pour des noyaux produits par ce type de réaction. Une expérience, dont je suis le porte-parole, est actuellement acceptée à RIKEN. Le but de cette expérience est d'étudier le mécanisme de réaction et de mesurer les moments magnétiques des états isomères situés dans la région des noyaux riches en neutrons $N = 59$.

Dans le but d'avoir des informations sur les multipolarités des transitions électromagnétiques émises lors de la décroissance des états isomères nous pouvons mesurer les électrons de conversion. En effet, ces états ont la possibilité de décroître soit par émission radiative, soit par conversion interne. Le rapport de ces deux probabilités de décroissance est fonction de la multipolarité de la transition isomère. De plus, les transitions d'un état de spin et parité 0^+ vers un état de même spin et parité ne peuvent se produire que par conversion interne ou par création de paire électron-positron lorsque l'énergie de la transition est suffisante. Des mesures ont été réalisées au GANIL sur des états isomères 0^+ . Les données de ces expériences ont apporté des informations de spectroscopie pour des isotopes $N = 20$ et $N = 28$. Des expériences ont eu lieu à l'ILL pour étudier les états isomères dans la région $N = 59$. Une expérience dont j'étais porte-parole, s'est déroulée au GANIL, elle concernait l'étude des états isomères dans la région $N = 40 - 50$. Les résultats de cette expérience seront présentés dans une thèse de l'Université de Bucarest.

Grâce à l'arrivée des détecteurs LaBr_3 qui ont une bonne résolution en énergie, 2 à 3 %, et une résolution en temps excellente, de 100 à 300 ps, il est possible de procéder à des mesures de temps de vie rapides d'état nucléaire. Nous avons réalisé ces mesures sur les états peuplés par la réaction de fusion-évaporation au tandem de Bucarest et au tandem d'Orsay, et par la décroissance des états isomères produits par fission à l'ILL.

Membres du jury

M. Jean-Claude Angélique
Mme

concernant l'étude de l'excitation coulombienne d'isotopes très riches en neutrons post-accélérés produits sur l'installation REX-ISOLDE du CERN en utilisant le multidétecteur Miniball. Le but de ces expériences était d'étudier l'évolution de la structure collective des isotopes au voisinage de $N = 59$. Les isotopes de $^{92,94,96}\text{Kr}$ ont été observés. Les résultats montrent que cette évo-

lution est plus faible que dans les isotopes plus lourds en Z . Une deuxième expérience dont j'étais co-porte-parole a été réalisée sur les isotopes de $^{93,95,97,99}\text{Rb}$. Les résultats de cette expérience ont été présentés dans une thèse de l'Université Paris Sud.

En collaboration avec le groupe de l'Université de Louvain avec lequel j'ai réalisé mon post-doctorat, j'ai participé à plusieurs expériences réalisées au GANIL auprès du spectromètre LISE, concernant des mesures de moments nucléaires des états fondamentaux. Les données recueillies ont apporté des informations pertinentes sur la région des noyaux légers riches en neutrons autour de $N = 20$.

Nous avons vu précédemment qu'un état nucléaire a une probabilité de décroître au sein d'un même noyau soit par une transition radiative, émission d'un rayonnement γ , soit par conversion interne, émission d'un électron. L'inverse de la conversion interne, appelé NEEC (Nuclear Excitation by Electron Capture) n'a jamais été observée expérimentalement. Dans le but de confirmer l'existence de ce phénomène et de valider les calculs d'excitation d'états nucléaires dans un plasma nous avons réalisé une expérience au GANIL dont j'étais le porte-parole. Cette expérience s'est déroulée auprès du spectromètre LISE et avait pour principe d'étudier la décroissance en vol d'un état isomère peuplé par le processus NEEC. Il est tout d'abord nécessaire de capturer un électron de la cible, pour ce faire le faisceau est canalisé dans la cible. Les ions ayant capturés un électron sont ensuite sélectionnés dans la première partie du spectromètre. Lors de la décroissance de l'état isomère produit par conversion interne l'ion perd un électron. En sélectionnant l'état de charge de cette ion dans la deuxième partie du spectromètre on a une information sur le nombre d'isomère qui a déchu, et donc sur le nombre d'isomère qui a été peuplé. Pour réaliser cette expérience il est nécessaire d'avoir un très bon vide homogène entre les deux dipôles du spectromètre pour que la probabilité d'épluchage d'un ion dans le vide résiduelle soit maîtrisée. Ces deux conditions n'étant pas remplies il n'a malheureusement pas été possible d'extraire la section efficace du processus NEEC. Même si le principe expérimental a été validé, aucune mesure n'a été retenue.

Membres du jury

M. Jean-Claude Angélique

Mm

J'ai été impliqué dans les expériences menées par la collaboration TONNERRE, un multidétecteur de neutrons. Le but de ce détecteur est d'identifier les neutrons retardés, par la mesure de leurs énergies et de la probabilité de transition, qui sont émis après la décroissance β d'un noyau radioactif pour étudier

la spectroscopie complète des noyaux légers riches en neutrons. Les expériences réalisées avec ce détecteur ont eu lieu au GANIL et au CERN sur l'installation ISOLDE. Les données recueillies ont permis d'étudier les isotopes dans la région $N = 20$ et $N = 28$ et au-delà pour les isotopes de calcium Ca, $Z = 20$.

Une cible de ^{177m}Lu a été produite à l'ILL par irradiation d'un échantillon de ^{176}Lu avec des neutrons thermiques. Après un cycle du réacteur de 49 jours le ^{176}Lu a été complètement brûlé. Afin d'obtenir une cible isomère d'une grande pureté il a fallu laisser refroidir l'échantillon pendant 66 jours et procéder à une séparation chimique. Grâce à cette cible nous avons réalisé des mesures de sections efficaces de capture $^{177m}\text{Lu}(n,\gamma)^{178}\text{Lu}$, de destruction $^{177m}\text{Lu}(n,x)\text{X}$ et de diffusion inélastique $^{177m}\text{Lu}(n,n')^{177}\text{Lu}$. Cette dernière réaction est très intéressante car elle permet de dépeupler un état de longue durée de vie et d'accélérer un neutron. Plusieurs expériences ont été réalisées à l'ILL et aux réacteurs ORPHEE et OSIRIS de Saclay.

Après avoir décrit d'une manière non exhaustive les expériences dans lesquelles j'ai été impliqué au cours de ma carrière, je me concentrerai dans la suite de ce rapport sur les études de moments nucléaires des états isomères produits par réaction de fragmentation du projectile. Le chapitre 2 expose les deux types de moments nucléaires que sont le moment magnétique nucléaire, qui décrit la fonction d'onde de l'état étudié, et le moment quadripolaire électrique, qui est directement lié à la déformation du système. Dans la première partie du chapitre 3 est décrite la technique expérimentale utilisée pour mener à bien des mesures de moments nucléaires d'états isomères de temps de vie autour de la μs , et la deuxième partie de ce chapitre est consacrée aux différents mécanismes de production d'états isomères. Ensuite, le chapitre 4 présente les expériences réalisées au GANIL et à RIKEN sur les mesures des moments nucléaires des états isomères des noyaux de ^{61}Fe et ^{43}S produits par réaction de fragmentation du projectile, où les résultats expérimentaux obtenus sont confrontés aux calculs de type modèle en couches et champ moyen. Les conclusions des études présentées dans ce

Membres du jury :

M. Jean-Claude Angélique
Mme moments nucléaires des états isomères de plus en plus éloignés de la vallée de la stabilité sont présentées dans le chapitre 5.

Chapitre 2

Moments Nucléaires

Les propriétés d'un noyau ayant un ou plusieurs nucléons situés au-delà (particules) ou en-deça (trous) d'une couche fermée sont décrites, dans une première approximation, par un cœur inerte, comme par exemple un noyau doublement magique, ainsi que des nucléons qui peuvent se mouvoir dans un certain espace de configuration et qui interagissent avec les autres nucléons via une interaction résiduelle. Les moments nucléaires sont souvent une bonne vérification de la paramétrisation de cette interaction et permettent de confirmer que l'espace de configuration utilisé est approprié. Des déviations de ces prédictions par rapport aux valeurs expérimentales permettent d'indiquer que l'état mesuré résulte d'un mélange de configuration impliquant plusieurs orbitales qui ne sont pas toutes prises en compte dans l'espace choisi, ou tout simplement d'une mauvaise paramétrisation de l'interaction résiduelle utilisée. Dans ce chapitre nous illustrerons comment des caractéristiques particulières de la structure nucléaire peuvent être directement sondées et confirmées grâce à la mesure des moments magnétiques nucléaires et des moments quadripolaires électriques. La mesure de ces moments nucléaires permet en effet d'explorer finement la structure en couches du noyau atomique. Parce qu'ils ne dépendent que de la fonction d'onde de l'état étudié et non d'une transition entre états comme pour les probabilités de transitions ou les facteurs spectroscopiques, la mesure de ces moments nucléaires est un bon test des modèles de structure.

2.1 Moment magnétique nucléaire

La mesure du moment magnétique nucléaire μ , ou facteur gyromagnétique g , apporte des informations sur les orbitales occupées par les particules individuelles. La valeur de ce moment magnétique nucléaire est directement liée à l'orbitale sur laquelle se trouvent le ou les nucléons de valence qui sont les moins liés. Cette mesure donne une information sur le spin et la parité de l'état mesuré. Elle dépend d'un éventuel mélange de configurations où le ou les derniers nucléons peuvent avoir une probabilité de présence non négligeable dans plusieurs orbitales nucléaires.

Le moment magnétique d'un état nucléaire de spin I est donné par la relation $\mu = gI\mu_N$ où μ_N est le magnéton nucléaire $\mu_N = e\hbar/2M$, M étant la masse du proton. Les moments magnétiques nucléaires sont exprimés en unité de μ_N . La mesure du facteur gyromagnétique peut être un moyen de déduire le spin I de l'état mesuré. Cela peut se faire en comparant les valeurs mesurées aux valeurs connues des états similaires.

Le moment dipolaire magnétique provient de la somme de deux composantes : le moment angulaire orbital produit par les particules chargées et le spin intrinsèque du nucléon. Par conséquent, l'opérateur dipolaire magnétique d'un état nucléaire pour un noyau de masse A s'écrit

$$\mu = \sum_{i=1}^A (g_l(i)l_i + g_s(i)s_i)\mu_N/\hbar$$

où g_l est le facteur gyromagnétique orbital et g_s le facteur gyromagnétique de spin. Pour des nucléons libres on a $g_l^\pi = 1$ pour les protons et $g_l^\nu = 0$ pour les neutrons. Les facteurs gyromagnétiques de spin prennent les valeurs $g_s^\pi = +5.585694702(56)$ pour les protons et $g_s^\nu = -3.8260854(10)$ pour les neutrons [1]. Le moment magnétique $\mu(j)$ d'un nucléon de valence autour d'un noyau doublement magique est uniquement défini par les nombres quantiques l et j de l'orbitale occupée :

$$\mu = (j - \frac{1}{2})g_l + \frac{1}{2}g_s \text{ pour } j = l + \frac{1}{2}$$

$$\text{et } \mu = \frac{j(j+3/2)}{j+1}g_l - \frac{j}{2(j+1)}g_s \text{ pour } j = l - \frac{1}{2}$$

Ces moments magnétiques nucléaires de particules individuelles calculées à partir des moments magnétiques nucléaires des nucléons libres sont appelés les moments Schmidt. Dans un noyau, les moments magnétiques nucléaires du proton et du neutron sont évidemment influencés par la présence d'autres nucléons, et par conséquent il est habituellement utilisé les moments effectifs des protons et des neutrons pour calculer les moments magnétiques nucléaires d'une particule individuelle. Ces corrections incluent l'influence des courants d'échange de mésons ainsi que les effets de polarisation du cœur. Toutes ces corrections peuvent s'additionner ou s'annuler mutuellement, selon le cas. Dans plusieurs régions de masse, les calculs ont été effectués pour tenir compte de ces types de déviations et déduire un facteur de correction permettant de reproduire les moments magnétiques nucléaires expérimentaux. Il est donc important de mesurer les moments magnétiques nucléaires des états dans les noyaux qui sont au voisinage des noyaux doublement magiques afin d'obtenir une valeur correspondant à un état pur. Dans le tableau 2.1 sont présentés les valeurs des facteurs gyromagnétiques de Schmidt pour plusieurs orbitales protons et neutrons.

Orbitale	$\pi f_{7/2}$	$\pi f_{5/2}$	$\pi p_{3/2}$	$\pi p_{1/2}$	$\pi g_{9/2}$
g_{libre}	1.655	0.345	2.529	-0.529	1.510
Orbitale	$\nu f_{7/2}$	$\nu f_{5/2}$	$\nu p_{3/2}$	$\nu p_{1/2}$	$\nu g_{9/2}$
g_{libre}	-0.547	0.547	-1.275	1.275	-0.425

Tableau 2.1 – Valeurs de Schmidt des facteurs gyromagnétiques pour les orbitales considérées.

Pour un état qui possède plus d'un nucléon de valence, noyau impair-impair ou état de plusieurs particules, il est aussi possible de calculer le moment magnétique nucléaire. Le moment magnétique nucléaire étant un opérateur à un corps, il est possible de déduire un théorème d'addition pour des états composés d'un cœur ayant un spin $I_{cœur} = 0$, un premier groupe A de nucléons ayant un moment angulaire I_A et un second groupe B avec un moment angulaire I_B . Le moment angulaire total de cet état est par conséquent $I = I_A + I_B$. Le moment magnétique nucléaire de cet état peut donc s'écrire :

$$\mu = gI = \frac{I}{2} \left[\frac{\mu(I_A)}{I_A} + \frac{\mu(I_B)}{I_B} + \left(\frac{\mu(I_A)}{I_A} - \frac{\mu(I_B)}{I_B} \right) \frac{I_A(I_A + 1) - I_B(I_B + 1)}{I(I + 1)} \right].$$

Il est alors possible d'écrire la même règle pour les facteurs gyromagnétiques :

$$g = \frac{1}{2}(g_A + g_B) + \frac{1}{2}(g_A - g_B) \frac{I_A(I_A + 1) - I_B(I_B + 1)}{I(I + 1)}.$$

Les moments magnétiques nucléaires sont très sensibles aux orbitales occupées par les particules (ou trous) de valence. Ils fournissent donc un bon test pour étudier la pureté d'une configuration particulière. Ils sont plus sensibles à des orbitales dans lesquelles les particules non appariées sont mobiles, mais très peu sensibles au nombre de paires de particules ou de trous tant que le spin résultant est nul. L'influence des excitations 2 particules-2 trous sur le moment magnétique nucléaire est appelée polarisation du cœur de deuxième ordre. Les moments magnétiques nucléaires ne sont pas très sensibles aux interactions de couplage quadripolaire particule-cœur contrairement aux moments quadripolaires électriques. Par conséquent, le moment magnétique nucléaire est avéré constant le long d'une chaîne isotopique et ils ne sont pas très sensibles à déterminer si l'orbitale occupée par les nucléons de valence est une orbitale normalement occupée ou si il s'agit d'une orbitale intruse occupée.

2.2 Moment quadripolaire électrique

En complément de la mesure du moment magnétique nucléaire d'un état, la mesure de son moment quadripolaire électrique Q apporte des informations sur la structure collective du noyau dans l'état mesuré donnant accès directement à sa déformation.

Le moment quadripolaire spectroscopique Q_s d'un état nucléaire de spin I correspond à une mesure de l'écart de la distribution des charges nucléaires par rapport à la sphéricité. L'opérateur de moment quadripolaire électrique est défini comme

$$eQ_2 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^A e(i)r_i^2 Y_2(\theta_i, \phi_i),$$

Membres du jury :

M. Jean-Claude Angélique, nucléons $e(\pi) = 1e$ et $e(\nu) = 0e$, et (r_i, θ_i, ϕ_i) les coordonnées sphériques du nucléon i . La somme sur tous les nucléons étant réduite à la somme sur les nucléons de valence il est nécessaire comme précédemment, de modifier la charge des nucléons libres en charges effectives e_{eff}^π et e_{eff}^ν , pour tenir compte de l'influence des interactions résiduelles particule-cœur et particule-particule, et

des mélanges de configuration particuliers qui n'ont pas été pris en compte dans la fonction d'onde. Le moment quadripolaire spectroscopique est défini comme :

$$eQ_s = \langle II | eQ_2^0 | II \rangle = \sqrt{\frac{I(2I-1)}{(2I-1)(2I+3)(I+1)}} \langle I || eQ_2 || I \rangle .$$

Comme l'opérateur quadripolaire électrique est un opérateur à un corps, le moment quadripolaire électrique d'un état à plusieurs particules de valence peut s'exprimer en fonction des moments des particules individuelles, en appliquant les règles de découplage du moment cinétique. Le moment quadripolaire électrique de particule individuelle $Q_{s.p.}(j)$ d'un nucléon occupant une orbitale ayant un spin j dépend des propriétés radiales et angulaires de l'orbitale :

$$Q_{s.p.} = -e_j \frac{2j-1}{2j+2} \langle r_j^2 \rangle$$

avec $\langle r_j^2 \rangle$ le rayon carré moyen pour un noyau ayant une particule occupant l'orbitale (n, l, j) . Une particule se déplaçant à l'extérieur d'une couche fermée a donc un moment quadripolaire négatif et peut être interprétée comme une polarisation d'un cœur sphérique vers une déformation aplatie. Si un trou est considéré dans une orbitale, le moment quadripolaire change de signe ($e_j(\text{trou}) = -e_j(\text{particule})$) et la déformation devient allongée.

Le moment quadripolaire électrique est un excellent outil pour étudier la déformation du noyau. Pour les noyaux dont la déformation axiale est importante ($\beta \geq 0,2$), la valeur du moment quadripolaire spectroscopique mesurée Q_s peut être reliée au moment quadripolaire intrinsèque Q_{20} par la relation :

$$Q_s = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_{20},$$

où K est la projection du spin le long de l'axe de symétrie du noyau déformé.

Chapitre 3

Production et mesure de moments nucléaires d'états isomères

La mesure expérimentale des moments nucléaires est réalisée auprès des accélérateurs de particules et des réacteurs. La première étape consiste à produire un noyau, le plus souvent radioactif, dans un état excité ayant une longue durée de vie, appelé état isomère. Dans le cadre de l'étude présentée dans ce rapport l'intérêt se porte sur les isomères dont la période est de l'ordre de la microseconde (μs). Ces isomères décroissent par rayonnements γ qui sont mesurés au cours des expériences. Ces mesures, couplées à l'application de la technique TDPAD (Time Dependent Perturbed Angular Distribution) permettent d'avoir accès aux moments nucléaires de l'état isomère peuplé. Afin de pouvoir appliquer cette technique il est nécessaire que le spin de l'isomère mesuré soit orienté. Cette orientation, qui est produite lors de la réaction, implique que les rayonnements γ sont émis suivant un axe (alignement) ou une direction (polarisation) privilégiés. Dans un premier temps sera décrite la méthode expérimentale utilisée pour mener à bien les mesures de moments nucléaires des états isomères suivi de la description des différentes méthodes de production de noyaux exotiques dans un état isomère.

3.1 Méthode de mesure des moments nucléaires d'états isomères

L'interaction du moment dipolaire magnétique nucléaire avec un champ magnétique et l'interaction du moment quadripolaire électrique avec un gradient de

champ électrique sont les ingrédients de base de toutes les méthodes permettant d'étudier les moments nucléaires. Les mesures des moments nucléaires nécessitent, par conséquent, une forte interaction entre la physique nucléaire, la physique atomique et la physique du solide. Les techniques de mesure des moments nucléaires appliquées sont toutes basées sur une expertise combinée dans ces domaines. Chaque élément a ses propriétés chimiques spécifiques, chaque état nucléaire, sa durée de vie spécifique, son mode de désintégration et son spin, et ces propriétés définissent la méthode qui consiste à mesurer le moment nucléaire. Dans la suite nous décrirons uniquement la technique que nous avons utilisé pour mesurer les moments nucléaires d'états isomères, c'est à dire la technique TDPAD.

3.1.1 Technique TDPAD

La méthode TDPAD (Time Dependent Perturbed Angular Distribution) est utilisée pour mesurer les moments nucléaires d'états isomères. Cette méthode est applicable à des niveaux dont les temps de vie sont compris entre quelques dizaines de nanosecondes et une centaine de microsecondes. Le principe de la méthode TDPAD est de mesurer la décroissance de l'isomère dont les spins sont alignés. L'alignement des spins se produit lors de la réaction de production de l'état isomère. Il est important d'avoir une connaissance du mécanisme de réaction afin de pouvoir s'assurer d'un alignement des spins. Par exemple, pour les réactions de fragmentation du projectile il a été observé [2] que l'alignement pouvait être positif ou négatif par rapport à l'axe du faisceau en fonction de la position dans la distribution en moment du fragment produit. Il est donc préférable de se placer à un endroit de la distribution en moment où les différents alignements ne sont pas mélangés. Cet alignement permet aux rayonnements γ provenant de la décroissance de l'isomère d'avoir un axe d'émission privilégié. En mesurant les rayonnements γ provenant de la décroissance de l'isomère en fonction du temps à différents angles, on a directement accès à la fréquence de rotation donc au moment nucléaire de l'état. Les mesures sont réalisées par 4 détecteurs placés respectivement à 90° les uns par rapport aux autres. Les corrélations angulaires sont obtenues en calculant le rapport des intensités I des détecteurs positionnés à 90° :

$$R(t) = \frac{I(t, \theta) - I(t, \pi/2 + \theta)}{I(t, \theta) + I(t, \pi/2 + \theta)}.$$

Connaissant le temps $t = 0$ de la mesure, il est alors possible d'accumuler les rayonnements γ émis à différents instants et d'en déduire la fréquence de rotation des spins.

Les techniques de mesure des moments magnétiques et des moments quadripolaires diffèrent légèrement. Les deux méthodes sont décrites dans les deux paragraphes suivants. Il est à noter que les distributions angulaires dépendent d'un alignement des spins, par conséquent les coefficients cités dans la suite sont d'ordre pairs, les coefficients d'ordre impairs étant nuls. De plus, l'ordre 4 étant négligeable seuls les coefficients d'ordre 2 sont pris en compte.

3.1.2 Moments magnétiques nucléaires

La technique g-TDPAD est utilisée pour mesurer les moments magnétiques nucléaires. Les isomères sont implantés dans un cristal non-perturbateur positionné entre les pôles d'un aimant délivrant un champ magnétique externe. Les spins se mettent alors à précesser à la fréquence de Larmor $\omega_L = -\frac{g\mu_N B}{\hbar}$, où g est le facteur gyromagnétique, μ_N le magnéton nucléaire, B le champ magnétique et $\hbar$ la constante de Planck réduite. Le champ magnétique est orienté perpendiculairement à l'axe du faisceau qui correspond à l'axe d'orientation du spin du noyau. L'équation 3.1.1 permet d'extraire la valeur de la fréquence de Larmor, et par conséquent la valeur du facteur gyromagnétique. L'amplitude de la fonction $R(t)$ permet d'accéder au pourcentage d'alignement des spins ainsi qu'à la multipolarité de la transition entre deux niveaux. La fonction $R(t)$ obtenue par l'équation 3.1.1 peut être développée comme suit :

$$R(t) = \frac{3A_2B_2}{4 + A_2B_2} \cos[2(\theta - \omega_L t)],$$

où A_2 est le coefficient de distribution angulaire d'ordre 2 qui dépend de la multipolarité de la transition γ observée, B_2 le tenseur d'orientation d'ordre 2 qui dépend du spin de l'état nucléaire dépeuplé, et θ l'angle entre l'axe d'alignement et les détecteurs.

3.1.3 Moments quadripolaires électriques

La technique Q-TDPAD est utilisée pour mesurer les moments quadripolaires électriques. Les isomères sont implantés dans un cristal possédant un gradient de champ électrique. Les spins se mettent alors à précesser à la fréquence de

l'interaction quadripolaire $\omega_Q = \frac{eQ_s V_{ZZ}}{4J(2J-1)\hbar}$, où Q_s est le moment quadripolaire spectroscopique, V_{ZZ} le gradient de champ électrique à l'intérieur du cristal d'implantation et J le spin de l'état étudié. Le gradient de champ électrique est orienté perpendiculairement à l'axe du faisceau qui correspond à l'axe d'orientation des spins du noyau. L'équation 3.1.1 permet d'extraire la valeur de la fréquence de l'interaction quadripolaire comme suit :

$$R(t) = \frac{3A_2B_2}{4 + A_2B_2} G_{22}^{22},$$

où G_{22}^{22} est le coefficient de perturbation d'ordre 2 décrit dans la référence [3]. $G_{22}^{22} = \sum_n S_{n2}^{22} \cos(n\omega_0 t)$ où $\omega_0 = 3\omega_Q$ pour un spin entier et $\omega_0 = 6\omega_Q$ pour un spin demi-entier. L'amplitude de la fonction $R(t)$ est identique à celle de l'équation 3.1.2.

3.1.4 Principe de la mesure

L'isomère à étudier est implanté dans un cristal entouré de 4 détecteurs de rayonnements γ , de type Germanium, BaF₂, NaI ou LaBr₃, nécessaires pour la mesure des rayonnements provenant de la décroissance de l'état isomère. Pour les réactions de fragmentation du projectile et de fission, les isomères sont produits en amont, sélectionnés et implantés dans un cristal. Il est alors nécessaire de positionner un scintillateur plastique devant ce cristal afin d'avoir le temps $t = 0$ correspondant à l'implantation. Pour les réactions de transfert et de fusion-évaporation, l'isomère est produit dans la cible faisant office de cristal lorsque ce dernier possède les caractéristiques adéquates, ou dans une fine feuille collée à la cible où les ions produits migrent par recul. Le temps $t = 0$ est pris en relatif par rapport à la pulsation HF de l'accélérateur.

Le dispositif expérimental généralement utilisé pour mesurer les moments nucléaires des états isomères est schématisé sur la figure 3.1. La position absolue des détecteurs de rayonnements γ n'est pas importante pour la mesure du moment magnétique nucléaire. Pour des raisons pratiques ils sont placés aux angles suivants : $\pm 45^\circ$ et $\pm 135^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau. Par contre la position de ces détecteurs doit être le long de l'axe d'orientation des spins pour la mesure du moment quadripolaire électrique. Aucune asymétrie ne sera détectée si il existe un déphasage de 45° par rapport à cet axe.

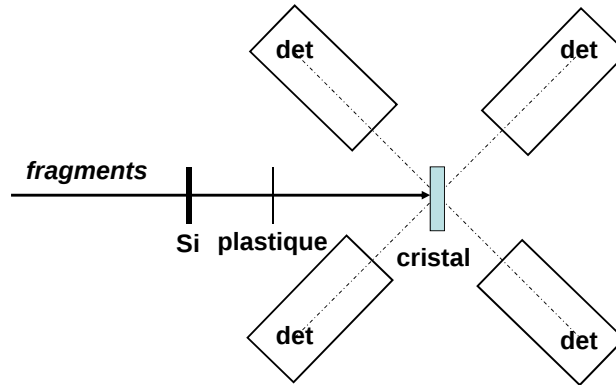


Figure 3.1 – Dispositif expérimental

Les fonctions $R(t)$ obtenues en appliquant l'équation 3.1.1 sont représentées sur la figure 3.2. A gauche de cette figure est présentée la fonction $R(t)$ correspondant à la mesure du moment magnétique nucléaire, ou facteur gyromagnétique, et sur la partie droite cette même fonction est donnée pour la mesure du moment quadripolaire électrique. L'amplitude de ces fonctions est directement liée à la valeur de l'alignement des spins et à la multipolarité de la transition observée, paramètres $A2$ et $B2$ des équations 3.1.2 et 3.1.3. L'amplitude des oscillations donne directement accès à la fréquence de Larmor ω_L pour la mesure du moment magnétique nucléaire et à la fréquence de l'interaction quadripolaire électrique ω_Q pour la mesure du moment du même nom.

3.2 Production d'états isomères alignés en spin

Dans ce paragraphe nous discuterons des différentes méthodes de production de noyau dans un état excité orienté en spin.

3.2.1 Mécanisme de production

Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire brièvement les différentes méthodes de production et de sélection des noyaux radioactifs exotiques dans le but d'en étudier leurs moments nucléaires.

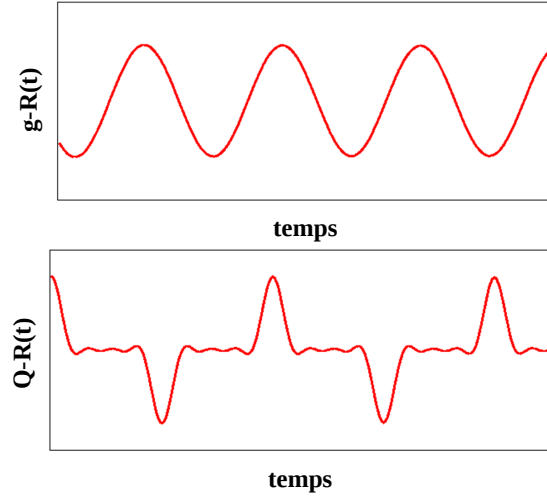


Figure 3.2 – Fonctions $R(t)$ théoriques concernant la mesure du facteur g et celle du moment quadripolaire spectroscopique Q_s .

Fusion-évaporation

La réaction de fusion-évaporation consiste à former un noyau composé alliant le projectile et la cible. Ce noyau composé possède une énergie d'excitation telle que des nucléons sont évaporés. Le nombre et la nature des nucléons évaporés sont sensibles à l'énergie d'excitation du noyau composé. Il est donc important d'optimiser l'énergie du faisceau primaire afin d'avoir le maximum de production du noyau d'intérêt. L'inconvénient est que tous les produits de réaction ne sortent pas de la cible et que les rayonnements γ émis contribuent au bruit de fond. Lors de ces expériences le faisceau est continûment envoyé sur la cible avec une période déterminée en fonction de la durée de vie de l'isomère étudié, généralement entre 5 et 10 périodes, et toutes les décroissances radioactives sont détectées. L'utilisation d'un faisceau stable bombardant une cible stable ne pose pas de problème, par contre il est nécessaire de ne pas implanter le faisceau dans la cible si ce dernier est radioactif, afin d'éviter un bruit de fond indésirable. Cette réaction est utilisée depuis longtemps pour mesurer les moments nucléaires d'états isomères (voir par exemple [4]) et est toujours utilisée [5, 6].

Transfert d'un ou plusieurs nucléons

La réaction de transfert d'un nucléon permet de produire des noyaux peu exotiques. Il s'agit en effet plus généralement du transfert d'un neutron en utilisant un faisceau de deutons envoyé sur une cible composée d'isotopes stables, des cibles de Ni, Cu et Mo ont jusqu'à présent été utilisées dans nos expériences [7, 8]. L'énergie nécessaire à la réalisation de ce type de réaction est située autour de l'énergie de la barrière coulombienne du système. L'inconvénient de cette méthode est que tous les produits de réaction ne sortent pas de la cible et que leurs rayonnements γ émis contribuent au bruit de fond. Lors de ces expériences le faisceau est pulsé avec une période déterminée en fonction de la durée de vie de l'isomère étudié, généralement entre 5 et 10 périodes, et toutes les décroissances radioactives sont détectées. Dû à la faible masse transférée du projectile à la cible le transfert de moment angulaire est limité à quelques $\hbar$ et le spin de l'état isomère à peupler ne doit pas être trop éloigné de celui de la cible. Les noyaux produits se trouvant dans la cible, il est possible de mesurer des isomères dont le temps de vie est égal à quelques nanosecondes. Une cible enrichie isotopiquement ($\approx 90\%$) permet de limiter le bruit de fond occasionné par les réactions avec les autres isotopes et d'augmenter la production de l'isomère que l'on désire étudier.

Dans le but de produire des noyaux plus exotiques il est possible d'appliquer la réaction de transfert de plusieurs nucléons. Cette réaction offre un plus à la réaction de transfert d'un nucléon. Premièrement, des états de multi quasi particules peuvent être peuplés, comme une petite composante de la fonction d'onde peut dominer le dépeuplement d'autres états plus haut en énergie, bien que cela soit défavorable dans le cas de réaction de transfert d'un nucléon. Deuxièmement, le mécanisme de réaction de transfert de plusieurs nucléons formera des noyaux plus éloignés du projectile et donc plus exotiques. Tous ces avantages provoquent un besoin d'études plus poussées de ce type de réaction sur le peuplement d'états isomères et sur la possibilité de mener à bien des mesures de moments nucléaires. Les réactions de fusion incomplète peuvent aussi être utilisées.

L'application de ces réactions en cinématique inverse, un faisceau d'ions lourds sur une cible deutérée pour le transfert d'un nucléon, ou sur une cible plus lourde pour le transfert de plusieurs nucléons, permettra dans l'avenir de réaliser des expériences en utilisant des faisceaux d'ions radioactifs. Des faisceaux de fragments de fission seront délivrés par le Système de Production d'Ions Radioactifs

Accélérés en Ligne de deuxième génération, SPIRAL2, au GANIL.

Fragments de fission

Les fragments de fission peuvent être produits par réaction de fission induite par neutrons thermiques sur des éléments lourds tels que les actinides, par réaction de fission par excitation coulombienne d'un faisceau d'uranium bombardant une cible de plomb, ou par réaction de abrasion/fission d'un faisceau d'uranium bombardant une cible de béryllium. Quelle que soit la méthode utilisée, il est indispensable de séparer le fragment de fission d'intérêt des autres produits de fission. Pour ce faire, il est nécessaire d'avoir un spectromètre de masse placé en aval de la cible de production.

Les neutrons thermiques sont accessibles auprès du réacteur de recherche à haut flux de l'Institut Laue-Langevin, ILL, à Grenoble où il existe un spectromètre sur la ligne Lohengrin. L'utilisation d'une cible mince permet aux fragments de fission produits de sortir de la cible et il est alors possible de les transporter jusqu'au point d'implantation. L'énergie des fragments est faible et par conséquent le temps de vol de ces noyaux dans le spectromètre est supérieur à $1\ \mu\text{s}$, ce qui limite la période des isomères observables à quelques centaines de nanosecondes. L'avantage de la fission est de produire des fragments avec un moment angulaire important, le peuplement des états de haut spin est donc favorisé. L'inconvénient du spectromètre Lohengrin est qu'il est vertical, c'est à dire que les spins qui sont soumis aux dipôles de déviation précèdent dans le plan perpendiculaire au plan de réaction, ce qui impose une difficulté dans le positionnement des détecteurs. On verra par la suite qu'il est important d'avoir un axe privilégié d'orientation des spins pour mener à bien les mesures de moments nucléaires par la technique utilisée. Cette méthode a aussi un inconvénient, les fragments de fission ne sont pas produits complètement épluchés, c'est à dire que les fragments de fission sont dans un état de charge $Q \neq Z$. L'interaction hyperfine du spin nucléaire avec le spin atomique détruit l'alignement, et on verra plus tard qu'il est nécessaire d'avoir un alignement des spins pour mesurer les moments nucléaires. Nous avons essayé de réaliser une telle mesure en sélectionnant un nombre d'électron qui correspond à une fermeture de couche atomique (He, Ne, Ar, Kr, etc...) mais n'avons pas obtenu de résultat.

Les réactions de fission par excitation coulombienne et de abrasion/fission

sont utilisées auprès des accélérateurs d'ions lourds comme le GSI en Allemagne ou l'installation RIKEN au Japon où un faisceau de ^{238}U , accéléré à une énergie de 750 AMeV au GSI et 345 AMeV à RIKEN, est envoyé sur une cible de plomb ou une cible de béryllium. Les produits de fission sont ensuite sélectionnés par le spectromètre FRS [9] du GSI ou le spectromètre BigRIPS [10, 11] de RIKEN. L'énergie élevée des fragments de fission impose un ralentissement avant implantation. Il est cependant nécessaire de conserver une vitesse élevée afin de ne pas capturer d'électron lorsque le fragment traverse un ralentisseur, pour ne pas détruire l'orientation des spins. Il se produit donc un flash γ quand les noyaux sont implantés, ce qui perturbe l'acquisition des données pendant environ quelques centaines de nanoseconde, ce qui limite la période des isomères observables sachant en plus que le temps de vol des fragments de fission de la cible de production au cristal d'implantation est de l'ordre de 150 ns au GSI et 400 ns à RIKEN. Des expériences ont été réalisées au GSI [12, 13, 14, 15] et nous avons très prochainement l'intention de proposer de telles expériences au comité d'expérience de RIKEN.

Fragmentation du projectile

La réaction de fragmentation du projectile consiste à envoyer un faisceau d'ions lourds sur une cible et de sélectionner les fragments ayant perdu quelques nucléons lors de la collision. Il est nécessaire d'avoir un faisceau avec une énergie minimum d'environ 50 AMeV pour pouvoir abraser plusieurs nucléons du projectile. Les expériences sont possibles auprès des accélérateurs de particules tels que le GANIL, le NSCL au Michigan State University, RIKEN au Japon ou GSI en Allemagne. Lors de cette réaction, les fragments produits ont une vitesse proche de celle du projectile, ce qui facilite la séparation de l'isotope désiré par rapport aux autres noyaux produits lors de la réaction. Un spectromètre est utilisé pour mener à bien cette sélection. Un spectromètre séparateur de fragments est disponible auprès des accélérateurs précédemment cités, LISE au GANIL [16], A1900 à MSU, RIPS et BigRIPS à RIKEN et FRS au GSI [17]. Avant d'être implantés, les fragments ont un temps de parcours le long du spectromètre typiquement de 100 à 400 ns, ce qui limite la période des isomères observables.

Dans la suite de ce manuscrit ne seront présentées que des expériences réalisées sur des noyaux isomères produits par réaction de fragmentation du projectile. Ces

expériences ont été réalisées au GANIL et à RIKEN.

3.2.2 Alignement des spins

La découverte de la présence de la polarisation et de l'alignement des spins [18, 19] dans un ensemble sélectionné de noyaux produits par réaction de fragmentation du projectile a été une percée majeure dans l'étude des moments nucléaires des noyaux éloignés de la vallée de stabilité, en particulier pour les isotopes riches en neutrons. Un ensemble de noyaux est orienté en spin si les spins nucléaires ont une direction privilégiée dans l'espace. En définissant un axe Z , on peut décrire l'orientation du spin par rapport à cet axe par la probabilité p_m que le spin nucléaire ait une projection $|m\rangle$ sur cet axe.

Un ensemble est aligné en spin si il possède une symétrie axiale de distribution des spins et si il y a symétrie de réflexion par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie axiale. Nous avons donc la probabilité p_m qui est égale à p_{-m} . Le taux d'alignement s'écrit comme suit :

$$A = \frac{\sum_m \alpha_2(m) p_m}{|\alpha_2(max)|} = \frac{\sum_m (3m^2 - J(J+1)) p_m}{|\alpha_2(max)|}.$$

La valeur de la normalisation $\alpha_2(max)$ dépend du signe de l'alignement et du spin J . Pour un alignement négatif maximum, $A = -1$, tous les spins sont orientés perpendiculairement à l'axe Z . C'est à dire $\alpha_2(m=0) = J(J+1)$ pour J entier et $\alpha_2(m = \pm\frac{1}{2}) = J(J+1) - \frac{3}{4}$ pour J demi-entier. Pour un alignement en spin maximum positif, $A = +1$, on a $\alpha_2(m=J) = J(2J-1)$ quelque soit le spin J . L'alignement est alors relié au tenseur d'orientation de second ordre B_2^0 comme suit :

$$B_2^0 = \frac{\sqrt{5} |\alpha_2(max)|}{\sqrt{I(I+1)(2I+3)(2I-1)}} A.$$

Lors de la réaction de fragmentation du projectile l'orientation des spins et le taux de production d'isomère sont liés. Grâce au code de calcul développé par les japonais [20] et amélioré lors de mon post doctorat à l'Université de Leuven nous avons pu réaliser des prédictions pour les expériences que nous avons proposées au GANIL. Dans la publication ci-dessous sont présentés les calculs concernant le taux de production des états isomères. Une publication sur la polarisation a suivi [21] et un papier concernant les réactions de capture d'un nucléon a été publié suite à l'introduction de ce type de réaction dans le code de calcul utilisé

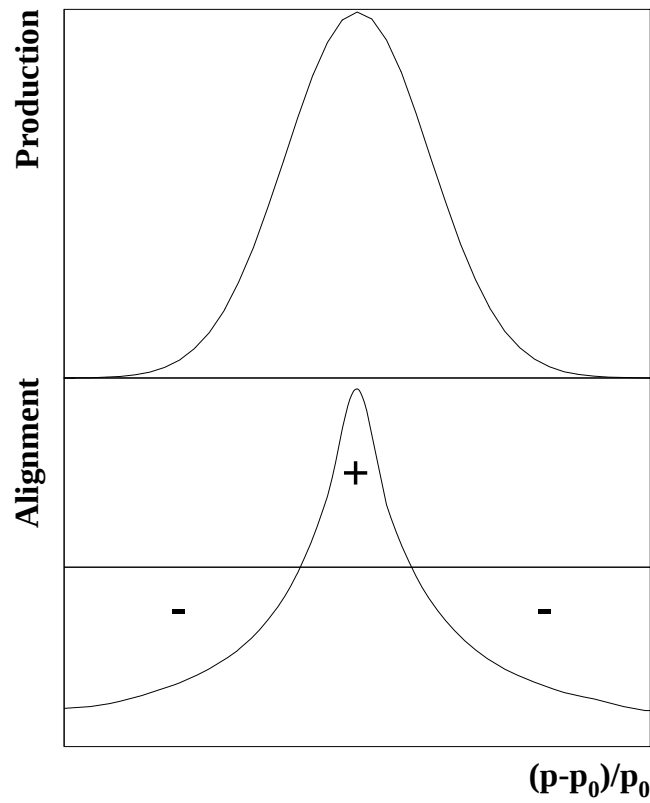


Figure 3.3 – Alignement des spins en fonction de la distribution en moment des noyaux produits par réaction de fragmentation du projectile.

précédemment [22]. Il n'y a pas eu de publication par notre groupe sur les calculs de l'alignement. Dans la figure 3.3 est représentée la dépendance en alignement des spins par rapport à la distribution en moment des fragments. Cette figure est générique, il est important de connaître cette dépendance pour le noyau d'intérêt afin d'éviter d'être dans une région où on a un mélange des alignements des spins de signes différents.

Interplay between angular momentum transfer and nuclear structure in the production of isomers at intermediate energies

J. M. Daugas

GANIL, Boîte Postale 55027, F-14076 Caen Cédex 5, France
and IKS, University of Leuven, Celestijnenlaan 200 D, 3001 Leuven, Belgium

R. Grzywacz

Department of Physics, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996

M. Lewitowicz, M. J. Lopez-Jimenez, and F. de Oliveira-Santos
GANIL, Boîte Postale 55027, F-14076 Caen Cédex 5, France

J. C. Angélique

LPC, Caen, F-14021 Caen Cédex, France

L. Axelsson

Fysika Institutionen, Chalmers Tekniska Högskola, 41296 Göteborg, Sweden

C. Borcea

IAP, Bucharest-Magurele P.O. Box MG6, Rumania

C. Longour

IReS Strasbourg, Université Louis Pasteur, F-67037 Strasbourg Cédex 2, France

G. Neyens

IKS, University of Leuven, Celestijnenlaan 200 D, 3001 Leuven, Belgium

(Received 23 January 2001; published 21 May 2001)

Isomeric ratios and momentum distributions of nuclei produced in the fragmentation of a 60A MeV ^{92}Mo beam on a thin ^{27}Al target have been studied in detail. A strong dependence of the isomeric ratio on the structure of the isomer and on the reaction mechanism has been observed for the first time at intermediate energies. The results are quantitatively reproduced in a framework of kinematical and statistical models of nuclear reactions.

DOI: 10.1103/PhysRevC.63.064609

PACS number(s): 24.10.-i, 23.20.Lv, 25.10.+s, 21.90.+f

I. INTRODUCTION

Spin-aligned and spin-polarized nuclei produced in intermediate and high-energy fragmentation reactions were studied recently by several groups [1–8]. In particular, they were successfully used in measurements of nuclear moments of exotic nuclei [9–15]. It has been observed that the spin orientation is related to the linear momentum distribution of outgoing fragments [3,5,8]. Schmidt-Ott *et al.* [8] showed that at relativistic energies the amount of transferred angular momentum also depends on the linear momentum. Thus, it was deduced that angular momentum transfer, spin-alignment, and spin-polarization are directly linked to the reaction mechanism involved. However, up to now the longitudinal momentum dependence of the angular momentum of projectile fragments has not been studied at intermediate energies. A direct measurement of angular momentum transfer during the nuclear reaction is, in principle, possible by means of an in-beam spectroscopy that allows to detect a prompt decay of highly excited states. However, for fragments close to the projectile produced in peripheral reactions, such a kind of experiment, due to a very high back-

ground of statistical γ rays, neutrons, and charged particles and strongly forward peaked angular distribution of outgoing fragments, is extremely difficult [16–18]. One of the ways to solve this problem is to measure the population of isomeric states as a function of the linear momentum of nuclei stopped in the focal plane of the fragment separator. The data obtained in such an experiment allow to extract important information related to the angular momentum transferred during the nuclear collision.

The isomeric ratio F , which corresponds to the number of fragments produced in an isomeric state divided by the total number of nuclei for a given A and Z , observed in fragmentationlike reactions varies from several to almost 100% [8,19,20]. In particular, the population of the yrast and non-yrast isomeric states has been observed to be significantly different. For example, Grzywacz *et al.* [20] have observed for two neighbor fragments, namely ^{90}Mo and ^{92}Tc , produced in the fragmentation of a 58A MeV ^{112}Sn beam, an isomeric ratio of 3.0(5)% and 50(3)% respectively. This difference might be explained qualitatively by yrast (^{90m}Mo) and nonyrast (^{92m}Tc) character of the observed isomers as illustrated in Fig. 1.

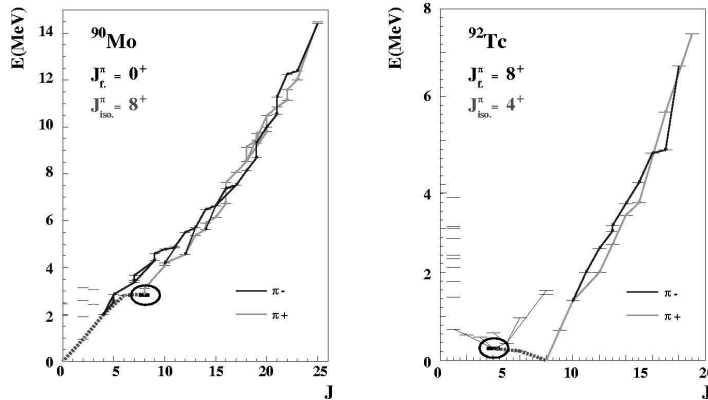


FIG. 1. Excitation energy versus spin for ^{90}Mo (left panel) and ^{92}Tc (right panel) states. The isomeric state of ^{90}Mo is located on the yrast line while the spin of the isomeric state in ^{92}Tc is lower than the spin of the ground state.

Thus, the feeding of an isomeric state strongly depends on the structure of the nucleus, essentially governed by the spin and the excitation energy of the involved levels. However, the isomeric ratio F should also depend on the reaction mechanism, especially for fragments close to the projectile. Up to now, from the experimental point of view, the roles of the reaction mechanism, deexcitation of the fragments, and the structure of the isomeric and ground states have not been clearly separated and studied.

A better understanding of the fragmentationlike reaction mechanism and, in particular, of the transfer of angular momentum, can be achieved by measuring the isomeric ratio F as a function of the velocity of the outgoing fragment, which for peripheral reactions, to some extent, is related to the impact parameter. In order to distinguish nuclear structure effects from the influence of the reaction mechanism we studied isomers for which the decay branching ratio, intensity of the γ rays, as well as spins and parities of excited levels are very well known. In the present work the isomeric ratio was measured for a large range of fragments, close as well as far from the projectile. This in turn allowed to study the angular momentum as a function of the number of transferred nucleons.

II. EXPERIMENTAL SETUP

To address the above questions a dedicated experiment has been performed at GANIL using the LISE3 spectrometer [21]. A $^{92}\text{Mo}^{37+}$ beam with an energy of 60.1 MeV has been used. In order to measure precisely the velocity distribution of outgoing fragments a thin (6 μm) ^{27}Al target was employed and the magnetic rigidity of the spectrometer was changed by steps of about 0.2%. In addition the momentum acceptance of the LISE3 spectrometer was limited to about 0.1%. The angular acceptance of the spectrometer in θ and ϕ is ± 17.4 mrad. The detection setup at the final focus consisted of a three-element Si-detector telescope. The last silicon detector was surrounded by four high-efficiency Ge detectors and one clover low energy photon spectrometer (LEPS) detector, as shown in Fig. 2, placed in a close geometry. The unambiguous identification of fragments in mass, atomic number, and atomic charge was achieved by means

of energy-loss, total-kinetic-energy, and time-of-flight measurements. The heavy-ion delayed γ -ray correlation method, developed at GANIL and described in Refs. [20,22] has been applied. The total photopeak efficiency of the γ -ray detectors was 4.6% at 200 keV and 2.2% at 1 MeV. The typical time-of-flight of the fragments through the spectrometer was about 400 ns.

In order to obtain a full range of momentum distributions and isomeric ratios F for many fragments, the measurements were performed at 19 different magnetic rigidities ranging from 2.39 T m to 2.57 T m. Thus, a wide range of fragments and short-lived isomers close as well as far from the projectile, namely, from germanium to technetium, were studied in a single experiment. The observed isomeric states as well as their main characteristics are listed in the Table I.

III. RESULTS

The relatively short half-lives of the produced isomers cause decay losses during the time of flight between the target and the Si-detector telescope. In order to compare the isomeric ratio F for different isomeric states at the exit of the target, the decay losses were taken into account using the following equation:

$$\frac{N_{\text{isom}}}{N_{\text{ions}}} \exp \left[\ln(2) \frac{T_F}{\gamma T_{1/2}^Q} \right], \quad (1)$$

where N_{isom} is the number of detected isomers and N_{ions} the number of implanted nuclei at the focal plane with a given mass A and atomic number Z , T_F is the time of flight of the chosen nucleus from the target to the implantation station, $T_{1/2}^Q$ is the half-life of the isomer for a charge state Q , and γ is the relativistic factor. In fact, due to internal conversion the half-life of the isomeric state is not the same for all charge states. Almost all of the short-lived isomers were produced in two or three ionic charge states. For fully stripped nuclei, the internal conversion does not take place, so the apparent isomeric half-life is given by

$$T_{1/2}^{Q=Z} = T_{1/2}^{Q=0} (1 + \alpha_{\text{tot}}) \quad (2)$$

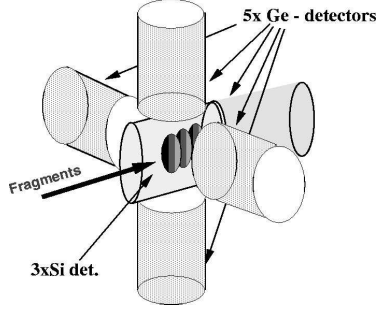


FIG. 2. Experimental setup placed at the final focus of the LISE3 spectrometer.

where one has to take into account the total internal conversion coefficient α_{tot} and the half-life of the isomeric state for a neutral nucleus $T_{1/2}^{Q=0}$. In the case of H-like and He-like ions, the apparent half-life is reduced by the K -shell internal conversion coefficient α_K as follows:

$$T_{1/2}^{Q=Z-1} = T_{1/2}^{Q=0} \frac{1 + \alpha_{tot}}{1 + \frac{1}{2} \alpha_K} \quad (3)$$

$$T_{1/2}^{Q=Z-2} = T_{1/2}^{Q=0} \frac{1 + \alpha_{tot}}{1 + \alpha_K}. \quad (4)$$

The results obtained in the present work for all of the observed isomeric states are presented in Figs. 3 and 4. The production yields and the isomeric ratios F are plotted versus the ratio of the fragment velocity over the beam velocity squared $(v/v_0)^2$.

Most of fragments have been produced in three different charge states, $Q=Z$, $Q=Z-1$, and $Q=Z-2$. The production yields are presented for one single charge state. The distributions of the isomeric ratio F measured for different charge states of the same nucleus were put on the same plot. Due to the corrections performed for internal conversion, distributions for different charge states overlap and they are discussed in the following as a single F distribution. In Fig. 3 the momentum distributions and the isomeric ratios for fragments with $(A_P - A_F) \leq 4$ (top) are compared to these for fragments with $(A_P - A_F) \geq 7$ (bottom), where A_P and A_F correspond to the projectile and fragment mass numbers, respectively, this notation will be used in the following. Figure 4 represents the isomeric ratio distributions for two isomeric states simultaneously populated in a single nucleus, namely, ^{90}Nb .

IV. DISCUSSION

At relativistic energies, the momentum distribution of outgoing fragments are known to have Gaussian-like shapes. They are well described in the framework of the model of Goldhaber with $\sigma = \sigma_0 \sqrt{A_F(A_P - A_F)/(A_P - 1)}$ [23], where σ is the width of the distribution and σ_0 is the reduced

TABLE I. List of isomers produced and studied in the present work.

Fragment	J^π ground state	J^π isomeric state	Excitation energy (keV)	$T_{1/2}$ (ns)
^{92}Tc	8+	4+	270.15	1030(70)
^{92}Mo	0+	8+	2760.1	190(3)
^{90}Mo	0+	8+	2874.73	1120(50)
^{91}Nb	9/2+	17/2-	2034.35	3760(120)
^{90}Nb	8+	11-	1880.41	472(13)
		6+	122.37	63000(2000)
^{88}Zr	0+	8+	2887.79	1320(25)
^{85}Y	1/2-	5/2-	266.30	178(6)
^{80}Rb	1+	6+	494.4	1600(20)
^{73}As	3/2-	9/2+	427.76	5700(200)
^{69}Ge	5/2-	9/2+	397.95	2810(50)

width. At intermediate energies the linear momentum distributions show more complicated shapes [24]. Due to a relatively slow abrasion process the interactions of the projectile nucleons with the nucleons of the target play an important role in the final momentum distribution. This effect gives rise to a tail in the yield distribution at low linear momenta of the outgoing fragment. For the purpose of the present work a simplified Gaussian-like distribution was used to describe the experimental yields. The theoretical distributions were calculated assuming $\sigma_0 = 90$ MeV/c and adjusted to experimental values. One can observe that the width of the yield distributions increases with increasing mass difference between the projectile and the fragment, reflecting the more dissipative character of the nuclear reaction as the mass of the outgoing fragment decreases.

The data for fragments close to the projectile presented in Fig. 3 clearly show a strong dependence of the isomeric ratio F on the fragment velocity v with a pronounced extremum value close to the beam velocity v_0 . The $F(v)$ distribution becomes almost flat for fragments far from the projectile. Indeed, it may be noticed that the isomeric ratio F can vary as a function of velocity by a factor of 20 for fragments close to the projectile, while remaining almost constant for fragments more than six nucleons away from the projectile. This effect suggests that the reaction mechanism strongly influences the observed isomeric ratio.

Another striking effect is the difference between the isomeric ratio F for ^{92}Tc [Fig. 3(a)] and for other nuclei close to the projectile shown in Figs. 3(b)–3(e). For ^{92}Tc a maximum value of F is reached when the fragment velocity is close to the beam velocity whereas for the four other nuclei the isomeric ratio F reaches its minimum value at about the same v/v_0 ratio. This effect suggests in turn that also nuclear structure strongly influences the feeding of isomeric states.

The high selectivity of the few-nucleon transfer reactions with respect to the angular momentum transfer is shown in Fig. 4, where the isomeric ratio F is plotted for two different isomeric states of the same nucleus, namely ^{90m1}Nb ($J^\pi = 11^-$, $E = 1880.21$ keV) [Fig. 4(a)], and ^{90m2}Nb ($J^\pi = 6^+$,

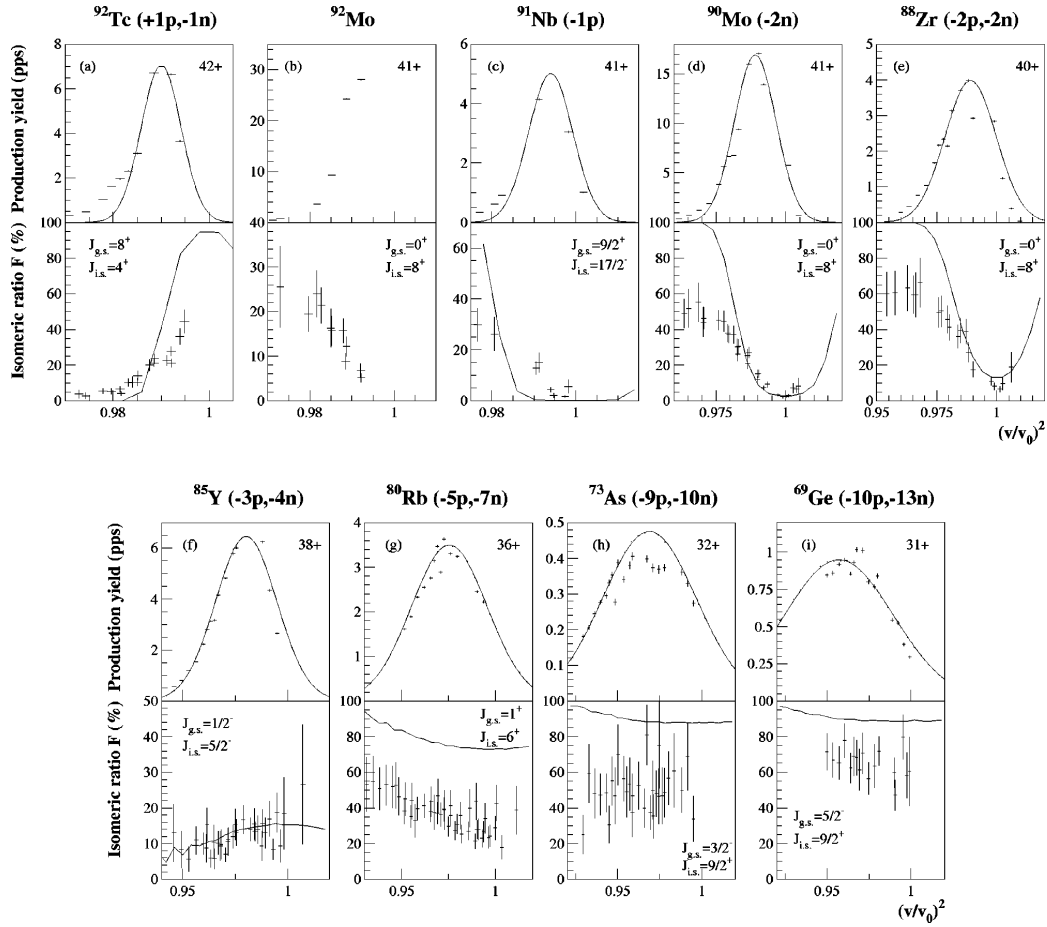


FIG. 3. Yields (top) and isomeric ratios (bottom) for several isomers measured as a function of the ratio of the fragment velocity v over the beam velocity v_0 squared. Solid lines represent the calculated yield spectra (top) and the feeding of states with the spin greater (or lower for the ^{92}Tc) than the one of the isomer (bottom). The solid lines correspond to the predictions of the model of Okuno *et al.* See text for details.

$E = 122.37$ keV [Fig. 4(b)]. The ground state of ^{90}Nb has spin and parity $J^\pi = 8^+$. The F distribution displays a completely different behavior for two different isomers that may be qualitatively explained by the important difference of spins between the isomeric states and the ground state. If the spin of the isomeric state is larger than the spin of the ground state, the minimum value of the isomeric ratio F is located at $v \approx v_0$, as shown in Figs. 3(b)–3(e) and 4(a). Inversely, in case the spin of the isomeric state is lower than the ground state one, F has a maximum value close to $v \approx v_0$, as in Figs. 3(a) and 4(b).

Considering a simple peripheral reaction picture, the angular momentum transfer is expected to have a minimum value when $v = v_0$. Thus, the low spin states are well populated, and if the spin of the isomeric state is lower than the spin of the ground state, it will be observed with a high

probability near $v = v_0$. While if the isomeric spin is larger than the ground state spin, the isomer will not be populated at $v = v_0$ because there is not sufficient angular momentum transferred. On the other hand, if the difference between v and v_0 increases, the angular momentum transfer increases due to the link between the linear and the angular momenta transfer. Thus higher spin states are more populated compared to lower spin states. Thus, if the spin of the isomeric state is lower than the spin of the ground state, it will be less populated if v is far from v_0 . While if the spin of the isomeric state is greater than the spin of the ground state it will be more favorably populated if v is far from v_0 . Then, at $v = v_0$ one should observe an extremum value of the isomeric ratio, maximum or minimum if the spin of the isomeric state is lower or greater than the spin of the ground state, respectively. The dependence of the isomeric ratio as a function of

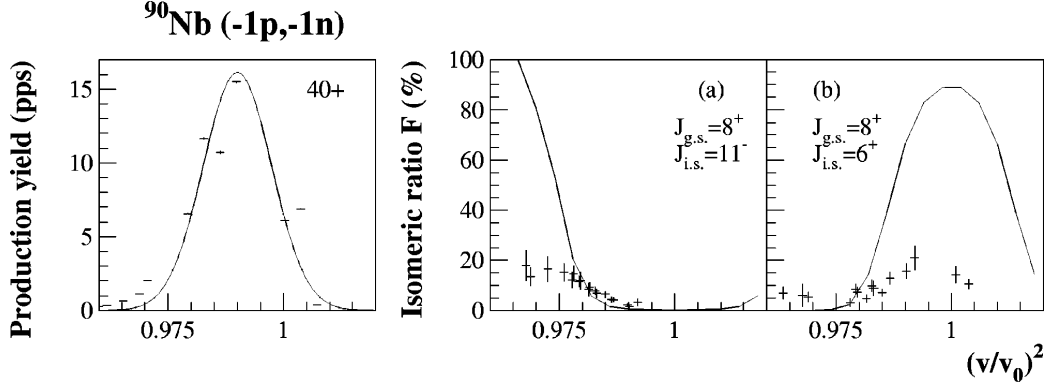


FIG. 4. Production yield (left part) and isomeric ratio F (right part) measured for ^{90}Nb . The results correspond to (a) $E=1880.21$ keV, $J^\pi=11^-$, $T_{1/2}=472$ ns and (b) $E=122.37$ keV, $J^\pi=6^+$, $T_{1/2}=65$ μs isomeric states, respectively.

the fragment velocity is getting almost flat for fragments far from the projectile, as shown in Figs. 3(f)–3(i). In fact, the angular momentum transfer might remain dependent on the velocity of the fragment, but takes higher values. Considering that isomers with relatively low spin do not show this dependence, high spin states should be investigated to see such effect.

A more qualitative explanation of the variation of F is possible within a framework of existing models of nuclear reactions [4,3,25–27] presented shortly below. In the following discussion, calculations have been performed assuming that the excitation energy of the produced fragment exceeds the energy of the isomeric states. This assumption is experimentally acceptable looking at the excitation energies of isomers in Table I.

A. Kinematical fragmentation model

The model proposed by Okuno *et al.* [4] might be used to reproduce the behavior of the angular momentum transferred during a nuclear collision (solid lines in Figs. 3 and 4). The impact parameter b is chosen such that the geometrical overlapping volume corresponds to the number of removed nucleons. It has been shown at relativistic energies [28] that the ratio between the number of evaporated and removed nucleons is 2 per 1. At intermediate energies, the excitation energy of the nucleus per abraded nucleon is lower, which means that this ratio is lower. The present calculations have been performed assuming one evaporated nucleon per two abraded nucleons. The Coulomb-modified Glauber model description [29] has been used to determine the number of nucleon-nucleon collisions that occurred. Taking the parametrizations of the individual nucleon-nucleon cross sections,

$$\sigma_{np} = -70.67 - 18.18/\beta + 25.26/\beta^2 + 113.85\beta, \quad (5)$$

$$\sigma_{pp} = \sigma_{nn} = 13.73 - 15.04/\beta + 8.76/\beta^2 + 68.67\beta^4, \quad (6)$$

where σ is expressed in mb and $\beta=v/c$, it is possible to obtain the mean nucleus-nucleus cross section σ_{NN} ,

$$A_P A_T \overline{\sigma_{NN}} = (N_P N_T + Z_P Z_T) \sigma_{nn} + (N_P Z_T + N_T Z_P) \sigma_{np}, \quad (7)$$

where A_P , A_T , Z_P , Z_T , N_P , and N_T are the projectile and the target mass, atomic, and neutron numbers, respectively. The number of removed nucleons n_{removed} is then calculated using the Gaussian density distribution

$$n_{\text{removed}} = \pi^2 \overline{\sigma_{NN}} \rho_P(0) \rho_T(0) \frac{a_T^3 a_P^3}{a_T^2 + a_P^2} \exp\left[-\frac{b'^2}{a_T^2 + a_P^2}\right], \quad (8)$$

where a and $\rho(0)$ are the Gaussian density distribution parameters and b' is the distance of closest approach [30].

The total angular momentum transferred as a function of the linear momentum is then given by the model developed by Okuno *et al.* [4]. For the purpose of the present work, calculations have been performed for the population of states with spins higher or equal to the isomeric one. Not all of these states reach the isomeric one, but this procedure gives an acceptable trend of the population of that state for fragments close as well as far from the projectile. This effect is illustrated in Figs. 3(d)–3(i) and 4(a). The calculations clearly show the strong dependence of the isomeric ratio F on fragment velocity for nuclei close to the projectile, and the evolution of this effect with the mass difference between the outgoing fragment and the projectile is well reproduced by the model. Also the position of the extremum value of the isomeric ratio, which is mainly determined by the spin difference between the isomeric and ground states, is well reproduced. However, the theoretical F values mostly overestimate the experimental ones, indicating that indeed, part of the decay from the high-spin states does not reach the isomer. Due to the strong dependence of the angular momentum transfer on the fragment velocity, this effect is enhanced in the wings of the yield distributions, as shown in Figs. 3(d), 3(e) and 4(a). For fragments differing by more than ten nucleons from the projectile, the angular momentum transferred during the collision populates the states above the isomeric one with a probability varying from 70% to 100%.

Comparison with the experimental data indicates that 30% to 50% of these states do not feed the isomers. This shows again that the structure of the nucleus plays an important role in the absolute value of the isomeric ratio. In particular, for ^{85}Y [Fig. 3(f)] the calculation of F has been performed for the feeding of the 5/2 state to the 9/2 state. One can assume that levels with spin greater than 9/2 reach the 9/2+ isomeric state that has a lower excitation energy ($E=19.8$ keV, $T_{1/2}=4.86$ h) than the 5/2 state observed in the present experiment. For ^{92}Tc [Fig. 3(a) and ^{90m2}Nb [Fig. 4(b)], according to the spin of the isomeric states, calculations have been performed for the population of states with spins lower than or equal to the isomeric one.

In the framework of the kinematical fragmentation model, the dependence of the angular momentum transfer on the linear momentum transfer, for fragments close to the projectile, can be extracted. The calculation shows that the angular momentum transfer is limited, which indicates that it is very difficult to reach very high spins by the fragmentation process. Only few percent of states are populated with spins above $20\hbar$.

B. Sharp cutoff model

In order to obtain qualitative information on the average isomeric ratio F for fragments far from the projectile a model developed by de Jong, Ignatyuk, and Schmidt [26] was applied. This model is based on the statistical fragmentation picture of Goldhaber [23]. It allows one to describe the distribution of the excitation energy E and angular momentum J , taking into account the statistical consideration of all possible hole excitations of a selected fragment. This distribution may be written as

$$\rho_n(E, J) = \frac{2J+1}{2\sigma_n^2} \exp\left[-\frac{J(J+1)}{2\sigma_n^2}\right] \rho_n(E) \quad (9)$$

where n is the number of nucleons, $\rho_n(E)$ the total density of the n -hole excitations, E the excitation energy of the fragment, and σ_n is the width of the resulting linear momentum distribution for n nucleons abraded from the projectile given by Goldhaber [23].

The dependence of σ_n on the number of excited holes and excitation energy can be obtained for small values of n by considering n -hole excitations of the Boltzmann gas [31]. Taking into account the abrasion-ablation model [25], the σ_n parameter could be written as

$$\sigma_n^2 = 0.234 \left[1 - \frac{U}{\epsilon_f} \frac{(A_P - A_F)(\nu A_P + A_F)}{(\nu + 1)^2 (A_P - 1)} \right], \quad (10)$$

where U is half of the excitation energy ($E/2$) transferred to the fragment for one abraded nucleon, ϵ_f is the Fermi energy that was taken to be equal to 33 MeV, and ν is the mean number of evaporated nucleons per abraded nucleon. It has been shown at relativistic energies that $E=27$ MeV [28]. No quantitative measurements of this quantity have been performed at intermediate energies yet, but one can take its value to be close to the one-nucleon separation energy. The

TABLE II. Comparison between the average experimental isomeric ratio F and the calculated population of states with spin greater than the isomeric one, using the model of Okuno and the model of de Jong, integrated over the whole momentum distribution. In the case of ^{85}Y , the experimental value is compared to the population of states with spin between 5/2 and 9/2 assuming that states with spin over 9/2 reach the long-lived isomer with spin 9/2+ with an excitation energy lower than the 5/2- isomeric state observed in the present experiment.

Fragment	Average experimental F	Okuno	de Jong
^{85}Y	11.5(1.6)	14.6	28.6
^{80}Rb	35.5(3.7)	74.5	48.2
^{73}As	52.3(5.5)	88.5	75.0
^{69}Ge	64.9(5.2)	89.6	78.2

present calculations have been performed assuming $E=12$ MeV ($U=6$ MeV) and $\nu=0.5$, which is consistent with the calculations performed using the kinematical fragmentation model. Then, for a fixed excitation energy and mass difference between projectile and fragment, one can calculate the distribution of angular momentum J . This model can be used in order to calculate the isomeric ratio F [32]. The calculated F value corresponds to the population of states with spin higher than the isomeric one. In particular, this model allows to calculate the average distribution of spin for nuclei produced by fragmentation reactions.

A comparison between the experimental average isomeric ratio F and calculations performed using models developed by Okuno *et al.* and de Jong, Ignatyuk, and Schmidt, integrated over the linear momentum distribution, is presented in Table II for nuclei far from the projectile, i.e., ^{85}Y , ^{80}Rb , ^{73}As , and ^{69}Ge . One can notice that the calculations systematically overestimate the isomeric ratio. This could be explained by the influence of the structure of nuclei. In fact both calculations give the distribution of the populated states with a spin higher than the spin of the isomer but all of these states do not feed the isomeric one.

In Fig. 5 the isomeric ratio F is plotted as a function of the difference of mass between the projectile and the outgoing fragments for 8^+ states. The data come from the fragmentation of a ^{112}Sn beam at 58A MeV [20]. The calculations performed using the sharp cutoff model [26] are in good agreement with the experimental data except for ^{92}Mo that corresponds to an $A_P - A_F$ mass difference of 20. For this nucleus, the calculation overestimates the isomeric ratio by a factor of 2. By looking at the known levels of ^{92}Mo with spins above the isomeric one, one may conclude that contrary to the other observed 8^+ isomers this state is fed only by a few states lying at higher excitation energy, this essentially comes from the smaller level density in the case of the neutron magic number.

V. CONCLUSION

In summary, the results obtained in the present work have demonstrated the strong dependence of the isomeric states population in intermediate energy fragmentation reaction on

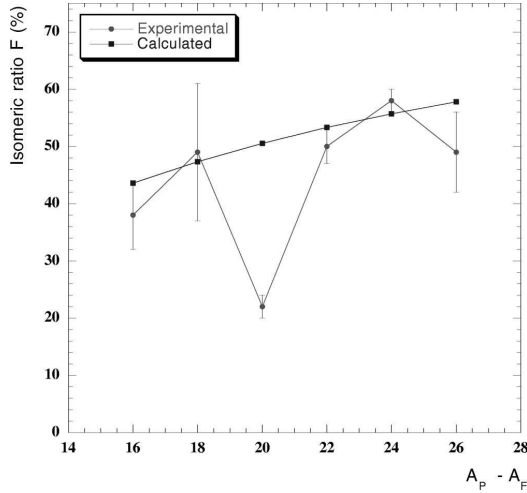


FIG. 5. Comparison between experimental and calculated isomeric ratios vs the mass difference between the projectile and the fragment for $J^\pi = 8^+$ isomeric states (data from [20]). Calculations were performed using the model of de Jong.

the initial angular momentum transfer as well as on the nuclear structure of the final fragment. Within the framework of a kinematical model proposed by Okuno *et al.* [4], it is possible to calculate how the transferred angular momentum depends on the linear momentum distribution in a fragmentationlike reaction and thus to deduce the isomeric ratio behavior. The observed curves give important information about the spin of the isomer with respect to the ground state spin and show the sensitivity to particular nuclear structure effects. From this kind of measurements one can deduce, for example, if the spin of the isomeric state is smaller or greater than the ground state spin. If the spin of the isomeric state is

known, one obtains information about the nuclear structure, and in particular, on the yrast or nonyrast character of the isomeric state. It has also been shown that the isomeric ratio depends strongly on the fragment velocity for very peripheral collisions when only few nucleons are abraded. In the framework of the model proposed by de Jong, Ignatyuk, and Schmidt [26] the average angular momentum transfer given by the integration over the linear momentum distribution was calculated. In this model, it will be useful to introduce a linear momentum dependence by analogy to the kinematical model. The isomeric ratio F has been compared for the two models to the experimental data. While both models reproduce correctly the overall trends, they overestimate the observed values and do not reflect the nuclear structure.

The high sensitivity of the F distributions with respect to the spin of the isomer might thus prove to be a means to determine the spins of ground and excited states of nuclei far from stability produced in fragmentationlike reactions. The observed behavior of the isomeric ratios suggests the existence of a strong alignment and polarization of the quiprojectile. This in turn, could allow for measurements of the spin, quadrupole, and magnetic moments of isomeric states far from stability. New measurements studying an influence of the target mass and spin as well as of the projectile spin on the isomeric ratio seem to be necessary in order to better understand the transfer of angular momentum in fragmentation processes at large impact parameters.

ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful for the technical support received from the staff of the GANIL facility. We would also like to acknowledge H. Ogawa and K. Asahi from the Department of Applied Physics, Tokyo Institute of Technology for giving us the possibility to use the code developed by H. Okuno. We are grateful to W.-D. Schmidt-Ott, K. H. Schmidt, and M. Pfuetzner for fruitful discussions. G.N. acknowledges the FWO-Vlaanderen Belgium for financial support.

- [1] K.H. Tanaka, Y. Nojiri, T. Minamisono, K. Asahi, and N. Takahashi, *Phys. Rev. C* **34**, 580 (1986).
- [2] K. Asahi, M. Ishihara, N. Inabe, T. Ichihara, T. Kubo, M. Adachi, H. Takahashi, M. Kouguchi, M. Fukuda, D. Mikolas, D.J. Morrissey, D. Beaumel, T. Shimoda, H. Miyatake, and N. Takahashi, *Phys. Lett. B* **251**, 488 (1990).
- [3] K. Asahi, M. Ishihara, T. Ichihara, M. Fukuda, T. Kubo, Y. Gono, A.C. Mueller, R. Anne, D. Bazin, D. Guillemaud-Mueller, R. Bimbot, W.-D. Schmidt-Ott, and J. Kasagi, *Phys. Rev. C* **43**, 456 (1991).
- [4] H. Okuno, K. Asahi, H. Sato, H. Ueno, J. Kura, M. Adachi, T. Nakamura, T. Kubo, N. Inabe, A. Yoshida, T. Ichihara, Y. Kobayashi, Y. Ohkubo, M. Iwamoto, F. Ambe, T. Shimoda, H. Miyatake, N. Takahashi, J. Nakamura, D. Beaumel, D.J. Morrissey, W.-D. Schmidt-Ott, and M. Ishihara, *Phys. Lett. B* **335**, 29 (1994).
- [5] N. Coulier, G. Neyens, S. Ternier, K. Vyvey, S. Michiels, R. Coussement, D.L. Balabanski, J.M. Casandjian, M. Chartier, M.D. Cortina-Gil, M. Lewitowicz, W. Mittig, A.N. Ostrowski, P. Roussel-Chomaz, N. Alamanos, and A. Lepine-Szily, *Acta Phys. Pol. B* **28**, 407 (1997).
- [6] P.F. Mantica, R.W. Ibbotson, D.W. Anthony, M. Fauerbach, D.J. Morrissey, C.F. Powell, J. Rikovsky, M. Steiner, N.J. Stone, and W.B. Walters, *Phys. Rev. C* **55**, 2501 (1997).
- [7] G. Neyens, N. Coulier, S. Ternier, K. Vyvey, S. Michiels, R. Coussement, D.L. Balabanski, J.M. Casandjian, M. Chartier, M.D. Cortina-Gil, M. Lewitowicz, W. Mittig, A.N. Ostrowski, P. Roussel-Chomaz, N. Alamanos, and A. Lepine-Szily, *Phys. Lett. B* **393**, 36 (1997).
- [8] W.-D. Schmidt-Ott, K. Asahi, Y. Fujita, H. Geissel, K.-D. Gross, T. Hild, H. Imrich, M. Ishihara, K. Krumbholz, V. Kunze, A. Magel, F. Meissner, K. Muto, F. Nickel, H. Okuno, M. Pfuetzner, C. Scheidenberger, K. Suzuki, M. Weber, and C. Wennemann, *Z. Phys. A* **350**, 215 (1994).
- [9] K. Asahi, H. Ueno, H. Izumi, H. Okuno, K. Nagata, H. Ogawa, Y. Hori, H. Sato, K. Mochinaga, M. Adachi, A. Yoshida, G.

- Liu, N. Aoi, T. Kubo, M. Ishihara, W.-D. Schmidt-Ott, T. Shimoda, H. Miyatake, S. Mitsuoka, and N. Takahashi, *Nucl. Phys.* **A588**, 135c (1995).
- [10] H. Okuno, K. Asahi, H. Ueno, H. Izumi, H. Sato, M. Adachi, T. Nakamura, T. Kubo, N. Inabe, A. Yoshida, N. Fukunishi, T. Shimoda, H. Miyatake, N. Takahashi, W.-D. Schmidt-Ott, and M. Ishihara, *Phys. Lett. B* **354**, 41 (1995).
- [11] H. Ueno, K. Asahi, H. Izumi, K. Nagata, H. Ogawa, A. Yoshimi, H. Sato, M. Adachi, Y. Hori, K. Mochinaga, H. Okuno, N. Aoi, M. Ishihara, A. Yoshida, G. Liu, T. Kubo, N. Fukunishi, T. Shimoda, H. Miyatake, M. Sasaki, T. Shirakura, N. Takahashi, S. Mitsuoka, and W.-D. Schmidt-Ott, *Phys. Rev. C* **53**, 2142 (1996).
- [12] M. Schaefer, W.-D. Schmidt-Ott, T. Doerfler, T. Hild, T. Pfeiffer, R. Collatz, H. Geissel, M. Hellstrom, Z. Hu, H. Imich, N. Iwasa, M. Pfuetzner, E. Roeckl, M. Shibata, B. Pfeiffer, K. Asahi, H. Izumi, H. Ogawa, H. Sato, H. Ueno, and H. Okuno, *Phys. Rev. C* **57**, 2205 (1998).
- [13] N. Coulier, G. Neyens, S. Teughels, D.L. Balabanski, R. Coussement, G. Georgiev, S. Ternier, K. Vyvey, and W.F. Rogers, *Phys. Rev. C* **59**, 1935 (1999).
- [14] G. Neyens, N. Coulier, S. Teughels, G. Georgiev, B.A. Brown, W.F. Rogers, D.L. Balabanski, R. Coussement, A. Lepine-Szily, M. Lewitowicz, W. Mittig, F. de Oliveira-Santos, P. Roussel-Chomaz, S. Ternier, K. Vyvey, and D. Cortina-Gil, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 497 (1999).
- [15] W.F. Rogers, G. Georgiev, G. Neyens, D. Borremans, N. Coulier, R. Coussement, A.D. Davies, J.L. Mitchell, S. Teughels, B.A. Brown, and P.F. Mantica, *Phys. Rev. C* **62**, 044312 (2000).
- [16] M.J. Lopez-Jimenez, M. Belleguic, M. Stanoiu, M.G. Saint-Laurent, L. Achouri, J.C. Angélique, F. Azaiez, C. Bourgeois, C. Borcea, J.M. Daugas, G. de France, F. de Oliveira-Santos, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, P. Gangnant, S. Grévy, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, J.F. Libin, M. Marquès, Yu.-E. Penionzhkevich, M.G. Porquet, J.E. Sauvestre, H. Savajols, N. Skobelev and O. Sorlin, in *Proceedings of the XXXVII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, 1999*, edited by I. Iori (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 1999), Supplement No. 114, p. 416.
- [17] M.J. Lopez-Jimenez, Thèse, Université de Caen, GANIL T-00-01, 2000.
- [18] M. Belleguic, M.J. Lopez-Jimenez, M. Stanoiu, F. Azaiez, M.G. Saint-Laurent, O. Sorlin, N.L. Achouri, J.C. Angélique, C. Borcea, C. Bourgeois, J.M. Daugas, C. Donzaud, F. De Oliveira-Santos, Z. Dlouhy, J. Duprat, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, W. Mittig, A.C. Mueller, N. Orr, Yu.-E. Penionzhkevich, M.G. Porquet, F. Pougheon, P. Roussel-Chomaz, J.E. Sauvestre, H. Savajols, and Y. Sobolev, *Phys. Scr.* **T88**, 122 (2000).
- [19] B.M. Young, D. Bazin, W. Benenson, J.H. Kelley, D.J. Morrissey, N.A. Orr, R. Ronningen, B.M. Sherrill, M. Steiner, M. Thoennessen, J.A. Winger, S.J. Yennello, I. Tanihata, X.X. Bai, N. Inabe, T. Kubo, C.-B. Moon, S. Shimoura, T. Suzuki, R.N. Boyd, and K. Subotic, *Phys. Lett. B* **311**, 22 (1993).
- [20] R. Grzywacz, R. Anne, G. Auger, D. Bazin, C. Borcea, V. Borrel, J.M. Corre, T. Doerfler, A. Fomichev, M. Gaelens, D. Guillemaud-Mueller, R. Hue, M. Huyse, Z. Janas, H. Keller, M. Lewitowicz, S. Lukyanov, A.C. Mueller, Yu. Penionzhkevich, M. Pfuetzner, F. Pougheon, K. Rykaczewski, M.G. Saint-Laurent, K. Schmidt, W.-D. Schmidt-Ott, O. Sorlin, J. Szerypo, O. Tarasov, J. Wauters, and J. Zylicz, *Phys. Lett. B* **355**, 439 (1995).
- [21] R. Anne, D. Bazin, A.C. Mueller, J.C. Jacmart, and M. Langevin, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **257**, 215 (1987); R. Anne and A.C. Mueller, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **70**, 276 (1992).
- [22] J.M. Daugas, R. Grzywacz, M. Lewitowicz, L. Achouri, J.C. Angélique, D. Baiborodin, K. Bennaceur, R. Bentida, R. Béraud, C. Borcea, C. Bingham, W.N. Catford, A. Emsallem, G. de France, H. Grawe, K.L. Jones, R.C. Lemmon, M.J. Lopez-Jimenez, F. Nowacki, F. de Oliveira Santos, M. Pfuetzner, P.H. Regan, K. Rykaczewski, J.E. Sauvestre, M. Sawicka, G. Sletten, and M. Stanoiu, *Phys. Lett. B* **476**, 213 (2000).
- [23] A.S. Goldhaber, *Phys. Lett.* **53B**, 306 (1974).
- [24] D. Bazin, O. Tarasov, M. Lewitowicz, and O. Sorlin, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* (submitted).
- [25] J.J. Gaimard and K.H. Schmidt, *Nucl. Phys.* **A531**, 709 (1991).
- [26] M. de Jong, A.V. Ignatyuk, and K.-H. Schmidt, *Nucl. Phys.* **A613**, 435 (1997).
- [27] B.V. Carlson, *Phys. Rev. C* **51**, 252 (1995).
- [28] K.H. Schmidt, T. Brohm, H.-C. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Junghans, A. Magel, W. Morawek, G. Munzenberg, F. Nickel, M. Pfuetzner, C. Scheidenberger, K. Suemmerer, D. Vieira, B. Voss, and C. Ziegler, *Phys. Lett. B* **300**, 43 (1993).
- [29] S.K. Charagi and S.K. Gupta, *Phys. Rev. C* **41**, 1610 (1990), and references therein.
- [30] A. Vitturi and F. Zardi, *Phys. Rev. C* **36**, 1404 (1987).
- [31] A.V. Ignatyuk and Y.V. Sokolov, *Yad. Fiz.* **28**, 914 (1978) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **28**, 469 (1978)].
- [32] M. Pfuetzner, P. Armbruster, T. Baumann, J. Benlliure, M. Bernas, W.N. Catford, D. Cortina-Gil, J.M. Daugas, H. Geissel, M. Gorska, H. Grawe, R. Grzywacz, M. Hellstrom, N. Iwasa, Z. Janas, A.R. Junghans, M. Karny, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, A.C. Mueller, F. de Oliveira, P.H. Regan, M. Rejmund, K. Rykaczewski, and K. Suemmerer, *Phys. Lett. B* **444**, 32 (1998).

Chapitre 4

Études expérimentales

Dans ce chapitre sont présentés les résultats de quatre expériences dont j'étais le porte-parole. Les données de ces expériences ont été incluses dans trois thèses différentes, celle de Iolanda Matea étudiante au GANIL, de Nele Vermeulen étudiante à l'Université de Leuven et de Raphaël Chevrier étudiant au CEA de Bruyères le Châtel. Pour chaque expérience un papier a été publié, ces papiers sont insérés dans ce manuscrit. Trois de ces expériences se sont déroulées au GANIL et une à RIKEN auprès de la nouvelle installation de faisceaux radioactifs RIBF.

La technique de perturbation angulaire dépendante du temps (TDPAD) présentée dans le paragraphe 3.1.1 a été employée pour mener à bien les mesures des moments nucléaires présentés dans ce chapitre. Cette méthode a été appliquée pour la première fois pour mesurer des isomères produits par fragmentation du projectile dans une expérience précédente [16]. Lors de cette expérience un taux d'alignement des spins faible, de l'ordre de $\approx 2\%$, a été observé. La première étape de notre travail a été de comprendre pourquoi ce taux d'alignement des spins était faible et d'apporter des solutions permettant d'avoir un taux plus acceptable.

La principale cause de destruction de l'alignement des spins provient de la capture d'un électron par le fragment d'intérêt. Nous avons vu dans le paragraphe 3.2.1 qu'il était primordial d'avoir des états de charge $Q = Z$ afin d'éviter de détruire l'alignement des spins nucléaires. Or, dans l'expérience pionnière les fragments traversaient un détecteur Si permettant leur identification et en sortie de ce détecteur $\approx 40\%$ des fragments capturaient un ou plusieurs électrons. Dans le but d'éviter ce genre de désagréments nous avons décidé de ne pas utiliser des

ralentisseurs et/ou des détecteurs trop épais. Après identification des fragments produits par un détecteur épais de Si, nous avons choisi de retirer ce détecteur après le réglage du spectromètre et de mettre un détecteur plastique mince de $50\text{ }\mu\text{m}$ pour avoir le temps d'implantation des fragments.

La deuxième raison de perte d'alignement des spins des fragments vient de l'implantation dans le cristal. En effet, si les fragments s'implantent sur des sites cristallins subissant des interactions non désirées, la décroissance de ces états isomères seront décorrélés de celles provenant de sites cristallins requis. La solution pour avoir un site cristallin limitant ces imperfections de structure est de recuire le cristal. Cette technique de recuit nécessite de porter le cristal à une température $\approx 60\%$ de sa température de fusion en Kelvin pendant quelques heures.

Nous avons vu dans le paragraphe 3.2.2 que le taux d'alignement des spins dépendaient de la distribution en moment des fragments. Il est nécessaire de sélectionner un endroit de la distribution en moment qui maximise l'alignement des spins. De même, nous devons aussi y associer le taux de peuplement de l'état isomère.

Afin de valider la méthode utilisée et de gérer les erreurs systématiques nous devons mesurer un cas connu, mesure qui n'avait pas été réalisée lors de l'expérience pionnière.

4.1 L'état isomère du ^{61}Fe

Le travail présenté dans ce paragraphe concerne la mesure des moments nucléaires de l'état isomère du noyau de ^{61}Fe . Le ^{61}Fe est un isotope instable qui se trouve dans la région des noyaux riches en neutrons. Le ^{61}Fe a un état isomère situé à une énergie d'excitation de 861 keV et un temps de vie de 239(5) ns. Cet état isomère est suggéré pour avoir un spin $(9/2^+)$ [23]. L'orbitale $\nu g_{9/2}$ s'effondre en énergie et donne naissance à des états isomères le long des noyaux isotones $N = 35$ lorsque l'on s'éloigne de la fermeture de couche $Z = 28$, comme représenté sur la figure 4.1. L'intrusion de l'orbitale $\nu g_{9/2}$ dans la couche d'énergie inférieure $\nu p_{3/2} f_{5/2} p_{1/2}$ est essentiellement due à la déformation. Le modèle développé par Mottelson et Nilsson [24] montre clairement cette évolution.

L'isotope de ^{61}Fe est l'un des noyaux les plus légers dans lequel l'orbitale $\nu g_{9/2}$ se manifeste comme un état isomère. L'assignement des spins des premiers états excités provient de l'étude de la décroissance radioactive $\beta - \gamma$ du noyau père de

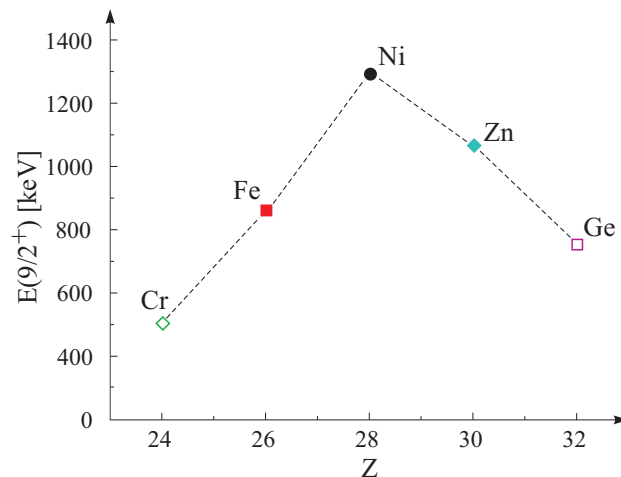


Figure 4.1 – Evolution de l'énergie du premier $J^\pi = 9/2^+$ le long de la ligne d'isotone $N = 35$.

^{61}Mn [25].

Les isomères de ^{61}Fe ont été produits par fragmentation d'un faisceau stable de ^{64}Ni accéléré à une énergie de 60 AMeV bombardant une cible de ^9Be .

4.1.1 Moment magnétique nucléaire

La mesure du moment magnétique de cet état isomère a permis de lui assigner un spin et une parité $9/2^+$ provenant de l'orbital neutron $g_{9/2}$. La parité naturelle des premiers états du ^{61}Fe , provenant des orbitales $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $p_{3/2}$, est négative. Cet isomère de parité positive est donc intéressant à étudier car il provient d'une orbitale intruse. Ci-dessous est incluse la publication de cette expérience.

Magnetic Moment of the Fragmentation-Aligned ^{61}Fe ($9/2^+$) Isomer

I. Matea,¹ G. Georgiev,¹ J. M. Daugas,² M. Hass,³ G. Neyens,⁴ R. Astabatyán,⁵ L. T. Baby,³ D. L. Balabanski,⁶ G. Bélier,² D. Borremans,⁴ G. Goldring,³ H. Goutte,² P. Himpe,⁴ M. Lewitowicz,¹ S. Lukyanov,⁵ V. Méot,² F. de Oliveira Santos,¹ Yu. E. Penionzhkevich,⁵ O. Roig,² and M. Sawicka⁷

¹GANIL, BP 55027, 14076 Caen Cedex 5, France

²CEA/DIF/DPTA/PN, BP 12, 91680 Bruyères le Châtel, France

³The Weizmann Institute, Rehovot, Israel

⁴University of Leuven, IKS, Celestijnenlaan 200 D, 3001 Leuven, Belgium

⁵FLNR-JINR, Dubna, Russia

⁶Faculty of Physics, St. Kliment Ohridski University of Sofia, 1164 Sofia, Bulgaria

⁷IFD, Warsaw University, Hoża 69, 00681 Warsaw, Poland

(Received 19 April 2004; published 1 October 2004)

We report on the g factor measurement of an isomer in the neutron-rich ^{61}Fe ($E^* = 861$ keV and $T_{1/2} = 239(5)$ ns). The isomer was produced and spin aligned via a projectile-fragmentation reaction at intermediate energy, the time dependent perturbed angular distribution method being used for the measurement of the g factor. For the first time, due to significant improvements of the experimental technique, an appreciable residual alignment of the nuclear spin ensemble has been observed, allowing a precise determination of its g factor, including the sign: $g = -0.229(2)$. In this way we open the possibility to study moments of very neutron-rich short-lived isomers, not accessible via other production and spin-orientation methods.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.142503

PACS numbers: 21.10.Ky, 23.20.En, 25.70.Mn, 27.50.+e

The measurement of electromagnetic (EM) moments has traditionally played a central role in the critical evaluation of nuclear structure models since they elucidate the single-particle nature (magnetic moments) and the shape (quadrupole moments) of the nuclear state under investigation. Their particular behavior around nuclear shell closures, approaching Schmidt values for magnetic moments and small values for quadrupole moments, makes them good tools to investigate shell closure near and far from β stability.

One of the main restrictions in the study of EM moments is the necessity to obtain spin-oriented nuclear ensembles. In particular, for the study of neutron-rich nuclei that are mostly produced via fragmentation reactions at high or intermediary energies, the mechanism to produce oriented states is not yet well understood. The first observation of spin alignment of ensembles of isomeric states in a projectile-fragmentation reaction at an energy of 500 MeV/u was reported by Schmidt-Ott *et al.* [1]. At projectile energies below 100 MeV/u, so-called intermediate energies, nuclear spin alignment was reported recently by Georgiev *et al.* [2] in a study of isomeric states in the vicinity of ^{68}Ni . However, only a very small residual alignment observed in the decay of the ^{67}Ni and the ^{69}Cu isomers was reported. The main difficulty encountered in this experiment [2] was to maintain the produced alignment from the target to the implantation point.

In this Letter, we report an important experimental achievement in the study of EM moments of neutron-rich isomers. For the first time, high quality data could be obtained for an isomer in the neutron-rich ^{61}Fe nucleus.

We focused here on the role played by the $\nu_{g_{9/2}}$ orbital in the low-energy level structure of nuclei near $N = 40$ in the particular case where this orbital manifests itself as an isomeric state. The ^{61m}Fe , with 35 neutrons, is one of the lightest nuclei exhibiting such an isomeric state ($T_{1/2} = 239(5)$ ns) at a rather low excitation energy ($E^* = 861$ keV) decaying via a ($M2$) transition of 654 keV in cascade with a ($M1$) transition of 207 keV to the ground state (see Fig. 3). The ($9/2^+$) tentatively assigned spin and parity is based on systematics, β -decay study of ^{61}Fe [3], the isomer's lifetime, and the observed transitions depopulating the isomer [4]. A measurement of the g factor of the isomeric state in ^{61}Fe can provide information about its structure and can also confirm the suggested spin/parity.

The nuclei of interest were produced following the fragmentation of a 54.7 MeV/u ^{64}Ni beam accelerated at the GANIL facility, with a mean intensity of 7×10^{11} pps, impinging on a 97.6 mg/cm² thick ^9Be target placed at the entrance of the LISE spectrometer [5]. In order to minimize the in-flight decay of the isomer, the detection setup (Fig. 1) was positioned at the first focal plane of the LISE spectrometer (time of flight ≈ 200 ns). A 300 μm thick removable silicon detector, placed downstream of the setup, was used to optimize the selection of ^{61}Fe fragments by means of energy-loss vs time-of-flight identification. Once the selection was performed, the silicon detector was removed and a 50 μm thick plastic scintillator, placed in front of the catcher foil, was used to provide the $t = 0$ signal for the subsequent time dependent perturbed angular distribution (TDPAD) measurement. The choice of a thin plastic scintillator instead

of a silicon detector for providing the start signal was made for two reasons. First, as the fragments are selected fully stripped with the LISE spectrometer and in order to preserve the initial alignment until the eventual stop in a catcher foil, it is important to avoid as much as possible the capture of electrons that can completely destroy the orientation of the nuclear ensemble. The electron pickup upon passing through the scintillator is estimated to be below 2% [6], much lower than that in a 300 μm thick silicon detector (60%–70%) [2]. Second, the intensity of the secondary beam (between 17 and 80 kHz for the present experiment) can be 1 order of magnitude higher than the intensities acceptable for a silicon detector (below 10 kHz). As a catcher for the reaction products, we used an annealed high-purity 500 μm thick Cu foil. Iron ions have the same electronegativity and similar atomic radius as Cu atoms and hence Cu, with its cubic lattice structure, is expected to provide a perturbation-free environment for implanted Fe fragments [7]. The Cu foil was placed between the poles of an electromagnet that provided a constant magnetic field $\vec{B}$ in the vertical direction.

The Larmor precession of the initially aligned ensemble of isomeric states in the applied field of about 0.7 T was monitored with four coaxial Ge detectors placed in the horizontal plane around the Cu foil as shown in Fig. 1. Time spectra were collected, having as start the signal due to the ion passage through the plastic scintillator and as stop the signal given by the detection of a prompt or delayed γ ray. To extract the precession pattern out of the time spectra, data from detectors positioned at 90° with respect to each other were combined to generate the $R(t)$ function for each γ transition:

$$R(t) = \frac{I_{12}(\theta, t) - \epsilon I_{34}(\theta + \frac{\pi}{2}, t)}{I_{12}(\theta, t) + \epsilon I_{34}(\theta + \frac{\pi}{2}, t)} \sim A_2 B_2^0(t=0) \cos[2(\omega_L t + \alpha - \theta)], \quad (1)$$

with $\tilde{\omega}_L = -\frac{g\mu_N \vec{B}}{\hbar}$ and $\alpha = -\frac{\pi}{2}(1 - \frac{gA}{22})$ both depending on the g factor. α is the rotation angle of the aligned ensemble symmetry axis with respect to the beam axis induced when passing through the two dipole magnets of the LISE spectrometer [2]. I_{12} and I_{34} are the summed isomeric events in detectors placed at 180 degrees, e.g.,

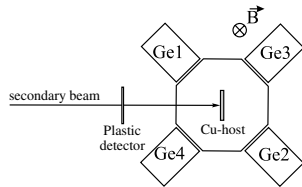


FIG. 1. Schematic drawing of the TDPAD experimental setup. The beam passes through a 50 μm plastic scintillator before being stopped in a 500 μm Cu foil.

$I_{12} = N_\gamma(\text{Ge1}) + N_\gamma(\text{Ge2})$ (see Fig. 1); A_2 is the angular distribution parameter of the observed γ -ray transition; B_2^0 is the second component of the orientation tensor describing the initial orientation of the selected ensemble of spin-aligned isomeric states; θ equals $\pi/4$. ϵ is the relative efficiency for detecting γ intensities I_{12} and I_{34} and it was determined by the ratio between I_{12} and I_{34} for a given γ transition. The data acquisition was validated on an event by event basis by the coincidence between a heavy ion signal from the plastic scintillator and a γ ray registered by one of the germanium detectors within a time window of 3 μs . In order to diminish the number of accidental coincidences in this time window, we have used a package suppressor (PS) that brought on target one beam pulse (package) every 952 ns instead of every 95 ns. The time resolution of these packages is about 2 ns. Comparison of $R(t)$ functions with and without use of the PS resulted in an increase of the detected alignment by a factor of ~ 3 for the case with PS. This increase can be partly explained by the decrease of the number of implanted isomers during or outside the time window of 3 μs that have a shifted $t = 0$ for the $R(t)$ functions. Comparison with GEANT simulations [8] that are taking into account the beam structure indicates that only 11% of the increase in the amplitude could be due to these types of accidental coincidences. More detailed information about these simulations and possible sources for the increase of the observed alignment can be found in [9]. Nevertheless, a full explanation of the observed increase of the $R(t)$ amplitude is still subject to further investigations and a systematic measurement of $R(t)$ as a function of beam structure is in view.

Certain physical effects need also to be taken into account when deducing a precise value for the g factor from the observed Larmor frequency. The distribution of the magnetic field over the beam spot, the paramagnetic amplification of the applied magnetic field, the Knight shift, and other effects that can locally modify the magnetic field felt by the oriented ensemble, e.g., Ref. [10], can induce minor modifications of the Larmor frequency. In order to avoid systematic errors due to these corrections and to validate the experimental setup and method, we have measured the Larmor precession under identical conditions for an isomer with a similar lifetime in another iron isotope: the $I^\pi = 10^+$, $E^* = 6527$ keV, and $T_{1/2} = 364(7)$ ns isomer in ^{54}Fe having a known g factor, $g(10^+) = +0.7281(10)$ [11].

The measured lifetime of the ^{54m}Fe isomer $T_{1/2} = 370(9)$ ns is in good agreement with previous measurements [12]. The $R(t)$ function of the ^{54m}Fe was constructed by summing up all of the γ transitions in the stretched $E2$ cascade depopulating the isomer because it is known that in such cascades the angular distribution is the same for each γ transition: $U_2(\gamma_1)U_2(\gamma_2)\dots U_2(\gamma_n) \times A_2(\gamma_{n+1}) = A_2(\gamma_1) = -0.369$ [13], where $U_2(\gamma_i)$ are the deorientation coefficients. The effective value of the mag-

netic field extracted from it [Eq. (1) and Fig. 2, top right] is 0.680(4) T.

^{54m}Fe served also as a probe to measure the residual alignment of the ensemble of isomeric states as a function of its angular momentum distribution [14]. For the selection of the fragments in the wing of the momentum distribution ($p_{\text{fragment}} < p_{\text{projectile}}$), the amplitude of the $R(t)$ function, 3.3(2)% (Fig. 2, top right), yields a large negative alignment, $-12.5(9)\%$, the sign being in agreement with the predictions of a kinematical fragmentation model [15,16]. The comparison between the calculated and the experimental alignment is presented in Fig. 2 (bottom).

The half-life of the ^{61}Fe isomer was deduced independently from the 207 keV and the 654 keV γ rays deexciting the isomer, being 240(5) ns and 238(5) ns, respectively, in agreement with the earlier reported value [4] and resulting in a final value $T_{1/2} = 239(5)$ ns. The $R(t)$ functions of the two γ rays exhibit an opposite phase. This is due to the different multipolarities for the two transitions. The ratio between the amplitudes of the two $R(t)$ functions is $-1.43(16)$ (Fig. 3, right). Using GEANT simulations of the experimental setup [8] and assuming that the 654 keV and 207 keV transitions have pure $M2$ and $M1$ multipolarities, respectively, and the level sequence is from Fig. 3, we estimated this ratio to be $-1.30(6)$. The size of the beam spot at the implantation point has also been taken into account in order to determine the geometrical factor of the detection setup. The good agreement between the two ratios (experimental and simulated) indicates that the multipolarities and sequence of the γ transitions used for the determination of the experimental alignment are correct. This is a first indication that the suggested level sequence in ^{61}Fe is indeed $3/2^-$ (g.s.), $5/2^-$, $9/2^+$.

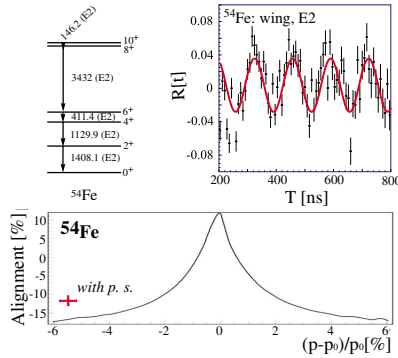


FIG. 2 (color online). Top: the decay scheme of the 370(9) ns isomer in ^{54}Fe and the $R(t)$ function of the summed γ transitions. Bottom: comparison between the measured (with package suppressor) and the calculated alignment. The theoretical curve is divided by a factor of 1.8.

142503-3

For ^{61m}Fe , we have studied the alignment for two selections, respectively, in the center and in the outer wing of the longitudinal momentum distribution. The alignment of the ensemble of isomeric states, deduced from the amplitude of the $R(t)$ function of the 654 keV decay is $+6.2(7)\%$ for the central selection (the value of the amplitude being $-2.7(3)\%$ and $-15.9(8)\%$ for the wing selection (for an amplitude of $+4.49(14)\%$)) (Fig. 3, left bottom), assuming a pure $M2$ transition.

For the determination of the gyromagnetic factor, we used the $R(t)$ function of the 654 keV direct decay of the isomeric state for the central and wing selection of the fragments momentum (Fig. 3, top). We made this choice in order to avoid any influence of the deduced g factor on the intermediary 207 keV state. A value of $-0.229(2)$ was extracted by a χ^2 fit, using expression (1) with both frequency and initial phase, α , depending explicitly on g ; the value of the effective magnetic field, B , is taken from the ^{54}Fe data as described above. The error on the fitted g factor includes the error on the effective field.

In Fig. 4 we present the measured g factors of $9/2^+$ isomeric states around $N = 40$, including also the g factor of ^{61m}Fe . The data are taken from [2,12,17]. The comparison with the other g factors of known $9/2^+$ isomeric states in the region strongly supports the $9/2^+$ spin and parity assignment for the ^{61m}Fe isomer.

One can observe the symmetry with respect to $Z = 28$ (proton magic number) of the g factors for the $N = 35$ chain, suggesting that two particle or two hole proton configurations affect the g factor in a similar way. The increase of g factor values when going away from $Z = 28$ indicates an increase of core polarization effects due to

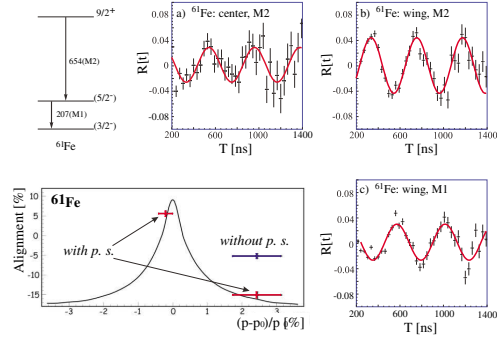


FIG. 3 (color online). Top and right bottom: the decay scheme of the 239(5) ns isomer in ^{61}Fe and the $R(t)$ functions for (a) ^{61}Fe (center, 654 keV); (b) ^{61}Fe (wing, 654 keV); (c) ^{61}Fe (wing, 207 keV). The $R(t)$ function for 207 keV is consistent with that for the 654 keV but with opposite phase, as expected from the assumed multipolarities of the corresponding γ transitions. Left bottom: comparison between the measured (with and without package suppressor) and the calculated alignment. The theoretical curve is divided by a factor of 1.8.

142503-3

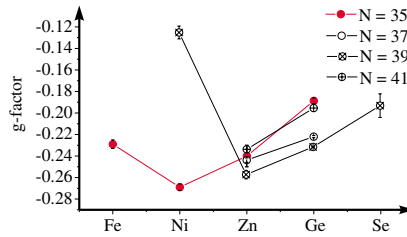


FIG. 4 (color online). g factor systematics around $N = 40$ for known $9/2^+$ isomeric states. This measurement is the first one below $Z = 28$, and supports a symmetric behavior with respect to the $Z = 28$ shell closure. The unusual value for the g factor of ^{67}Ni could be explained by 2% proton excitations across $Z = 28$ [2], but a remeasurement is highly recommended.

the opened proton $\pi f_{7/2}$ shell ($Z < 28$) or to the additional protons into the $\pi p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}$ shell ($Z > 28$).

Because of the sensitivity of the g factor towards single-particle properties of the wave function of the studied state, we have compared the measured value with the one predicted by large scale shell model (LSSM) calculations [18]. We considered an inert core of ^{48}Ca , and the valence space is composed by $\nu p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}g_{9/2}$ and $\pi f_{7/2}p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}$. We allowed up to $6p - 6h$ excitations, meaning that the total number of particles excited from $\nu p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}g_{9/2}$ to $\nu g_{9/2}$ for neutrons, and from $\pi f_{7/2}$ to $\pi p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}$ for protons, was less than or equal to 6. The interaction used, called fpg , is described in [19] and in the references therein. The first $9/2^+$ state is calculated to be at 720 keV and its wave function is a mixture of a large number of configurations, the mean occupation of the $\nu g_{9/2}$ orbital being ≈ 1 . The very mixed structure of the wave function might be an indication of a rather deformed potential for the $9/2^+$ state. This is supported by the spectroscopic quadrupole moment, $Q = -57.9e\text{ fm}^2$, which corresponds to a deformation $\beta_2 = -0.24$ assuming that ^{61m}Fe is an axial deformed rotor with $K = I = 9/2$.

The calculated free g factor is $g(9/2^+) = -0.277$. The effective value is $g(9/2^+) = -0.1627$ if a quenching factor of 0.7 is used for the nucleon spin g factor. The value of the quenching factor is quite arbitrary because at present, there is no systematical comparison between experimental data and shell model calculations into the considered fpg valence space. The experimental result that lies in between the free and the effective calculations may provide an important input into this issue [20].

In conclusion, the measured g factor is in very good agreement with the assigned $9/2^+$ spin and parity, both from systematics and shell model calculation points of view. From the comparison with LSSM calculations, there are indications that this state is characterized by a deformed potential. A measurement of the quadrupole moment, Q , of this state is therefore important. Based on the large observed residual alignment, such a measure-

ment is currently being planned. It is important to note that for the determination of the sign of the deformation, one has to obtain a spin-polarized ensemble of isomeric states [21,22].

The appreciably large residual alignment measured for the ^{61m}Fe and ^{54m}Fe fragments indicates that fragmentation reactions at intermediate energies can provide a powerful tool to align ensembles of nuclear states. As this type of reaction is up to now the only way to produce (very) neutron-rich short-lived ($\sim 50\text{ ns}-\mu\text{s}$) isomeric states, one can now use it for the investigation of the nuclear structure away from stability via EM moments measurements.

We are grateful for the technical support received from the staff of the GANIL facility. This work has been partially supported by the Access to Large Scale Facility program under the TMR program of the EU, under Contract No. HPRI-CT-1999-00019, the INTAS project No. 00-0463 and the IUAP project P5/07 of the Belgian Science Policy Office. We are grateful to the IN2P3/EPSC French/UK loan pool for providing the Ge detectors. The Weizmann group has been supported by the Israel Science Foundation. D.B. acknowledges the FWO-Vlaanderen for financial support. P.H. acknowledges the Institute for Promotion of Innovation through Science and Technology in Flanders (IWT Vlaanderen).

- [1] W.-D. Schmidt-Ott *et al.*, *Z. Phys. A* **350**, 215 (1994).
- [2] G. Georgiev *et al.*, *J. Phys. G* **28**, 2993 (2002).
- [3] E. Runte *et al.*, *Nucl. Phys. A* **441**, 237 (1985).
- [4] R. Grzywacz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 766 (1998).
- [5] R. Anne *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **257**, 215 (1987).
- [6] D. Bazin *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **482**, 307 (2002).
- [7] Periodic Table of Elements, <http://environmentalchemistry.com/>.
- [8] GEANT – Detector Description and Simulation Tool, <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/>.
- [9] G. Georgiev *et al.*, *Int. Conf. on the Labyrinth in Nucl. Structure, an EPS Nucl. Phys. Divisional Conf.*, AIP Conf. Proc. No. 701, (AIP, New York, 2004).
- [10] D. Riegel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 316 (1989).
- [11] M. H. Rafailovich *et al.*, *Phys. Rev. C* **27**, 602 (1983).
- [12] P. Raghavan, *At. Data Nucl. Data Tables* **42**, 189 (1989).
- [13] R. M. Steffen and K. Alder, in *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, edited by W. D. Hamilton (North-Holland, Amsterdam, 1975), p. 552.
- [14] G. Neyens, *Rep. Prog. Phys.* **66**, 633 (2003).
- [15] K. Asahi *et al.*, *Phys. Rev. C* **43**, 456 (1991).
- [16] J. M. Daugas *et al.*, *Phys. Rev. C* **63**, 064609 (2001).
- [17] W. Müller *et al.*, *Phys. Rev. B* **40**, 7633 (1989).
- [18] E. Caurier, ANTOINE code, IReS, Strasbourg, 1989-2000.
- [19] O. Sorlin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 092501 (2002).
- [20] M. Honma *et al.*, *Phys. Rev. C* **69**, 034335-1 (2004).
- [21] E. Dafni *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2473 (1984).
- [22] M. Hass *et al.*, *Nucl. Phys. A* **414**, 316 (1984).

L'expérience réalisée a permis de valider la méthode TDPAD pour la mesure des moments magnétiques nucléaires des états isomères produits par réaction de fragmentation du projectile aux énergies intermédiaires. Des taux d'alignement des spins relativement importants, $\approx 16\%$ maximum, ont été observés. Grâce au succès de cette expérience nous avons mis sur pied un programme de mesure de moment nucléaire d'état isomère par réaction de fragmentation du projectile. L'étape suivante consistait à réaliser une expérience de mesure du moment quadripolaire électrique d'un état isomère. Nous avons choisi de poursuivre notre étude de l'état isomère du ^{61}Fe et avons décidé de mesurer son moment quadripolaire électrique.

4.1.2 Moment quadripolaire électrique

La mesure du moment quadripolaire Q de cet état isomère montre que le croisement de l'orbitale neutron $g_{9/2}$ avec les orbitales de plus basse énergie neutron $p_{1/2}f_{5/2}p_{3/2}$ entraîne une coexistence de forme entre l'état fondamental et l'état isomère. Ci-dessous est incluse la publication de cette expérience.

First isomeric quadrupole moment measured in fragmentation reactions: The case of $^{61}\text{Fe}^m(9/2^+)$

N. Vermeulen,¹ S. K. Chamoli,² J. M. Daugas,³ M. Hass,² D. L. Balabanski,^{4,5} J. P. Delaroche,³ F. de Oliveira-Santos,⁶ G. Georgiev,⁷ M. Girod,³ G. Goldring,² H. Goutte,³ S. Grévy,⁶ I. Matea,⁸ P. Morel,³ B. S. Nara Singh,² Yu.-E. Penionzkevich,⁹ L. Perrot,⁶ O. Perru,³ S. Péru,³ O. Roig,³ F. Sarazin,¹⁰ G. S. Simpson,¹¹ Yu. Sobolev,⁹ I. Stefan,⁶ C. Stodel,⁶ D. T. Yordanov,¹ and G. Neyens¹

¹*Instituut voor Kern-en Stralingsfysica, K. U. Leuven, B-3001 Leuven, Belgium*

²*Department of Particle Physics, Weizmann Institute of Science, Rehovot 76100, Israel*

³*CEA/DIF/DPTA/PN, BP 12, F-91680 Bruyères le Châtel, France*

⁴*Dipartimento di Fisica, Università di Camerino, I-62032 Camerino, Italy*

⁵*Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Bulgarian Academy of Sciences, 1784 Sofia, Bulgaria*

⁶*GANIL, BP 55027, F-14076 Caen Cedex 5, France*

⁷*ISOLDE, CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland*

⁸*CENBG, Le Haut Vigneau, BP 120, F-33175 Gradignan Cedex, France*

⁹*FLNR-JINR, RU-141980 Dubna, Russia*

¹⁰*Colorado School of Mines, Department of Physics, Golden, Colorado 80401, USA*

¹¹*Institut Laue-Langevin, BP 156, F-38042 Grenoble Cedex 9, France*

(Received 27 October 2006; published 14 May 2007)

This paper demonstrates the feasibility of quadrupole moment measurements on isomeric levels populated in projectile fragmentation reactions. The neutron-rich $^{61}\text{Fe}(9/2^+)$ [$E^* = 861$ keV, $T_{1/2} = 239(5)$ ns] isomer was produced and spin aligned by the intermediate energy fragmentation of a ^{64}Ni beam and implanted in a Cd single crystal. Its spectroscopic quadrupole moment $|Q_s| = 41(6)$ e fm² agrees with mean-field based calculations using the finite-range Gogny force, suggesting a moderately deformed shape characterized by an intrinsic charge quadrupole moment $Q_0 = -85$ e fm² or $Q_0 = +115$ e fm². The present measurement paves the way for future determinations of isomeric quadrupole moments in more exotic nuclei.

DOI: [10.1103/PhysRevC.75.051302](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.051302)

PACS number(s): 21.10.Ky, 21.60.-n, 23.20.En, 27.50.+e

One of the most fundamental characteristics of a nucleus is its shape. Nuclear properties, ranging from electromagnetic moments and transition probabilities to half-lives and energy levels, display a strong dependence on the nuclear deformation. Various collective models, based on assuming a specific nuclear shape, have been successful in explaining a wide variety of nuclear features. These models, however, do not explain the origin of the deformation. The task of unraveling the microscopic mechanisms that cause deformation forms a large part of modern nuclear structure research, both theoretically and experimentally. The nuclear quadrupole moment is an excellent tool to investigate deformation and collective behavior in nuclei. It provides a direct link to the nuclear deformation—contrary to the electric quadrupole transition strength $B(E2)$ —because it probes the charge distribution of a single nuclear state. Developing reliable methods to measure quadrupole moments of exotic nuclear states can therefore make a significant contribution to our insight into their structure.

The evolution of shell model orbits as a function of isospin induces shape changes and leads to new regions of deformation. An onset of deformation has been suggested for the neutron-rich $N \approx 40$ Cr and Fe ($Z = 24, 26$) isotopes, based on the lowering of the 2^+ excitation energies when approaching $N = 40$ [1,2]. Measuring quadrupole moments in this mass region will directly probe the nuclear deformation and serve as a sensitive test for nuclear models.

Previous studies of isomeric g factors [3–5] have shown that the spin alignment, obtained from in-flight selected fragmentation beams, offers the opportunity to investigate nuclear moments of isomeric states. This paper presents the first measurement of the quadrupole moment of an isomer, populated in a fragmentation reaction, by application of the time dependent perturbed angular distribution (TDPAD) technique. Although the method is well known [6,7], its application to fragment beams selected with a nonzero degree separator requires a dedicated setup for each individual isomeric state. As a first test case, the $I^\pi = 9/2^+$ isomer in ^{61}Fe is investigated. It has a dominant $\nu g_{9/2}$ configuration, which was confirmed by a recent g factor measurement [5]. Comparison of the measured g factor with large scale shell model calculations in a fpg model space suggested a large spectroscopic quadrupole moment and thus a deformed structure for this intruder isomeric state [5].

The ^{61}Fe isomers were populated and aligned following the fragmentation of a 64.6 MeV/nucleon ^{64}Ni beam (mean intensity 1.3 μA) impinging on a ^9Be target of 94.1 mg/cm². In order to get the highest possible alignment, the fully stripped fragments were selected by the LISE [8] fragment separator in the outermost wing of the longitudinal momentum distribution. The experimental setup (Fig. 1), designed especially for this quadrupole moment measurement, was placed at the first focal plane of the separator. A 50 μm thin plastic scintillator was used to monitor the implantation rate ($\approx 1.5 \times 10^4$ pps) into the Cd host and to determine the ion arrival time. The γ -rays

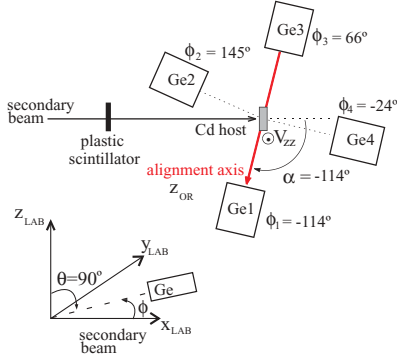


FIG. 1. (Color online) Schematic drawing of the experimental setup and definition of the laboratory (LAB) reference frame. See the text for the explanation on the choice of the detector angles.

deexciting the isomer were recorded with four single crystal germanium detectors, positioned in the horizontal plane at about 8 cm from the Cd host. Time and energy spectra were collected on an event-by-event basis during 36 h, with the trigger for a valid event given by an ion- γ coincidence within a 3 μ s time window.

The $9/2^+$ isomer in ^{61}Fe deexcites via a cascade of a 654 keV $M2$ transition and a 207 keV $M1$ transition (Fig. 2). Time spectra $I_i(t)$ ($i = 1 \rightarrow 4$), gated by these two transitions, were constructed and used to generate the ratio functions $R(t)$ (Fig. 2):

$$R(t) = \frac{I_{13}(t) - \epsilon I_{24}(t)}{I_{13}(t) + \epsilon I_{24}(t)}, \quad (1)$$

with $I_{ij}(t) = I_i(t) + I_j(t)$ representing the sum of the time spectra of detectors i and j . The time spectra were normalized by a scaling factor ϵ to correct for the different efficiencies of the detectors.

The γ -ray intensity of the transitions depopulating the isomeric state is given by $I_i(t) = I_0 e^{-t/\tau} W(\theta_i, \phi_i, t)$, with I_0 the intensity at $t = 0$, τ the lifetime of the isomeric state and (θ_i, ϕ_i) the spherical coordinates of detector i with respect to the laboratory (LAB) reference frame as defined in

Fig. 1. The detectors are positioned in the horizontal plane, thus $\theta_i = 90^\circ$,

$$W(\theta_i, \phi_i, t) = \sum_{k,n} \sqrt{\frac{4\pi}{2k+1}} A_k U_k B_k^n(t) Y_k^n(\theta_i, \phi_i) \quad (2)$$

represents the perturbed angular distribution [9] and completely defines the $R(t)$ function, since $I_0 e^{-t/\tau}$ cancels out when taking the ratio in expression (1). A_k are the angular distribution coefficients which depend on the multipolarity of the observed γ -transition as well as on the initial and final spins. The deorientation coefficients U_k quantify the orientation loss due to preceding transitions. All the information on the perturbing interaction is contained in the orientation tensors $B_k^n(t)$, which describe the perturbed orientation of the nuclear ensemble in the isomeric state. They can be calculated as a function of the orientation at $t = 0$ (time of implantation) [9]:

$$B_k^n(t) = \sum_{k',n'} G_{kk'}^{nn'}(t) \underbrace{\mathcal{D}_{n'0}^{k'}(\alpha, 90^\circ, 0^\circ)}_{B_{k'}^0(t=0)} B_{k'}^0(t=0)_{OR}. \quad (3)$$

$G_{kk'}^{nn'}(t)$ are the perturbation coefficients and their specific form is determined by the quadrupole interaction. The aligned nuclear ensemble, produced in a fragmentation reaction, is axially symmetric and completely characterized by the orientation tensors $B_{k'}^0(t=0)_{OR}$ with k' even. The index OR (orientation) indicates that these tensors are described in a reference frame with the alignment axis (i.e., the symmetry axis of the aligned ensemble) as the Z-axis. The orientation tensors in the LAB frame $B_k^n(t=0)$ can be obtained by the transformation $\mathcal{D}_{n'0}^{k'}(\alpha, 90^\circ, 0^\circ)$, with α the rotation angle of the alignment axis due to the Larmor precession in the separator dipole magnets (see Fig. 1 and [4]). The rotation matrix $\mathcal{D}_{n'0}^{k'}(\alpha, 90^\circ, 0^\circ)$ is defined according to the convention of [10]. The amplitude of a quadrupole perturbed $R(t)$ function depends on the position of the detectors with respect to the alignment axis: combining detectors placed parallel and perpendicular to the alignment axis leads to the highest amplitude of the $R(t)$ function. The g factor dependence of α [4] therefore makes the optimal experimental geometry for a quadrupole moment measurement case dependent. Using the known g factor of the $^{61}\text{Fe}(9/2^+)$ isomer [5], we find $\alpha = -114^\circ$ (Fig. 1). The detectors were placed accordingly,

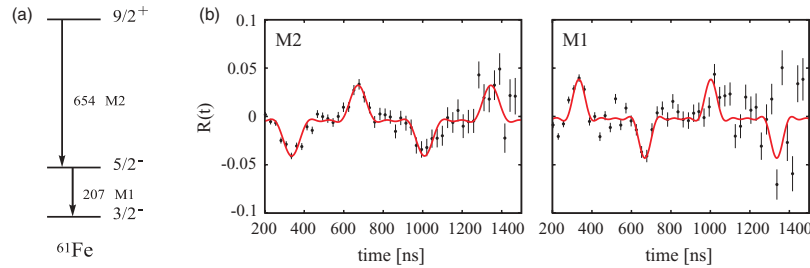


FIG. 2. (Color online) (a) Decay scheme of the $^{61}\text{Fe}(9/2^+)$ isomer [5] (b) $R(t)$ functions for the $M2$ ($9/2^+ \rightarrow 5/2^-$) and $M1$ ($5/2^- \rightarrow 3/2^-$) transitions deexciting the $9/2^+$ isomer. The axially symmetric electric field gradient of the Cd host was oriented perpendicular to the detector plane.

with the exception of detector 2, which could not be placed that close to the beam line. However, the misalignment of 11° is comparable to the angular coverage of a detector and only caused a 5% reduction in the amplitude and no change in the shape of the $R(t)$ function.

For the interaction between the spectroscopic nuclear quadrupole moment Q_s and an axially symmetric electric field gradient, the perturbation coefficients $G_{kk'}^{nn'}(t)$ reduce to a superposition of several harmonics with basic frequency $\omega_0 = \frac{n2\pi\nu_Q}{4I(2I-1)}$ [9], where I is the spin and $n = 3(6)$ for integer (half-integer) spin. The period of the $R(t)$ function depends therefore on both the spin I and the quadrupole interaction frequency $\nu_Q = eQ_s V_{zz}/h$, with V_{zz} the electric field gradient (EFG) induced by the implantation host on the nuclei of interest. The spin of the isomer fixes the maximum number of contributing harmonics, while their relative amplitudes depend on the orientation of V_{zz} . The shape of the $R(t)$ function can thus be optimized by selecting the best orientation of V_{zz} . Previous studies [6] have demonstrated that Cd is a good implantation host for Fe isotopes with a V_{zz} that allows us to observe at least one $R(t)$ period. Based on simulations, it was established that one full $R(t)$ period has the most distinctive and thus the best measurable shape for V_{zz} oriented perpendicular to the detector plane.

The $R(t)$ functions are fitted by the theoretical expression calculated from the perturbed angular distributions of the detectors. A χ^2 -minimization procedure is used to determine the parameters and their statistical errors. The transitions deexciting the isomer have pure $M2$ and $M1$ multipolarities [5] and the A_k and U_k coefficients are calculated based on that assumption. For the 207 keV $M1$ transition there is only an A_2 coefficient, while for the 654 keV $M2$ transition the A_4 term contributes as well. The term proportional to $A_4 B_2$ in the angular distribution for the $M2$ transition leads to a broadening of the peaks as compared to those for the $M1$ transition (Fig. 2). Only the second order orientation tensor $B_2^0(t=0)_{OR}$ is taken into account in the fit, since the influence of the higher orders was found to be negligible. The only free parameters in the fit are therefore $B_2^0(t=0)_{OR}$ and ν_Q . It should be pointed out that, for an aligned nuclear ensemble, it is not possible to measure the sign of ν_Q and therefore only the absolute value of Q_s can be determined. The frequencies obtained from both fits are consistent within their error bars. In order to exclude any influence of the intermediate $5/2^+$ level, the result from the $M2$ transition is adopted as the final value: $|\nu_Q(^{61}\text{Fe}, 9/2^+)| = 35.7(3)$ MHz. The amount of alignment, deduced from the fitted $B_2^0(t=0)_{OR}$, is $-10.5(9)\%$, normalized according to the convention from [11]. This is about 64% of the alignment observed in a g factor measurement, performed during the same run, using a Cu host and in agreement with similar observations for $^{54}\text{Fe}^m$ [6].

The quadrupole moment of the $^{61}\text{Fe}(9/2^+)$ isomer can be derived relative to the quadrupole moment of the $^{57}\text{Fe}(3/2^-, 98\text{ ns})$ isomer by comparing their quadrupole frequencies ($\nu_Q(^{57}\text{Fe in Cd}, 3/2^-) = 13.0(6)$ MHz [12]):

$$\left| \frac{Q_s(^{61}\text{Fe}, 9/2^+)}{Q_s(^{57}\text{Fe}, 3/2^-)} \right| = \left| \frac{\nu_Q(^{61}\text{Fe}, 9/2^+)}{\nu_Q(^{57}\text{Fe}, 3/2^-)} \right| = 2.75(13). \quad (4)$$

Comparison of electric field gradients, deduced from quadrupole frequency measurements on $^{57}\text{Fe}^m$ in different Fe compounds, with *ab initio* calculations for these EFG's, revealed that the earlier adopted quadrupole moment of $^{57}\text{Fe}^m$ was wrong [13]. This was recently confirmed by a combination of atomic and nuclear calculations [14], which conclude that the quadrupole moment for the ^{57}Fe isomer is $Q_s = +15(2) e\text{ fm}^2$. With this value, we obtain $|Q_s(^{61}\text{Fe}, 9/2^+)| = 41(6) e\text{ fm}^2$. Although the quadrupole frequency could be measured with a precision better than 1%, it is the poor knowledge of the reference quadrupole moment which defines the final result.

Large scale shell model calculations (LSSM) for ^{61}Fe were performed by Matea *et al.* [5]. The first $9/2^+$ state was obtained at 720 keV with a spectroscopic quadrupole moment $Q_s = -58 e\text{ fm}^2$, slightly overestimating the deformation. The same interaction and effective charges ($e_\pi = 1.5e$ and $e_\nu = 0.5e$) were used successfully [15,16] to reproduce the $B(E2)$ transition strengths of neutron-rich Ni isotopes up to $N = 40$. A systematic comparison between measured and calculated quadrupole moments in this region would aid in checking the validity of these effective charges and test the predictive power of the considered effective interaction.

To gain more insight into the intrinsic deformation at low energies in ^{61}Fe , mean-field based calculations have been performed using a new parametrization [17] of the Gogny force [18]. Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) axially symmetric solutions have been obtained using the blocking procedure for all one-quasiparticle (qp) neutron states originating from the $f_{5/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, and $g_{9/2}$ orbits. The axial HFB calculations were extended to investigate the stiffness of the K^π solutions against axial deformation and it was found that this property very much depends upon the blocked configurations. Configuration mixing calculations were performed separately for each blocked configuration using the Generator Coordinate Method (GCM) implemented with the Gaussian Overlap Approximation (GOA) [19]. The predicted excitation energies and intrinsic charge quadrupole moments Q_0 of the obtained K^π levels are shown in Fig. 3. It should be noted that no effective charge is assumed in these calculations. The predictions cover a wide range of deformations from oblate ($K^\pi = 9/2^+$) to prolate ($K^\pi = 1/2^+$) shapes. A good agreement is found with the experimental spin-parity/assignments [5,20] of the lowest negative-parity states. The $K^\pi = 3/2^-$ ground state is predicted to have prolate deformation with $Q_0 = 51e\text{ fm}^2$, corresponding to a weak deformation $\beta_2 = +0.11$. The positive parity states originating from the neutron $g_{9/2}$ orbital are predicted with either prolate ($1/2 \leq K \leq 5/2$) or oblate ($7/2 \leq K \leq 9/2$) shapes, leading to two possible deformations for the observed $9/2^+$ isomeric state. In the strong coupling limit, the spectroscopic quadrupole moment for an $I^\pi = 9/2^+$ state built on the $K^\pi = 1/2^+$, $3/2^+$, or $9/2^+$ level is $Q_s = -36, -30$, or $-46 e\text{ fm}^2$, respectively. All absolute values of these spectroscopic quadrupole moments are consistent with the measured value, $|Q_s| = 41(6)e\text{ fm}^2$, thus confirming that the $9/2^+$ isomer is moderately deformed with $\beta_2 \approx -0.21$ or $\beta_2 \approx +0.24$. The weak deformation predicted for the ground state is at variance with the conclusions based on 2^+ excitation

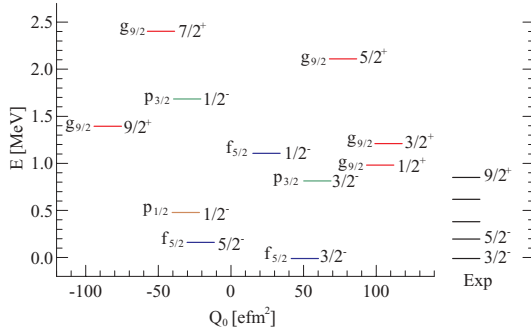


FIG. 3. (Color online) Excitation energies and intrinsic charge quadrupole moments from GCM + GOA calculations. One-quasiparticle excitations, labeled by K^π and their related spherical orbital, are compared to the experimental level scheme (data taken from [5,20]).

energies and $B(E2)$ values in this mass region, which suggest a deformation close to $\beta_2 \approx 0.2$ [21]. The measurement of the ground state quadrupole moment would allow a direct comparison of the isomeric and ground state deformation and could eventually reveal the coexistence of different shapes at low energy in ^{61}Fe .

More insight into the oblate or prolate nature of the ^{61}Fe isomer can be gained by studying the band built on top of the $9/2^+$ isomer. Such studies were performed already in the $^{57,59}\text{Fe}$ isotopes [22,23], favoring a prolate decoupled band

on top of the $9/2^+$ state. On the other hand, Deacon *et al.* [24] proposed a prolate to oblate shape transition to appear at $N = 35$ for the $9/2^+$ states in the adjacent Cr isotopes. The availability of such measurements for ^{61}Fe would help to reach a deeper understanding of this suggested shape transition.

In conclusion, it was possible for the first time to measure the static quadrupole moment of a neutron-rich isomeric state produced and spin-aligned in an intermediate energy projectile fragmentation reaction. The extracted value of $|Q_s|$ provides experimental proof for the moderate deformation of the $^{61}\text{Fe}^m$ isomer and demonstrates the onset of deformation when the $\nu g_{9/2}$ intruder orbital comes into play. This experiment illustrates the applicability of the method to microsecond isomers ($T_{1/2} = 200 \text{ ns} - 10 \mu\text{s}$), produced at rates of a few thousands per second. In combination with reliable *ab initio* calculations of electric field gradients, which are nowadays available, this opens the way for investigations on more exotic cases.

We thank the technical staff of the accelerator facility at GANIL for their help and the IN2P3/EPSC French/U.K. loan pool for providing the Ge detectors. We are grateful to J. A. Ropert and G. Voltolini for their assistance with the filling system for the Ge detectors and to D. Grebille for checking the quality of the Cd single crystal. This work was partially supported by the FP6-EURONS project no. RII3-CT-2004-506065, the IUAP project P5/07 of OSCT Belgium, and the FWO-Vlaanderen. The Weizmann group has been supported by the Israel Science foundation. D.L.B. is partly supported by the Bulgarian Science Fund under contract VUF06/05.

- [1] M. Hannawald *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1391 (1999).
- [2] O. Sorlin *et al.*, Eur. Phys. J. A **16**, 55 (2003).
- [3] W.-D. Schmidt-Ott *et al.*, Z. Phys. A **350**, 215 (1994).
- [4] G. Georgiev *et al.*, J. Phys. G **28**, 2993 (2002).
- [5] I. Matea *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 142503 (2004).
- [6] M. Hass *et al.*, Nucl. Phys. A **414**, 316 (1984).
- [7] G. Goldring and M. Hass, in *Treaties on Heavy-Ion Science*, Vol. 3, 539, edited by D. Allan Bromley (Plenum Press, New York, 1985).
- [8] R. Anne *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **257**, 215 (1987).
- [9] R. M. Steffen and K. Alder, in *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, edited by W. D. Hamilton (North Holland, Amsterdam, 1975), Chaps. 12 and 13.
- [10] D. M. Brink and G. R. Satchler, *Angular Momentum* (Oxford University Press, Oxford, 1968).
- [11] G. Neyens, Rep. Prog. Phys. **66**, 633 (2003).
- [12] R. Vianden, Hyperfine Interact. **35**, 1079 (1987).
- [13] P. Dufek, P. Blaha, and K. Schwarz, Phys. Rev. Lett. **75**, 3545 (1995).
- [14] G. Martinez-Pinedo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 062701 (2001).
- [15] O. Sorlin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 092501 (2002).
- [16] E. Caurier *et al.*, Eur. Phys. J. A **15**, 145 (2002).
- [17] F. Chappert and M. Girod, Int. J. Mod. Phys. E **15**, 339 (2006).
- [18] J.-F. Berger, M. Girod, and D. Gogny, Comput. Phys. Commun. **63**, 365 (1991); J. Dechargé and D. Gogny, Phys. Rev. C **21**, 1568 (1980).
- [19] J. Libert, M. Girod, and J. P. Delaroche, Phys. Rev. C **60**, 054301 (1999).
- [20] M. R. Bhat, Nucl. Data Sheets **88**, 417 (1999).
- [21] S. Raman *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **78**, 1 (2001).
- [22] A. M. Nathan, J. W. Olness, E. K. Warburton, and J. B. McGrory, Phys. Rev. C **17**, 1008 (1978).
- [23] E. K. Warburton, J. W. Olness, A. M. Nathan, J. J. Kolata, and J. B. McGrory, Phys. Rev. C **16**, 1027 (1977).
- [24] A. N. Deacon *et al.*, Phys. Lett. **B622**, 151 (2005).

4.1.3 Interprétations

En raison de la sensibilité des moments nucléaires sur les propriétés de la fonction d'onde des particules individuelles de l'état étudié, et des informations obtenues sur la collectivité de cet état, nous avons confronté les résultats expérimentaux à des calculs de type modèle en couches à grande échelle [26], et champ moyen Hartree-Fock-Bogoliubov, HFB, afin d'avoir une description de la structure du noyau de ^{61}Fe .

Dans un premier temps nous avons comparé la valeur du facteur gyromagnétique $g = -0.229(2)$ avec les valeurs des facteurs gyromagnétiques libres, valeurs de Schmidt, présentées dans le tableau 2.1. En utilisant un moment effectif tel que $g_s^{eff} = 0.7g_s^{libre}$, la valeur expérimentale obtenue lors de notre expérience est en accord avec la présence d'un neutron libre dans la couche $g_{9/2}$, $g_s^{eff} = -0.298$. La différence observée entre la valeur mesurée et celle de Schmidt confirme le fait que le Fe, comprenant 2 trous dans l'orbitale $\pi f_{7/2}$, n'est pas un noyau magique, contrairement au Ni [7, 27] et que la fonction d'onde de l'état isomère $9/2^+$ du ^{61}Fe n'est pas pure. La valeur du facteur gyromagnétique de cet état est en parfait accord avec les valeurs des états de spin $9/2^+$ pour les isotopes $N \leq 40$ de Zn [28, 29], comprenant 2 particules au-dessus de l'orbitale $\pi f_{7/2}$, confirmant l'attribution du spin et la persistance du nombre magique $Z = 28$ dans cette région peu éloignée de la vallée de la stabilité.

Les calculs de type modèle en couches à grande échelle ont été réalisés en prenant un cœur inerte de ^{48}Ca et un espace de valence composé des couches $\nu p_{3/2} f_{5/2} p_{1/2} g_{9/2}$ pour les neutrons et $\pi f_{7/2} p_{3/2} f_{5/2} p_{1/2}$ pour les protons, en utilisant l'interaction fpg et des valeurs de charges effectives $\delta e_\nu = \delta e_\pi = 0.5e$ [30]. Des excitations pouvant aller jusqu'à 6 particules - 6 trous ($t_{max} = 6$) ont été autorisées à l'intérieur de cet espace de valence. Les résultats concernant le schéma de niveau calculé pour t_{max} allant de 1 à 6 sont représentés sur la figure 4.2. Le premier état $9/2^+$ est calculé à une énergie de 720 keV au dessus de l'état $3/2^-$. Ces calculs ont permis de sonder la composition de la fonction d'onde de l'état isomère. Cette fonction d'onde n'est pas dominée par une configuration mais résulte d'un mélange de plusieurs configurations ayant comme point commun d'être caractérisées par la présence d'un neutron dans l'orbitale $g_{9/2}$. Les configurations les plus importantes sont représentées dans le tableau 4.1.

Les moments nucléaires calculés sont $g = -0.277$ et $Q_s = -58 \text{ efm}^2$. Expéri-

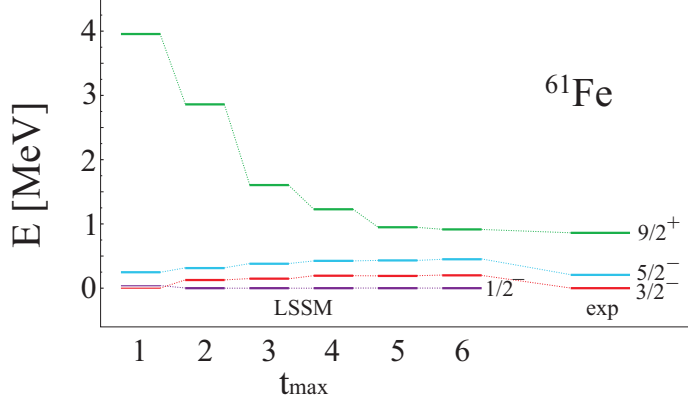


Figure 4.2 – Évolution des énergies des premiers états excités en fonction du nombre d’excitations particule-trou autorisé dans le calcul de type modèle en couches. Dans la partie droite de la figure est présenté la séquence des niveaux connus expérimentalement.

mentalement nous avons obtenu pour le facteur gyromagnétique $g = -0.229(2)$ et pour le moment quadripolaire électrique spectroscopique $|Q_s| = 41(6) \text{ efm}^2$. De cette valeur il est possible de déduire la déformation quadripolaire grâce à la formule 2.2 et

$$\beta_2 = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \frac{4\pi}{3} \frac{Q_{20}}{ZR_0^2\beta},$$

avec $R_0^2 = 1.2A^{1/3} \text{ fm}$, Z étant le numéro atomique et A la masse du noyau considéré. Nous obtenons donc une valeur expérimentale de $\beta_2 = -0.17(3)$ pour un état $K = J = 9/2$. Cet état isomère peut aussi provenir d’une bande de rotation découplée où $K = 1/2$, dans ce cas nous avons une déformation quadripolaire expérimentale de $\beta_2 = +0.26(4)$.

Les calculs de type modèle en couches à grande échelle reproduisent les moments nucléaires de l’état isomère $9/2^+$ du noyau de ^{61}Fe . Le facteur gyromagnétique libre est donné par ce calcul. La valeur du facteur effectif est tout à fait arbitraire, parce qu’à l’heure actuelle il n’y a pas de comparaison systématique entre les données expérimentales et les calculs réalisés dans l’espace de valence fpg considéré. Pour le cas étudié ce facteur est de 0.83. Le moment quadripolaire électrique prédit correspond à une déformation plus prononcée que celle observée expérimentalement. Les prédictions du modèle en couches à grande échelle s’attendent à une coexistence de forme allongée-aplatie entre les états fondamental et isomère si cette dernière a une configuration $K = J = 9/2$, et une déforma-

$\%$	$\pi f_{7/2}$	$\pi p_{3/2}$	$\pi f_{5/2}$	$\pi p_{1/2}$	$\nu f_{7/2}$	$\nu p_{3/2}$	$\nu f_{5/2}$	$\nu p_{1/2}$	$\nu g_{9/2}$
9.8	6	0	0	0	8	4	2	0	1
8.1	6	0	0	0	8	2	2	2	1
6.8	6	0	0	0	8	3	2	1	1
5.3	6	0	0	0	8	2	4	0	1
4.6	5	1	0	0	8	3	2	1	1
3.9	5	1	0	0	8	2	2	2	1
3.5	5	1	0	0	8	4	2	0	1
2.9	6	0	0	0	8	2	3	1	1
2.4	6	0	0	0	8	3	3	0	1
2.1	5	1	0	0	8	2	3	1	1

Tableau 4.1 – Principales configurations de la fonction d'onde de l'état isomère $9/2^+$ du ^{61}Fe

tion allongée prononcée de ces états si l'isomère a une configuration $K = 1/2$ et $J = 9/2$. La valeur expérimentale du moment quadripolaire ne permet pas de conclure quelle est la déformation de l'état isomère.

Pour obtenir plus de perspicacité dans la déformation quadripolaire de l'état isomère $J^\pi = 9/2^+$ du noyau de ^{61}Fe , des calculs de type champ moyen HFB ont été effectués en utilisant la force D1N de portée finie et dépendante de la densité [31]. Cette interaction effective est une mise à jour de la force de Gogny D1S [32, 33] obtenue après l'ajout des propriétés de la matière neutronique dans l'ajustement des paramètres composants cette force. Dans un premier temps, des calculs HFB en symétrie axiale ont été obtenus grâce à la procédure de blocage d'une quasi-particule (qp) neutron dans les orbitales $f_{5/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ et $g_{9/2}$. Une telle approche, fondée sur un principe variationnel est un outil approprié pour étudier les déformations nucléaires intrinsèques. Le résultat de ces calculs est présenté dans la figure 4.3. Les solutions étiquetées avec le nombre quantique K^π , où K est la projection du spin total sur l'axe de symétrie et π la parité, couvrent une gamme de déformations axiales allant d'aplatie ($\beta \approx -0.20$ pour $K^\pi = 9/2^+$) à allongée ($\beta \approx +0.25$ pour $K^\pi = 1/2^+$).

Nous avons ensuite étendu ces calculs axiaux pour avoir des informations sur la rigidité des solutions K^π par rapport à la déformation axiale et trouvé que cette propriété dépend beaucoup des configurations bloquées. C'est pourquoi nous avons ensuite décidé d'effectuer des calculs au-delà du champ moyen en considérant un mélange de configuration pour chaque configuration bloquée en

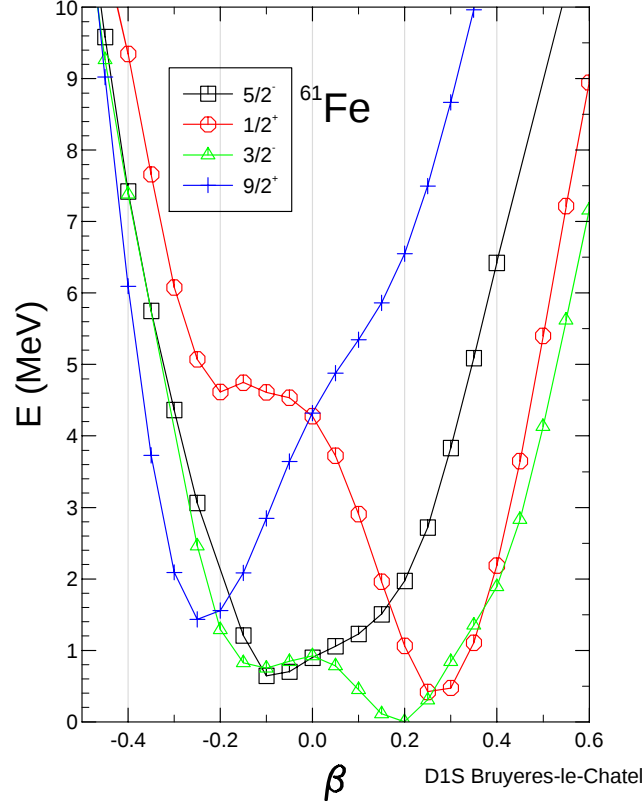


Figure 4.3 – Résultats des calculs de type HFB représentant l'évolution des surfaces d'énergie potentielles des premiers états excités en fonction de la déformation quadripolaire.

utilisant la technique de la méthode de la coordonnée génératrice (GCM) mis en place grâce à l'approximation de chevauchement gaussien (GOA) [34]. Nos prédictions pour les énergies d'excitation des niveaux et les moments quadripolaires électriques sont indiquées dans la figure 4.4, où les valeurs K^π sont données à droite des lignes horizontales et les étiquettes des orbitales sphériques d'où proviennent les niveaux le sont à gauche. Dans la figure 4.5 sont comparées les énergies des niveaux. Le nombre quantique $K^\pi = 3/2^-$ calculées pour l'état fondamental est en accord avec les affectations proposées. Ce niveau est ici prédit pour avoir un moment quadripolaire électrique spectroscopique $Q_s = +10 \text{ efm}^2$ correspondant à une faible déformation allongée $\beta \approx +0.12$. Les deux premiers états excités sont prédits avec une forme quasi-sphérique. Leur nombre quantique $K^\pi = 5/2^-$, provenant de l'orbitale $f_{5/2}$, et $K^\pi = 1/2^-$, provenant de l'orbitale $p_{1/2}$, sont conformes aux informations expérimentales obtenues dans ce travail.

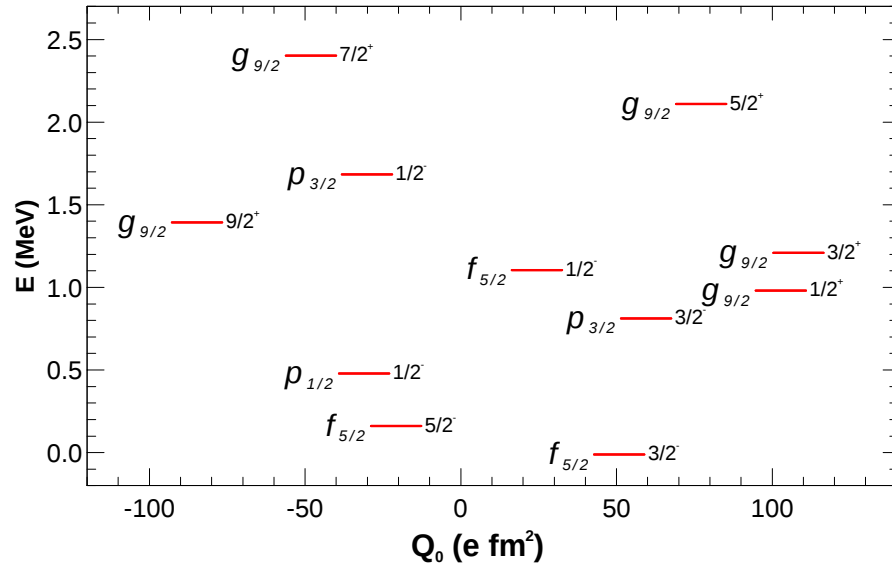


Figure 4.4 – Énergies d'excitation et moments quadripolaires de charge intrinsèque provenant des calculs au-delà du champ moyen. Les états K^π et leur orbitale d'origine sont labélisés.

Les états de parité positive provenant de l'orbitale $g_{9/2}$ sont prédits soit avec une déformation allongée, soit avec une déformation aplatie, sur lesquels des bandes de rotation peuvent être construites. Les états rotationnels de spin $J^\pi = 9/2^+$ décroîtraient par des transitions électromagnétiques non retardées. C'est pourquoi l'état isomère $J^\pi = 9/2^+$ doit être l'état fondamental de la bande $K^\pi = 9/2^+$ ou de la bande découplée $K^\pi = 1/2^+$. Les moments quadripolaires spectroscopiques calculés sont $Q_s = -36 \text{ efm}^2$ pour l'état $K^\pi = 1/2^+$ et $Q_s = -46 \text{ efm}^2$ pour l'état $K^\pi = 9/2^+$, les deux valeurs obtenues étant en accord avec l'observation expérimentale. Comme pour les calculs de type modèle en couches à grande échelle, il n'est pas possible de conclure sur la déformation de l'état isomère étudié.

Des bandes de rotation alignées ont été observées dans les noyaux voisins de $^{57,59}\text{Fe}$ [35, 36] Deacon *et al.* [37] a montré un changement drastique sur les isotopes de Cr concernant la structure du premier état de spin $9/2^+$ pour l'isotope $N = 35$ de $^{59}\text{Cr}_{35}$. Cet état est observé avec une forme allongée et une bande de rotation découplée construite sur les états $K^\pi = 1/2^+$ pour les noyaux de $^{55,57}\text{Cr}$ et avec une forme aplatie pour le ^{59}Cr . Est-ce que le même comportement apparaît le long des isotopes de Fe ? Des expériences dédiées à la mesure des états excités

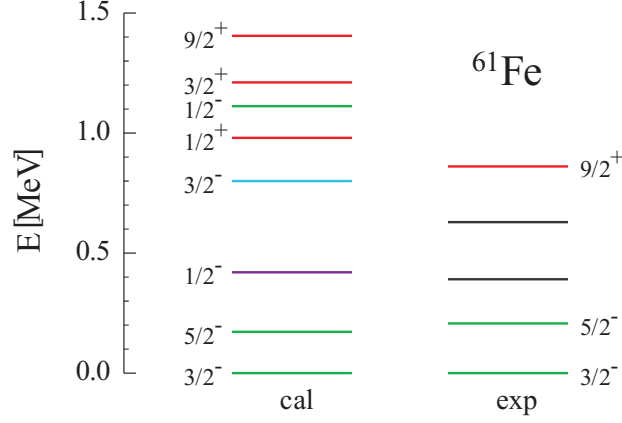


Figure 4.5 – Comparaison des schémas de niveaux expérimental (*exp*) et provenant du calcul au-delà du champ moyen (*cal*).

au-dessus de l'état isomère du ^{61}Fe [38, 39] indiquent le caractère découplé de la bande de rotation, ce qui donne un état isomère déformé allongé $K^\pi = 1/2^+$ et $J^\pi = 9/2^+$.

Le paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{I} = 47$ keV et le paramètre de découplage $a = 4.522$ déduits des calculs HFB et au-delà ont permis de calculer les états de la bande découplée construite sur l'état $K^\pi = 1/2^+$ en utilisant la formule suivante :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}(J(J+1) - K^2 + a(-)^{J+\frac{1}{2}}(J + \frac{1}{2})).$$

Les résultats de ces calculs sont présentés et comparés aux niveaux expérimentaux dans la figure 4.6. Cette comparaison montre que le moment d'inertie calculé n'est pas suffisamment important pour reproduire la bande expérimentale, un meilleur accord est trouvé en prenant un paramètre d'inertie de $\hbar^2/2\mathcal{I} = 56$ keV.

L'état isomère du noyau de ^{61}Fe [$E^* = 861.8(2)$ keV, $t_{1/2} = 239(5)$ ns] a été soigneusement étudié grâce aux mesures de ces moments nucléaires. Le facteur gyromagnétique obtenu $g = -0.229(2)$ nous a permis de déterminer que cet état provenait de la couche $\nu g_{9/2}$, et les multipolarités des transitions γ provenant de sa décroissance. Le moment magnétique nucléaire expérimental $\mu = -1.0305(9) \mu_N$ est en bon accord avec les calculs de type modèle en couches à grande échelle validant les attributions du spin et de la parité. Ces calculs indiquent que cet état isomère est déformé. L'étape suivante consistait à mesurer son moment quadripolaire électrique. La valeur rapportée $|Q_s| = 41(6)$ efm², est en accord avec

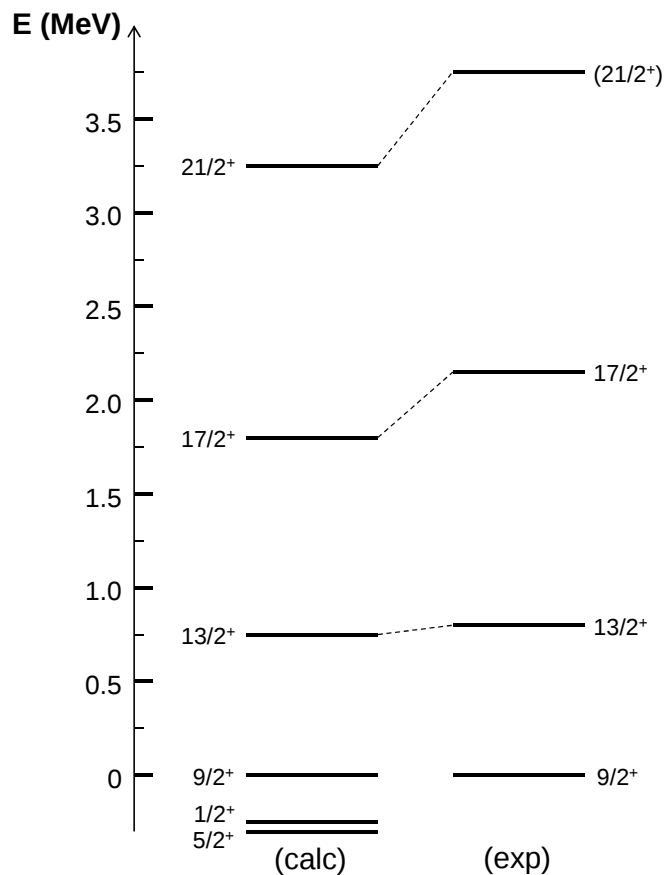


Figure 4.6 – Bande de rotation découplée $K^\pi = 1/2^+$ en utilisant les paramètres calculés $\hbar^2/2\mathcal{I} = 47 \text{ keV}$ et $a = 4.522$.

les calculs de type champ moyen HFB et au-delà (GCM+GOA) qui prédisent une valeur $Q_s = -36 \text{ efm}^2$ pour un état $K^\pi = 1/2^+$ et $Q_s = -46 \text{ efm}^2$ pour un état $K^\pi = 9/2^+$. L'état $K^\pi = 1/2^+$ a été confirmée plus tard par la mesure d'une bande de rotation découplée construite sur l'état isomère. Cet état isomère a donc une déformation allongée $\beta = +0.26(4)$.

4.2 L'état isomère du ^{43}S

Le travail présenté dans ce second paragraphe concerne la mesure des moments nucléaires de l'état isomère du noyau de ^{43}S . Le ^{43}S est un isotope instable ayant un excédent de sept neutrons par rapport au dernier isotope stable. Le ^{43}S a un état isomère situé à une énergie d'excitation de $320.5(5) \text{ keV}$ et un temps de

vie de 415(3) ns. Cet état isomère est suggéré pour avoir un spin $(7/2^+)$ [40] provenant de l'orbitale $\nu f_{7/2}$. Pour les isotones $N = 27$ la configuration naturelle pour l'état fondamental correspond à un trou dans l'orbitale neutron $f_{7/2}$. Or, l'état isomère observé dans le noyau de ^{43}S correspondrait à cette configuration, ce qui suggère que l'état fondamental proviendrait d'une orbitale intruse $\nu p_{3/2}$ impliquant une déformation allongée. L'érosion de la fermeture de couche $N = 28$ se caractérisant par une coexistence de forme sphérique-allongée est donc prédite [41, 42, 43, 44, 45]. Dans le but d'étudier cet état isomère des expériences dédiées à la mesure des moments nucléaires ont été réalisées.

Les isomères de ^{43}S ont été produits par fragmentation d'un faisceau stable de ^{48}Ca bombardant une cible de ^9Be .

4.2.1 Moment magnétique nucléaire

La mesure du moment magnétique de cet état isomère a permis de lui assigner un spin et une parité $7/2^-$ provenant de l'orbitale neutron $f_{7/2}$. Ce résultat confirme que l'état isomère correspond à l'état normal, c'est à dire celui qui est attendu pour être l'état fondamental du noyau de ^{43}S . Cet état isomère est donc intéressant à étudier afin de comprendre pourquoi il ne se trouve pas comme étant l'état de plus basse énergie dans cet isotope. Ci-dessous est incluse la publication de cette expérience.

Shell Erosion and Shape Coexistence in $^{43}_{16}\text{S}_{27}$

L. Gaudefroy,^{1,*} J. M. Daugas,¹ M. Hass,² S. Grévy,³ Ch. Stodel,³ J. C. Thomas,³ L. Perrot,⁴ M. Girod,¹ B. Rossé,¹
 J. C. Angélique,⁵ D. L. Balabanski,⁶ E. Fiori,⁷ C. Force,³ G. Georgiev,⁷ D. Kameda,⁸ V. Kumar,² R. L. Lozeva,⁷ I. Matea,⁹
 V. Méot,¹ P. Morel,¹ B. S. Nara Singh,¹⁰ F. Nowacki,¹¹ and G. Simpson⁵

¹CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France

²The Weizmann Institute, 76100 Rehovot, Israel

³GANIL, CEA/DSM - CNRS/IN2P3, F-14076 Caen, France

⁴IPN, IN2P3-CNRS, F-91406 Orsay, France

⁵LPSC, F-38026 Grenoble, France

⁶Faculty of Physics, University of Sofia, BG-1164 Sofia, Bulgaria

⁷CSNSM, F-91404 Orsay, France

⁸RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

⁹CENBG, UMR 5797 CNRS/IN2P3, Université Bordeaux I, F-33175 Gradignan, France

¹⁰Department of Physics, University of York, YO 10 5DD York, United Kingdom

¹¹IPHC, IN2P3-CNRS, F-67037 Strasbourg, France

(Received 30 October 2008; revised manuscript received 17 December 2008; published 2 March 2009)

We report on the g -factor measurement of the first isomeric state in $^{43}_{16}\text{S}_{27}$ [$E_x = 320.5(5)$ keV, $T_{1/2} = 415(5)$ ns, and $g = 0.317(4)$]. The $7/2^-$ spin-parity of the isomer and the intruder nature of the ground state of the nucleus are experimentally established for the first time, providing direct and unambiguous evidence of the collapse of the $N = 28$ shell closure in neutron-rich nuclei. The shell model, beyond the mean-field and semiempirical calculations, provides a very consistent description of this nucleus showing that a well deformed prolate and quasispherical states coexist at low energy.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.092501

PACS numbers: 21.10.Ky, 21.60.Cs, 23.35.+g, 27.40.+z

The determination of electromagnetic moments is of broad interest in subatomic physics: (i) the magnetic moment of the muon provides an important test of the standard model [1,2]; (ii) the anomalous magnetic moments of nucleons, first thought as elementary constituents of the atomic nucleus, are a fingerprint of the quark subnucleonic degree of freedom [3,4]; and (iii) the discovery of the nonvanishing electric quadrupole moment of the deuteron [5] was the first evidence for the need of a tensor term in the nuclear interaction [6].

In nuclear physics, thanks to recent experimental developments, electromagnetic moments can now be determined with a high precision [7,8]. Measurements of g -factors constrain our understanding of nuclear structure far from the stability line because of the large difference between the proton and neutron magnetic moments ($\mu_p/\mu_n \simeq -2/3$). Recent intense experimental and theoretical interest has been devoted to the study of the evolution of nuclear structure around the $N = 28$ shell closure [9,10]. Even though not firmly ascertained yet, the present understanding is that the spherical $N = 28$ shell gap is progressively eroded when moving away from the stability line so that deformation takes place [9]. Among the $N = 27$ – 28 isotones, sulfur ones are of particular interest since shape coexistence is expected to occur [11–14]. More specifically, the occurrence of the low-lying isomer at 319 keV in $^{43}\text{S}_{27}$ [13] has been interpreted in the shell model (SM) framework as resulting from the inversion between the natural $(\nu f_{7/2})^{-1}$ and the intruder $(\nu p_{3/2})^{+1}$

configurations [10,13]. In this Letter, we report on the g -factor measurement of this isomer using the Time Dependent Perturbed Angular Distribution (TDPAD) method [7]. The present results provide the first unambiguous experimental evidence of the collapse of the $N = 28$ shell closure in neutron-rich nuclei. Results of SM, beyond the mean field and semiempirical calculations are also reported to consistently show that the low-lying structure of ^{43}S is driven by the coexistence of deformed and quasispherical states.

The ^{43m}S nuclei were produced and spin-oriented via the fragmentation of a $60\text{A} \cdot \text{MeV}$ $^{48}\text{Ca}^{19+}$ primary beam (mean intensity of $1\text{ }\mu\text{Ae}$). It impinged on a $535\text{ }\mu\text{m}$ Be target, located at the entrance of the LISE-2000 spectrometer at GANIL [15]. A wedge degrader of $465\text{ }\mu\text{m}$ of Be was used at the first dispersive plane of the spectrometer to avoid contamination from other species in the beam. The detection setup was located at the focal point of the spectrometer, at about 20 m distance from the production target. The time of flight through the spectrometer for ^{43}S was about 200 ns. Within this experimental configuration, about 75% out of the produced ^{43m}S isomers reached the detection system for g -factor measurement. A $50\text{ }\mu\text{m}$ thick plastic scintillator provided a start signal for the TDPAD measurement and was placed about 1 m upstream from an annealed high-purity 1 mm thick Cu host. The Cu host was placed between the poles of an electromagnet providing a constant magnetic field $\vec{B}$ in the vertical direction. It was used to induce a Larmor precession of the spin-aligned

^{43m}S nuclei, implanted in the catcher. Four coaxial Ge detectors were positioned in the horizontal plane around the host at 90° with respect to each other. The left part of Fig. 1 shows a schematic view of the experimental setup and the right part displays the energy spectrum of the γ -rays collected during this experiment. The most intense γ -ray at 320.5(5) keV is associated with the ^{43m}S decay.

The time interval between an event in the plastic scintillator and a signal in one of the four Ge detectors was recorded on an event-by-event basis. It was used to reconstruct the time pattern associated to the 320.5(5) keV line for each detector. These patterns were combined to generate the $R(t)$ function associated with the γ line:

$$R(t) = \frac{I_{12}(\theta, t) - \epsilon I_{34}(\theta + \pi/2, t)}{I_{12}(\theta, t) + \epsilon I_{34}(\theta + \pi/2, t)} \propto \cos[2(\omega_L t + \alpha - \theta)], \quad (1)$$

where $I_{ij}(\theta, t)$ is the photopeak intensity in Ge detectors i and j (see Fig. 1), at time t ; θ is the angle between the beam axis and the pair of Ge detectors 1 and 2; ϵ is a normalization coefficient. The precession frequency is defined by $\omega_L = -g\mu_N B/\hbar$. The angle α accounts for the rotation of the nuclear spin during the recoil separation in the spectrometer. To reduce systematic errors, two measurements of the g -factor have been performed at two magnetic field intensities: $B_1 = 0.275(2)$ T and $B_2 = 0.688(4)$ T, measured with a Hall probe. Error bars in these intensities account for field inhomogeneities along the beam spot size ($\Phi \approx 5$ mm) at the implantation point. The deduced $R(t)$ functions presented in Fig. 2 for both magnetic fields are in a very good agreement. The weighted mean value of the g -factor for the ^{43m}S state is $g = -0.317(4)$. The uncertainty stated here includes the statistical uncertainty and the uncertainty of the magnetic field. This g -factor can only be reproduced by a single neutron in the $\nu f_{7/2}$ orbit ($g_{\text{Schmidt}} = -0.546$) which suggests a spin-parity assignment $J^\pi = 7/2^-$ for the state. Note that a single neutron in the $\nu p_{3/2}$ orbit gives $g_{\text{Schmidt}} = -1.274$, while a single

neutron in other fp orbits would give rise to a positive g -factor.

A relation similar to that of the $R(t)$ function can be obtained to cancel out the effect of the Larmor precession in the collected time patterns, allowing one to deduce the half-life of the 320.5(5) keV state with a much better precision than previously known [13]: $T_{1/2} = 415(5)$ ns. Such a half-life unambiguously points towards the multipolarity $\lambda = 2$ for the 320.5(5) keV transition. A $\lambda = 1(3)$ transition would lead to a much shorter (longer) half-life. The magnetic nature ($M2$) of the transition can be excluded because it would imply nucleon excitations from sd to fp shells expected at much higher energy [9] requiring a longer half-life for the isomer. From energetic arguments and selection rules for $E2$ transitions, the spin-parity of the ground state (GS) of ^{43}S is deduced to be $J^\pi = 3/2^-$. Such a J^π value is accounted for by neutron excitation across the $N = 28$ gap. This result firmly establishes the erosion of the $N = 28$ gap in exotic nuclei.

Shell model calculations have been performed using the ANTOINE code [16,17] and the up-to-date $sdpf$ interaction [18]. The valence space was restricted to sd (fp) orbits for protons (neutrons). Using free nucleon g -factors, the gyromagnetic factor of the isomer, calculated at 700 keV, is $g = -0.280$, in a very good agreement with our value. However, it is well known that spin quenching and orbital enhancement are to be considered leading to renormalization of nucleon g -factors [19]. Using the adopted values for these latter in the $sdpf$ valence space ($g_\ell^\pi = 1.1$, $g_s^\pi = 4.1895$, $g_\ell^\nu = -0.1$, and $g_s^\nu = -2.8695$) leads to $g = -0.269$, still in good agreement with our experimental value. Admixtures of spin-flip configurations ($\nu f_{7/2} - \nu f_{5/2}$ or $\pi d_{5/2} - \pi d_{3/2}$) in the wave function of the isomer are found to account for the departure of the g -factor from its Schmidt value [20].

The $E2$ transition probability between the $7/2_1^-$ state and the GS is calculated to be $1.4 e^2 \cdot \text{fm}^4$ (using $0.35e$ and $1.35e$ as effective charges for neutrons and protons [18], respectively). This value is consistent with that deduced

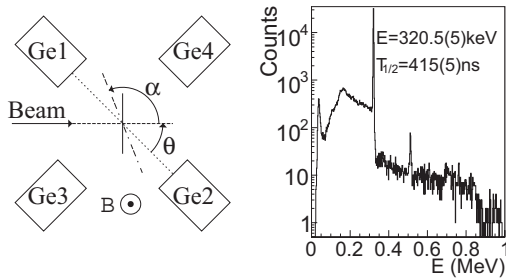


FIG. 1. Left: Outline of the experimental setup. The dashed-dotted line shows the orientation of the spin of the ^{43m}S state at $t = 0$. α and θ are defined in the text. Right: Full statistics γ -ray spectrum obtained in the present work.

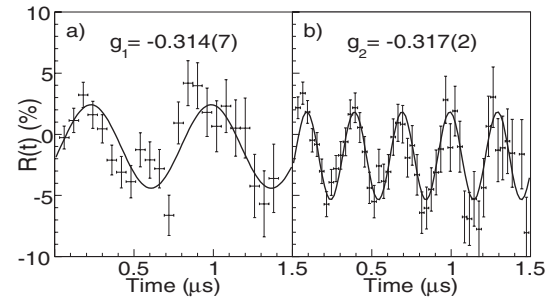


FIG. 2. $R(t)$ functions associated with the 320.5 keV γ -ray for (a) the magnetic field B_1 and (b) B_2 . Solid curves display the result of the fit using the $R(t)$ function from Eq. (1).

from our experimental work [$B(E2 \downarrow) = 0.403(8) e^2 \cdot \text{fm}^4$]. The origin of the hindrance factor (20) associated with this small $B(E2 \downarrow)$ value is discussed in the following.

SM calculations have been extended to higher excited states in ^{43}S to look for deformed structures expected in this mass region [10–14]. As shown in Fig. 3, a $K = 1/2$ decoupled rotational band is calculated with the following characteristic features: (i) along the band, the intrinsic charge quadrupole moment ($Q_0^{\text{SM}} \approx 65 e \cdot \text{fm}^2$) of the states is constant within 10%; (ii) states differing by two units of total angular momentum (TAM) are linked by strong $E2$ transitions (black arrows in Fig. 3); (iii) states differing by 1 unit of TAM are linked by strong $M1$ transitions (white arrows in Fig. 3); and (iv) other electromagnetic transitions contribute with a negligible rate. The $7/2_-^+$ state belonging to the band, calculated at 1.00 MeV, probably corresponds to the state at 940 keV reported in Ref. [21] ($7/2_-^+$ state shown in the experimental level scheme of Fig. 3), given the good agreement on excitation energy and $B(E2)$ values.

The aforementioned features are typically those encountered in axially deformed nuclei. Within this assumption, a large deformation parameter ($\beta^{\text{SM}} = 0.30$) is deduced for the GS from the relation: $Q_0^{\text{SM}} = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} Z(r_0 A^{1/3})^2 \beta^{\text{SM}} (1 + \sqrt{\frac{5}{64\pi}} \beta^{\text{SM}})$, using $r_0 = 1.20$ fm and the quadrupole moment obtained from SM calculations. The structure of axially deformed nuclei is usually well accounted for by the particle-plus-rotor (PR) model [22]. Indeed, using $\hbar^2/2\mathcal{J} = 109$ keV as inertia parameter, and $a = -1.384$ as decoupling parameter, one obtains remarkable agreement between PR and SM calculations as shown in the left part of Fig. 3. Moreover, as shown in the insert of Fig. 3, the magnetic moments calculated in the SM framework follow to better than 20% the expectation values of the PR model obtained using $g_R = 0.08$ as rotational moment, $g_K =$

-0.968 as intrinsic moment and $b_0 = 1.89$ as magnetic decoupling parameter. We note that the present value of the rotational moment is far from that conventionally observed ($g_R = Z/A$) in heavier nuclei. As already discussed in detail in Ref. [23], it stems from the important neutron contribution to the wave function of the states of the rotational band. The global coherence between the PR and SM models confirms the $K = 1/2$ nature of the GS band in ^{43}S with an axially symmetric shape. Both the low $B(E2 : 7/2_-^+ \rightarrow 3/2_{\text{GS}}^-)$ value reported here and the absence of calculated deformed structure built on the $7/2_-^+$ isomer suggest a coexistence of different shapes in the low-lying structure of the nucleus. The SM results reported in Ref. [10] support this conclusion. They show that correlation energy is much lower in the $7/2_-^+$ state than in the GS of ^{43}S . They also support the configuration inversion and the large deformation parameter deduced here.

In confirmation to the present results on ^{43}S , constrained mean-field Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) and beyond the mean-field calculations have been performed in axial symmetry using the Gogny D1S effective force [24]. The blocking technique has been used to treat the unpaired neutron in HFB calculations. The resulting potential energy curves (including zero point energy corrections [25]) are drawn as a function of the deformation parameter (β) in Fig. 4. The unpaired neutron has been blocked in the magnetic states of either the $\nu f_{7/2}$ (opened symbols in Fig. 4) or the $\nu p_{3/2}$ (filled symbols in Fig. 4) orbit. The curve corresponding to the $K = 3/2$ magnetic state originating from the $\nu p_{3/2}$ orbit stands at higher energy and is not reported in the figure. The generator coordinate method (GCM) within the Gaussian overlap approximation (GOA) has been applied to perform configuration mixings of HFB states [25]. The resulting states are shown inside the gray boxes in Fig. 4. Positions of these boxes give the energy and mean β -deformation of the states. One finds a strik-

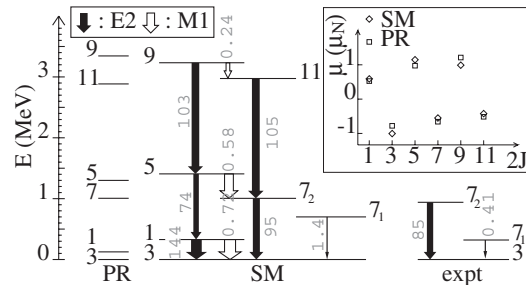


FIG. 3. Experimental (expt) level scheme of ^{43}S , compared to SM and PR models. The states, of negative parity, are labeled by twice their spin value. Transition probabilities [in $e^2 \cdot \text{fm}^4$ (μ_N) for $E2$ ($M1$) transitions] are reported along the arrows. Arrow width is proportional to the strength of the transition. The insert compares PR and SM predictions for the magnetic moments of the states of the rotational band.

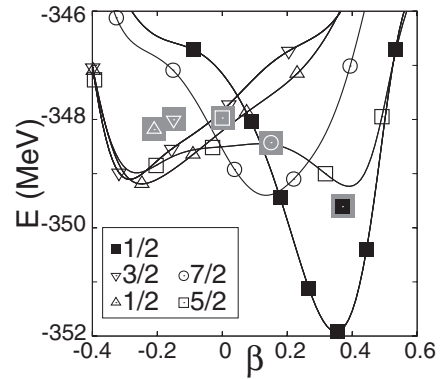


FIG. 4. HFB potential energy curves with zero-point energy corrections for the first blocked states in ^{43}S . States are labeled by their K values (see text for details).

ingly good agreement between GCM + GOA and SM approaches. Indeed, the former calculations also predict a $K = 1/2$ GS, originating from the $\nu p_{3/2}$ orbit, with a deformation parameter $\beta^{\text{MF}} = 0.37$ and a mean-charge quadrupole moment $Q_0^{\text{MF}} = 65 e \cdot \text{fm}^2$. The calculated inertia parameter ($\hbar^2/2\mathcal{J} = 119$ keV) and decoupling parameter ($a = -1.126$) are also in close agreement with PR results. The four K -components originating from the $\nu f_{7/2}$ orbital are found to lie within 400 keV only. One has to note that projection on the total angular momentum (J) has not been included in the present GCM + GOA calculations. Given the broadness of the HFB potential energy curves (Fig. 4), the physical states resulting from such a projection are likely to mix with each other, especially the $K = 5/2$ and $K = 7/2$ components that are close both in energy and β -deformation. Thus, one might expect that the physical $7/2_1^-$ state in ^{43}S lies in the range $0 \leq \beta \leq 0.15$.

The various and complementary theoretical approaches (PR, SM, or GCM + GOA) used here, combined with the presented experimental results, provide a remarkably consistent picture of the low-lying structure of ^{43}S : coexistence of noninteracting deformed ground and quasi-spherical isomeric states occurs. It accounts for the large hindrance factor of the $7/2_1^- \rightarrow 3/2_{\text{gs}}^-$ transition. The situation significantly differs in ^{44}S , where both the deformed and spherical configurations are predicted to coexist [11] and to be well mixed [12], as supported by the observation of the low-lying 0_2^+ state at 1.365 MeV [14]. In the SM framework, this state is calculated 1.220 MeV above the 0_{gs}^+ . The parentages [i.e., the spectroscopic factors (SFs)] between these 0^+ states in ^{44}S and the $3/2_1^-$ and $7/2_1^-$ states in ^{43}S are found to be important: $\text{SF}(0_1^+ \rightarrow 3/2_1^-) \simeq \text{SF}(0_2^+ \rightarrow 3/2_1^-) \simeq 0.5$ and $\text{SF}(0_1^+ \rightarrow 7/2_1^-) \simeq 2\text{SF}(0_2^+ \rightarrow 7/2_1^-) \simeq 0.4$. Such large spectroscopic factors show that the wave functions of both the 0^+ states in ^{44}S are an almost equivalent mixing of both prolate and quasi-spherical configurations encountered in ^{43}S , in agreement with Ref. [12]. In conclusion, the gyromagnetic factor of the $7/2_1^-$ isomer in ^{43}S , at 320.5(5) keV, has been measured using the TDPAD method. The reported g -factor proves that this excited state is built on the $\nu f_{7/2}$ orbit. The experimental evidence for a $\nu p_{3/2}$ ground state substantiates the erosion of the $N = 28$ shell gap, strongly supported by SM calculations. Within this theoretical approach, the ground state of ^{43}S is found to be part of a well deformed ($\beta = 0.30$) $K = 1/2$ decoupled rotational band. The isomeric state is shown not to belong to this band and to have a rather spherical shape. These SM based conclusions are in a very good agreement and nicely complemented by GCM + GOA calculations using the

Gogny D1S force, as well as by semiempirical calculations. Further experimental and theoretical efforts would be of interest to better understand the sudden onset of collectivity in neutron-rich nuclei around $N = 28$.

L. G. thanks J.-F. Berger, J.-P. Delaroche, S. Péru, and N. Pillet for helpful discussions and advice, as well as A. Navin and O. Sorlin for reading the manuscript. We are grateful to the GANIL staff for support. This work has been supported by the European Community FP6—Structuring the ERA—Integrated Infrastructure Initiative, Contract EURONS No. RII3-CT-2004-506065 and by the Israel Science Foundation.

*laurent.gaudefroy@cea.fr

- [1] R. M. Carey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1632 (1999).
- [2] H. N. Brown *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2227 (2001).
- [3] L. W. Alvarez and F. Bloch, Phys. Rev. **57**, 111 (1940).
- [4] J. Weyers, Phys. Rev. Lett. **18**, 1033 (1967).
- [5] J. M. B. Kellogg *et al.*, Phys. Rev. **55**, 318 (1939).
- [6] H. A. Bethe, Phys. Rev. **55**, 1261 (1939).
- [7] G. Neyens, Rep. Prog. Phys. **66**, 633 (2003).
- [8] N. Benczer-Koller and G. J. Kumbartzki, J. Phys. G **34**, R321 (2007).
- [9] O. Sorlin and M.-G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 602 (2008) and references therein.
- [10] L. Gaudefroy *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 034307 (2008).
- [11] S. Péru, M. Girod, and J.-F. Berger, Eur. Phys. J. A **9**, 35 (2000).
- [12] E. Caurier, F. Nowacki, and A. Poves, Nucl. Phys. A **742**, 14 (2004).
- [13] F. Sarazin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5062 (2000).
- [14] S. Grévy *et al.*, Eur. Phys. J. A **25**, 111 (2005).
- [15] R. Anne *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **257**, 215 (1987).
- [16] E. Caurier, ANTOINE code, IReS, Strasbourg 1989–2002.
- [17] E. Caurier and F. Nowacki, Acta Phys. Pol. B **30**, 705 (1999).
- [18] F. Nowacki and A. Poves, Phys. Rev. C **79**, 014310 (2009).
- [19] E. Caurier *et al.*, Rev. Mod. Phys. **77**, 427 (2005).
- [20] H. Noya, A. Arima, and H. Horie, Prog. Theor. Phys. **8**, 33 (1958).
- [21] R. W. Ibbotson, T. Glasmacher, P. F. Mantica, and H. Scheit, Phys. Rev. C **59**, 642 (1999).
- [22] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. II.
- [23] A. D. Davies *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 112503 (2006); A. E. Stuchbery *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 054307 (2006).
- [24] J.-F. Berger, M. Girod, and D. Gogny, Comput. Phys. Commun. **63**, 365 (1991).
- [25] J. Libert, M. Girod, and J.-P. Delaroche, Phys. Rev. C **60**, 054301 (1999).

Nous avons poursuivi notre étude par la mesure du moment quadripolaire électrique de cet état isomère.

4.2.2 Moment quadripolaire électrique

Malgré que cet état soit attendu avec une déformation proche de la sphéricité, un moment quadripolaire spectroscopique non-nul est prédit. Le taux de production de ^{43}S au GANIL n'étant pas suffisant pour mener à bien cette mesure, nous avons proposé cette expérience à RIKEN où le taux de production espéré est environ 10 fois plus important. Nous avons donc réalisé cette expérience auprès de la nouvelle installation de production de faisceaux radioactifs RIBF à RIKEN [10, 11].

La publication des résultats obtenus est présentée dans la suite.

Is the $7/2^-$ Isomer State of ^{43}S Spherical?

R. Chevrier,¹ J. M. Daugas,¹ L. Gaudefroy,¹ Y. Ichikawa,² H. Ueno,² M. Hass,³ H. Haas,⁴ S. Cottenier,⁵ N. Aoi,⁶ K. Asahi,⁷ D. L. Balabanski,⁸ N. Fukuda,² T. Furukawa,⁹ G. Georgiev,¹⁰ H. Hayashi,⁷ H. Iijima,⁷ N. Inabe,² T. Inoue,⁷ M. Ishihara,² Y. Ishii,⁷ D. Kameda,² T. Kubo,² T. Nanao,⁷ G. Neyens,¹¹ T. Ohnishi,² M. M. Rajabali,¹¹ K. Suzuki,⁷ H. Takeda,² M. Tsuchiya,⁷ N. Vermeulen,¹¹ H. Watanabe,² and A. Yoshimi¹²

¹CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France

²RIKEN Nishina Center, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

³Department of Particle Physics, Weizmann Institute of Science, Rehovot 76100, Israel

⁴CERN/PH-IS, 1211 Geneve-23, Switzerland

⁵Center for Molecular Modeling, Department of Materials Science and Engineering, Ghent University, Technologiepark 903, BE-9052 Zwijnaarde, Belgium

⁶Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Ibaraki, Osaka 567-0047, Japan

⁷Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, 2-12-1 Oh-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8551, Japan

⁸Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Bulgarian Academy of Sciences, 1784 Sofia, Bulgaria

⁹Department of Physics, Tokyo Metropolitan University, 1-1 Minami-Osawa, Hachioji-shi, Tokyo 192-0397, Japan

¹⁰CSNSM, CNRS/IN2P3, 91405 Orsay-Campus, France

¹¹Instituut voor Kern-en Stralingsfysica, K U Leuven, B-3001 Leuven, Belgium

¹²Research Core for Extreme Quantum World, Okayama University, Okayama 700-8530, Japan
(Received 13 December 2011; published 16 April 2012)

We report on the spectroscopic quadrupole moment measurement of the $7/2^-$ isomeric state in $^{43}_{16}\text{S}_{27}$ [$E^* = 320.5(5)$ keV, $T_{1/2} = 415(3)$ ns], using the time dependent perturbed angular distribution technique at the RIKEN RIBF facility. Our value, $|Q_s| = 23(3)$ efm², is larger than that expected for a single-particle state. Shell model calculations using the modern SDPF-U interaction for this mass region reproduce remarkably well the measured $|Q_s|$, and show that non-negligible correlations drive the isomeric state away from a purely spherical shape.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.162501

PACS numbers: 21.60.Cs, 21.10.Ky, 23.35.+g

Thanks to recent developments of intense radioactive beams, unexplored landscapes of the Segré chart such as the structure of nuclei far from the stability line can now be investigated in detail. One of the most striking results from the two last decades is the modification or disappearance of the so-called “magic numbers” in exotic nuclei. The first evidence for such structure modification was observed in $N = 20$ neutron-rich nuclei [1]. Similar information has been found for exotic nuclei around $N = 28$ [2]. For the latter nuclei, the set of available theoretical [3,4] and experimental [5–9] data provide a coherent description of the gradual erosion of the $N = 28$ gap and the onset of deformation from the spherical ^{48}Ca nucleus towards the neutron-rich and oblate deformed ^{42}Si nucleus [10]. Midway from these two extremes lie the sulfur isotopes of transitional nature, for which spherical or deformed shape coexistence is expected in $^{43,44}\text{S}$ mainly based on theoretical interpretations of recent experimental data [11,12]. However, no definitive experimental evidence assess shape coexistence in these isotopes. Within the shell model (SM) framework, shape transitions in this mass region reflect the strong increase of correlation energy while moving away from the stability line [13,14]. From a recent interpretation of in-beam γ -ray spectroscopy data in exotic Si isotopes, the aforementioned increase of the correlation energy was mainly ascribed to proton-neutron

interactions [15]. The latter would be responsible for the inversion between *natural* (i.e., rather spherical) and *intruder* (i.e., deformed) configurations in both $^{43,44}\text{S}$. For the ^{43}S isomeric state [$E^* = 320.5(5)$ keV, $T_{1/2} = 415(4)$ ns], the spin-parity $J^\pi = 7/2^-$ resulting from the natural orbital configuration $(\nu f_{7/2})^{-1}$ can be inferred from the very good agreement of SM calculations with the recently measured magnetic moment [$g^{\text{exp}} = -0.317(4)$, $g^{\text{SM}} = -0.280$] [12]. The SM furthermore predicts that this normal configuration coexists with the intruder prolate deformed $3/2^-$ ground state (g.s.).

In order to verify this scenario in ^{43}S , two experimental observations are still missing: (i) evidence for the rotational band built on top of the suspected intruder prolate ground state of the nucleus and (ii) determination of the rather spherical nature of the isomeric state. In this Letter we report on the measurement of the spectroscopic quadrupole moment of the $7/2^-$ isomeric state using the TDPAD technique [16] on spin-aligned nuclei produced from an in-flight ^{43}S fragment beam [17–21]. The results suggest that correlations drive the isomeric state away from a purely spherical shape.

The TDPAD method was applied on spin-aligned ^{43m}S produced via the fragmentation of a ^{48}Ca beam at both high intensity (4 μeA) and energy (345A $\cdot$ MeV). The primary beam impinged on a 4-mm thick ^9Be target, located at the

entrance of the BigRIPS spectrometer at the RIKEN RIBF facility in Japan [22]. The fully stripped fragments were selected through the spectrometer using a 15-mm thick Al achromatic degrader placed at the intermediate dispersive plane. Since the fragments' time of flight was ≈ 430 ns in the nuclear frame, $\approx 50\%$ of the produced ^{43}S isomers reached the detection system located at the focal plane of the spectrometer at about 70 m from the production target. They were slowed down by a 10-mm thick Al degrader and implanted in an appropriate host material. A 0.1-mm thick plastic scintillator, located 1.5 m upstream from the host, provided a start signal for the TDPAD measurement and was used to monitor the implantation rate ($\approx 8 \times 10^3$ out of 1.5×10^4 implanted fragments per second were ^{43}S nuclei) and to determine the ion arrival time. The g factor of ^{43m}S was first measured in order to validate the method and to perform the momentum selection where the spin-alignment was the highest. ^{43m}S fragments were selected both in the center and the outermost wing of the longitudinal momentum distribution, and implanted in an annealed 3-mm thick Cu host placed between the poles of an electromagnet providing a static magnetic field $\vec{B}$ in the vertical direction with a strength $B = 0.670(1)$ T. It was used to induce a Larmor precession of the spin-aligned ^{43m}S fragments. The 320.5 keV γ -ray deexciting the isomer was recorded with four high-purity germanium detectors (HPGe), placed in the horizontal plane around the host at 45° with respect to the beam axis and 90° with respect to each other. Time and energy information were collected on an event-by-event basis. By gating on the 320.5 keV $E2(7/2_1^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-)$ decay transition, the time spectrum of each detector was used to generate the ratio $R(t)$:

$$R(t) = \frac{I_{34}(\theta = \pm 45^\circ, t) - \epsilon I_{12}(\theta = \pm 135^\circ, t)}{I_{34}(\theta = \pm 45^\circ, t) + \epsilon I_{12}(\theta = \pm 135^\circ, t)}, \quad (1)$$

where I_{ij} is the sum of the photopeak intensities in Ge detectors i and j , θ is the detection angle with respect to the beam axis, and ϵ is a normalization coefficient. The measured decay time of the $7/2_1^-$ isomeric state yields a half-life of 415(3) ns. Figure 1 displays the $R(t)$ functions for fragments selected (a) in the center and (b) in the wing of the momentum distribution. The amplitude of each oscillation is related to the amount of spin alignment of the fragments [17]. In this case, the optimum alignment is achieved in the center of the momentum distribution with a value of $+8.1(9)\%$. When selected in the outermost wing of the momentum distribution, the fragments exhibit an alignment of $-2.8(6)\%$, limiting the accuracy in determining the g -factor. The g factor extracted from the data set reported in Fig. 1(a) amounts to $-0.312(12)$, in agreement with that reported in Ref. [12]. Knowing g , one can determine the angle α [19] of the spin-orientation axis (Z_{OR}) (i.e., the symmetry axis of the spin-aligned ensemble) with respect to the beam axis at the implantation position. The

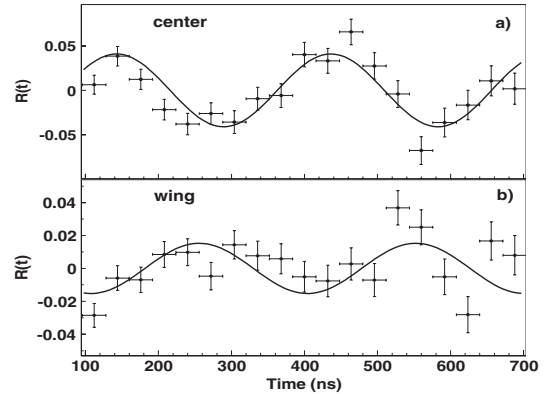


FIG. 1. $R(t)$ function for the $E2(7/2_1^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-)$ transition in the case of fragments selected at (a) the center and (b) the outermost wing of the momentum distribution.

angle is given by $\alpha = -\theta_c(1 - \frac{gA}{2Q})$, with $\theta_c = 60^\circ$ the angle between the ^{43}S secondary beam at the target position and at the implantation position, A and Q the mass number and the charge state (here $Q = Z$) of the selected fragment. We find $\alpha = 86^\circ$.

For the quadrupole moment measurement, fragments were implanted in a pyrite (FeS_2) single crystal host, providing an electric field gradient (EFG) V_{zz} . Fe atoms occupy a face-centered cubic sublattice in which sulfur atoms are grouped as S_2 dimers directed along $\langle 111 \rangle$ directions [23]. Consequently, the EFG has four components oriented along $\langle 111 \rangle$ axes at the sulfur positions. By orienting any of the three major axis $\langle 100, 001, \text{ or } 010 \rangle$ along the beam one ($\langle 010 \rangle$ in present case), the four EFG components make an angle of $\sim 55^\circ$ with respect to the beam and chosen axes. The highest anisotropy is found when gamma detectors are set perpendicular to the beam direction, as shown in Fig. 2.

The photopeak intensities used in Eq. (1) are $I_i(t) = I_0 e^{-t/\tau} W(\theta_i, \phi_i, t)$, where θ_i and ϕ_i are the angles in spherical coordinates of detector i with respect to the laboratory reference frame, I_0 the photopeak intensity at

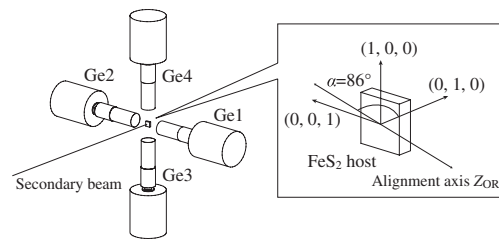


FIG. 2. Schematic view of the experimental setup for the quadrupole moment measurement.

$t = t_0$, and τ the lifetime of the isomeric state. The perturbed angular distribution $W(\theta_i, \phi_i, t)$ is defined by perturbation coefficients, which consist of a superposition of harmonics with basic frequency $\omega_0 = \frac{6\pi\nu_Q}{4J(2J-1)}$, where ν_Q is the quadrupole frequency [24]. The spectroscopic quadrupole moment Q_s can be deduced from the quadrupole frequency as $Q_s = \nu_Q h / eV_{zz}$. The $R(t)$ function is displayed in Fig. 3. A χ^2 -minimization procedure was used to determine the parameters and their statistical errors. The free parameters in the fit were the amplitude, ν_Q and t_0 . Since the sign of Q_s is only accessible with a spin-polarized nuclear ensemble, only the absolute value was extracted. The value of the quadrupole frequency obtained is $|\nu_Q(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 76(3)$ MHz. The amount of alignment is $+2.6(6)\%$, which corresponds to 32% of the alignment observed in the g -factor measurement for a similar selection of the momentum distribution. Possible reasons for such a reduction are that not all ^{43}mS fragments are implanted in a sulfur site in the FeS_2 host and there exist complex four EFG components in the crystal.

In order to determine the spectroscopic quadrupole moment $|Q_s|$ from $|\nu_Q|$, one has to know the value of the EFG at a sulfur nucleus site in a FeS_2 crystal. We adopt this value from *ab initio* calculations within the framework of density functional theory [25–27], as implemented in the WIEN2K package [28] for periodic solids. A similar procedure as used in Refs. [29–31] is applied using the technical settings reported in Ref. [32]. The numerical convergence of present calculations was carefully verified. We obtain an EFG at the Fe nucleus of -3.65×10^{-21} V/m², which can be checked against an experimental value of -3.75×10^{-21} V/m² [33]. This gives confidence that the EFG for S, $+14.14 \times 10^{-21}$ V/m², obtained by the same calculation, is reliable as well. Using this value, the spectroscopic quadrupole moment of the $7/2_1^-$ isomer in ^{43}S is $|Q_s(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 23(3)$ efm².

Shell model calculations were performed using the ANTOINE code [34,35] and the SDPF-U interaction [36] within the full $sd(fp)$ valence space for protons (neutrons)

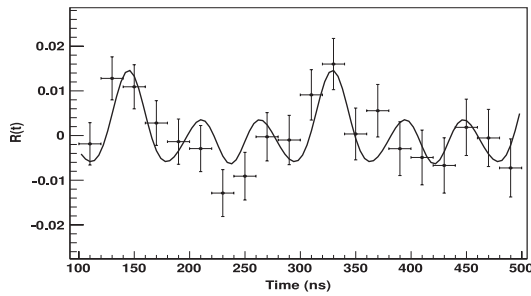


FIG. 3. $R(t)$ function for the $E2(7/2_1^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-)$ transition deexciting the $7/2_1^-$ isomer.

to compare with our result. Values for the effective charges $e_\pi = 1.35e$, $e_\nu = 0.35e$, and g factors $g_l^\pi = 1.1$, $g_s^\pi = 4.1895$, $g_l^\nu = -0.1$, $g_s^\nu = -2.8695$ [36] were used for protons and neutrons, respectively, in order to estimate electromagnetic properties. The present theoretical approach using the same interaction has already been shown to provide a fairly good description of the evolution of the nuclear structure from the stability line toward exotic neutron-rich nuclei at $N = 27$, 28, and 29 [9–12,14,15,36,37]. The calculated level scheme for ^{43}S , restricted to states of interest here, is shown in Fig. 4. We note that the calculated excitation energy of the $7/2_1^-$ state ($E^* = 728$ keV) is overestimated by about 400 keV. This deviation could be ascribed to an underestimation of the binding energy of the isomeric state or an overestimation of the binding energy of the ground state. The calculated spectroscopic quadrupole moment of the $7/2_1^-$ isomer is $Q_s^{\text{SM}} = +25$ efm², in remarkable agreement with the measured value. It is significantly larger than that expected for a single hole in the $\nu f_{7/2}$ orbit, which is $Q_{s,p} \approx 4$ efm². The latter was estimated from the simple relation $Q_{s,p} = -e_j \frac{2j-1}{2j+2} \langle r_j^2 \rangle$, where $e_j = 0.35e$ stands for the effective charge of the unpaired neutron lying in the $f_{7/2}$ orbit, and $\langle r_j^2 \rangle = 17$ fm² is the mean square radius for that orbit estimated using the wave function (WF) obtained from a Wood-Saxon potential with standard parameters. This single-particle limit is in perfect agreement with that calculated within the present SM approach for ^{47}Ca [$Q_s^{\text{SM}}(^{47}\text{Ca}_{g.s.}) = 3.9$ efm²]. The origin of the increased ^{43}S quadrupole moment is addressed in the following, using SM calculations.

Among the states calculated above the isomer, only the $9/2_1^-$ state shows strong electromagnetic transitions to the $7/2_1^-$ state (see Fig. 4). The reduced transition probabilities between higher angular momentum states and both the

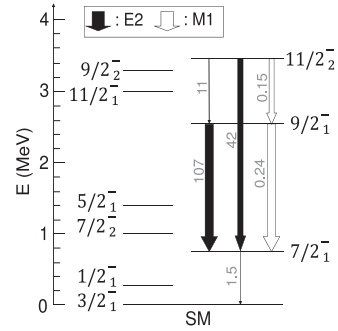


FIG. 4. Predicted low-lying level scheme for ^{43}S . The left side displays the predicted rotational band built on top of the ground state [12]. Transition probabilities [in $e^2 \text{ fm}^4$ (μ_N) for $E2$ ($M1$) transitions] are reported along the arrows.

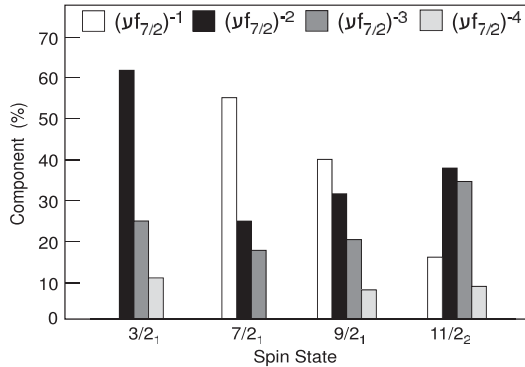


FIG. 5. Percentage of natural $(\nu f_{7/2})^{-1}$ and intruder $(\nu f_{7/2})^{-2,-3,-4}$ neutron configurations in the wave functions of states of interest. Components contributing less than 5% are not represented.

$7/2_1^-$ and $9/2_1^-$ states are weaker than those between the two latter states (see Fig. 4 for the $11/2_2^-$). Therefore, present SM calculations do not show a clear indication for deformed structure built on top of the $7/2_1^-$ isomer.

In order to get a better understanding of the structure of the isomer and higher lying states reported in Fig. 4, their WFs have been decomposed in terms of *natural* and *intruder* neutron configurations. The former corresponds to a single hole in the $\nu f_{7/2}$ orbit, while the latter correspond to configurations for which at least one neutron has been promoted from the $\nu f_{7/2}$ orbit toward higher $f p$ orbits. The results of the decomposition are displayed in Fig. 5.

The ground state neutron WF of ^{43}S is dominated by intruder configurations, the natural one contributing less than 1%. We note that states belonging to the ground state rotational band predicted in that nucleus [12] exhibit similar WF decompositions. Experimentally the $7/2_2^-$ state has been identified as a rotational state [38,39]. A more detailed description of the corresponding WFs in terms of proton and neutron components is shown in Fig. 7 of Ref. [37]. The natural neutron configuration $(\nu f_{7/2})^{-1}$ is the most prominent for the $7/2_1^-$ isomer (53%). However, intruder neutron configurations account for the rest of the neutron WF (i.e., 47%), most of which correspond to one and two neutron excitations across the $N = 28$ shell gap (see Fig. 5). The natural configuration is also found in higher lying states considered here, but its contribution gradually decreases while moving higher in excitation energy. Already for the $9/2_1^-$ state, the contribution of the $(\nu f_{7/2})^{-1}$ configuration is less than those from intruder configurations. The difference between the WF of the isomer state and the WFs of the states lying above the isomer corroborate the absence of deformed structure in these states. The non-negligible contribution of intruder

configurations to the neutron WF of the isomer reflects the relatively large amount of multipole energy (i.e., correlation energy) contributing to the total energy of the isomer (see Ref. [14] for a detailed study in this mass region). Indeed, for the well-correlated ground state of the nucleus, the correlation energy amounts to about 16 MeV, while for the $7/2_1^-$ isomer, it amounts to 13 MeV. These values should be compared to that found in Ca isotopes around $N = 28$ of about 2 MeV. As recently shown, proton-neutron correlations give a large contribution to these values of correlation energy [15]. The latter induces non-negligible configuration mixing in the WF of the isomer responsible for the departure of its spectroscopic quadrupole moment from the single-particle limit.

In summary, we report on the measurement of the quadrupole moment of the $7/2_1^-$ isomer in ^{43}S using the TDPAD method on spin-aligned fragments selected through the BigRIPS separator at RIKEN. The measured spectroscopic quadrupole moment, $|Q_s(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 23(3) \text{ efm}^2$, is significantly larger than that expected for a single-particle state. Shell model calculations reproduce remarkably well our experimental value. Within this approach, no deformed structure is found on top of the isomer. Although the natural neutron configuration $(\nu f_{7/2})^{-1}$ is prominent in the wave function of the isomer, SM calculations show that intruder neutron configurations arising from proton-neutron correlations have a non-negligible impact on the structure of this state. In particular, intruder configurations are understood to be reason behind the relatively large quadrupole moment reported for that state. *Sensu stricto*, the studied isomer in ^{43}S cannot be regarded as a spherical state. However, while correlations are at play for this state, they are not developed enough to drive the state towards deformation since no deformed structure is predicted on top of it. Therefore the properties of the $7/2_1^-$ isomer in ^{43}S are understood as a remnant effect of the eroding $N = 28$ shell closure. In order to give unambiguous evidence of shape coexistence in the low-lying structure of ^{43}S , it would be of great interest to experimentally identify the states belonging to the predicted rotational band built on top of the ground state.

The authors are thankful to the staff at RIBF at RIKEN and to T. Ahn for reading the manuscript. The experiment was performed under Program No. NP0906-RIBF06 at RIBF, operated by RIKEN Nishina Center and CNS, the University of Tokyo. This work was supported by the Japanese-French Hubert Curien partnership (PHC), implemented by the Japanese Society for the Promotion Science (JSPS) and the French Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (MESR) et des Affaires Étrangères et Européennes (MAEE), the BriX IAP P6/23 project of OSTC Belgium, the Grant-in Aid for Scientific Research (No. 20532089) of Japan, and the Bulgarian National Science Fund, Grants No. DID-02/16 and No. DRNF-02/5.

- [1] C. Détraz, D. Guillemaud, G. Huber, R. Klapisch, M. Langevin, F. Naulin, C. Thibault, L. C. Carraz, and F. Touchard, *Phys. Rev. C* **19**, 164 (1979).
- [2] O. Sorlin and M.-G. Porquet, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **61**, 602 (2008).
- [3] V.E. Oberacker, A.S. Umar, E. Terán, and A. Blazkiewicz, *Phys. Rev. C* **68**, 064302 (2003).
- [4] S. Peru, M. Girod, and J.F. Berger, *Eur. Phys. J. A* **9**, 35 (2000).
- [5] O. Sorlin *et al.*, *Phys. Rev. C* **47**, 2941 (1993).
- [6] F. Sarazin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5062 (2000).
- [7] P. Himpe *et al.*, *Phys. Lett. B* **658**, 203 (2008).
- [8] D. Sohler *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 054302 (2002).
- [9] M. De Rydt *et al.*, *Phys. Rev. C* **81**, 034308 (2010).
- [10] B. Bastin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 022503 (2007).
- [11] C. Force *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 102501 (2010).
- [12] L. Gaudefroy *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 092501 (2009).
- [13] E. Cauriera, F. Nowackia, and A. Povesb, *Nucl. Phys. A* **742**, 14 (2004).
- [14] L. Gaudefroy, *Phys. Rev. C* **81**, 064329 (2010).
- [15] D. Sohler *et al.*, *Phys. Lett. B* **703**, 417 (2011).
- [16] M. Hass, E. Dafni, H.H. Bertschat, C. Broude, F.D. Davidovsky, G. Goldring, and P.M.S. Lesser, *Nucl. Phys. A* **414**, 316 (1984).
- [17] G. Neyens, *Rep. Prog. Phys.* **66**, 633 (2003).
- [18] W.-D. Schmidt-Ott *et al.*, *Z. Phys. A* **350**, 215 (1994).
- [19] G. Georgiev *et al.*, *J. Phys. G* **28**, 2993 (2002).
- [20] I. Matea *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 142503 (2004).
- [21] N. Vermeulen *et al.*, *Phys. Rev. C* **75**, 051302(R) (2007).
- [22] T. Kubo, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **97**, 204 (2003).
- [23] M. Birkholz, *J. Phys. Condens. Matter* **4**, 6227 (1992).
- [24] R.M. Steffen and K. Alder, in *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, edited by W.D. Hamilton (North Holland, Amsterdam, 1975), Chaps. 12 and 13.
- [25] P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev.* **136**, B864 (1964).
- [26] W. Kohn and L.J. Sham, *Phys. Rev.* **140**, A1133 (1965).
- [27] S. Cottenier, *Density Functional Theory and the Family of (L)APW-Methods: A Step-by-Step Introduction* (Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, KULeuven, Belgium, 2002), ISBN (freely available from http://www.wien2k.at/reg_user/textbooks).
- [28] P. Blaha *et al.*, *WIEN2k, An Augmented Plane Wave + Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties* (Karlheinz Schwarz, Techn. Universitat Wien, Austria, 1999), ISBN .
- [29] P. Dufek, P. Blaha, and K. Schwarz, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3545 (1995).
- [30] L. Errico, G. Darriba, M. Rentería, Z. Tang, H. Emmerich, and S. Cottenier, *Phys. Rev. B* **77**, 195118 (2008).
- [31] H. Haas and J.G. Correia, *Hyperfine Interact.* **198**, 133 (2010).
- [32] Technical settings were: PBE functional, $R_{\text{MT}}^{\text{Fe}} = 2.05$ a.u., $R_{\text{MT}}^{\text{S}} = 1.95$ a.u., $K_{\text{max}} = 7.0/R_{\text{MT}}^{\text{min}} = 3.59$ a.u.⁻¹, 249 k points in the irreducible part of the Brillouin zone ($18 \times 18 \times 18$), experimental lattice parameter ($a_0 = 5.412$ Å) together with an *ab initio* determined S position ($x = 0.38267$).
- [33] B. J. Evans, R. G. Johnson, F.E. Senftle, C. Blaine Cecil, and F. Dulong, *Geochim. Cosmochim. Acta* **46**, 761 (1982).
- [34] E. Caurier, ANTOINE code, IReS, Strasbourg 1989-2002.
- [35] E. Caurier and F. Nowacki, *Acta Phys. Pol. B* **30**, 705 (1999).
- [36] F. Nowacki and A. Poves, *Phys. Rev. C* **79**, 014310 (2009).
- [37] L. Gaudefroy *et al.*, *Phys. Rev. C* **78**, 034307 (2008).
- [38] R.W. Ibbotson, T. Glasmacher, P.F. Mantica, and H. Scheit, *Phys. Rev. C* **59**, 642 (1999).
- [39] L. A. Riley *et al.*, *Phys. Rev. C* **80**, 037305 (2009).

4.2.3 Interprétations

En raison de la sensibilité des moments nucléaires sur les propriétés de la fonction d'onde des particules individuelles de l'état étudié, et des informations obtenues sur la collectivité de cette état, nous avons confronté les résultats expérimentaux à des calculs de type modèle en couches et champ moyen HFB afin d'avoir une description de la structure du noyau de ^{43}S .

Dans un premier temps nous avons comparé la valeur du facteur gyromagnétique $g = -0.317(4)$ avec les valeurs de Schmidt présentées dans le tableau 2.1. En utilisant un moment effectif tel que $g_s^{eff} = 0.7g_s^{libre}$, la valeur expérimentale obtenue lors de notre expérience est en accord avec la présence d'un neutron libre dans la couche $f_{7/2}$, $g_s^{eff} = -0.383$, suggérant un spin $7/2^-$ pour l'état isomère. De plus, d'après les arguments énergiques et les règles de sélection pour les transitions de multipolarités E2, le spin et la parité de l'état fondamental, $J^\pi = 3/2^-$, du noyau de ^{43}S est déduite. Cette valeur de spin correspond à l'excitation de neutrons au-delà de la couche $N = 28$. Ce résultat établit donc fermement l'érosion de la fermeture de couche $N = 28$ dans les isotopes riches en neutrons.

Les calculs de type modèle en couches utilisant l'interaction SDPF-U [46] ont été réalisés dans l'espace de valence πsd et νpf en prenant des charges effectives $\delta e_\nu = \delta e_\pi = 0.35e$. L'état fondamental est calculé pour être un état de spin $3/2^-$. Cet état est prédit comme tête de bande de la bande de rotation découplée $K^\pi = 1/2^-$. La fonction d'onde de cet état est dominée par la présence d'un neutron dans l'orbitale $\nu p_{3/2}$. Les configurations les plus importantes sont représentées dans le tableau 4.2. Le premier état excité calculé est un état de spin $7/2^-$ situé à

%	$\pi d_{5/2}$	$\pi s_{1/2}$	$\pi d_{3/2}$	$\pi f_{7/2}$	$\nu f_{7/2}$	$\nu p_{3/2}$	$\nu f_{5/2}$	$\nu p_{1/2}$
23.2	6	0	2	0	6	1	0	0
10.5	6	1	1	0	6	1	0	0
7.7	6	2	0	0	6	1	0	0
5.2	6	1	1	0	5	2	0	0
4.2	5	1	2	0	6	1	0	0
3.7	6	0	2	0	5	2	0	0
2.7	6	0	2	0	6	0	0	1

Tableau 4.2 – Principales configurations de la fonction d'onde de l'état fondamental $3/2^-$ du ^{43}S

une énergie de 728 keV. L'énergie d'excitation de cet état est surestimée d'environ

400 keV par rapport à la valeur expérimentale. La fonction d'onde de cet état est dominée par la présence d'un trou dans l'orbitale $\nu f_{7/2}$. Les configurations les plus importantes sont représentées dans le tableau 4.3.

%	$\pi d_{5/2}$	$\pi s_{1/2}$	$\pi d_{3/2}$	$\pi f_{7/2}$	$\nu f_{7/2}$	$\nu p_{3/2}$	$\nu f_{5/2}$	$\nu p_{1/2}$
27.6	6	0	2	0	7	0	0	0
8.5	6	2	0	0	7	0	0	0
8.1	6	1	1	0	7	0	0	0
6.7	6	1	1	0	6	1	0	0
5.4	5	2	1	0	6	1	0	0
3.5	6	0	2	0	5	2	0	0
3.1	4	2	2	0	7	0	0	0

Tableau 4.3 – Principales configurations de la fonction d'onde de l'état isomère $7/2^-$ du ^{43}S

Les moments nucléaires calculés sont $g = -0.280$ et $Q_s = +25 \text{ efm}^2$. Expérimentalement nous avons obtenu pour le facteur gyromagnétique $g = -0.317(4)$ et pour le moment quadripolaire électrique spectroscopique $|Q_s| = 23(3) \text{ efm}^2$. Cet état isomère est cependant prédit pour avoir une forme proche de la sphéricité où le moment quadripolaire spectroscopique est attendu pour être proche de 0 pour un état de particule individuelle. La fonction d'onde de cet état isomère ayant une configuration dominante $(\nu f_{7/2})^{-1}$ possède un fort pourcentage de configurations intruses, ce qui explique le fait que son moment quadripolaire électrique est différent du moment quadripolaire électrique attendu pour un état sphérique ayant une configuration de particule individuelle. Les calculs des facteurs gyromagnétiques des états de spin $7/2^-$ provenant de l'orbitale $\nu f_{7/2}$ le long de la chaîne des isotones $N = 27$ est présentés dans la figure 4.7. Un très bon accord est trouvé entre les valeurs expérimentales et celles provenant du calcul de type modèle en couches utilisant l'interaction SDPF-U, validant le spin du ^{43m}S .

Les calculs de type modèle en couches reproduisent les moments nucléaires de l'état isomère $7/2^-$ du noyau de ^{43}S . Dans cette approche aucune structure déformée n'est observée concernant l'état isomère. Bien que la configuration normale $(\nu f_{7/2})^{-1}$ est importante dans la fonction d'onde de cet état, les calculs montrent que les configurations intruses découlant des corrélations de protons-neutrons ont un impact sur la structure de cet état.

Des calculs de type champ moyen HFB et au-delà GCM+GOA [34] ont été

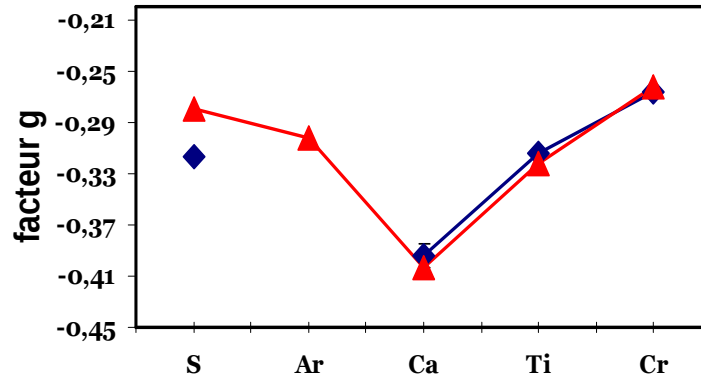


Figure 4.7 – Facteurs gyromagnétiques expérimentaux (losanges) et provenant du calcul de type modèle en couches (triangles).

réalisés en utilisant la force de Gogny D1S [32, 33]. Ces calculs en symétrie axiale ont été obtenus grâce à la procédure de blocage d'une quasi-particule neutron dans les orbitales $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$. Le résultat de ces calculs est présenté dans la figure 4.8. L'état fondamental est prédit provenir de l'orbitale intruse $\nu p_{3/2}$ impliquant un état $K^\pi = 1/2^-$ allongé $\beta = +0.35$. L'état isomère est quand à lui prédit proche du sphérique. Le noyau ayant une très faible déformation la projection sur l'axe de symétrie K^π n'est plus un bon nombre quantique, par conséquent il n'est pas possible d'extraire un moment quadripolaire pour les états proches de la sphéricité. Pour l'état fondamental un moment quadripolaire spectroscopique $Q_s = -15 \text{ efm}^2$ est calculé. Le paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{I} = 103 \text{ keV}$ et le paramètre de découplage $a = -1.126$ déduits des calculs ont permis de calculer les états de la bande de rotation découplée construite sur cet état en utilisant la formule 4.1.3. Les résultats de ces calculs sont présentés dans la figure 4.9. Ces calculs sont comparés aux niveaux expérimentaux assignés comme appartenant à la bande de rotation de l'état fondamental [43].

L'état isomère du noyau de ^{43}S [$E^* = 320.5(5) \text{ keV}$, $t_{1/2} = 415(5) \text{ ns}$] a été soigneusement étudié grâce aux mesures de ces moments nucléaires. Le facteur gyromagnétique obtenu $g = -0.317(4)$ nous a permis de déterminer que cet état provenait de la couche $\nu f_{7/2}$. Le moment magnétique nucléaire expérimental $\mu = -1.110(14) \mu_N$ est en bon accord avec les calculs de type modèle en couches validant les attributions du spin et de la parité $J^\pi = 7/2^-$. Ces calculs indiquent que cet état isomère est l'état de configuration naturelle de l'isotope ^{43}S . L'étape

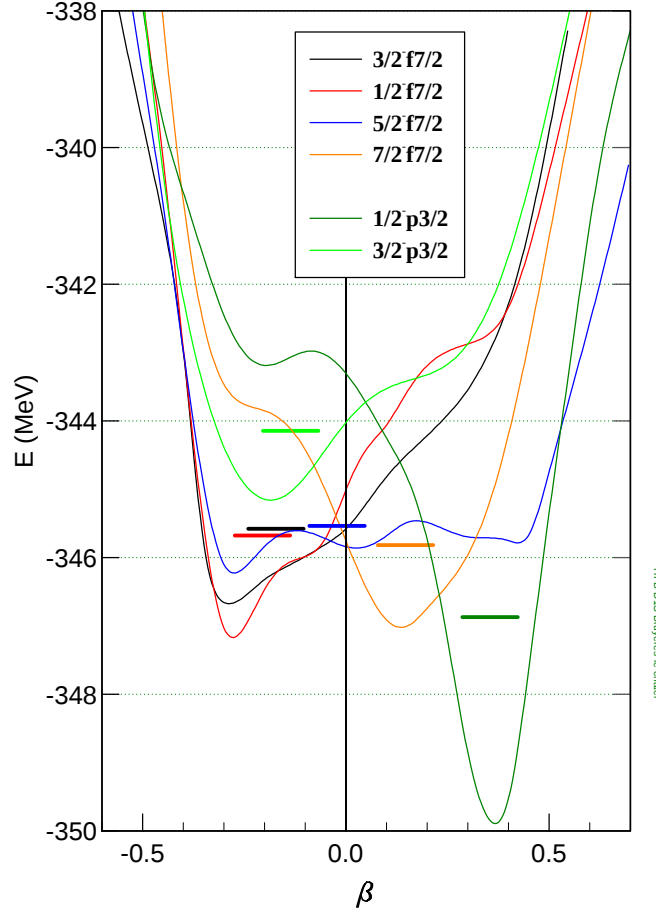


Figure 4.8 – Résultats des calculs de type HFB représentant l'évolution des surfaces d'énergie potentielles des premiers états excités du noyau de ^{43}S en fonction de la déformation quadripolaire. Sont représentés les états K^π provenant des calculs au-delà du champ moyen.

suivante consistait à mesurer son moment quadripolaire électrique. La valeur rapportée $|Q_s| = 23(3) \text{ efm}^2$, est en accord avec les calculs de type modèle en couches et confirme le fait que cet état est proche de la sphéricité. Des calculs de type HFB et au-delà réalisés arrivent aux mêmes conclusions. L'érosion de la couche $N = 28$ implique l'intrusion de l'orbitale $\nu p_{3/2}$ qui devient l'état fondamental et impose une coexistence de forme allongée $\beta = +0.35$ - sphérique entre les deux premiers états excités du noyau de ^{43}S . Il a été possible de construire une bande de rotation découplée sur l'état fondamental. Des expériences dédiées à la détermination de cette bande et aux mesures de moments nucléaires de l'état

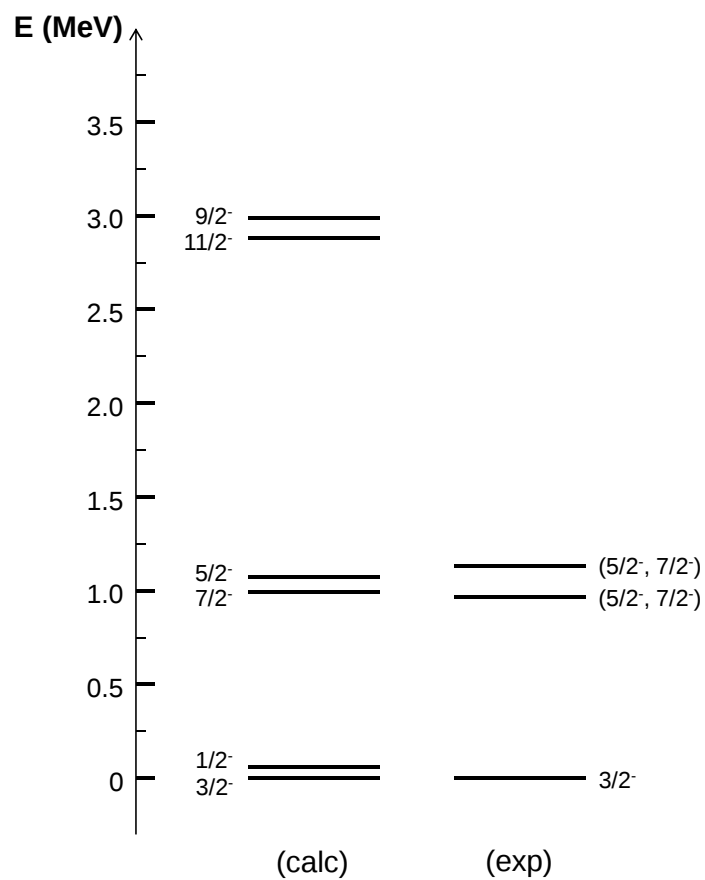


Figure 4.9 – Bande rotationnelle découplée $K^\pi = 1/2^-$ en utilisant les paramètres calculés $\hbar^2/2\mathcal{I} = 103 \text{ keV}$ et $a = -1.126$.

fondamental permettront de valider les prédictions.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

Le travail accompli depuis plus d'une décennie a tout d'abord permis de mettre en œuvre des expériences consacrées aux mesures de moments nucléaires d'états isomères produits par réaction de fragmentation du projectile. Grâce à ce type de réaction nous avons pu étudier des noyaux riches en neutrons. Les expériences présentées dans ce rapport ont permis d'apporter des informations pertinentes sur la structure nucléaire dans les régions d'intérêt $N = 40$, $Z < 28$ et $N = 28$.

Dans la première partie de ce rapport ont été présentées les mesures des moments nucléaires de l'état isomère du ^{61}Fe . Des calculs de type modèle en couches et au-delà du champ moyen ont permis d'interpréter les résultats obtenus, notamment que cet état isomère est construit sur l'orbitale $\nu g_{9/2}$, qu'il est déformé allongé $\beta = +0.26(4)$, et que, il est la tête de bande de la bande de rotation découplée $K^\pi = 1/2^+$. Les résultats ont révélés que l'orbitale $\nu g_{9/2}$ joue un rôle important pour les isotopes $Z < 28$ et $N > 34$, confirmant la non magieité de la sous-couche $N = 40$. Cette observation est confirmée par des expériences dédiées à l'étude des isotopes plus exotiques [47, 48, 49, 50] où l'augmentation de la collectivité observée autour de $N = 40$ est due à l'occupation de neutrons dans les orbitales d'énergie supérieure.

Dans la seconde partie de ce rapport ont été présentées les mesures des moments nucléaires de l'état isomère du ^{43}S . Les résultats obtenus ont permis d'apporter la preuve de l'érosion de la couche $N = 28$ caractérisée par l'intrusion d'une orbitale sphérique de plus haute énergie impliquant une coexistence de forme sphérique/allongé respectivement entre l'état isomère et l'état fondamental. Des calculs de type modèle en couches et au-delà du champ moyen ont permis d'interpréter et d'avoir une fidèle reproduction des résultats. Les études menées

depuis une vingtaine d'année autour de $N = 28$ ont permis de comprendre au mieux les différents aspects de la force nucléaire, tels que les termes centraux, spin-orbite, tenseurs, etc... [51, 52]. Cette région de la carte des noyaux est désormais bien connue. L'étude des isotopes encore plus exotiques approchant la limite de stabilité nucléaire permettra d'apporter et de valider les derniers ajustements dans le but d'asseoir notre compréhension de l'interaction nucléaire dans des conditions extrêmes d'isospin.

La pertinence des informations recueillies lors des expériences discutées dans ce manuscrit nous amène à aller explorer des régions encore peu connues afin d'obtenir des informations sur la structure nucléaire. Dans les paragraphes suivants sont présentées les régions d'intérêt ainsi que les expériences à réaliser pour mener à bien ces études.

L'étude de la structure nucléaire des isotopes autour de $N = 40$ est actuellement menée et fortement débattue [50, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64]. Les facteurs gyromagnétiques de certains états isomères ont été mesurés, notamment les états interprétés comme étant de spin $9/2^+$, provenant d'un neutron dans la couche $g_{9/2}$, des isotopes de $^{65,67}\text{Ni}$ [7, 16]. Le moment magnétique de l'état isomère de l'isotope de masse 67 est cependant 2 fois plus petit, en valeur absolue, que celui des isotopes de masses 63 et 65. Cette différence peut s'expliquer par le fait que l'état isomère $9/2^+$ du ^{67}Ni ne soit pas de configuration pur $\nu g_{9/2}$ mais provienne d'un mélange $\pi f_{5/2} \nu g_{9/2}$. Une étude plus générale peut être menée sur les états isomères autour de $N = 40$ pour les isotopes $Z < 28$. Par exemple, la structure des états à basse énergie du ^{65}Fe n'est pas comprise [65, 66, 67]. La mesure du moment magnétique de son état isomère μ_s apporterait des informations pertinentes sur les spins et la configuration des états peuplés, et permettrait d'assigner le spin de l'état isomère de plus long temps de vie qui est situé à quelques keV au-dessus. D'autres isomères peuvent être aussi mesurés, comme ceux présents les isotopes de $^{66,68}\text{Co}$, ^{67}Fe et $^{59,61}\text{Ti}$.

La structure des états isomères de séniorité, de spin 8^+ provenant de la configuration $\nu g_{9/2}^{-2}$ situés sur la chaîne des isotones $N = 48$ nous apporteraient des informations sur la persistance des fermetures de couches $N = 50$ et $Z = 28$, faisant du ^{78}Ni un noyau doublement magique. Pour ce faire nous proposons de mesurer les moments magnétiques nucléaires des noyaux de ^{78}Zn et ^{76}Ni [68].

Je terminerai cette liste exhaustive des expériences à réaliser dans un futur

proche en me focalisant sur la région des isotopes riches en neutrons localisés autour de $N = 59$. Cette région a pour particularité d'être caractérisée par un changement de déformation brutal de l'état fondamental qui est plutôt faiblement aplatie pour les isotones $N = 58$ et fortement allongée pour les isotones $N = 60$ [69, 70, 71, 72, 73]. De nombreux états isomères ont été observés dans cette région, des isotopes très exotiques de Se, $Z = 34$, aux isotopes proches de la vallée de la stabilité de Mo, $Z = 42$. La complémentarité des mesures des moments nucléaires de ces états avec des mesures concernant les états fondamentaux permettra de mettre en évidence les différentes configurations des états respectifs ainsi que les éventuelles coexistences de formes avec pour but ultime de comprendre l'origine de ce changement rapide de déformation. Dans le même esprit on peut citer d'autres régions présentant des caractéristiques similaires, comme par exemple la région des isotopes riches en neutrons autour de $A = 150$ [74, 75, 76]. Les noyaux cités dans ce paragraphe sont pour la plupart accessibles par fission. La mesure des moments nucléaires de ces états isomères peut donc être actuellement réalisée au RIBF à RIKEN.

Les fragments de fission cités précédemment sont produits sur l'installation ALTO à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay par photofission. La mesure des moments nucléaires des états isomères ne peut pas être réalisée directement, d'une part car les états que l'on souhaite mesurer sont de très court temps de vie en comparaison au temps nécessaire d'extraction de l'isotope de la cible de production et de sa sélection en ligne, et d'autre part car l'isomère mesuré doit être aligné en spin, ce qui n'est plus le cas si le fragment n'est pas complètement épluché. Pour mener à bien ce genre d'étude il faut que l'isomère soit formé par une réaction nucléaire en aval du système de production, nécessitant une post-accélération. Ces fragments de fission post-accélérés sont actuellement disponibles sur l'installation REX-ISOLDE du CERN. L'inconvénient de réaliser des expériences de transfert, de type (d, p) , en cinématique inverse est que le faisceau radioactif est implanté avec les isomères d'intérêt et par conséquent fournit une source de bruit de fond. À plus long terme ce type d'expérience pourra être aussi réalisé grâce au faisceau délivré par SPIRAL2. La réalisation du projet de spectromètre à l'ILL permettant une identification des fragments de fission complémentaires couplé à des détecteurs de rayonnement γ [77] permettra de mener à bien des expériences de mesure de moments nucléaires des états isomères dont

la production n'est pas prépondérante.

La mesure des moments magnétiques nucléaires peut aussi permettre d'élargir nos connaissances sur l'interaction nucléaire, et plus particulièrement sur l'interaction proton-neutron. En étudiant la structure des états isomères auxquelles ont été ajoutée une particule, proton ou neutron, il est possible de remonter au rôle de cette dernière lorsqu'elle est introduite dans un système nucléaire déjà existant. Pour ce faire il est nécessaire de connaître les moments magnétiques nucléaires des états isomères des noyaux ayant une couche fermée. L'étude du couplage de l'orbitale magique avec un proton et avec un neutron nous donnera des informations sur l'influence du courant d'échange des mésons et de la polarisation du cœur sur le moment nucléaire [78].

Bibliographie

- [1] S.Eidelman, and the Particle Data Group, Phys.Lett. B 592, 1 (2004).
- [2] W.-D.Schmidt-Ott *et al.*, Z.Phys. A 350, 215 (1994).
- [3] E.Dafni, R.Bienstock, M.H.Rafailovich, G.D.Sprouse, At.Data and Nucl.Data Tables 23, 316 (1979).
- [4] H.Schmidt *et al.*, Phys.Lett. B 24, 457 (1967).
- [5] D.L.Balabanski *et al.*, Eur.Phys.J. A 20, 191 (2004).
- [6] R.Schwengner *et al.*, Phys.Rev. C 74, 034309 (2006).
- [7] G.Georgiev *et al.*, Eur.Phys.J. A 30, 351 (2006).
- [8] R.Lozeva *et al.*, Phys.Lett. B 694, 316 (2011).
- [9] H.Geissel *et al.*, Nucl.Instrum.Methods Phys.Res. B 70, 286 (1992).
- [10] T.Kubo, Nucl.Instrum.Methods Phys.Res. B 97, 204 (2003).
- [11] T.Kubo *et al.*, Proc.Intern.Symposium Exotic Nuclei, Sochi, (Russia), 28 Sept.-2 Oct. 2009, Yu.E.Penionzhkevich, S.M.Lukyanov, Eds., p.492 (2010); AIP Conf.Proc. 1224 (2010).
- [12] G.Neyens *et al.*, Acta Phys.Pol. B 38, 1237 (2007).
- [13] L.Atasanova *et al.*, Prog.Part.Nucl.Phys. 59, 355 (2007).
- [14] L.Atasanova *et al.*, Europhys.Lett. 91, 42001 (2010).
- [15] G.Ilie *et al.*, Phys.Lett. B 687, 305 (2010).
- [16] G.Georgiev *et al.*, J.Phys.(London) G 28, 2993 (2002).
- [17] M.Kmiecik *et al.*, Eur.Phys.J. A 45, 153 (2010).
- [18] K.Asahi *et al.*, Phys.Lett. B 251, 488 (1990).
- [19] K.Asahi *et al.*, Phys.Rev. C 43, 456 (1991).
- [20] H.Okuno *et al.*, Phys. Lett. B 335, 29 (1994).

- [21] D.Borremans *et al.*, Phys.Rev. C 66, 054601 (2002).
- [22] K.Turzo *et al.*, Phys.Rev. C 73, 044313 (2006).
- [23] R.Grzywacz *et al.*, Phys.Rev.Lett. 81, 766 (1998).
- [24] B.R.Mottelson and S.G.Nilsson, Phys.Rev. 99, 1615 (1955).
- [25] E.Runte *et al.*, Nucl.Phys. A 441, 237 (1985).
- [26] E.Caurier, F.Nowacki, A.Poves, Eur.Phys.J. A 15, 145 (2002).
- [27] W.Müller *et al.*, Phys. Rev. B 40, 7633 (1989).
- [28] I.Berkes *et al.*, Hyperfine Interactions 75, 301 (1992).
- [29] H.Bertschat *et al.*, Nucl.Phys. A 215, 486 (1973).
- [30] O.Sorlin *et al.*, Phys.Rev. C 66, 054302 (2002).
- [31] F.Chappert, M.Girod, Int.J.Mod.Phys. E 15, 339 (2006).
- [32] J.Dechargé, D.Gogny, Phys.Rev. C 21, 1568 (1980).
- [33] J.F.Berger, M.Girod, D.Gogny, Comput. Phys. Commun. 63, 365 (1991).
- [34] J.Libert, M.Girod, J.P.Delaroche, Phys.Rev. C 60, 054301 (1999).
- [35] E.K.Warburton *et al.*, Phys.Rev. C 16, 1027 (1977).
- [36] A.M.Nathan *et al.*, Phys.Rev. C 17, 1008 (1978).
- [37] A.N.Deacon *et al.*, Phys.Lett. B 622, 151 (2005); Erratum Phys.Lett. B 625, 375 (2005).
- [38] S.Lunardi *et al.*, Phys.Rev. C 76, 034303 (2007).
- [39] N.Hoteling *et al.*, Phys.Rev. C 77, 044314 (2008).
- [40] S.Sarazin *et al.*, Phys.Rev.Lett. 84, 5062 (2000).
- [41] S.Grévy *et al.*, Phys.Lett. B 594, 252 (2004).
- [42] I.Hamamoto, Phys.Rev. C 79, 014307 (2009).
- [43] L.A.Riley *et al.*, Phys.Rev. C 80, 037305 (2009).
- [44] L.Gaudefroy, Phys.Rev. C 81, 064329 (2010).
- [45] K.Kaneko, Y.Sun, T.Mizusaki, M.Hasegawa, Phys.Rev. C 83, 014320 (2011).
- [46] F.Nowacki and A.Poves, Phys.Rev. C 79, 014310 (2009).
- [47] P.Adrich *et al.*, Phys.Rev. C 77, 054306 (2008).

- [48] D.Pauwels *et al.*, Phys.Rev. C 78, 041307(R) (2008).
- [49] J.Ljungvall *et al.*, Phys.Rev. C 81, 061301 (2010).
- [50] S.Naimi *et al.*, Phys.Rev. C 86, 014325 (2012).
- [51] A.Lepailleur *et al.*, Phys.Rev.Lett. 110, 082502 (2013).
- [52] O.Sorlin and M.G.Porquet, Phys.Scr. T152, 014003 (2013).
- [53] C.J.Chiara *et al.*, Acta Phys.Pol. B44, 371 (2013).
- [54] S.N.Liddick *et al.*, Phys.Rev. C 87, 014325 (2013).
- [55] A.O.Macchiavelli, Acta Phys.Pol. B44, 359 (2013).
- [56] A.Dijon *et al.*, Phys.Rev. C 85, 031301 (2012).
- [57] C.J.Chiara *et al.*, Phys.Rev. C 86, 041304 (2012).
- [58] S.Zhu *et al.*, Phys.Rev. C 85, 034336 (2012).
- [59] F.Recchia *et al.*, Phys.Rev. C 85, 064305 (2012).
- [60] S.N.Liddick *et al.*, Phys.Rev. C 85, 014328 (2012).
- [61] D.Pauwels *et al.*, Phys.Rev. C 86, 064318 (2012).
- [62] T.Baughner *et al.*, Phys.Rev. C 86, 011305 (2012); Erratum Phys.Rev. C 86, 049902 (2012).
- [63] J.M.Daugas *et al.*, Phys.Rev. C 83, 054312 (2011).
- [64] S.N.Liddick *et al.*, Phys.Rev. C 84, 061305 (2011).
- [65] M.Block *et al.*, Phys.Rev.Lett. 100, 132501 (2008); Erratum Phys.Rev.Lett. 101, 059901 (2008).
- [66] D.Pauwels *et al.*, Phys.Rev. C 79, 044309 (2009).
- [67] J.M.Daugas *et al.*, Phys.Rev. C 81, 034304 (2010).
- [68] D.Kameda *et al.*, Phys.Rev. C 86, 054319 (2012).
- [69] G.Lhersonneau *et al.*, Z.Phys. A337, 143 (1990).
- [70] G.Lhersonneau, B.Pfeiffer, K.-L.Kratz, H.Ohm, K.Sistemich, S.Brant, V.Paar, Z.Phys. A337, 149 (1990).
- [71] G.Lhersonneau *et al.*, Phys.Rev. C56, 2445 (1997).
- [72] W.Urban *et al.*, Nucl.Phys. A689, 605 (2001).
- [73] S.Brant, G.Lhersonneau, K.Sistemich, Phys.Rev. C 69, 034327 (2004).

- [74] G.S.Simpson *et al.*, Phys.Rev. C80, 024304 (2009).
- [75] G.S.Simpson *et al.*, Phys.Rev. C81, 024313 (2010).
- [76] G.Thiamova, P.Alexa, Z.Hons, and G.S.Simpson, Phys.Rev. C86, 034334 (2012).
- [77] A.Blanc *et al.*, Nucl.Instrum.Methods Phys.Res. B 317, 333 (2013).
- [78] J.Rikovska *et al.*, Phys.Rev.Lett. 85, 1392 (2000).