



Comprendre le monde,
construire l'avenir®



THÈSE

Spécialité : Physique

École Doctorale 517 : Particules, Noyaux et Cosmos

par

Asénath ÉTILÉ

Étude de la structure nucléaire de noyaux exotiques à ALTO : développements et résultats de deux nouvelles installations

Soutenue le 10 décembre 2014 devant la Commission d'examen:

Dr. Georges AUDI (Directeur de thèse)	CSNSM, Orsay
Dr. Pierre DELAHAYE	GANIL, Caen
Dr. Carole GAULARD (Co-directeur de thèse)	CSNSM/Université Paris-Sud, Orsay
Dr. Dominique GUILLEMAUD-MUELLER	IN2P3, Paris
Pr. Elias KHAN	IPNO/Université Paris-Sud, Orsay

Rapporteurs:

Dr. Ulli KÖSTER	ILL, Grenoble
Pr. Gerda NEYENS	KU Leuven, Leuven, Belgique



Thèse préparée au
CSNSM
Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière (UMR 8609)
Bât. 104-108
Université Paris-Sud
91 405 Orsay CEDEX

Résumé

ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay) est une installation équipée de deux accélérateurs pour la recherche et les applications industrielles (un tandem de 15 MV et un accélérateur linéaire).

Ce travail de thèse se place dans le cadre de la recherche fondamentale effectuée auprès de l'accélérateur linéaire d'ALTO qui fournit des faisceaux de noyaux radioactifs. Les faisceaux de noyaux radioactifs riches en neutrons sont produits par la technique de séparation isotopique en ligne (ISOL). Cette thèse présente en particulier le développement de deux nouvelles plateformes expérimentales intégrées au projet d'instrumentation de l'installation ISOL d'ALTO.

Le premier, BEDO (BEta Decay studies in Orsay) est un ensemble de détecteurs dédié à la spectroscopie $\beta - \gamma$ des noyaux décroissants par désintégration β produits par ALTO. Cette thèse présente, la mise en fonctionnement de cette plateforme expérimentale, ses caractéristiques techniques et les développements d'outils permettant d'aboutir aux premiers résultats. Pour cette expérience un faisceau de la masse 82 a été produit, saisissant cette opportunité, une ré-investigation de la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$ a permis d'établir un nouveau schéma de niveaux pour ^{82}As et de donner les premières indications de la présence d'états issus de configurations intruses dans les isotones impair-impair $N = 49$.

Le second projet développé est POLAREX (POLARization of EXotic nuclei), il s'agit d'une plateforme expérimentale dédiée aux expériences d'orientation nucléaire. Ce manuscrit traite de l'entière réhabilitation du cryostat à dilution ^3He - ^4He (élément principal et le plus complexe de l'installation) et des développements techniques et R&D apportés à l'ensemble de la plateforme. L'ensemble de ces contributions a permis la validation du fonctionnement de l'installation avec les premières mesures physiques sur les noyaux de ^{54}Mn , $^{56,57}\text{Co}$ créés par activation d'une feuille de Fer avec des deutons produits par le Tandem.

Mots-clefs : structure nucléaire, cryogénie, moment magnétique, spectroscopie, décroissance β , interactions hyperfine.

STUDY OF EXOTIC NUCLEI NUCLEAR STRUCTURE AT ALTO : DEVELOPMENTS AND
RESULTS OF TWO NEW FACILITIES

Abstract

ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay) is a facility composed of two accelerators dedicated to research and industrial applications. There is a 15 MV tandem and a linear accelerator.

This Ph.D. work focuses on fundamental research performed at the linear accelerator part of ALTO, which provides radioactive beams. These radioactive beams are produced using the Isotope Separation On-Line method (ISOL). This thesis describes the development of two new experimental platforms that are part of the instrumentation program of the installation ISOL of ALTO.

The first one, BEDO (BEta Decay studies in Orsay) is an ensemble of detectors dedicated to $\beta - \gamma$ spectroscopy of β -decaying nuclei produced by ALTO. This thesis describes the commissioning of this new experimental set-up, its technical characteristics and the tools development leading to the first results. For this commissioning experiment a mass 82 radioactive beam was produced, taking this opportunity the $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$ decay was re-investigated allowing to establish a new level scheme for ^{82}As and giving the first evidences for the presence of intruder states in the $Z = \text{odd-odd}$ isotones. The second project, which is developed, is POLAREX (POLARization of EXotic nuclei), a new facility for nuclear orientation experiments. This thesis deals with the entire reconditioning of a 3He-4He dilution refrigerator (major and most complex element of the facility), but also with R&D and technical developments of the platform. These contributions allowed the successful commissioning of this new experimental platform with the first physical measurements on ^{54}Mn , $^{56,57}\text{Co}$. These nuclei were created by activation of an iron foil with deuterons produced by the Tandem.

Keywords : nuclear structure, cryogenics, magnetic moment, spectroscopy, β decay, hyperfine interactions.

Remerciements

Je souhaite remercier ici toutes les personnes qui ont contribué au bon déroulement de ma thèse et à l'aboutissement du travail présenté dans ce manuscrit. Au tout début de cette aventure, ce sont Elias Khan et Carole Gaulard qui m'ont donné l'opportunité de réaliser ma thèse au CSNSM. Je tiens donc à les remercier tout particulièrement pour leur confiance :

- Carole Gaulard en tant que directrice de thèse, pour son accompagnement scientifique et humain. Elle m'a permis de réaliser ce travail dans de très bonnes conditions. Sa présence quotidienne dans ma vie scientifique et personnelle a été très importante pour moi. Merci pour son soutien dans les moments difficiles et sa présence dans les moments importants. Grâce à elle j'ai pu m'épanouir pendant les trois années de cette formidable expérience. Merci pour sa patience, sa transmission de connaissances et de compétences dans de nombreux domaines.
- Elias Khan pour son suivi de mon arrivée au magistère physique fondamentale jusqu'à la fin de ma thèse, pour son accompagnement, son soutien et ses conseils.

Je souhaite également remercier mes proches collaborateurs, qui m'ont formée, aidée, supportée et qui m'ont beaucoup appris tout au long de ces trois années : Stéphanie Rocchia pour son accompagnement quotidien sur POLAREX, pour toutes les discussions scientifiques, philosophiques et métaphysiques, son enthousiasme communicatif, son soutien dans les moments de doute et son aide précieuse sur l'ensemble de mes travaux réalisés sur POLAREX et BEDO. Je remercie David Verney, qui fut mon encadrant à ALTO sur l'installation BEDO, pour m'avoir donné l'opportunité d'élargir mon champ de compétences et de connaissances en me permettant d'intégrer la collaboration ALTO. Je le remercie pour sa patience, sa confiance, et la transmission de son savoir qui paraît illimité.

Un merci tout particulier à Maurice Chapellier, sans qui la remise en état de POLAREX n'aurait tout simplement pas été possible. Je lui suis extrêmement reconnaissante pour toutes les choses qu'il m'a apprises, (en particulier en cryogénie et techniques expérimentales), pour ses questions pertinentes, pour le temps qu'il a accordé à notre équipe pour faire fonctionner le cryostat et pour ses conseils avisés. Si toutes les lectures qu'il m'a conseillées m'ont beaucoup apporté, il restera mon livre de référence en terme de cryogénie et de cryostat.

Je remercie également mes co-bureaux pour les moments de partage quotidiens, leurs aides, les questions et réponses, les pauses cafés, les minutes wikipédia, les rires,... éléments qui sont essentiels dans la vie d'un thésard. Merci à Aimie, Greg, Asli, Kseniia , ChristôPe. Je porte une attention toute particulière à remercier Alain, qui m'a énormément aidée tout au long de son séjour au CSNSM.

Merci également aux autres "jeunes" du CSNSM pour leur accompagnement dans le chemin particulier qu'est la thèse, merci à Pierre, Audric, Cédric et Cédric, Vincent...et Mini-Stagiaire pour toutes ces activités physiquement grandissantes.

Je souhaite remercier Georges Audi, mon directeur de thèse pour sa lecture attentive de mon manuscrit et les discussions enrichissantes qui s'en sont suivies.

Merci à Georges Audi, Alain Goasduff, Stéphanie Roccia, David Verney et surtout Carole Gaulard pour le temps accordé aux lectures et relectures de mon manuscrit.

Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes des services techniques qui m'ont aidé sur mes expériences. Pour leur contribution sur POLAREX, je remercie en particulier Eric Legay, Nicolas Dosme et Xavier Grave du service informatique, Stéphane Cabaret du service mécanique ainsi que l'ensemble du personnel des services informatiques, mécaniques et électroniques pour leur aide. Je cite également Laurent Bergé pour ses conseils en cryogénie. Je souhaite aussi mentionner ici, le service RDD (Recherche et Développements Détecteur) de l'IPNO, l'ensemble du personnel d'ALTO qui ont permis le fonctionnement de l'expérience BEDO@ALTO. Je mentionne particulièrement Maher Cheikh Mhamed et Abdelhakim Saïd pour leur investissement et leur persévérance indispensables au fonctionnement d'ALTO. Je remercie également les membres de la collaboration BEDO qui m'ont aidée dans le montage et la préparation de l'expérience, en particulier Andrea Gottardo et Phan Viet Cuong.

Je remercie l'ensemble des personnels du CSNSM et de l'IPNO pour la disponibilité et la gentillesse de chacun. Je souhaiterais en particulier remercier Réjane Bodson, pour son accompagnement depuis mon entrée au CSNSM en stage de M2 et sa patience devant mes lacunes administratives.

Je souhaite remercier les membres de mon jury pour le temps qu'ils ont accordés à lire ce manuscrit, à assister à ma soutenance, et les discussions intéressantes qui en ont découlées, Georges Audi, Pierre Delahaye, Dominique Guillemaud-Mueller, Elias Khan. Merci à mes rapporteurs Ulli Köster et Gerda Neyens pour leurs lectures minutieuses.

Enfin je souhaite, à travers ces quelques mots, montrer mon immense gratitude envers mon entourage. Leur présence, leur soutien et leur aide se sont révélés plus que bénéfiques pour l'aboutissement de ce travail de thèse. Tout d'abord un grand merci à mes amis de promo NPAC, avec qui j'ai pu partager tous les aléas inhérents à la thèse. Merci aux

- orcéens : Pierre, Marco, Vince, Guigui 1^{er}, Agnès, Estelle, Jérémy pour les déjeuners NPAC et autres activités orcéennes
- aux parisiens : Romain, Ben, Guigui 2nd, Aurélien, Flavien, Tico, Julien, Julian, Alice, Matthieu pour les soirées parisiennes (et le rendu de certaines formations bien plus intéressantes par votre présence)

Je pense également à Ugo, Stéphanie et Fabbrisky mes premiers amis d'Ile-de-France, qui ont su apprécier mon immense faculté de sociabilisation. Une note spéciale pour mes amis coureurs, qui connaissent en détail le quotidien de ma thèse, mon bureau, mes manips, mes succès et mes échecs... et qui m'ont permis de me détendre après des journées intenses de travail. Merci à Hugo, Gab's, Lorenzo le ouf, Robinou, Gros Laurent, Simon, W, M^{elle} A-P, Alex Huet ♡, Tom Pouce, Aymeric, Jambou, Farid, Philippe et Patrick. Merci pour leur soutien à distance dans les moments d'absences à l'entraînement nécessaires pour "faire avancer la science". Je remercie également mes colocataires de Limoges, ceux avec qui j'ai partagé les aventures de la licence jusqu'à la soutenance. Merci à Bobo et Chefde, merci en particulier pour cette année inoubliable qui marqua le tournant de nos grandes carrières. Un merci à Kö, avec qui j'ai découvert la radioactivité et beaucoup d'autres choses à travers nos doctorats respectifs.

Je remercie Thomas pour son amour, son soutien sans faille depuis le début de ma thèse, pour sa patience et son aide essentielles à la fin de ces trois années.

Je finis par remercier ma famille, qui m'accompagne depuis toujours, pour leur soutien du début à la fin, leurs conseils, leur patience, les moments de bonheur qu'ils m'ont apportés. Je remercie tout particulièrement mes parents et mes frères qui ont toujours été présents pour moi, sans qui tout cela n'aurait pas été possible. Je remercie également tous les autres membres de ma famille de mes cousins à mes arrières grands-parents, en passant par mes grands parents, mes oncles et mes tantes.

Table des matières

Avant-propos	17
I Introduction	19
1 La structure nucléaire : théorie	20
1.1 La force nucléaire ou interaction (nucléaire) forte	20
1.2 Deux types d'approches	21
2 La structure nucléaire : les motivations	26
2.1 Quels noyaux : la région $N = 50$ vers ^{78}Ni	26
2.2 La fermeture de couche $N = 50$	27
2.3 L'énigme des isotones $N = 49$	29
3 ALTO : Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay	34
3.1 Separation Isotopique En Ligne (ISOL) : principe	35
3.2 Fonctionnement de l'installation d'ALTO	36
3.3 Le hall experimental	44
3.4 Les observables accessibles à ALTO	45
II BEDO : BEta Decay studies in Orsay	54
4 Commissioning de la station d'étude de décroissance β	56
4.1 Philosophie de conception	56
4.2 Conditions et montage expérimentaux du commissioning	57
5 Réinvestigation de la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$	75
5.1 Principe de mesure	75
5.2 Analyse des données et Résultats	75
5.3 Interprétation physique et Discussion	94
6 Conclusion et Perspectives	110
6.1 Conclusion	110
6.2 Perspectives	111

III POLAREX : Une nouvelle installation dédiée à l'étude de noyaux EXotiques POLARisés	116
7 État de l'art de la méthode LTNO	118
7.1 Petite introduction historique	118
7.2 Principe de l'orientation nucléaire	118
7.3 Formalisme	121
7.4 Dans la réalité	126
7.5 Applications	128
8 Dispositif expérimental	129
8.1 Technique spécifique : la cryogénie	129
8.2 Environnement en champ magnétique	133
8.3 Dispositif RMN (Résonance Magnétique Nucléaire)	136
8.4 Le top-loading	136
8.5 Système de détection	138
8.6 Système d'acquisition	138
8.7 Ligne de faisceau	139
8.8 Principe de mesure des moments magnétiques	141
9 Mon travail sur POLAREX	144
9.1 Travail instrumental : maintenance et réparations	144
9.2 Prédiction de l'anisotropie	148
10 Commissioning : orientation nucléaire des $^{56,57,58}\text{Co}$ et ^{54}Mn	152
10.1 Descentes en froid 2014	152
10.2 Analyse des données et résultats	154
11 Conclusion et Perspectives	165
11.1 Conclusion	165
11.2 Perspectives	165
IV Annexes	170
A Définitions des opérateurs	171

B	Estimations de Weisskopf	171
C	Diagonalisation de l'Hamiltonien	172
D	Échangeurs de chaleur	173
	Références	175

Table des constantes ¹

vitesse de la lumière	c	$299792458 \text{ m.s}^{-1}$
constante de Boltzmann	k	$1.3806488.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
charge élémentaire	e	$1.602176565.10^{-19} \text{ C}$
magnéton nucléaire	μ_N	$5.05078353.10^{-27} \text{ J.T}^{-1}$
constante de Planck	h	$6.62606957.10^{-34} \text{ J.s}$

1. valeurs issues de CODATA 2010.

Table des symboles

Symbole	Nom
A_λ	coefficient de distribution directionnelle
\vec{B}	champ magnétique
B_λ	paramètre d'orientation
C_K	constante de Korringa ou de relaxation
δ	rapport de mélange de multipolarités
E_m	énergie du niveau m
f	fraction d'implantation
F	facteur de correction de l'anisotropie à chaud
g	facteur gyromagnétique
h	constante de Planck
\mathcal{H}	Hamiltonien
I	spin nucléaire
I_0	spin du noyau orienté
I_i	spin initial de la raie observée
I_f	spin final de la raie observée
M_z	composante z du vecteur magnétisation
n	quantité de matière
N	nombre de coups
N	nombre de neutrons
N_{OH}	couche de l'oscillateur harmonique
$p(m)$	population du niveau m
P	paramètre de splitting quadrupolaire
$P_\lambda(\cos\theta)$	polynôme de Legendre d'ordre λ
Q	moment quadrupolaire électrique
Q	quantité de chaleur
q	charge électrique
Q_λ	facteur de correction d'angle solide
r_K	résistance de Kapitza
T	température
T_{int}	température d'interaction
T_1	temps de relaxation des spins dans le réseau
T_L	température du réseau
T_p	température du plasma
U_λ	coefficient de désorientation
$W(\theta)$	distribution angulaire
\hat{x}	$\sqrt{2x+1}$
X_z	projection de la quantité X sur l'axe z
ΔE	écart en énergie
λ	multipolarité de la transition
ν	fréquence
θ	angle d'émission
$\nabla\mathbf{E}; eq$	gradient de champ électrique

Symbole	Nom
$\begin{pmatrix} x & y & z \\ a & b & c \end{pmatrix}$	symbole de Wigner 3-j
$\left\{ \begin{matrix} x & y & z \\ a & b & c \end{matrix} \right\}$	symbole de Wigner 6-j
Z	nombre de protons

Sigles et définitions

ALTO	Accélérateur Linéaire auprès du Tandem d'Orsay
BEDO	BEta Decay studies in Orsay
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
COMET	CODage et Marquage En Temps
CRTBT	Centre de Recherche sur les Très Basses Températures
CSNSM	Centre de Sciences Nucléaires et de Science de la Matière
ECS	Ensemble Cible Source
FEBIAD	Forced Electron Beam Induced Arc Discharge
GANIL	Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
HRIBF	Holified Radioactive Ion Beam Facility
ILL	Institut Laue Langevin
IPNO	Institut de Physique Nucléaire d'Orsay
ISOL	Isotope Separation On Line
ISOLDE	Isotope Separator On Line DEvice
LEP	Large Electron Positron collider
LTNO	Low Temperature Nuclear Orientation
MCBT	département Matière Condensée-Basses Température
Nd-YAG	neodymium-doped yttrium aluminium garnet
NSCL	National Superconducting Cyclotron Laboratory
OLNO	On-Line Nuclear Orientation
ON/NO	Orientation Nucléaire/Nuclear Orientation
PARRNe	Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons
PI	Potentiel d'Ionisation
PM	Photomultiplicateur
POLAREX	POLARization of EXotic nuclei
RF	RadioFréquence
RIALTO	Resonant Ionisation ALTO
RIKEN	RIkagaku KENkyusho
RMN	Résonance Magnétique Nucléaire
SPIRAL	Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne
TIG	Tungsten Inert Gas
TRIUMF	TRI-University Meson Facility

Introduction

On pourrait voir le noyau comme un objet simplement composés de protons et neutrons, mais c'est en fait un système quantique complexe. En effet, malgré la répulsion Coulombienne entre protons, le noyau est un système quantique lié composé de particules en mouvement les unes par rapport aux autres et interagissant à travers l'interaction forte. Chaque nucléon interagit avec ses proches voisins mais aussi avec un "champ moyen" créé par l'ensemble. C'est pourquoi bien que la physique nucléaire soit une science centenaire, on demeure encore aujourd'hui, incapable de donner une description fondamentale des forces nucléaires et la complexité de la fonction d'onde résultant d'un tel système ne nous permet pas de calculs analytiques, nous devons donc améliorer nos modèles. Il nous faut comprendre le noyau, composant essentiel de la matière et notamment sa cohésion grâce à l'interaction nucléaire forte, la plus intense des quatre forces fondamentales de la nature.

La mesure des propriétés nucléaires fondamentales, qu'elles soient basiques (telles que la masse, le spin ou la demi-vie) ou plus fines (moments électromagnétiques, énergies d'excitations, etc.) constitue la clé pour comprendre les interactions nucléaires. Il y a quelques dizaines d'années, les premiers modèles nucléaires ont été élaborés à partir des données issues d'études de noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité. Ce sont seulement ces quelques centaines de noyaux dont la plupart des propriétés sont connues que l'on arrive à expliquer théoriquement. Cependant, le pouvoir prédictif des différents modèles s'effondre lorsqu'ils sont appliqués à des noyaux plus éloignés de la vallée de stabilité. En effet, sur les quelques milliers de noyaux attendus, les écarts constatés entre les prédictions théoriques et les valeurs expérimentales ne permettent pas dans l'état actuel des choses d'établir un modèle nucléaire théorique unifié. C'est pourquoi des prises de données sur une plus grande partie de la table des noyaux permettront de tester la validité de nos modèles. L'étude des noyaux exotiques se présente comme une des clé pour comprendre le noyau, car une comparaison de leurs propriétés expérimentales avec les prévisions des différents modèles nucléaires en situation extrême permet de tester leurs pouvoirs prédictifs et d'améliorer leurs paramétrisations.

C'est dans cette optique que l'on a vu se développer au cours des dernières décennies des accélérateurs capables de produire des noyaux de plus en plus exotiques. Il est donc essentiel de créer et développer de nouvelles plateformes expérimentales adéquates pour l'étude de tels noyaux. C'est dans ce contexte que se place mon travail de thèse auprès d'ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay) et son instrumentation. ALTO fait parti des installations basses énergies sans post accélération qui fournissent un faisceau focalisé. Ce type de faisceau permet d'accéder à des d'observables précises issues d'expériences de :

- radioactivité
- orientation nucléaire
- mesure de masses $N = 49$

Afin d'exploiter au mieux, les atouts d'un tel accélérateur, mon rôle a été de contribuer au développement des plateformes expérimentales associées. Dans l'optique d'étudier

la structure nucléaire à ALTO j'ai eu l'opportunité de pouvoir développer deux projets parmi les trois types d'expériences possibles : pour des études de radioactivité et d'orientation nucléaire. Ces deux projets étant à des stades de développement différents au début de ma thèse ma contribution sur chacun d'eux y a été différente, ce qui explique la construction de mon manuscrit. Sur le projet POLAREX (POLARization of EXotic nuclei), un nouvel équipement dédié à l'orientation nucléaire en ligne pour les noyaux exotiques, mon travail était essentiellement instrumental dont la finalité était de valider la mise en fonctionnement de cette nouvelle installation lors d'une expérience de commissioning. La seconde plateforme BEDO (BEta Decay studies in Orsay) a, quant à elle, été développée dans la continuité d'une thématique de recherche de la région $N=50$ vers le ^{78}Ni , initiée au début des années 2000 à ALTO. De ce second projet, les données du commissioning ont permis d'une part d'établir les caractéristiques de cette nouvelle plateforme et d'autre part d'apporter de nouvelles connaissances dans le domaine de la structure des noyaux riches en neutrons de la région $N = 50$.

Dans la première partie de ce manuscrit sera présenté les motivations d'étude de la structure nucléaire ainsi qu'une présentation du cadre théorique, on s'intéressera en particulier à la région $N=50$ associée à l'expérience réalisée avec BEDO et l'accélérateur ALTO, développé récemment par l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO) premier au monde à produire des faisceaux de noyaux exotiques par photofission. La deuxième partie sera consacrée au projet BEDO qui est un ensemble de détecteurs permettant l'étude de la décroissance- β de noyaux exotiques, je détaillerai ses caractéristiques techniques définies lors du commissioning et les résultats issus de l'analyse des données qui ont récemment permis d'apporter la première preuve de l'existence d'états intrus dans les noyaux impair-impair de la chaîne isotonique $N=49$. Enfin la dernière partie sera consacré au développement de POLAREX, une plateforme dédiée à l'orientation nucléaire à très basse température en ligne, qui sera installée auprès d'ALTO suite aux résultats concluants du commissioning.

Première partie

Introduction

Sommaire

1	La structure nucléaire : théorie	20
1.1	La force nucléaire ou interaction (nucléaire) forte	20
1.2	Deux types d'approches	21
1.2.1	Modèle collectif	21
1.2.2	Modèle des états de particule individuelle	22
2	La structure nucléaire : les motivations	26
2.1	Quels noyaux : la région $N = 50$ vers ^{78}Ni	26
2.2	La fermeture de couche $N = 50$	27
2.3	L'énigme des isotones $N = 49$	29
3	ALTO : Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay	34
3.1	Separation Isotopique En Ligne (ISOL) : principe	35
3.2	Fonctionnement de l'installation d'ALTO	36
3.2.1	Production : La photofission	36
3.2.2	Faisceau primaire d'électrons	37
3.2.3	Ensemble cible-source (ECS)	39
3.2.4	Acheminement sur le lieu d'expérience	43
3.3	Le hall experimental	44
3.4	Les observables accessibles à ALTO	45
3.4.1	La décroissance β	45
3.4.2	Le moment magnétique dipolaire	48
3.4.3	Le moment électrique quadrupolaire	52

1 La structure nucléaire : théorie

La structure nucléaire concerne l'étude des propriétés du noyau. Elle a pour but de comprendre, d'expliquer et de prédire les nombreuses propriétés des noyaux. Le noyau n'étant pas ponctuel, il s'agit d'un problème à A -corps. Ces A constituants, les nucléons, sont répartis en Z protons et N neutrons en mouvement et en interaction les uns par rapport aux autres. Les nucléons interagissant entre eux, il faut tenir compte de ces corrélations, ce qui conduit à un problème d'une grande complexité mathématique. Les méthodes *ab initio* qui utilisent des interactions déterminées à partir des données de réaction de diffusion des nucléons libres, se proposent de résoudre analytiquement l'équation de Schrödinger permettant de décrire le noyau. Les progrès en terme de puissance de calculs ont permis d'effectuer des calculs de ce type pour les noyaux légers jusqu'à la masse $A=12$. Néanmoins, l'énigme du noyau réside en particulier dans le fait que malgré la répulsion Coulombienne entre les protons chargés, ce soit un système lié ; ceci, grâce à l'interaction forte. Bien connue entre deux nucléons "nus", le problème se complexifie lorsque l'on regarde cette interaction entre deux nucléons, plongés dans le milieu nucléaire.

Il est donc actuellement nécessaire, qu'expérimentateurs et théoriciens lient leurs efforts dans le but de mieux comprendre cette force nucléaire dans le noyau.

1.1 La force nucléaire ou interaction (nucléaire) forte

À partir des données expérimentales disponibles, certaines propriétés de cette force nucléaire forte ont pu être extraites :

- Elle n'agit que sur les hadrons.
- Elle est pratiquement la même quelque soit la nature du nucléon (proton ou neutron), on parle d'indépendance de charge.
- À très faible distance (distants de moins de 0.7 fm), cette force est répulsive et maintient une séparation entre les nucléons.
- De 0.9 fm à 2 fm, la force décroît en r^{-6} (r étant le rayon du noyau).
- De 2 fm à 2.5 fm, l'interaction Coulombienne est dominante pour les protons.
- Elle dépend du caractère parallèle ou anti-parallèle des spins des nucléons : cette dépendance de spin est prouvée par l'existence d'un seul état lié du deutérium (spins parallèles, résultant en un moment angulaire total $J=1$). De 0.7 fm à 0.9 fm, cette force est très attractive entre deux nucléons alignés en spin.
- Elle a une composante tensorielle qui ne conserve pas le moment angulaire orbital.

L'interaction nucléaire forte est de loin l'interaction la plus intense observée jusqu'à présent (1000 fois plus intense que l'interaction électromagnétique).

1.2 Deux types d'approches

La compréhension de l'interaction forte dans le milieu nucléaire étant encore incomplète, on travaille actuellement avec des modèles théoriques permettant de décrire les noyaux comme des systèmes à A corps liés. Deux approches distinctes de l'étude de la matière nucléaire se sont construites au cours de l'histoire de la physique :

- Un traitement collectif des nucléons : modèle de la goutte liquide chargée
- Un traitement individuel de A nucléons en interaction : modèle de particule individuelle

Ces deux approches situant le contexte historique sont introduites dans les sous-sections suivantes.

1.2.1 Modèle collectif

Dans ce cas, le noyau est assimilé à un fluide quantique de nucléons. Les nucléons sont contenus dans le noyau par l'interaction forte, comme les molécules d'un liquide sont contenues dans une goutte. Ce fluide est dit quantique, car la longueur d'onde des nucléons est grande par rapport à leurs tailles, permettant de négliger les notions de position et trajectoire des nucléons. Dans ce modèle, tel une goutte chargée dans un liquide, le noyau est caractérisé par son rayon et son énergie de liaison. Son volume est donc proportionnel au nombre de nucléons. Ces derniers n'interagissent qu'avec leurs voisins immédiats, d'où l'apparition du modèle de la goutte liquide, décrit par la formule de Bethe-Weizsäcker :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta \quad (1)$$

avec

$$\begin{aligned} \delta &= a_p A^{-1/2} && \text{si } A \text{ pair avec } N \text{ et } Z \text{ pairs} \\ &= 0 && \text{si } A \text{ impair} \\ &= -a_p A^{-1/2} && \text{si } A \text{ pair avec } N \text{ et } Z \text{ impairs} \end{aligned} \quad (2)$$

$B(A, Z)$ est l'énergie de liaison du noyau composé de A nucléons, dont Z protons. a_v est le paramètre de l'énergie de volume qui est un terme liant, a_s , a_C et a_A sont respectivement les paramètres déliants des termes d'énergie de surface, de champ Coulombien et d'asymétrie. a_p est le terme d'appariement défini par l'équation (2). Les valeurs des paramètres a_i (où $i = v, s, C, A, P$) sont ajustées aux valeurs expérimentales, ils restent constants indépendamment du nombre de nucléons. Malgré cela on observe des différences lorsque l'on compare, les valeurs théoriques et expérimentales de ces énergies de liaison. À partir de $A > 20$ la plupart des noyaux ont une énergie de liaison autour de $8 \text{ MeV}/A$. Néanmoins, on observe figure 1 des noyaux avec un nombre de neutrons particulier présentant une sur-stabilité. Sur cette figure 1, l'énergie de séparation d'un neutron calculée $S_{n,cal}$ avec la formule de Bethe Weizsäcker est comparée à l'énergie de séparation expérimentale $S_{n,exp}$. Cet effet de sur-stabilité repose sur le principe de Pauli, il fut interprété comme la manifestation de couches de nucléons qui seraient pleines. Un nombre de neutrons ou protons remplissant une couche est appelé "nombre magique".

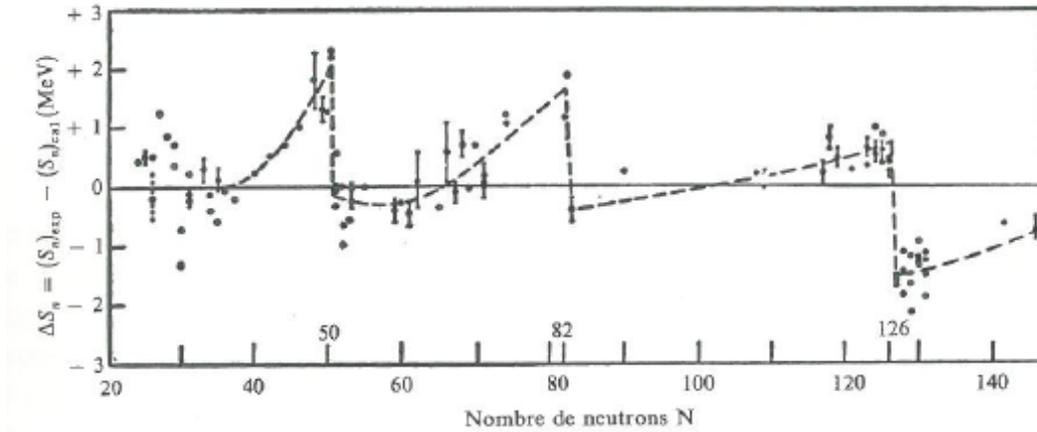


FIGURE 1 – Ecart entre $S_{n,exp}$ et $S_{n,cal}$ les valeurs expérimentale et calculée de l'énergie de séparation d'un neutron [1].

Dans les modèles collectifs, les excitations des nucléons sont collectives ; près des fermetures de couches elles sont caractérisées par des modes vibrationnels, alors que loin des fermetures de couches, on parle de modes rotationnels. C'est afin de reproduire ces nombres magiques qu'une deuxième approche a été développée avec les modèles des états de particule individuelle, présentée dans la section suivante.

1.2.2 Modèle des états de particule individuelle

Dans ce modèle, chaque nucléon défini dans un état donné, est représenté comme évoluant individuellement dans un potentiel moyen. Un nucléon est un fermion, objet quantique dont certaines valeurs en énergie seulement, sont accessibles. Il est défini par un ensemble de nombres quantiques : n, l, s, j, m :

- n est le nombre quantique principal définissant le nombre de nœuds dans la partie radiale de la fonction d'onde
- l nombre quantique azimutal
- j est le nombre quantique associé à la résultante du couplage entre le moment angulaire orbital l et le moment angulaire de spin $s = \frac{1}{2}$: $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$
- m est le nombre quantique magnétique, tel que $-l \leq m \leq l$.

En accord avec le principe de Pauli, seul un type de nucléon peut être dans un état quantique défini par les nombres quantiques $nljm$.

À l'inverse du modèle de la goutte liquide où l'on considère les mouvements collectifs des nucléons comme responsables du comportement du noyau, tels que la rotation, la vibration ou la déformation de celui-ci, ce modèle s'intéresse au caractère individuel du nucléon, dans le but de reproduire les nombres magiques. Dans ce modèle, les excitations du noyau sont dues à la promotion des nucléons vers les états de particule individuelle élevés dans le puits de potentiel.

La reproduction des nombres magiques observés expérimentalement (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ...) commence avec, en première approximation, un potentiel central moyen (attractif) $U(r)$ créé par l'ensemble des autres nucléons, auquel on ajoute un fort terme d'interaction spin-orbite $\xi(\vec{l} \cdot \vec{s})$ et un terme orbital en $\beta(\vec{l} \cdot \vec{l})$, termes que l'on décrira ultérieurement. $U(r)$ dépend uniquement de la distance radiale r du nucléon par rapport à l'origine.

La fonction d'onde $\Phi(\mathbf{r})$ de chaque nucléon où \mathbf{r} représente l'ensemble des coordonnées ($r\theta\phi$), est solution de l'équation de Schrödinger, telle que :

$$\mathcal{H}\Phi_{nlm} = \left(\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + U(\mathbf{r}) \right) \Phi_{nlm}(\mathbf{r}) = E_{nlm} \Phi_{nlm} \quad (3)$$

avec $U(r) \rightarrow 0$ quand $r \rightarrow 0$. La fonction d'onde totale du noyau, antisymétrique sous l'échange de deux nucléons (parce que ce sont des fermions), s'exprime sous la forme d'un déterminant de Slater :

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \Phi_1(1) & \Phi_2(1) & \dots & \Phi_A(1) \\ \Phi_1(2) & \Phi_2(2) & \dots & \Phi_A(2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \Phi_1(A) & \Phi_2(A) & \dots & \Phi_A(A) \end{vmatrix} \quad (4)$$

La fonction d'onde d'un nucléon peut être réécrite en séparant les parties angulaire et radiale comme suit :

$$\Phi_{nljm}(\mathbf{r}) = R_{nl}(r)Y_{nl}(\theta\phi) = \frac{u_{nl}(r)}{r}Y_{nl}(\theta\phi) \quad (5)$$

On peut alors écrire l'équation du mouvement :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u_{nl}(r)}{dr^2} + \left[\frac{l(l+1)\hbar}{2mr^2} + U(r) \right] u_{nl}(r) = E_{nl} u_{nl}(r) \quad (6)$$

Le terme $-\frac{l(l+1)\hbar}{2mr^2}$ est la partie centrifuge du potentiel due à la force centrifuge associée à chaque moment angulaire. Afin de satisfaire les conditions des états liés, $E < 0$, on impose à la solution radiale $u(r) \rightarrow 0$ quand $r \rightarrow \infty$ et $u(0) = 0$. La normalisation de la fonction d'onde est telle que :

$$\int_0^\infty R^2(r)dr = \int_0^\infty u^2(r)dr = 1. \quad (7)$$

Afin de caractériser ce potentiel on peut partir d'un potentiel harmonique $U(r)$. Ce potentiel possédant des solutions analytiques est défini par $U(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2$, avec les énergies propres : $E(nl) = (2n + l - \frac{1}{2})\hbar\omega$. Les niveaux d'énergie sont alors dégénérés en multiplets définis par $2n + 1$. Ces groupements de niveaux dégénérés pouvant contenir plus d'une seule valeur de n et de l , sont le résultat de l'interaction entre l'oscillateur harmonique et la force centrifuge. Chaque orbitale (nl) est peuplée selon le principe de Pauli, par $2(2l + 1)$ particules, chaque sous-couche (nlj) possède jusqu'à $(2j + 1)$ nucléons. Avec ce simple potentiel harmonique on obtient des orbitales regroupées en couches équidistantes formant des configurations stables (*i.e.* des couches fermées) pour $N, Z = 2, 8, 20, 40, 70$, qui permet de reproduire les nombres magiques jusqu'à 20. Dans

le but de déterminer les caractéristiques du noyau dans son état fondamental et ses états excités, on ajoute deux termes à ce potentiel.

Le premier terme correctif d'effet de bord permet de répondre aux conditions de saturation de la force nucléaire, qui se traduit par une distribution uniforme à l'intérieur du noyau. On ajoute donc un terme attractif l^2 au potentiel de l'oscillateur harmonique. Les effets de ce terme augmentent avec le moment angulaire orbital de la particule. Une interaction attractive plus forte entre deux particules de grands moments angulaires, diminue leurs énergies.

Les nombres magiques observés expérimentalement, sont reproduits grâce à l'ajout du second terme. C'est donc de façon empirique qu'un terme spin-orbite fort a été introduit simultanément par M. Goeppert-Mayer [2] à Chicago, suite à la suggestion d'E. Fermi [3], et par O. Haxel, J.H.D. Jensen & H.E. Suess[4] à Heidelberg en 1949. Le moment angulaire de chaque nucléon dans une orbitale est le résultat du couplage vectoriel du moment angulaire orbital l et du moment angulaire de spin $s = 1/2$. La force due au couplage spin-orbite sera différente selon que les moments angulaires orbital et de spin sont parallèles ou anti-parallèles.

Finalement, on obtient le potentiel de la forme :

$$U(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + \beta(\vec{l} \cdot \vec{l}) + \xi(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (8)$$

Chaque étape de la construction du potentiel basée sur l'ouvrage de K.L.G. Heyde [5] est représentée figure 2.

Dans ce modèle, les nucléons remplissent les orbitales représentées sur la figure 2, dans l'ordre d'énergie croissant en respectant le principe d'exclusion de Pauli. On relève ici l'importance de la notion de particule individuelle en structure nucléaire, notamment dans l'apparition des nombres magiques. Ces nombres magiques sont le résultat du remplissage d'états de particule individuelle jusqu'à observation de propriétés nucléaires particulières (telles que la sur-stabilité, des énergies d'excitation élevées, la sphéricité) dans la séquence de remplissage, on parle alors de "gap". Une fermeture de couche correspond au fait que les protons (neutrons) remplissent entièrement toutes les orbitales placées avant un gap en énergie. Ce nombre de protons (neutrons) est alors dit "magique".

Avec le potentiel central moyen décrit précédemment, ce modèle d'états de particule individuelle permet de reproduire les nombres magiques observés expérimentalement, les spins et parités des états fondamentaux, ainsi que les spins et parités d'états excités d'une grande partie des noyaux à proximité des fermetures de couches. Néanmoins, dans le cadre du modèle de particule indépendante "extrême", on échoue à prédire certains comportements des noyaux, même proches de la stabilité, tels que les effets de milieu de couche. Il faut donc tenir compte de corrélations supplémentaires, et de l'interaction effective entre les nucléons. En effet, cette représentation de l'interaction nucléon-nucléon par un potentiel central moyen est une simplification, à laquelle il faut rajouter une interaction résiduelle. C'est le modèle en couches qui permet actuellement de pallier à cela et de décrire les noyaux loin des fermetures de couches. Ce modèle sera décrit dans la section 5.3.2.

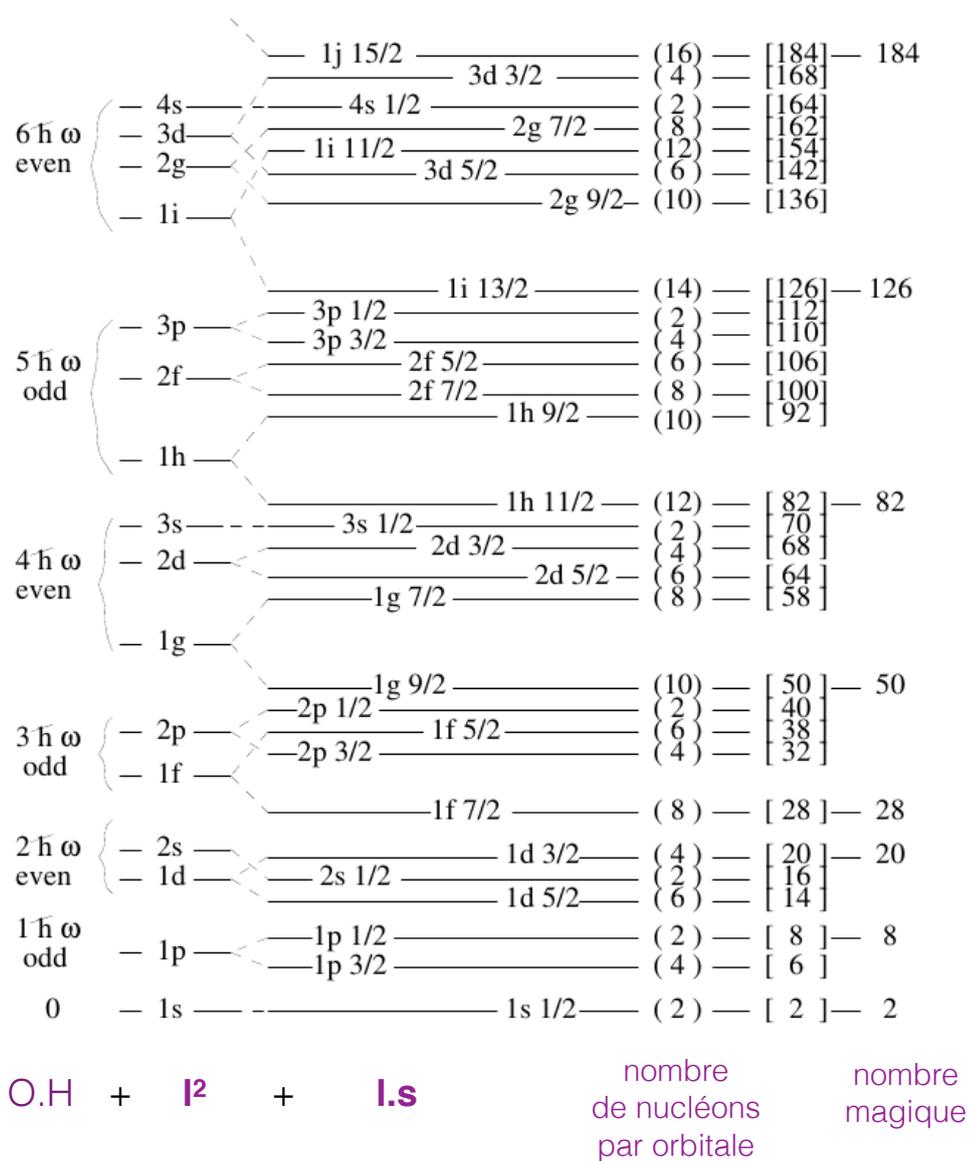


FIGURE 2 – Séquence des orbitales de particule individuelle dans un potentiel d'oscillateur harmonique, avec un terme orbite-orbite et un terme spin-orbite. Les nombres magiques correspondants sont indiqués.

Afin d'améliorer et contraindre ces modèles il est important de les tester loin de la stabilité. Dans notre cas, nous nous sommes intéressés aux modèles de particule indépendante pour décrire la structure des noyaux de la région $N = 50$. Je présente donc dans la section suivante, les motivations qui ont initié le travail présenté dans la partie II.

2 La structure nucléaire : les motivations

2.1 Quels noyaux : la région $N = 50$ vers ^{78}Ni

Le ^{78}Ni est a priori un noyau doublement magique ($Z = 28$ et $N = 50$) avec un rapport N/Z très grand (~ 1.79), le plaçant parmi les noyaux exotiques très riches en neutrons. Il est également considéré comme étant un noyau clé dans le processus r de la nucléosynthèse [6]. La figure 3 représente cette région riche en neutrons. La

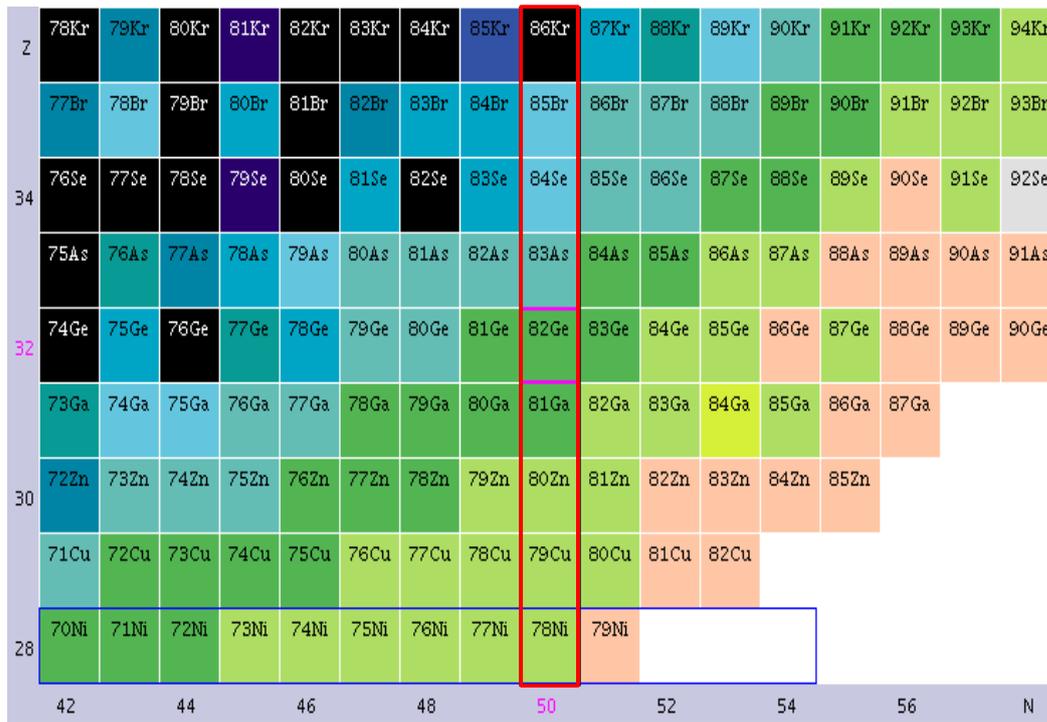


FIGURE 3 – Zoom de la charte des noyaux sur la région de la fermeture de couche $N = 50$ vers ^{78}Ni

question de la double magicité de ce noyau a fait l'objet de nombreuses études, c'est pourquoi son observation est l'un des principaux objectifs des physiciens de notre époque. Dans les résultats publiés, il a d'abord été observé par 2 fois : synthétisé et identifié en vol par fragmentation du projectile, seulement une douzaine d'évènements a été enregistrée à GSI (Darmstadt, Allemagne) [7] et au National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL, Michigan State's University, Michigan, États-Unis) [8]. Ce n'est que récemment que ce noyau a été produit en grande quantité au RIKEN (RIKagaku

KENkyusho : "Institut de recherche scientifique", Wako, Japon), avec la publication de périodes radioactives dans [9]. L'étude des modes d'excitation du ^{78}Ni demeure encore incomplète. Il est donc nécessaire d'étudier les noyaux dans son voisinage, les données expérimentales issues de leurs espaces de valence permettront de construire l'interaction effective. Ce noyau doublement magique et sa région sont donc de première importance dans le développement des calculs de modèle en couches avec interaction effective. Le ^{78}Ni y joue le rôle de cœur inerte [10] comme c'est le cas dans [11], K. Sieja *et al.* calculent les données spectroscopiques de manière plutôt satisfaisante des isotopes de Zr (de $N=50$ à $N=58$) à partir d'un cœur inerte de ^{78}Ni et un large espace de valence. L'étude des noyaux de la région quant à elle permettrait de déterminer les énergies de particules individuelles et de contraindre l'interaction effective. Ainsi K. Sieja et F. Nowacki testent une nouvelle interaction sur les états de basses énergies dans les noyaux pair-pair $N = 50$ (entre ^{78}Ni et ^{84}Se), ainsi que dans les impairs $N = 49$ (entre ^{79}Zn et ^{85}Kr). Cette nouvelle interaction est construite à partir de l'interaction à deux-corps décrite dans [12] à laquelle ils ont apporté des changements dans la partie monopolaire contraignant l'évolution du gap en protons entre ^{68}Ni et ^{78}Ni , et des modifications légères dans la partie multipolaire.

2.2 La fermeture de couche $N = 50$

L'étude de la fermeture de couche $N = 50$ est une des thématiques historiques des activités de l'IPNO (Institut de Physique Nucléaire d'Orsay) en particulier à ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay). La stabilité des noyaux à la fermeture de couche $N = 50$ est connue depuis plus de 60 ans (nombre magique identifié par Guggenheimer en 1934), dont on connaît en particulier 6 isotones stables. On a d'abord cru à une stabilité de l'ensemble des noyaux possédant un nombre de protons et de neutrons dits "magiques", avant de finalement se rendre compte, avec l'apparition des accélérateurs permettant l'étude des premiers noyaux exotiques, que certains nombres supposés magiques ne l'étaient plus, loin de la stabilité. Cette perte de magie, ouvra donc un large champ d'étude sur l'évolution de celle-ci lorsque l'on s'éloigne de la vallée de la stabilité. La première étude importante fut celle de l'évolution du nombre magique 20. C'est la fermeture de couche $N=20$ qui montra les premiers signes de faiblissement avec des anomalies dans l'étude des noyaux ^{31}Na [13] et ^{32}Mg [14], notamment en terme d'énergie de liaison, qui furent interprétés par l'existence d'un "îlot d'inversion" autour de ^{32}Mg . On parle d'"îlot d'inversion" lorsque l'état fondamental d'un noyau est issu de configurations intruses (inversion d'états). Dans le cas du ^{32}Mg les configurations sphériques et déformées sont inversées, ces dernières conduisant à l'état fondamental observé. Une forte collectivité également observée pour $N=28$ loin de la stabilité, conduit tout naturellement à s'interroger sur la persistance de la fermeture de couche $N = 50$, ces deux fermetures de couches étant de type spin-orbite. Le propos ici n'est pas de refaire l'historique des expériences ayant conduit aux arguments pour ou contre la persistance du gap $N = 50$. Nous allons donc seulement souligner certains faits marquants, permettant de justifier l'intérêt d'étudier cette région. Par ailleurs le travail de O. Sorlin et M.G. Porquet offre une très bonne synthèse et une analyse fine de l'évolution des nombres magiques dans [15].

Le nombre magique $N = 50$ est la conséquence de la partie spin-orbite de l'interaction nucléaire qui abaisse l'énergie de l'orbitale $g_{9/2}$ de la couche principale $N_{OH} = 4$ qui

se retrouve donc énergétiquement proche des orbitales de la couche $N_{OH} = 3$. Cette fermeture de couche de type spin-orbite ainsi que les orbitales de l'espace de valence de cette région sont représentées sur la figure 2. Son orbitale partenaire $g_{7/2}$ est donc repoussée au-dessus de l'orbitale $d_{5/2}$, qui forme ainsi la limite supérieure du gap $N = 50$. Pour les noyaux avec un numéro atomique Z appartenant à la gamme [28-50], les protons occupent les orbitales $\pi(fp)$ et $\pi(g_{9/2})$, alors que les orbitales neutrons formant le gap sont : $\nu(g_{9/2})$ (pour la limite inférieure), et $\nu(d_{5/2})$, $\nu(g_{7/2})$ placées au-dessus. Sachant que l'interaction proton-neutron a un terme tensoriel fort, on peut s'attendre à des modifications d'énergie de particule individuelle effective pouvant conduire à une réduction de gap. Ainsi l'évolution du gap $N = 50$ est due aux interactions proton-neutron entre les orbitales protons $\pi(f_{5/2})$, $\pi(p_{3/2})$ et les orbitales neutrons $\nu(g_{9/2})$ et $\nu(d_{5/2})$ [15]. En effet, ces interactions proton-neutron évoluent au fur et à mesure que l'on remplit les orbitales protons $f_{5/2}$, $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ (et $g_{9/2}$ lorsque $Z \geq 40$). On peut voir ce phénomène sur la figure 4 où l'on observe un changement de pente dans l'évolution de l'énergie de liaison de l'état $9/2^+$ à partir de $Z=40$.

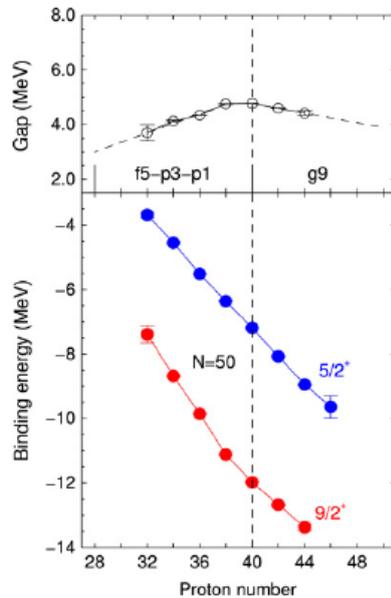


FIGURE 4 – *bas* : énergie de liaison des états $9/2^+$ ($5/2^+$) situé en-dessous (au-dessus) du nombre magique $N = 50$. *haut* : différence des énergies de liaison entre ces deux états formant le gap $N = 50$ [15].

L'adversité contre la persistance du gap $N = 50$ vint du domaine des réactions nucléaires peuplant des états de moyens et hauts spins. En effet, les énergies des états issus des excitations particule-trou à travers le gap dépendent de la taille de celui-ci. Le gap $N = 50$ étant formé par les orbitales $g_{9/2}$ et $d_{5/2}$, ces états particule-trou ont la configuration suivante : $\nu(1g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(2d_{5/2})^{+1}$ conduisant à la formation du multiplet d'états dont le spin va de 2 à 7. Des premières études sur la systématique des énergies d'excitation du triplet 5^+ , 6^+ , 7^+ des isotones $N = 50$ à partir de ^{90}Zr indiquaient une diminution constante du gap $N = 50$ à partir de $Z=38$. La figure 5 issue du travail de K. Kolos [21] montre ces évolutions. L'énergie d'excitation étant liée à la taille du gap, l'évolution que l'on voit à gauche de la figure 5 laisse à penser que le gap faiblit progressivement, ce qui fut la conclusion de Rzaca *et al.* dans [20]. En bas à droite de la figure 5 sont représentés les résultats de calculs de modèle en couches dans des espaces

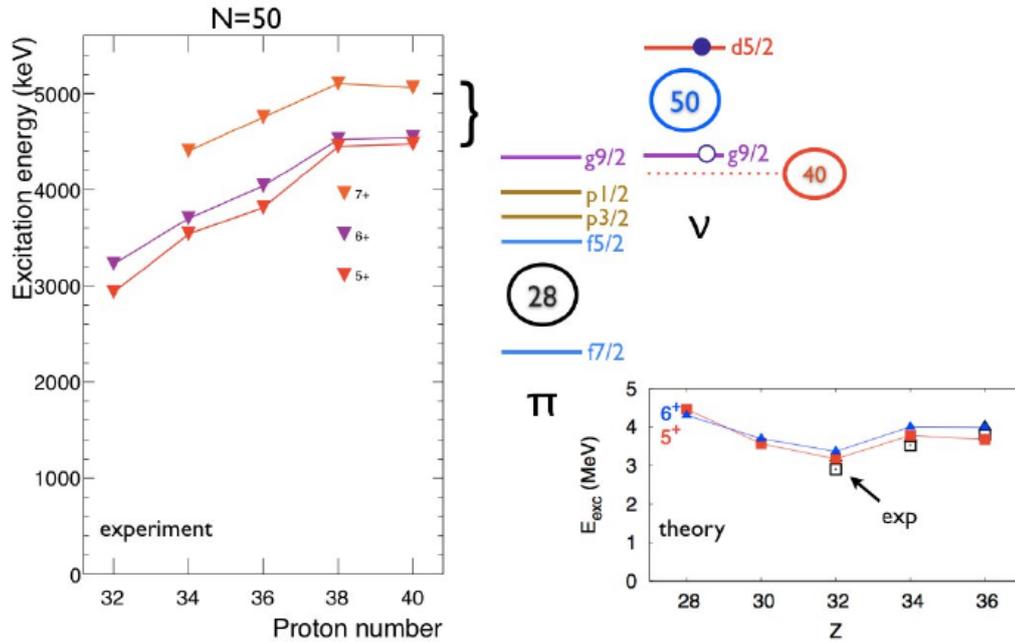


FIGURE 5 – Évolution des énergies d'excitation des états 5^+ , 6^+ , 7^+ de la configuration $\nu(1g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(2d_{5/2})^{+1}$ des isotones $N = 50$. À gauche sont représentées les données expérimentales issues de [16], [17], [18], [19], [20]; à droite les valeurs calculées [10] comparées aux valeurs expérimentales des états 5^+ .

de valence étendus (avec les orbitales pf pour les protons et les orbitales $f_{5/2}$, p , $g_{9/2}$, $d_{5/2}$ pour les neutrons) des états 5^+ et 6^+ des configurations particule-trou. La conclusion de ce travail est la persistance du gap vers ^{78}Ni avec un minimum à $Z=32$, avec aucun changement dans le champ moyen sphérique de ces noyaux. S'en suivirent plusieurs études qui permirent d'aboutir à la conclusion qu'il existait bel et bien un affaiblissement du gap $N = 50$ effectif de $Z=38$ à $Z=32$, étant le minimum, avant de voir celui-ci ré-augmenter. Ce minimum est expliqué par des calculs théoriques comme étant dû à des déformations quadrupolaires, mettant en relief l'importance de la collectivité pour $Z=32$.

La suspicion de la disparition du gap $N=50$ vint également de l'étude des isotones $N = 49$ (c'est donc dans ce cadre que l'on s'est intéressé au cas de ^{82}As ($Z=33$ et $N=49$)). En effet, le minimum du gap $N=50$ à $Z=32$ révélé par les mesures de masses est interprété comme un maximum de collectivité, mais les noyaux possédant $|CF - 1\rangle$ neutrons doivent apporter des informations sur le lien mutuel entre collectivité et structure de particule individuelle.

2.3 L'énigme des isotones $N = 49$

Le premier phénomène intrigant concerne l'augmentation apparente de la densité d'état 1^+ le long de la chaîne isotonique $N = 49$ de la stabilité vers ^{80}Ga [22], le second concerne l'évolution relative des états de neutrons, "normaux" et "intrus" des noyaux impairs de la ligne $N = 49$. On parle d'état "intrus" dans le sens du modèle en couches,

lorsqu'une configuration est due à un nucléon situé sur une orbitale au-delà de l'espace de valence.

Le fait le plus marquant concernant ce travail, se rapporte à une expérience de radioactivité qui permet l'étude de la décroissance du ^{80}Zn vers le ^{80}Ga , cette dernière a été observée à plusieurs reprises dès les années 80, mais c'est l'interprétation des résultats par K.L. Kratz *et al.* en 1988 [22] qui souleva le problème. On note que les expériences de radioactivité ont été sources de nombreuses découvertes dans le domaine de la structure nucléaire.

Dans un premier temps, intéressons nous au comportement étrange que semblent présenter les noyaux impair-impair de la chaîne isotonique $N = 49$, de la stabilité vers ^{77}Ni . Ce comportement laisse supposer qu'il existe un phénomène de structure qui reste pour le moins intrigant. Ce phénomène est visible sur la figure 6 qui présente la systématique des états excités des isotones impair-impair $N = 49$ tels qu'ils sont peuplés par décroissance- β . Lors d'expériences de radioactivité on observe, dans cette région, un grand nombre d'états à bas spin (1^+) peuplés par décroissance- β , qui semblent apparaître à partir du ^{80}Ga . À la fin des années 90, ^{82}As est présenté comme ayant, de façon certaine, seulement 2 états peuplés par radioactivité, auxquels sont assignés les spin et parité 1^+ . Cette première expérience de décroissance β avait été réalisée par P. Hoff et B. Fogelberg en 1981 [23], elle leur avait permis de proposer l'unique schéma de niveaux de ^{82}As évalué à ce jour.

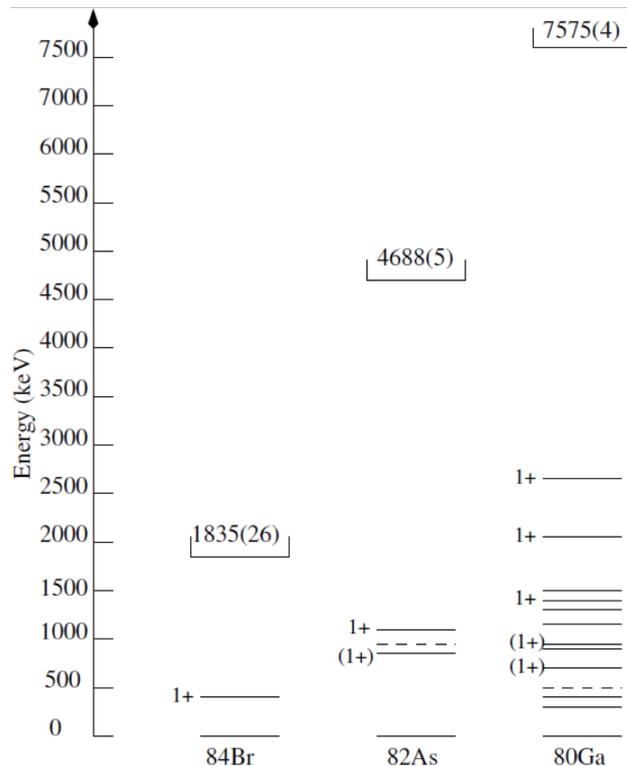


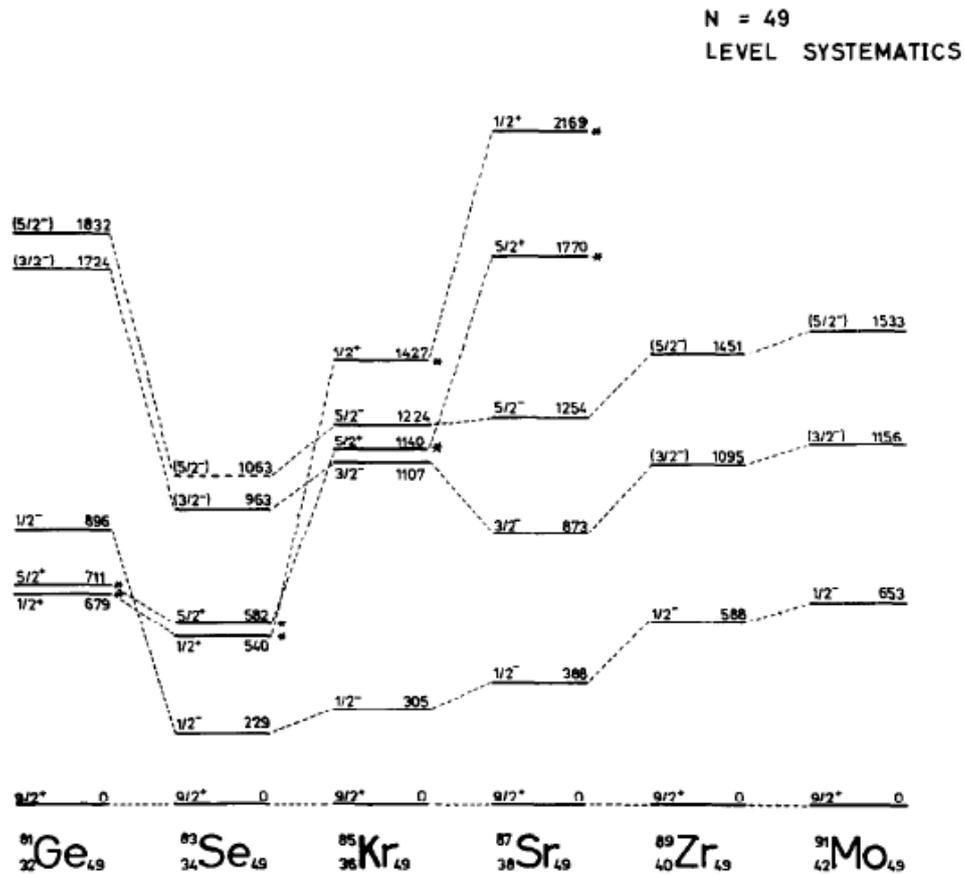
FIGURE 6 – Systématique des états excités des noyaux impair-impair légers de la chaîne isotonique $N = 49$ peuplés par décroissance- β telle qu'elle l'était au début de ce travail. Les valeurs encadrées au-dessus de chaque noyaux représentent les valeurs des fenêtres Q_β de ces derniers.

Presque quasi-simultanément, lorsque les développements des méthodes de produc-

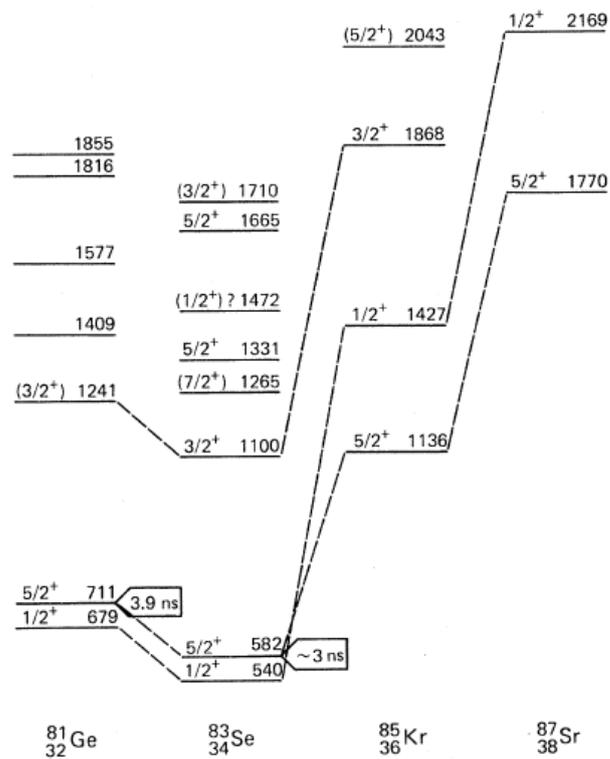
tion le permirent, deux expériences de radioactivité fournirent les premiers résultats sur le ^{80}Zn . La première étude de radioactivité du ^{80}Zn , publiée en 1986, fut entreprise par R.L. Gill *et al.* [24], auprès du réacteur du laboratoire national de Brookhaven (Upton, New-York, États-Unis). Cette étude fut entièrement menée dans le but de récolter les données expérimentales nécessaires aux calculs relatifs au processus- r sur le ^{80}Zn clairement décrit comme un point d'attente du processus. Quelques jours plus tard on voyait apparaître les résultats de l'étude de plusieurs isotopes du Zn réalisée par B. Ekström *et al.* [25] auprès de l'installation OSIRIS à Studvik (Suède). Le but principal était la détermination des masses des noyaux, mais elle permit également de fournir un certain nombre de données spectroscopiques de la décroissance des isotopes de Zn en particulier ^{80}Zn . C'est dans cette seconde référence que l'on voit apparaître, pour la première fois, trois états 1^+ entre 1428 keV et 2478 keV dans le schéma de niveaux du ^{80}Ga . L'année suivante, en 1987, vint l'étude de J.A. Winger *et al.* [26] qui proposa le spin 1^+ à deux niveaux supplémentaires dans le schéma de niveaux du ^{80}Ga , portant ainsi à 5 le nombre de niveaux de spins 1^+ de 685 keV à 2655 keV. L'explication qu'ils proposèrent pour justifier l'existence de ces 5 états 1^+ est la population par une transition Gamow-Teller d'états ayant une configuration particule proton - trou neutron. Cette transition β Gamow-Teller verrait alors le changement dans le ^{80}Zn , d'un neutron des orbitales $p_{1/2}$ ou $p_{3/2}$ en un proton des orbitales $p_{3/2}$ ou $p_{1/2}$. Une telle transition entre deux partenaires de spin permettrait ainsi de peupler 5 états 1^+ .

Le phénomène le plus intrigant concernant cette région, arriva avec l'interprétation du schéma de niveaux de ^{80}Ga par K.L. Kratz *et al.* [22] en 1988. Dans cet article, ils effectuent des calculs d'approximation de phase aléatoire (RPA : Random Phase Approximation) afin de déterminer les décroissances β Gamow-Teller. Ils justifient la présence d'états 1^+ comme étant due à une déformation quadrupolaire du ^{80}Ga . En effet c'est seulement en utilisant un paramètre de déformation quadrupolaire $\epsilon_2 \sim 0.26$ qu'ils purent reproduire les données expérimentales. Ils définirent alors ces états 1^+ comme étant déformés au-dessus de 600 keV, avec une valeur élevée du paramètre de déformation pour un noyau proche d'une fermeture de couche. Ils conclurent leur article par le fait que l'observation d'une coexistence de forme dans le ^{80}Ga impliquait une rapide diminution de la fermeture de couche dans la région de ^{78}Ni . Cette conclusion lança l'intérêt historique pour l'étude de cette fermeture de couche $N = 50$.

Intéressons nous maintenant à l'étude de la systématique des états neutrons des isotones impairs $N = 49$, qui constituent le second phénomène intrigant de cette chaîne. Il s'agit respectivement des états 1-trou neutron (1t) et des états 1 particule - 2 trous (1p-2t) de parité positive. Cette étrange évolution avait déjà été remarquée il y a plus de 30 ans, par P. Hoff & B. Fogelberg dans [23] et R.A. Meyer *et al.* dans [27]. Les figures 7a et 7b représentent l'évolution relative de ces états neutrons le long de la chaîne isotopique $N = 49$. En étudiant ces systématiques, on relève des phénomènes intéressants. Premièrement, entre $Z=34$ (^{83}Se) et $Z=32$ (^{81}Ge) la nature du premier état excité (et isomérique) change pour la première fois, passant du couple spin-parité $\frac{1}{2}^-$ à $\frac{1}{2}^+$ [23]. Ces deux états seraient assignés, respectivement, aux configurations $\nu(2p_{1/2}^{-1})$ (état trou neutron "normal") et $\nu(1g_{9/2}^{-2}3s_{1/2}^1)$ (état 1 particule - 2 trous "intrus"). Deuxièmement, dans le travail de systématique des états intrus de Meyer *et al.* (représenté sur la figure 7b), l'énergie est minimale pour le ^{83}Se , puis augmente avec l'ajout de paires de protons en direction de ^{89}Zr [27]. Ce noyau de ^{83}Se est particulier puisqu'avec 34 protons il est au milieu de la sous-couche fp . Ce minimum fut donc interprété comme un effet de couche



(a) Systématique des états neutrons dans les isotones $N = 49$ [23]. Les astérisques représentent les états intrus.



(b) Systématique des états intrus dans les noyaux impairs $N = 49$ [27]

FIGURE 7 – Systématique des états neutrons dans les noyaux impairs $N = 49$.

analogue aux comportements des états intrus observés le long de la chaîne isotopique de l'indium ($Z=49$). En revanche, l'augmentation soudaine et brutale de l'énergie de l'état $\frac{1}{2}^- \nu(2p_{1/2}^{-1})$ de $Z=34$ à $Z=32$ n'a toujours pas trouvé d'explication satisfaisante.

Pour résumer, nous avons donc établi l'état des lieux de la chaîne isotopique $N=49$ tel qu'il était au début de ce travail (d'un point de vue historique et au niveau de la systématique). La motivation principale qui initia ce travail est l'apparition soudaine d'un grand nombre d'état 1^+ entre le ^{84}Br et ^{80}Ga , représenté figure 6, amenant la question de l'existence d'un effet de structure important entre ces deux noyaux. Cet effet serait dû selon K.L. Kratz à un comportement collectif quadrupolaire apparaissant entre $Z=33$ et $Z=31$, effet pour le moins surprenant. Il est donc important d'étudier un noyau intermédiaire, qui porterait l'empreinte d'une telle déformation : ^{82}As . De plus pour ce noyau les informations spectroscopiques sont encore très incomplètes.

^{82}Ge est le père de ^{82}As et ^{82m}As par décroissance β^- . Bien que ces deux états soient connus depuis longtemps le schéma de niveaux de ^{82}As reste peu fourni. Comme nous l'avons mentionné précédemment, au début de ce travail de thèse, un seul schéma de niveaux a été proposé par P. Hoff et B. Fogelberg en 1981 [23]. Ces données complètent l'étude de la réaction $^{82}\text{Se}(t, ^3\text{He})^{82}\text{As}$ réalisée par F. Ajzenberg-Selove *et al.* en 1979 [28]. Ces deux expériences historiques, dont les résultats sont présentés figure 8, servent encore actuellement de référence dans le centre de données National Nuclear Data Center [29].

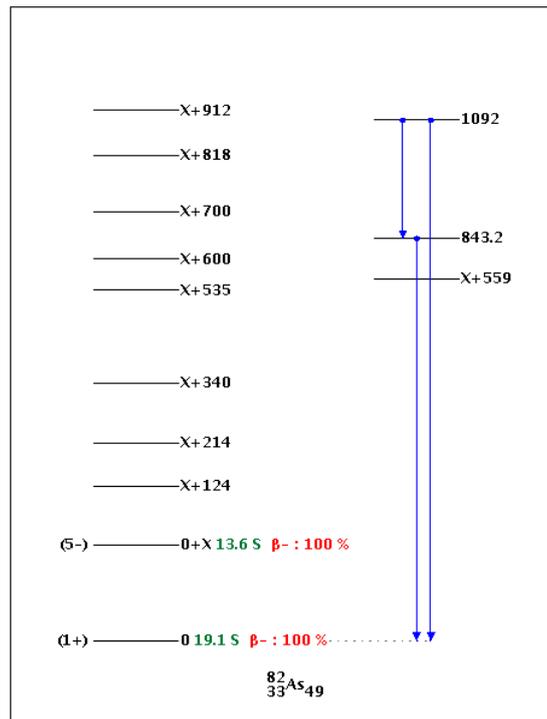


FIGURE 8 – schéma de niveaux de ^{82}As proposé sur le site du National Nuclear Data Center [29].

Nous avons donc situé le contexte qui a motivé l'étude de la région $N = 50$ à ALTO et en particulier le rôle et l'intérêt que présente ^{82}As dans la compréhension de la structure nucléaire de cette région. Je vais maintenant présenter ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay) qui constitue l'élément central de mon travail de thèse : puisqu'il

s'agit de ma contribution à l'instrumentation d'ALTO à travers le développement de deux nouvelles plateformes expérimentales.

3 ALTO : Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay

Je présente ici, l'accélérateur utilisé pour produire les noyaux riches en neutrons d'intérêt auquel sont rattachés les deux plateformes expérimentales présentées dans cette thèse. ALTO présenté figure 9 est une installation située sur la campus de l'université Paris-Sud (Orsay, France) et exploité par l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO). La partie historique de cette installation est constituée par le Tandem mis en fonctionnement en 1972, afin de répondre aux grandes questions de l'époque concernant la structure des noyaux et les mécanismes de réaction. Il s'agit d'un accélérateur d'ions négatifs électrostatique de 15 MV, de type Van de Graaf, constitué de trois parties : l'injecteur, le système de pulsation et une partie accélératrice. Il est conçu pour fournir de nombreux faisceaux stables, produisant de façon régulière des faisceaux allant du proton jusqu'à l'or. Il a également la possibilité de délivrer des faisceaux radioactifs de ^{14}C et quasi-stables de ^{48}Ca . Le Tandem peut distribuer des faisceaux stables à cinq plateformes expérimentales à travers les lignes 210, 320, 410, 420 et 510 représentées sur la figure 9.



FIGURE 9 – Plan de l'accélérateur ALTO, Orsay, France.

Pour répondre aux besoins des expérimentateurs concernant l'étude du noyau, J.

Obert installe dans un premier temps un ensemble cible-source et un séparateur de masse auprès du Tandem. Dans le contexte particulier de la recherche et du développement de la méthode de production de noyaux exotiques de séparation isotopique en ligne pour SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne, GANIL, Caen, France) [30] au début des années 2000, le projet de production de noyaux radioactifs par photofission à ALTO est initié par A. Mueller et D. Guillemaud-Mueller et porté par S. Essabaa et F. Ibrahim [31]. Les récents développements et l'amélioration constante des techniques de productions de ces noyaux, permettent d'obtenir de nombreux résultats importants tant en recherche fondamentale (structure du noyau, réactions nucléaires, astrophysique nucléaires) qu'en recherche appliquée (sûreté nucléaire et aval du cycle). La recherche conduite à ALTO est donc dirigée dans l'optique de répondre à trois grandes problématiques de notre temps :

- la formation des éléments lourds dans l'Univers
- le renforcement de la sûreté de l'industrie nucléaire ;
- la compréhension de l'interaction des protons et neutrons dans le noyau.

C'est cette dernière thématique, l'étude de la structure de noyaux exotiques riches en neutrons, qui nous intéresse dans le travail présenté.

ALTO, opérationnel depuis 2006 est une installation ISOL (Isotopic Separation On-Line) utilisant la photofission, méthode proposée par W.T.Diamond [32] et Y.T. Oganessian *et al.* [33]. Cette combinaison rend cet accélérateur unique au monde.

3.1 Séparation Isotopique En Ligne (ISOL) : principe

La Séparation Isotopique En Ligne est une méthode utilisée dans de nombreux grands accélérateurs de par le monde tels que ISOLDE@CERN, SPIRAL@GANIL, elle a bénéficié de nombreux apports techniques récents permettant de répondre aux contraintes expérimentales des physiciens (exotisme, intensité). On peut décomposer cette technique de production en 5 étapes :

1. création des noyaux radioactifs
2. diffusion hors de la cible et effusion jusqu'à la source d'ionisation
3. ionisation
4. extraction
5. séparation

On peut éventuellement rajouter une sixième étape de "ré-accélération" dans le cas de production de faisceau post-accélérés.

La technique ISOL consiste en l'envoi d'un faisceau primaire (électron, gamma, proton, neutron ou ions lourds), très intense sur une cible épaisse où ont lieu différents mécanismes de réaction permettant la production des éléments d'intérêt :

- Pour un faisceau primaire de faible énergie (quelques dizaines de MeV/nucléon) on est en présence de fusion-évaporation, de fission ou de réaction de transfert de plusieurs nucléons. La fusion-évaporation induite par des ions légers permet de produire des noyaux pauvres en neutrons proches de la vallée de stabilité, tandis que les réactions de fusion-évaporation avec des ions lourds permet de produire des noyaux déficients en neutrons très exotiques, avec des sections efficaces plus faibles. La fission des actinides à longues périodes radioactives, tel $^{235,238}\text{U}$ et ^{232}Th produit des noyaux exotiques riches en neutrons dans une plus grande gamme de masse que les réactions précédentes.
- Dans le cas d'un faisceau très énergétique (quelques centaines de MeV/nucléon à 1 GeV/nucléon) on observe de la spallation c'est-à-dire l'évaporation de particules légères, et de la fragmentation. Lors de réactions de spallation, des noyaux déficients en neutrons sont produits, avec une section efficace diminuant vers les noyaux très exotiques. La fragmentation permet de produire une grande variété de noyaux, très légers jusqu'aux masses intermédiaires.

Ces réactions ont lieu à l'intérieur de la cible qui stoppe les éléments, cette dernière est chauffée à de très hautes températures, l'énergie thermique permet la diffusion et/ou l'effusion des produits à travers une ligne de transfert jusqu'à la source d'ions où ils seront ionisés. Bien que la section efficace de fission de certains actinides (^{232}Th , $^{233,235}\text{U}$, $^{239,241}\text{Pu}$, ^{241}Am , ...) permettrait de les utiliser comme cible, le choix se porte sur l'uranium (^{238}U). La fission des actinides est favorisée par un ratio N/Z grand permettant la production de noyaux riches en neutrons, cependant, les conditions de sécurité sur les cibles composées de trans-uraniens imposées dans les laboratoires, rendent leurs utilisations difficiles, d'où le choix de ^{238}U . Afin d'avoir des taux de productions permettant d'étudier ces noyaux, quatre paramètres sont modifiables : l'épaisseur de la cible, l'intensité des faisceaux incidents, la température et la micro-structure de la cible améliorant l'effusion.

3.2 Fonctionnement de l'installation d'ALTO

On présente ici le principe de l'installation ISOL à ALTO. Pour chaque partie on pourra se référer à la figure 10.

3.2.1 Production : La photofission

La fission est le mécanisme de réaction durant lequel un noyau lourd se divise en deux (ou plus) noyaux. Cette réaction exothermique est induite par un apport d'énergie d'une particule (proton ou neutron), ou par une radiation électromagnétique permettant de déformer le noyau jusqu'au point de rupture. Bien qu'il existe différentes méthodes pour induire cette fission, l'originalité d'ALTO repose sur cette dernière : la fission est photo-induite. ^{238}U voit sa fission induite par des photons issus du rayonnement de Bremsstrahlung créé par le freinage et la déviation des électrons du faisceau primaire dans le champ électrique des noyaux de la cible. En effet, selon le principe de Maxwell, *"toute particule chargée qui voit sa vitesse modifiée (en direction ou en amplitude) rayonne"*.

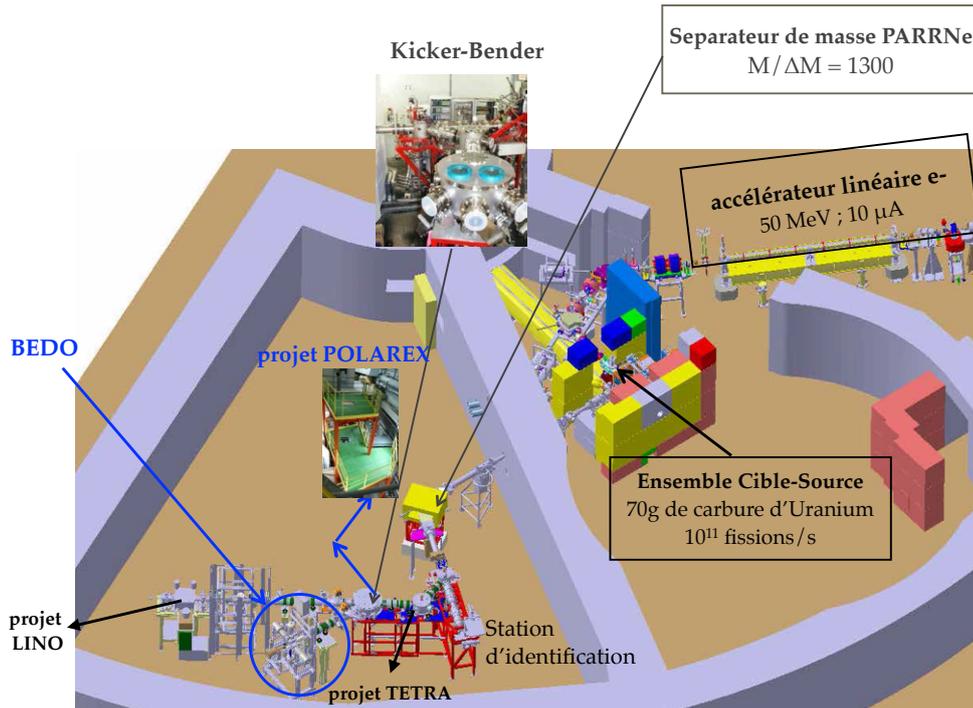


FIGURE 10 – Représentation schématique de l'installation ISOL à ALTO.

Étant une réaction à seuil, les photons doivent avoir une énergie supérieure à l'énergie d'activation de ^{238}U dont la barrière de fission est légèrement inférieure à 6 MeV. L'énergie d'activation correspond alors à l'apport d'énergie nécessaire pour engager la fission, elle équivaut à la différence entre l'énergie du sommet de la barrière de fission E_c (ou barrière de Coulomb) et l'énergie de l'état fondamental du noyau E_0 . Intéressons nous maintenant aux résultats présentés figure 11 issue du travail de Y.T. Oganessian *et al.* sur la production d'ions radioactifs par photofission de l'Uranium[33]. Si l'on regarde le spectre en énergie continu des photons du rayonnement Bremsstrahlung (de 0 à $E_{\gamma}^{max} = E_e$) pour différentes énergies du faisceau incident E_e , on constate que le rendement de production des photons augmentent avec l'énergie des électrons incidents. Néanmoins, ce seront uniquement les photons d'énergie supérieure à 6 MeV qui seront utilisés dans le processus de photofission. La photofission induite des noyaux lourds avec des énergies différentes, est déterminée par la région de la Résonance Dipolaire Géante (RDG). C'est la courbe de section efficace de photofission en fonction de l'énergie du photon incident qui permet de déterminer la résonance dipolaire géante pour $E_{\gamma} \in [10 \text{ MeV} - 17 \text{ MeV}]$ où la section efficace de photofission de l' ^{238}U atteint 0.17 barn.

Le résultat de la convolution de ces deux courbes, nous donne le spectre de rendement de photofission figure 12 [33] qui présente une saturation à $\sim 50 \text{ MeV}$. Une contribution de deux ordres de grandeur inférieure à celle des photons [34], est induite par les neutrons rapides libérés lors du processus de fission ou encore issus des réactions (γ, n) .

3.2.2 Faisceau primaire d'électrons

Le faisceau primaire d'électrons est fourni par le LINAC (ACcélérateur LINéaire d'électrons) composé de trois parties : un injecteur, une section accélératrice et une sec-

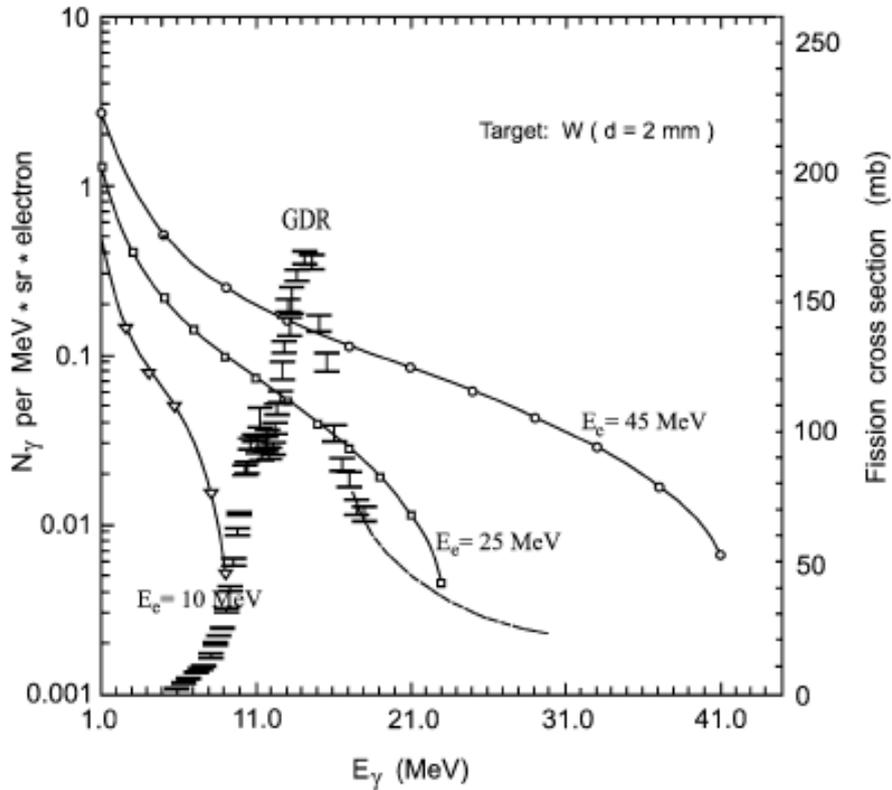


FIGURE 11 – Les courbes en trait plein associées à l'échelle de gauche représentent les spectres d'émission de photons par électron pour différentes énergies E_e du faisceaux incidents. Les points associés à l'échelle de droite représentent l'évolution de la section efficace de photofission de l'uranium en fonction de l'énergie du photon[33].

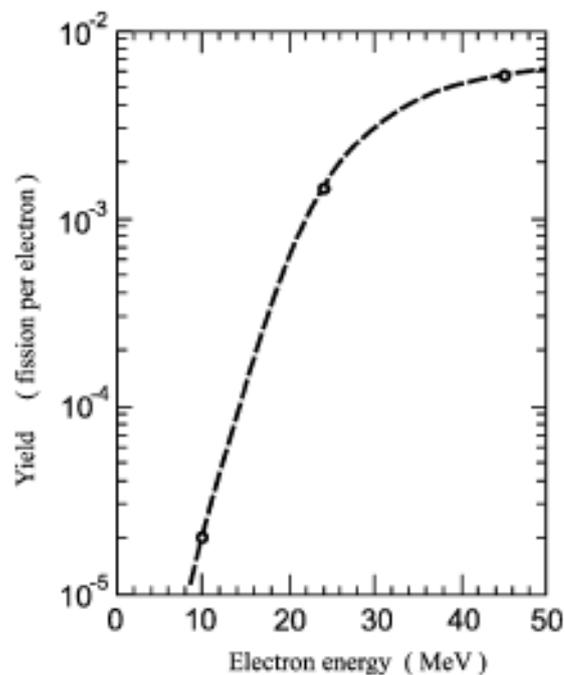


FIGURE 12 – Rendement de la photofission (en nombre de fission par électron) en fonction de l'énergie du faisceau incident [33].

tion de transport. L'injecteur consiste en un canon à électrons qui fournit un faisceau pulsé d'une fréquence de 100 Hz avec une durée ajustable de 0.2 à 2 μs . À la sortie de ce canon, deux cavités hautes fréquences (un groupeur et un pré-groupeur) permettent d'accélérer ces impulsions d'électrons à une énergie de 3 MeV, énergie requise pour les injecter dans la section accélératrice. Cette section accélératrice est en fait l'ancien pré-injecteur du LEP (Large Electron Positron collider) du CERN qui permet aux électrons d'atteindre 50 MeV sur une distance de 4.5 m. À la sortie du LINAC le faisceau d'électrons a une énergie de 50 MeV, une intensité nominale moyenne de 10 μA et une largeur de 15 ps avec une période de répétition de 333 ps comme présenté dans la figure 13.

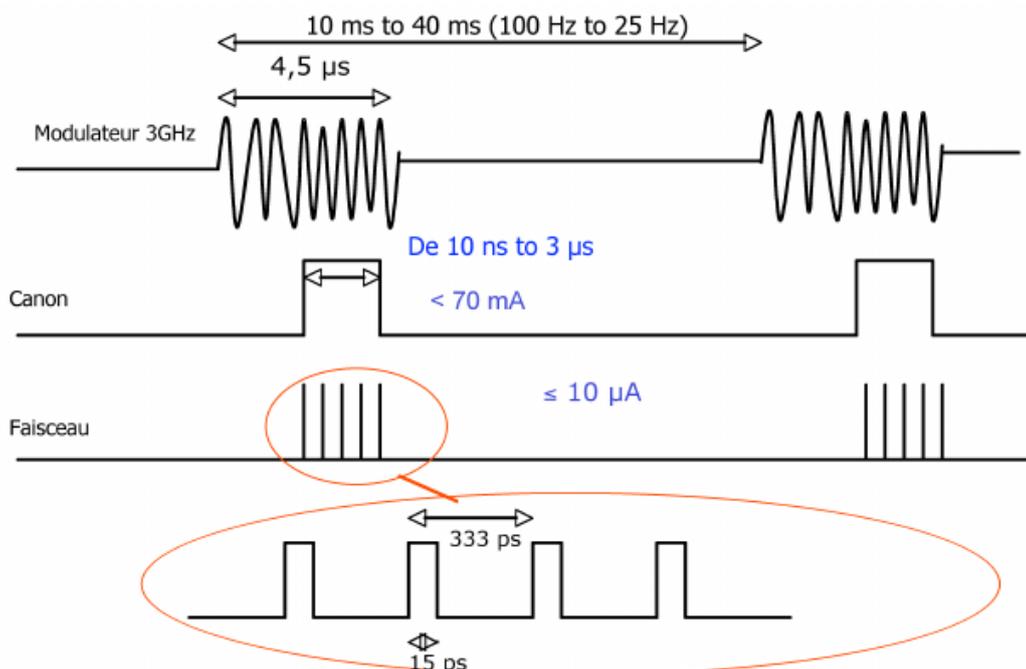


FIGURE 13 – Représentation schématique de la structure temporelle du faisceau d'électrons à la sortie du LINAC issue de [35]. Énergie : 50 MeV ; courant nominal : 10 μA ; largeur : 15 ps ; période de répétition : 333 ps.

Le faisceau est transmis à l'ensemble cible-source à travers une ligne de transfert équipée de deux dipôles magnétiques permettant une déviation du faisceau de 130°. Cette nouvelle ligne connectée à la ligne de transmission pré-existante, a été conçue de sorte que le faisceau de deutons fourni par le Tandem puisse toujours être envoyé sur l'ensemble cible-source d'ATLO-RIB.

3.2.3 Ensemble cible-source (ECS)

Cible UCx

À la sortie du LINAC, les électrons de 50 MeV pénètrent dans l'ECS à travers une fenêtre de 0.5 mm d'épaisseur d'inox après avoir parcouru quelques millimètre dans l'air avant d'atteindre la cible. Cette dernière faite de 70g de carbure d'uranium et graphite, UCx (densité : 3.36 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$), est composée de 143 pastilles d'1 mm d'épaisseur et de 14 mm de diamètre. Les électrons sont donc ralentis dans les premiers centimètres de la

cible, puis convertis en photons par rayonnement Bremsstrahlung. Ce sont ces photons qui induisent la fission des atomes d'uranium avec un rendement de 10^{11} fissions par seconde. La cible est placée dans un container en graphite, lui-même placé à l'intérieur d'un four en tantale de quelques millimètres d'épaisseur et de 20 cm de long. La cible étant chauffée à 2000 °C, les produits de fissions vont effuser et/ou diffuser de la cible grâce à l'énergie thermique, et être conduit vers la source d'ions à travers un tube (3 cm de long, 3 mm de diamètre) de transfert placé sous vide.

La capacité d'extraction des produits de fission dépend de plusieurs paramètres physico-chimiques tels que les températures de fusion et de vaporisation. Les productions d'ALTO-RIB obtenues avec une source d'ions plasma Febiad (décrite ci-après) peuvent être trouvées sur le site d'ALTO [36].

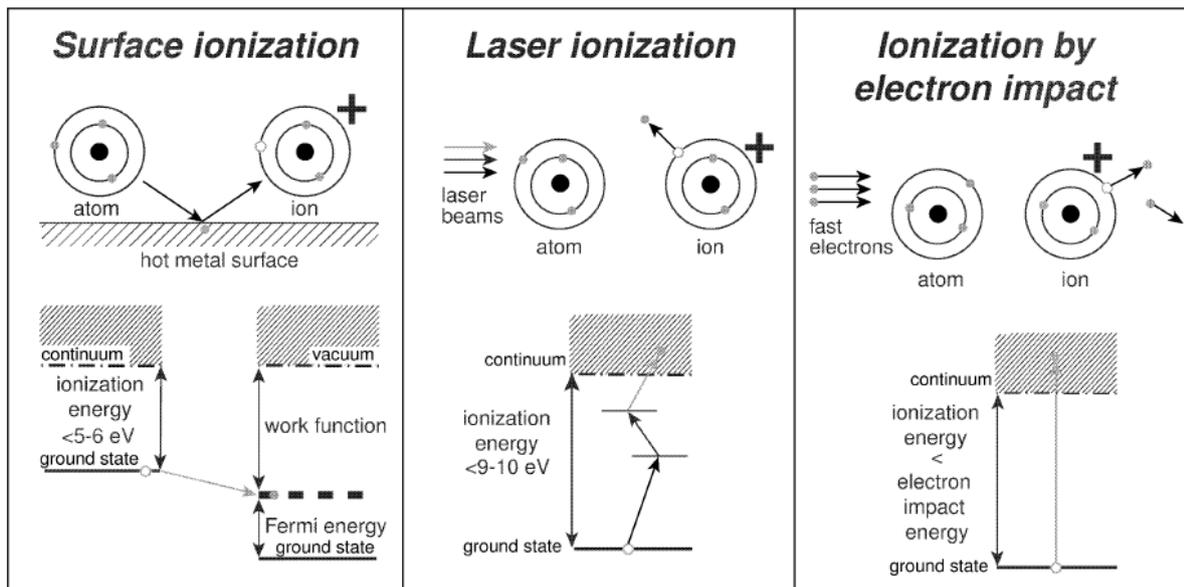


FIGURE 14 – Principe schématique des trois sources d'ions utilisées à ALTO [37].

Source d'ions

Le choix de la source d'ions est important pour la production d'isotopes radioactifs. Elle doit être sélective, rapide et efficace. Ceci afin d'obtenir des faisceaux d'ions radioactifs, même de courtes durées de vie, et de limiter la contamination isobarique. À ALTO trois types de sources d'ions peuvent être utilisés, ils sont illustrés figure 14 :

↪ *L'ionisation de surface*

L'ionisation de surface dont le principe est représenté à gauche de la figure 14 est relativement simple, efficace et sélective. Elle constitue le meilleur procédé d'ionisation (sans charge multiple) pour les isotopes à faible potentiel d'ionisation. En effet, pour des éléments ayant un potentiel d'ionisation PI inférieur à 5 eV (ions positifs) ou une affinité électronique supérieure à 2 eV (ions négatifs [38]) on peut espérer des efficacités d'ionisation entre 50% et 100% pour les alcalins [39]. Les ions positifs sont créés quand la fonction de travail, c'est-à-dire l'énergie minimale nécessaire pour arracher un électron d'un atome constituant la surface, est supérieure au potentiel d'ionisation de l'atome sortant de la cible. Autrement dit lorsqu'un

atome avec un potentiel de première ionisation relativement faible rencontre une surface suffisamment chaude, il perd son électron de valence sur la surface par désorption thermique. Les ions négatifs, quant à eux, peuvent être produits lorsque la fonction de travail est inférieure à l'affinité électronique de l'atome impactant la surface à des énergies thermales.

L'avantage de cette source d'ions repose dans sa sélectivité. Cette dernière permet en effet, l'ionisation avec une grande efficacité des alcalins comme on peut le voir figure 15.

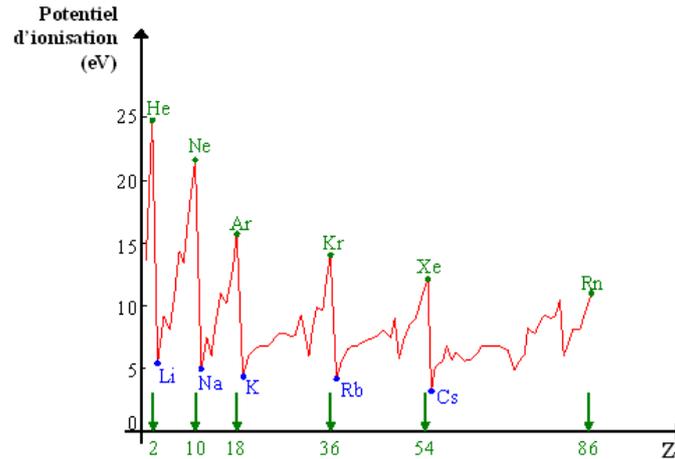


FIGURE 15 – Potentiel d'ionisation (en eV) en fonction du numéro atomique Z.

↪ La source plasma "chaud"

Ce type de source représenté à droite de la figure 14 permet d'ioniser les atomes avec des potentiels d'ionisation plus élevés. Le principe repose sur la création d'un plasma chaud entre une cathode générant les électrons primaires et une anode leur fournissant un potentiel d'accélération. Si la température du plasma T_p est suffisamment élevée pour que $kT_p > PI$ (avec k la constante de Boltzmann [40]) la majorité des atomes présents dans le plasma peuvent être ionisés. À ALTO une source d'ions à plasma chaud de type MK5-ISOLDE (présentée figure 1 de [41]) est également utilisée, reposant sur le principe FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) développé par R. Kirchner et E. Roeckl [39]. Maintenu sous une pression de 10^{-5} mbar, elle est chauffée à ~ 2000 °C par la circulation d'un courant électrique à travers le circuit fermé composé par le tube de transfert. L'anode est un cylindre de molybdène soumis à une tension de 100 à 200 V, elle possède une grille de graphite à son extrémité. En face, un cylindre de tantale relié à la masse constitue la cathode dans laquelle les atomes atteignent la chambre à décharge. Les électrons générés par la cathode passent à travers les trous de la grille de l'anode formant ainsi un arc électrique. L'anode et la cathode sont distantes de quelques millimètres. Créé par une décharge dans un environnement basse pression, le plasma apparaît là où les ions sont confinés. Les atomes présents dans la phase gazeuse de cette source d'ions sont bombardés par ces électrons énergétiques, perdant ainsi un ou plusieurs de leurs électrons. Le spectre en énergie de ces électrons étant large, ce type de source d'ions est en principe universel,

la majorité des éléments sont ionisés une fois. Ce type de source, simple de principe, présente une efficacité maximale d'environ 50% pour la plupart des éléments indépendamment de leur nature chimique [42], permettant ainsi d'ioniser des éléments moins volatiles. L'efficacité d'ionisation diminue pour les éléments légers et les éléments ayant un potentiel d'ionisation plus élevé.

↪ *La source laser*

Les sources d'ions présentées précédemment sont universelles, elles permettent d'ioniser efficacement un certain nombre d'éléments, mais ne le font pas et de manière sélective. En effet l'ionisation de surface permet l'ionisation des éléments à bas point de fusion avec une pression de vapeur élevée, alors que la source à plasma chaud favorise l'ionisation des metalloïdes et métaux ayant tendance à former des molécules stables. On constate donc, qu'il reste un certain nombre d'éléments, essentiellement des métaux avec un potentiel d'ionisation dans la gamme [6 eV ; 10 eV] et une faible pression de vapeur saturante à 2000 °C pour lesquels l'ionisation n'est pas réalisée par ces deux méthodes. C'est pourquoi le projet RIALTO permettant de répondre à ce problème par l'ionisation résonante des éléments d'intérêt a été développé à ALTO. Un autre avantage de premier ordre est, sa grande sélectivité qui permet d'éviter les contaminations isobariques. Mis en fonctionnement en 2011, RIALTO (Resonant Ionization ALTO) présenté figure 16 permet d'obtenir avec 2 lasers des faisceaux de noyaux rares tels que $^{80,81,82}\text{Zn}$ ou ^{84}Ga depuis 2011.

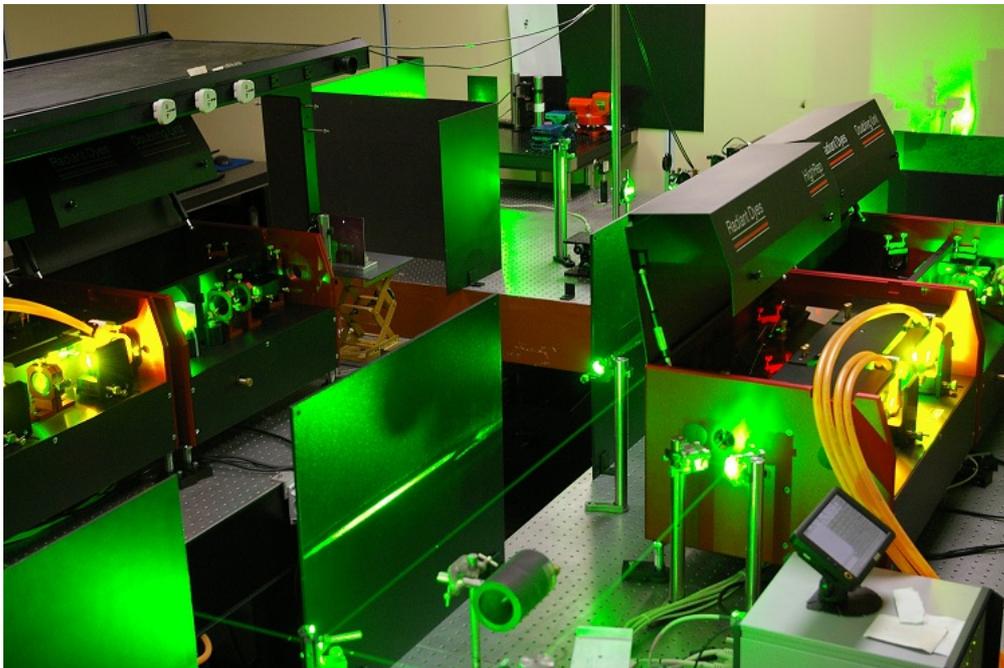


FIGURE 16 – Salle laser

Le principe de l'ionisation résonante par laser repose sur l'excitation de l'électron de valence du noyau d'intérêt par l'absorption résonante d'un ou plusieurs photons. Il est représenté au centre de la figure 14. Le principe est simple, la longueur d'onde du premier laser est accordée sur la fréquence de la transition résonante permettant

d'exciter l'atome vers un premier niveau électronique intermédiaire, l'opération est répétée autant de fois qu'il y a d'états intermédiaires, jusqu'au dernier laser accordé sur la fréquence de la transition allant du dernier état intermédiaire vers le continuum. L'électron est donc excité par pas successifs jusqu'au continuum, comme représenté sur la partie centrale de la figure 14. Chaque pas est résonant avec la transition optique de l'espèce atomique choisie, à l'exception du dernier pas vers le continuum. Généralement, un atome est excité en deux ou trois étapes, chaque transition optique donnée requérant une longueur d'onde caractéristique, on obtient donc un schéma d'excitation unique par élément. C'est en utilisant cette empreinte spécifique à chaque espèce que cette méthode permet d'être très sélective et de s'affranchir des contaminations isobariques.

L'efficacité d'ionisation repose sur la saturation des étapes d'absorption résonante du photon, par conséquent la luminance énergétique requise pour le système laser dépend également des paramètres optiques de l'atome. La dernière transition d'un état discret vers un continuum, est en général non-résonante, de ce fait le dernier pas requiert un éclairage énergétique élevé, nécessitant donc l'utilisation d'un laser pulsé avec un taux de répétition élevé. Plus ce taux de répétition sera élevé, plus le système sera à même d'ioniser tous les fragments d'intérêt issus de la cible.

Ainsi, le système laser RIALTO se compose de :

- un laser Edgewave[®] Nd-Yag (neodymium-doped yttrium aluminium garnet), modèle INNOSLAB IS2011-E. Il s'agit d'un laser à pompage optique par diode laser qui alimente les deux lasers accordables. Ce laser d'une puissance de 100 W fournit un faisceau verticalement polarisé de 532 nm pulsé avec un taux de répétition de 10 kHz.
- deux lasers à colorant (accordables) Lambda Physik[®], modèle FL3002, dont la plage de fonctionnement dépend du colorant utilisé. Ils couvrent la gamme de longueur d'onde de 540 à 850 nm avec typiquement ~ 8 W à 30 W de puissance de pompage pour une largeur de pulsation ~ 10 ns. Le laser à colorant possède un oscillateur, un préamplificateur et deux amplificateurs. La première étape de fonctionnement est la génération du laser à la longueur d'onde requise par l'oscillateur (pompage de la cellule). En second lieu, le faisceau est amplifié par le préamplificateur.
- deux unités de doublage BBO (cristal de bêta borate de baryum β -BaB₂O₄) qui permettent de doubler la fréquence du faisceau (270-425 nm, > 100 mW).

3.2.4 Acheminement sur le lieu d'expérience

Afin d'assurer les conditions essentielles de mobilité, d'extraction et d'ionisation des atomes radioactifs, l'ensemble cible-source et le tube d'extraction sont placés sous vide à haute température ~ 2000 °. À la sortie de la source d'ions les éléments sont soumis à une différence de potentiel de 30 keV à travers une électrode d'extraction afin d'être transportés vers le séparateur de masse PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons). Le faisceau d'une grande qualité optique (emittance $< 10 \pi$.mm.mrad) est focalisé afin d'optimiser la transmission vers le séparateur pour la séparation en masse. Pour des raisons de radioprotection (la nécessité de se protéger des radiations γ et neutrons issues de la source ou accumulées par l'aimant), le séparateur de masse est isolé

de l'ECS par un mur de béton d'une épaisseur d'1.5 m (avec des parties renforcées au Pb et une superposition polyéthylène - cadmium - plomb - paraffine dans l'axe de la source, d'une épaisseur de 20 cm) et du hall expérimental par un mur de béton.

Séparateur de masse PARRNe

Il s'agit d'un dipôle électromagnétique en forme de H (issu de l'ancien séparateur Isocèle 2 [43]) possédant un champ magnétique B homogène et ajustable, permettant un angle de déflexion de 65° et un rayon de courbure ρ de 60 cm. Le critère de sélection de la masse $B\rho$, étant proportionnelle à la racine carrée de la masse A du noyau et inversement proportionnel à la charge de l'ion qe ($\rho B = \frac{\sqrt{2Em}}{qe}$), il permet la séparation en masse des éléments avec un pouvoir de résolution $R = \frac{A}{\Delta A} = 1500$ [44]. En effet, la distance Δx séparant deux faisceaux de masse m et $m + \Delta m$ est fonction de la dispersion de l'aimant $D = 1370$ mm, $\Delta x = D \frac{\Delta m}{m}$. Ce qui représenterait à titre d'exemple une distance $\Delta x = 1.67$ cm entre les masses $m = 82$ et $m + \Delta m = 83$.

Une fois les ions sélectionnés ils sont guidés jusqu'à la plateforme expérimentale par le kicker-bender.

3.3 Le hall experimental

Comme on peut le voir figure 10 le hall expérimental d'ALTO-radioactif est pourvu de deux lignes de faisceaux. Une ligne historique, utilisée autrefois pour desservir des expériences, elle conduit maintenant le faisceau vers la station d'identification. La deuxième ligne est connectée à la plateforme expérimentale BEDO (BEta Decay in Orsay), une station d'étude de décroissance β . Comme nous le verrons dans la partie suivante, la nouvelle ligne et la plateforme BEDO ont prouvé leur bon fonctionnement lors d'une expérience de commissioning réalisée en juin 2012. Les autres expériences mentionnées sur la figure 10 sont des projets qui seront installés auprès de l'accélérateur :

- TETRA : il s'agit d'un ensemble de 90 compteurs d' ^3He arrangés en 5 couches de forme hexagonale pour la détection des neutrons. Déjà utilisé à ALTO, il a pour but d'être installé de façon permanente pour l'étude des coïncidences $\beta-\gamma$ -neutron retardé
- LINO (Orientation nucléaire par pompage laser) : un programme de spectroscopie laser colinéaire.
- POLAREX (POLARization of EXotic nuclei) : une installation dédiée à l'orientation nucléaire en ligne, que je détaillerai dans la troisième partie du manuscrit.

Nous avons présenté ici l'accélérateur ALTO qui fournit des faisceaux arrêtés de basses énergies sans post-accélération. Grâce à sa grande qualité optique, ces faisceaux permettent d'accéder à trois types d'expériences de structure nucléaire (radioactivité, orientation nucléaire et mesure de masses). Parmi ces trois types d'expériences, j'ai contribué aux développements de deux plateformes permettant de réaliser deux de ces expériences : la radioactivité et l'orientation nucléaire. Je vais donc maintenant présenter les observables accessibles par ce type d'expériences qui ont motivé le développement de BEDO et de POLAREX. La station d'étude BEDO, ouvre la voie à l'exploration de

la structure des noyaux riches en neutrons produits à ALTO par l'étude de leur décroissance β . C'est afin de réaliser une étude plus fine de ces mêmes noyaux que le projet POLAREX a été développé. Cette installation d'orientation nucléaire (en-ligne) permet d'accéder en particulier aux moments électromagnétiques nucléaires. Actuellement installée au CSNSM pour des mesures en sources (que l'on appellera par la suite "off-line"), elle sera ensuite déplacée auprès de l'accélérateur ALTO-Radioactif pour des mesures sous faisceau de noyaux riches en neutrons.

3.4 Les observables accessibles à ALTO

Je vais maintenant détailler les outils utilisés permettant de sonder la structure des noyaux riches en neutrons produits à ALTO.

3.4.1 La décroissance β

Nous avons jusqu'ici établi les motivations d'étude de la structure nucléaire en particulier dans la région $N = 50$ en direction de ^{78}Ni . Discutons maintenant, un des outils utilisés pour sonder la structure nucléaire des noyaux riches en neutrons : la décroissance β^- .

La décroissance β est le mécanisme de transmutation le plus courant. Lors de la décroissance β d'un noyau, on observe la transformation, à l'intérieur du noyau, d'un proton/neutron en neutron/proton avec émission d'un positron e^+ /électron e^- et d'un neutrino électronique ν_e /anti-neutrino électronique $\bar{\nu}_e$. On parle respectivement de décroissance β^+ et β^- :



Un troisième type de transformation est possible : la capture électronique. Il s'agit de la transformation d'un proton en neutron par absorption d'un électron (généralement issu de la couche électronique-K du cortège électronique de l'atome) avec émission simultanée d'un neutrino, complémentaire à la décroissance β^+ .



La décroissance- β , est une manifestation de la force nucléaire faible. Elle dépend de certaines propriétés des noyaux parent et descendant :

- les spins I
- les isospins T
- les parités π

TABLE 1 – Règles de sélection pour différentes transitions β en fonction des changements de spin ΔI et de parité $\Delta\pi$. Les chiffres entre parenthèse représentent les transitions impossibles si le spin initial ou final est nul. \vec{L} est le moment angulaire orbitale emporté par la particule β .

Transition	L	Fermi		Gamow-Teller	
		ΔI	$\Delta\pi$	ΔI	$\Delta\pi$
Permise	0	0	Non	(0),1	Non
Première interdite	1	(0),1	Oui	0,1,2	Oui
Deuxième interdite	2	(1),2	Non	2,3	Non
Troisième interdite	3	(2),3	Oui	3,4	Oui
Deuxième interdite	4	(3),4	Non	4,5	Non

On peut ainsi classer ces transitions (dont les propriétés sont résumées table 1) en deux catégories : les permises et les interdites.

Dans les transitions permises, les leptons ne transportent pas de moment angulaire orbital. On distinguera alors le cas où les spins de l'électron et de l'anti-neutrino sont parallèles (se couplent à 1) ou antiparallèles (les spins se couplent à 0), respectivement les transitions de Gamow-Teller et Fermi.

Pour des spins initial \vec{I}_i et final \vec{I}_f et un moment angulaire \vec{L} , elles sont définies comme suit :

$$\vec{I}_f = \vec{I}_i + \vec{L} \text{ transition de Fermi} \quad (12)$$

$$\vec{I}_f = \vec{I}_i + \vec{L} + \vec{1} \text{ transition de Gamow-Teller} \quad (13)$$

La propriété concernant la parité est définie comme suit : $\pi_i = \pi_f(-1)^L$. Lorsqu'il existe un changement de parité ou un changement de spin $\Delta I > 1$ la transition est dite **interdite**.

Dans le cadre de ce travail, on s'intéresse en particulier à la décroissance β^- représentée figure 17. On peut caractériser cette dernière par trois grandeurs :

- La seule condition énergétique est que la masse nucléaire du parent soit supérieure à la masse nucléaire du descendant. On définit ainsi la valeur Q_β , énergie disponible pour la décroissance :

$$Q_{\beta^-} = M(A, Z)c^2 - M(A, Z + 1)c^2 \quad (14)$$

- Le rapport d'embranchement de la transition BR (Branching Ratio), exprimé en "%", définit la probabilité relative d'alimenter chacun des états dans le noyau fils.
- La durée de vie partielle t ou $t_{1/2}$, associée à la transition β est donnée par

$$t_{1/2} = \frac{T_{1/2}}{BR} \quad (15)$$

où $T_{1/2}$ est la durée de demi-vie du parent.

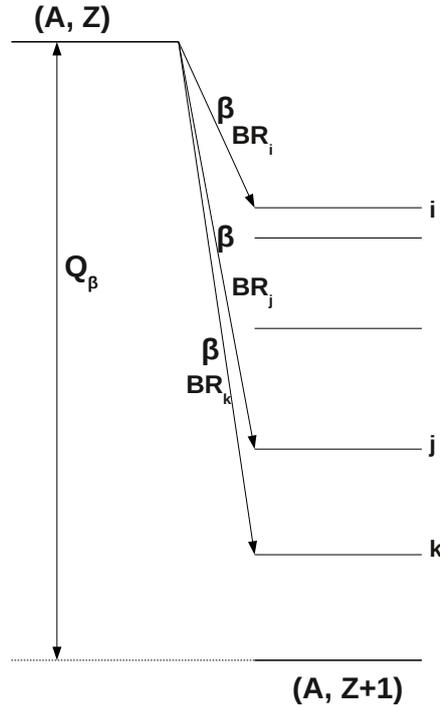


FIGURE 17 – Représentation schématisée d’une décroissance β^- d’un noyau radioactif (A, Z) vers un noyau plus stable $(A, Z+1)$.

Ces trois grandeurs caractéristiques permettent de définir la valeur ft , où f désigne le facteur de l’espace de phase. Cette quantité est parfois appelée “demi-vie réduite” ou “demi-vie comparative”, elle dépend des spins et parités, mais surtout des éléments de matrices :

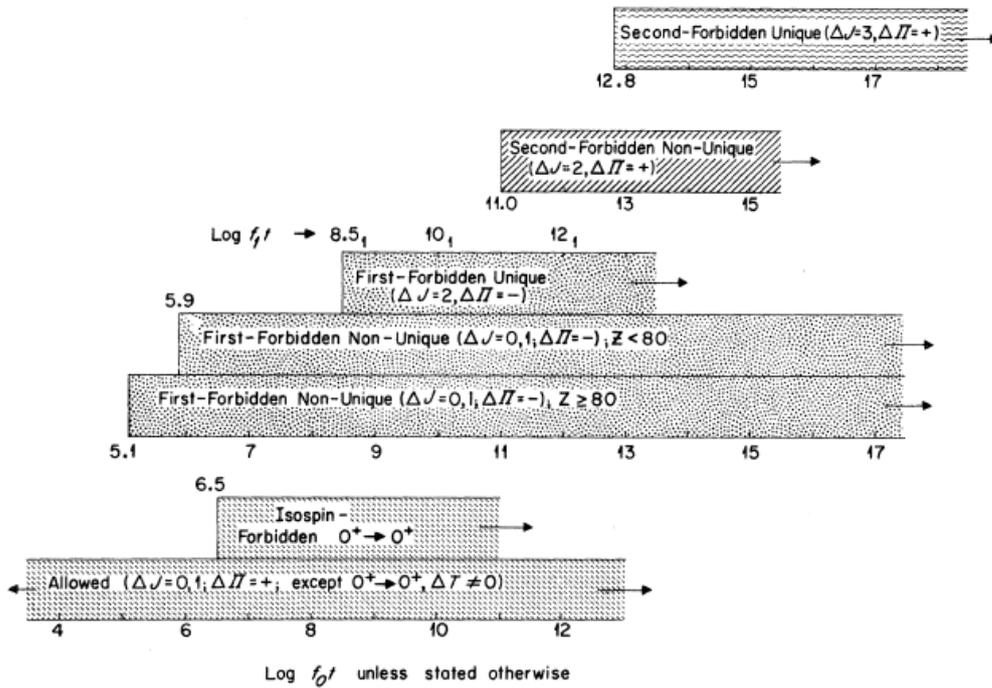
$$ft = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln(2)}{g^2 |M_{fi}|^2 m_e^5 c^4} \quad (16)$$

où g est une constante qui caractérise l’intensité de l’interaction β des noyaux et M_{fi} est l’élément de matrice nucléaire défini par les fonctions d’onde des états initial et final du nucléon. On définit ces valeurs ft à partir des valeurs expérimentales Q_β, I_β , et $T_{1/2}$. Les valeurs associées $\log ft$ sont des indicateurs du type de transition β permettant d’assigner les spins et parité des niveaux concernés comme expliqué par S. Raman & N.B. Gove dans [45]. À partir de ces valeurs on obtient un ensemble de règles permettant de caractériser qualitativement la transition β , ces règles sont présentées dans la table 2 et sur la figure 18.

Lors d’expérience de radioactivité β il faut tenir compte de la possibilité qu’un certain nombre de transitions β faibles qui peuplent les états excités du noyaux ne soit pas observé, les valeurs $\log ft$ déterminées expérimentalement, constitueront dans ce cas, les limites inférieures des valeurs réelles des $\log ft$.

TABLE 2 – Valeurs des $\log ft$ et types de transitions β associés [46]

ΔI	Changement de parité	Type de transition	$\log ft$
0	Non	Super permise	< 3.8
0,1	Non ($\Delta L = 0$)	Permise	< 5.9
0,1	Non ($\Delta L = 2$)	Permise, l -interdite ($\Delta L \geq 2$)	> 6
0,1	Oui	1 ^{ere} interdite	7(1)
2	Oui	1 ^{ere} interdite unique	8.5(5)
2,3	Non	2 ^{eme} interdite	~ 13
3,4	Oui	3 ^{eme} interdite	~ 18

FIGURE 18 – Valeurs de $\log ft$ et types de transitions associés basés sur des preuves empiriques [45].

3.4.2 Le moment magnétique dipolaire

Les moments nucléaires sont des caractéristiques fines du noyau, c'est-à-dire mesurées une fois que les propriétés basiques, spin (de l'état fondamental), masse et demi-vie du noyau d'intérêt sont connues. Ces propriétés du noyau permettent, en plus d'une exploration fine de la structure nucléaire, une comparaison directe de la valeur expérimentale mesurée aux prédictions théoriques de nos différents modèles actuels. L'étude des moments magnétiques dipolaires et la spectroscopie classique des noyaux se révèlent complémentaires. En effet, le moment magnétique nucléaire est sensible à l'orbitale occupée par le nucléon célibataire, permettant d'obtenir des informations essentielles sur la fonction d'onde de l'état étudié. Sa valeur apporte également l'information d'un éventuel mélange de configurations où le nucléon célibataire a une probabilité de présence dans différentes orbitales.

Le moment magnétique dipolaire nucléaire s'intègre dans le cadre du modèle des états

de particules individuelles. Dans le noyau, les nucléons auront tendance à s'apparier, ce qui résultera en un spin nucléaire nul pour un noyau composé d'un nombre pair de protons et de neutrons (noyau pair-pair). Le moment magnétique dipolaire d'un noyau dépend, en particulier, du moment magnétique du nucléon célibataire (noyau impair), ou du couple proton célibataire-neutron célibataire (noyau impair-impair).

Chacune des méthodes permettant la mesure de moments magnétiques nucléaires répondent à un certain nombre de contraintes en fonction de la technique de production des noyaux d'intérêt, leur demi-vie, ou encore leur mode de désexcitation.

Fondements théoriques et intérêt

Je présente ici les concepts permettant de définir les moments magnétiques dans différentes approches. Partant d'un noyau avec un seul nucléon de valence jusqu'aux cas plus complexes, avec plusieurs nucléons de valence.

Tout état nucléaire de spin non-nul possède un moment magnétique défini par :

$$\boldsymbol{\mu} = gI\boldsymbol{\mu}_N, \quad (17)$$

où g est le facteur gyromagnétique (ou facteur- g), I le spin nucléaire et $\boldsymbol{\mu}_N$ le magnéton nucléaire définit par :

$$\boldsymbol{\mu}_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 3.14245 \cdot 10^{-14} \text{ MeV.T}^{-1} \quad (18)$$

où m_p est la masse du proton. La plupart des résultats de mesures de moments magnétiques sont exprimés en unités de magnéton nucléaire, par la suite nous ne précisons donc plus $\boldsymbol{\mu}_N$ dans les formules. Dans un noyau, chaque proton en mouvement sur son orbite, génère un champ magnétique. Entre en compte également le spin intrinsèque ($s = \frac{1}{2}$) de chacun des A nucléons qui à leur tour génèrent leur propre champ magnétique. La combinaison de ces deux phénomènes conduit à la magnétisation du noyau, on aura donc un opérateur magnétique dipolaire résultant de deux termes :

$$\boldsymbol{\mu} = \sum_{i=1}^A g_L^{(i)} \mathbf{L}^{(i)} + \sum_{i=1}^A g_S^{(i)} \mathbf{S}^{(i)}, \quad (19)$$

où i représente le nucléon, g_L et g_S sont respectivement les rapports gyromagnétiques orbital et de spin, \mathbf{L} l'opérateur moment orbital et \mathbf{S} l'opérateur de spin. En unités de magnéton nucléaire, $g_L^{(\pi)} = 1$ pour le proton et $g_L^{(\nu)} = 0$ pour le neutron car il est non chargé. Les valeurs des rapports gyromagnétiques de spins du proton et neutron sont prises telles que l'équation (19) conduise aux valeurs expérimentales réelles des moments magnétiques des nucléons libres. Les nucléons n'étant pas ponctuels mais possédant une structure interne (composée de quarks et gluons) on obtient donc : $g_S^p = -3.82608545(90)$ et $g_S^n = 5.58569475(57)$ [47]. Le moment magnétique nucléaire d'un état $|IM\rangle$ (d'un noyau de spin I dans le sous état magnétique M , dont la fonction d'onde est Ψ_{IM}) est donc obtenu en calculant la valeur de la composante z de l'opérateur $\boldsymbol{\mu}$ dans la configuration où $M = I$:

$$\mu = \langle IM | \boldsymbol{\mu}_z | IM \rangle, \quad (20)$$

L'intégration est effectuée sur les coordonnées (spins et position) des A nucléons :

$$\mu = gI = \int \Psi_{II}^*(\boldsymbol{\mu})_z \Psi_{II} \quad (21)$$

Dans le cadre particulier d'un seul nucléon de valence, le moment magnétique du noyau impair sera celui de sa particule célibataire. Ainsi si l'on part du facteur gyromagnétique du nucléon célibataire défini par B. Castel et I.S. Towner [48] dans le cas où $j = l \pm \frac{1}{2}$:

$$g = g_L \pm \frac{g_S - g_L}{2l + 1} \quad (22)$$

On obtient dans le cas du proton célibataire :

$$\begin{cases} \mu_{\uparrow} = j - \frac{1}{2} + \frac{g_S^{(\pi)}}{2} & j = l + \frac{1}{2} \\ \mu_{\downarrow} = \frac{j}{j+1} \left[(j + \frac{3}{2}) - \frac{g_S^{(\pi)}}{2} \right] & j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (23)$$

et dans le cas du neutron célibataire :

$$\begin{cases} \mu_{\uparrow} = \frac{g_S^{(\nu)}}{2} & j = l + \frac{1}{2} \\ \mu_{\downarrow} = -\frac{j}{j+1} \frac{g_S^{(\nu)}}{2} & j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (24)$$

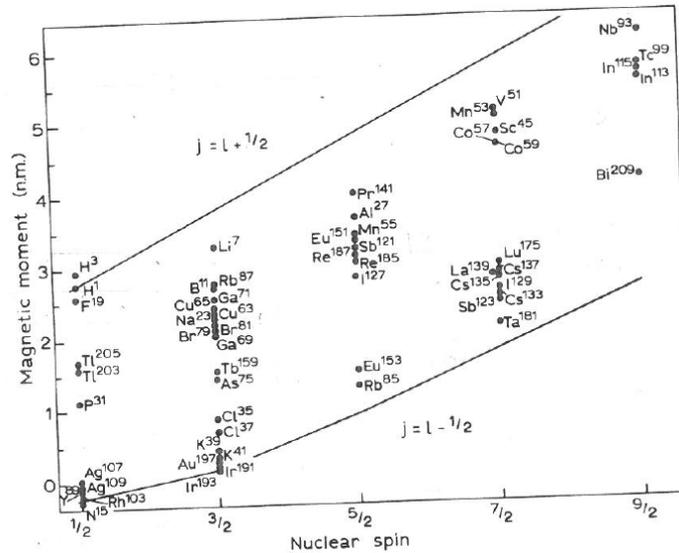
Lorsque l'on substitue les valeurs expérimentales des facteurs- g ($g_L^{(\pi)} = 1, g_L^{(\nu)} = 0, g_S^{(\pi)} = -3.82608545(90), g_S^{(\nu)} = 5.58569475(57)$), dans les formules (23) et (24), on obtient des courbes appelées "lignes de Schmidt". L'écart entre les valeurs de Schmidt et les valeurs expérimentales est dû à l'aspect rudimentaire du modèle, il confirme en particulier, le fait qu'un nucléon dans le noyau se comporte différemment d'un nucléon libre. Les lignes de Schmidt déterminées pour des noyaux impairs de protons ou de neutrons, sont comparées aux valeurs expérimentales sur les figures 19a et 19b .

On constate que l'ensemble des valeurs expérimentales est compris entre ces lignes de Schmidt, ce qui permet d'utiliser le modèle de particule individuelle comme première approximation cohérente des propriétés nucléaires. Dans ce modèle extrême de particule individuelle, on considère un cœur avec des couches fermées en proton et en neutron et un nucléon de valence célibataire (de caractère particule ou trou). La fonction d'onde utilisée par ce modèle n'est donc pas correcte puisqu'on ne tient pas compte, premièrement, de l'interaction cœur-particule. Deuxièmement, l'opérateur moment magnétique de l'équation (19) est également incorrect puisqu'on ne tient pas compte des corrections de courant d'échange de mésons (MEC) [48]. Cette modification est due au fait que les nucléons dans les noyaux interagissent à travers l'échange de mésons, échange qui peut être perturbé par la présence de champ magnétique. Pour un échange s'effectuant entre deux nucléons, il faudrait un opérateur moment magnétique à deux corps.

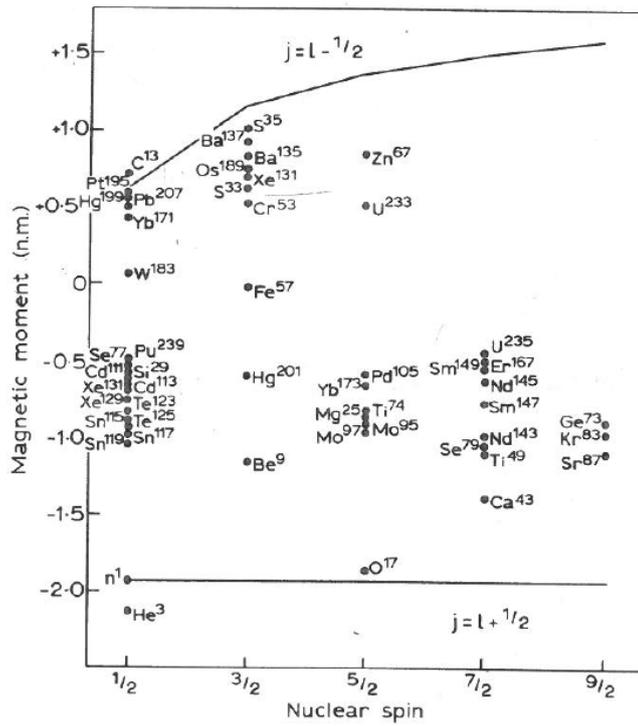
Dans le cas d'un noyau à plusieurs nucléons de valence avec un faible couplage proton-neutron, on peut affiner le modèle et déterminer le moment à partir de [49] :

$$\mu(J) = \frac{J}{2} \left[\frac{\mu(J_{\pi})}{J_{\pi}} + \frac{\mu(J_{\nu})}{J_{\nu}} + \left(\frac{\mu(J_{\pi})}{J_{\pi}} - \frac{\mu(J_{\nu})}{J_{\nu}} \right) \frac{J_{\pi}(J_{\pi} + 1) - J_{\nu}(J_{\nu} + 1)}{J(J + 1)} \right] \quad (25)$$

Le moment magnétique nucléaire est particulièrement sensible à quelle(s) orbitale(s) occupe(nt) le(s) nucléon(s) de valence (ou trous). Il dépend à la fois du spin et du facteur gyromagnétique de ces orbitales. Il donne ainsi des informations sur la configuration du noyau. Dans le cas de l'étude des noyaux impair-impair il est un des outils indispensables permettant de déterminer de façon certaine le spin des états étudiés. Il permet également de tester la pureté d'une configuration d'un état, et d'apporter des informations sur la composition de sa fonction d'onde.



(a) Moments magnétiques expérimentaux de noyaux impairs protons



(b) Moments magnétiques expérimentaux de noyaux impairs neutrons

FIGURE 19 – Diagrammes de Schmidt pour les noyaux impairs issus de [48]. Les points représentent les données expérimentales et les lignes, dites de Schmidt, représentent les prédictions du modèle de particule individuelle.

3.4.3 Le moment électrique quadrupolaire

Le moment électrique quadrupolaire Q_0 existe lorsque le spin nucléaire est supérieur ou égal à 1, il permet de mesurer la déviation de la distribution de charge par rapport à la sphéricité. Dans un noyau ellipsoïdement déformé (représenté figure 20), $\beta > 0$ signifie que le grand axe de l'ellipse est confondu avec l'axe de symétrie, le noyau est dit "prolate", est aura une valeur positive. Dans le cas $\beta < 0$ c'est le petit axe de l'ellipse qui est confondu avec l'axe de symétrie, on parle alors de noyau "oblate", avec une valeur négative de Q_0 .

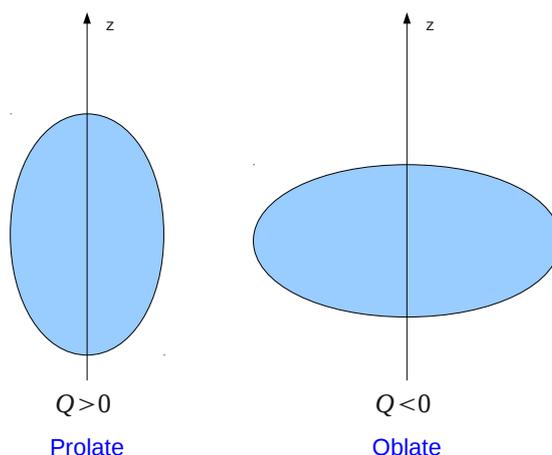


FIGURE 20 – Noyaux non sphériques

Fondements théoriques et intérêt

Le moment quadrupolaire est calculé en intégrant la distribution de charge sur le noyau : $Q_0 = e \int \rho(3z^2 - r^2)$, avec e la charge élémentaire. L'opérateur moment quadrupolaire électrique \mathbf{Q} est défini par :

$$\mathbf{Q} = e \sum_{i=1}^A g_L^{(i)} (3z_i^2 - r_i^2), \quad (26)$$

où z_i et r_i sont les coordonnées de la particule i . De la même manière que pour le moment magnétique, le moment quadrupolaire spectroscopique est défini comme la valeur attendue de \mathbf{Q}_z dans le cas où $M = I$:

$$Q_s = \langle IM | \mathbf{Q}_z | IM \rangle. \quad (27)$$

En tant qu'outil de mesure de la déformation d'un noyau par rapport à une symétrie sphérique on utilisera le moment quadrupolaire spectroscopique (mesuré) Q_s , proportionnel au moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 selon la relation :

$$Q_s = f(I)Q_0, \quad (28)$$

où $f(I)$ est une fonction du spin du noyau et Q_0 est relié au paramètre de déformation β selon la formule :

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} eZR^2\beta(1 + \pi^2(a/R)^2 + 0.36\beta), \quad (29)$$

où $R = 1,2A^{\frac{1}{3}}$ fm. Le terme de correction de l'épaisseur de surface $\pi^2(a/R)^2$ est la plupart du temps négligé.

Les interactions quadrupole-quadrupole jouant un rôle important dans l'affaiblissement du gap $N = 50$, la mesure de moment quadrupolaire présente un intérêt certain dans la région.

Il existe différents modèles référencés dans [5] et [48], permettant de calculer les moments nucléaires :

- à une particule
- à deux particules
- à n-particule pour le moment électrique quadrupolaire
- mélange de configurations

Deuxième partie

BEDO : BEta Decay studies in Orsay

Sommaire

4	Commissioning de la station d'étude de décroissance β	56
4.1	Philosophie de conception	56
4.2	Conditions et montage expérimentaux du commissioning	57
4.2.1	Fond γ caractéristique	58
4.2.2	Détecteur $4\pi\beta$	61
4.2.3	Détecteurs germanium	61
4.2.4	Suppresseurs anti-Compton BGO	65
4.2.5	Scintillateurs plastiques	70
4.2.6	Dérouleur de bande	70
4.2.7	Electronique	72
4.2.8	Système d'acquisition	74
5	Réinvestigation de la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$	75
5.1	Principe de mesure	75
5.1.1	Contexte particulier de l'expérience de juin 2012	75
5.2	Analyse des données et Résultats	75
5.2.1	Conversion des données	75
5.2.2	Reconstruction des évènements	75
5.2.3	Étalonnage en énergie	76
5.2.4	Outils d'analyse	77
5.2.5	Résultats sur l'étude de la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$	84
5.2.6	Schéma de niveaux	91
5.2.7	Détermination des $\log ft$ et assignations des spins	92
5.3	Interprétation physique et Discussion	94
5.3.1	L'énigme des niveaux de F. Ajzenberg-Selove	94
5.3.2	Interprétation à travers le modèle en couches nucléaire	96
5.3.3	Modèle de couplage cœur particule et calcul schématique	100
6	Conclusion et Perspectives	110
6.1	Conclusion	110
6.2	Perspectives	111
6.2.1	Calculs de QRPA (Quasiparticles Random Phase Approximation)	111
6.2.2	Réinvestigation de la décroissance de $^{80}\text{Zn} \rightarrow ^{80}\text{Ga}$	112

6.2.3	Étude de la décroissance de $^{82}\text{Zn} \rightarrow ^{82}\text{Ga}$	113
6.2.4	Décroissances $^{82}\text{Ga} \rightarrow ^{82}\text{Ge}$ et $^{82}\text{As} \rightarrow ^{82}\text{Se}$	113
6.2.5	Vers une étude complémentaire de ^{82}As	113

4 Commissioning de la station d'étude de décroissance β

4.1 Philosophie de conception

La tendance actuelle dans le monde de la physique nucléaire expérimentale, en particulier celle qui se déroule auprès d'accélérateurs, est de produire des noyaux radioactifs de plus en plus exotiques, avec un taux de production suffisant pour les étudier. C'est dans ce contexte, que la station d'étude de décroissance β , BEDO, dédiée à l'étude de la structure des isotopes riches en neutrons a été développée. En effet, le développement de production de noyaux de plus en plus exotiques doit aller de pair avec le développement de plateformes expérimentales de plus en plus efficaces. Profitant du développement de l'installation ISOL d'ALTO, BEDO a été construit et installé lorsque une nouvelle ligne de faisceau secondaire a été disponible (comme on peut le voir figure 10).

Afin de mener le faisceau à travers cette nouvelle ligne à partir d'un ensemble d'éléments de guidage électrostatiques, il est dévié une première fois du plan focal du séparateur de masse PARRNe par un dipôle électrostatique à 45° puis une seconde fois par un dipôle électrostatique à 60° afin d'être dirigé vers le kicker-bender. Une vue générale de l'accélérateur est présentée sur le dessin de la figure 21. Ces deux déviations successives sont nécessaires, dues à la géométrie particulière de la salle expérimentale de l'ancienne ligne 110 du Tandem, en "forme de camembert". Cela laisse un espace suffisant pour desservir jusqu'à 6 points de mesure, permettant ainsi 5 installations semi-permanentes. Le faisceau est délivré jusqu'à la plateforme expérimentale BEDO par le bras gauche du kicker-bender.

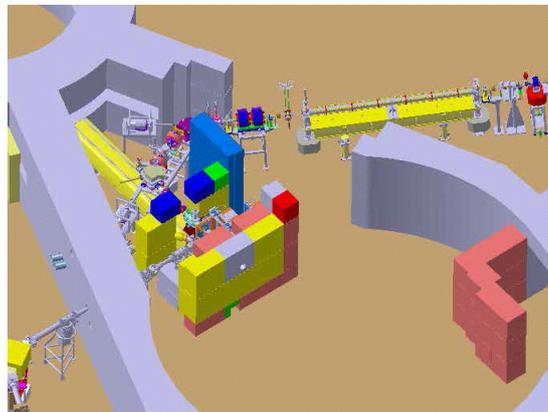


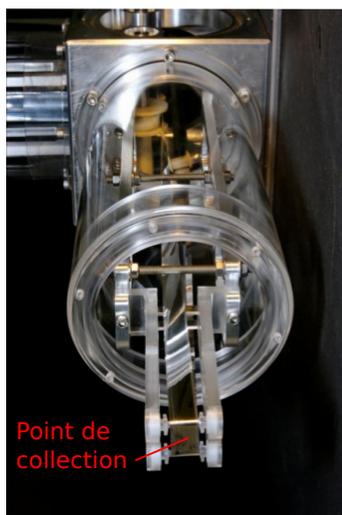
FIGURE 21 – Vue globale de l'accélérateur ALTO (agrandissement de la figure 10).

La philosophie de cette plateforme expérimentale consiste, dans un premier temps à la création d'une source radioactive d'intérêt en arrêtant le faisceau sur une bande de mylar aluminisé (figure 22a) circulant grâce à un dérouleur de bande. Elle suit un parcours complexe permettant de s'approcher au plus près des 4π d'espace disponible autour du point de collection, présenté en figure 22b. L'espace disponible autour de la source ainsi maximisé permet de placer un certain nombre de détecteurs de façon modulable, comme le montre la figure 23 :

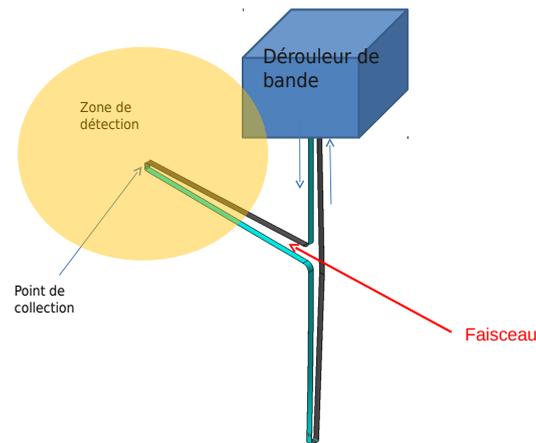
- pour réaliser des expériences de spectroscopie- γ de noyaux issus de la

désintégration- β (schéma 1)

- l'utilisation de LaBr_3 permet un dispositif "fast-timing" (schéma 2)
- associé au détecteur de neutrons TETRA, pour étudier les décroissances β^- avec émission de neutrons retardés (schéma 3). Les premiers résultats de ce mode de fonctionnement ont fait l'objet de la thèse de D. Testov [50] .



(a) Photo de la bande de Mylar aluminisée.



(b) Schéma de principe de BEDO

FIGURE 22 – Philosophie de l'architecture de la plateforme expérimentale BEDO. Un maximum d'espace est dégagé autour du point de collection. Le faisceau représenté par la flèche rouge est implanté sur la bande au point de collection. Le sens de déroulement de la bande est représenté par les flèches bleues.

Dans chacune de ces configurations, les différentes associations de détecteurs ont pour objectif principal d'optimiser le signal ; à la fois en maximisant l'efficacité et en minimisant le fond.

4.2 Conditions et montage expérimentaux du commissioning

En 2012, l'autorité française de sûreté nucléaire [51] a donné l'autorisation d'utiliser l'installation ISOL-ALTO à ses valeurs nominales ($10 \mu\text{A}$, 50 MeV). C'est dans ce contexte que l'opportunité de tester la nouvelle ligne de faisceau ainsi que la nouvelle plateforme expérimentale BEDO a été saisie. Lors de ce cycle de fonctionnement, une cible UCx de 60 g était chauffée à 2000°C afin de permettre la diffusion des produits de fission. La source d'ions était une FEBIAD de type ISOLDE-MK5. Ce choix volontaire de source universelle avait pour objectif de se placer dans les "pires" conditions expérimentales afin de tester la sélectivité apportée par le dispositif de détection et d'optimiser au mieux le réglage de l'électronique, à travers les mises en forme et en temps. Le champ magnétique du séparateur de masse étant réglé pour sélectionner la masse

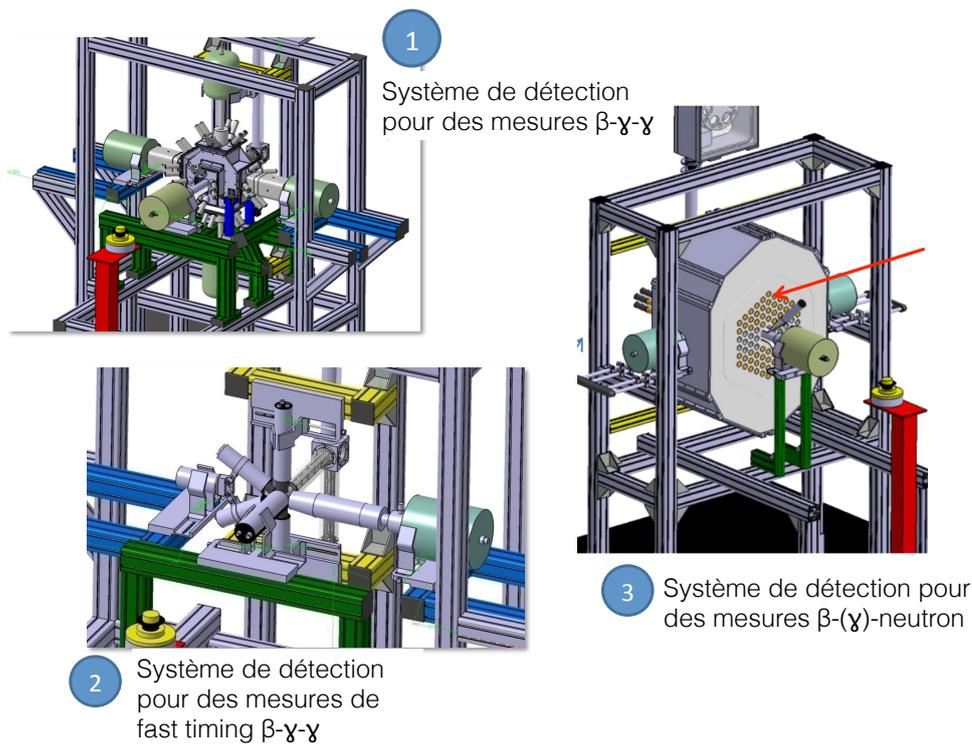


FIGURE 23 – Représentation schématique des trois installations "types" possibles avec BEDO

82, nous avons pu obtenir 13 h de temps d'acquisition d'un faisceau avec des taux de production confortables de ^{82}Ga et ^{82}Ge .

Comme mentionné précédemment, la plateforme expérimentale BEDO est modulable, permettant ainsi de réaliser différents types d'expériences, je présente ici plus en détail les caractéristiques techniques issues de la configuration particulière qui avait été utilisée lors du commissioning en juin 2012. BEDO était utilisé en mode spectroscopie $\beta - \gamma$ nécessitant une géométrie rapprochée comme présentée sur la figure 24. Cette géométrie est motivée par une augmentation de la sensibilité.

4.2.1 Fond γ caractéristique

Les photons interagissent avec la matière de trois façons : absorption photoélectrique, diffusion Compton et création de paire électron-positron (figure 25a). Une expérience de radioactivité présente un fond γ caractéristique que l'on distingue en deux parties. D'une part, un fond lié aux événements d'intérêt (issu de la source), d'autre part, un fond dû à des événements indépendants, liés à la présence de faisceau dans la salle (telles que les multidiffusions Compton de sources accumulées dans des parties amont des lignes). Le fond issu de la source d'intérêt est présenté figure 26, il a deux origines principales :

- ↪ les photons subissant des diffusions Compton
- ↪ et les β^- déposant de l'énergie dans le cristal de germanium en émettant un rayonnement Bremsstrahlung (car les noyaux étudiés dans cette région possèdent un Q_β)

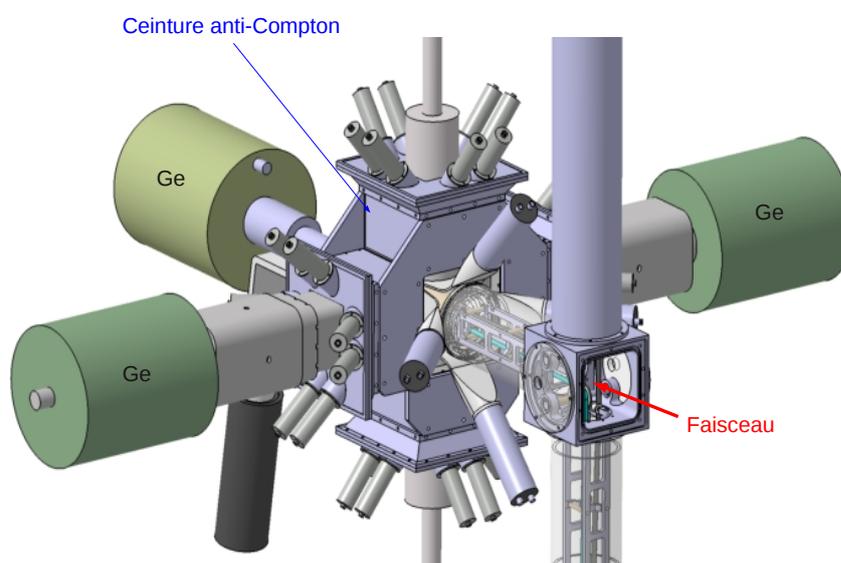
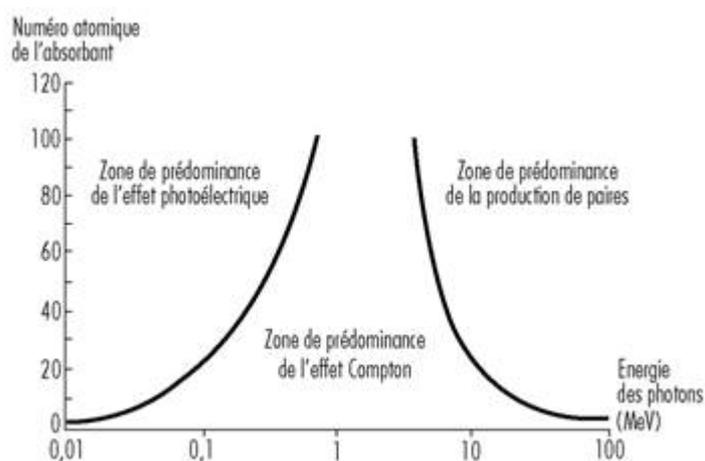


FIGURE 24 – Représentation schématique de BEDO en géométrie rapprochée pour une utilisation en mode spectroscopie $-\beta - \gamma$



(a) Représentation schématique de l'effet relatif des trois principales formes d'interaction des photons avec la matière en fonction de l'énergie et du numéro atomique Z du matériau absorbant.

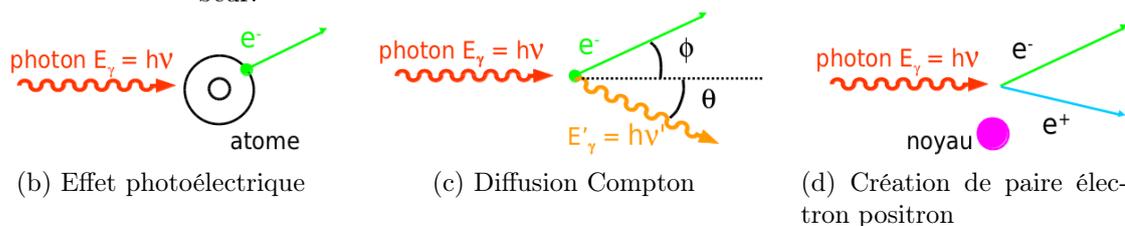


FIGURE 25 – Représentation des trois types d'interaction des photons avec la matière. E_γ et E'_γ représentent respectivement l'énergie du photon incident et diffusé.

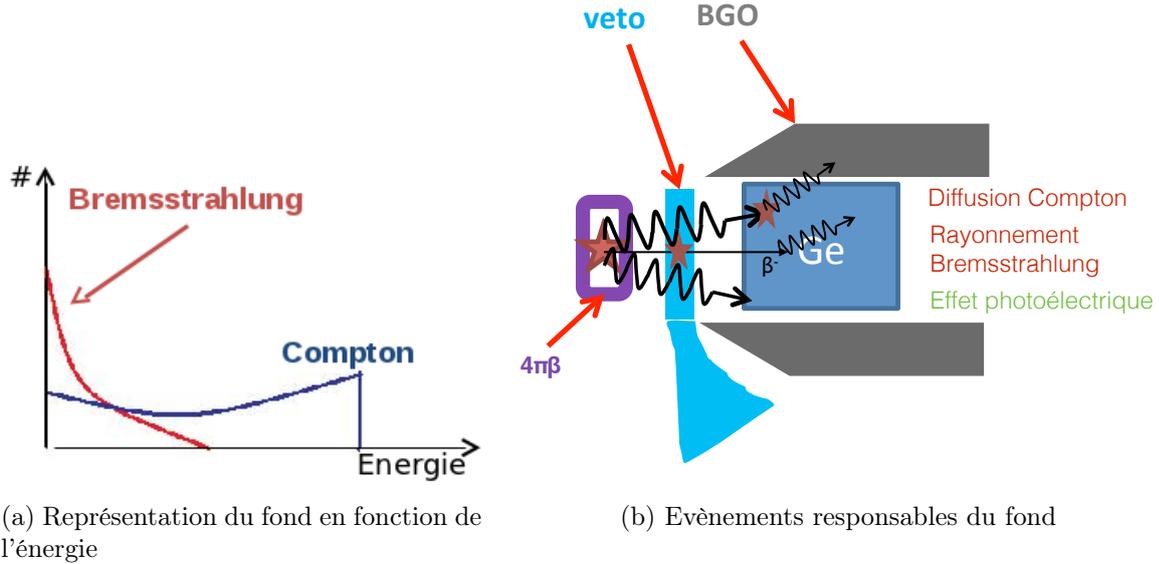


FIGURE 26 – Fonds principaux d'une expérience de décroissance β^- de noyaux exotiques élevé).

Ces deux évènements responsables du fond, ainsi que l'effet photoélectrique sont représentés sur la figure 26b. La figure 26a représente la forme schématique du fond telle qu'on pourra l'observer sur le spectre obtenu avec les détecteurs germanium.

Continuum Compton

Aux énergies intermédiaires (quelques centaines de keV jusqu'à quelques MeV), les γ subissent des diffusions Compton, c'est-à-dire qu'un photon incident d'énergie E_γ éjecte un électron de l'atome en lui cédant une partie de son énergie

$$E_e = E_\gamma \frac{a(1 - \cos\theta)}{1 + a(1 - \cos\theta)} \quad (30)$$

où $a = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$. Le photon est diffusé avec un angle θ et une énergie E'_γ (figure 25c). Au-delà de 5 MeV les créations de paires dominent, le photon au voisinage du noyau (pour la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie) se désintègre en émettant un positron et un électron (figure 25d). Comme présenté dans la figure 25a, sur la gamme d'énergie dans laquelle se trouvent les γ d'intérêt (de 0 à 3.5 MeV), nous sommes en présence d'effet photoélectrique qui est l'évènement qui nous intéresse et de diffusion Compton qui représente un fond continu.

Rayonnement Bremsstrahlung

Les noyaux exotiques riches en neutrons de la région $N = 50$ présentent un Q_β élevé ce qui explique pourquoi certaines particules β^- déposent une partie de leur énergie dans certains détecteurs germanium. En effet ces particules se voient freinées par le champ électrique des noyaux du cristal de germanium, engendrant un rayonnement Bremsstrahlung.

Pollution au plan focal du séparateur de masse PARRNe

Si l'on regarde le plan du hall ALTO-radioactif figure 10, on constate que le plan focal du séparateur de masse est proche de l'ensemble de détection. C'est pourquoi les supprimeurs anti-Compton ont un double emploi dans la suppression d'évènements n'appartenant pas à la réaction d'intérêt. En effet, les photons diffusés, issus du plan focal, sont rejetés puisque ils sont d'abord détectés dans le bouclier anti-Compton.

Afin de trouver un équilibre entre efficacité, résolution et nettoyage du fond, un grand nombre de détecteurs (que je vais présenter par la suite) est nécessaire. En effet, les origines diverses du fond γ imposent l'utilisation de plusieurs types de détecteurs, ajouter à cela, la volonté de maximiser l'efficacité, on se retrouve contraint d'arranger cet ensemble de détecteurs en une géométrie compacte. L'évènement d'intérêt consiste en la détection d'une particule β^- dans le détecteur $4\pi\beta$, élément déclenchant l'acquisition suivi de la détection d'un photon dans un des détecteurs germanium. Les deux types évènements du fond γ sont rejetés comme suit : lorsqu'un photon subit une diffusion Compton, le photon incident ne dépose pas toute son énergie dans le cristal de germanium, le photon diffusé y dépose alors une partie de son énergie mais il est également détecté dans les supprimeurs anti-Compton permettant ainsi de rejeter l'évènement. Il se peut également qu'une particule β^- dépose de l'énergie dans le cristal de germanium, cependant elle aura auparavant été détectée dans le scintillateur plastique placé devant le cristal de Germanium (figure 26b), qui utilisé en VETO permet de rejeter ce genre d'évènement. Par une perte d'énergie partielle dans le scintillateur plastique et le dépôt de l'énergie complémentaire dans le cristal de germanium, on obtient un télescope $\Delta E - E$.

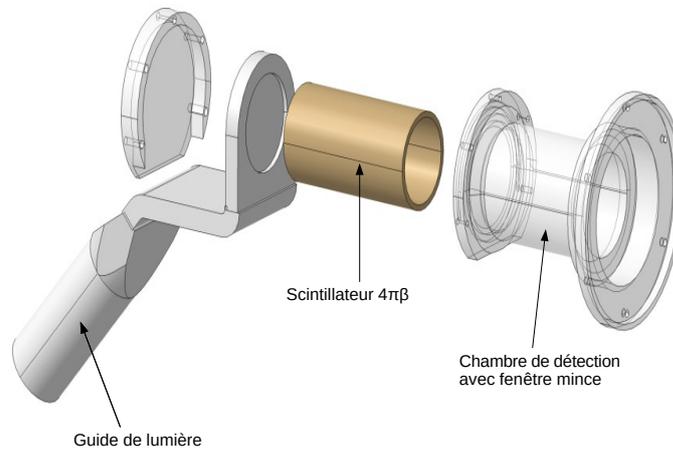
4.2.2 Détecteur $4\pi\beta$

Élément central permettant de détecter la particule β^- issue de la désintégration du noyau père, c'est cet évènement qui déclenche l'acquisition. Il s'agit d'un scintillateur plastique (BC408) couplé à une guide de lumière (PMMA), avec un couplage optique à un photomultiplicateur de 2". L'ensemble de détection des particules β^- (scintillateur plastique - guide de lumière - photomultiplicateur) est recouvert d'une feuille d'aluminium de $30\ \mu\text{m}$ et de 0.25 mm de scotch noir afin que la lumière extérieure ne pénètre pas. Ces différents éléments sont présentés figure 27.

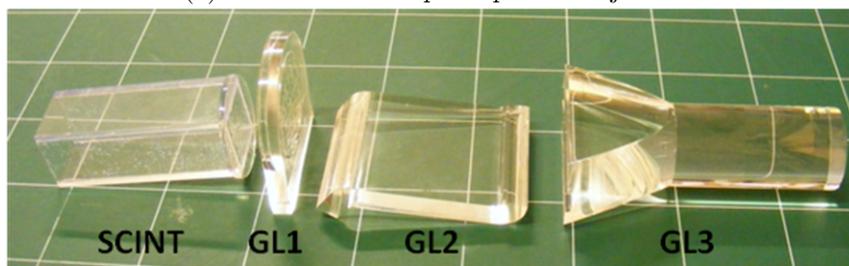
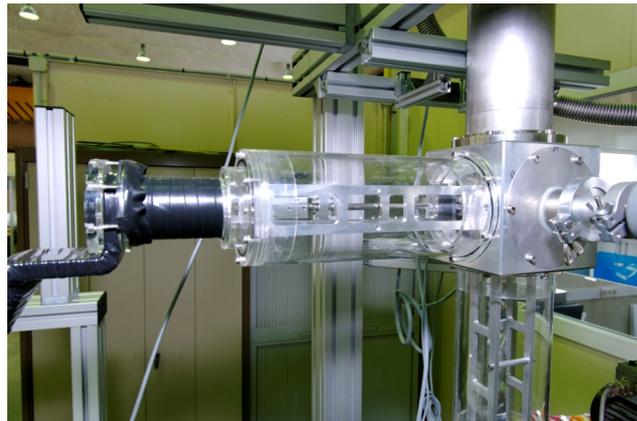
Son efficacité, déterminée par comparaison d'un photopic du spectre γ simple et du spectre γ conditionné- β , est de 55% sans dépendance en énergie. On appelle spectre- γ simple, l'ensemble des évènements dans les détecteurs germanium. Un spectre- γ conditionné- β , représente l'ensemble des évènements γ pour lesquels une particule β^- a été au préalable détectée dans une fenêtre de coïncidence en temps définie. On peut comparer ces deux types de spectres dans la figure 28.

4.2.3 Détecteurs germanium

Ces détecteurs à semi-conducteurs permettent la détection de γ et de particules chargées. L'évènement qui nous intéresse est l'émission du photon issu de la désexcitation du noyau fils créé par la désintégration- β^- du noyau parent.



(a) Schéma de conception par B. Gajewski

(b) Scintillateur (SCINT) - Guides de lumière (GL1, GL2 et GL3).
1 carreau = 10 cm × 10 cm.(c) Ensemble de détection $4\pi\beta$ (en noir à gauche) connecté sur la ligne par la bride plastiqueFIGURE 27 – Ensemble de détection $4\pi\beta$

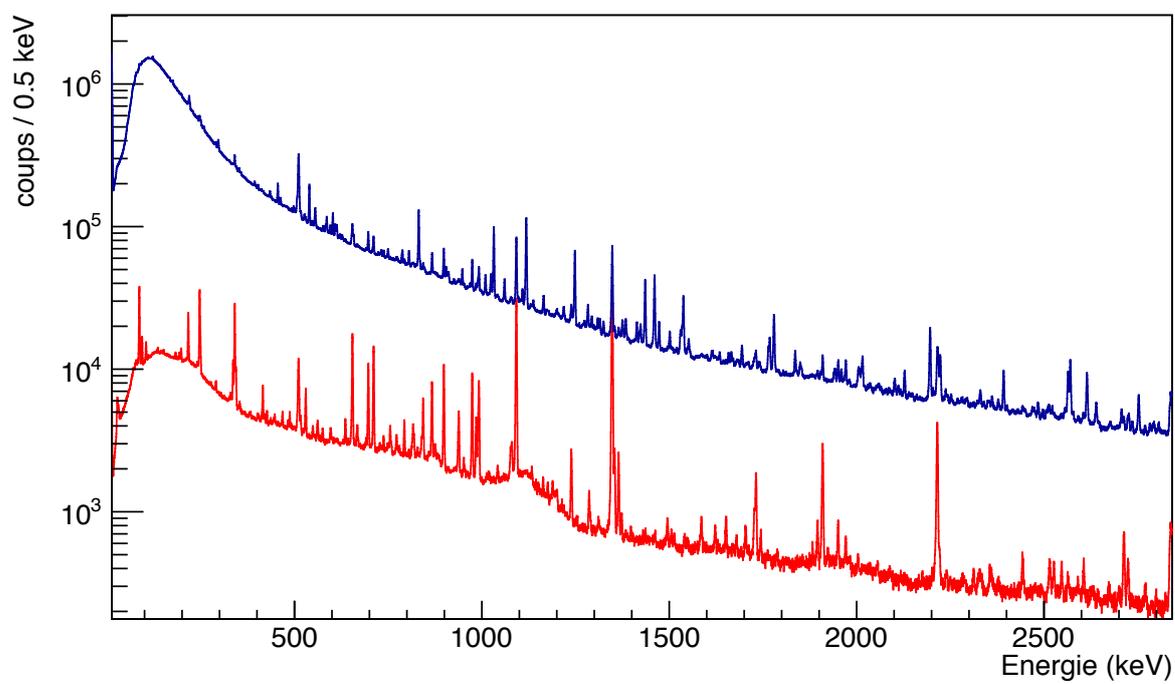


FIGURE 28 – Spectres γ simple (en bleu) et γ conditionné- β (en rouge).

Pour cette expérience nous avons trois types de détecteurs germanium :

- 2 détecteurs - prototypes des clovers d'EXOAM [52] d'une résolution typique de 2.4 keV à 1 MeV.
- 1 détecteur Ge coaxial gros volume d'une résolution de 2.7 keV à 1 MeV
- 2 détecteurs de type EUROAM-1 [53] à tronc conique provenant du pôle de location France-Royaume-Uni de l'IPNO d'une résolution de 2.6 keV à 1 MeV.

Efficacité

Une mesure d'efficacité relative de ces détecteurs a été réalisée avec une source de ^{152}Eu placée au niveau du capot du détecteur $4\pi\beta$. Pour une détermination précise de certaines mesures essentielles telles que les efficacités absolues β et γ , ou encore les rapports d'embranchements, plusieurs mesures en sources avaient été réalisées, en plaçant la source au point exact de collection. Malheureusement une faille du serveur d'ALTO contenant les données nous a privé de ces précieuses informations. L'ensemble des données enregistrées sur disques durs externes lors de l'expérience ont pu être récupérées en Septembre 2013, mais les données permettant de déterminer les caractéristiques de la plateforme BEDO à l'aide de source d'étalonnage étaient stockées en local et ont été définitivement perdues.

Néanmoins, une analyse permettant de déterminer l'efficacité absolue du détecteur germanium GFOC24 de type EUROAM (figure 29) a été consignée dans le cahier d'expérience. C'est cette mesure d'efficacité absolue qui a permis de déterminer les taux de production.

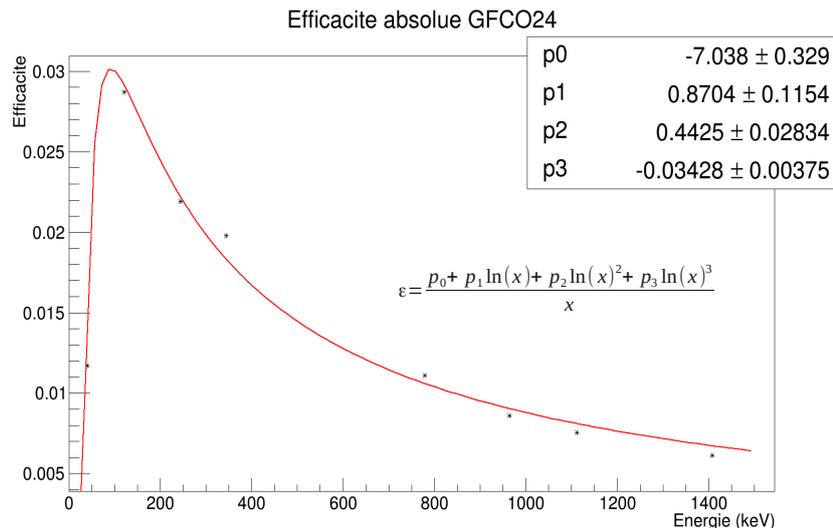


FIGURE 29 – Efficacité absolue de GFOC24

L'association de ces détecteurs germanium permet d'obtenir une efficacité- γ totale de $\sim 3.7\%$ à 1 MeV. On présente sur la figure 30, la courbe d'efficacité- γ en fonction de

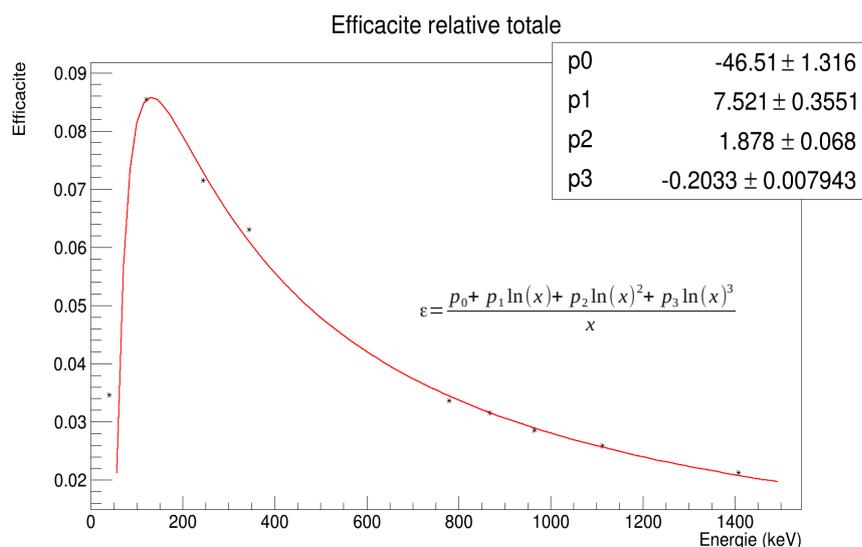


FIGURE 30 – Efficacite relative totale.

l'énergie pour quasiment l'ensemble des détecteurs germanium. Lors de l'unique mesure d'efficacité ayant pu être récupérée, un des détecteurs a dérivé en énergie, nous laissant seulement la possibilité d'estimer une efficacité totale relative. La contribution du détecteur défaillant ayant été mesurée par D. Verney avant l'expérience, cette mesure reste imparfaite puisque la source de ^{152}Eu n'était pas placée au niveau du point de collection. Concernant les mesures caractéristiques de cet ensemble de détection, il a fallu faire preuve de créativité en terme d'exploitations des données restantes. Les caractéristiques des détecteurs germanium pendant le commissioning sont résumées dans la table 3.

4.2.4 Suppresseurs anti-Compton BGO

Si on regarde la distribution des photons d'une diffusion Compton en fonction de leur énergie (figure 31) on constate que les photons ayant perdu peu d'énergie sont peu déviés et continuent leur parcours dans le cristal de Germanium alors qu'à l'inverse les photons ayant perdu une grande partie de leur énergie initiale sont diffusés vers les angles arrières. L'efficacité de réjection (i.e. le taux de rejet des événements détectés à la fois par le détecteur germanium et par le supprimeur anti-Compton associé) étant directement liée à l'efficacité de détection du supprimeur, il est nécessaire d'avoir surtout une grande efficacité des supprimeurs anti-Compton aux angles avant; ce besoin diminue pour les angles intermédiaires et arrières. Cette efficacité est fonction de la densité et du volume du matériel. Le germanate de bismuth dit "BGO" (oxyde de bismuth et de germanium) dont la densité conduit à un coefficient d'atténuation de $0.994 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ à 500 keV, est couramment utilisé afin de réaliser des supprimeurs anti-Compton de volumes réduits, nécessaire dans une géométrie rapprochée comme celle de BEDO.

Comme mentionné section 4.2.1, ces supprimeurs anti-Compton ont été initialement conçus dans le but de réduire le fond provenant de la forte activité du plan focal du séparateur de masse PARRNe, le séparateur de masse étant proche de l'installation.

TABLE 3 – Résolution et efficacité pour chaque détecteur germanium à 1 MeV.

Nom	Type	Résolution à 1 MeV [keV]	Efficacité à 1 MeV [%]
CL1V	EXOGAM	2.47	0.12
CL1B	EXOGAM	2.41	0.11
CL1R	EXOGAM	2.29	0.11
CL1N	EXOGAM	2.85	0.13
CL2V	EXOGAM	2.42	0.14
CL2B	EXOGAM	2.57	0.16
CL2R	EXOGAM	<i>voie défailante</i>	
CL2N	EXOGAM	2.04	0.11
GFOC24	EUROGAM-I	2.49	0.88
GUOC9	EUROGAM-I	2.8	1.13
GV	Chato de Cristal	2.72	0.85
Ensemble de détection			3.74

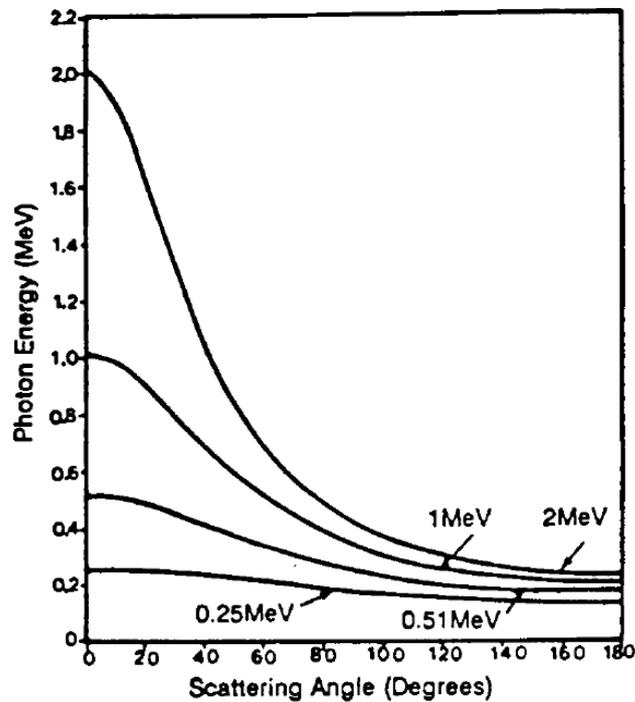


FIGURE 31 – Énergie des photons ayant subi une diffusion Compton en fonction de l'angle de diffusion, pour des photons d'énergie initiale 0.25 MeV, 0.51 MeV, 1 MeV et 2 MeV [54].

Ils n'étaient donc pas originellement optimisés pour la réjection Compton. On parle de réjection par rapport aux diffusions Compton issues du point de collection. Étant donné que les cristaux de BGO sont localisés autour du détecteur germanium, les photons arrivant aux angles avant et aux angles arrière du cristal ne sont pas rejetés, ce qui limite l'efficacité.

Un bouclier anti-Compton est équipé de quatre cristaux de BGO indépendants (100 mm x 130 mm x 20 mm) enveloppés dans un réflecteur VM2000. Chaque cristal est optiquement connecté à deux photomultiplicateurs (PM) Hamamatsu[®] modèle R7899-01. Quatre réjecteurs de ce type, adaptés à la géométrie des clovers-prototypes d'EXO-GAM ont été fabriqués. Néanmoins, en juin 2012, un seul de ces ensembles était prêt. Il a été utilisé sur le germanium de type EUROGAM-1 placé en haut de l'installation comme précisé sur le schéma de la figure 32.

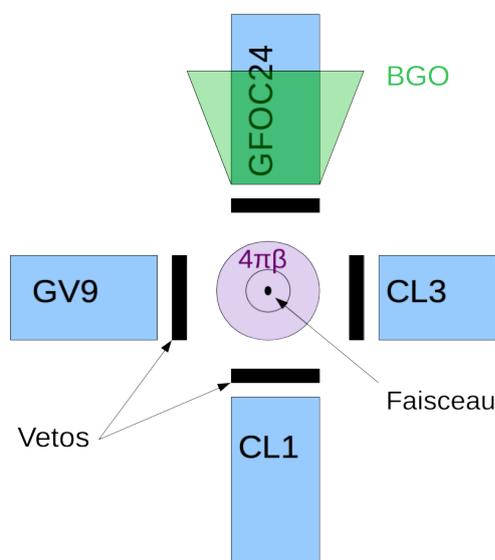


FIGURE 32 – Schéma du système de détection de juin 2012. Le cinquième détecteur germanium GUOC9 n'est pas représenté. Il se situe dans l'axe perpendiculaire au plan de la feuille, face au faisceau incident. Comme pour les autres détecteurs germanium, il a un scintillateur plastique associé placé devant son capot.

L'effet des supprimeurs est présenté figure 33 : la courbe verte représente les événements γ "marqués" *i.e* également détectés par les BGO et donc rejetés (le principe du marquage sur une voie d'acquisition est expliqué dans la section 4.2.7), la courbe bleue est le spectre γ conditionné- β . Le spectre rouge est donc le spectre γ conditionné- β "nettoyé" du détecteur GFOC24, où l'on a supprimé les événements qui avaient été détectés par les BGO.

Pour déterminer le taux de réjection du supprimeur anti-Compton on compare le ratio photopic sur total du spectre γ conditionné- β sans BGO et du spectre γ conditionné-

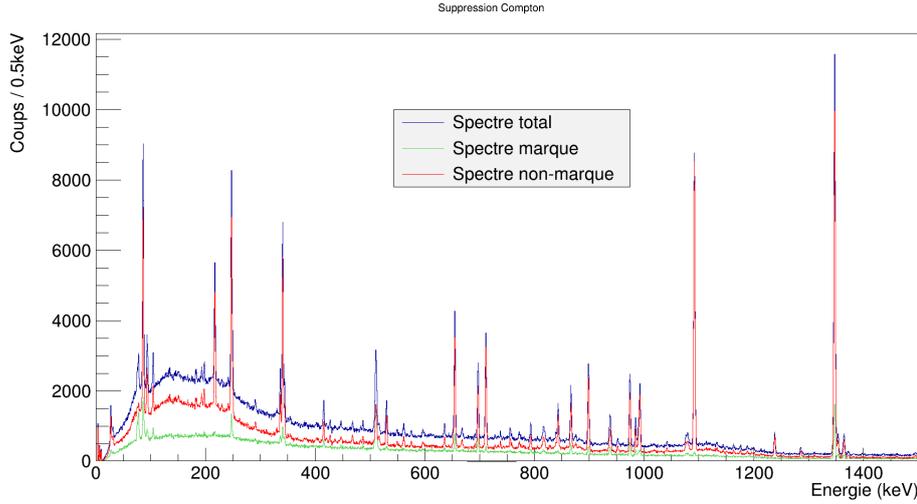


FIGURE 33 – Influence des supprimeurs anti-Compton. En bleu : spectre γ conditionné- β total ; en vert : spectre γ conditionné- β des évènements “marqués” i.e. où les BGO ont été touchés ; en rouge : spectre γ conditionné- β “nettoyé” (bleu - rouge).

β avec BGO. On extrait alors deux quantités : \bar{B}_{NS} et \bar{B}_S qui sont respectivement les fonds moyens dans le spectre sans réjection Compton et dans le spectre avec suppression Compton. On obtient alors le taux de réjection moyen :

$$BS = 1 - \frac{\bar{B}_S}{\bar{B}_{NS}} \simeq 0.4 \quad (31)$$

dans la zone d'efficacité attendue, c'est à dire aux moyennes énergies. Ces résultats sont présentés figure 34. Afin de caractériser la plateforme expérimentale, on définit alors trois autres valeurs quantitatives :

- la **limite de détection** L_D , est définie comme le nombre de coups minimum au-delà duquel la détection est avérée dans la limite de confiance [55]. On utilise l'expression donnée par L.A. Currie dans [55] pour une limite de confiance à 95% :

$$L_D = 2.71 + 3.29\sigma_0 \quad (32)$$

où σ_0 est l'écart type d'une distribution de comptage pour une moyenne nette de coups au-dessus du fond égal à zéro. En pratique, on obtient généralement $\sigma_0 \sim \sqrt{2B}$ avec B le fond estimé sous le pic. On se permet cette approximation puisque le nombre de canaux pour estimer le fond est approximativement le même que celui permettant de mesurer la surface du pic.

- l' **activité minimale de détection** a_D peut ainsi être définie comme suit :

$$L_D = K a_D \quad (33)$$

avec $K = \epsilon T$ où ϵ est l'efficacité de détection à l'énergie du pic et $T = (1 - e^{-\lambda \Delta t}) / \lambda$ est le temps de comptage effectif .

- Dans notre cas particulier de la caractérisation d'un système de détection auprès d'une installation ISOL où les noyaux exotiques d'intérêt sont en présence de

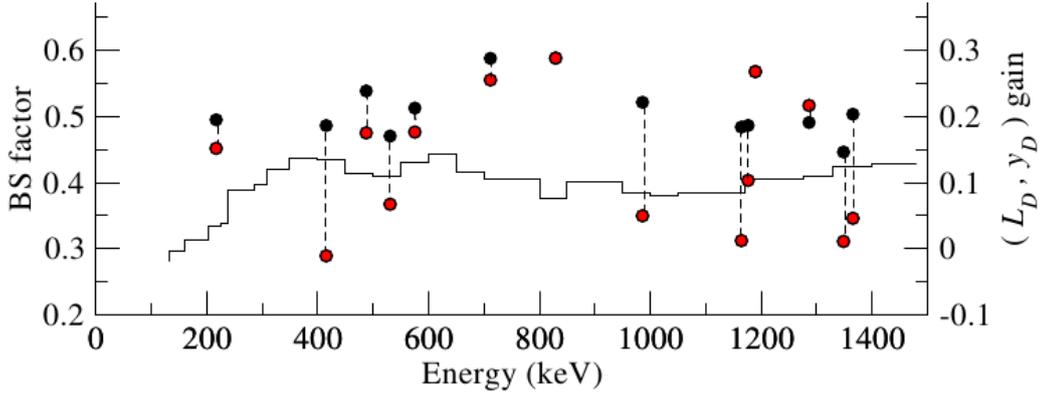


FIGURE 34 – Facteur de réjection moyen. Les points noirs et rouges associés à l'échelle de droite, représentent respectivement le gain dans la limite de détection et dans le taux de production minimum détectable. La ligne noire associée à l'échelle de gauche représente le facteur de suppression de fond Compton moyen.

noyaux à durée de vie plus longue (descendants, contaminant isobariques), on définit un **taux de production minimum pour la détection** y_D . La durée de demi-vie des noyaux exotiques sera courte devant le temps d'acquisition, on se retrouve donc en condition de saturation de l'activité de ces noyaux avec le faisceau.

$$L_D \propto K y_D \quad (34)$$

avec $K = \epsilon P_\gamma T$ où ϵ est l'efficacité de détection à l'énergie du pic et P_γ la probabilité d'émission du γ par décroissance et T un temps de comptage.

À partir de cette dernière valeur on peut caractériser le gain dans la limite de détection (représentée par les points noirs sur la figure 34) $1 - \frac{L_{DS}}{L_{DNS}}$. Les indices D , S et NS se réfèrent respectivement à *détection*, *supprimé* (on parle ici de suppression Compton) et *non supprimé*. Pour cela on utilise les photopics des transitions dues au noyau de plus courte durée de vie, c'est-à-dire ^{82}Ga . Ce gain représente la valeur maximale pouvant être atteinte en taux de production minimum puisque :

$$\frac{y_{DS}}{y_{DNS}} = \frac{L_{DS}}{L_{DNS}} \times \frac{\epsilon_{NS}}{\epsilon_S} \quad (35)$$

où $\frac{\epsilon_{NS}}{\epsilon_S} \geq 1$ en raison d'une possible suppression du pic d'énergie totale. En effet, on constate sur la figure 34 (points rouges, échelle de droite) que le gain dans le taux de production minimum détectable peut parfois être réduit à zéro. La suppression partielle du photo-pic peut être due à la suppression erronée d'un "bon évènement". Lors d'une cascade de deux γ on peut avoir des coïncidences réelles entre un γ directement détecté par le bouclier anti-Compton et l'autre γ détecté par le Ge. Ceci explique les valeurs nulles aux énergies 415 keV, 985 keV et 1364 keV, ces trois transitions étant en coïncidences avec la très intense raie à 1348 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$).

On apprend de ces résultats que ce bouclier anti-Compton, une fois protégé d'une exposition directe à la source, permet d'améliorer le taux de production minimum pour la détection d'environ 21% en moyenne. Ce qui signifie une diminution du temps d'acquisition nécessaire à la détection du noyau produit le plus faiblement d'environ 21%, ou encore une diminution d'environ 21% de l'intensité γ minimale détectable P_γ^{min} pour un taux de production et un temps d'acquisition donnés.

4.2.5 Scintillateurs plastiques

Ce sont des parallélépipèdes d'une épaisseur de 3 mm de BC408 entourés d'une feuille d'aluminium de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'une épaisseur de 0.25 mm de scotch noir, couplés à un guide de lumière. Placés devant les détecteurs germanium ils sont utilisés en VETO du rayonnement Bremsstrahlung.

Étant donné des difficultés techniques nous n'avons pas utilisé les scintillateurs plastiques VETOs.

4.2.6 Dérouleur de bande

Les noyaux sélectionnés qui arrivent jusqu'à la plateforme expérimentale sont implantés dans la bande de mylar aluminisée du dérouleur de bande. Cette dernière est enroulée sur deux bobines situées au-dessus de l'installation comme présentée sur la photo, figure 35. L'ensemble du système est maintenu sous le même vide que celui de la ligne de transport du faisceau.

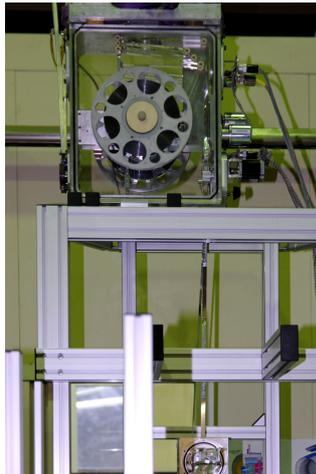


FIGURE 35 – Dérouleur de bande

Un cycle commence quand une zone de bande “propre” est descendue au niveau du faisceau, ce que l'on nomme “point de collection”(représenté sur la figure 22a). Le faisceau y est implanté pendant un temps déterminé que l'on appelle “temps de collection”. Les noyaux implantés sur la bande et leurs descendants, subissent une décroissance β^- pendant une seconde période nommée “temps de décroissance”. À la fin de cette période la bande est déplacée jusqu'à ce que cette zone soit suffisamment éloignée ($\sim 1.3\text{m}$) du nouveau point de collection. Ceci permet de s'affranchir de la pollution du signal par les descendants des noyaux étudiés. La vitesse du dérouleur de bande étant comprise entre 1 m/s et 2 m/s, il faut compter en moyenne 2 s pour un mouvement de bande.

Ces temps de collection et de décroissance sont choisis en fonction de la durée de la demi-vie du noyau que l'on souhaite étudier. Une durée de cycle optimisée permet de :

- déterminer la demi-vie des pics et ainsi discriminer les raies- γ par leur demi-vie.

- obtenir suffisamment de statistique pour un plus grand nombre de coïncidences $\gamma - \gamma$ pour les noyaux d'intérêt. Ce nombre de coïncidences sera une fonction croissante du temps de collection
- s'affranchir de la contribution au fond des descendants issus de la décroissance β .

Lors d'un cycle on voit l'activité au point de collection de la bande augmenter en fonction du temps et des taux de production des différents noyaux à la masse d'intérêt et diminuer en fonction des décroissances de ces noyaux. Ce phénomène est représenté figure 36.

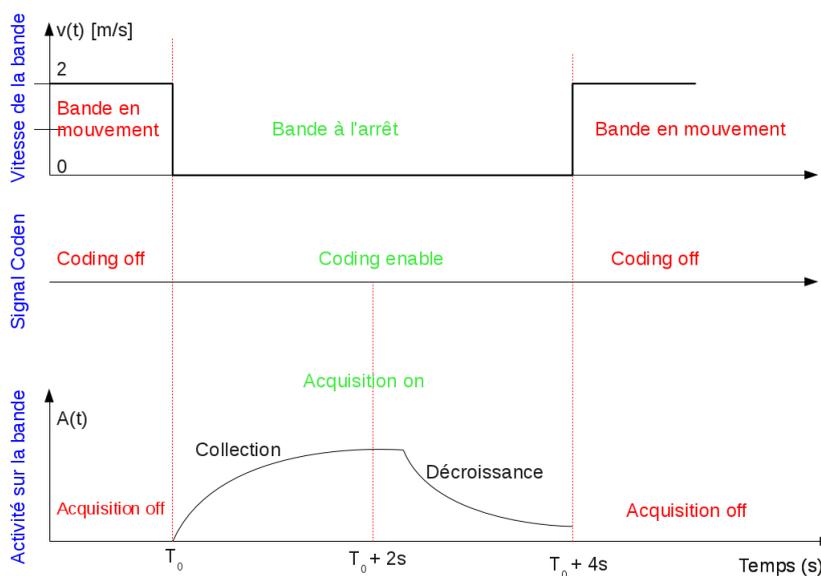


FIGURE 36 – Principe de déroulement d'un cycle

Lors du commissioning de BEDO les cycles choisis avaient une durée de 4 s : 2 s de collection du faisceau et 2 s de décroissance. Cela représente donc 4 s de temps d'acquisition par cycle comme présenté sur la figure 36.

Les cycles avaient été choisis pour l'étude de la décroissance des noyaux de ^{82}Zn à courte durée de vie ($T_{1/2} = 228 \text{ ms}$ [57]), permettant ainsi d'avoir au moins 5 périodes radioactives lors de la phase de décroissance ; ce qui explique pourquoi ils n'étaient pas adéquats pour l'étude de la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$ puisqu'un cycle représente à peine une période radioactive de ^{82}Ge ($T_{1/2} = 4.56 \text{ s}$). On a donc une efficacité du cycle par rapport à la saturation de l'activité avec le faisceau de $\sim 26\%$.

Le fonctionnement du dérouleur de bande est entièrement automatisé. Il envoie un signal "coding enable" qui démarre l'acquisition lorsque la bande est stabilisée à l'arrêt. Pour chaque période d'acquisition on lui envoie les commandes suivantes :

- durée du cycle : 4 s
- nombre de cycles : ~ 700
- vitesse de déplacement de la bande : $\sim 2 \text{ m.s}^{-1}$

- distance déroulée entre 2 cycles : ~ 1.3 m

4.2.7 Electronique

Une vue schématique du système électronique est présentée figure 37.

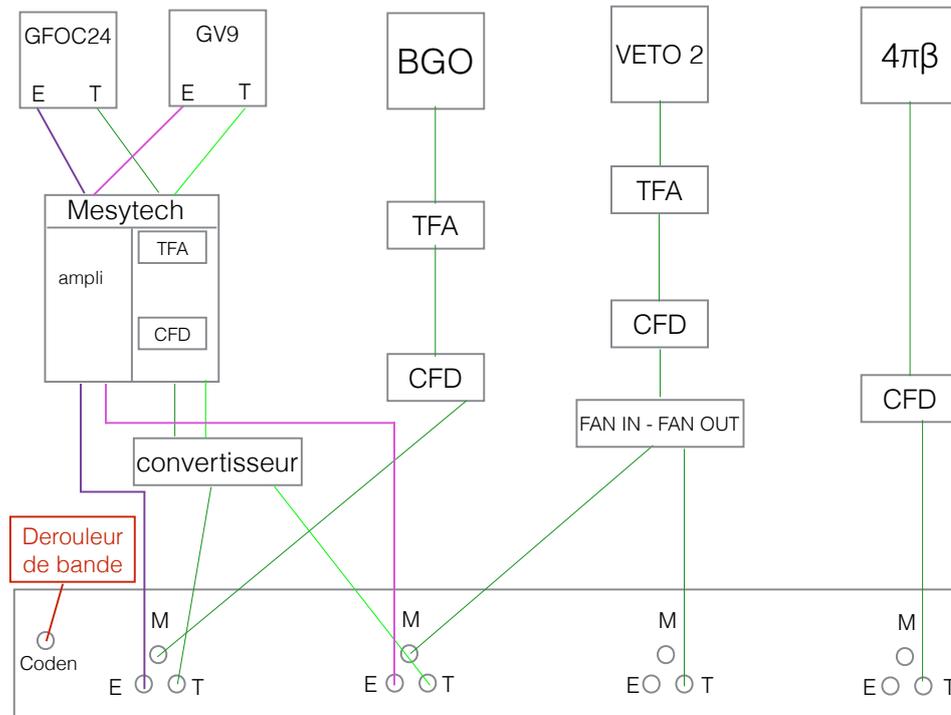


FIGURE 37 – Principe schématique du fonctionnement de l'électronique. Les voies d'entrées E, T et M de la carte d'acquisition (COMET) sont respectivement l'énergie, le temps et le marquage.

Détecteur $4\pi\beta$

Le signal du détecteur $4\pi\beta$ est traité par un discriminateur à fraction constante avant d'être envoyé dans la carte COMET (CODage et Marquage En Temps). On ne récupère que le temps de ces événements qui sont utilisés pour reconstruire les coïncidences avec les événements des détecteurs germanium.

Détecteurs germanium

Pour une meilleure collection de charge et afin de réduire le bruit thermique, le signal est d'abord envoyé dans le préamplificateur placé à l'intérieur du détecteur. Les signaux "énergie" et "temps" sont ensuite envoyés dans la carte Mesytech[®] MSCF-16 (remote controllable multichannel shaper, timing filter, constant fraction discriminator, multiplicity discriminator). Le signal "énergie" est amplifié et mis en forme (afin d'obtenir une gaussienne par différenciation et intégration), le réglage du pôle zéro permet d'éviter les bavures ou surcompensations en queue de gaussienne. Les signaux "énergie" de chacun des détecteurs germanium sont ensuite envoyés sur la carte d'acquisition COMET. Les signaux "temps" sont d'abord traités par le fast timing filter qui donnent en sortie des impulsions de tension converties en signaux logiques par le discriminateur à fraction

constante. Le discriminateur modifie la forme du signal comme présenté figure 38. Le déclenchement de l'acquisition de la voie "énergie" correspondante se fera au passage du zéro, permettant de s'affranchir des différences entre les signaux de hautes et basses énergies. Pour améliorer la résolution en temps la fonction Walk du discriminateur permet d'ajuster le déclenchement sur zéro. Le signal "énergie" est envoyé dans un module de conversion NIM/ECL-ECL/NIM 16 voies. En sortie de ce convertisseur les signaux temps sont envoyés vers la carte COMET.

Avec deux clovers et trois détecteurs germanium, on a donc 12 voies énergies et 12 voies temps envoyées sur la carte COMET.

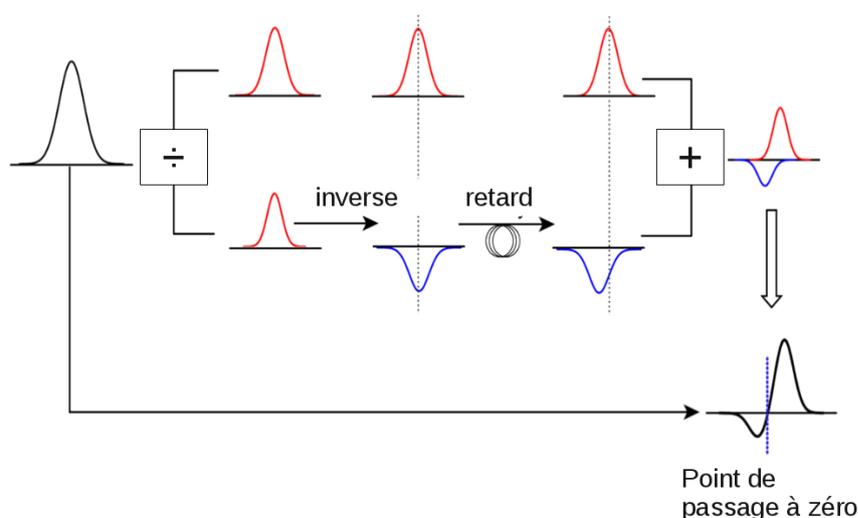


FIGURE 38 – Principe de fonctionnement d'un discriminateur à fraction constante.

Suppresseur anti-Compton

Comme nous l'avons expliqué en section 4.2.4 chaque bouclier anti-Compton possède 8 signaux de sorties (2 signaux par cristal), chacun de ces signaux est envoyé sur un sommateur. Le signal "somme" est ensuite envoyé dans un Fast Timing Amplifier puis dans un discriminateur à fraction constante. Le seuil du discriminateur à fraction constante est réglé individuellement pour chaque signal somme, afin d'obtenir le même taux de comptage pour chaque BGO lorsque l'on place une source de ^{60}Co devant le germanium associé. En sortie de la boîte de sommation, le signal est envoyé dans un module REDUV qui permet de retarder et de modifier la durée du signal BGO (signal NIM) (porte dont on règle la largeur et le retard avec ce module). Afin que le supprimeur anti-Compton "marque" le détecteur germanium, il faut que la porte en sortie du REDUV "encadre" le signal "temps" du germanium associé. Une fois réglé, le signal sortant du REDUV est envoyé dans un module FAN IN-FAN OUT permettant de multiplier ce signal. En sortie du FAN IN-FAN OUT, le signal BGO est utilisé en marqueur sur la carte COMET, des voies germanium qui leur sont associées. Dans le cas de cette campagne de mesure, il n'y a qu'un seul signal BGO marquant un seul germanium : GFOC24.

VETOS

De la même manière que pour le signal du BGO, le signal du VETO est amplifié dans un amplificateur rapide (Timing Filter Amplifier) avant d'être envoyé dans un discriminateur à fraction constante, puis un module REDUV. Le même réglage que pour le signal BGO est effectué sur le signal en sortie du REDUV qui doit encadrer le signal temps du germanium associé, il est ensuite multiplié dans un FAN IN-FAN OUT. Chaque signal de sortie est envoyé en "marquage" de la (des) voie(s) germanium qui lui est (sont) associée(s) sur la carte COMET.

4.2.8 Système d'acquisition

Le système d'acquisition est composé d'un ensemble de cartes COMET associé à l'acquisition NARVAL.

Ensemble de cartes COMET-6x

Les signaux analogiques sortant des modules électroniques sont envoyés vers la carte d'acquisition COMET (Codage et Marquage En Temps) où ils sont convertis par codage de l'amplitude par la méthode Wilkinson en signaux numériques. Le système d'acquisition sans trigger COMET possède 5 emplacements de carte COMET-6x avec 6 voies chacune ayant trois entrées : temps, énergie, marquage. L'énergie est codée sur 15 bits, le temps sur 47 et le signal de marquage est un signal logique NIM codé sur 1 bit. Une fois les codages en temps et énergie effectués, ils sont associés pour former un évènement. La carte COMET a une capacité d'encodage sans perte de 2.10^5 évènements par seconde et par voie, ce qui est bien supérieur à ce que l'on compte avec BEDO lors de l'étude des noyaux riches en neutrons. Comme expliqué précédemment c'est le signal logique (dit "TTL" pour transistor-transistor logic) "coding enable" envoyé par le dérouleur de bande, qui démarre et arrête l'acquisition. À chaque cycle le temps de la carte est réinitialisé à zéro.

Les données sont transférées vers un serveur de stockage par l'intermédiaire de deux ports de liaison du processeur de signal numérique, qui est un microprocesseur performant pour le traitement numérique du signal.

Narval

Le système Narval est l'interface graphique permettant de contrôler l'acquisition. Au démarrage de Narval, on règle un certain nombre de paramètres de configuration des cartes, notamment les largeurs d'ouverture de la porte temps qui seront de $16 \mu s$ pour les voies germanium et $0.3 \mu s$ pour les scintillateurs plastiques ($4\pi\beta$ et vetos). L'association des cartes COMET-6x et de NARVAL, permet de voir en ligne :

- les spectres en énergie des détecteurs germanium
- les spectres en temps de tous les détecteurs (sauf les BGO uniquement utilisés en marquage)
- les spectres de coïncidences : $\beta - \gamma$ et $\gamma - \gamma$

On trouve l'ensemble des caractéristiques de fonctionnement d'une carte COMET et du système d'acquisition NARVAL dans le document de J. Le Bris [58].

5 Réinvestigation de la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$

5.1 Principe de mesure

5.1.1 Contexte particulier de l'expérience de juin 2012

Pour le commissioning de la plateforme expérimentale BEDO, ainsi que de la nouvelle ligne de faisceau, nous bénéficions d'un faisceau d'ions radioactifs de masse 82, pour lequel nous avons acquis 13 h de données. La source d'ions utilisée était une FEBIAD de type ISOLDE-MK5. Nous avons donc saisi cette opportunité pour ré-investiguer la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$ dans le but de répondre aux questions concernant les isotones $N = 49$ soulevées précédemment.

Les estimations concernant les taux de production sont de $\Phi_{Ga} = 7,64.10^4 \text{ ions.s}^{-1}$ et $\Phi_{Ge} = 1,31.10^5 \text{ ions.s}^{-1}$ [36]. Étant donné que l'on n'avait pas une intensité du faisceau primaire d'électrons de $10 \mu\text{A}$, mais en moyenne $\sim 7 \mu\text{A}$, on estime ces taux de productions diminués d'environ 30%.

5.2 Analyse des données et Résultats

5.2.1 Conversion des données

Les données binaires générées par l'acquisition ont besoin d'être converties afin de réaliser une analyse avec ROOT. Ces données générées événement par événement sont reclassées chronologiquement et converties en format ROOT par le programme de conversion de M. Lebois *NarvaltoRoot*, décrit page 26-28 de sa thèse [59]. Pour chaque période d'acquisition (représentant ~ 700 cycles) ces données converties sont rangées dans un arbre (TTree) contenant 5 branches : numéro du détecteur, énergie, temps, marqueur, coden.

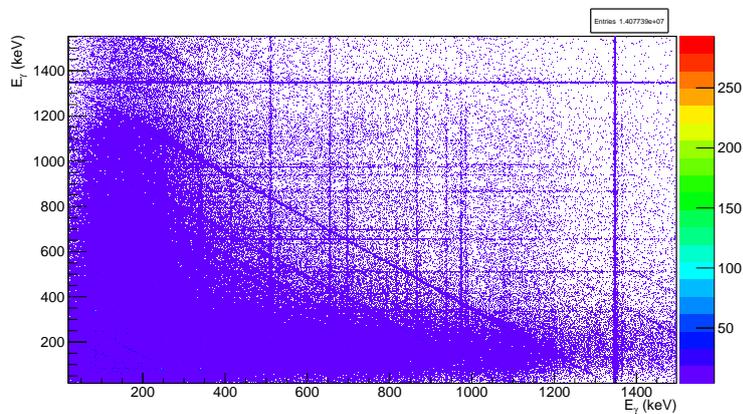
5.2.2 Reconstruction des évènements

Le programme OnlineAnalysis.C créé par A. Goasduff a été implémenté afin de répondre aux besoins spécifiques de cette expérience. Ce programme charge les arbres ROOT précédemment créés et permet de créer un nouvel arbre avec des branches spécifiques à nos besoins :

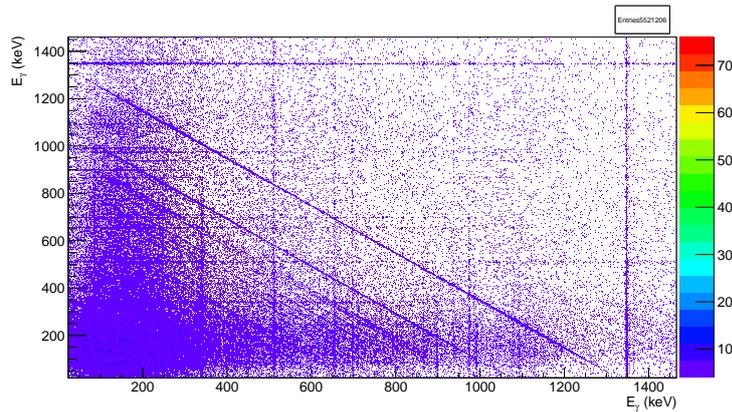
- énergie des détecteurs germanium
- temps et numéro d'identification de tous les détecteurs (germanium, veto, $4\pi\beta$)
- statut de codage ("coding enable" ou non)
- statut d'acquisition (collection ou décroissance)
- nombre de cycle.
- marquage des détecteurs germanium

Cela pour les évènements γ seuls ou les évènements en coïncidences $\beta - \gamma$, avec une fenêtre de coïncidence de 500 ns. Cette étape de reconstruction des coïncidences avant l'étalonnage est essentielle afin de pouvoir clairement distinguer les pics qui autrement seraient noyés dans le fond, comme on l'a vu figure 28.

Un processus d'AddBack a été ajouté pour les deux clovers utilisés (un clover consiste en l'association de quatre cristaux coaxiaux de germanium montés dans un même cryostat). Lorsqu'un photon est détecté dans un cristal, si un cristal du même clover est touché, l'évènement est rejeté, ceci permet de diminuer le nombre de coïncidences entre une diffusion Compton dans un cristal et un dépôt d'énergie dans un second cristal. L'effet de cette procédure d'AddBack est présentée figure 39. Cette procédure permet d'améliorer la sélection des coïncidences d'intérêt mais elle est également responsable d'une diminution de la statistique. Dans le cadre de ce travail la matrice $\gamma - \gamma$ avec AddBack a seulement été utilisée comme outil de vérification des coïncidences d'intérêt.



(a) Matrice de coïncidences $\gamma - \gamma$ sans AddBack



(b) Matrice de coïncidences $\gamma - \gamma$ avec AddBack

FIGURE 39 – Procédure d'AddBack

5.2.3 Étalonnage en énergie

Un premier étalonnage en énergie des détecteurs a été effectuée en début d'expérience avec une source de ^{152}Eu (idéale pour l'étalonnage aux basses et moyennes énergies).

Cependant, à cause d'une dérive en gain de la carte Mesytech, cet étalonnage initial n'a pas pu être appliqué à l'ensemble des données. L'étalonnage a donc été fait run par run à partir des énergies bien connues des photons issus de la décroissance de ^{82}Ga vers ^{82}Ge , ainsi que de la transition $1^+ \rightarrow 2^-$ de ^{82}Ge couvrant ainsi la gamme d'énergie [216-2215] keV. Un exemple d'étalonnage d'un détecteur sur un run est montré figure 40. Les points sont lissés avec un polynôme de degré 1.

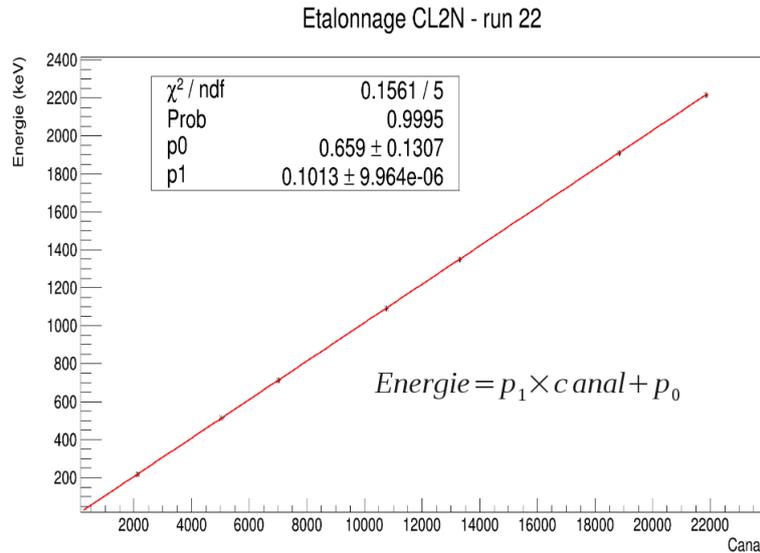


FIGURE 40 – Étalonnage cristal noir du clover 2 (CL2N) du run 22.

Une fois tous les détecteurs étalonnés pour chacun des runs, les fichiers de calibration sont entrés dans le programme OnlineAnalysis.C. La figure 41 présente l'alignement des détecteurs en énergie sur l'ensemble des runs. Les détecteurs numéro 5, 6 et 11 qui ont comptabilisé plus de coups, sont les détecteurs germanium coaxiaux et gros volume. Les détecteurs 1 à 4 correspondent aux 4 cristaux du clover 1, et les détecteurs 7 à 10 représentent les 4 cristaux du clover 2, le cristal 9 ne fonctionnait pas.

5.2.4 Outils d'analyse

Une fois les données converties et reconstruites avec leur étalonnage, on somme les données sur l'ensemble des détecteurs et sur l'ensemble des runs, afin de travailler avec toute la statistique. Le principal travail de cette analyse consiste à reconstruire les événements de type "coïncidence". En premier lieu, les événements qui nous intéressent sont les événements de type $\beta - \gamma$: il s'agit de la détection de la décroissance β^- du noyau parent suivi de la désexcitation du noyau fils par émission d'un ou plusieurs γ . Je présente ici les différents outils d'analyse utilisés.

SPECTRE CONDITIONNÉ $\beta - \gamma$

C'est le spectre γ de tous les événements γ en coïncidence avec un β^- . Lorsque le détecteur $4\pi\beta$ enregistre un coup, c'est le commencement de l'évènement, une porte est ouverte sur 500 ns, chaque élément détecté dans les autres détecteurs à partir de

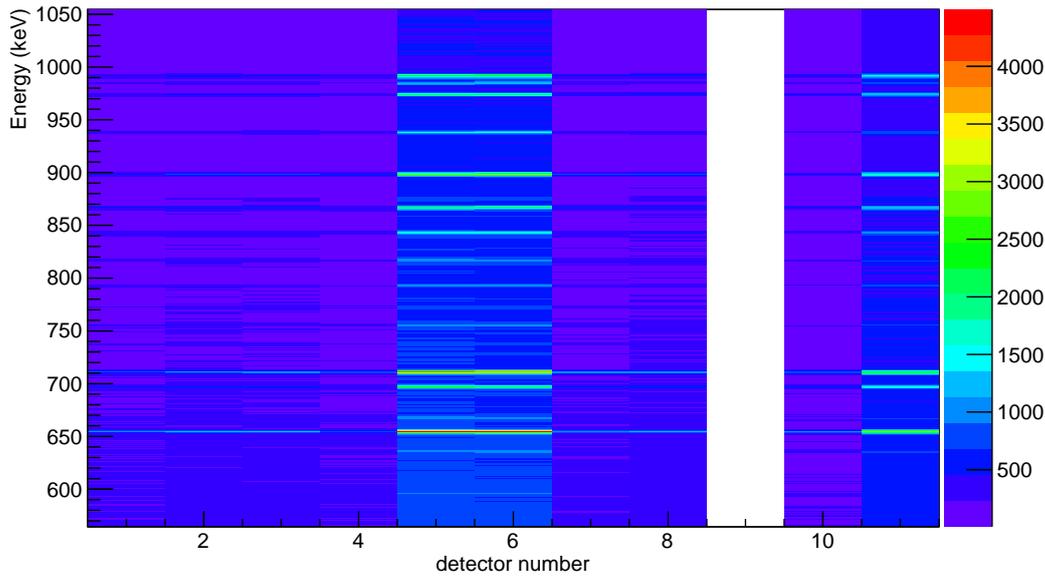


FIGURE 41 – Alignement en énergie des détecteurs germanium.

cet instant, sera enregistré dans cet évènement. Comme on le voit sur la figure 42, la différence en temps entre la voie $4\pi\beta$ et les voies germanium est comprise entre [160 ns-300 ns], d'où le choix d'une fenêtre de coïncidence de 500 ns. Cette fenêtre de construction d'évènement peut ensuite être affinée pour chaque détecteur lorsque l'on travaille sur les évènements reconstruits.

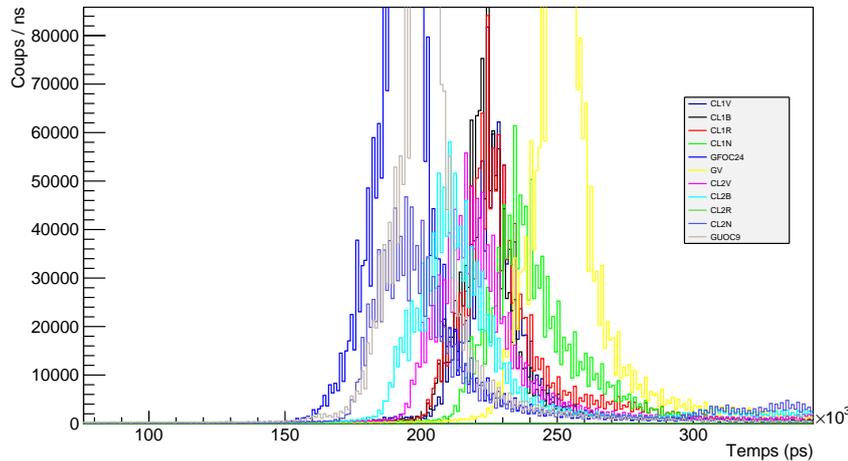
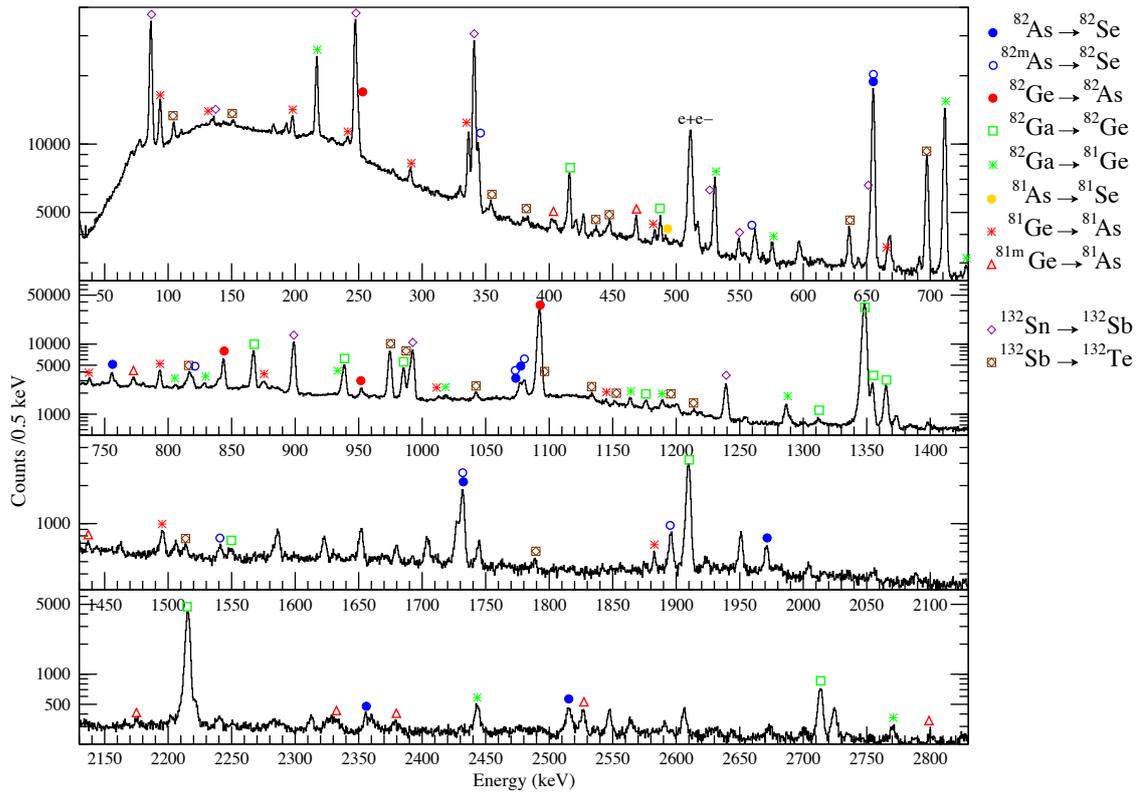


FIGURE 42 – Différence en temps entre la détection de la particule β^- et les γ dans chacun des détecteurs.

Une des premières étapes dans l'analyse de spectre consiste à identifier toutes les raies présentes. La figure 43 représente le spectre total sommant la statistique de l'ensemble des détecteurs sur l'ensemble des runs, soit 11800 cycles équivalent à ~ 13 h de prise de données. En premier lieu on retrouve bien toutes les transitions γ référencées dans la littérature concernant la décroissance par β^- des noyaux de la masse 82 : Ga, Ge, As

FIGURE 43 – Spectre γ total conditionné par β^- .

et Se, et de la masse 81 : Ge et As. La masse 81 est obtenue par la voie de décroissance βn de ^{82}Ga vers ^{81}Ge . On découvre également des raies avec une statistique importante qui n'appartiennent à aucun noyau de la masse 82. Il s'agit de noyaux de la masse 132 décroissant par β^- : Sn, Sb et Te. En effet, on suppose qu'il y a eu une forte contamination par des molécules ayant une masse correspondant à un $B\rho = 82$: il s'agirait de SnO_2^{2+} . La masse A de cette molécule est $A(\text{SnO}_2^{2+}) = 132 + 2 \times 16 = 164$, sachant que $\frac{A}{q}(\text{SnO}_2^{2+}) \propto B\rho$ on retrouve bien $B\rho \propto \frac{164}{2} = 82$.

La formation de cette molécule est possible grâce à la présence de traces d'oxygène ou de composants oxydés dans l'ensemble cible-source. Cet ensemble avait déjà été utilisé, l'oxygène aurait été libéré par des composantes en tantale de l'ECS. En effet, le Ta est un métal qu'on qualifie communément de *getter* c'est à dire un "piège à gaz". E.G. Zubler montre dans [60] que le Ta absorbe des molécules d' O_2 dans la gamme de température [350°C-650°C]. L'oxygène de surface se dissout dans le volume de Ta se comportant comme une impureté interstitielle dans le Ta, ainsi la quantité d'oxygène pouvant être adsorbée peut aller jusqu'à plusieurs fois le volume de Ta [61] ($N_0^{\text{Ta}} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$). Ce n'est qu'avec un traitement de recuit à haute température ($> 1600^\circ\text{C}$) que la désorption de l' O_2 aura lieu. Si l'on regarde le diagramme de phase Ta-O figure 44 issu de [62], on constate que le seul oxyde stable est le Ta_2O_5 avec une pression de vapeur saturante de 10^{-6} mbar à 1550°C et 10^{-8} mbar à 1780°C . Ce sont donc ces propriétés du Ta qui sont responsables de la désorption d'oxygène à des températures $> 1600^\circ\text{C}$. Ces conditions se retrouvent lors de l'utilisation de l'ECS sous vide et chauffé jusqu'à 2000°C . Cette libération d'oxygène conduit à une possible oxydation des produits de fission métalliques.

On se réfère alors au travail de J.J. Trillat *et al.* dans [63] concernant les conditions d'oxydation de l'étain sous pression réduite. À une pression de $2.67 \cdot 10^{-4}$ mbar, l'oxyde SnO se forme seul indépendamment de la température. À une pression plus élevée ($\sim 10^{-2}$ mbar), l'oxyde d'étain SnO se forme jusqu'à une température de 400°C , au-delà, la molécule SnO₂ commence à se former jusqu'à être le seul oxyde en présence au-delà de 630°C [63]. À 1000°C la pression de vapeur saturante de SnO₂ est de 10^{-4} mbar, cette même pression est atteinte à 997°C pour le Sn, ce qui explique leur coexistence.

Un certain nombre de raies non référencées semblent appartenir aux noyaux de ^{82}Ga et ^{82}Se . Je développerai ce dernier point dans les perspectives en section 6.2.4.

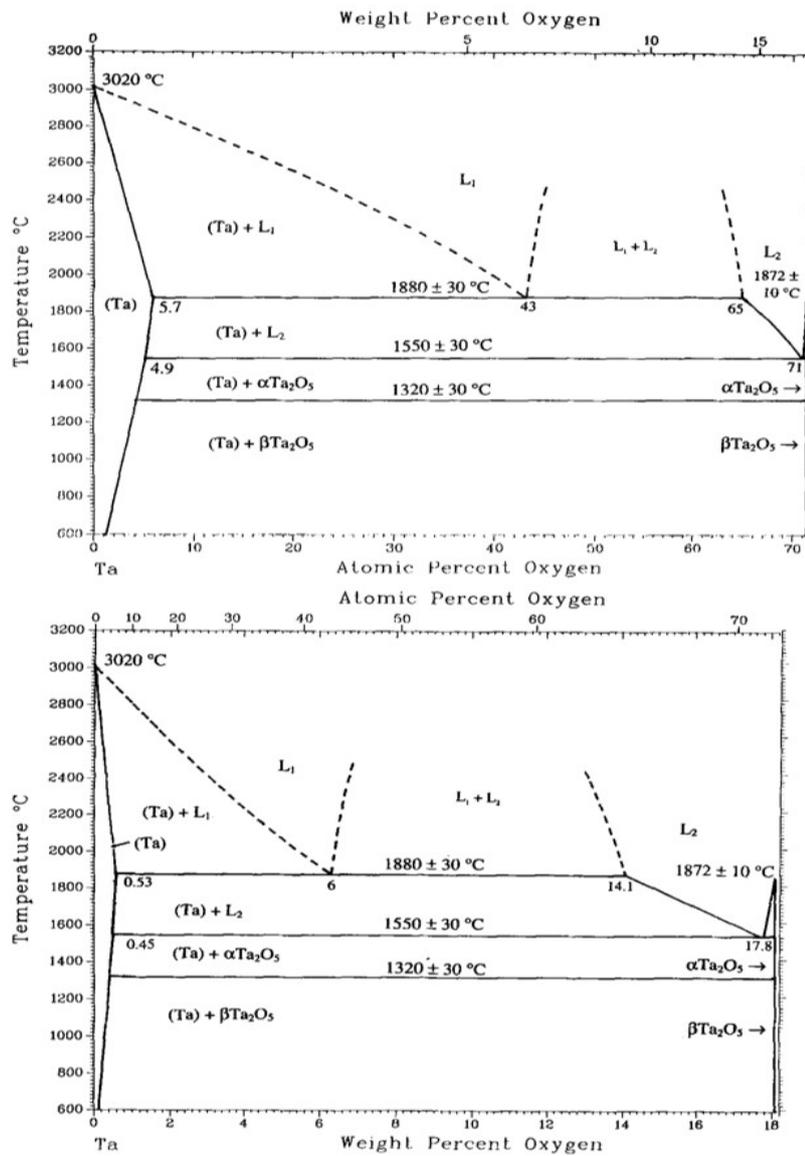


FIGURE 44 – Diagramme de phase du Ta-O [62].

MATRICE $\gamma - \gamma$

Il s'agit de la matrice de coïncidence triple $\beta - \gamma_1 - \gamma_2$, symétrisée en reportant l'énergie du premier photon sur un axe et celle du second sur l'autre. C'est à partir de cette matrice que l'on va pouvoir déterminer les coïncidences entre deux raies γ . Un amas de points représente une coïncidence entre un photon d'énergie E_1 et un photon d'énergie E_2 . Sur ce type de matrice (figure 39) on remarque également des lignes anti-diagonales, il s'agit de photons diffusés, ces lignes sont diminuées lorsqu'on utilise la procédure d'AddBack comme on le voit sur la figure 39b.

La première étape d'analyse des coïncidences $\gamma - \gamma$ consiste donc à faire des projections dans la matrice $\gamma - \gamma$ sur ces trois raies connues avec le programme ProjectAndSubstractManual.C. Ce programme permet de définir la région sur laquelle effectuer une projection, avec une soustraction du fond à droite et à gauche du pic. On choisit une fenêtre de projection de ± 0.8 keV centrée autour du sommet du pic. Cela afin de garder suffisamment de statistique et d'éviter au mieux la contamination lors du chevauchement de plusieurs raies comme c'est le cas lorsque l'on travaille avec une source universelle. De plus pour chaque raie apparaissant dans ces spectres de coïncidences, il est important de vérifier sur la matrice $\gamma - \gamma$ qu'il s'agit bien d'une coïncidence vraie, qui apparaît clairement définie par une accumulation de statistique en un point comme présenté figure 45.

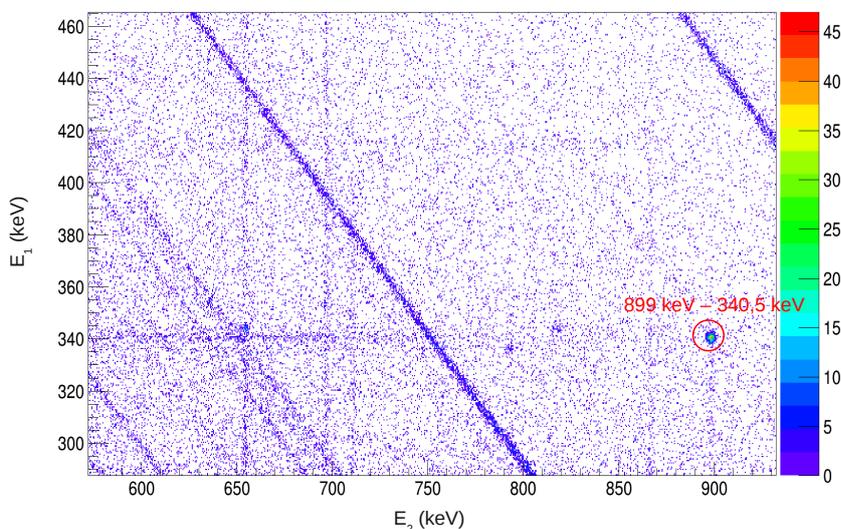


FIGURE 45 – Coïncidence vraie entre les photons $E_1 = 340.5$ keV et $E_2 = 899$ keV issus de la cascade de la désexcitation de ^{132}Sb .

MATRICE ÉNERGIE-TEMPS

Il s'agit de la matrice représentant l'énergie d'un photon conditionné par β en fonction du temps au cours du cycle. Le temps associé au γ sera le temps absolu donné par la carte COMET. Cette matrice est présentée figure 46

Lorsque l'on fait une projection sur la raie d'intérêt on peut alors suivre l'évolution de son activité en fonction du temps et ainsi déterminer sa période (figure 47). On

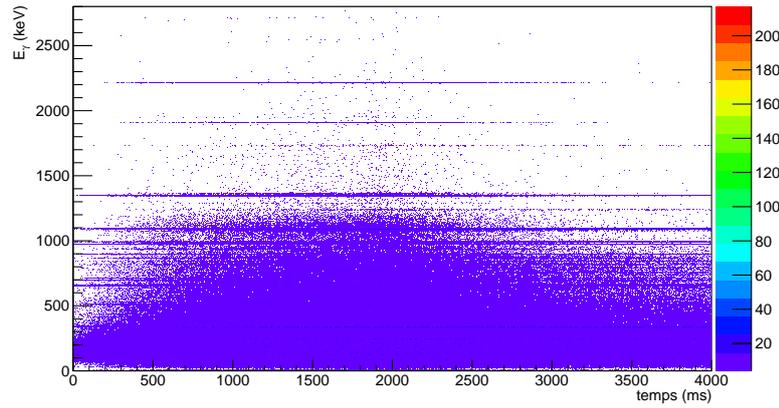


FIGURE 46 – Matrice Énergie-temps

utilise les équations de Bateman qui décrivent l'activité de l'isotope n lors d'une chaîne de décroissance radioactive $X_1 \rightarrow X_2 \rightarrow X_3 \rightarrow \dots \rightarrow X_n$:

$$A_n(t) = N_1 \prod_{i=1}^n \lambda_i \sum_{i=1}^n \frac{e^{-\lambda_i t}}{\prod_{j=1, j \neq i}^n (\lambda_j - \lambda_i)} \quad (36)$$

où N_1 est la quantité de l'isotope initial 1, $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ est la valeur recherchée car elle contient l'information de la période du noyau. Rappelons que sur ces 4s il y a deux phases distinctes pendant l'acquisition : la collection et la décroissance. Si l'on s'intéresse au cas de ^{82}Ga il n'y a qu'une source d'alimentation puisqu'il est directement produit par le faisceau avec un taux de production Φ_1 , on détermine donc son activité :

$$A_{coll}^P(t) = \Phi_1(1 - e^{-\lambda t}) \quad (37)$$

pour la phase de collection, et

$$A_{dec}^P(t) = \Phi_1(1 - e^{-\lambda t_{coll}})e^{-\lambda(t-t_{coll})} \quad (38)$$

pour la phase de décroissance, où $t_{coll} = 2$ s.

En appliquant l'équation (38) à l'évolution de l'activité de la raie $2^+ \rightarrow 0^+$ de ^{82}Ga (figure 47), on trouve $T_{1/2} = (592 \pm 9)$ ms pour une valeur de 599(2) ms dans la littérature [29].

Pour ^{82}Ge qui est le fils de ^{82}Ga , on tiendra compte de l'alimentation directe du faisceau de masse 82 et de l'alimentation par décroissance de ^{82}Ga :

$$A_{coll}^F(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \Phi_1(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + (\Phi_1 + \Phi_2)(1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (39)$$

pour la phase de collection, et

$$A_{dec}^F(t) = \left[\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \Phi_1(e^{-\lambda_1 t_{coll}} - e^{-\lambda_2 t_{coll}}) + (\Phi_1 + \Phi_2)(1 - e^{-\lambda_2 t_{coll}}) \right] e^{-\lambda_2(t-t_{coll})} \quad (40)$$

pour la phase de décroissance, où $t_{coll} = 2$ s, l'indice 1 se réfère au parent (Ga) et l'indice 2 au noyaux fils (Ge).

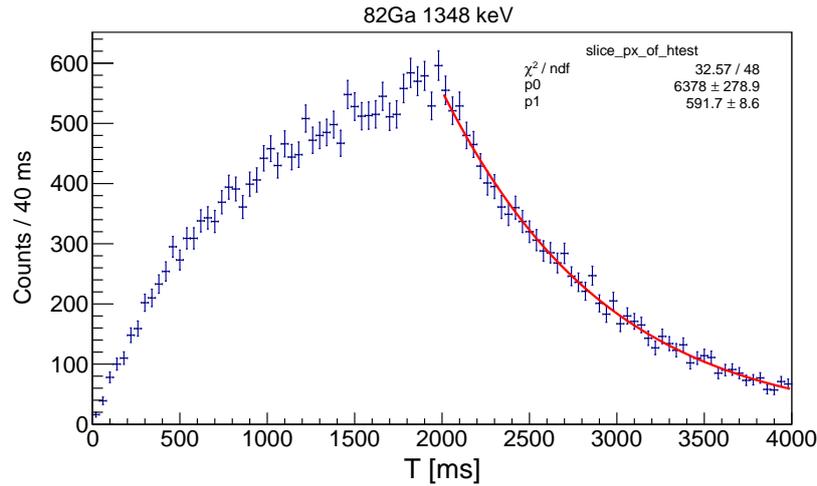


FIGURE 47 – Évolution de l’activité de la raie 1348 keV de ^{82}Ga en fonction du temps

Étant donné l’inadéquation de nos cycles pour des noyaux à demi-vie > 0.5 s la détermination de la période est très difficile concernant tous les noyaux de la masse 82 produits, seule l’évolution de l’activité des raies de ^{82}Ga peuvent être clairement caractérisées. En effet, on peut remarquer sur la figure 48, que le temps de collection est trop court pour que l’activité sur la bande soit en équilibre avec le faisceau (*i.e* pour qu’on observe un plateau). Le temps de décroissance est également trop court pour que l’on puisse observer une décroissance exponentielle caractéristique. C’est pourquoi afin de déterminer la demi-vie des raies de ^{82}Ge , j’ai supposé une production directe, afin de pouvoir lisser la courbe de l’évolution de l’activité de la raie 1092 keV (figure 48). De ce fait on est capable de déterminer sa demi-vie, et on obtient $T_{1/2} = (5.0 \pm 0.7) \text{ s}$ [(4989 \pm 665) ms] pour une valeur de 4.56(26) s référencée dans la littérature [29].

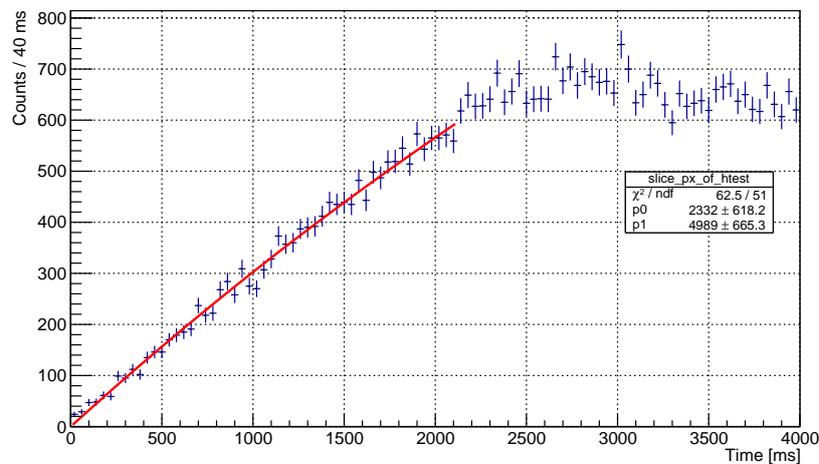
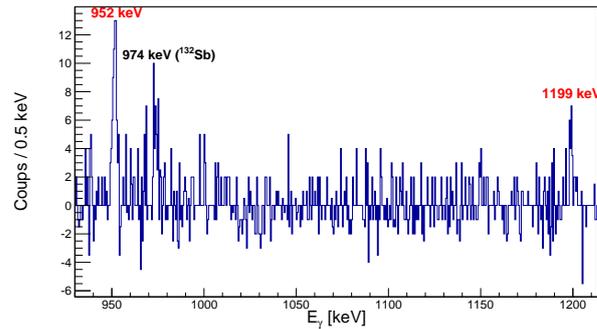


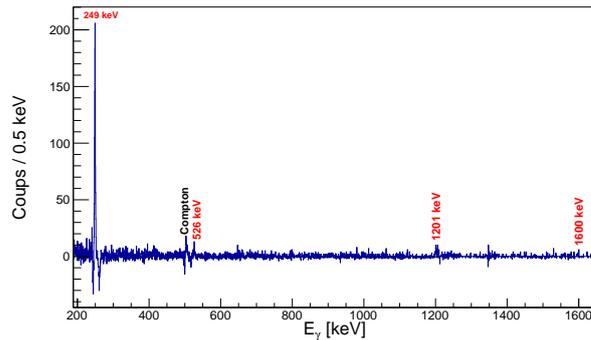
FIGURE 48 – Évolution de l’activité de la raie 1092 keV de ^{82}Ge en fonction du temps

5.2.5 Résultats sur l'étude de la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$

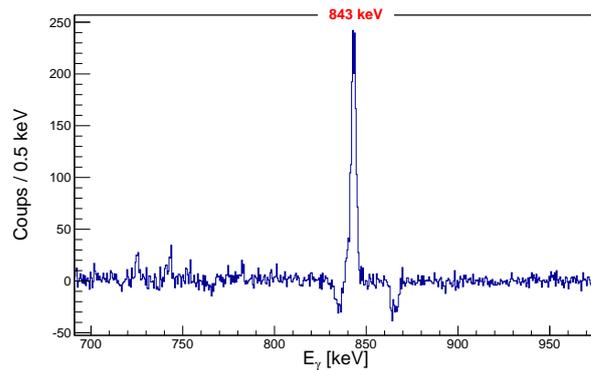
Comme établi précédemment, en ce qui concerne cette décroissance peu d'informations spectroscopiques sont évaluées dans les tables. On trouve ainsi seulement deux niveaux et trois raies γ [29] : 248.84(5) keV, 843.24(5) keV et 1091.9(5) keV. Sur le spectre total figure 43, ces raies sont observées à 249.1(5) keV, 843.4(2) keV et 1092.0(2) keV. C'est à partir de ces trois raies que j'ai commencé à rechercher des coïncidences. Les résultats de ces spectres de coïncidences sont présentés figure 49.



(a) Projection sur la raie (1091.8 ± 0.8) keV



(b) Projection sur la raie (843.2 ± 0.8) keV



(c) Projection sur la raie (248.8 ± 0.8) keV

FIGURE 49 – Projections sur les trois raies référencées de ^{82}As .

Ces coïncidences apportent plusieurs informations d'une grande importance. Premièrement on confirme les coïncidences entre les raies 249 keV et 843 keV. Deuxièmement, la raie à 952 keV est en coïncidence avec la raie à 1092 keV et non avec une raie à 139 keV. On corrige ainsi la seule proposition de schéma de niveaux faite par P. Hoff

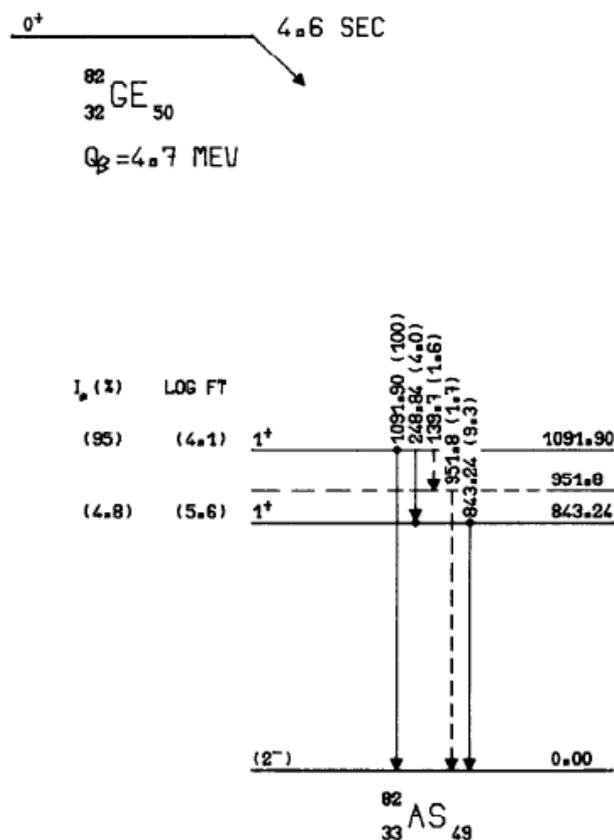


FIGURE 50 – Schéma de niveaux de ^{82}As proposé par P. Hoff et B. Fogelberg en 1981 [23].

et B. Fogelberg en 1981 [23], présentée figure 50, en confirmant et en replaçant cette raie à 952 keV. La raie à 139 keV proposée (en coïncidence) dans [23], n'est quant à elle pas confirmée. La troisième information est que nous observons quatre nouvelles raies en coïncidences avec ces raies référencées dans la littérature. Ces raies en coïncidences, pas toujours visibles dans le spectre total conditionné, sont confirmées en regardant la matrice $\gamma - \gamma$ et en effectuant les projections inverses qui sont présentées figure 51. On propose donc quatre nouvelles raies appartenant à ^{82}As avec les énergies : 526.3(3) keV, 1199.1(6) keV, 1201.1(2) keV et 1600.1(4) keV. Sur la projection de la raie 1092 keV on observe une transition appartenant à la décroissance de ^{132}Sb , cela est dû au fait que les raies 1092 keV et 1093 keV se chevauchent. En effet les raies 1093 keV et 974 keV appartenant à ^{132}Sb sont en coïncidences, d'où l'apparition de cette dernière dans cette projection. L'ensemble des coïncidences observées sur la projection de la raie 843 keV ne sont pas observées dans la projection de la raie 249 keV comme on s'y attendrait puisque les deux raies appartiennent à la même cascade de décroissance γ . Ceci s'explique par la faible statistique dans ces nouvelles transitions γ proposées et une statistique deux fois moins importante dans la raie 249 keV que dans la 843 keV. En effet, le nombre de coups attendu dans ces coïncidences ne dépasse pas le fond.

La seconde étape de cette analyse de données, consiste à effectuer des projections sur les transitions dont les énergies n'étaient pas référencées dans la littérature comme appartenant aux masses 81, 82 ou 131, 132. Parmi ces raies non identifiées, certaines avaient déjà été observées lors de précédentes expériences avec un faisceau de la masse 82 à ALTO. Cette information permet d'éliminer leur appartenance à la masse 131 ou

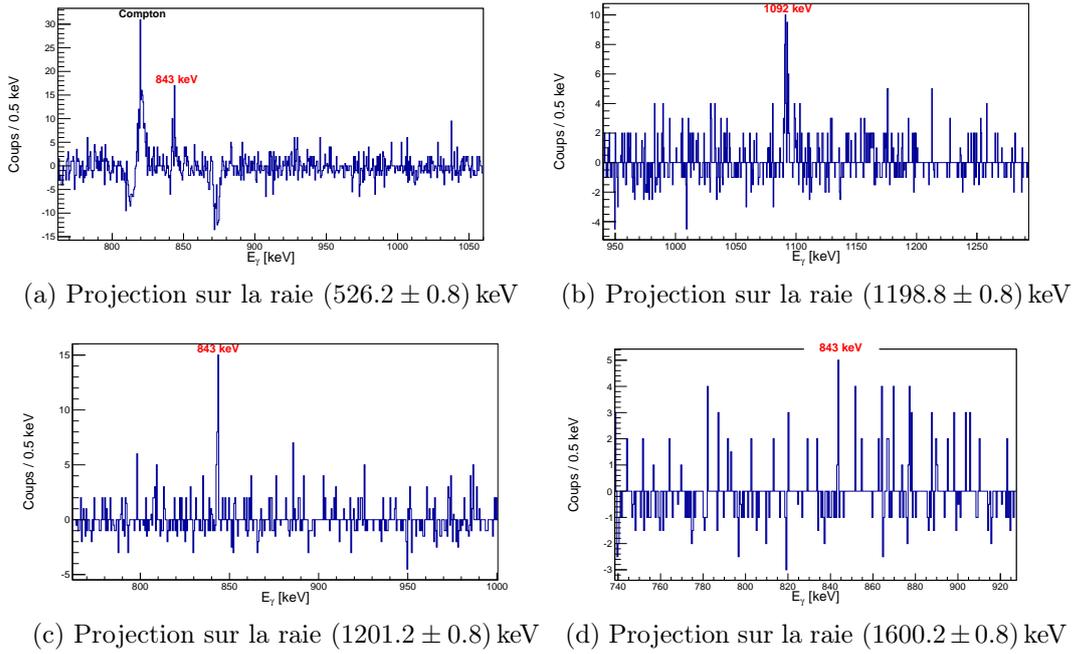


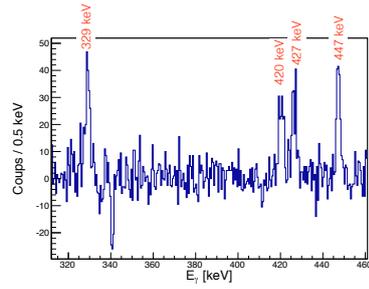
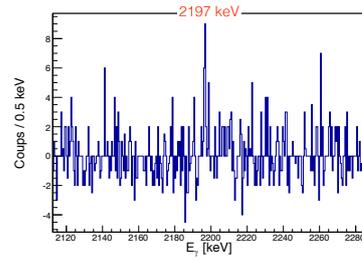
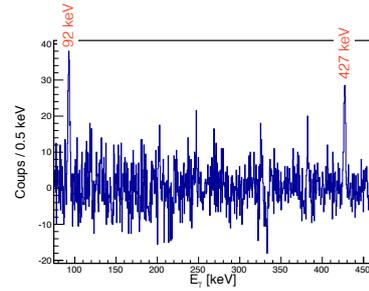
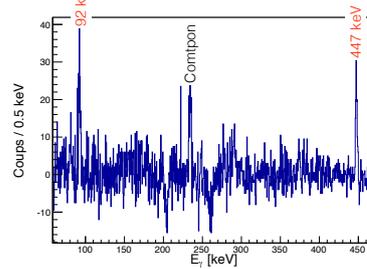
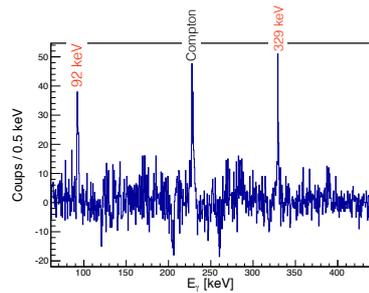
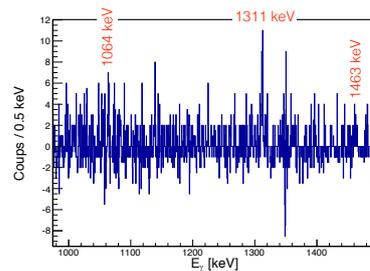
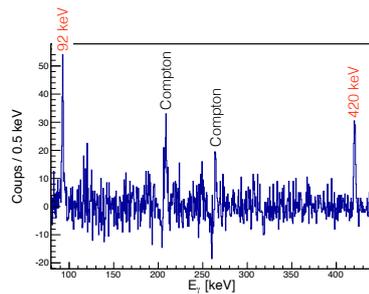
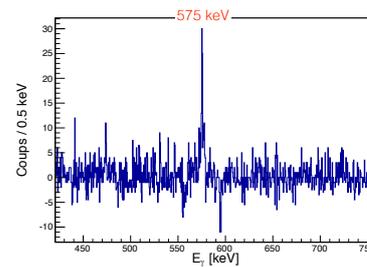
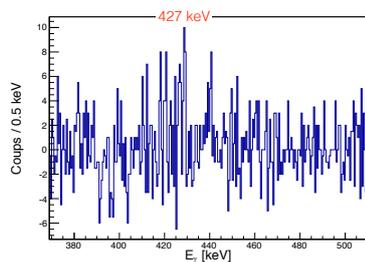
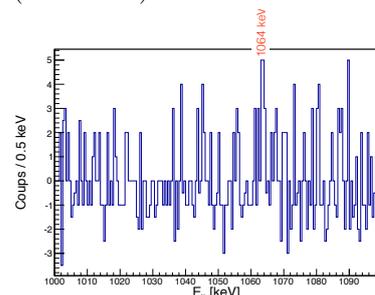
FIGURE 51 – Projections sur les quatre raies identifiées en coïncidence avec les raies référencées de ^{82}As dans [29].

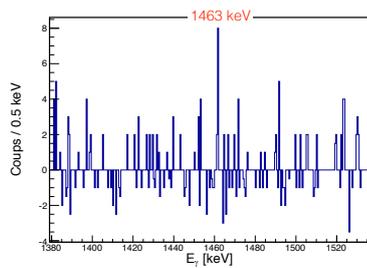
132. J'ai ainsi pu identifier une première série de photons en coïncidences : 92.6(4) keV, 329.3(3) keV et 426.6(2) keV. C'est à partir de cette première cascade, (en effectuant les projections sur chacune de ces transitions) que j'ai pu identifier d'autres transitions appartenant au même noyau : 420.4(5) keV, 447.4(3) keV, 553.1(4) keV, 1063.9(3) keV, 1311.3(3) keV, 1462.3(5) keV et 2196.6(2) keV. Une raie à 516.5(2) keV également non référencée dans la littérature aux masses d'intérêt permet également d'établir une cascade avec un γ de 575.3(2) keV. Les projections sont présentées sur la figure 52. Une fois cette première sélection faite, chacune de ces raies γ a été caractérisée par :

- son énergie
- son intensité relative par rapport à la raie la plus intense (1092 keV)
- sa période radioactive lorsque la statistique le permet.

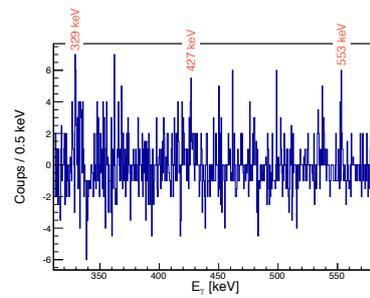
Concernant la détermination de la période qui est très difficile à extraire étant donné l'inadéquation des cycles, on se contente d'obtenir de façon sûre une fourchette permettant de discriminer l'appartenance d'une raie, puisqu'on a $T_{1/2}(^{82}\text{Ga}) = 0.599 \text{ s} \ll T_{1/2}(^{82}\text{Ge}) = 4.56 \text{ s} \ll T_{1/2}(^{82,82\text{m}}\text{As}) = 19 \text{ s}, 13 \text{ s} \dots$ Ces valeurs sont issues de National Nuclear Data Center [29]. Elles sont présentées dans les figures 53 et 54. À partir de ces périodes, on extrait la demi-vie $T_{1/2}(^{82}\text{Ge}) = (4.04 \pm 0.27) \text{ s}$.

On reporte l'ensemble des raies appartenant à ^{82}As et leurs caractéristiques dans la table 4. À partir de ces données, j'ai construit le schéma de niveaux proposé dans la section suivante 5.2.6.

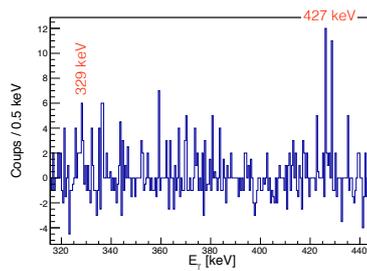
(a) Projection sur la raie (92.2 ± 0.5) keV (basses énergies)(b) Projection sur la raie (92.2 ± 0.5) keV (hautes énergies)(c) Projection sur la raie (328.8 ± 0.5) keV(d) Projection sur la raie (420.2 ± 0.5) keV(e) Projection sur la raie (426.8 ± 0.5) keV (basses énergies)(f) Projection sur la raie (426.8 ± 0.5) keV (hautes énergies)(g) Projection sur la raie (447.2 ± 0.5) keV(h) Projection sur la raie (516.2 ± 0.5) keV(i) Projection sur la raie (553.2 ± 0.5) keV (basses énergies)(j) Projection sur la raie (553.2 ± 0.5) keV (moyennes énergies)



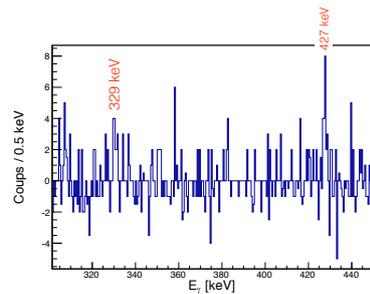
(a) Projection sur la raie (553.2 ± 0.5) keV (hautes énergies)



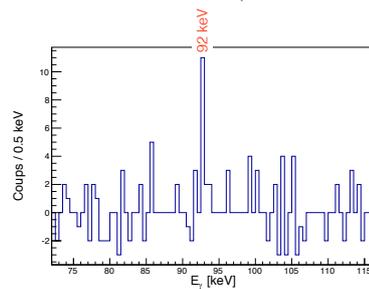
(b) Projection sur la raie (1063.8 ± 0.5) keV



(c) Projection sur la raie (1311.2 ± 0.5) keV

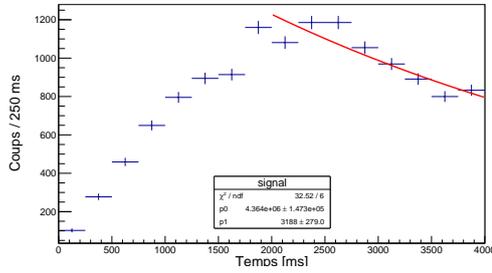


(d) Projection sur la raie (1462.8 ± 0.5) keV

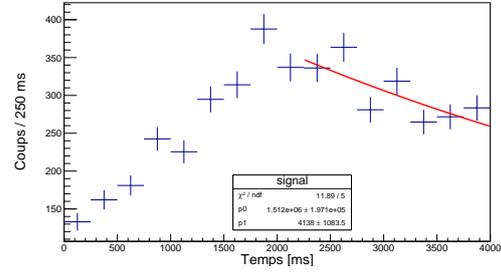


(e) Projection sur la raie (2196.8 ± 0.5) keV

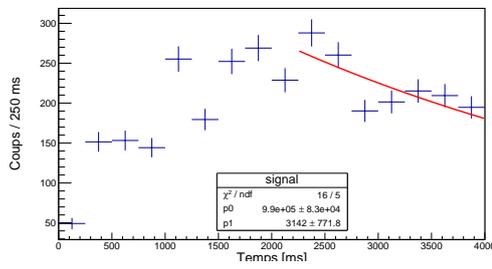
FIGURE 52 – Projections sur les nouvelles raies appartenant à ^{82}As .



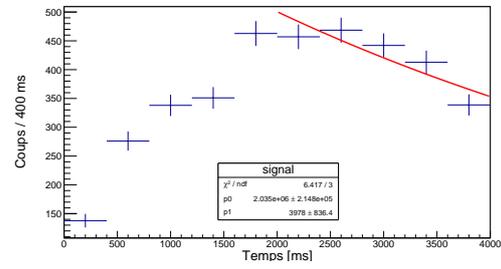
(a) Projection sur la raie (92.2 ± 0.5) keV.
 $T_{1/2} = (3.9 \pm 0.6)$ s



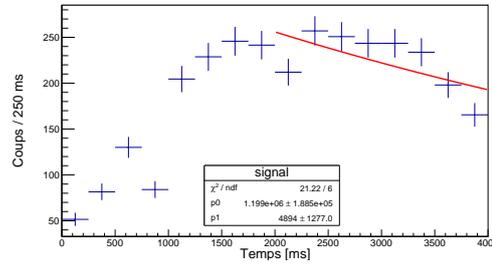
(b) Projection sur la raie (329.2 ± 0.5) keV.
 $T_{1/2} = (4.1 \pm 1.1)$ s



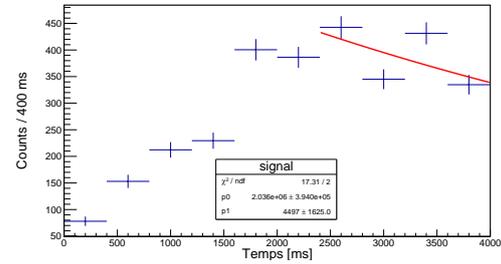
(c) Projection sur la raie (420.2 ± 0.5) keV.
 $T_{1/2} = (3.1 \pm 0.8)$ s



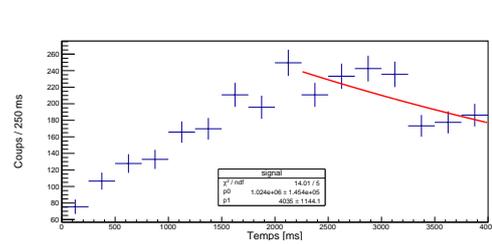
(d) Projection sur la raie (426.8 ± 0.5) keV.
 $T_{1/2} = (4.8 \pm 1.1)$ s



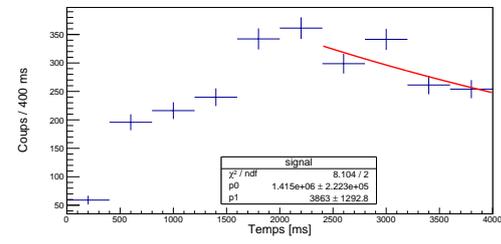
(e) Projection sur la raie (447.2 ± 0.5) keV.
 $T_{1/2} = (4.9 \pm 1.3)$ s



(f) Projection sur la raie (516.2 ± 0.5) keV.
 $T_{1/2} = (4.5 \pm 1.6)$ s

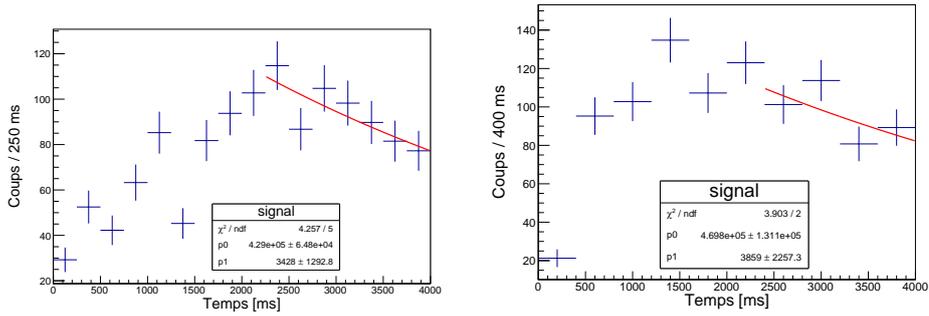


(g) Projection sur la raie (575.2 ± 0.5) keV.
 $T_{1/2} = (4.0 \pm 1.1)$ s

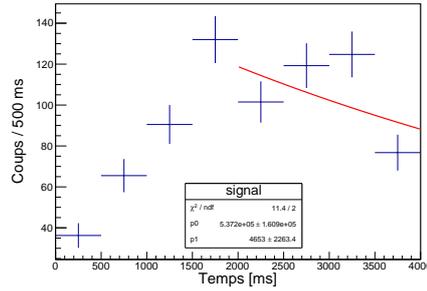


(h) Projection sur la raie (951.8 ± 0.5) keV.
 $T_{1/2} = (3.9 \pm 1.2)$ s

FIGURE 53 – Évolution de l'activité d'une raie en fonctions du temps.



(a) Projection sur la raie (1198.8 \pm 0.5) keV. $T_{1/2} = (3.4 \pm 1.3) s$ (b) Projection sur la raie (1201.2 \pm 0.5) keV. $T_{1/2} = (3.9 \pm 2.3) s$



(c) Projection sur la raie (1311.2 \pm 0.5) keV. $T_{1/2} = (4.6 \pm 2.3) s$

FIGURE 54 – Évolution de l'activité d'une raie en fonctions du temps.

TABLE 4 – Transitions γ attribuées à la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$.

E_γ (keV)	I_{rel} (%)	$\gamma - \gamma$	$T_{1/2}$ (s)
92.6(4)	1.0(5)	329.3 ; 420.4 ; 426.6 ; 447.4 ; 2196.6	3.9 ± 0.6
249.1(5)	3.6(4)	843.4	
329.3(3)	0.5(1)	92.6 ; 426.6 ;	4.1 ± 1.1
420.4(5)	0.26(9)	92.6 ; 447.4	3.1 ± 0.8
426.6(2)	0.86(9)	92.6 ; 329.3 ; 553.1 ; 1063.9 ; 1311.3 ; 1462.4	4.8 ± 1.1
447.4(3)	0.5(1)	92.6 ; 420.4	4.9 ± 1.3
516.5(2)	1.25(9)	575.3	4.5 ± 1.6
526.3(3)	0.22(5)	843.4	
553.1(4)	0.20(4)	426.6 ; 1063.9 ; 1462.4	
575.3(2)	1.1(1)	516.5	4.0 ± 1.1
843.4(2)	8.0(3)	249.1 ; 526.3 ; 1201.1 ; 1600.1	3.54 ± 0.7
951.8(3)	1.4(4)	1092.0	3.9 ± 1.2
1063.9(3)	0.16(3)	329.3 ; 426.6 ; 553.1	
1092.0(2)	100(6)	951.8 ; 1199.1	4.99 ± 0.7
1199.1(6)	0.5(2)	1092.0	3.4 ± 1.3
1201.1(2)	0.6(2)	843.4	3.9 ± 2.3
1311.3(3)	0.34(7)	329.3 ; 426.6	4.6 ± 2.3
1462.4(5)	0.31(7)	329.3 ; 426.6	
1600.1(4)	0.09(2)	843.4	
2196.6(2)	0.12(2)	92.6	

5.2.6 Schéma de niveaux

En premier lieu, comparons nos résultats avec le seul schéma de niveaux proposé, c'est-à-dire celui de Hoff et Fogelberg, figure 50. Nous confirmons l'existence tels que proposés des niveaux d'énergie 843 keV et 1092 keV ainsi que les trois raies γ associées : 249 keV, 843 keV et 1092 keV. On confirme également l'existence de la raie proposée à 952 keV, en revanche, la coïncidence avec une raie à 139 keV n'est pas confirmée. Cependant, cette raie à 952 keV est clairement vue en coïncidence avec la raie la plus intense à 1092 keV. Ce qui nous permet d'exclure le niveau à 952 keV et de placer un niveau d'énergie supplémentaire à 2043.8(5) keV. La coïncidence 843.4 keV - 1201.1 keV permet de confirmer l'existence de ce niveau. Les coïncidences 526 keV-843 keV, 1092 keV-1199 keV et 1600 keV-843 keV permettent de placer trois nouveaux niveaux d'énergie, respectivement à : 1369.6(5) keV, 2291.4(8) keV et 2443.5(6) keV. La cascade 516 keV-575 keV permet d'établir un nouveau niveau à 516 keV en plus de confirmer celui à 1092 keV. L'ensemble des autres raies, peuplent quant à elles, le niveau isomérique à 131.6(15) keV, à travers la raie à 92 keV en fin de cascade. On établit donc les niveaux d'énergie suivant : 224.2(10) keV, 553.1(4) keV, 671.6(7) keV, 979.7(6) keV et 2420.8(12) keV.

L'ensemble de ces raies, nouvelles et confirmées permet de proposer un nouveau schéma de niveaux pour la décroissance de $^{82}\text{Ge} \rightarrow ^{82}\text{As}$ présenté figure 55.

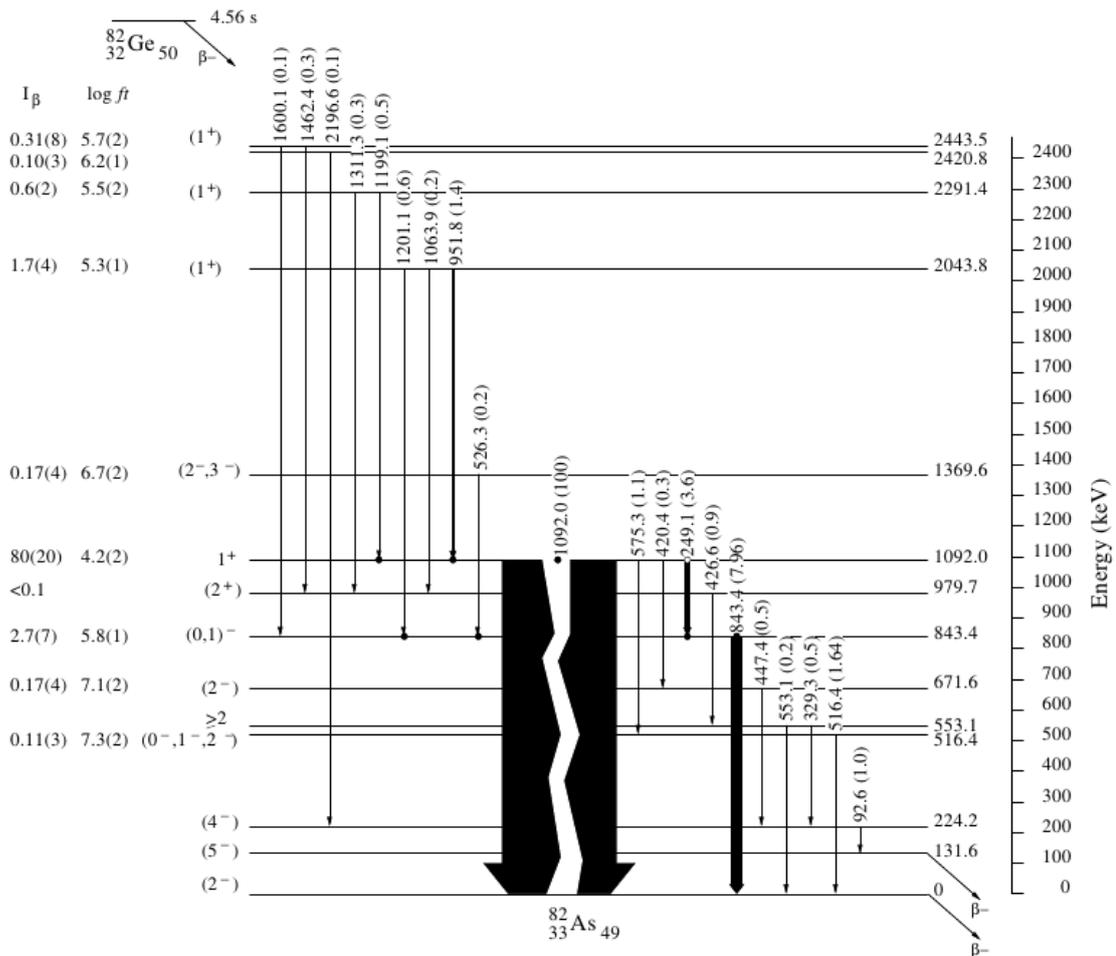


FIGURE 55 – Proposition de schéma de niveaux de la décroissance β de ^{82}Ge . Les spins et parités des états fondamental et isomérique sont issus du travail de H. Gausemel [64].

5.2.7 Détermination des $\log ft$ et assignations des spins

À partir du résultat de H. Gausemel publié dans [64], l'intensité absolue de la raie 1092 keV $I_\gamma = (80 \pm 20)\%$ /décroissance, et du nombre de coups déterminés dans chaque raie, j'ai pu calculer les rapports d'embranchement β . Ces rapports sont présentés table 5. Les $\log ft$ sont déterminés à l'aide du calculateur National Nuclear Data Center (NNDC), à partir des valeurs du Q_β de la table d'évaluation des masses de G. Audi *et al.* [65]. Comme on peut le constater en comparant les valeurs I_β de la table 5, nous sommes en présence d'une voie de décroissance β très dominante, par le niveau 1092 keV. La décroissance de ^{82}Ge apparaît comme encore largement sélective avec un schéma de niveaux qui demeure encore probablement incomplet. En effet, au vu de la fenêtre $Q_\beta = 4688(5)$ keV, on s'attend à plusieurs états $1+$ en plus de celui à 1092 keV. Ces états décroîtraient par des γ de haute énergie. Partant du principe que l'on n'exclut pas la possible présence de plusieurs raies γ de hautes énergies alimentant les niveaux observés, les valeurs des $\log ft$ sont à considérer comme des valeurs minimales. En effet l'activité de ^{82}As n'était qu'une partie du faisceau de la masse 82, le nombre de raies γ non observées appartenant à la désexcitation de l'arsenic peut être conséquent. Il s'agit d'un effet classique des expériences de radioactivité, où les I_β sont toujours surestimés en raison de l'effet du Pandémonium [66]. Cela est d'autant plus vrai pour les niveaux peuplés par des transitions de haute énergie. Les intensités I_γ sont largement sous-estimées puisque jusqu'à $\sim 20\%$ des γ d'énergie supérieure à 1.7 MeV ne sont pas détectés.

TABLE 5 – Niveaux d'énergie attribués à ^{82}As dans la décroissance β^- de ^{82}Ge

Energy (keV)	Spin & parity (J^π)	B(%)	$\log ft$
0	(2^-)[64]	0	
131.6(15)	(5^-)[64]	0	
224.2(10)	(4^-)	0	
516.5(2)	(0^-)	0.11(3)	7.3(2)
553.1(4)	($0^-, 1^-, 2^-$)	0	
671.6(7)	≥ 2	0.17(4)	7.1(2)
843.4(2)	($0, 1^-$)	2.7(7)	5.8(2)
979.7(6)	(2^+)	0.05(1)	7.5(1)
1092.0(2)	1^+	80(20)[64]	4.2(2)
1369.7(5)	($2^-, 3^-$)	0.17(4)	6.7(2)
2043.8(5)	($0^-, 1$)	1.7(4)	5.25(10)
2291.1(8)	($0^-, 1$)	0.6(2)	5.5(2)
2420.8(12)		0.10(3)	6.2(1)
2443.5(6)	($0^-, 1$)	0.31(8)	5.7(2)

Les règles permettant de caractériser qualitativement la transition bêta ont été présentées sur la figure 18 et la table 2. C'est à partir de ces règles que la discussion d'assignation des spin et parité de chacun des niveaux a été faite. Nos données tendent vers la conclusion certaine qu'il n'y a pas d'alimentation directe des états fondamental et isomérique de ^{82}As par décroissance β^- du Ge. Cette conclusion est en accord avec l'assignation de spin du fondamental et de l'isomère faite par H. Gausemel *et al.* dans [64], respectivement 2^- et 5^- . En aucun cas le spin 1^+ attribué à l'état fonda-

mental comme proposé dans [29] ne convient. Comme dans les travaux de P. Hoff et B. Fogelberg [23] on conclut par le fait que le niveau 1092 keV attire la grande majorité de l'alimentation β ce qui ne peut se conclure que par une assignation 1^+ de ce niveau. En considérant l'hypothèse de H. Gausemel [64], la transition très majoritaire entre ce niveau et le fondamental, $1^+ \rightarrow 2^-$, sera alors très rapide, de type E1.

Le niveau à 843 keV est le seul autre niveau qui semble être relativement bien peuplé par une population β directe, bien que cette dernière reste faible comparée à celle du niveau à 1092 keV. La limite inférieure du $\log ft$ de ce niveau de 5.8(1), nous permet d'exclure une transition permise. On rejette, en particulier la proposition de P. Hoff et B. Fogelberg [23] d'assigner un spin 1^+ au niveau 843 keV. Si tel avait été le cas, la transition γ à 843 keV serait bien plus forte, étant donné que la fenêtre Q_β est encore plus grande que pour l'alimentation du niveau 1092 keV. Au vu de la valeur du $\log ft$ (≥ 5.8) on peut exclure une parité positive pour ce niveau, proposant ainsi $(0^-, 1^-)$. De plus, les deux transitions de désexcitation du niveau 1092 keV ont un rapport $\frac{I(249)}{I(1092)} = 0.036$ compatible avec le rapport que donnerait les estimations de Weisskopf (présentée en annexe B) pour deux transitions E1 à ces énergies. On conclut donc que la transition γ ($E_\gamma = 249$ keV) entre les niveaux 1092 keV et 843 keV est de type E1. Dans le cas d'une M1 on s'attend à une probabilité de transition ~ 190 fois plus faible, qui n'aurait donc pas été détectée. L'assignation d'une E1 à cette transition à 249 keV permet de confirmer le niveau 843 keV comme étant de parité négative.

Seulement trois niveaux, en plus de celui à 1092 keV présentent une valeur de $\log ft$ compatible avec une transition β permise : il s'agit des niveaux à 2044 keV, 2291 keV et 2443 keV. Ces niveaux de haute énergie, sont moins dépendants de l'effet du Pandemonium, on proposera donc $J^\pi = 1^+$ sans exclure 0^- ou 1^- définitivement.

Le niveau à 224 keV semble ne pas être alimenté directement par la décroissance β . Il décroît seulement vers l'état isomérique $J^\pi = (5^-)$ [64]. Cette absence de transition vers l'état fondamental $J^\pi = (2^-)$ [64] indique que cette raie à 93 keV est une E1 ou une M1. Une transition de type E1, imposerait un spin initial pour le niveau à 224 keV de parité positive et de spin 4 à 6. Or, aucune configuration proton-neutron proche du niveau de Fermi permet un tel J^π . On exclut donc, la possibilité d'une transition E1, il s'agit donc d'une transition M1. On peut donc proposer $J^\pi = (4^-)$ pour le niveau à 224 keV.

Le niveau à 516 keV est alimenté par des γ issus uniquement du niveau 1^+ à 1092 keV et ne décroît que vers le fondamental (2^-) . Son alimentation directe β semble quant à elle très faible (en tenant compte de l'effet du Pandemonium). Au regard de la valeur du $\log ft$ de ce niveau (7.3(1)) la transition β l'alimentant est une première interdite (unique ou non-unique), on peut donc proposer $J^\pi = (0, 1, 2)^-$.

Le niveau à 553 keV présente une alimentation directe β négative, on la suppose donc nulle en émettant l'hypothèse d'une transition issue de ce niveau non observée.

Le niveau à 672 keV présente un niveau d'alimentation directe β relativement faible également, résultant en une valeur de $\log ft$ élevée (7.1(2)). Ce niveau est alimenté par des transitions issues du niveau 1^+ à 1092 keV et décroît vers le niveau à 224 keV proposé avec $J^\pi = (4^-)$. On propose donc $J^\pi = (2^-)$ pour ce niveau.

Le niveau à 980 keV présente une faible population β directe mais il est peuplé par des

transitions issues des trois niveaux (1^+) situés au-delà de 1500 keV. On ne retient pas la possibilité d'une population par une transition première interdite, car celle-ci devrait être similaire au niveau voisin à 843 keV. De plus, à la différence de l'ensemble des niveaux en-dessous de 1200 keV, ce niveau à 980 keV ne semble pas peupler de façon directe un des trois niveaux bas en énergie (0 keV, 131 keV et 224 keV). Ces deux différences notoires avec l'ensemble des autres niveaux, laissent à penser que cet état pourrait présenter une configuration différente, peut être conduisant à une parité positive. C'est pourquoi, nous proposons la tentative d'assignation $J^\pi = (2^+)$.

Je vais maintenant discuter de l'interprétation physique de ces résultats, afin de compléter ce qui est actuellement connu sur le noyau de ^{82}As .

5.3 Interprétation physique et Discussion

Le fil conducteur de cette partie, sera identique à l'évolution des réflexions quant à l'interprétation du schéma de niveaux de ^{82}As . En premier lieu, je confronte mes données avec celles de F. Ajzenberg-Selove *et al.* issues d'une expérience de réaction [28]. Ensuite, je décris le modèle en couches et discute de son apport limité dans notre cas. Afin de pouvoir poursuivre la discussion, ^{82}As a été décrit grâce à un modèle de couplage cœur particule : ce modèle et les résultats issus de celui-ci sont donc présentés.

5.3.1 L'énigme des niveaux de F. Ajzenberg-Selove

Comme énoncé section 2.3, une des rares études de ^{82}As a été réalisée par F. Ajzenberg-Selove *et al.* lors d'expériences de réaction ($t, ^3\text{He}$) [28]. Pendant cette expérience plusieurs niveaux de ^{82}As , répertoriés dans le tableau de la figure 56 ont été peuplés. Les niveaux de F. Ajzenberg-Selove *et al.* étiquetés 0,1,2 et 5 équivalent à nos niveaux à 0 keV, 131.6 keV, 224.2 keV, et 553.1 keV. On remarque cette correspondance sur la figure 57. Se pose alors la question : pourquoi n'observe-t-on pas les niveaux 3, 4, 6, 7, 8 et 9 lors d'expérience de radioactivité ? La réponse provient probablement d'effets de structure qui peuvent expliquer cette anomalie. Remarquons en premier lieu, que les niveaux observés dans les deux expériences présentent tous une parité négative et un spin > 2 . Néanmoins, il faut resituer le contexte dans lequel l'expérience de F. Ajzenberg-Selove a été réalisée. Avant toute chose, il est nécessaire de comprendre quelles sont la cohérence et la validité des résultats de F. Ajzenberg-Selove, puisque les valeurs du Q_{reaction} de la formation de l'état fondamental de ^{82}As n'est pas en accord avec la valeur du Q_β déterminée à l'époque. En effet F. Ajzenberg-Selove mesure un $Q_{\text{reaction}} = -(7500 \pm 25)$ keV équivalente à $Q_\beta = (7518 \pm 25)$ keV à comparer avec la valeur de l'époque $Q_\beta = (7200 \pm 200)$ keV mesurée par J. Van Klinken *et al.* [67] ou encore l'évaluation $Q_\beta = 7400$ keV faite par A.H. Wapstra en 1977 [68]. Grâce aux mesures de masses réalisées par J. Hakala *et al.* ($\Delta m(^{82}\text{As}) = -70103.1(43)$ keV) en 2006 [69] utilisées dans la nouvelle évaluation de la table des masses de G. Audi *et al.* [65], le Q_β de ^{82}As a été redéterminé comme étant 7491(5) keV. Cette évaluation permet d'établir le fait que le Q_{reaction} de formation obtenu par F. Ajzenberg-Selove est en très bon accord avec cette valeur, elle a donc bien peuplé le fondamental (2^-) de l'As, identifié comme le groupe 0 figure 56. Le résultat de J. Hakala a également permis de ré-évaluer la position de l'isomère, ^{82m}As à (128 ± 5) keV (valeur en accord avec notre niveau à 131.6 keV), qui

correspond au groupe 1 (figure 56), très bien peuplé dans la réaction $^{82}\text{Se}(t, ^3\text{He})^{82}\text{As}$. Cette nouvelle évaluation (131.6 ± 1.5) keV supplante la valeur de H. Gausemel qui avait en premier clairement identifié l'isomère, mais avec une importante barre d'erreur, à (146 ± 27) keV au-dessus du fondamental 2^- [64]. De plus on peut affirmer que les niveaux peuplés par F. Azjenberg-Selove décroissent sur l'état fondamental, on peut donc s'affranchir définitivement du décalage en énergie "+ X" inconnu.

TABLE III. States of ^{82}As from $^{82}\text{Se}(t, ^3\text{He})^{82}\text{As}$.

Group No. ^a	E_x in ^{82}As (keV)	$d\sigma/d\Omega$ ^b ($\mu\text{b}/\text{sr}$) (c.m.)
0	0 ^c	~ 0.2
1	124 ± 15	0.95
2	214 ± 15	0.72
3	340 ± 15	1.7
4	535 ± 20	
5	559 ± 20	
6	600 ± 20	
7	(700 ± 25) ^d	
8	818 ± 20	0.72
9	912 ± 25	0.66

FIGURE 56 – États de ^{82}As peuplés par la réaction $^{82}\text{Se}(t, ^3\text{He})^{82}\text{As}$ [28].

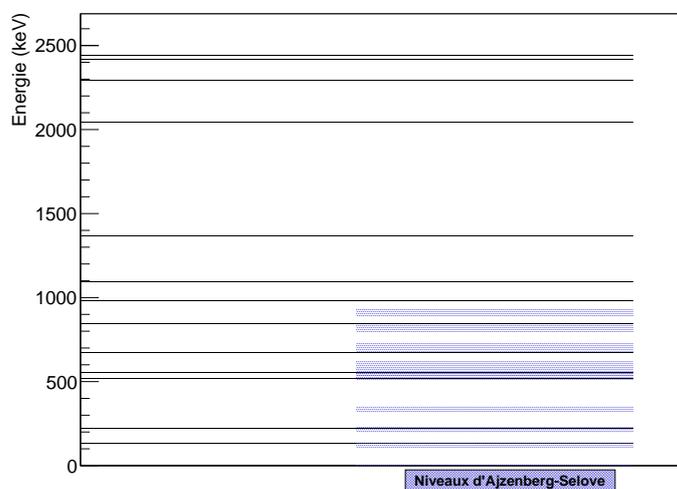


FIGURE 57 – États de ^{82}As peuplés par décroissance β (traits noirs) comparés aux états peuplés par la réaction $^{82}\text{Se}(t, ^3\text{He})^{82}\text{As}$ (traits bleutés) [28].

F. Ajzenberg-Selove avait donc peuplé l'état fondamental, l'état isomérique ainsi qu'un certain nombre d'états n'étant a posteriori pas tous observés dans notre expérience de radioactivité (ni dans les précédentes). Pour comprendre cette énigme il faut se pencher sur la structure des noyaux ^{82}Se ($Z=34$, $N=48$) et ^{82}As ($Z=33$, $N=49$) que l'on peut décrire comme un cœur de ^{56}Ni ($Z=N=28$) et d'un espace de valence proton et neutron définis par les orbitales $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. On représente cet espace figure 58. Ces deux noyaux étant définis dans le même espace de valence, la réaction

$^{82}\text{Se}(t, ^3\text{He})^{82}\text{As}$ consiste à enlever un proton et rajouter un neutron au noyau de ^{82}Se . Dans son état fondamental ^{82}Se possède 6 protons de valence dans l'orbitale $1f_{5/2}$ au-dessus de la couche fermée $Z = 28$. La configuration en neutron est la suivante : un cœur neutrons $N=28$, les orbitales $(1f_{5/2})^6(2p_{3/2})^4(2p_{1/2})^2$ sont pleines seule l'orbitale $(1g_{9/2})^8$ n'est pas pleine puisqu'elle possède une paire de trous. Lorsque ^{82}As est produit par la réaction, la configuration la plus favorable dans le cas d'un remplissage régulier des couches est : $\pi(1f_{5/2}) \otimes \nu(1g_{9/2})$. Ce couplage peuple les niveaux de spin et parité $J^\pi = 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-$ et 7^- , c'est pourquoi lors de cette expérience, l'état fondamental (2^-), l'état isomérique (5^-) ainsi que des états de spins supérieurs à 2 ont été peuplés. Cette conclusion est donc en accord avec les propositions d'attributions de spins des niveaux 131.6 keV, 224.2 keV, et 553.1 keV, basées sur les arguments expérimentaux énoncés précédemment.

Il convient donc maintenant de discuter de l'origine de ces états de bas spin observés lors de notre expérience.

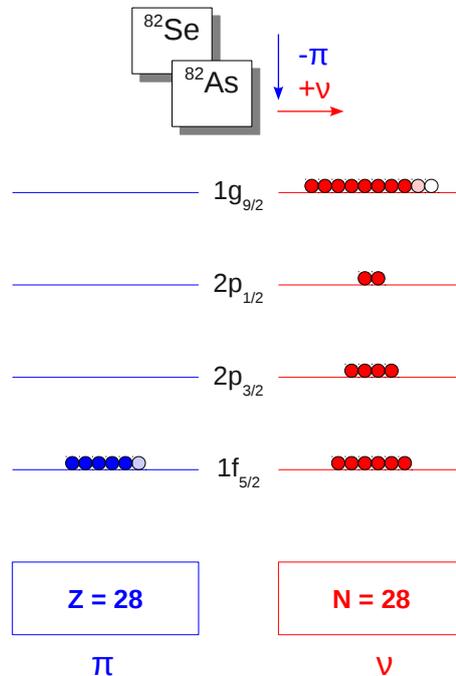


FIGURE 58 – Espace de valence de la réaction $^{82}\text{Se}(t, ^3\text{He})^{82}\text{As}$. Les boules pleines représentent les particules, celles vides représentent les trous, les boules grisées indiquent le changement d'état de la particule lors de la réaction : de particule à trou pour le proton et inversement pour le neutron.

5.3.2 Interprétation à travers le modèle en couches nucléaire

Présentation

Le modèle en couches est une extension du modèle de particule individuelle présenté dans la section 1.2.2 qui tient compte de l'interaction résiduelle. Dans ce modèle,

l'hamiltonien est déterminé à partir d'un potentiel initial à un corps, connu, de type oscillateur harmonique déformé ou encore Wood-Saxon.

En faisant le lien entre l'interaction effective nucléon-nucléon (par opposition à l'interaction "nue" entre deux nucléons) et le champ moyen, on détermine l'Hamiltonien H d'un système à A nucléons où le potentiel moyen U est obtenu à partir de l'interaction à deux corps V_{ij} . L'hamiltonien est le suivant :

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{ij} \quad (41)$$

où T_i est l'énergie cinétique du nucléon i et V_{ij} le potentiel d'interaction entre les deux nucléons i et j . À cette expression on peut ajouter un terme d'interaction à trois corps V_{ijk} tel que :

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{j>i=1}^A V_{ij} + \sum_{k>j>i=1}^A V_{ijk} \quad (42)$$

Ce terme d'interaction à trois corps n'étant actuellement pas systématiquement pris en compte dans les calculs de modèle en couches, on ne le fera plus apparaître dans la suite des explications. Les potentiels entre deux nucléons associés deux à deux peuvent être transformés en un potentiel nucléaire total. Pour cela on part d'un potentiel à un corps U_i (Woods-Saxon, oscillateur harmonique modifié, puits carré, etc) ressenti par chacun des A nucléons permettant d'approcher l'effet de l'ensemble des interactions à deux-corps nucléon-nucléon. Cette somme de potentiels est ajoutée et soustraite à une composante à symétrie sphérique. On peut ainsi réécrire l'Hamiltonien :

$$H = \sum_{i=1}^A [T_i + U_i] + \left(\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{ij} - \sum_{i=1}^A U_i \right) = \sum_{i=1}^A h_{0,i} + H_{res} = H_0 + H_{res} \quad (43)$$

avec $h_{0,i} = T_i + U_i$. En appliquant le choix de potentiel décrit par l'équation (8), c'est-à-dire le potentiel de l'oscillateur harmonique auquel on ajoute un terme fort d'interaction spin orbite $\xi(\vec{l} \cdot \vec{s})$ et un terme $\beta(\vec{l} \cdot \vec{l})$ fournissant l'énergie résiduelle qui abaisse les orbitales $l \neq 0$, on obtient l'Hamiltonien de particule individuelle :

$$h_{0,i} = \frac{p_i^2}{2m} + \frac{m\omega^2 r_i^2}{2} + \xi(\vec{l}_i \cdot \vec{s}_i) + \beta(\vec{l}_i \cdot \vec{l}_i). \quad (44)$$

H_0 est l'Hamiltonien décrivant un système de A nucléons quasiment indépendant en orbite dans un potentiel de champ moyen à symétrie sphérique $U_i(r)$. H_{res} est l'Hamiltonien décrivant l'interaction résiduelle entre les nucléons, qui peut être traité de manière perturbative. Cette interaction résiduelle permet de tenir compte des mouvements des nucléons dépendants les uns des autres, introduisant ainsi les mélanges de configurations, les effets collectifs tels que les déformations, vibrations, etc. Les fonctions d'onde propres Ψ sont représentées par les déterminants de Slater Φ de H_0 . La matrice de l'interaction résiduelle sera diagonalisée à partir de ces déterminants de Slater : $\langle \Phi | H_{res} | \Phi \rangle$.

Il faut déterminer l'interaction effective pour chaque région de masse, ainsi au lieu de résoudre l'équation de Schrödinger dans l'espace d'Hilbert complet (c'est-à-dire l'espace des orbitales tel que partiellement décrit figure 2), le problème est simplifié en résolvant l'Hamiltonien effectif dans un sous-espace effectif $H_{eff}\Psi_{eff} = E_{eff}\Psi_{eff}$. L'espace réduit est composé de :

- un cœur inerte dont toutes les orbitales sont pleines, avec Z_c protons et N_c neutrons
- un espace de valence composé des orbitales dans lesquelles évoluent les $(Z-Z_c)$ protons et $(N-N_c)$ neutrons
- un espace interdit composé des orbitales vides trop hautes en énergie pour que les nucléons les atteignent.

Dans le calcul, seules les orbitales de l'espace de valence jouent un rôle, le choix du cœur et de l'espace de valence est donc crucial pour reproduire les données expérimentales. L'interaction effective choisie joue également un rôle très important dans la qualité des résultats.

L'interaction effective

Il existe deux manières de déterminer l'interaction effective : on peut tout d'abord construire une interaction dite "réaliste" à partir de potentiels issus d'expériences de diffusion nucléon-nucléon. L'exemple le plus classique étant le calcul de la "matrice-G renormalisée". La seconde méthode consiste à construire une interaction "phénoménologique", en ajustant les paramètres (énergies individuelles et éléments de matrice à 2 corps) d'un Hamiltonien de départ à partir des données expérimentales.

Pour décrire l'interaction effective on se base sur la représentation donnée par M. Dufour & A.P Zuker dans [70] où l'on décompose l'Hamiltonien en deux parties :

$$H_{eff} = H_m + H_M \quad (45)$$

Cette représentation est plus exacte que la séparation en H_0 (l'Hamiltonien non perturbé) et H_{res} (l'Hamiltonien résiduel, qui contient des termes à 2 et 3 corps) de l'équation (43). Dans l'équation (45), H_M est la partie multipolaire responsable des corrélations au-delà du champ moyen sphérique : il comporte les termes d'appariement, quadrupolaire, octupolaire, etc., toujours extrait des interactions réalistes. H_m est la partie monopolaire, affectée par la variation sphérique d'Hatree-Fock, elle est responsable des propriétés de saturation globale et du comportement de particule individuelle. Sa détermination, traitée phénoménologiquement est donc plus complexe.

A.P. Zuker et M. Dufour traitent en détail, le calcul des deux membres de l'Hamiltonien dans [71]. Je donne ici, quelques informations qui me paraissent importantes concernant cet Hamiltonien, en particulier sur sa partie monopolaire qui joue un rôle plus important dans l'ajustement de l'interaction effective. Les énergies de particule individuelle modifiées, *i.e.* tenant compte de cette interaction effective, sont appelées "énergies de particule individuelle effectives". On peut les caractériser par l'énergie nécessaire pour ôter un nucléon d'une orbitale pleine. Elles sont définies comme l'énergie de particule individuelle "libre" à laquelle on ajoute une variation monopolaire. En définissant $|CF \pm 1\rangle$ comme une couche fermée plus ou moins un nucléon, on détermine les énergies de particule individuelle à partir des énergies expérimentales d'un noyau doublement magique plus ou moins un nucléon. Puisque la majorité de la force particule individuelle est portée par ces états on peut écrire :

$$\langle CF \pm 1 | H_{eff} | CF \pm 1 \rangle = \langle CF \pm 1 | H_m | CF \pm 1 \rangle \quad (46)$$

L'énergie d'une particule individuelle effective d'une orbitale vide sera l'opposée de l'énergie de liaison supplémentaire lorsqu'on ajoute un nucléon. Afin d'étudier les états trous, on sélectionnera les orbitales du cœur concernées au moment du calcul.

De nos jours, de nouvelles interactions effectives sont en cours de développement, notamment pour décrire la région très exotique autour de ^{78}Ni . C'est le cas de LNPS [12] une interaction développée par S.M. Lenzi, F. Nowacki, A. Poves et K. Sieja. Il faut toutefois attendre de nouvelles données expérimentales dans la région pour améliorer cette interaction.

La partie monopolaire H_m

La partie monopolaire contient le caractère individuel de l'interaction. On définit la forme générale du terme à deux corps à partir du formalisme particule-particule comme :

$$V = -\frac{1}{4} \sum_{j_i j_j j_k j_l} \sqrt{(1 + \delta_{ij})(1 + \delta_{kl})} \sum_J (2J+1) \langle j_i j_j JM | V | j_k j_l JM \rangle_{na} \left[A^\dagger(j_i j_j, J) \tilde{A}(j_k j_l, J) \right]_0^{(0)} \quad (47)$$

où $A^\dagger(j_i j_j, JM)$ et $\tilde{A}(j_k j_l, JM)$ sont des opérateurs couplés, respectivement, à partir de deux opérateurs création et annihilation (définis en annexe A). L'indice na indique que la fonction d'onde de deux particules est antisymétrique et normalisée. La partie monopolaire de l'Hamiltonien restreint le rang des tenseurs à 0, ainsi on est dans le cas où $i = j$ et $k = l$. On peut l'écrire comme suit :

$$H_m = E_0 + \epsilon_i \sum_i n_i + \sum_{i \leq j} V_{ij} \frac{n_i(n_j - \delta_{ij})}{1 + \delta_{ij}} \quad (48)$$

où E_0 est l'énergie du cœur, ϵ_i sont les énergies de particule individuelle des orbitales i et n_i est l'opérateur nombre de particules de l'orbitale i . On définit V_{ij} comme suit :

$$V_{ij} = \frac{\sum_{JT} (2J+1)(2T+1) V_{ijkl}^{JT}}{\sum_{JT} (2J+1)(2T+1)} \quad (49)$$

avec $V_{ij}^{JT} = \langle ij | V | ij \rangle_{JT}$.

La partie multipolaire H_M

La partie multipolaire responsable des phénomènes collectifs du noyau contient tous les multipôles de l'interaction à deux corps, H_M s'exprime sous deux formes explicitées dans [72] : dans le cas particule-particule et dans le cas particule-trou. Les multipôles les plus importants sont l'appariement et l'interaction quadrupole-quadrupole. En effet, l'essentiel des corrélations au-delà du champ moyen est contenu dans ces deux termes. L'appariement, tenseur d'ordre 1 est une interaction à courte portée, tandis que l'interaction quadrupole-quadrupole, tenseur d'ordre 2, est à longue portée. C'est cette dernière qui crée la déformation du noyau. On retrouve à peu près les mêmes valeurs pour les termes composant l'Hamiltonien multipolaire parmi les différentes interactions effectives existantes. L'interaction effective s'ajuste avant tout avec les termes monopolaires, la partie multipolaire étant quasiment "universelle" (elle peut être affinée pour un meilleur accord expérience-théorie).

Les problèmes de compréhension actuels concernent la description des effets de couches et l'évolution des nombres magiques. C'est donc en apportant des corrections à la partie monopolaire de l'interaction (équation (46)) que l'on peut reproduire ces

phénomènes.

Discussion : description de ^{82}As à travers le modèle en couches

Dans la définition du modèle en couches, ^{82}As consiste en un cœur doublement magique de ^{56}Ni ($Z=N=28$) plus 5 protons et 21 neutrons évoluant dans l'espace de valence $1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. Or, la comparaison entre les résultats des calculs de modèle en couches (code ANTOINE et NATHAN) et les données expérimentales s'est avérée décevante. Si l'on s'ouvre à d'autres interactions et que l'on regarde les travaux ayant déjà été effectués dans ce modèle, les résultats du modèle en couches restent aisément perfectibles. On peut se référencer en particulier, aux travaux de M. Honma *et al.* qui ont effectués des calculs de modèle en couches dans cet espace de valence pour les isotones impair-impair $N = 49$ de ^{80}Ga à ^{88}Y dans [73]. Si l'on se replace dans le contexte particulier qui nous a mené à ce travail, à savoir la soudaine apparition d'un grand nombre d'états 1^+ dans le schéma de niveaux de ^{80}Ga , on constate que dès ^{88}Y la reproduction du premier état excité 1^+ est un des problèmes majeurs rencontré par M. Honma *et al.*. Ils soulignent qu'il s'agit d'un problème de longue date. Ces états ne sont non seulement pas reproduits en énergie d'excitation, mais également dans les propriétés des transitions. L'introduction de l'interaction JUN45 [73] qui améliora la compréhension de la région, n'aida que partiellement à la reproduction de ces niveaux. M. Honma *et al.* suggèrent d'inclure les excitations dues à deux neutrons au-delà du gap $N = 50$, correspondant à des configurations en neutrons une particule - deux trous notées (1p-2t).

Les études systématiques sur les isotones impairs $N = 49$ présentées au paragraphe 2.3 permettent de donner du poids à cette proposition de configurations (1p-2t). En effet, il avait déjà été mentionné dans [23] et [27] par P. Hoff & B. Fogelberg et R.A. Meyer *et al.* la nécessité d'inclure les orbitales $\nu 2d_{5/2}, \nu 3s_{1/2}$ et $\nu 1d_{3/2}$ pour une description appropriée de ces noyaux. Or à l'heure actuelle, bien que les calculs de modèle en couches à grande échelle se développent, ils restent restreints à l'inclusion de l'orbitale $\nu 2d_{5/2}$ pour des raisons de puissance de calcul.

En ce qui concerne la description des noyaux impair-impair de la région $N = 50$ Honma *et al.* concluent dans [73] qu'il est nécessaire de confirmer les données expérimentales déjà existantes dans la région et de les compléter. Ces deux contributions permettront une amélioration de l'interaction. Il est donc, à l'heure actuelle, vain de tenter de donner une interprétation de ^{82}As au travers du modèle en couches, mais les résultats expérimentaux de ce noyau seront de première importance quant au développement d'une interaction plus robuste dans la région. La figure 6 du travail de K. Miernik *et al.* [74] illustre l'inadéquation de l'utilisation du modèle en couches (à l'heure actuelle) pour décrire la spectroscopie de ^{82}As . Nous nous sommes donc tournés vers une description schématique de ce noyau, à travers le modèle de couplage cœur-particule décrit dans la section suivante 5.3.3.

5.3.3 Modèle de couplage cœur particule et calcul schématique

Je présente ici le modèle de calcul schématique utilisé pour décrire le noyau étudié dans la suite de ce travail. Ce modèle met en jeu le caractère individuel du nucléon et les interactions quadrupolaires. Cette interaction entre les degrés de liberté de particule

individuelle avec les degrés de liberté collectifs rend ce modèle idéal dans l'étude des isotones $N = 49$ où l'on suspecte un affaiblissement du gap à cause des interactions quadrupole-quadrupole. Ce modèle de couplage cœur-particule est présenté dans l'article de P.H. Hoffmann-Pinther & J.L. Adams [75], l'extension du formalisme au couplage de quasi-particule est développé dans la thèse de P.H. Hoffmann-Pinther [76].

Afin de pouvoir donner une explication relativement simple du schéma de niveaux et d'inclure facilement les états intrus que je propose section 5.2.6, je décris ici le modèle d'un couplage cœur-particule dans le cas d'un noyau impair-impair. Pour ce type de noyau ce modèle consiste à considérer un cœur pair-pair, un neutron célibataire, un proton célibataire, les interactions cœur-particule de chacun des nucléons célibataires et l'interaction proton-neutron.

Formalisme

On considère un cœur pair-pair, avec le dernier proton et le dernier neutron évoluant à l'extérieur de celui-ci. Les termes de l'Hamiltonien décrivant ce noyau de masse A sont les suivants :

- H_c , terme décrivant le cœur pair-pair avec $A-2$ nucléons.
- H_ν , terme décrivant le neutron célibataire évoluant dans un potentiel moyen créé par le cœur.
- H_π , terme décrivant le proton célibataire évoluant dans un potentiel moyen créé par le cœur.
- $H_{c\nu}$, terme définissant l'interaction cœur-particule pour le neutron.
- $H_{c\pi}$, terme définissant l'interaction cœur-particule pour le proton.
- $H_{\pi\nu}$, terme définissant l'interaction proton-neutron.

On écrit donc l'Hamiltonien comme suit :

$$\mathcal{H} = H_c + H_\nu + H_\pi + H_{c\nu} + H_{c\pi} + H_{\pi\nu} \quad (50)$$

où H_c , $H_{c\nu}$, $H_{c\pi}$ représentent la partie multipolaire de l'interaction responsable des phénomènes collectifs, et H_ν et H_π contiennent les énergies de particule individuelle effective (issues de la dérive monopolaire de l'interaction).

L'énergie du cœur, E_c correspondant à la valeur propre de H_c est remplacée à l'ordre 0 par l'énergie du noyau pair-pair voisin. L'énergie de particule célibataire E_π ou E_ν est prise en première approximation des énergies des états individuels des orbitales actives. Ces énergies sont obtenues à partir des schémas de niveaux expérimentaux du noyau de même cœur entouré par un nucléon célibataire. On peut séparer les termes diagonaux décrivant le cœur, le proton et le neutron, des termes d'interactions : les termes H_c , H_ν et H_π sont diagonaux dans la base $|j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM\rangle$ où j_π , j_ν et J_c représentent, respectivement, le moment angulaire du proton, du neutron et du cœur, et $j_{\pi\nu}$ représente le couplage proton neutron : $\vec{j}_{\pi\nu} = \vec{j}_\pi + \vec{j}_\nu$, $\vec{I} = \vec{J}_c + \vec{j}_{\pi\nu}$ avec $M = I_z$. On a donc l'énergie du système qui est décrite par $\langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | H_c + H_\pi + H_\nu | j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM \rangle$. Chaque

couplage cœur-particule $J_c \otimes j_{\pi\nu}$ représente un multiplet d'états dégénérés en énergie $|J_c j_{\pi} j_{\nu}, J\rangle$. Ce sont les interactions entre les particules et le cœur et surtout l'interaction proton-neutron qui vont permettre de lever cette dégénérescence. Le couplage entre une particule et le cœur peut être considéré de manière tout à fait générale comme un couplage scalaire qui s'écrit sous la forme d'un produit de tenseurs d'ordre k :

$$H_{int} = \sum_k a_k T_c^{(k)} \cdot T_i^{(k)} \quad (51)$$

où $T_c^{(k)}$ est le tenseur d'ordre k agissant sur les degrés de liberté du cœur pair-pair et $T_i^{(k)}$ est le tenseur d'ordre k agissant sur les degrés de liberté de la particule i . On se limite dans notre cas aux tenseurs d'ordre 1 et 2. En effet un tenseur d'ordre 0 contribue seulement à une dérivation en énergie identique pour tous les niveaux d'énergie, il est donc négligé. Les ordres 1 et 2 permettent de tenir compte des corrélations les plus importantes à savoir l'appariement et l'interaction quadrupolaire au-delà du champ moyen. Le produit scalaire des tenseurs d'ordre 1, représente l'interaction d'appariement entre le moment angulaire de la particule i et le cœur :

$$T_c^{(1)} \cdot T_i^{(1)} = \xi_i (J_c^{(1)} \cdot J_i^{(1)}) \quad (52)$$

ξ est un facteur de force ayant la dimension d'une énergie, J_c et J_i sont respectivement les opérateurs de moment angulaire du cœur et de la particule i . Ce terme a pour conséquence de diviser le niveau en un multiplet d'états I, tel que le moment angulaire total du noyau $\vec{I} = \vec{J}_c + \vec{J}_i$.

Le produit scalaire des tenseurs d'ordre 2, quant à lui, permet de rendre compte, entre autre, de l'interaction quadrupolaire et donc de la déformation du cœur sur la trajectoire des deux nucléons supplémentaires, il contient également des effets dynamiques dus à l'effet de l'oscillation de cette forme :

$$T_c^{(2)} \cdot T_i^{(2)} = \eta_i (Q_c^{(2)} \cdot Q_i^{(2)}) \quad (53)$$

Q_c et Q_i sont respectivement les opérateurs quadrupolaires du cœur et de la particule i , ils représentent l'interaction nucléon-nucléon longue portée. Ce sont les mêmes opérateurs fondamentaux, que ceux décrits dans la section 3.4.3. Ces opérateurs, homogènes à une surface, rendent compte de la différence de surface entre la projection du noyau sur un plan par rapport à un noyau sphérique :

$$(Q_i^{(2)})_{\mu} = r_i^2 Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i) \quad (54)$$

$$(Q_c^{(2)})_{\mu} = \sum_{j=1}^{A-2} r_j^2 Y_{2\mu}(\theta_j, \phi_j) \quad (55)$$

Par homogénéité le produit scalaire de ces deux opérateurs ayant la dimension d'une surface, on le multiplie par un facteur de force η proportionnel à une énergie par unité de surface.

Pour l'interaction proton-neutron, on utilise l'interaction schématique *delta* respectant la règle semi-empirique de Nordheim et de Brennan et Bernstein[77], permettant d'estimer le spin de l'état fondamental d'un noyau impair-impair avec des protons dans l'orbitale j_1 et des neutrons dans l'orbitale j_2 . Cette dernière favorise un système de

même nature (particule-particule ou trou-trou) à spin-parallèle car plus stable. Elle n'est cependant pas vérifiée lorsque l'on couple une particule et un trou.

Règle de Nordheim et de Brennan & Bernstein

1. $J = |j_\pi - j_\nu|$ pour $j_1 = l_1 \pm \frac{1}{2}$ et $j_2 = l_2 \mp \frac{1}{2}$ (les spins des particules 1 et 2 sont anti-parallèles).
2. $J = j_\pi + j_\nu$ ou $|j_\pi - j_\nu|$ si $j_1 = l_1 \pm \frac{1}{2}$ et $j_2 = l_2 \pm \frac{1}{2}$ (les spins des particules 1 et 2 sont parallèles). j_π et j_ν sont respectivement le moment angulaire total des protons et des neutrons.

Remarque : dans le cas particulier où $j_1 = \frac{1}{2}$ ou $j_2 = \frac{1}{2}$, alors, sans ambiguïté, $J = j_\pi + j_\nu$.

A. De-Shalit et J.D. Walecka montrent dans [78] que cette règle est respectée lorsque le potentiel d'interaction proton-neutron s'écrit sous la forme :

$$V = V_0[(1 - \alpha) + \alpha(\vec{\sigma}_\pi \cdot \vec{\sigma}_\nu)] \quad (56)$$

Cette interaction étant une interaction de contact, on la décrit par une distribution de Dirac qui lui est appliquée, on obtient alors l'interaction delta sous la forme :

$$V = V_0[(1 - \alpha) + \alpha(\vec{\sigma}_\pi \cdot \vec{\sigma}_\nu)]\delta(\vec{r}_\pi \cdot \vec{r}_\nu) \quad (57)$$

Pour ce type d'interaction le paramètre de profondeur général de l'interaction V_0 de signe négatif, représente la force attractive de l'interaction en $[\text{MeV} \cdot \text{fm}^3]$. Le terme d'échange α appartenant à l'intervalle $[0; 1]$ indique le degré d'échange de spin. Ces deux paramètres sont déterminés par ajustement des données expérimentales (spectres en énergie) des noyaux impair-impair de la région d'étude. L'interaction delta avec échange de spin fournit une interaction proton-neutron sous une forme relativement simple d'un point de vue analytique.

En intégrant les définitions de chacun des membres on peut réécrire l'équation (50) :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & H_c + H_\pi + H_\nu \\ & -\xi_\pi J_c^{(1)} \cdot j_\pi^{(1)} - \eta_\pi Q_c^{(2)} \cdot Q_\pi^{(2)} - \xi_\nu J_c^{(1)} \cdot j_\nu^{(1)} - \eta_\nu Q_c^{(2)} \cdot Q_\nu^{(2)} \\ & + V_0[(1 - \alpha) + \alpha(\vec{\sigma}_\pi \cdot \vec{\sigma}_\nu)]\delta(\vec{r}_\pi \cdot \vec{r}_\nu) \end{aligned} \quad (58)$$

Passage en représentation quasi-particule

Dans le noyau ^{82}As , la couche proton étant ouverte, il faut tenir compte des diffusions de paires. L'état proton est une configuration $(fp)^n$ où il faut tenir compte de l'interaction résiduelle. On peut donc considérer en approximation l'appariement $(fp)^{J=0}$, le proton est donc une quasi-particule. Afin de tenir compte de cette quasi-particule, on introduit les notions de coefficients BCS introduit par J. Bardeen, L. Cooper & J.R. Schrieffer : u_i^2 et v_i^2 définissent, respectivement, la probabilité que la quasi-particule i soit dans l'« état particule » ou dans l'« état trou », tels qu'ils satisfassent la relation $u_i^2 + v_i^2 = 1$. Par la suite, on définit, respectivement par les indices p l'état particule, t l'état trou et qp l'état de quasi-particule.

On utilise la transformation de Pandya [79] pour décrire la relation entre un couplage particule-particule et un couplage particule-trou :

$$E_J[j^{-1}j']_{tp} = - \sum_I (2I + 1) W(jj'j'j; II) E_I[jj']_{pp} \quad (59)$$

Les valeurs sans exposant sont attribuées à la première particule/trou (bra) alors que l'exposant «/» est attribué à la seconde particule/trou (ket).

En appliquant cela au couplage avec une quasi-particule on obtient :

- dans le cas d'un couplage particule-quasi-particule :

$$\begin{aligned} \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | \mathcal{H} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle_{qp} &= \\ uu' \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | \mathcal{H} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle_{pp} &+ \\ vv' \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | \mathcal{H} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle_{tp} & \end{aligned} \quad (60)$$

- dans le cas d'un couplage de deux quasi-particules :

$$\begin{aligned} \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | \mathcal{H} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle_{qp} &= \\ (u_1 u_2 u'_1 u'_2 + v_1 v_2 v'_1 v'_2) \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | \mathcal{H} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle_{pp} &+ \\ (u_1 v_2 u'_1 v'_2 + v_1 u_2 v'_1 u'_2) \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | \mathcal{H} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle_{tp} & \end{aligned} \quad (61)$$

Les indices 1 et 2 représentent respectivement la première et la seconde quasi-particule.

Ces deux relations (60) et (61) aboutissent à un résultat visuel : une parabole d'énergie E_J en fonction du moment angulaire du couplage proton-neutron. Pour évaluer l'influence de ces coefficients d'occupation u^2 et v^2 , je vais introduire la notion de parabole de Paar [80]. V. Paar montre que si l'on trace l'évolution de l'énergie E_J en fonction du spin J des états appartenant à un même multiplet, on obtient une parabole. Le sens de cette parabole varie selon

- le type de couplage : particule-particule (ou trou-trou) ou particule-trou.
- le taux de remplissage v^2 des orbitales de protons

Cet effet est représenté sur la figure 59 issue de l'Habilitation à Diriger les Recherches de D. Verney [81]. Ce qui est important de noter dans ces courbes, ce sont leurs affaiblissements pour ^{82}As dus au fait que l'on se trouve à mi-couche proton, c'est-à-dire que $v^2 \sim u^2 \approx 0.5$, il n'y a donc plus de dépendance de l'énergie E_J en J . Ce qui veut dire que même si tous les états ne sont pas atteignables par décroissance radioactive, on peuplera au moins 1 ou 2 état(s) membre(s) de chaque multiplet. Ainsi ce type d'expérience pour les isotones $N = 49$ permet d'obtenir les premières informations sur l'énergie des états de quasi-particule proton dans la région de ^{78}Ni . Ces informations pourront par la suite être complétées par des expériences de réactions directes.

La diagonalisation utilisée pour obtenir les valeurs propres de l'Hamiltonien de l'équation (58) est détaillée dans l'annexe C.

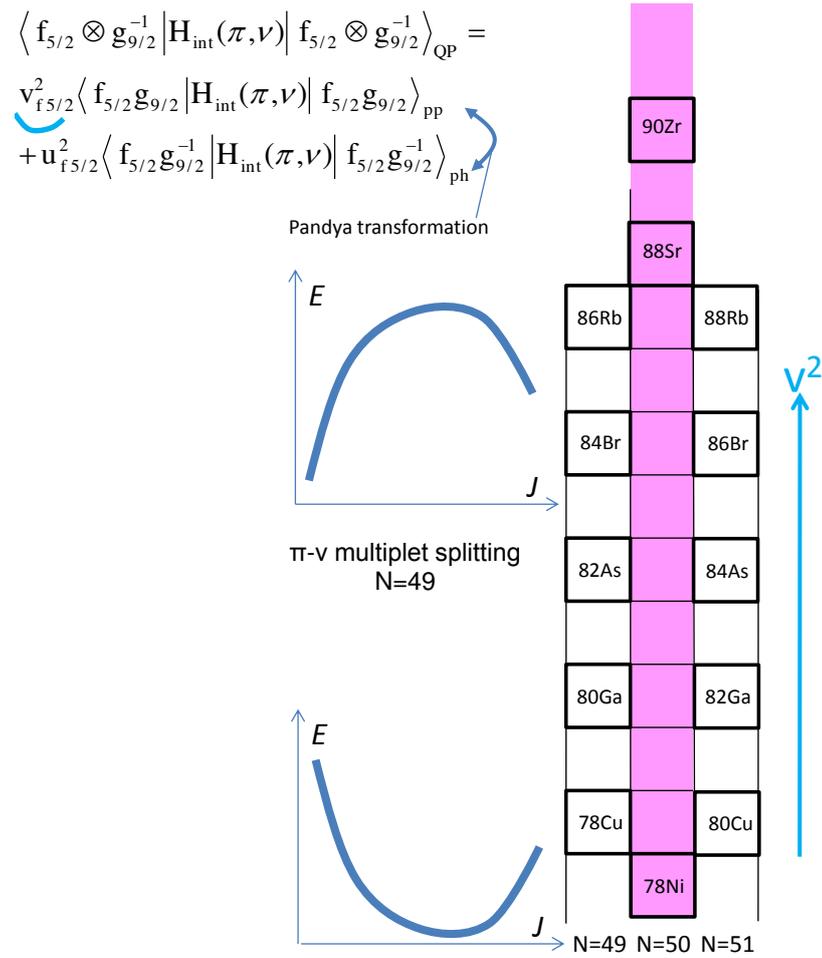


FIGURE 59 – Évolution des énergies E_J des états d'un multiplet en fonction du moment angulaire J correspondant au couplage proton-neutron dans les noyaux impair-impair $N = 49$ en fonction du taux de remplissage v^2 des orbitales de proton [81].

Discussion : représentation schématique

Si l'on regarde le schéma de niveaux (figure 55) construit à partir des résultats expérimentaux, nous sommes majoritairement en présence de bas spins. Pour déterminer l'origine de ces spins, nous allons nous intéresser à la structure de ^{82}As , en particulier quelles sont les configurations proton-neutron auxquelles on peut s'attendre à basse énergie.

Pour cela, nous allons utiliser la méthode de couplage cœur-particule décrite dans la section 5.3.3 à partir d'un cœur pair-pair semi-magique voisin : le parent ^{82}Ge ($Z = 32$ et $N = 50$). À ce cœur semi-magique on ajoute un proton et une quasi particule neutron ($v^2 \simeq 1$) [ce qui revient à retirer un neutron]. Afin de décrire les configurations proton-neutron, on utilise les énergies des quasi-particules protons des noyaux impairs de la chaîne isotonique $N = 50$ extraites des schémas de niveaux expérimentaux (^{81}Ga , ^{83}As , ^{85}Br , ^{87}Kr). Les énergies de particule individuelle sont extraites des expériences de réactions [82], les énergies de quasi-particules correspondantes sont alors calculées en utilisant les équations BCS et le gap d'appariement extrait des données de mesures de masse afin d'aider à l'identification du candidat le plus probable dans le schéma

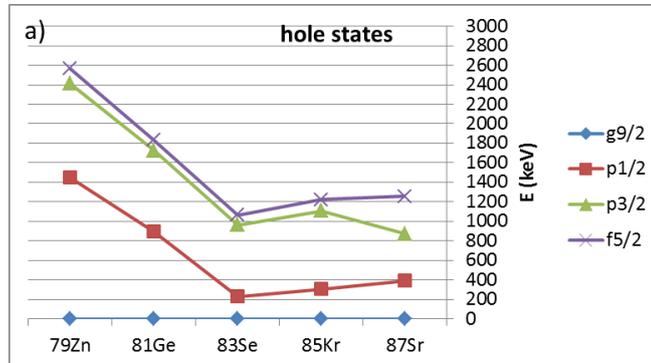
de niveaux. Les informations concernant ^{81}Ga étant trop rares, on utilise seulement la valeur du premier état excité comme candidat à un état de quasi-particule $2p_{3/2}$. Les résultats de ces calculs sont donnés dans la table 6. De la même manière on extrait les énergies des trous-neutrons et des neutrons intrus de la chaîne isotonique $N = 49$ (^{79}Zn , ^{81}Ge , ^{83}Se , ^{85}Kr , ^{87}Sr). Les valeurs prises, sont celles que l'on trouve dans les travaux de P. Hoff et B. Fogelberg [23] et R.A. Meyer *et al.* [27] précédemment cités (section 2.3). Il existe une ambiguïté concernant les positions exactes des orbitales $2p_{3/2}$ et $1f_{5/2}$ pour les trous de neutrons dans le ^{81}Ge , puisque les caractères des états $\frac{3}{2}^-$ et $\frac{5}{2}^-$, à respectivement 1724 keV et 1832 keV, pourraient être issus du couplage cœur-particule suivant : $2_1^+ \otimes \nu 2p_{1/2}$. Ces valeurs sont donc utilisées comme bornes inférieures. Ces états protons et neutrons sont présentés figure 60.

TABLE 6 – Énergies E_{qp} des quasi-particules protons et probabilité d'occupation v^2 pour les isotones $N = 50$. Les valeurs sont obtenues à partir de la résolution des équations BCS reproduisant le gap d'appariement expérimental Δ_p . E_{exp} sont les énergies expérimentales des états correspondants dans les schémas de niveaux. Les valeurs entre parenthèse sont seulement indicatives.

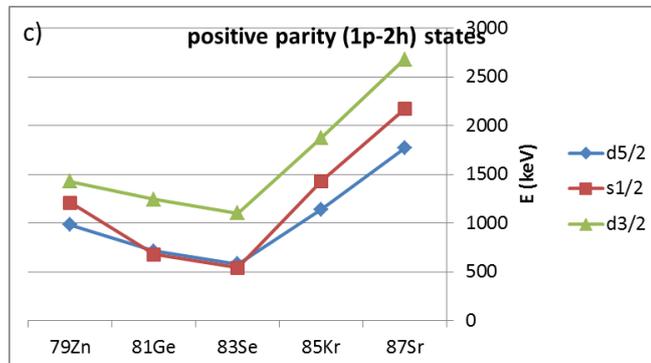
Noyau	^{87}Rb		^{85}Br		^{83}As		^{81}Ga	
$\Delta_p[\text{MeV}]$	0.996		1.031		1.012		0.904	
QP	E_{qp} v^2	E_{exp}	E_{qp} v^2	E_{exp}	E_{qp} v^2	E_{exp}	E_{qp} v^2	E_{exp}
$2p_{3/2}$	0.0 0.81	0.0	0.0 0.40	0.0	0.280 0.19	0.306	(0.810) (0.08)	0.351
$1f_{5/2}$	0.376 0.90	0.402	0.361 0.84	0.345	0.0 0.66	0.0	0.0 (0.43)	0.0
$2p_{1/2}$	0.802 0.057	0.845	1.357 0.05	1.191	1.474 0.03	1.257	(2.119) (0.02)	
$1g_{9/2}$	1.658 0.03	0.845	1.357 0.03	1.191	1.474 0.02	1.257	(2.119) (0.01)	

Les résultats du couplage de ces énergies à l'ordre zéro pour les configuration proton-neutron sont présentés dans la figure 61, pour $31 \leq Z \leq 37$. De cette figure on peut remarquer l'accord entre l'évolution des énergies expérimentales de l'état 1_1^+ avec les centroïdes du couplage à l'ordre zéro quasi-particule proton - trou neutron $\tilde{\pi}2p_{3/2} \otimes \nu 2p_{1/2}^{-1}$. Notons également, lorsque Z diminue le long de la chaîne isotonique, ^{82}As est le premier noyau pour lequel une configuration de parité négative issue du couplage d'une quasi-particule proton et d'un neutron issu d'une orbitale intruse (c'est-à-dire une orbitale appartenant à l'espace externe au-delà de $N = 50$ dans le sens du modèle en-couche), est plus basse en énergie que la configuration de parité positive.

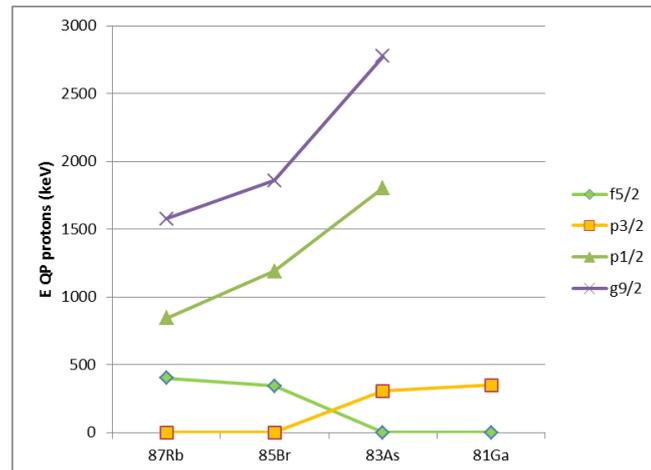
Regardons plus en détail, les résultats du calcul de couplage cœur-particule dans le cas de ^{82}As présentés sur la figure 62. Les valeurs des 3 premiers niveaux expérimentaux observés lors de ce travail sont représentés en bleu, les niveaux de F. Ajzenberg-Selove sont représentés en vert tels qu'observés en 1979, donc sans attribution de spin. En rouge et noir, ce sont, respectivement, les états issus du couplage de l'état 2^+ et 0^+ du cœur avec les quasi-particules. Les composantes de couplages $\pi \otimes \nu$ principales de la fonction d'onde sont reliées par des pointillés.



(a) Énergies des trous de neutrons de la chaîne isotonique $N = 49$



(b) Énergies des neutrons intrus de la chaîne isotonique $N = 49$



(c) Énergies des quasiparticules protons de la chaîne isotonique $N = 50$

FIGURE 60 – États protons et neutrons dans les chaînes isotoniques $N = 49$ et $N = 50$ respectivement.

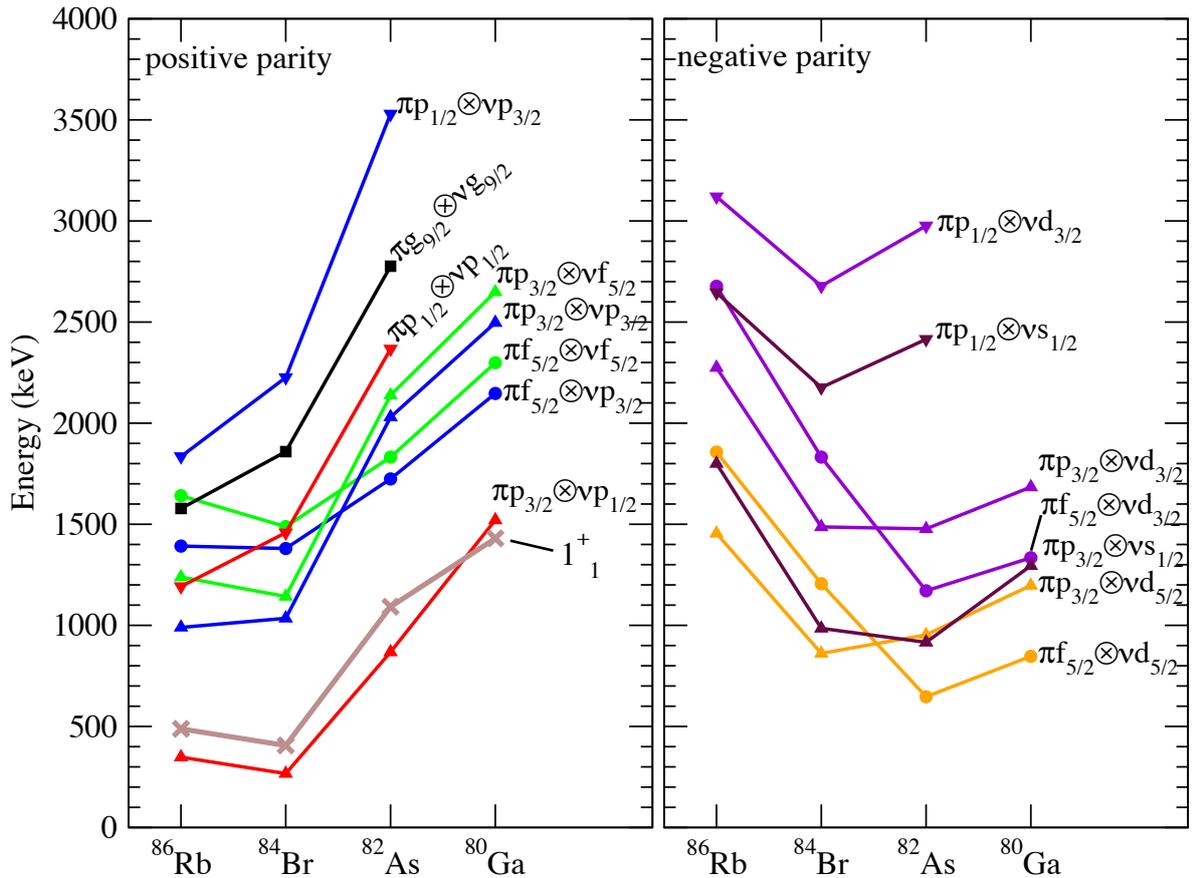


FIGURE 61 – À gauche : Positions des énergies non perturbées des couplages quasi-particules proton-1 trou neutron. La ligne brune représente les énergies expérimentales du premier état 1^+_{11} . À droite : Positions des énergies non perturbées des couplages quasi-particules proton 1 particule - 2 trous neutron. Pour les noyaux impair-impair $N = 49$ avec $31 \leq Z \leq 37$.

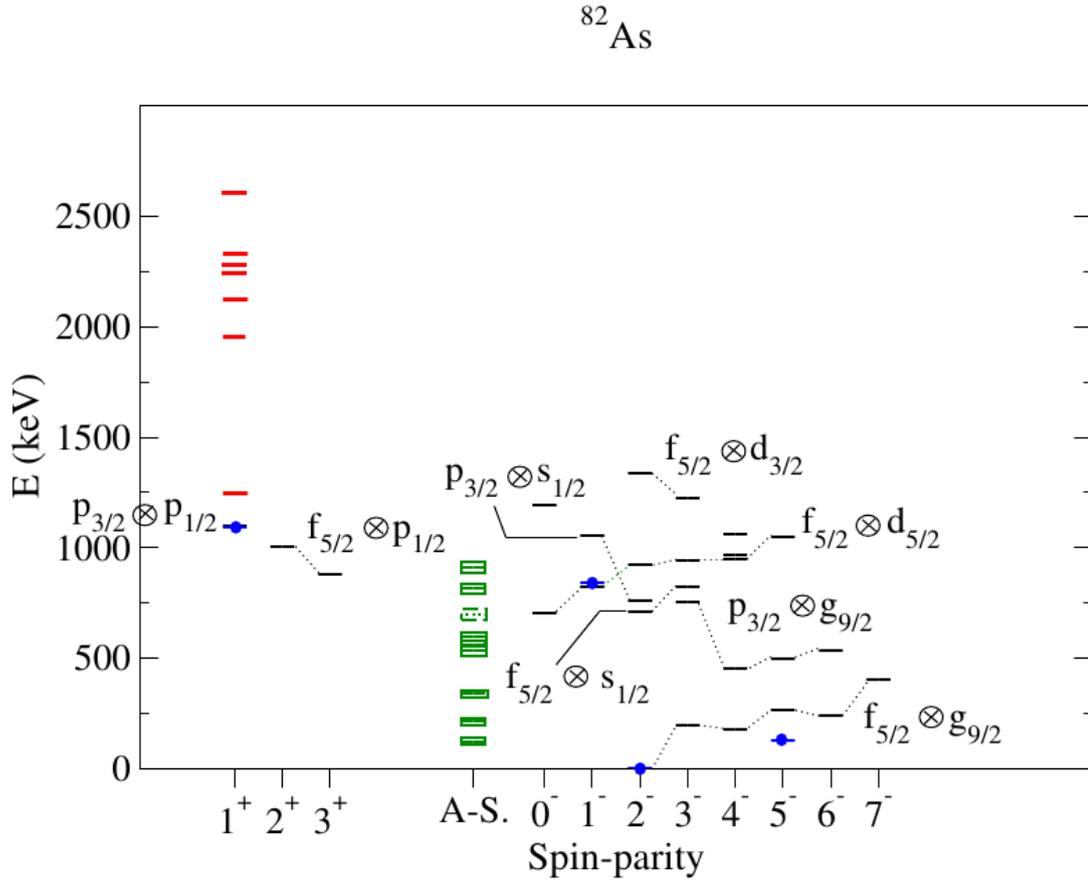


FIGURE 62 – Schéma de niveaux expérimentaux et théorique de ^{82}As classés par spin et parité. En vert sont représentés les niveaux observés par F. Ajzenberg-Selove dans [28], ces niveaux n’ont pas d’attribution de spin. En bleu, sont représentés les niveaux observés lors de mon expérience. En rouge et en noir ce sont, respectivement, les états issus du couplage de l’état 2^+ et 0^+ du cœur avec les quasi-particules. Les pointillés relient les composantes de couplages ($\pi \otimes \nu$) principales de la fonction d’onde.

Si l’on regarde ce résultat, on confirme que les niveaux observés par F. Ajzenberg-Selove sont issus du couplage $\pi f_{5/2} \otimes \nu g_{9/2}$ comme proposé précédemment (paragraphe 5.3.1), ils sont également issus du couplage $\pi p_{3/2} \otimes \nu g_{9/2}$. Cette seconde configuration conduit à des états $J^\pi = 3^-, 4^-, 5^-, 6^-$. Ces états étant tous de spin supérieur à 2, cette configuration explique clairement pourquoi on ne les observe pas tous lors d’expérience de décroissance β^- .

Les deux niveaux de plus basse énergie observés (516.2 keV et 843.4 keV) seraient tous les deux membres du même multiplet résultant du couplage $\pi f_{5/2} \otimes \nu d_{5/2}$. En effet les niveaux calculés de spin 0^- et 1^- sont en bon accord avec les valeurs expérimentales. On proposera donc ces assignations de spins et parités à ces deux états, qui sont cohérents avec les hypothèses émises paragraphe 5.2.7 à partir des observables expérimentales. Ces états issus de configuration intruse, de parité négative, sont dus au fait que les énergies des états neutrons trous augmentent pour $Z \leq 34$ alors que les énergies des états 1 particule - 2 trous de neutron sont minimales en milieu de couche proton $Z \approx 34$. Ces configurations sont donc responsables de la formation d’états de spin inférieur ou égal à 1 ($J^\pi \leq 1^-$), états naturellement peuplés par des transitions β premières interdites. Il

s'agit donc de la première indication d'états intrus dans les noyaux impair-impair de la chaîne isotonique $N = 49$.

La configuration du premier état 1^+ à 1092 keV consiste en une quasi-particule proton et un trou neutron $\pi p_{3/2} \otimes \nu p_{1/2}$. Comme mentionné lors de l'établissement du schéma de niveaux expérimental, au vu de la fenêtre Q_β , on s'attend à plusieurs états 1^+ notamment aux hautes énergies. On constate que le calcul confirme qu'une grande densité d'états 1^+ est attendu vers 2 MeV et plus. À ces énergies nous avons observé plusieurs niveaux (2043.8(5) keV, 2291.1(8) keV et 2443.5(6) keV) dont les données expérimentales permettent seulement de proposer l'assignation $J^\pi = (0^-, 1)$. Les états 1^+ de ce noyau pourraient également être issus de configurations dont nous n'avons pas tenu compte dans le calcul de couplage cœur-particule. Le modèle de couplage cœur-particule est un très bon outil descriptif de notre noyau, mais reste limité quant à la prédiction. Notamment en ce qui concerne la densité d'états 1^+ , c'est pourquoi une approche complémentaire, développé dans les perspectives au paragraphe 6.2.1 est nécessaire.

6 Conclusion et Perspectives

6.1 Conclusion

Le schéma de niveaux de ^{82}As est interprétable à partir d'une explication naturelle relativement simple. Cette explication permet, en outre, de s'affranchir des fortes déformations quadrupolaires proposées par K.L. Kratz [22] pour expliquer la structure des isotones impair-impair $N = 49$. L'espace de valence des différents niveaux d'énergies de ^{82}As obtenus dans ce travail est présenté figure 63. Il est sans espoir de pouvoir reproduire les caractéristiques de la structure des isotones $N = 49$, avec des calculs de modèle en couches sans inclure des orbitales intruses en neutron. En particulier l'orbitale $2d_{5/2}$ et éventuellement les orbitales $3s_{1/2}$ et $2d_{3/2}$.

En apportant les premières indications, de l'existence d'états issus de configurations intruses dans les isotones impair-impair $N = 49$, on démontre indéniablement, qu'il est nécessaire d'inclure ces orbitales dans l'espace de valence utilisé dans le modèle en couches pour l'étude des noyaux de la région $N = 50$. Cet argument est renforcé par le constat de l'existence d'états intrus dans les isotones impairs $N = 49$.

En se penchant sur le cas de ce noyau, nous avons pu avec l'aide de G. Audi et M. MacCormick résoudre le problème historique du décalage en énergie "+ X" : F. Ajzenberg-Selove a bien peuplé, le fondamental (2^-), l'isomère (5^-) et des niveaux de spin supérieur à 2, ce qui explique pourquoi ces niveaux n'ont pas tous été observés en radioactivité. De plus, étant certains que le niveau 0 peuplé par F. Ajzenberg-Selove est bel et bien le fondamental, une ré-évaluation de la position de l'isomère a pu être faite, à partir des mesures de masse de J. Hakala, permettant ainsi d'améliorer la précédente position réalisée par H. Gausemel de (146 ± 27) keV à (128 ± 5) keV. La valeur expérimentale de la position de l'isomère (131.6 ± 1.5) keV est en accord avec cette nouvelle évaluation, tout en étant beaucoup plus précise.

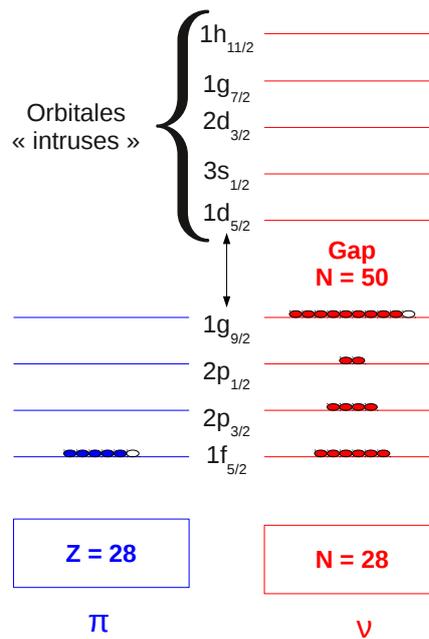


FIGURE 63 – Représentation schématique de l'espace de valence de ^{82}As . Les boules représentent ^{82}As dans son état fondamental.

6.2 Perspectives

6.2.1 Calculs de QRPA (Quasiparticles Random Phase Approximation)

N'ayant pas imaginé l'intégralité des configurations possibles pour faire des états 1^+ (telles que des couplages avec des excitations du cœur plus importantes, ou des trous neutrons profonds ou encore des états de quasi-particules plus haut en énergie), il est nécessaire de réaliser des calculs d'approximation des phases aléatoires pour des quasiparticules qui considèrent l'intégralité des états de particule individuelle. Ce type de calcul est appelé QRPA pour Quasiparticle Random Phase Approximation, il permet de déterminer les transitions de type Gamov-Teller aboutissant aux états 1^+ dans le schéma de niveaux du noyau fils. Ce travail a tout récemment été initié à travers une collaboration avec le théoricien A. Severyukhin du Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscou, Russie). Pour ses calculs, l'ensemble de paramètres utilisé dans l'interaction Skyrme est SGII [83], à travers deux approches : avec une force tenseur maximale et sans force tenseur. La force tenseur est attractive dans l'approche de QRPA, puisqu'elle diminue l'énergie des niveaux par rapport aux calculs sans force tenseur. Suite à une première discussion, les premiers résultats très préliminaires issus de ces deux configurations extrêmes sont encourageants :

- nos valeurs expérimentales se situent entre ces deux valeurs extrêmes
- les résultats issus du couplage cœur-particule sont très proches de ceux issus des calculs de QRPA
- l'information la plus importante révélée par A. Severyukhin est l'existence d'états

1^+ issus de configuration 2 particules-2 trous.

- les effets d'excitation du cœur 2^+ sont importants dans l'état 1^+ de ^{82}As , puisqu'ils sont d'environ $\sim 30\%$.

La finalisation de ces calculs sera essentielle pour l'approfondissement de notre compréhension de la structure du noyau ^{82}As .

6.2.2 Réinvestigation de la décroissance de $^{80}\text{Zn} \rightarrow ^{80}\text{Ga}$

Une suite logique à ce travail consiste en la réinvestigation de la décroissance de $^{80}\text{Zn} \rightarrow ^{80}\text{Ga}$, c'est en effet, le schéma de niveaux de ^{80}Ga qui fut l'instigateur de la question à laquelle nous avons tenté de répondre à travers l'étude de ^{82}As . ^{80}Ga tel que décrit par K.L. Kratz *et al.* dans [22] présenterait une grande densité d'état 1^+ aux basses énergies, expliquée par de fortes déformations quadrupolaires. Les calculs schématiques appliqués à ^{82}As ont donc été réalisés pour ce noyau. Le cœur pair-pair utilisé est un noyau de ^{80}Zn ($Z = 32$ et $N = 48$), les résultats sont présentés figure 64. On constate que pour ce noyau, il n'y a a priori pas de grande densité d'états 1^+ aux basses énergies. Étant donné que ^{82}As son plus proche voisin impair-impair présente des états intrus, il serait intéressant d'étudier la décroissance de $^{80}\text{Zn} \rightarrow ^{80}\text{Ga}$ en tenant compte de leurs présences.

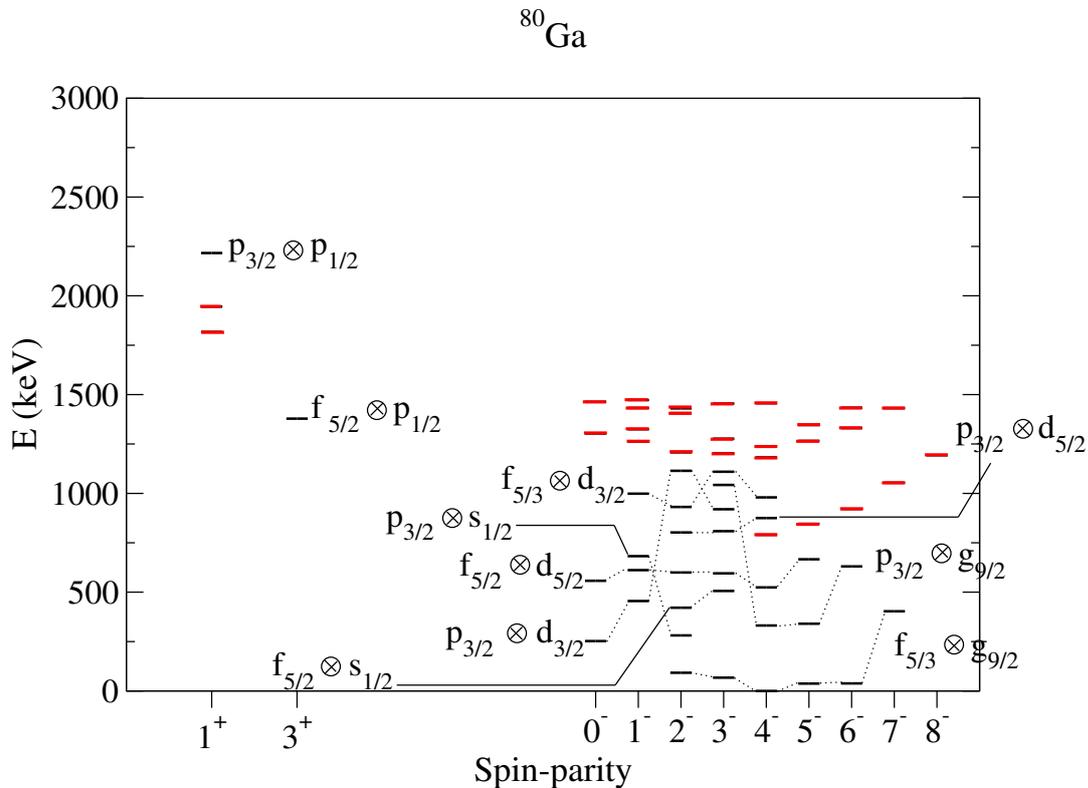


FIGURE 64 – Schéma de niveaux de ^{80}Ga classés par spin et parité. En rouge et en noir ce sont, respectivement, les états issus du couplage de l'état 2^+ et 0^+ du cœur avec les quasi-particules. Les pointillés relient les composantes de couplages ($\pi \otimes \nu$) principales de la fonction d'onde.

6.2.3 Étude de la décroissance de $^{82}\text{Zn} \rightarrow ^{82}\text{Ga}$

Dans la continuité de l'étude de la région $N = 50$ vers ^{78}Ni , la prochaine expérience dont je suis co-porte-parole programmée avec BEDO à ALTO est l'étude de la décroissance de ^{82}Zn . On connaît peu de choses de ce noyau. Sa masse a été mesurée à ISOLDE-CERN [56] et il a été observé au HRIBF (Holified Radioactive Ion Beam Facility, Oak Ridge, Tennessee, États-Unis) [57] et au RIKEN [9] :

- sa demi-vie reportée par deux fois $T_{1/2} = 228(10)$ ms [57] et $T_{1/2} = 177.9(2.5)$ ms [9]
- deux raies γ à 351.1 keV et 366.6 keV [57].

Le but de cette expérience est d'établir pour la première fois le schéma de niveaux de ^{82}Ga qui possède un neutron au-dessus de la fermeture de couche $N = 50$ et trois protons au-dessus de la fermeture de couche $Z=28$, qui sont les deux nombres magiques composant ^{78}Ni attendu comme doublement magique.

Cette expérience se déroulera donc sur la ligne BEDO à ALTO, le principe de production des noyaux diffère de celui utilisé lors du commissioning par la source d'ion utilisée. Le but cette fois-ci n'étant plus de caractériser et de tester la sélectivité de cette nouvelle plateforme expérimentale, on utilisera la source d'ionisation laser RIALTO décrite paragraphe 3.2.3. En utilisant deux lasers à colorant et un laser Nd :Yag on pourra sélectivement ioniser seulement ^{82}Zn grâce au schéma d'ionisation présenté figure 65. Une première expérience a déjà été tentée, malheureusement en raison d'un incident technique sur une diode de l'alimentation d'un transformateur nous n'avons pas pu obtenir le faisceau de la masse 82. En revanche, les premiers jours étant dédiés à la mise en place du faisceau et des lasers, nous avons pu obtenir un beau résultat d'ionisation laser de ^{80}Zn . On voit clairement en seulement quelques minutes d'acquisition le doublet 712-715 keV de ^{80}Zn figure 66.

6.2.4 Décroissances $^{82}\text{Ga} \rightarrow ^{82}\text{Ge}$ et $^{82}\text{As} \rightarrow ^{82}\text{Se}$

Lors de cette expérience de commissioning de BEDO, c'est par choix qu'une source universelle avait été utilisée. Cela apporte certaines contraintes lors de l'analyse, pour clairement identifier et caractériser les raies appartenant à la décroissance de ^{82}Ge , puisqu'elles peuvent être parfois polluées par des raies d'autres éléments des masses 81, 82 ou de la masse 132. Cependant, ces données apportent également leurs lots de bonnes surprises : un certain nombre de coïncidences entre des raies inconnues et des raies déjà référencées laissent à penser que de nouvelles énergies d'excitation peuvent être ajoutées aux schémas de niveaux de certains noyaux. C'est le cas de ^{82}Ge et de ^{82}Se . L'analyse de ces coïncidences est encore préliminaire.

6.2.5 Vers une étude complémentaire de ^{82}As

Comme expliqué précédemment, pour le modèle de particule individuelle, une connaissance des propriétés des noyaux situés à proximité d'une fermeture de couche est de première importance pour la paramétrisation de l'interaction. Dans ce but, les

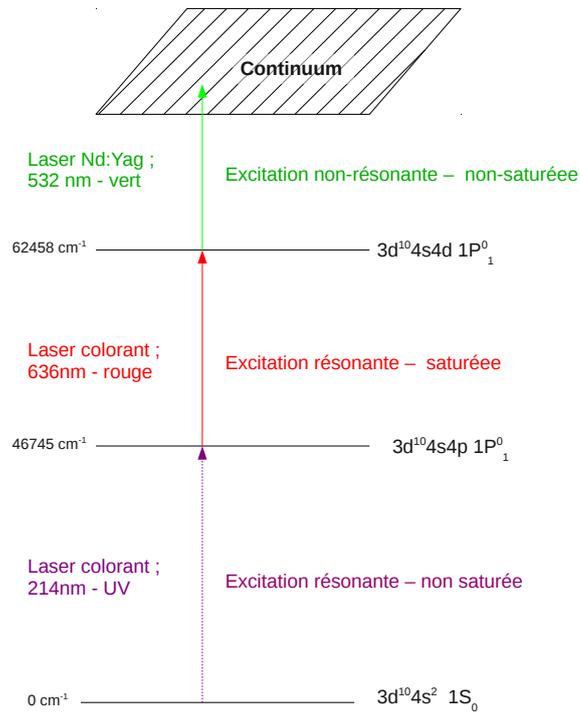
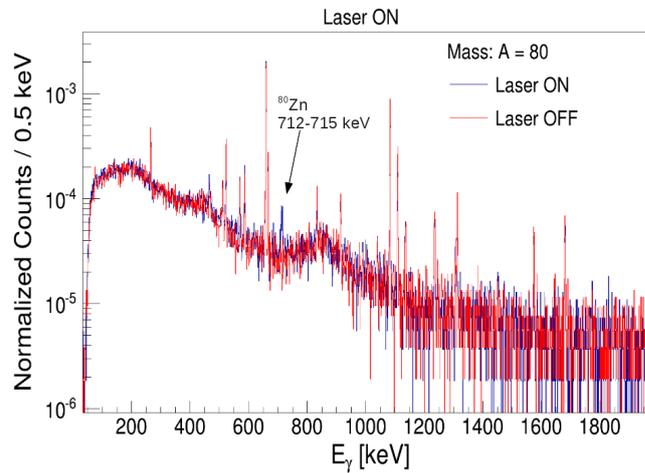
FIGURE 65 – Schéma d'ionisation laser de ⁸²Zn.

FIGURE 66 – Superposition des spectres de la masse 80, sans ionisation (rouge) et avec ionisation laser (bleu).

caractéristiques basiques sont indispensables, mais les caractéristiques fines du noyau telles que le moment magnétique, permettent d'affiner la paramétrisation des modèles. Le moment magnétique nucléaire étant sensible au caractère particule célibataire du noyau, il est un outil essentiel dans la détermination de la fonction d'onde d'un état. À

partir de l'étude de la décroissance β de ^{82}Ge et de son interprétation, nous avons pu déterminer les configurations proton-neutron de ce noyau et mettre en lumière l'existence d'états intrus. Le moment magnétique nucléaire joue ici le rôle d'une observable complémentaire permettant d'approfondir notre compréhension de la structure de ^{82}As . Il est à ce jour inconnu pour ses états fondamental ($T_{1/2}^{fonda} = 19.1(5)\text{ s}$) et isomérique ($T_{1/2}^{iso} = 13.6(4)\text{ s}$). Sa mesure nous permettrait donc de confirmer les configurations proton-neutron proposées.

Dans le cadre du modèle de cœur inerte plus un proton et un neutron de valence, ^{82}As est un noyau de premier choix pour étudier l'interaction résiduelle (nucléon-nucléon et cœur-nucléon) : en plus de vérifier la paramétrisation de l'interaction, la mesure du moment magnétique permet de valider si l'espace de valence utilisé est le bon.

Une telle expérience pourrait être réalisée avec POLAREX@ALTO. POLAREX (POLARization of EXotic nuclei) est une plateforme expérimentale dédiée à l'orientation nucléaire basse température en-ligne permettant la mesure des moments électromagnétiques nucléaires. Ce dispositif est présenté dans la partie suivante, et il serait l'outil idéal d'une étude complémentaire de ^{82}As dans le cadre de l'étude de la fermeture de couche $N = 50$ vers ^{78}Ni .

Troisième partie

POLAREX : Une nouvelle installation dédiée à l'étude de noyaux EXotiques POLARisés

Sommaire

7	État de l'art de la méthode LTNO	118
7.1	Petite introduction historique	118
7.2	Principe de l'orientation nucléaire	118
7.2.1	L'orientation nucléaire sous l'action d'un champ magnétique .	119
7.2.2	L'orientation nucléaire sous l'action d'un gradient de champ électrique	120
7.3	Formalisme	121
7.3.1	Les paramètres d'orientation B_λ	122
7.3.2	Les coefficients de désorientation U_λ	123
7.3.3	Les coefficients de distribution angulaire A_λ	124
7.3.4	Cas particulier des β	125
7.4	Dans la réalité	126
7.4.1	Les facteurs de correction d'angle solide Q_λ	126
7.4.2	Fraction f	126
7.4.3	Temps de relaxation des spins	127
7.4.4	Champ magnétique	128
7.5	Applications	128
8	Dispositif expérimental	129
8.1	Technique spécifique : la cryogénie	129
8.1.1	Les liquides cryogéniques	129
8.1.2	Réfrigérateur à dilution ^3He - ^4He : principe de fonctionnement	131
8.2	Environnement en champ magnétique	133
8.2.1	Aimant supraconducteur	133
8.2.2	Support ferromagnétique	135
8.3	Dispositif RMN (Résonance Magnétique Nucléaire)	136
8.4	Le top-loading	136
8.5	Système de détection	138
8.6	Système d'acquisition	138
8.7	Ligne de faisceau	139
8.7.1	Deux types de fonctionnement : Off-Line et On-Line	140

8.8	Principe de mesure des moments magnétiques	141
8.8.1	Détermination du moment magnétique	141
8.8.2	Limitations pour les mesures en ligne	143
9	Mon travail sur POLAREX	144
9.1	Travail instrumental : maintenance et réparations	144
9.1.1	Thermométrie (très) basse température	144
9.1.2	Fuite superfluide	146
9.1.3	Mesure et ajout de mélange	147
9.1.4	Maintenance	147
9.2	Prédiction de l'anisotropie	148
9.2.1	Mesure de la température	149
10	Commissioning : orientation nucléaire des $^{56,57,58}\text{Co}$ et ^{54}Mn	152
10.1	Descentes en froid 2014	152
10.1.1	Source $^{56,57,58}\text{Co}$ et ^{54}Mn	152
10.2	Analyse des données et résultats	154
10.2.1	Température	154
10.2.2	Étude de l'orientation	155
11	Conclusion et Perspectives	165
11.1	Conclusion	165
11.2	Perspectives	165
11.2.1	En structure nucléaire	165
11.2.2	Vers d'autres domaines	167

Le projet POLAREX est développé dans la volonté de participer à l'effort d'investigation des caractéristiques fines de la matière nucléaire. En développant un nouveau dispositif pour l'orientation nucléaire "en ligne" de noyaux exotiques, cette infrastructure offre en premier lieu de nouvelles opportunités de mesures de moments électromagnétiques. Ces propriétés mesurées pour des noyaux exotiques, nous apportent des informations cruciales sur la composition de la fonction d'onde de l'état nucléaire étudié. Néanmoins, l'orientation nucléaire étant à l'intersection de deux domaines majeurs que sont la physique nucléaire et la physique du solide, POLAREX permet d'étendre nos connaissances bien au-delà de la structure nucléaire.

7 État de l'art de la méthode LTNO

Cette méthode développée à la fin des années 50, a révolutionné la collecte d'informations en structure nucléaire, notamment en ce qui concerne les noyaux loin de la stabilité encore peu connus.

7.1 Petite introduction historique

L'orientation nucléaire (ON) est définie comme un ensemble de noyaux dont le spin nucléaire présente une orientation privilégiée. Elle peut être obtenue par combinaison de basses températures et d'un champ électrique ou magnétique, on parle alors d'orientation nucléaire à basse température. Cette technique fut initiée par le développement du processus de refroidissement magnétique dont les premières études furent suggérées dès 1935 par N. Kúrti & F. Simon [84]. Néanmoins, au vu de la difficulté engendrée par cette méthode, les premiers résultats ne furent produits que 20 ans plus tard. La première expérience d'orientation nucléaire par résonance paramagnétique électronique (EPR) qui fut réalisée avec succès par B. Bleaney en 1950 permit de mesurer les spins nucléaires des $^{143,145}\text{Nd}$ [85]. Cette méthode étant limitée à l'étude des sels paramagnétiques, il faudra attendre deux évolutions majeures pour voir cette orientation nucléaire s'ouvrir à d'autres éléments :

- le développement des réfrigérateurs à dilution pour atteindre les très basses températures.
- la découverte par B.N. Samoilov, de la présence de forts champs magnétiques lors d'implantation d'impuretés dans le Fer [86].

La combinaison de ces deux avancées déboucha en 1969 sur le premier article de W.P. Pratt [87] établissant ainsi la technique d'Orientation Nucléaire à très Basses Températures (LTNO : Low Temperature Nuclear Orientation) telle qu'on l'emploie aujourd'hui.

7.2 Principe de l'orientation nucléaire

Le principe de l'orientation nucléaire est basé sur ce que l'on nomme l'interaction hyperfine (HFI) : un noyau ayant un spin nucléaire I non-nul possède un moment magnétique interagissant avec un champ magnétique extérieur. De la même manière un

noyau de spin $> \frac{1}{2}$ verra son moment électrique quadrupolaire interagir avec un gradient de champ électrique. Les noyaux pair-pair à l'état fondamental ne peuvent pas être orientés puisque chaque nucléon étant apparié la résultante du spin nucléaire total est nulle.

7.2.1 L'orientation nucléaire sous l'action d'un champ magnétique

Lorsqu'un noyau est implanté dans un matériau il interagit avec le champ magnétique présent à la position du noyau. Les sous-niveaux m sont ainsi obtenus par interaction du champ magnétique extérieur \vec{B} avec le moment magnétique dipolaire $\vec{\mu}$ proportionnel au spin nucléaire \vec{I} , selon l'Hamiltonien :

$$\mathcal{H} = -\vec{B} \cdot \vec{\mu} = -\mu_N g \vec{B} \cdot \vec{I}, \quad (62)$$

où \vec{B} est le champ magnétique en Tesla, $\mu_N = 5.05 \cdot 10^{-27} \text{ J.T}^{-1}$ le magnéton nucléaire, et g le facteur gyromagnétique. Les valeurs propres de cet Hamiltonien représentent alors les niveaux d'énergie $E_m = -g B m \mu_N$ des sous-états nucléaires obtenus, qui voient leurs populations suivre une distribution de Boltzmann :

$$p(m) = \frac{e^{-\frac{E_m}{kT}}}{\sum_m e^{-\frac{E_m}{kT}}}, \quad (63)$$

avec $p(m)$ la population du niveau m , k la constante de Boltzmann[40] et T la température absolue.

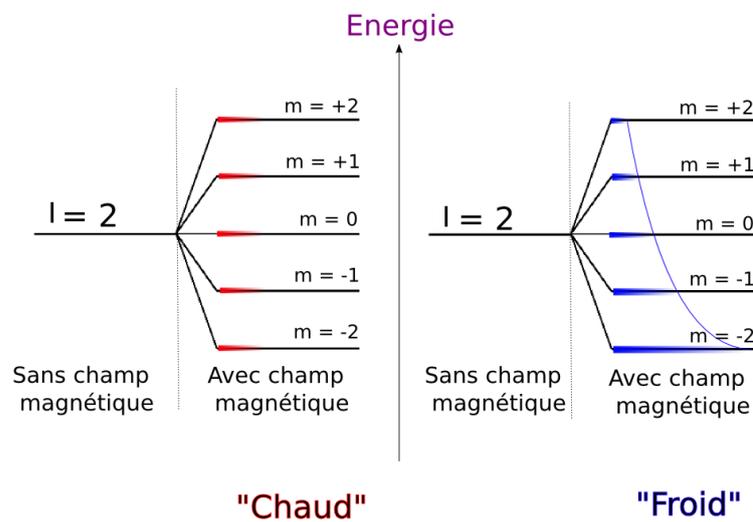


FIGURE 67 – Évolution des populations selon une distribution de Boltzmann des sous-niveaux nucléaires à différentes températures : l'application d'un champ magnétique permet de lever la dégénérescence, on observe le splitting de Zeeman. L'abaissement de la température permet d'observer une anisotropie, le niveau de plus basse énergie étant le plus peuplé.

À température ambiante, l'agitation thermique étant très grande devant $\frac{E_m}{k}$, les différents sous-niveaux sont également peuplés (figure 67), c'est-à-dire $p(m)$ vaut $(2I + 1)^{-1}$

pour tout m , où I est le spin du noyau parent étant sous l'influence du champ magnétique extérieur. L'ensemble est dit "non-orienté". Si l'on abaisse suffisamment la température de telle sorte que l'énergie thermique soit du même ordre de grandeur que l'écart en énergie hyperfin ΔE on pourra voir apparaître une orientation spontanée conséquente. Ceci se traduit par le niveau de plus basse énergie étant le plus peuplé (figure 67), on parle alors d'ensemble orienté (en bas droite de la figure 68). Le degré de polarisation des noyaux sera donc dépendant de la température de l'échantillon, et de la valeur du champ magnétique ressenti.

Il existe différentes manières d'obtenir un fort champ magnétique ressenti par les noyaux implantés. La méthode la plus directe est l'application d'un fort champ magnétique extérieur à l'aide d'un aimant supraconducteur. Les noyaux peuvent également être implantés dans un cristal ou dans un matériau ferromagnétique. C'est une combinaison de ces deux possibilités qui nous permettra d'obtenir un haut degré de polarisation d'un ensemble de noyaux : elle consiste à implanter des noyaux dans un matériau ferromagnétique sous l'action d'un champ magnétique externe. Le champ hyperfin ainsi induit, ressenti par les noyaux peut atteindre des valeurs élevées (de la dizaine de Teslas jusqu'à quelques centaines selon le noyau et le matériau hôte).

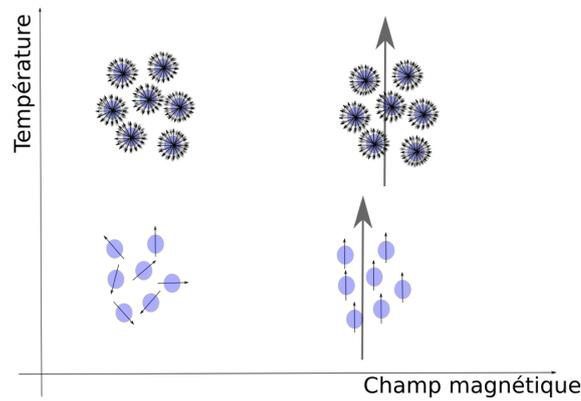


FIGURE 68 – Schéma de principe de l'orientation nucléaire à basse température en combinant très basse température (en bas) et champ magnétique (à droite) on obtient un ensemble de noyaux dont le spin est orienté selon l'axe du champ magnétique extérieur.

7.2.2 L'orientation nucléaire sous l'action d'un gradient de champ électrique

De la même manière, les noyaux ayant un moment quadrupolaire électrique Q non-nul (noyaux dont la distribution de charge n'est pas sphérique) sont orientés lorsqu'on leur applique un fort gradient de champ électrique uniaxial sous l'action de l'Hamiltonien donné dans l'équation (64) [88].

$$\mathcal{H} = \frac{e^2 q Q}{4I(2I - 1)} [3\mathbf{I}_z^2 - \mathbf{I}^2 + \eta(\mathbf{I}_x^2 - \mathbf{I}_y^2)], \quad (64)$$

où I est la valeur scalaire de spin, $\mathbf{I}_{x,y,z}$ et \mathbf{I} sont des opérateurs de spin. En choisissant un jeu de coordonnées permettant de définir les axes principaux tels que le tenseur (3 x

3) décrivant le gradient de champ électrique soit diagonal, on définit :

$$eq = \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \quad (65)$$

comme le gradient de champ électrique où e est la charge élémentaire [40], et

$$\eta = \frac{\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}}{\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}} \quad (66)$$

comme le paramètre d'asymétrie.

On observe alors une séparation des sous-niveaux nucléaires m avec une double structure telle que $I_z = \pm m$ avec les énergies E_m suivantes :

$$E_m = \frac{e^2 Qq}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)] \left(1 + \frac{\eta^2}{3}\right)^{1/2} \quad (67)$$

Dans le cas d'une symétrie axiale on aura : $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \times \frac{1}{2}$ et $\eta = 0$.

Comme on le voit sur la figure 69 [88] la dégénérescence n'est pas complètement levée, car les niveaux sont des doublets $I_z = \pm m$.

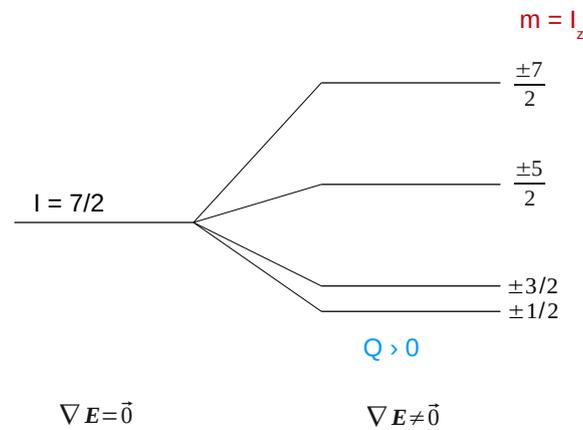


FIGURE 69 – Effet de l'interaction quadrupolaire électrique sur un état de spin nucléaire $I=7/2$ et levée de dégénérescence partielle avec Q positif [88].

7.3 Formalisme

Le formalisme de l'orientation nucléaire à basse température a été précisément décrit par N.J. Stone et H. Postma dans leur célèbre ouvrage "Low Temperature Nuclear Orientation" [89] qui fait référence dans le domaine. Sont présentés ici les éléments théoriques utilisés dans l'analyse des données POLAREX, ainsi que la détermination de la température par orientation nucléaire.

Les observables d'une expérience LTNO sont les produits de décroissance des noyaux formant notre ensemble orienté à l'équilibre thermique. Le formalisme est basé sur la description de l'anisotropie exprimée par la fonction angulaire de distribution $W(\theta)$ de l'émission dite "x". En effet, selon les noyaux étudiés, les produits de décroissances peuvent être des γ , des particules β ou encore des particules α . On présente ici le formalisme dans le cas d'un état orienté symétrique axialement et d'une interaction magnétique. L'anisotropie directionnelle est alors décrite comme suit :

$$W(\theta) = 1 + \sum_{\lambda} B_{\lambda}(I_0) A_{\lambda}(x) P_{\lambda}(\cos\theta), \quad (68)$$

où θ est l'angle qui définit la direction de l'émission par rapport à l'axe d'orientation, λ est la multipolarité de la transition, A_{λ} représente un coefficient de distribution directionnelle, B_{λ} le paramètre d'orientation (avec I_0 le spin du noyau parent) et $P_{\lambda}(\cos\theta)$ le polynôme de Legendre d'ordre λ . Nous reviendrons en détail sur chacun de ces paramètres.

Dans l'étude d'une distribution de γ émis par un système à symétrie axiale orienté, on décrit l'anisotropie comme un rapport de nombre de photons issus d'une transition d'intérêt. Pour un détecteur placé à l'angle θ par rapport à l'axe de polarisation, il s'agit du rapport du nombre de γ dans le cas où les noyaux sont orientés (c'est-à-dire lorsqu'ils sont dits *froids*) sur le nombre de γ dans le cas où on observe un ensemble non polarisé (c'est-à-dire lorsqu'ils sont dits *chauds*). Aux très basses températures les noyaux sont dit *froids*, au-delà du Kelvin on les qualifie de *chauds*. On a donc $W(\theta) = \frac{N_{froid}(\theta)}{N_{chaud}(\theta)}$, cette anisotropie observée par un détecteur est décrite par l'équation suivante :

$$W(\theta) = 1 + \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{max}} B_{\lambda}(I_0, T) U_{\lambda} Q_{\lambda} A_{\lambda} P_{\lambda}(\cos\theta), \quad (69)$$

où sont introduits deux nouveaux types de coefficients, U_{λ} sont les coefficients de désorientation et Q_{λ} sont les facteurs de correction géométrique d'angles solides. Pour l'étude de l'émission de γ on ne tient compte que des λ pairs (puisque la parité est conservée dans les interactions électromagnétiques) jusqu'à la valeur maximale de $2\Delta I$, où I représente les spins des états entre lesquels a lieu la transition γ étudiée. On note que cette description de la polarisation est valable lorsque l'on se trouve à l'équilibre thermique. Nous allons maintenant expliciter chacun des paramètres de l'équation (69).

7.3.1 Les paramètres d'orientation B_{λ}

Ce sont les paramètres les plus importants dans la description d'un état orienté, puisqu'ils décrivent le degré de polarisation des noyaux. Ces paramètres sont des fonctions de la température T , de l'interaction hyperfine μB qui s'expriment sous la forme :

$$B_{\lambda}(I_0, T) = \sqrt{2\lambda + 1} \sqrt{2I_0 + 1} \sum_m (-1)^{I_0+m} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} \frac{e^{-\frac{E_m}{kT}}}{\sum_m e^{-\frac{E_m}{kT}}}, \quad (70)$$

avec $\begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix}$ le symbole de Wigner-3j. Il permet de prendre en considération les règles de sélection dans une transition γ et contraint la valeur maximale de λ à $2I_0$,

permettant ainsi de tenir compte du fait que la transition étudiée a lieu entre deux sous-états de même spin. Le degré d'orientation décrit par ces paramètres B_λ dépend de la population $p(m)$ décrite par l'équation (63) qui correspond ici, au dernier terme du membre de droite. On note que les dépendances en température et en champ magnétique de l'anisotropie, sont présentes uniquement dans ce terme.

7.3.2 Les coefficients de désorientation U_λ

La plupart des observations faites dans les expériences d'ON (Orientation Nucléaire) ne concernent pas directement les produits d'émission de l'état nucléaire orienté (de spin I_0) mais ceux d'un état intermédiaire de spin I_i . Ces transitions intermédiaires auront tendance à égaliser les populations des états de spin, et donc le degré de polarisation de l'état initial de la transition observée sera moindre que celui du parent (de spin I_0) originellement orienté. On aura donc une diminution de l'anisotropie globale. Ces coefficients U_λ se calculent donc pour chacune des transitions intermédiaires ($I_i \rightarrow I_f$) présentes entre l'état parent et l'état observé, permettant ainsi de corriger cet effet.

Lorsque le schéma de niveaux du noyau d'étude est parfaitement connu, et que les temps de vie des états intermédiaires sont courts ($< 10^{-10}$ s), on peut rigoureusement calculer ces coefficients de désorientation qui dépendent uniquement des spins initial et final ainsi que de la multipolarité de la transition, à travers le symbole de Wigner-6j. Pour une transition pure entre les états de spin I_i et I_f de moment angulaire L , on a :

$$U_\lambda(I_i I_f L) = (-1)^{I_i + I_f + L + \lambda} \sqrt{2I_i + 1} \sqrt{2I_f + 1} \begin{Bmatrix} I_i & I_i & \lambda \\ I_f & I_f & L \end{Bmatrix}. \quad (71)$$

Pour une transition avec un mélange de multipolarités L et $L' = L + 1$ de ratio δ , on prendra une moyenne pondérée des coefficients de désorientation :

$$U_\lambda(I_i I_f L L') = \frac{U_\lambda(I_i I_f L) + \delta^2 U_\lambda(I_i I_f L')}{1 + \delta^2}. \quad (72)$$

δ est défini comme le rapport des éléments de matrice réduits pour une transition γ avec des composantes πL et $\pi' L'$ où π évoque le caractère électrique ou magnétique de la transition et le caractère opposé pour π' . Pour un mélange de multipolarités E2+M1 on définira δ comme suit :

$$\delta = \frac{\langle I_f || M(E2) || I_i \rangle}{\langle I_f || M(M1) || I_i \rangle}. \quad (73)$$

Dans le cas d'une succession de transitions précédant la transition observée, le coefficient de désorientation résultant est simplement le produit de chacun des U_λ . Lorsque le niveau est alimenté par plusieurs voies, le coefficient U_λ final sera la somme pondérée par les coefficients obtenus dans chaque voie.

Prenons l'exemple de la mesure de l'anisotropie de la transition γ à 1332.5 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) issue de la décroissance simplifiée de ^{60}Co (figure 70). L'état originellement orienté est le fondamental du noyau père ($I_0 = 5^+$). Cette raie est issue de deux transitions non-observées : la décroissance β ($U_\lambda(5^+, 4^+, \beta)$) et la transition γ ($U_\lambda(4^+, 2^+, 2, 3)$) 1173.2 keV qui présente un mélange de multipolarités E2 (+M3) $\delta = -0.0008$. Par

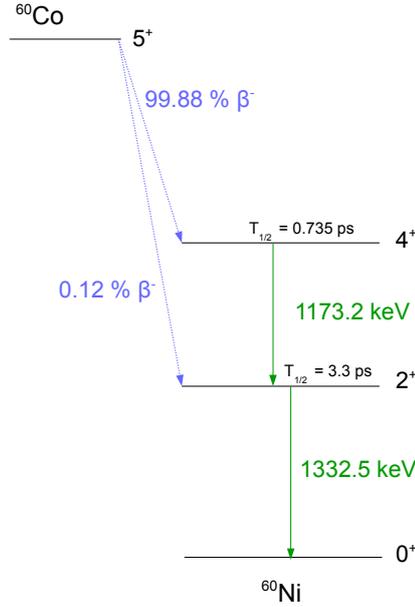


FIGURE 70 – Décroissance simplifiée de ^{60}Co . Les γ observés seront ceux issus de la désexcitation de ^{60}Ni vers son état fondamental : les raies à 1173.2 keV et 1332.5 keV

conséquent, l'anisotropie observée dans la transition γ à 1332.5 keV sera diminuée par rapport à celle du parent. On obtient donc les coefficients de désorientation suivants :

$$U_\lambda = U_\lambda(5, 4, 1) \times \frac{U_\lambda(4, 2, 2) + \delta^2 U_\lambda(4, 2, 3)}{(1 + \delta^2)}, \quad (74)$$

dont les valeurs numériques sont : $U_0 = 1, U_2 = 0.7037, U_4 = 0.2271$.

7.3.3 Les coefficients de distribution angulaire A_λ

Ces coefficients permettent de décrire l'asymétrie de la raie observée. Étant donné que l'interaction électromagnétique conserve la parité, seuls les A_λ pairs sont pertinents dans le cas d'une transition γ . Ces coefficients sont sensibles à la séquence de spins et à la multipolarité de la transition, mais pas à la parité des états impliqués. Ainsi on a : $A_\lambda(I_f I_i LL' \delta) \neq A_\lambda(I_i I_f LL' \delta)$. Dans le cas d'une transition pure de multipôle d'ordre L d'un état initial I_i vers un état final I_f :

$$A_\lambda = F_\lambda(LLI_f I_i), \quad (75)$$

s'il s'agit d'une transition avec un rapport de multipolarité δ , l'expression devient :

$$A_\lambda = \frac{F_\lambda(LLI_f I_i) + 2\delta F_\lambda(LL'I_f I_i) + \delta^2 F_\lambda(L'L'I_f I_i)}{1 + \delta^2} \quad (76)$$

avec les coefficients

$$F_\lambda(LL'I_f I_i) = (-1)^{I_i + I_f + 1} \sqrt{2L + 1} \sqrt{2L' + 1} \sqrt{2I_i + 1} \\ \times \sqrt{2\lambda + 1} \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} I_i & I_i & \lambda \\ I_f & I_f & L \end{Bmatrix} \quad (77)$$

Lorsqu'un sous-état de spin initial $I_i m_i$ nourrit plusieurs sous-états finaux $I_f m_f$, les rapports d'intensité partielle sont donnés par le symbole de Wigner-3j. La plupart des coefficients F , tabulés en annexes de [89], sont compris entre $-1.0 \leq F_\lambda \leq 1.0$. On constate que ces coefficients sont non nuls pour $I_i > \frac{1}{2}$ et $\Delta I > 0$, ce qui implique que dans le cas d'une transition pure, l'asymétrie attendue dépend uniquement de la séquence de spins, ce qui rend ces transitions importantes pour la détermination de la fraction d'implantation f (détaillée dans le paragraphe 7.4.2) et de la température. L'amplitude δI étant plus grande pour les multipolarités supérieures à 1, l'influence du ratio δ sur la valeur du coefficient A_λ sera plus sensible, comme on peut le voir sur la figure 71 issue de [89]. La courbe en trait plein montre l'évolution du coefficient A_2 d'une transition M1+E2 ($2^+ \rightarrow 2^+$) en fonction de $\arctan \delta$. La courbe en pointillés montre la sensibilité différentielle $\left| \frac{\partial A_2}{(\partial \delta / \delta)} \right|$.

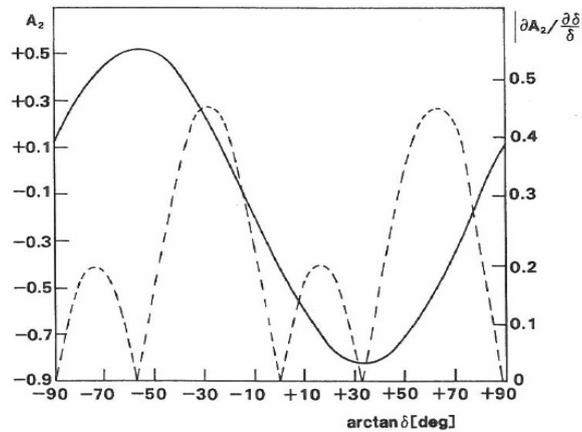


FIGURE 71 – Courbe en trait plein : dépendance du coefficient A_2 par rapport à δ (rapport de mélange de multipolarités (quadrupole-dipôle)). Courbe en pointillés : sensibilité différentielle du coefficient $A \left| \frac{\partial A_2}{(\partial \delta / \delta)} \right|$ pour cette même transition (mélange de quadrupole et dipôle) $2^+ \rightarrow 2^+$.

7.3.4 Cas particulier des β

Je décrirai ici brièvement le formalisme qui s'applique lors de la détection des particules β , cette partie concernant le futur programme scientifique de POLAREX est actuellement hors du cadre de ma thèse.

On rappelle qu'il existe deux types de transitions β : les transitions permises et les transitions interdites présentées section 3.4.1. Dans le cadre du formalisme décrit précédemment par la formule (69), seul le terme pour $\lambda = 1$ des transitions permises est maintenu pour décrire l'anisotropie de l'émission des particules β . Les coefficients de distribution angulaire et les paramètres d'orientation sont alors redéfinis comme suit :

$$A_1 = -\frac{v}{c} \sqrt{\frac{I+1}{3I}} \tilde{A} \quad \text{et} \quad B_1 = -\sqrt{\frac{3I}{I+1}} P \quad (78)$$

où \tilde{A} est le paramètre d'asymétrie β , $\frac{v}{c}$ la vitesse de l'électron sur la vitesse de la lumière et P est le degré de polarisation.

Un chapitre est dédié au sujet de l'orientation nucléaire des particules chargées dans [89].

7.4 Dans la réalité

7.4.1 Les facteurs de correction d'angle solide Q_λ

Ces facteurs de correction géométrique prennent en compte l'angle solide des détecteurs. On utilise généralement des détecteurs Germanium de forme cylindrique ce qui permet de les calculer. La formule générale pour une normalisation à $Q_0 = 1$ est :

$$Q_\lambda = \frac{J_\lambda^A(\gamma_1)J_\lambda^B(\gamma_2) + J_\lambda^A(\gamma_2)J_\lambda^B(\gamma_1)}{J_0^A(\gamma_1)J_0^B(\gamma_2) + J_0^A(\gamma_2)J_0^B(\gamma_1)}, \quad (79)$$

où A et B réfèrent à deux détecteurs distincts, γ_1 et γ_2 réfèrent à deux photons qui peuvent être d'énergies différentes. J_λ représente l'intégrale $\int P_\lambda(\cos\theta)\epsilon_i(\theta, E_i)|\sin\theta|d\theta$ où ϵ_i est l'efficacité du détecteur i à l'énergie E_i pour l'angle θ .

On peut réduire l'expression (79) sous forme de rapports $\frac{J_\lambda}{J_0}$ ou de rapports d'efficacité, en définissant R par :

$$R = \frac{J_0^A(\gamma_1)}{J_0^A(\gamma_2)} \times \frac{J_0^B(\gamma_2)}{J_0^B(\gamma_1)} = \frac{\epsilon_A(\gamma_1)}{\epsilon_A(\gamma_2)} \times \frac{\epsilon_B(\gamma_2)}{\epsilon_B(\gamma_1)}, \quad (80)$$

On obtient :

$$Q_\lambda = \frac{J_\lambda^A(\gamma_1)}{J_0^A(\gamma_1)} \times \frac{J_\lambda^B(\gamma_2)}{J_0^B(\gamma_2)} \times \frac{R}{1+R} + \frac{J_\lambda^A(\gamma_2)}{J_0^A(\gamma_2)} \times \frac{J_\lambda^B(\gamma_1)}{J_0^B(\gamma_1)} \times \frac{1}{1+R} \quad (81)$$

Pour les calculs effectués au cours de ce travail, nous avons utilisé les valeurs caractéristiques des détecteurs HPGe de type EUROGAM-I de $Q_0 = 1$, $Q_2 = 0.97$ et $Q_4 = 0.94$. On peut se référer aux travaux de K.S. Krane [90] et D.C. Camp & A.L. Van Lehn [91] pour les différentes méthodes de calculs et tables concernant des géométries classiques.

7.4.2 Fraction f

L'équation (69) est vraie si l'on considère que tous les noyaux ressentent le même champ magnétique de façon uniforme. C'est le cas lors d'une aimantation directe telle que l'orientation brute où les noyaux sont directement soumis à un fort champ magnétique créé par un aimant supraconducteur. Dans le cas d'une implantation des noyaux dans un matériau ferromagnétique, les noyaux ne ressentent pas tous l'intégralité du champ magnétique hyperfin. On admet donc qu'une fraction f des noyaux ressent l'intégralité du champ magnétique hyperfin et qu'une fraction $1 - f$ ne perçoit pas ce champ. On aura alors la définition de distribution angulaire suivante :

$$W(\theta) = 1 + f \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{max}} B_\lambda(I_0)U_\lambda Q_\lambda A_\lambda P_\lambda(\cos\theta), \quad (82)$$

En pratique, cette fraction f dépend de la préparation de la source, de la qualité de la feuille ferromagnétique et de la technique de production.

7.4.3 Temps de relaxation des spins

La limitation majeure de la méthode LTNO pour l'étude en ligne de noyaux exotiques est liée à la demi-vie du noyau étudié. En effet, il faut tenir compte du temps de relaxation des spins dans le réseau, c'est-à-dire le temps nécessaire pour qu'une interaction dynamique couple les noyaux aux électrons de conduction du matériau hôte. C'est cette interaction dynamique, appelée relaxation qui rend possible les expériences d'orientation nucléaire en créant l'orientation elle-même. Un cas extrême concerne les systèmes non-métalliques pour lesquels ce temps de relaxation peut aller jusqu'à plusieurs années. On choisit donc d'implanter les noyaux dans une feuille ferromagnétique. Cependant, dans ces matériaux, il peut y avoir un temps de relaxation allant jusqu'à l'ordre de l'heure.

Ce temps noté T_1 dans la littérature caractérise la vitesse à laquelle la composante longitudinale M_z du vecteur de magnétisation atteint son équilibre thermodynamique : T_1 apparaît ainsi dans l'équation :

$$M_z(t) = M_{z,eq} - [M_{z,eq} - M_z(0)]e^{-\frac{t}{T_1}}. \quad (83)$$

qui est une forme particulière des équations de Bloch qui décrivent la magnétisation nucléaire d'un système en fonction du temps en présence de mécanismes de relaxation.

T_1 est alors le temps nécessaire pour atteindre 63% de la valeur $M_{z,eq}$. On peut le calculer :

$$T_1 = \frac{C_K}{T_L}, \quad (84)$$

où T_L est la température du réseau et C_K est la constante de Korringa. La constante de Korringa, indépendante de la température peut être déterminée empiriquement, pour le Fe par :

$$C_K T_{int}^2 = 1.4 \times 10^{-4} \text{ s.K}^3, \quad (85)$$

où $T_{int} = \left| \frac{0.366 \mu B_{tot}}{I} \right|$ la température d'interaction [K], μ le moment magnétique [A.m^2], I le spin nucléaire [\hbar] et B_{tot} champ magnétique total [T] ressenti par les noyaux. Cette approximation est valide lorsque le champ magnétique appliqué $B_{app} > 0.5$ T. Dans le cas d'un champ externe d'un dixième de Tesla environ, il faudra réduire cette valeur d'un facteur d'environ 2.5.

Une expérience LTNO doit satisfaire la condition $T_L \leq T_{int}$, c'est-à-dire que $T_1 \leq \tau$, où τ est la durée de vie du noyau d'intérêt. En effet, à partir de $T_1 \simeq 0.1\tau$ l'atténuation de l'anisotropie due à la non-relaxation est trop importante, toute expérience devient alors infaisable. Il est donc essentiel, d'évaluer au préalable le facteur d'atténuation ρ_λ dû à cette relaxation.

On considère donc des paramètres d'orientation atténués $B_{\lambda,att}$, définis par :

$$B_{\lambda,att} = \rho_\lambda(I, T_{int}/T_L, \tau T_{int}/C_K) B_\lambda \quad (86)$$

où B_λ est le paramètre d'orientation à l'équilibre thermique définit section 7.3.1. On trouve la théorie nécessaire concernant le phénomène de relaxation spin-réseau dans la référence [92], et un exemple de détermination des facteurs d'atténuation ρ_λ dans [93].

Ces résultats très importants, sont essentiels pour anticiper la valeur de l'anisotropie observée lors des futures expériences sur POLAREX et établir le programme de physique d'étude des noyaux exotiques.

7.4.4 Champ magnétique

Selon les techniques utilisées il peut être la somme de plusieurs contributions. Dans le cas de l'implantation des noyaux dans un matériau ferromagnétique, le champ magnétique ressenti par les noyaux \vec{B}_{tot} résulte majoritairement de la somme du champ extérieur et du champ hyperfin :

$$\vec{B}_{tot} = \vec{B}_{app} + \vec{B}_{hf} + \vec{B}_K \quad (87)$$

où :

- \vec{B}_{app} est le champ extérieur appliqué qui définit l'axe d'orientation. Il est généralement produit par un aimant supraconducteur de l'ordre du Tesla.
- \vec{B}_{hf} est le champ hyperfin ressenti par les noyaux implantés dans le matériau ferromagnétique. Il s'agit du champ magnétique induit par les électrons des atomes du matériau hôte, lorsque celui-ci est aimanté à saturation. Sa valeur peut aller de la dizaine de Teslas jusqu'à plusieurs centaines de Teslas selon l'impureté (noyau implanté) et le type de ferromagnétique, comme le montre la table de K.S. Krane[94].
- \vec{B}_K défini par $\vec{B}_K = K \cdot \vec{B}_{app}$, appelé "variation de Knight", est la conséquence de la réaction collective des électrons de conduction du métal au champ externe. B_K étant de l'ordre de quelques pourcents du champ magnétique externe (≤ 1.5 T), sa contribution est négligeable devant celle du champ hyperfin.

Il existe également une magnétisation sans application de champ magnétique externe : l'utilisation de structure cristalline. Ce type de magnétisation est utilisé dans ce travail, pour l'orientation des noyaux d'une aiguille de ^{60}Co monocristalline qui constitue notre thermomètre nucléaire. Le Cobalt étant un matériau ferromagnétique, il existe spontanément un champ magnétique interne dirigé dans l'axe de l'aiguille. Ce champ hyperfin est de $-21.90(5)$ T [95].

7.5 Applications

L'orientation nucléaire à basse température étant à la croisée de la physique nucléaire et de la physique du solide, elle voit ses applications aller au-delà de la simple mesure de moments électromagnétiques nucléaires. Bien que présentée pour l'émission de γ et de β l'équation (82) est également valable pour les radiations α et neutrons retardés. L'émission étant anisotrope à partir du moment où les radiations transportent un moment angulaire, les électrons de conversion et fragments de fission peuvent également être étudiés dans une expérience d'ON. C'est ainsi qu'une installation LTNO telle que POLAREX permet d'accéder à de nombreuses informations :

- L'anisotropie dépend de paramètres basiques tels que les spins initial et final, le moment angulaire et la multipolarité des transitions le cas échéant. Ainsi l'étude de l'anisotropie de plusieurs transitions γ d'un même noyau permettent d'accéder à ces paramètres. Ceci implique bien évidemment d'avoir un schéma de niveaux détaillé issu d'une expérience indépendante.

- La mesure de moments nucléaires, apporte des informations cruciales sur la fonction d'onde de l'état nucléaire à l'étude. Le moment magnétique nucléaire est sensible au caractère "particule célibataire". Le moment électrique quadrupolaire, plus difficile à mesurer, est quant à lui lié au comportement collectif du noyau.
- La mesure de la forme de l'anisotropie des particules β permet des tests de l'interaction faible tels que la violation CPT [96] ou encore une détermination précise du paramètre d'asymétrie β [97].
- Une caractéristique essentielle en physique du solide est accessible : il s'agit du champ hyperfin. On peut également aller plus loin en déterminant les temps de relaxation de spin, l'anomalie hyperfine ou encore en étudiant les structures magnétiques.
- L'orientation nucléaire étant la manière la plus précise pour déterminer la température dans la gamme $\sim[5-30]$ mK, elle permet la calibration de thermomètres, l'étude de leurs comportements en conditions extrêmes de champ magnétique et sous perturbations RF.

Ces quelques exemples sont évidemment non exhaustifs mais permettent d'avoir une vision d'ensemble des apports de connaissances possibles avec la méthode LTNO.

8 Dispositif expérimental

8.1 Technique spécifique : la cryogénie

La **cryogénie**, du grec *κρυος* et *γενεσις* signifiant respectivement "froid" et "création", est l'étude de la production de basses et très basses températures. En physique on parle de basses températures au-dessous de 123 K. De nos jours, la cryogénie est utilisée dans de très nombreux domaines allant de la conservation alimentaire à la médecine.

Les très basses températures, inférieures à 50 mK, requises par la méthode LTNO (Low Temperature Nuclear Orientation) sont obtenues grâce à un réfrigérateur à dilution $^3\text{He}-^4\text{He}$.

8.1.1 Les liquides cryogéniques

L'azote liquide a une température de liquéfaction de 77.4 K. Son faible coût et sa non toxicité le rendent indispensable lors de toute expérience de cryogénie. D'une part pour pré-refroidir les équipements cryogéniques, d'autre part comme écran thermique lorsqu'il sera utilisé entre une zone froide et une zone chaude.

L'Hélium, élément découvert à la fin du XIX^e siècle, est un élément indispensable sous sa forme liquide pour toute méthode de réfrigération en dessous de 10 K. Il existe deux isotopes stables :

- ^4He qui est un boson, est le plus répandu. Avec une température de liquéfaction de 4.2 K à pression atmosphérique, il est utilisé dans notre cas comme liquide de

pré-refroidissement et comme bouclier thermique. Par évaporation sous pression réduite on peut atteindre une température limite d'environ 0.7 K.

- ^3He qui est un fermion, est beaucoup plus rare et difficile à produire. Sa température de liquéfaction à pression atmosphérique est de 3.2 K. On atteint une température limite d'environ 0.22 K par évaporation sous pression réduite.

Les propriétés de l'Hélium liquide sont résumées table 7. On trouvera plus d'informations sur ces liquides cryogéniques dans la littérature spécialisée telle que [98] et [99].

TABLE 7 – Propriétés de ^3He et ^4He liquides.

Isotope	^3He	^4He
Température d'ébullition à 1 bar (K)	3.19	4.21
Température critique (K)	3.32	5.20
Masse volumique ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	0.082	0.1451
Volume molaire ($\text{cm}^3\cdot\text{mol}^{-1}$)	36.84	27.58

Le mélange ^3He - ^4He présente une propriété particulière [98], [99] qui va nous permettre d'atteindre les très basses températures. Regardons sur la figure 72, le diagramme de phase $x - T$ à pression de vapeur saturante d'un mélange ^3He - ^4He où x représente la concentration en ^3He . Au dessus de 867 mK le mélange ^3He - ^4He se présente sous la forme d'une seule phase liquide, pour toute concentration. Au dessus de la courbe de température de coexistence, le liquide est superfluide (à gauche de la courbe- λ) ou normal (à droite) selon la concentration de ^3He . À la courbe de température de coexistence, en dessous de 867 mK, on observe une séparation en deux phases : une riche en ^4He dite "diluée" et une autre dite "concentrée" riche en ^3He . La densité de la phase riche en ^3He étant plus faible, elle flotte au-dessus de la phase riche en ^4He . Sur le diagramme figure 72 on remarque que la concentration en ^3He de la phase diluée décroît avec T et tend vers une limite finie de 0.064 quand la température tend vers 0 K. Ce qui se traduit par une composition limite de mélange de 6.4 % en phase diluée et 100 % en phase concentrée.

Le passage d'un atome ^3He de la phase concentrée vers la phase diluée absorbe de l'énergie et conduit à une baisse de température. Cette absorption de la chaleur des parois de la chambre à mélange (partie la plus froide du réfrigérateur à dilution) s'effectue avec une puissance calorifique Q [W] pour $T < 0.1$ K définie par :

$$Q = 84nT^2 \quad (88)$$

où n est le débit molaire de ^3He . C'est cette limite de solubilité en phase diluée (6.4 %) qui permet le fonctionnement du réfrigérateur à dilution, puisqu'on pourra toujours extraire des atomes ^3He jusqu'à une température limite de 2 mK. L'intérêt d'utiliser le cryostat à dilution est de refroidir nos échantillons portés sur un doigt froid en contact thermique avec la chambre à mélange.

Quand le mélange ^3He - ^4He atteint la courbe- λ , il devient superfluide. Lorsque la température diminue, la composante superfluide de ^4He augmente. ^3He quant à lui, peut être considéré dans la phase diluée, comme composant un gaz de Fermi. Les atomes de ^3He se déplacent alors dans un "vide" qui leur donne des propriétés spécifiques.

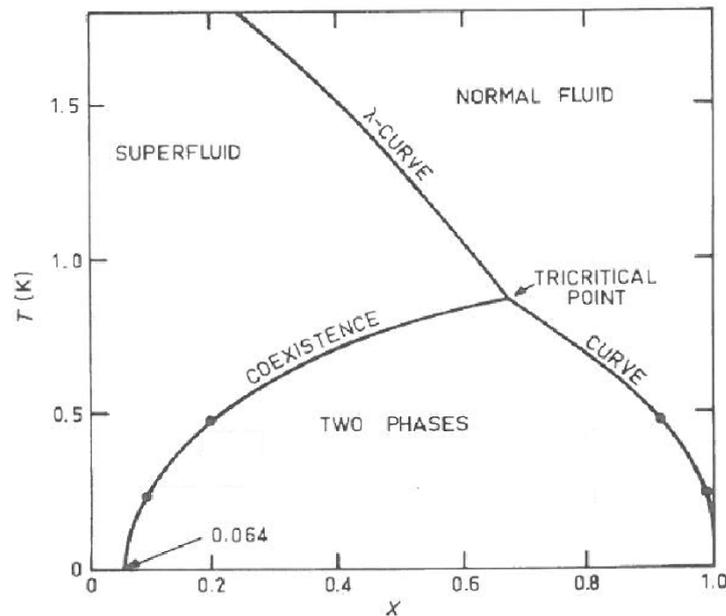


FIGURE 72 – Diagramme de phase ^3He - ^4He (issu de [99]) où x représente la concentration en ^3He . Le point tricritique est à 867 mK.

8.1.2 Réfrigérateur à dilution ^3He - ^4He : principe de fonctionnement

Je discute ici le principe de fonctionnement d'un réfrigérateur à dilution ^3He - ^4He en me basant sur le schéma de la dilution de POLAREX figure 73a et le schéma de principe figure 73b. Le principe consiste à faire circuler les atomes ^3He de la phase concentrée (en rouge sur la figure 73b) vers la phase diluée (en vert), processus permettant le refroidissement comme expliqué précédemment (section 8.1.1). Pour cela, la phase diluée (en vert) sera répartie entre la chambre à mélange "en bas" et le bouilleur situé plus haut (figure 73a et 73b), que l'on règle judicieusement à une température plus élevée (typiquement entre 0.6 K et 0.9 K) pour augmenter la pression de vapeur partielle de ^3He . On pompe alors sur la surface libre de la phase diluée contenue dans le bouilleur, essentiellement ^3He est évaporé (à cette température la pression de vapeur saturante de ^3He est mille fois plus élevée que celle de ^4He , ^4He superfluide remonte du liquide sous forme de film superfluide, la quantité de ^4He est limitée grâce à un diaphragme en haut du bouilleur). Les atomes ^3He qui circulent sont représentés par des points rouges sur la figure 73b. La concentration de la phase diluée alors modifiée, se voit rééquilibrée dans la chambre à mélange par transfert d'atomes ^3He de la phase concentrée vers la phase diluée. C'est un jeu d'équilibre de *pressions osmotiques* qui permet cet effet frigorifique.

Pression osmotique

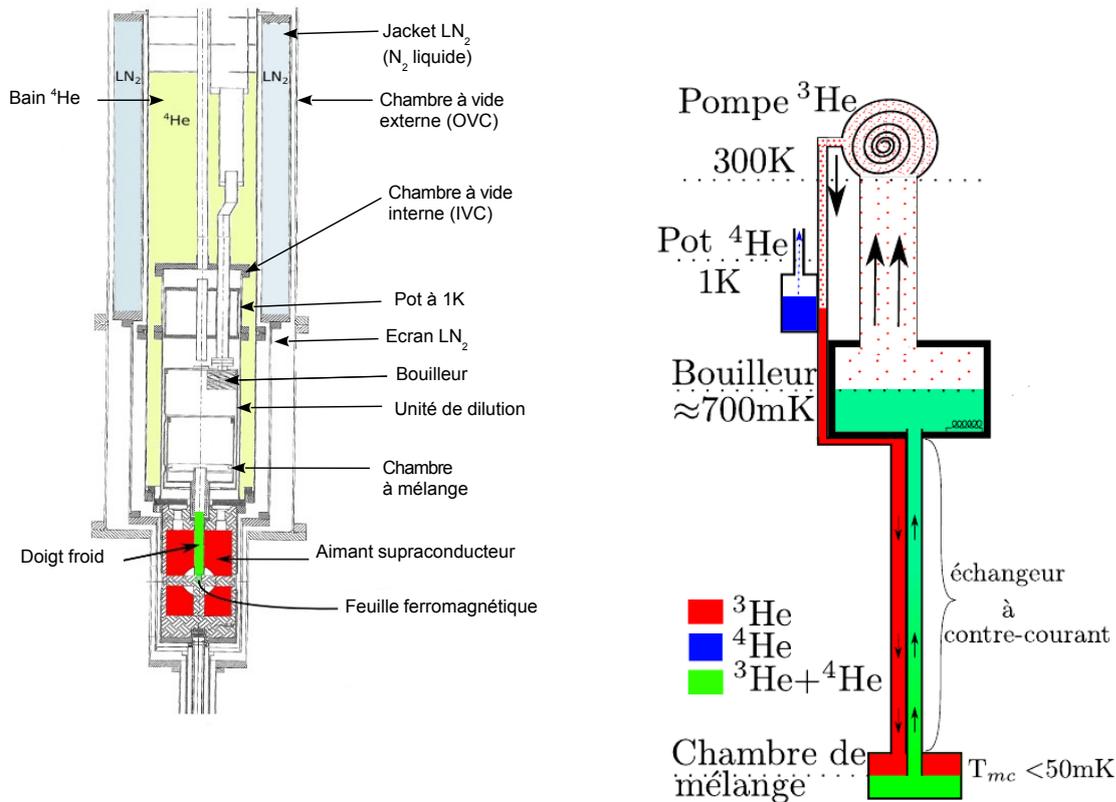
On définit la pression osmotique comme la pression minimale qui empêche un solvant de passer d'une solution moins concentrée à une solution plus concentrée :

$$\Pi = cRT, \quad (89)$$

où Π est la pression osmotique, c la concentration, R la constante des gaz parfait et T la température.

Les pressions osmotiques sont d'abord à l'équilibre entre la chambre à mélange et le bouilleur. Le pompage des atomes ^3He provoque une rupture de cet équilibre permettant

ainsi la circulation des atomes ^3He .



(a) Schéma de la dilution de l'installation POLA-REX. (b) Schéma de principe d'une dilution classique ^3He - ^4He issu de [100]

FIGURE 73 – Représentation schématique de la dilution.

Afin de pouvoir faire circuler ^3He de manière continue il est nécessaire de réalimenter la phase concentrée en ^3He . Pour cela ^3He évaporé précédemment est ré-injecté dans la chambre à mélange, grâce à un pompage en circuit fermé. Les pompes étant à température ambiante, le mélange pompé alors réchauffé doit être réinjecté dans la phase concentrée en étant refroidi : d'abord à 4.2 K en traversant le bain d'Hélium liquide, puis à 1 K au contact du pot à 1 K (en bleu sur la figure 73b), maintenu à cette température par le principe d'évaporation à pression réduite de ^4He . Finalement, le mélange est refroidi à température minimale dans des échangeurs à contre-courant (dont le principe est décrit en annexe D). Ces échangeurs ne sont pas représentés sur les schémas, mais si l'on regarde la figure 73a, ils se trouvent à l'intérieur de la chambre à vide interne, entre la chambre à mélange et le bouilleur.

Pendant le processus de fonctionnement, le bouilleur est chauffé à l'aide d'une résistance afin qu'il reste à la température de fonctionnement choisie ($\sim 0.7\text{K}$).

Déroulement d'une descente en froid avec POLAREX

On se réfère à la figure 73a pour une meilleure visualisation de ce qui est décrit par la suite, où les éléments du cryostat référencés, sont en bleu dans le texte.

1. Le réfrigérateur à dilution est composé de plusieurs cylindres concentriques isolés

les uns des autres. La première étape consiste donc à obtenir un bon vide permettant d'éviter les échanges de chaleur. Ce vide est obtenu en deux étapes, d'abord par pompage primaire à l'aide d'une pompe à huile, puis par un banc de pompage turbo. On atteint ainsi une pression $< 10^{-4}$ mbar dans les enceintes à vide interne et externe nommées respectivement **IVC** et **OVC**.

2. Toute descente en froid commence pas une série de tests de fuite à température ambiante entre les différentes enceintes du cryostat, afin de vérifier l'étanchéité des différentes parties, notamment au niveau des joints d'indium que l'on pose lors du réassemblage du cryostat. En se référant à la figure 73a les principaux tests de fuite sont :

- **enceinte à vide interne** vers **enceinte à vide externe**
- **enceinte à vide interne** et **externe** vers le **bain principal** (ou **bain ^4He**)
- **unité de dilution** vers l'**enceinte à vide interne**

C'est uniquement lorsqu'aucune fuite n'est constatée entre ces différentes parties qu'une descente en froid est réalisable.

3. Le système est pré-refroidi à l'azote liquide (77 K). Pour cela on remplit le **bain principal** et les "**jackets**" (ou bain à azote liquide) qui servent de bouclier thermique. Le temps nécessaire à la thermalisation de l'ensemble peut prendre entre 12 h et 24 h. Des tests de fuite peuvent également être effectués à ce stade de la descente en froid.
4. Une fois le **bain principal** vidé de l'azote liquide, il est ensuite rempli d'Hélium liquide (4.2 K). On refroidit l'ensemble avec une faible pression de ^4He qui sera ensuite pompé à une pression inférieure à 10^{-5} mbar. À cette étape, le temps de thermalisation est plus court, allant de 3 h à 6 h.
5. On initie le processus d'évaporation à pression réduite de ^4He contenu dans le **pot à 1 K** afin de refroidir la dilution à 1.2 K. Pour cela on remplit le **pot à 1 K** en transférant de l'He liquide du **bain principal** vers celui-ci, puis on pompe dessus. On atteint les 1.2 K dans l'heure.
6. On commence le processus de circulation et de condensation : le mélange $^3\text{He} - ^4\text{He}$ est refroidi à 1.2 K puis condensé en passant à travers le **pot à 1 K**. Il continue ensuite de se refroidir à travers la **dilution** comme expliqué précédemment section 8.1.1. La température nominale du cryostat de POLAREX peut-être atteinte en 2 à 3 h.

Les caractéristiques du cryostat de POLAREX sont détaillées dans la table 8.

8.2 Environnement en champ magnétique

8.2.1 Aimant supraconducteur

Le réfrigérateur à dilution $^3\text{He} - ^4\text{He}$ de l'installation POLAREX est équipé d'un aimant supraconducteur d'1.5 T qui permet d'aligner les domaines du matériau ferro-

TABLE 8 – Caractéristiques du réfrigérateur à dilution ^3He - ^4He de POLAREX

Température minimale	6 mK
Puissance frigorifique nominale	$2 \mu\text{W}$ à 10 mK ; $400 \mu\text{W}$ à 100 mK
Consommation d'énergie électrique continue	6 kW
Besoin opérationnel d'eau pour le refroidissement	$3 \text{l} \cdot \text{min}^{-1}$
Besoin opérationnel d'air comprimé	3 bar
Volume de mélange	140 l
Volume d'azote	32 l
Volume d'hélium	14 l
Autonomie du bain d'azote liquide	48 h
Autonomie du bain d'hélium en statique	30 h
Autonomie du bain d'hélium en opération	24 h

magnétique. Cet aimant (figure 74) est conçu à partir d'une bobine scindée, enroulée à partir de fils multifilamentaires de titane de niobium, contenue sous vide dans une enceinte d'acier inoxydable plongée dans le bain principal d'Hélium.

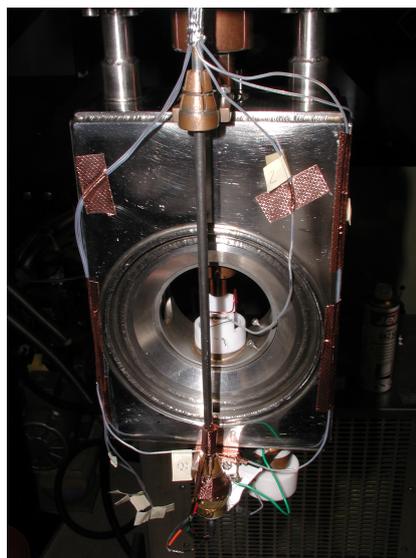


FIGURE 74 – Aimant supraconducteur

Alimenté par son propre générateur de courant et tension, le principe de fonctionnement de cet aimant est relativement simple. Fonctionnant en mode supraconducteur, on détermine au préalable le courant que l'on va lui injecter ainsi que le temps d'injection. On "connecte" les fils à l'aimant, puis on injecte le courant dans les fils et l'aimant (cela se fait relativement lentement, typiquement $3.75 \text{ amp}/\text{min}$ pour 50 ampères injectés). Une fois l'intégralité du courant établie, on "déconnecte" les fils d'alimentation de l'aimant afin de piéger le courant dans celui-ci, alors, on retire le courant des fils. L'aimant fonctionne alors en mode persistant. Pour un champ appliqué B_{app} de 0.6 T, on piège 30 A dans l'aimant. Ce mode de "piégeage" du courant dans l'aimant permet d'éviter des pertes de chaleur des fils qui provoqueraient un réchauffement visible au niveau de l'échantillon. En effet, lors de l'établissement du courant dans les fils, on observe sur la figure 75, un réchauffement d'environ 5 mK au niveau du doigt froid (support de l'échantillon). Le processus inverse est effectué pour arrêter le fonctionnement de

l'aimant.

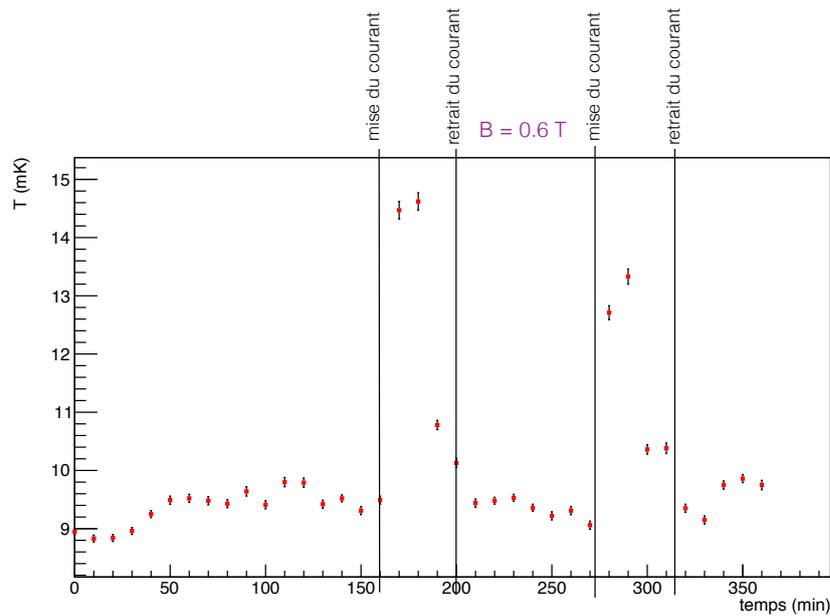


FIGURE 75 – Effet de la présence de courant dans les fils de l'aimant supraconducteur. On observe un réchauffement de quelques mK lors de cette étape. La température revient à sa valeur nominale une fois le champ magnétique établi.

Afin de dissiper une partie de l'énergie en cas de "quenching" de l'aimant, un circuit de protection résistif est monté dans le bain principal attaché par des fils résistifs. Les caractéristiques de l'aimant sont résumées dans la table 9.

TABLE 9 – Caractéristiques de l'aimant supraconducteur de POLAREX

Champ maximal (horizontal)	1.5 T
Homogénéité du champ	0.25 % sur 5 mm dsv*
Courant pour le champ maximal	73.67 A
Ratio champ sur courant	203.6 G.A ⁻¹
Visibilité (accès dégagé) parallèle au champ	Φ 70 mm
Visibilité perpendiculaire au champ	Φ 22 mm
Accès angulaire à travers le trou	~ 110° conique
Résistance de l'aimant	~ 1 Ω
Résistance du switch heater	98 Ω
Courant du switch heater	50 mA
Isolation de l'aimant	> 1 MΩ

* diameter sphere volume

8.2.2 Support ferromagnétique

Comme expliqué précédemment, les noyaux sont implantés dans un support ferromagnétique, profitant ainsi de l'avantage naturel d'un fort champ magnétique hyperfin ressenti. L'implantation des noyaux se fait à une énergie minimale de 40 keV, ce qui

permet d'obtenir une fraction suffisamment grande de noyaux implantés dans le réseau du ferromagnétique (cette fraction f est présentée au paragraphe 7.4.2). Les matériaux couramment utilisés sont le Fer, le Nickel, le Cobalt, l'Holmium, le Cuivre, le Zinc... Dans notre cas les échantillons à étudier sont implantés dans des feuilles de Fer pures telles que celle présentée sur la figure 76. Ce support ferromagnétique est quant à lui collé sur le doigt froid (avant ou après implantation selon le type de mesure).

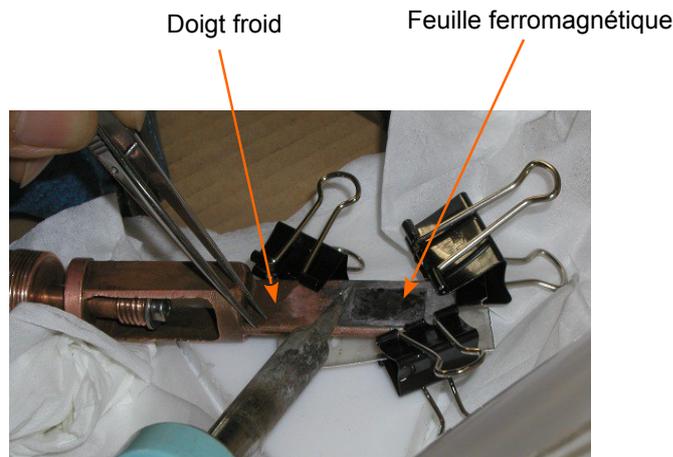


FIGURE 76 – Feuille ferromagnétique collée sur le doigt froid, support de l'échantillon.

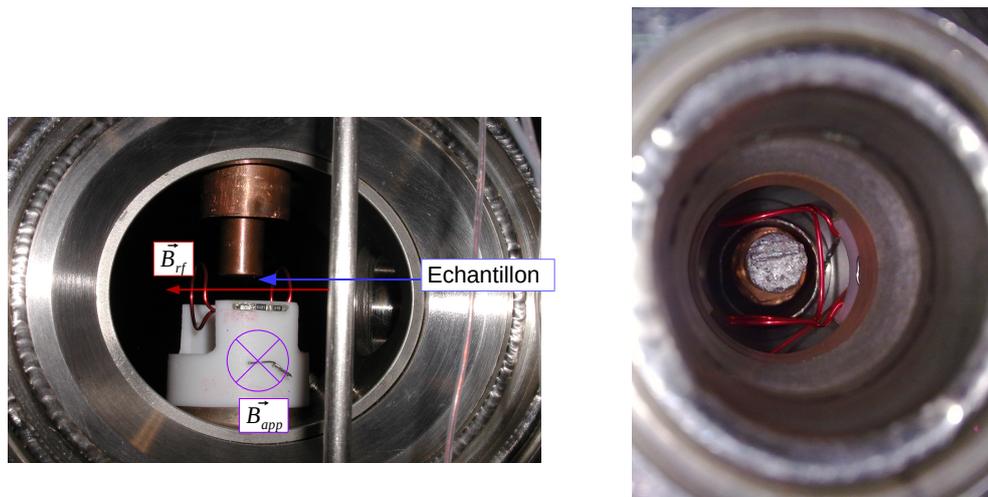
8.3 Dispositif RMN (Résonance Magnétique Nucléaire)

Au centre de l'aimant supraconducteur est placée une bobine constituée de deux boucles comme on peut le voir sur la figure 77. Elle est alimentée par un générateur de radiofréquence (RF) Marconi Instruments[®] qui couvre la gamme [80 kHz - 1040 MHz]. Le champ RF créé par la bobine est perpendiculaire au champ généré par l'aimant supraconducteur comme on peut le voir sur la figure 77.

L'influence du champ sur la température de l'échantillon lors d'un balayage en radiofréquence, est présentée sur la figure 78 : un réchauffement d'au maximum 5 mK est observé.

8.4 Le top-loading

L'amovibilité du doigt froid représente une des particularités de l'installation POLAREX. Il peut être inséré et/ou retiré du cryostat alors que celui-ci est en fonctionnement, sans réchauffer la chambre à mélange au-delà de 2.5 K. Ceci permet d'étudier plusieurs échantillons au cours d'une même descente en froid. L'insertion ou l'extraction du doigt froid se fait grâce à une canne. Cette canne permet de connecter ou déconnecter le doigt froid de la chambre à mélange (point le plus froid du cryostat). Lorsque le cryostat est en fonctionnement, le vide est réalisé dans la colonne d'insertion avant toute manipulation de la canne avec le doigt froid. Le pompage est effectué au niveau du siphon de connexion de la canne au cryostat. L'échantillon est ainsi pré-refroidi par l'Hélium



(a) Vue dans l'axe du champ appliqué. La boucle RF est au centre du support blanc.

(b) Vue de dessous. L'aiguille de Cobalt est collée sur la surface étamée au bout du doigt froid.

FIGURE 77 – Bobine de la RMN placée au centre de l'aimant supraconducteur. La flèche bleue indique la position de l'échantillon au bout du doigt froid, centré par rapport à la bobine, la flèche rouge représente le champ radiofréquence (RF) destructif créé par la bobine. Ce champ RF est perpendiculaire au champ appliqué représenté en violet.

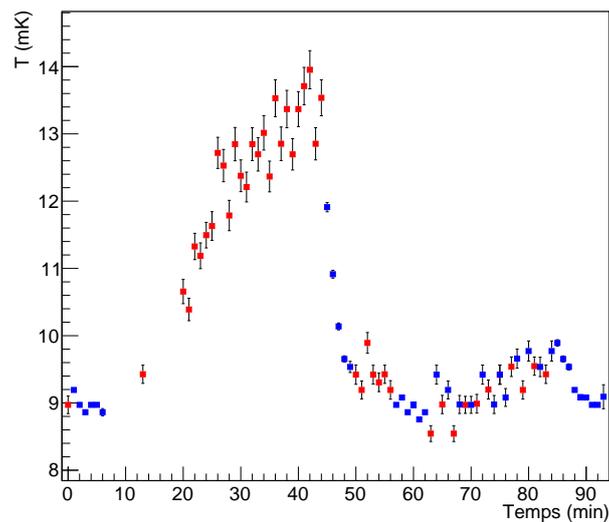


FIGURE 78 – Influence d'un balayage de la fréquence RMN sur la température au niveau du doigt froid. En rouge, les données prises avec la RMN, en bleu, les données prises sans RMN. De 0 min à 44 min : balayage de 265 MHz à 277 MHz. De 50 min à 56 min : balayage de 170 MHz à 173 MHz. De 63 min à 83 min : balayage de 270 MHz à 272 MHz.

liquide (4.2 K) du bain principal qui thermalise la canne d'insertion, avant d'être mis en contact avec la chambre à mélange où il atteindra sa température minimale en quelques heures.

8.5 Système de détection

Comme nous l'avons vu précédemment, différents types de radiations peuvent être étudiés en orientation nucléaire. L'installation POLAREX est pour le moment dédiée à l'étude des rayonnements γ . Des détecteurs β seront également installés ultérieurement. Selon le type d'expérience, on aura donc la possibilité d'utiliser deux ensembles de détection de façon indépendante ou complémentaire.

Les γ sont détectés dans des détecteurs germanium HPGe qui proviennent du pôle de location France-Royaume-Uni de l'IPNO, ils ont une résolution typique de 2,5 keV à 3 keV pour un photon de 1 MeV. Quatre détecteurs sont placés à l'extérieur du cryostat (figure 79) en raison de leur volume. On prend toutefois soin de les positionner le plus proche possible de la cible en relevant leurs positions exactes par rapport à cette dernière, afin de déterminer les angles solides et ainsi calculer les facteurs de correction géométriques Q_λ présentés section 7.4.1. Il n'a pas été démontré que ce type de détecteur soit sensible aux champs magnétiques [101], nous avons tout de même vérifié cela en comparant les spectres obtenus à l'aide de ces détecteurs avec et sans champ magnétique, aucune différence n'a été constatée.

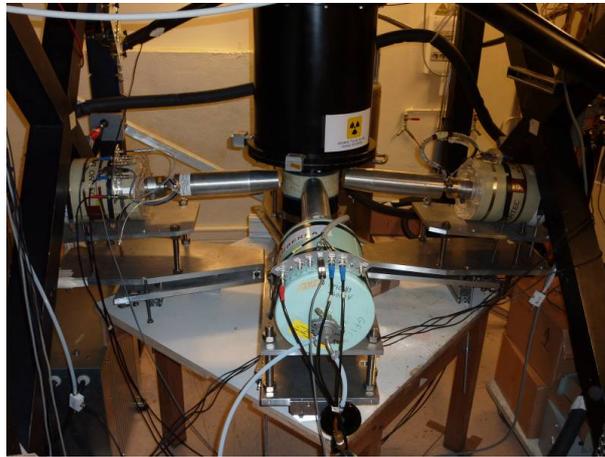


FIGURE 79 – Système de détection pour une expérience d'ON- γ : 4 détecteurs germanium de type EUROGAM-I placés à 0° , 90° , 180° et 270° par rapport à l'axe du champ magnétique appliqué \vec{B}_{app} .

8.6 Système d'acquisition

Le câblage électronique de ce type d'expérience est très simple. Chaque détecteur germanium possède son propre préamplificateur, dont le signal est envoyé sur un amplificateur spectroscopie puis dans un ADC (Convertisseur Analogique Digital). Chacun des

quatre signaux est traité par un analyseur multiparamètres-plusieurs voies, MPA-3 de chez FAST ComTec®. On obtient ainsi des fichiers texte au format constructeur (mpa).

Le système FAST est contrôlé par une couche software supplémentaire : NOMAD. Il s'agit d'une interface de contrôle machine/utilisateur développée, à l'origine, par les spécialistes de l'Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble. Ce système permet l'automatisation de la prise des données, en contrôlant et en synchronisant le générateur de fréquence Marconi®, et le système d'acquisition FAST. Dans le cadre de ma thèse, il a été adapté avec l'aide de E. Legay et N. Dosme du service informatique du CSNSM. Dans un second temps, il a fallu l'installer sur notre plateforme expérimentale et gérer la communication entre les différents instruments qu'il contrôle. Parallèlement j'ai contribué à la documentation du projet POLAREX de la forge in2p3 [102] en remplissant le wiki qui permet à l'utilisateur de connaître les commandes d'utilisation basiques de l'ensemble du système d'acquisition. La figure 80 montre une boucle typique de contrôle utilisateur que l'on peut créer sur NOMAD. Cette boucle permet de faire varier la radiofréquence appliquée par le Marconi® de 800 MHz à 900 MHz par pas de 10 MHz. À chaque itération l'acquisition est déclenchée pour 10 min, les données sont enregistrées au format .mpa dans le répertoire choisi. Ainsi, pour une expérience combinant l'orientation nucléaire à très basse température et la résonance magnétique nucléaire, le balayage en fréquence, l'activation RF et la prise de données sont automatisés.

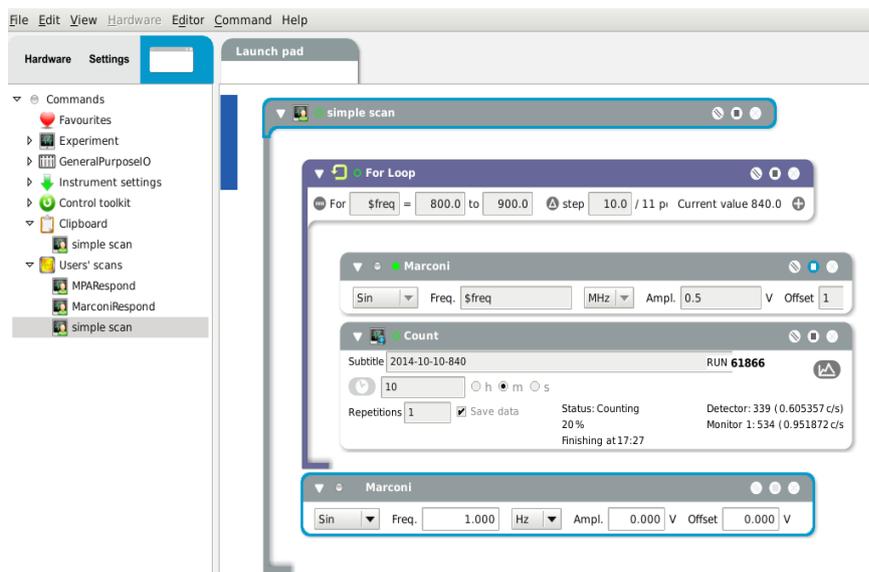


FIGURE 80 – Boucle d'acquisition : des prises de données de 10 minutes sont effectuées pour chaque pas en fréquence. La fréquence varie de 800 MHz à 900 MHz par pas de 10 MHz.

8.7 Ligne de faisceau

POLAREX fait partie des projets d'instrumentation à ALTO, ainsi il est prévu qu'il soit connecté au faisceau d'ions radioactifs délivrés par l'installation ISOL d'ALTO. L'accès du faisceau dans POLAREX se fait par le dessous (comme représenté sur la

figure 81), la ligne est donc décomposée en deux parties. Une section horizontale en sortie d'accélérateur qui transporte le faisceau jusqu'à un miroir défecteur électrostatique de 90° (figure 82) qui conduit le faisceau rentrant dans le cryostat par la section verticale. Le miroir défecteur ainsi que plusieurs éléments de la ligne vertical, sont, à ce jour, les seuls éléments de la ligne de faisceau existants. Les calculs, en cours, concernant cette ligne de faisceau sont réalisés par l'IPNO.

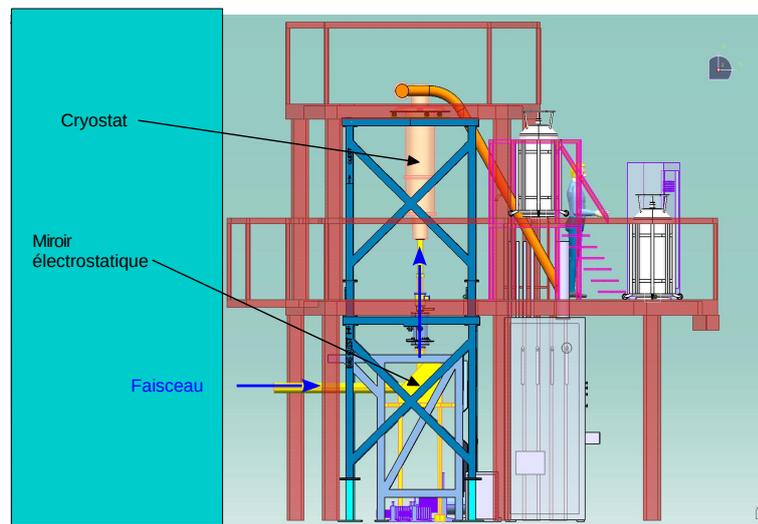


FIGURE 81 – Principe de l'installation de POLAREX à ALTO. Dessins réalisés par S. Cabaret (1 cm représente ~ 1 m).

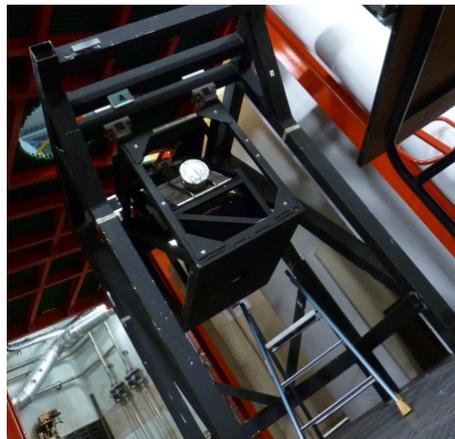


FIGURE 82 – Miroir défecteur électrostatique (donné par TRIUMF), permet une réorientation de 90° du faisceau entre les lignes horizontale et verticale.

8.7.1 Deux types de fonctionnement : Off-Line et On-Line

Bien que l'installation ait pour objectif ultime d'être connectée à une ligne de faisceau afin d'être une plateforme expérimentale utilisée "en-ligne", elle présente la caractéristique particulièrement intéressante d'avoir deux modes de fonctionnement : en ligne et

hors-ligne. Lors du fonctionnement en ligne, les noyaux radioactifs sont implantés directement dans les sites de la feuille ferromagnétique à une température ~ 15 mK. Le réchauffement du doigt froid est dû à l'angle solide sous lequel il voit l'extérieur lorsque la ligne de faisceau est connectée au cryostat. Lors de mesures hors-ligne l'échantillon radioactif a été préalablement préparé puis inséré dans le cryostat. Ces deux types de fonctionnement nécessitent seulement un changement des deux cylindres concentriques les plus extérieurs, afin de permettre l'implantation du faisceau sur le support ferromagnétique collé au doigt froid qui lui fait face.

8.8 Principe de mesure des moments magnétiques

Les premières mesures de moments magnétiques nucléaires remontent aux années 50 avec les premières expériences de RMN (Résonance Magnétique Nucléaire) sur les noyaux stables. Les mesures de moments électriques quadrupolaires restant quant à elles plus difficiles, la première arriva seulement dans les années 60. Les progrès constants dans le domaine des sciences nucléaires permettent maintenant des études approfondies de noyaux de plus en plus exotiques. De ce fait, il existe de nos jours plusieurs dizaines de méthodes de mesure de moments nucléaires, dont une compilation a été mise à jour en 2014 par N.J. Stone [103].

8.8.1 Détermination du moment magnétique

Soit un ensemble orienté à très basse température sous l'effet d'un champ magnétique, les sous-états magnétiques nucléaires sont inégalement peuplés selon une distribution de Boltzmann (figure 67). Cette polarisation des noyaux par la méthode LTNO résulte en une anisotropie des produits de décroissances comme le montre la figure 83. Comme expliqué dans la section 7.3, la forme de l'anisotropie dépend de la transition observée : caractère électrique ou magnétique, spins des états nucléaires initial et final, multipolarité de la transition, rapport de mélange le cas échéant, environnement magnétique et température. Cette étude de la forme de l'anisotropie apporte déjà un grand nombre d'informations importantes en structure nucléaire.

Cependant, pour déterminer les moments magnétiques nucléaires on couplera la méthode d'orientation nucléaire à très basse température avec la résonance magnétique nucléaire (RMN). Le principe d'utilisation de la RMN consiste à déterminer la quantité $\Delta E = h\nu$ où h est la constante de Planck [40] et ν la fréquence, en appliquant un champ magnétique radio fréquence (RF) perpendiculaire au champ magnétique statique appliqué initialement. Ces deux champs sont représentés sur la figure 77. L'application de cette radiofréquence modifie la distribution de Boltzmann jusqu'à ce que la fréquence du champ magnétique RF corresponde à la fréquence de la transition nucléaire entre deux sous-états, l'orientation est alors détruite. Un balayage en fréquence est effectué afin de déterminer cette fréquence. La perte d'orientation se traduit par une réduction de l'anisotropie des produits d'émissions. Le principe sera donc de mesurer cette anisotropie à chaque pas du balayage en fréquence. Ce balayage en fréquence est représenté sur la figure 84. La fréquence de résonance nous donne accès à la valeur du moment

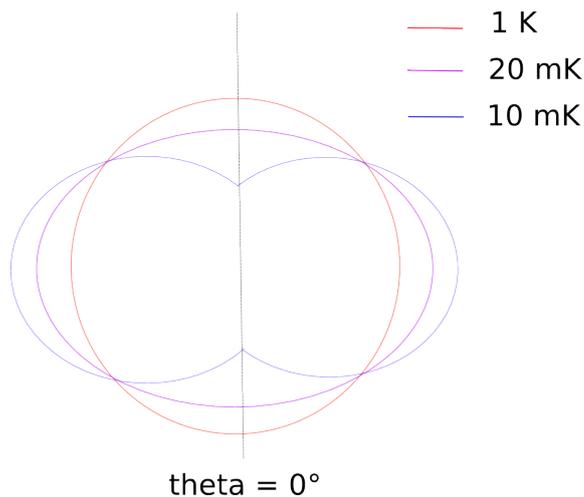


FIGURE 83 – Évolution typique de la forme de la distribution angulaire d'émission de γ en fonction de la température : de l'isotropie (1 K) à l'anisotropie.

magnétique nucléaire via la relation :

$$\nu = \frac{|\mu|}{Ih} (B_{hf} + B_{app}(1 + K)), \quad (90)$$

où B_{hf} est le champ hyperfin, B_{app} le champ appliqué tel que le champ total $\vec{B} = \vec{B}_{hf} + (1 + K)\vec{B}_{app}$ et K le "Knight shift", négligeable dans la plupart des cas.

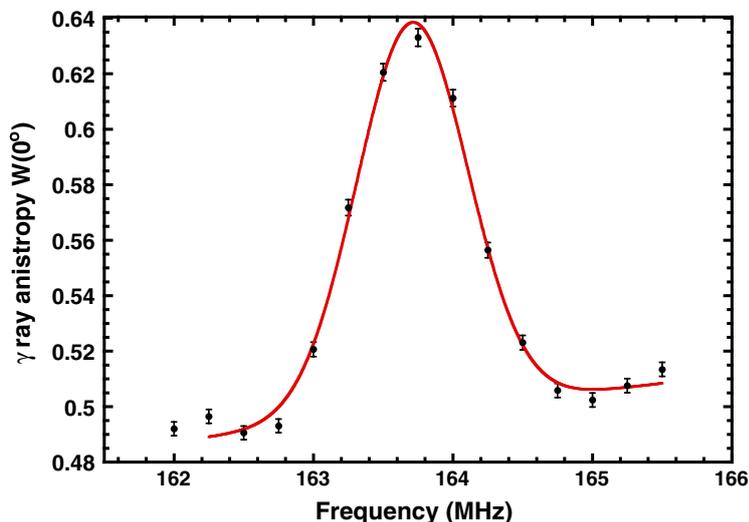


FIGURE 84 – Évolution schématique de l'anisotropie $W(0, T)$ en fonction de la radiofréquence pour un échantillon de $^{60}\text{CoFe}$ [104].

L'anisotropie expérimentale mesurée $W_{exp}(\theta)$ est définie comme le rapport de nombre de coups $\frac{N(\theta, \text{froid})}{N(\theta, \text{chaud})}$, où $N(\theta, T)$ est le nombre de γ détectés dans le pic de la transition étudiée, pour la température T dans le détecteur placé à l'angle θ par rapport à l'axe de

polarisation. Une deuxième grandeur, $R_W = \frac{W(\theta)}{W(\theta+\frac{\pi}{2})}$ est également utilisée, ce rapport d'anisotropies à des angles séparés de $\frac{\pi}{2}$ permet d'augmenter notre sensibilité aux variations d'anisotropie $W(\theta)$. Un exemple d'évolution du rapport d'anisotropies en fonction de la température est représenté sur la figure 85.

Afin d'avoir une mesure précise, les spectres γ sont nettoyés du fond. C'est-à-dire, que pour l'aire du pic d'intérêt on a : $N(\theta, T) = N_{tot}(\theta, T) - N_{bf}(\theta, T)$, où $N_{tot}(\theta, T)$ est l'aire totale du pic dans le spectre brut, $N_{bf}(\theta, T)$ est le nombre de coups issus du fond interpolé, présent sous le pic d'intérêt.

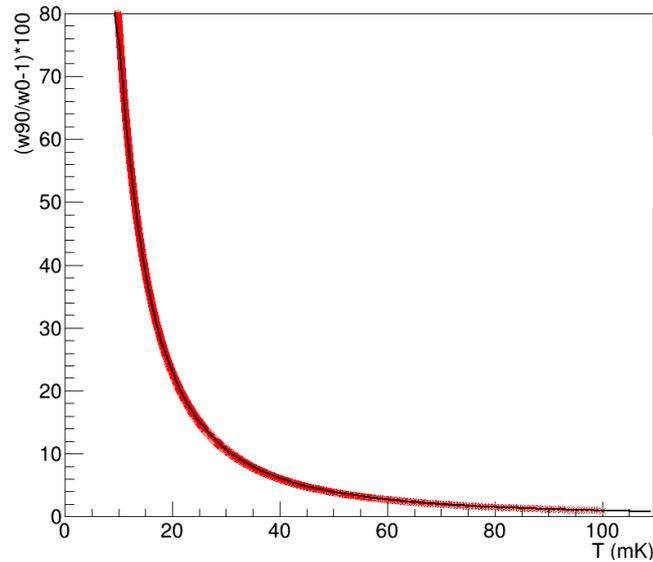


FIGURE 85 – Rapport d'anisotropies $R_W = W(90)/W(0)$ exprimé en pourcentage en fonction de la température T en mK pour la transition 1173 keV de ^{60}Co .

8.8.2 Limitations pour les mesures en ligne

Bien évidemment la condition primordiale est un spin nucléaire non-nul, condition pour l'existence d'un moment magnétique.

Comme nous l'avons évoqué précédemment la limite majeure pour la mesure du moment magnétique provient du temps de relaxation des spins dans le réseau qui influe sur le temps pour atteindre l'équilibre thermique de Boltzmann, ce qui va contraindre le choix des noyaux étudiés en fonction de leur demi-vie. Concernant l'implantation des noyaux d'intérêt dans les matériaux-hôtes ferromagnétiques il existe également des contraintes sur le faisceau : une expérience LTNO de mesure d'anisotropie de γ requiert un minimum de 10^4 ions. s^{-1} , afin d'assurer un taux de comptage d'au moins 1 ion. s^{-1} dans un détecteur germanium classique. Le maximum est contraint par la chaleur dégagée par un tel faisceau et ses décroissances radioactives sur un réfrigérateur à dilution, un ordre de grandeur typique est $\sim 10^7$ ions. s^{-1} .

9 Mon travail sur POLAREX

9.1 Travail instrumental : maintenance et réparations

La partie délicate d'une expérience LTNO se situe au niveau de l'obtention des très basses températures. Le cryostat de POLAREX date d'une trentaine d'années, il a été cédé par le laboratoire TRIUMF (Vancouver, Canada). Bien que de nos jours de nombreux progrès aient été fait en cryogénie, avec notamment le développement de cryostats dits "dry" ou "à tubes pulsés" dont l'utilisation est beaucoup plus simple, nous ne sommes malheureusement pas en mesure d'utiliser ces technologies pour nos expériences. Ces nouveaux types de cryostats sont décrits dans [105]. En effet, la puissance frigorifique requise par une expérience OLNO (On-Line Nuclear Orientation) qui est la combinaison de la méthode LTNO avec l'implantation en ligne (On-Line), peut uniquement être fournie par un réfrigérateur à dilution ^3He - ^4He avec une conception contrainte par cette nécessité. Seul ce type d'appareil possède une géométrie et une puissance frigorifique (voir caractéristiques table 8) permettant de rester à des très basses températures (~ 15 mK) lorsqu'il est connecté à un faisceau radioactif (source de chaleur).

Un tel cryostat fonctionnant sur un équilibre fragile entre différentes enceintes sous-vide ou contenant des liquides cryogéniques nécessite une maintenance rigoureuse et les réparations peuvent devenir fréquentes lorsque des contraintes dues aux changements de pression (d'un vide poussé à la pression atmosphérique) ou des variations de température (de 300 K à quelques mK) surviennent. Malgré ces contraintes responsables de l'usure, ce type d'appareil se doit d'être utilisé régulièrement. Le cryostat de POLAREX ayant été à l'arrêt pendant plusieurs années, il a souffert de son inactivité. C'est pourquoi une grande partie de ma thèse a été consacrée à cet aspect instrumental qu'exige toute expérience en cryogénie. Je présente donc ici les différentes opérations que j'ai réalisées sur le cryostat.

9.1.1 Thermométrie (très) basse température

Plusieurs thermomètres-résistances sont placés à divers endroits du cryostat, tels que le pot à 1K, la chambre à mélange, le bouilleur, etc., permettant de contrôler et gérer la descente en froid. Leur rôle est de pouvoir surveiller la température des parties "chaudes" (*i.e.* la température supérieure à la centaine de mK) et mesurer la température de la chambre à mélange lors des premières phases du refroidissement. Ces thermomètres sont des résistances commerciales composites type métal-céramique dites " RuO_2 " de 500Ω ou $2 \text{ k}\Omega$. Généralement il s'agit d'un mélange d'Oxyde de Ruthénium (RuO_2) et de Bi_2RuO_2 incorporé dans du verre de silicate. Ces composés sont adaptés à la cryogénie du fait de leur faible capacité thermique, et présentent une très bonne sensibilité dans leur gamme de fonctionnement. Leur comportement est décrit par une loi de calibration de type $\ln R = \sum_{n=0}^3 A_n (\ln T)^n$. Plus d'informations sur ces thermomètres peuvent être trouvées dans l'article de Meisel *et al.* [106]. Ils ont de plus, l'avantage d'avoir une très faible magnétorésistance permettant leur utilisation dans un environnement magnétique.

Après une longue période d'arrêt du cryostat, plusieurs câbles de ces thermomètres étaient cassés. Il fut également nécessaire d'ajouter de nouveaux points de contrôle de

température, pour cela nous avons choisi des résistances Matsushita $100\ \Omega$ dont les caractéristiques sont détaillées dans [107]. Il a donc fallu entièrement recâbler, de l'intérieur du cryostat (figure 86) jusqu'au pont de mesure de résistances. Le câblage de ces résistances doit permettre une mesure précise de la valeur de la température et ne doit pas être source de chaleur. Ainsi on utilise des fils cryogéniques spécialement conçus pour avoir une faible conductivité thermique. En accord avec la volonté d'une mesure précise des valeurs de ces résistances, le câblage initial à 3-fils a été modifié en câblage 4-fils. En effet, le câblage 3-fils présente l'avantage par rapport au 2-fils de ne pas apporter d'erreur de mesure si les trois fils sont choisis identiques, en compensant la résistance des fils par des circuits internes. Le câblage 4-fils présente l'avantage de compenser toutes les résistances des fils quelque soit leur longueur.

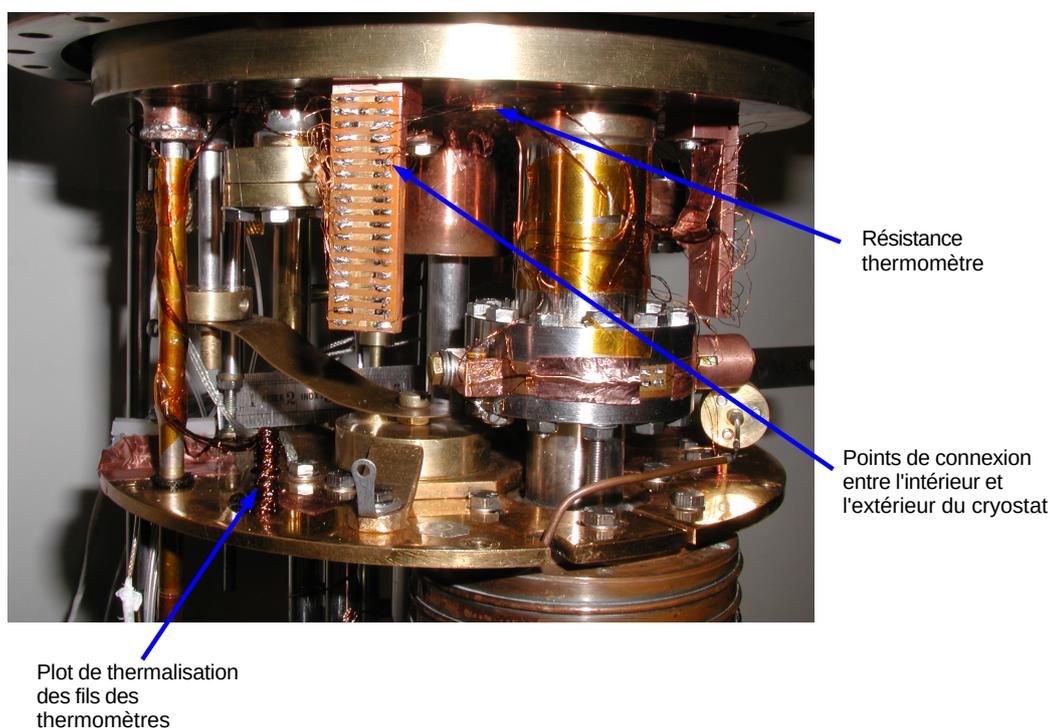


FIGURE 86 – Différents éléments liés à la thermométrie basse température

La mesure de ces résistances se fait par un ohmmètre complexe appelé pont de mesure. Afin d'augmenter le nombre de thermomètres mesurés de manière simultanée et pour mettre fin aux pannes aléatoires, nous avons changé le système de mesure de résistance. En effet le modèle que nous utilisions jusqu'en 2013 était un Ohmmètre-régulateur ORPX-3 développé à l'époque par le CRTBT (Centre de Recherche sur les Très Basses Températures, Grenoble, France). Ces appareils utilisent un scrutateur qui présentait au bout d'un certain temps, des dysfonctionnements dus à des faux contacts. Nous avons donc opté pour le MMR3, un nouveau pont de mesure développé par Cryoconcept®[108] et le MCBT-Institut Néel (département Matière Condensée-Basses Température, Institut Néel, Grenoble, France). Au moment de son achat, le système était encore en développement, son installation a donc été accompagnée par un important travail de R&D : le développement software a été réalisé par X. Grave, informaticien au CSNSM. S'en est suivi un important travail de calibration, aboutissant maintenant à un résultat

très satisfaisant de tout point de vue sur l'ensemble de la thermométrie de POLAREX. Le câblage extérieur lecture des résistances est présenté sur la figure 87.

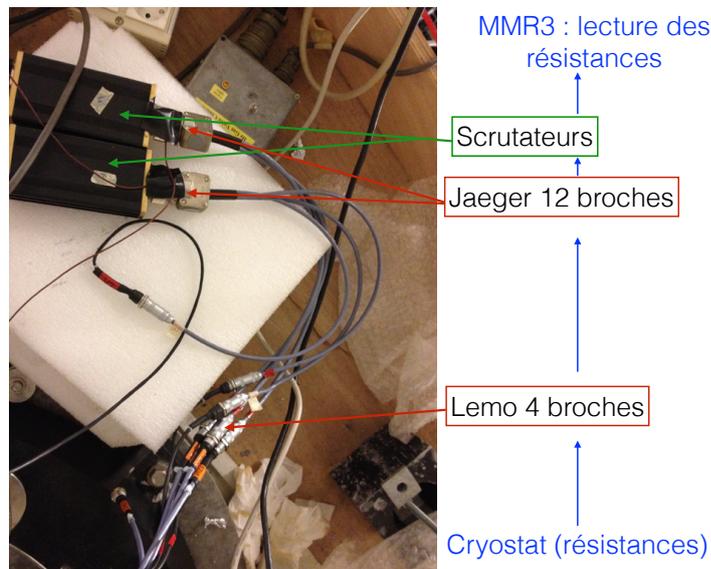


FIGURE 87 – Vue du dessus du cryostat : connexion du scrutateur du MMR3 aux thermomètres à travers une prise Jaeger® 12 broches.

9.1.2 Fuite superfluide

Lors des premières tentatives de descente en froid de POLAREX nous avons été confrontés à un comportement anormal du cryostat à l'étape de la mise en circulation du mélange dans la dilution. Il s'est avéré qu'il y avait une fuite au niveau de l'échangeur de chaleur de la dilution présenté sur la photo de la figure 88. Cette fuite étant superfluide elle n'était donc pas détectable à température ambiante, ni même à 77 K, il a donc été très long et très difficile de la localiser. En effet il faut ouvrir le cryostat pour accéder à la dilution, mais une fois ouvert il est impossible d'atteindre les températures suffisamment basses auxquelles la fuite superfluide se manifestait.

Le matériau composant cet échangeur de chaleur répond aux contraintes de son rôle détaillé en annexe D. Il s'agit de cupronickel, les bords de l'échangeur ont été assemblés par soudure TIG (Tungsten Inert Gaz), procédé de soudure à l'arc avec une électrode (de tungstène) non fusible. L'arc se crée entre l'électrode et le matériau à souder protégé par le gaz inerte. Cette technique n'étant possible qu'à la création de l'échangeur, la réparation de cette "superfuite" (fuite superfluide) n'était pas aisée. Nous avons donc opté pour une soudure "classique" à l'étain-plomb. Le cupronickel étant un alliage particulier, la difficulté résidait dans la tenue de cette soudure. Pour une meilleure prise, le circuit de dilution (dont l'échangeur) était pompé pendant que l'on soudait, ce qui a permis un meilleur recouvrement de la fuite.

Nous avons réalisé plusieurs tests de fuite, d'abord à température ambiante, puis à 77 K pour valider la réparation de la fuite, qui n'a pas été directe, plusieurs itérations ont été nécessaires. Lorsque les tests de fuite ont été concluants, nous avons donc naturellement effectué une nouvelle descente en froid. Ce nouveau test a montré un

comportement parfaitement normal du cryostat avec aucun symptôme de fuite. Cependant la température atteinte dans la chambre à mélange restait de l'ordre de quelques centaines de mK. Des tests à cette température ont montré que la quantité et la qualité du mélange était le problème. Cette fuite nous avait malheureusement fait indirectement perdre une certaine quantité de mélange, notamment de ^3He , élément essentiel et limitant pour tout fonctionnement d'une dilution ^3He - ^4He .

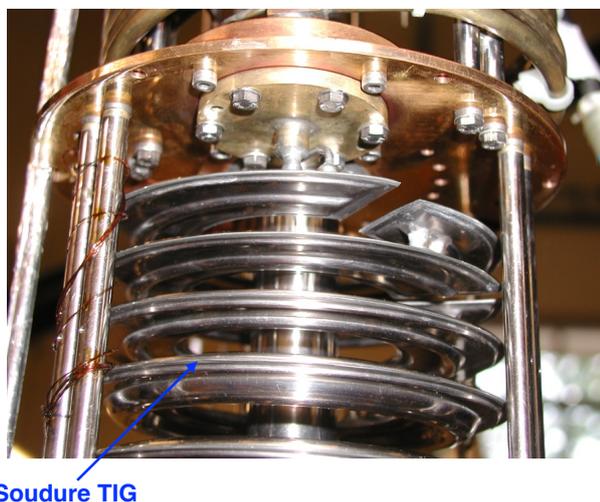


FIGURE 88 – Échangeur de chaleur en cupronickel

9.1.3 Mesure et ajout de mélange

Dans le but d'optimiser de nouveau le mélange, la première étape a été de mesurer les proportions de ^3He et de ^4He , sachant que le mélange initial du cryostat était supposé être composé à 25% de ^3He . Le minimum requis pour le fonctionnement correct du processus de dilution étant de 20%. Afin de procéder à la mesure, la phase riche en ^3He a été séparée à froid, puis stockée dans un des trois volumes de stockage. Les deux autres volumes ont été remplis par ^4He .

Le principe de la mesure est la spectrométrie de masse par comparaison de notre mélange à quatre mélanges ^3He - ^4He étalons. Le résultat de cette mesure est présenté figure 89. On en déduit une concentration de 16.1%, niveau insuffisant pour descendre aux très basses températures requises. Il a donc fallu enrichir notre mélange en ^3He . En effet il faut qu'en fonctionnement il y ait suffisamment de ^3He pour que la colonne diluée atteigne le bouilleur. Pour cela nous avons bénéficié de l'aide du laboratoire de Katholieke Universiteit Leuven (Belgique) qui nous a prêté le mélange issu d'un cryostat qui n'est plus en fonctionnement. Avec cet ajout, la concentration a été ramenée à 22.5%.

9.1.4 Maintenance

Pour une plateforme expérimentale telle que POLAREX, comme pour tout appareillage la notion d'obsolescence est à prendre en compte. Certains des composants ayant plusieurs dizaines d'années, il y a un besoin récurrent de remplacement ou de reconditionnement qui font partie du travail quotidien d'une telle installation. Cela a été le cas

pour des fusibles, vannes, jauges, joints, résistances de chauffage et système d'alimentation, relais électriques, etc. Les résultats de ces réparations ont permis la réhabilitation du cryostat et de conclure avec succès deux descentes en froid présentées section 10.1.

Je présente dans la section suivante ma contribution au développement d'outils dédiés à la mesure de l'orientation nucléaire à très basse température.

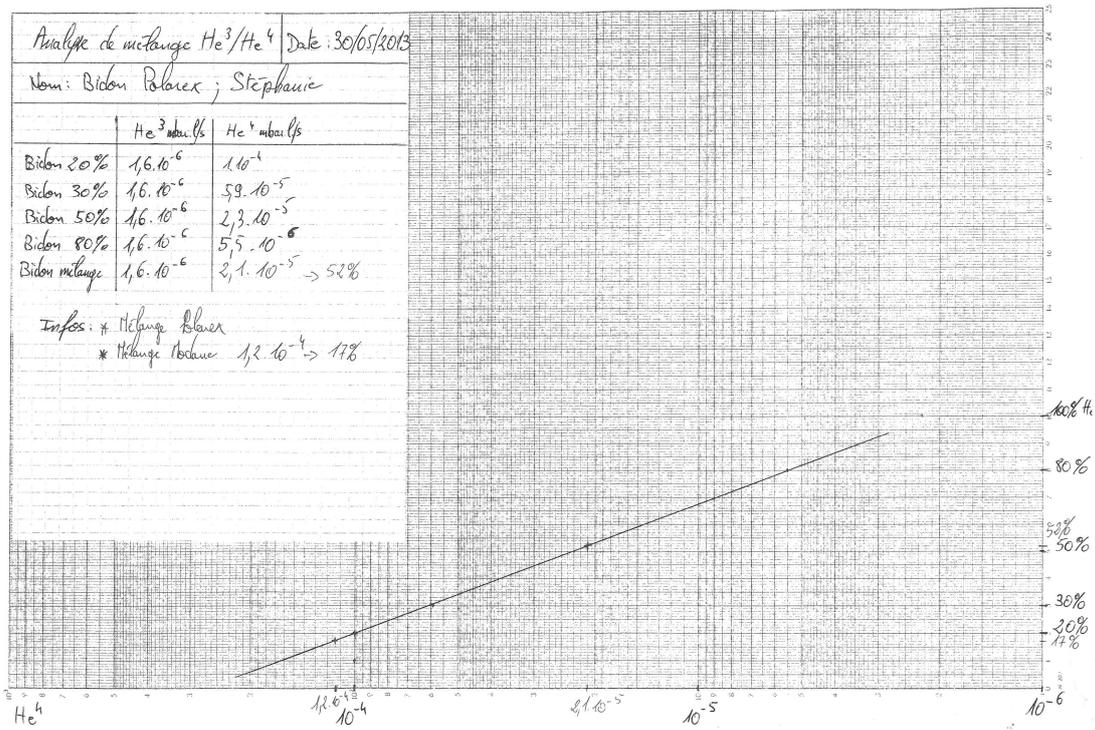


FIGURE 89 – Courbe de la mesure du mélange réalisée en mai 2013 par S. Roccia et M. Chapellier, avec le support technique du CEA-Saclay.

9.2 Prédiction de l'anisotropie

La prédiction de l'anisotropie est importante pour deux choses. Premièrement, la description théorique de l'anisotropie de ⁶⁰Co (thermomètre nucléaire) nous permet de déterminer au pour-cent près, la température du doigt froid donc celle de notre échantillon. Deuxièmement, c'est un indicateur essentiel pour les mesures de moments nucléaires.

Cette prédiction se fait via un code informatique lui-même basé sur le principe d'orientation nucléaire décrit précédemment : il consiste à calculer l'ensemble des paramètres décrits dans la section 7.3. Ce code a été écrit pour la description de la forme de l'anisotropie des rayonnements γ émis par le noyau fils (c'est le noyau père qui est implanté dans le support ferromagnétique et orienté). J'ai écrit comment calculer chacun des coefficients $B_\lambda(I, T)$, U_λ , Q_λ , A_λ et $P_\lambda(\cos\theta)$, pour un système donné, afin de pouvoir déterminer la valeur de l'anisotropie $W(\theta)$ qui est fonction de la température. Les paramètres d'entrée nécessaire pour chaque courbe $W(\theta) = f(T)$ sont les suivants :

- spin initial du noyau parent orienté I_0
- moment magnétique de l'état orienté μ
- champ hyperfin effectif B_{hf}
- fraction f (1 pour un monocristal)
- la gamme de température d'intérêt
- les deux angles de comparaison, θ et $\theta + \frac{\pi}{2}$
- spins initial et final de la transition étudiée, respectivement I_i et I_f
- premier et second (le cas échéant) ordre(s) multipolaire(s), L et L'
- rapport de mélange multipolaire δ
- les facteurs de correction géométrique Q_λ préalablement calculés
- les coefficients de désorientation U_λ préalablement calculés avec une fonction du code

On génère donc un tableau de valeurs $W(\theta) = f(T)$ sur une gamme de température, avec un pas choisi. La figure 85 montrée en exemple représente l'évolution du rapport d'anisotropies d'émission des photons 1173 keV de la transition de $^{60}\text{CoCo}$ pour le rapport $90^\circ/0^\circ$.

Dans le cas de l'utilisation de ce code pour des prédictions, les problèmes qui peuvent être rencontrés sont les estimations du moment magnétique et du champ hyperfin. Le champ hyperfin d'un élément dans un matériau ferromagnétique est le même pour l'ensemble de ses isotopes. Il suffit donc d'une mesure de ce champ pour l'un des isotopes. L'exercice est un peu plus difficile lors de l'estimation du moment magnétique. Il peut être réalisé par calcul du modèle en couches, si l'espace de valence définit dans l'interaction est correct. Lors des cas plus délicats, pour lesquels un ordre de grandeur de l'anisotropie est suffisant, on pourra extrapoler la valeur du moment magnétique d'un noyau à partir des valeurs de ses voisins isotopiques.

Ces calculs sont un élément indispensable pour l'étude de faisabilité d'une expérience. En effet, ils permettent d'estimer quelle est l'anisotropie attendue pour chacune des transitions γ issues de la désexcitation du noyau. Pour un même noyau, on peut observer une anisotropie nette dès 40 mK pour une transition, et une anisotropie très faible voire nulle pour une autre. C'est donc à partir de ces calculs, que l'on détermine avant une expérience, quelle(s) transition(s) γ sera(seront) mesurée(s). Ainsi en fonction de l'anisotropie attendue à la température atteinte, de l'activité de la source et de l'intensité de la transition, on adaptera le temps d'acquisition nécessaire à la mesure.

9.2.1 Mesure de la température

Plus qu'un outil de prédiction, dans le cadre de la mesure de température, ce programme de calcul est indispensable. La température est la donnée la plus importante de toute expérience LTNO. En effet, aucune grandeur mesurée n'a de valeur si on ne

connait pas précisément la température au moment de la mesure. Nous utilisons donc un thermomètre nucléaire pour la déterminer. Ce thermomètre est collé sur le doigt froid, au même endroit que la feuille ferromagnétique support des noyaux d'intérêt, comme présenté sur la figure 90.

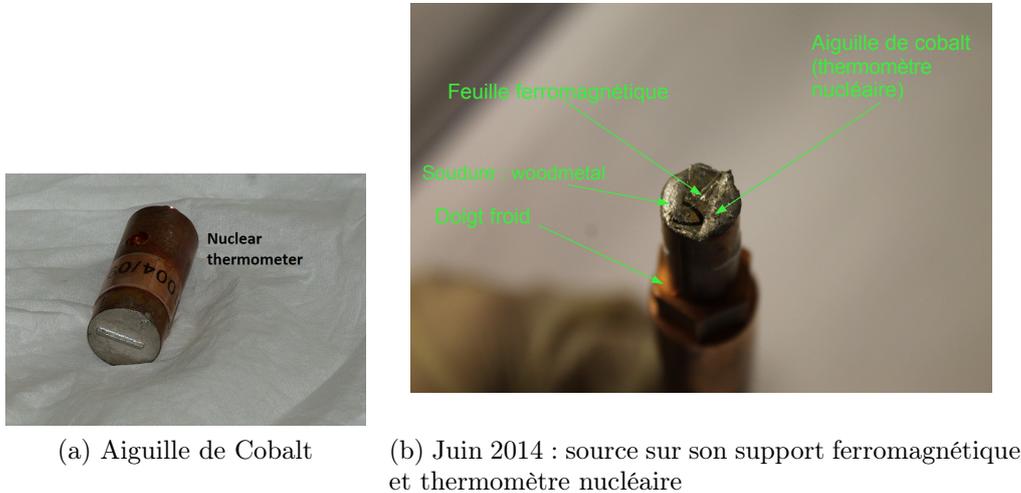


FIGURE 90 – Doigt froid : support des échantillons et du thermomètre nucléaire

La détermination de la température est basée sur le principe de l'orientation nucléaire décrit précédemment. La plupart des thermomètres nucléaires sont basés sur la mesure d'anisotropie des rayonnements γ . Avec ce programme, on détermine précisément l'anisotropie $W(\theta)$ pour un système de spins donnés, où les énergies des niveaux E_m sont connus à l'équilibre thermodynamique. De ces valeurs on est alors capable de déduire précisément une température unique à partir de l'anisotropie expérimentale mesurée. La précision avec laquelle on détermine la température dépend de celle avec laquelle on connaît E_m et de l'exactitude avec laquelle on peut déterminer $B(I, \lambda)$. C'est dans ce dernier terme que l'on va retrouver les erreurs statistiques et la majorité des erreurs systématiques.

Les thermomètres nucléaires couramment utilisés lors d'expériences à très basses températures sont $^{57,60}\text{Co}$ et ^{54}Mn . Comme pour les échantillons à étudier, ils sont, dans la majorité des cas, implantés sur un support ferromagnétique. Dans le choix du thermomètre il faut veiller à ce que la chaleur dégagée par la radioactivité ne soit pas trop importante. On choisira donc une activité ni trop faible, pour ne pas avoir un temps de comptage trop long, ni trop forte pour éviter une source de chaleur trop importante.

Notre thermomètre est $^{60}\text{CoCo}(\text{hcp})$, le Cobalt étant monoisotopique (^{59}Co) il est obtenu par activation neutronique, ^{60}Co est alors produit in-situ dans un monocristal. La structure de cette aiguille de Cobalt est présentée figure 91 : les impuretés de ^{60}Co représentées en bleu sont présentes dans les sites de la structure hexagonale compacte de ^{59}Co , représenté en rouge.

Nous utilisons ce thermomètre car il présente l'avantage de fonctionner de façon non perturbée avec ou sans champ magnétique grâce à une grande anisotropie magnétique uniaxiale. De plus, s'agissant d'un monocristal, il a une fraction f égale à 1. Comme on peut le voir sur la courbe de sensibilité (figure 92 extraite de [95]), sa gamme de fonctionnement est $\sim [1.3 \text{ mK} - 50 \text{ mK}]$ avec une très bonne sensibilité $\frac{\partial W(\theta, T)}{\partial T/T}$. En plus

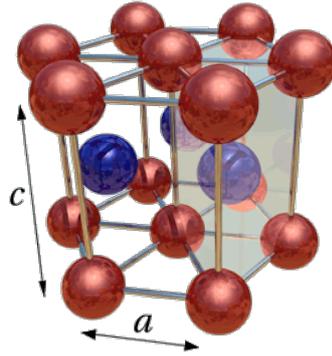


FIGURE 91 – Structure hexagonale compacte (hcp) comportant 3 mailles. La partie grisée de côté a et de hauteur c représente une maille. En rouge la structure métallique de Co, en bleu les impuretés de ^{60}Co [109].

d'une préparation simple par activation neutronique d'un monocristal de Cobalt, on connaît précisément les valeurs des splitting hyperfins, la valeur du champ hyperfin et son schéma de niveaux.

Le principe de la thermométrie nucléaire γ est clairement expliquée par H. Marshak dans [95] .

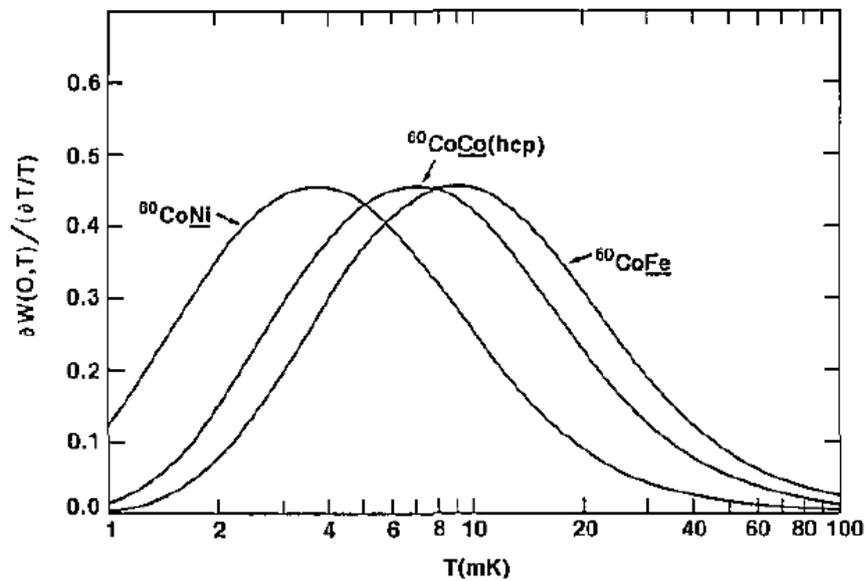


FIGURE 92 – Courbe de sensibilité en fonction de la température pour différents thermomètres Cobalt $\frac{\partial W(\theta, T)}{\partial T/T} = f(T)$ [95]. Le thermomètre que nous utilisons est $^{60}\text{CoCo(hcp)}$.

10 Commissioning : orientation nucléaire des $^{56,57,58}\text{Co}$ et ^{54}Mn

10.1 Descentes en froid 2014

La réussite des différentes réparations du cryostat, avec notamment la fuite superfluide et l'optimisation du mélange ont permis deux descentes en froid en février et juin 2014. La première expérience de février 2014 avait pour but de tester le bon fonctionnement du cryostat et de déterminer sa température nominale. L'objectif de la seconde expérience, en juin 2014, était de tester l'ensemble de la plateforme expérimentale POLAREX, en réalisant une expérience de commissioning, afin de valider son bon fonctionnement. Cette expérience a été réalisée avec les noyaux de $^{56,57,58}\text{Co}$ et ^{54}Mn implantés dans du fer, sous l'influence d'un champ magnétique extérieur de 0.6 T.

10.1.1 Source $^{56,57,58}\text{Co}$ et ^{54}Mn

Au mois de mai 2014, profitant de l'opportunité de la disponibilité du Tandem d'ALTO (présenté dans [110]) nous avons créé une source de $^{56,57,58}\text{Co}$ et ^{54}Mn . Ces noyaux ont été produits par la réaction de fusion-évaporation $\text{Fe} + \text{d}$ (les deutons avaient une énergie de 11 MeV et l'intensité du faisceau était de 450 nA, la durée d'activation était de 4 heures et le feuille de fer avait une épaisseur de 0.05 mm). Lors de cette réaction les noyaux produits sont présentés dans la table 10. Ils sont indiqués en noir dans la figure 93 qui présente l'étude spectroscopique de la source.

TABLE 10 – Noyaux produits par la réaction de fusion-évaporation d'un faisceau de deutons sur une feuille de Fer pur. Les mesures ont été réalisées une semaine après la création de la source.

Noyau	Activité [Bq]	Incertitude	$T_{1/2}$
^{52}Mn	1.2×10^4	1.7%	5.59 j
^{54}Mn	1.0×10^4	3.3 %	312.13 j
^{56}Mn	3.6×10^3	6.9 %	2.57 h
^{59}Fe	1.2×10^3	5.3%	44.496 j
^{55}Co	3.2×10^3	3.2%	18 h
^{56}Co	1.0×10^5	1.1%	77.236 j
^{57}Co	4.9×10^4	3.0%	271.8 j
^{58}Co	6.5×10^3	3.4%	70,83 j

Les moments magnétiques, ainsi que la valeur du champ hyperfin dans le Fer de ces noyaux étant connus (référéncés dans la table des moments de N.J. Stone [103] et dans la table des champs hyperfins de K.S. Krane [94]), cette source fut utilisée pour le commissioning de la plateforme expérimentale POLAREX. Les propriétés magnétiques des noyaux d'intérêt sont récapitulées dans la table 11.

TABLE 11 – Propriétés magnétiques des noyaux d'intérêt de la source (issues de [103] et [94]).

Noyau	B_{hf} [T]	μ [μ_N]
^{56}Co	-28.74(6)	3.85(1) ; 3.99(6)
^{57}Co	-28.74(6)	4.72(10) ; 4.719(12)
^{58}Co	-28.74(6)	4.044(8) ; 4.040(14)
^{54}Mn	-22.803(18)	3.2819(13) ; 3.306(1)

10.2 Analyse des données et résultats

Les données acquises par le MPA sortent sous la forme d'un fichier texte contenant les informations sur les quatre détecteurs pour un même temps de mesure. C'est données sont converties en .root pour l'analyse. La figure 94 présente la spectroscopie de la source au moment de l'expérience, soit ~ 2 mois après sa création.

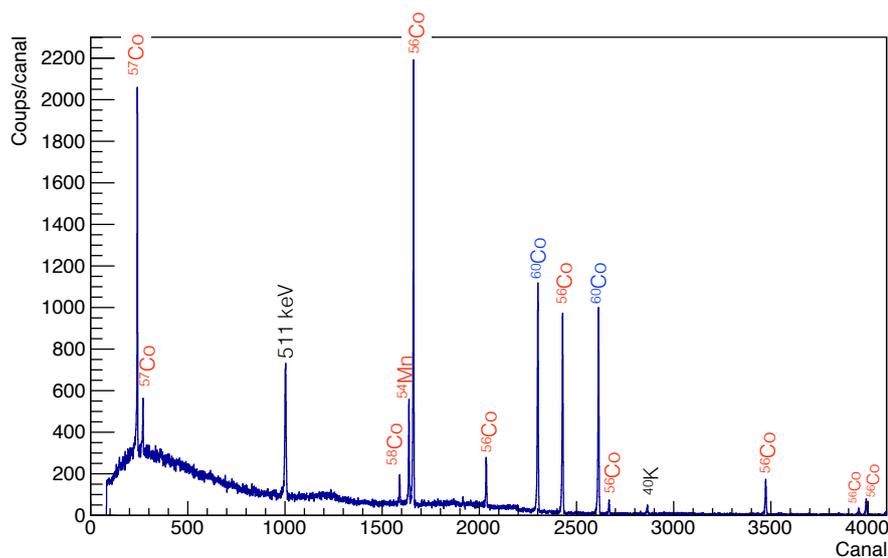


FIGURE 94 – Spectroscopie de la source lors de l'expérience pour une acquisition de 10 minutes. Les raies d'intérêt sont en couleur : en bleu, les raies de ^{60}Co qui servent de références pour déterminer la température ; en rouge les raies des noyaux dont on va étudier l'évolution de la distribution angulaire $W(\theta)$ en fonction de la température.

10.2.1 Température

La première étape de l'analyse consiste à déterminer les facteurs de correction à chaud. Pour cette expérience, nous avons mesuré deux types de valeurs : premièrement l'anisotropie $W(\theta, T)$ observée sur le détecteur placé à l'angle θ par rapport à l'axe de polarisation, et deuxièmement le rapport d'anisotropies entre deux angles θ_1 et θ_2 (avec

$\theta_2 = \theta_1 \pm \frac{\pi}{2}$) : $R_W = \frac{W(\theta_1, \text{froid})}{W(\theta_2, \text{froid})}$. À chaud ou sans champ magnétique, on attend une isotropie dans les produits d'émissions de nos noyaux d'intérêt implantés dans le fer. Or, les quatre détecteurs n'ayant pas tous les mêmes caractéristiques, ni la même position par rapport à la source, les taux de comptage dans chacun des détecteurs ne représentent pas une parfaite isotropie. Il faut donc déterminer des facteurs de correction à chaud, notés F . Pour ce faire on mesure les aires des pics d'intérêt pour un certain nombre de ces temps de mesure à chaud. La moyenne de ces aires nous permet de déterminer précisément la valeur de ces facteurs de correction. En tenant compte du facteur de correction de l'anisotropie à chaud F , le rapport d'anisotropies entre deux angles est alors donné par la formule :

$$R_W = \frac{W(\theta_1, \text{froid})}{W(\theta_2, \text{froid})} \times F \quad (91)$$

où $F = \frac{W(\theta_2, \text{chaud})}{W(\theta_1, \text{chaud})}$.

La détermination de la température se fait à partir de l'étude des anisotropies des γ de 1173 keV et 1333 keV émis par les noyaux de ^{60}Co de l'aiguille de Cobalt officiant comme thermomètre nucléaire. Une fois mesurée, la température est déterminée à partir de la courbe théorique générée par le code décrit au paragraphe 9.2. Cette courbe est parfaitement lissée à l'aide d'un polynôme permettant de déterminer la température exacte pour une anisotropie donnée. Prenons l'exemple de la figure 95 qui présente les deux transitions d'intérêt de ^{60}Co telles qu'observées dans le détecteur germanium placé à 270° par rapport à l'axe de polarisation. Le spectre rouge correspond à 10 minutes de temps de comptage "à chaud" et le bleu correspond à 10 minutes de temps de comptage "à froid". Sur la raie à 1173 keV de ^{60}Co (canal 3190) on mesure une anisotropie de $-49.2(3)\%$ entre le temps de comptage dit "chaud" (en rouge) et celui dit "froid" (en bleu). Pour une telle anisotropie on calcule une température de $8.84(5)$ mK. Analysant ainsi chaque temps de comptage "froid", on obtient l'évolution de la température du doigt froid.

Cette étude de la température a été réalisée pour les deux descentes en froid de 2014. Elle est présentée sur la figure 96. On constate que le comportement du cryostat est maintenant reproductible puisque nous avons atteint (8.8 ± 0.1) mK en février (figure 95) et (8.9 ± 0.1) mK en juin, avec un réglage similaire de la circulation.

Une fois l'évolution de la température établie au cours de l'expérience, on retrace l'évolution de l'anisotropie d'émissions des γ en fonction de la température. À la différence de $^{60}\text{CoCo}$ qui est un monocristal donc spontanément orienté lorsqu'il est porté à de très basses températures, les noyaux implantés dans le matériau hôte présenteront une anisotropie visible (figure 97), qu'en présence d'un champ magnétique. Pour cela le champ appliqué par l'aimant supraconducteur est de 0.6 T, ce qui permet aux noyaux de ressentir un champ hyperfin de l'ordre de [20 -30 T], comme on peut le voir sur la table 11.

10.2.2 Étude de l'orientation

Comme expliqué précédemment, la technique de mesure de moment magnétique nucléaire la plus précise pour une expérience LTNO est celle qui utilise la RMN. Lors de cette expérience de commissioning, le moment magnétique de ^{54}Mn devait être déterminé

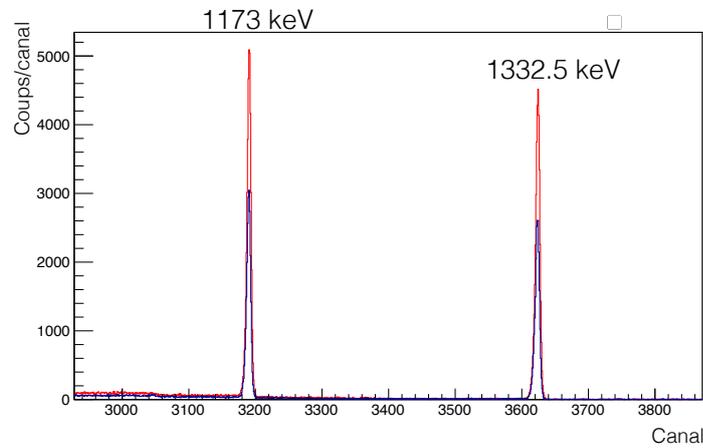
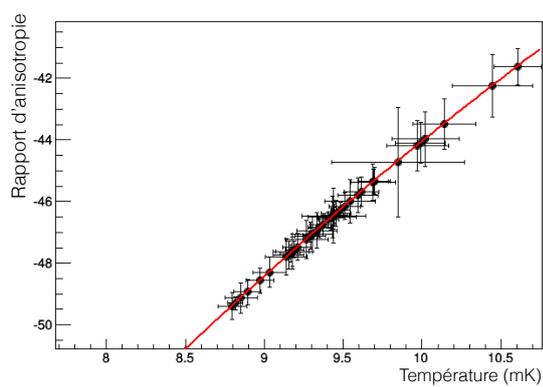
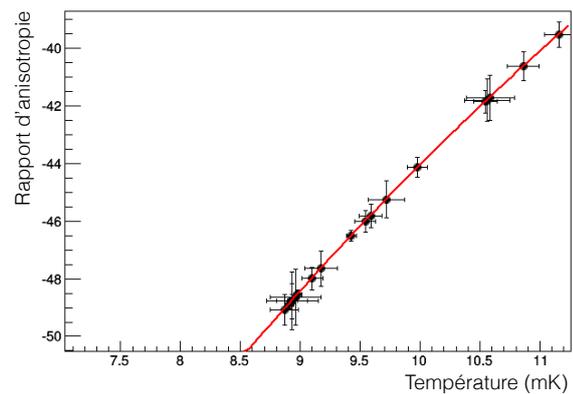


FIGURE 95 – Superposition d'une mesure à "chaud" (en rouge) et d'une mesure à "froid" (en bleu) d'un spectre obtenu avec un détecteur germanium placé à 270° par rapport à l'axe de polarisation des noyaux.



(a) Février 2014



(b) Juin 2014

FIGURE 96 – Détermination de la température en fonction de la mesure de l'anisotropie d'émission des γ de 1173 keV du thermomètre nucléaire $^{60}\text{CoCo}$.

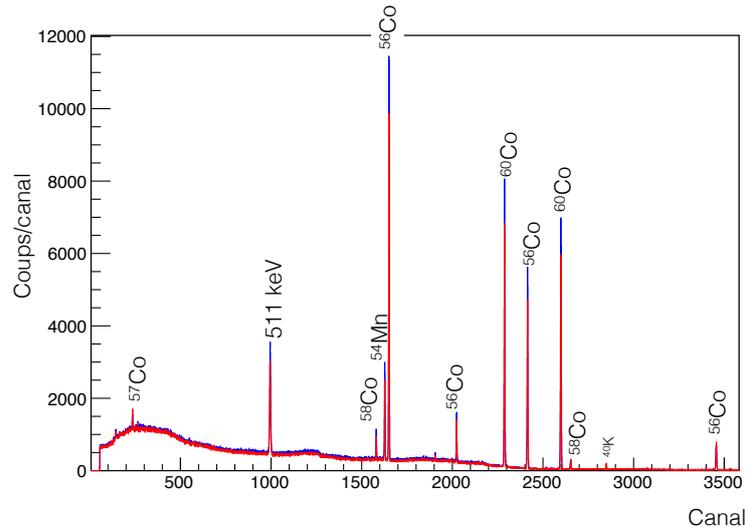


FIGURE 97 – Anisotropie observée par le détecteur placé à 270° dans l'émission des γ : superposition d'un temps d'acquisition "chaud" (en rouge) et d'un temps d'acquisition "froid" (en bleu).

par application de la RMN. Pour ce noyau, on attend une résonance autour de 185 MHz. En raison du mauvais choix de valeur du champ hyperfin du Mn dans le Fe, le balayage effectué pour la recherche d'une destruction résonante de l'anisotropie était trop éloigné de la valeur attendue. C'est pourquoi bien que nous ayons observé l'effet de l'application de la RMN sur les thermomètres résistifs et nucléaire nous n'avons pas observé de destruction résonante.

En raison d'un temps de prise de données restreint, c'est le seul noyau pour lequel nous avons pu faire un balayage en fréquence. Malgré cette déception, afin d'exploiter au mieux les données, j'ai choisi d'étudier les courbes d'évolution $W(\theta) = f(T)$. En effet, la comparaison de la courbe expérimentale $W(\theta) = f(T)$ avec la courbe attendue calculée dans ces conditions expérimentales permet de valider le bon comportement de l'ensemble de l'installation. Les résultats physiques extraits de ces études approuvent la mise en fonctionnement de la plateforme expérimentale POLAREX.

Les transitions γ que l'on souhaite étudier doivent répondre à deux critères principaux :

- une statistique suffisante (par alimentation directe β du parent orienté ou par désexcitation γ)
- une orientation suffisante pour pouvoir observer une anisotropie. Il faut donc s'assurer du caractère non-nul et de la valeur non-négligeable de chacun des paramètres de l'équation (82) décrivant l'anisotropie. Les deux paramètres susceptibles d'avoir des valeurs critiques sont les coefficients de désorientation U_λ et les coefficients de distribution angulaire A_λ . Ces paramètres calculés pour les noyaux d'intérêt sont détaillés dans la table 12.

Pour un noyau dont le schéma de niveaux est connu, cette distribution angulaire permet de déterminer :

TABLE 12 – Paramètres de désorientation U_λ et coefficients de distribution angulaire A_λ calculés pour chacune des transitions d'intérêt γ d'énergie E_γ [keV].

	^{54}Mn	^{56}Co			^{57}Co	^{58}Co	^{60}Co	
E_γ	834	846	1038	1238	136	811	1173	1333
A_2	-0.59761	-0.43875	-0.59761	-0.44770	-0.53452	-0.59761	-0.44685	-0.59761
A_4	-1.06904	-1.06904	0	-0.30438	-0.61721	-1.06904	-0.30582	-1.06904
A_6	0	0	0	0	0	0	0	0
U_2	0.8281	0.6705	0.9511	0.8882	0.8748	1	0.9394	0.7037
U_4	0.4179	0.2013	0.8457	0.6601	0.5803	1	0.7977	0.2271
U_6	0	0.3227	0.7047	0.3991	0	0	0	0

- la fraction d'implantation f
- la valeur du moment magnétique μ

En effet, si l'on se reporte à l'équation (82), les deux informations manquantes dans le terme de droite sont : la fraction f et le paramètre d'interaction hyperfine μB_{eff} (tous les autres paramètres peuvent être calculés). Pour cela j'ai écrit un programme de minimisation avec ces deux valeurs placées en paramètres libres. La valeur à minimiser est :

$$\frac{(W(\theta)_{eval} - W(\theta)_{exp})^2}{\sigma_{W(\theta)_{exp}}^2} \quad (92)$$

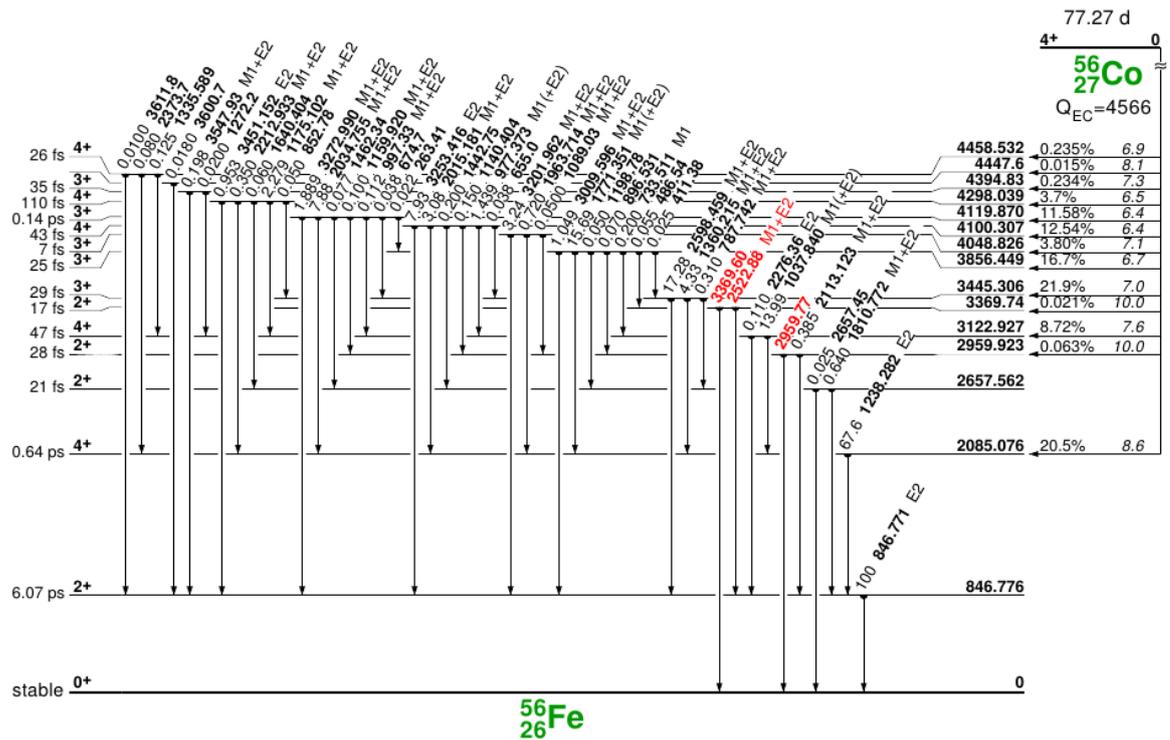
où $W(\theta)_{exp} \pm \sigma_{W(\theta)_{exp}}$ est l'anisotropie expérimentale à l'angle θ et $W(\theta)_{eval}$ l'anisotropie évaluée pour laquelle deux paramètres f et μB_{eff} évoluent ($\vec{B}_{eff} = \vec{B}_{app} + \vec{B}_{hf}$). Il s'agit d'une minimisation de χ^2 entre chaque point expérimental et la prédiction du modèle pour une température donnée par le thermomètre $^{60}\text{CoCo}(\text{hcp})$. Lors de l'exécution du programme, une fois la minimisation réussie, on obtient ainsi l'évaluation de ces deux paramètres. La méthode permet aussi de calculer la corrélation entre les 2 paramètres à minimiser. Ceci est essentiel puisque dans notre cas cette corrélation est grande et doit être prise en compte pour déterminer l'erreur sur les paramètres. Dans ce contexte les résultats présenteront une plus grande fiabilité pour ^{56}Co , pour lequel le schéma de niveaux est complexe (figure 98) et plusieurs raies sont accessibles.

L'analyse des noyaux est présentée dans la suite. Afin de s'affranchir des fluctuations statistiques des données, les points expérimentaux ont été moyennés : par pas de 0.5 mK sur la gamme [8-14] mK, par pas de 1 mK sur la gamme [14-19] mK et enfin par pas de 5 mK au-delà de 19 mK. Cela permet une meilleure minimisation. On obtient donc un ensemble de points (anisotropie moyenne, température moyenne).

Comme il a été mentionné précédemment il y avait quatre détecteurs pour cette mesure, or le détecteur placé à 90° s'est avéré défaillant (dérive en énergie et mauvaise résolution). Nous n'avons donc pas utiliser ses données.

$^{56}\text{CoFe}$

^{56}Co est produit par la réaction des deutons sur ^{56}Fe d'une abondance isotopique naturelle de 91.75% avec une section efficace de 0.03 barn. Il s'agit d'un noyau intéressant puisque :si l'on s'intéresse aux deux valeurs expérimentales du moment magnétique

FIGURE 98 – Schéma de niveaux de ^{56}Co [111].

présentes dans la littérature (table 11), on constate que ces dernières ne convergent pas. À partir du programme de minimisation, j'ai donc extrait les valeurs de la fraction d'implantation f et du produit μB_{eff} . Un exemple de minimisation est présenté dans la figure 99 pour la transition γ à 846 keV observée dans le détecteur placé à 180° .

On effectue cette minimisation de manière indépendante sur l'évolution de l'anisotropie de trois transitions γ observées (846 keV, 1038 keV et 1238 keV) dans trois détecteurs (placés à 0° , 180° et 270° par rapport à l'axe de polarisation) de manière à tester la robustesse du résultat.

On obtient donc neuf valeurs de la fraction f et du paramètre μB_{eff} présentées sur les figures 100a et 100b.

On peut observer une cohérence pour μB_{eff} , par contre une dispersion importante des valeurs du paramètre f . Ceci témoigne de l'existence d'une erreur systématique. L'étude de cette erreur nécessiterait un plus grand nombre de mesures. Les résultats présentés ici, ne tiennent compte que de l'erreur statistique. Les valeurs finales de ces paramètres pour le noyau ^{56}Co sont obtenues par moyenne pondérée.

On obtient $f = 0.96 \pm 0.02$ et $\mu B_{eff} = -(108.5 \pm 2.3) \mu_N \cdot T$. Ce dernier paramètre utilisé avec un champ magnétique effectif dû à un champ hyperfin connu de $-28.74(6)$ T et un champ magnétique extérieur de 0.6 T nous permet d'extraire un moment magnétique $\mu = (3.77 \pm 0.085) \mu_N$ avec une précision de $\sim 2\%$. Les valeurs publiées du moment magnétique de l'état fondamental de ce noyau sont résumées dans la table 11. Nous sommes en accord avec la valeur de 3.85(1).

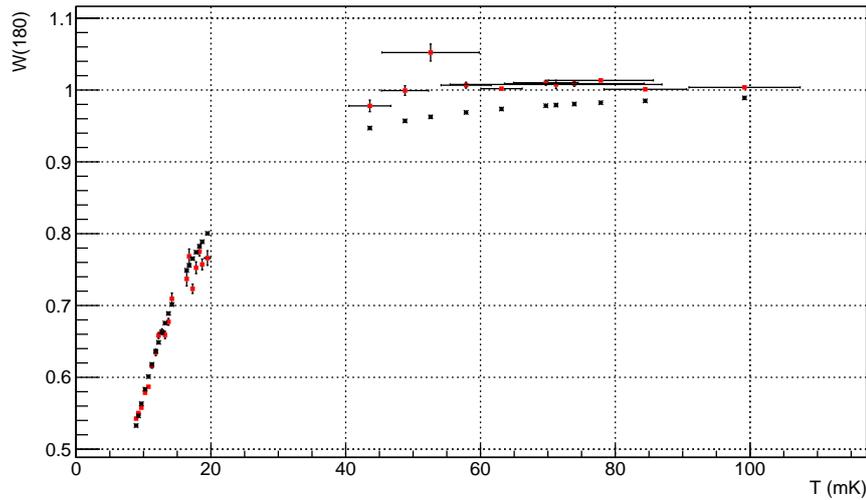
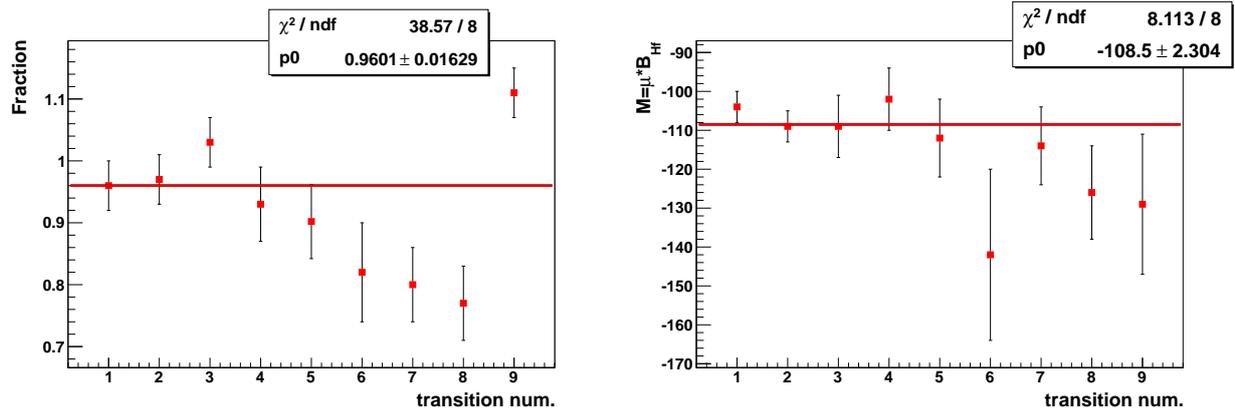


FIGURE 99 – Résultat de la minimisation de $W(180^\circ)$ de la raie 846 keV de ^{56}Co : en rouge les points expérimentaux et en noir le résultat de la minimisation. Les valeurs obtenues des paramètres libres sont $f = 0.96 \pm 0.01$ et $\mu B_{eff} = (-109 \pm 1) \mu_N.T$.



(a) Paramètre f extrait de l'étude des transitions à 846 keV, 1038 keV et 1238 keV de ^{56}Co pour les détecteurs 0° , 180° et 270° .

(b) Paramètre μB_{eff} extrait de l'étude des transitions à 846 keV, 1038 keV et 1238 keV de ^{56}Co pour les détecteurs 0° , 180° et 270° .

FIGURE 100 – Résultats de la minimisation de l'étude des transitions à 846 keV, 1038 keV et 1238 keV de ^{56}Co pour les détecteurs 0° , 180° et 270° .

$^{57}\text{CoFe}$

^{57}Co est produit par la réaction des deutons sur ^{56}Fe avec une section efficace de 0.7 barn et sur ^{57}Fe (abondance isotopique naturelle 2.1%) de 0.56 barn. Ce noyau dont le schéma de niveaux est présenté sur la figure 101 présente deux transitions γ (122 keV et 136 keV) suffisamment intenses qui peuvent être étudiées par orientation nucléaire. Il s'avère qu'une ambiguïté existe concernant le signe du ratio de multipolarité δ de la transition à 122 keV. Par conséquent, nous ne pouvons extraire les paramètres f et μB_{eff} qu'à partir de la transition à 136 keV, dont les résultats sont présentés figure 102.

La minimisation n'a pu être effectuée que sur deux détecteurs placés aux angles 0°

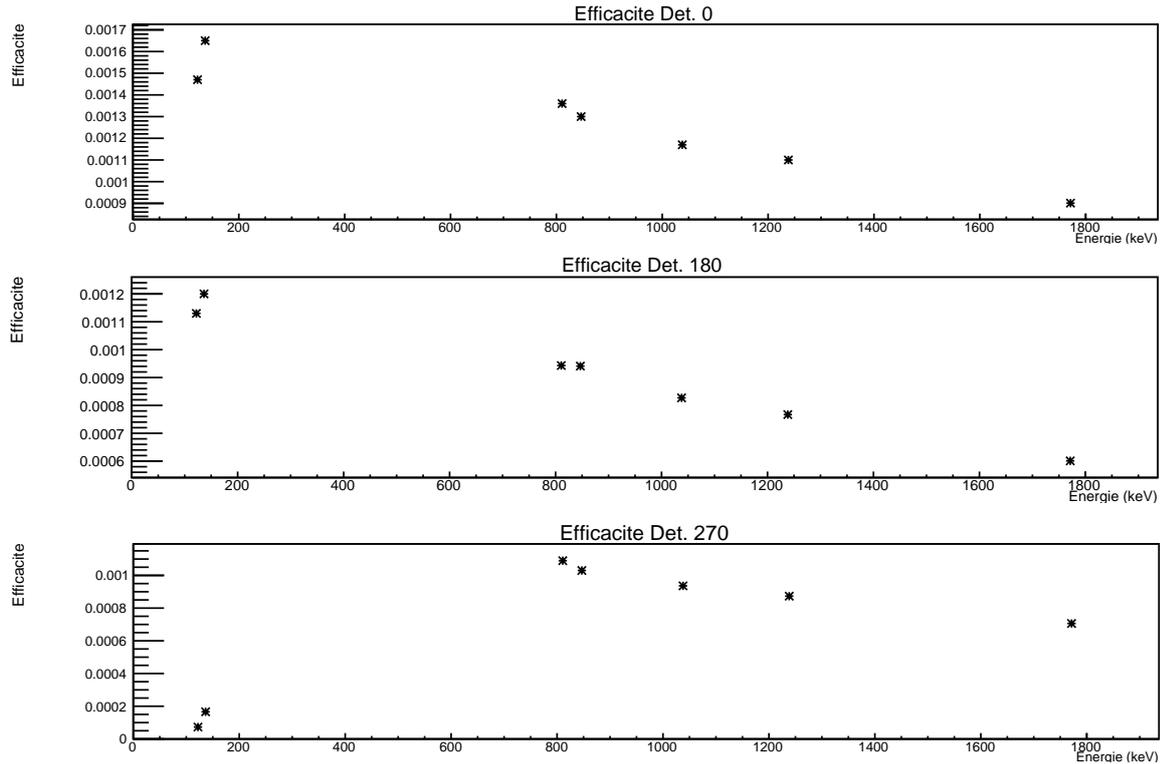


FIGURE 103 – Efficacité des détecteurs germanium placés à 0° , 180° et 270° .

$^{58}\text{CoFe}$

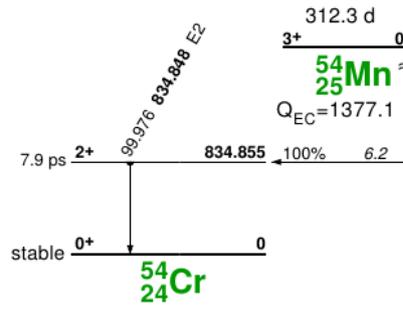
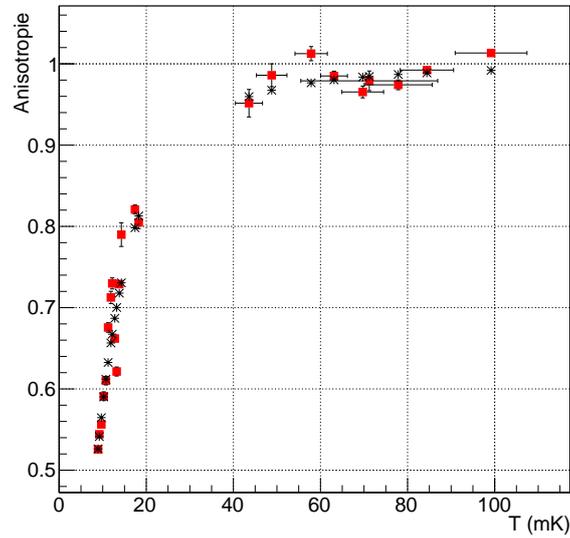
^{58}Co est produit par la réaction des deutons sur ^{57}Fe (présent à 2.1% dans le Fer naturel) avec une section efficace de 0.3 barn, ce qui explique sa faible intensité. Si on fixe la valeur du paramètre μB_{eff} à partir des valeurs du moment magnétique et du champ hyperfin issues de la littérature (table 11), la fraction extraite est anormalement faible $f = 0.240 \pm 0.007$. Au vue d'une statistique trop faible sur une seule transition et d'une fraction a priori très basse, il n'a pas été possible d'effectuer la minimisation pour la transition à 811 keV de ce noyau.

$^{54}\text{MnFe}$

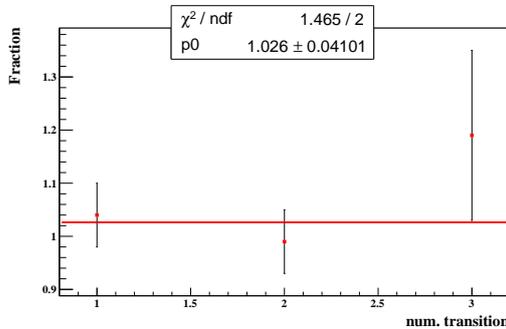
^{54}Mn est issu de plusieurs réactions des deutons sur :

- ^{54}Fe (abondance isotopique de 5.8%) avec une section efficace 0.0004
- ^{56}Fe avec une section efficace 0.08
- ^{57}Fe avec une section efficace 0.002

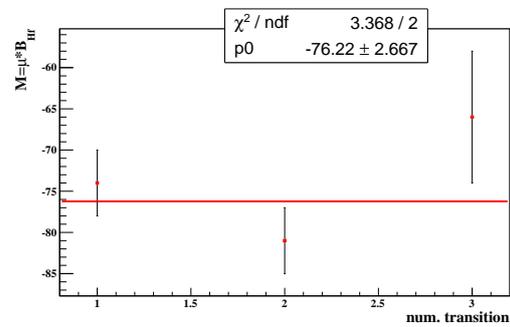
Ce noyau présente un schéma de niveaux simple (figure 104) avec une seule transition γ à 834 keV sur laquelle j'ai effectué la minimisation. Les résultats sont présentés sur la figure 105. On obtient une fraction d'implantation $f = 1.03 \pm 0.04$ et un paramètre $\mu B_{eff} = (-76.2 \pm 2.7) \mu_N.T$. Ce dernier paramètre utilisé avec un champ magnétique effectif dû à un champ hyperfin connu de -22.803(18) T et un champ magnétique extérieur de 0.6 T nous permet d'extraire un moment magnétique $\mu(^{54}\text{Mn}) = (3.43 \pm 0.12) \mu_N$.

FIGURE 104 – Schéma de niveaux de ^{54}Mn [111].

(a) Résultat de la minimisation de $W(180^\circ)$ de la transition à 834 keV de ^{54}Mn : en rouge les points expérimentaux et en noir le résultat de la minimisation. Les valeurs obtenues des paramètres libres f et μB_{eff} sont respectivement : 0.99 ± 0.03 et $(-81.2 \pm 2) \mu_N \cdot T$.



(b) Paramètre f extrait de l'étude de la transition à 834 keV de ^{54}Mn pour les détecteurs 0° , 180° et 270° .



(c) Paramètre μB_{eff} extrait de l'étude de la transition à 834 keV de ^{54}Mn pour les détecteurs 0° , 180° et 270° .

FIGURE 105 – Résultats de la minimisation de l'étude de la transition à 834 keV de ^{54}Mn pour les détecteurs 0° , 180° et 270° .

La valeur du moment magnétique précise à $\sim 4.5\%$ est en accord avec les valeurs de la littérature présentées table 11.

11 Conclusion et Perspectives

11.1 Conclusion

De ce commissioning, en plus de la confirmation de la totale remise en fonctionnement du cryostat, un certain nombre d'informations essentielles concernant le fonctionnement de la plateforme POLAREX ont pu être extraites :

- Détermination de la fraction d'implantation f et du paramètre μB_{eff} de $^{56,57}\text{CoFe}$ et de $^{54}\text{MnFe}$.
- La précision obtenue sur le moment magnétique est de quelques % malgré des conditions expérimentales non optimales. On peut aisément atteindre une précision au pour-cent avec la minimisation de plusieurs raies sur quatre détecteurs.
- Mesure de l'influence de la mise du courant dans les fils de l'aimant sur la température : un réchauffement de quelques mK.
- Aucun réchauffement une fois que le courant est piégé dans l'aimant et que celui-ci fonctionne en mode persistant.
- Réchauffement de 5 mK maximum lors du fonctionnement de la RMN.
- Parfait fonctionnement du système d'acquisition NOMAD.
- Une source créée par fusion-évaporation peut aboutir à des valeurs élevées de la fraction d'implantation. Néanmoins il reste à approfondir, quel est l'effet d'une telle technique sur l'implantation des impuretés dans le réseau. Une énergie de recul des noyaux trop importante pourrait elle être responsable d'une destruction du réseau ?

L'ensemble du bon fonctionnement de la plateforme, est confirmé par les mesures du moment magnétique nucléaire de l'état fondamental de ^{56}Co avec une précision de $\sim 2\%$ permettant d'établir une nouvelle mesure en accord avec la valeur de $3.85(1) \mu_N$ de [103].

11.2 Perspectives

Cette dernière partie ne se veut pas exhaustive, puisqu'elle va au-delà de mon travail de thèse, mais je tiens à présenter l'ensemble des possibilités de POLAREX.

11.2.1 En structure nucléaire

La technique de l'orientation nucléaire à très basse température permet d'apporter de nombreuses connaissances au domaine de la structure nucléaire. Couplée à l'utilisation de la RMN, elle permet la mesure de moments magnétiques dipolaires qui est l'objectif principal de l'installation POLAREX. Cependant, l'étude croisée de l'anisotropie de plusieurs raies- γ d'un même schéma de niveaux permet également d'accéder aux spins des niveaux dans les noyaux descendants, aux multipolarités et rapport de mélange de

multipolarités (le cas échéant) de ces radiations. Ce type d'expérience offre la possibilité d'une mesure précise du facteur- g , ainsi que l'étude de la non conservation de parité dans les décroissances γ .

Pour l'instant installée au CSNSM pour des mesures off-line, l'installation POLAREX sera ensuite déménagée auprès de l'accélérateur ALTO à l'IPNO.

Programme de mesures off-line

Les noyaux étudiés lors de mesures off-line doivent avoir une demi-vie d'au minimum quelques heures. Le programme sera en premier lieu tournée vers l'étude des moments magnétiques des lanthanides. Parmi ces noyaux, pour certains leurs moments magnétiques seront mesurés pour la première fois et pour d'autres ces mesures seront améliorées.

Au sein des lanthanides je me suis intéressée au cas particulier du Promethium ($Z=61$), noyau qui faisait initialement parti de mon sujet de thèse. Ces noyaux sont présentés dans la table 13.

TABLE 13 – Liste des noyaux accessibles pour une expérience Off-line, le temps d'implantation est déterminé pour une activité de 10 kBq

Noyau	$T_{1/2}$	μ [μ_N]	temps d'implantation [h]
^{143}Pm	265 j	3.8(5)	
^{144}Pm	363 j	1.69(14)	
^{146}Pm	5.53 an	inconnu	
^{147}Pm	2.62 an	+2.58(7)	40
^{149}Pm	53.08 h	3.3(5)	0.13
^{151}Pm	28.4 h	1.8(2)	0.1

Cette première expérience interdisciplinaire permettra d'extraire deux résultats importants :

- Premièrement, la détermination du champ magnétique hyperfin du Promethium dans le Fer qui est à ce jour inconnu. De récents calculs *ab-initio* réalisés par D. Torumba *et al.* dans [112] et [113], ainsi qu'une évaluation expérimentale réalisée par B.D.D. Singleton [114] prédisent un champ hyperfin très intense de l'ordre de 400 T
- deuxièmement, la valeur des moments magnétiques nucléaires des Pm dont la précision tend à être améliorée.

Le moment magnétique de ^{147}Pm a été précisément calculé à partir de l'analyse de la structure hyperfine atomique lors d'une expérience de spectroscopie optique réalisée par J.Reader [115]. Ce sera donc la détermination de la fréquence de résonance de ce dernier qui nous permettra de déterminer le champ hyperfin au pourcent près. Ensuite il sera aisé d'améliorer la précision des moments magnétiques des noyaux $^{143,144,146,149,151}\text{Pm}$. Pour les trois premiers l'implantation sera réalisée à ISOLDE. Pour les deux derniers l'implantation aura lieu à ALTO, ces durées d'implantation ont été calculées pour les besoins du conseil scientifique de l'IPNO et sont reportées dans la table 13. La mesure du

moment magnétique le long de cette chaîne isotopique se place dans le cadre de l'étude de la fermeture de couche $N = 82$.

Programme en-ligne

À ALTO ce sont plus de 750 noyaux qui peuvent être produit, parmi ceux-là, on s'intéressera à ceux qui répondent aux critères d'une expérience d'orientation nucléaire à très basse température. À savoir : un taux de production supérieur à 10^4 ions.s⁻¹, et un couple période radioactive - facteur d'atténuation (présenté au paragraphe 7.4.3) permettant d'observer sa décroissance.

Les deux apports majeurs de cette installation seront :

- L'accès à la mesure de moments magnétiques nucléaires des noyaux inaccessibles par spectroscopie laser. C'est le cas par exemple de certains non-métaux.
- Une amélioration de la précision sur la mesure des moments électromagnétiques. En effet POLAREX présente une géométrie particulière permettant de placer dans le même plan quatre détecteurs germanium séparés de $\frac{\pi}{2}$. Cette couverture spatiale offre une image de la distribution angulaire des produits d'émissions permettant d'obtenir une meilleure précision sur les mesures des moments dipolaires magnétiques et quadrupolaires électriques.

De plus, on pourrait imaginer une association de TETRA (un ensemble de détecteur de neutrons ³He déjà en fonctionnement à ALTO) avec POLAREX pour des mesures de l'anisotropie de neutrons dans les décroissances β à neutrons retardés.

11.2.2 Vers d'autres domaines

L'orientation nucléaire à très basse température, permet des études bien au-delà de la structure nucléaire.

C'est un très bon outil pour les tests des interactions fondamentales, en particulier l'interaction faible. C'est en effet, lors d'une expérience d'orientation nucléaire, en 1956, que C.S. Wu *et al.* [116] découvrirent la violation de parité dans l'interaction faible. La question concernant le caractère total ou partiel de cette violation de parité reste encore ouverte. Une deuxième thématique dans ce domaine des interactions fondamentales, est la mesure du paramètre d'asymétrie- β lors d'étude de décroissances Gamov-Teller. Cela permet de contraindre les couplages de type tenseur au-delà du modèle standard.

La contribution de ce type d'expérience en physique du solide reste importante. On peut, en effet déterminer des observables fondamentales telles que le champ hyperfin ou encore les gradients de champ électrique. C'est également un outil d'investigation du magnétisme à basse température dans des systèmes à faibles dimensions [104]. On pourra déterminer les temps de relaxation ou encore la valeur de l'anomalie hyperfine telle que décrit au paragraphe 5.3.1.d. de [89].

Actuellement installé dans un laboratoire de physique pluridisciplinaire, POLAREX, a déjà été utilisé pour calibrer des thermomètres très basse température, grâce à un étalonnage avec l'orientation nucléaire. Il peut également être utilisé pour des études

de comportements de composants en conditions extrêmes de température et champ magnétique.

Conclusion personnelle

Mon sujet de thèse initial était la mesure de moments magnétiques nucléaires en mode hors-ligne de noyaux exotiques produits à ALTO avec l'installation POLAREX. J'ai commencé ma thèse lorsque ce projet en était encore à ses débuts. Ma contribution aux développements du projet a été essentiellement technique. L'ensemble des opérations de réparation et de maintenance effectuées avec les membres de l'équipe POLAREX et l'aide de M. Chapellier, m'ont permis de développer mes connaissances et mes compétences instrumentales dans des domaines très variés, allant de la thermodynamique à la cryogénie en passant par les techniques du vide, l'électronique ou les interactions hyperfines. Dans un contexte de difficultés économiques et de pénurie de main d'œuvre la créativité fut indispensable. Au-delà du cryostat, il a fallu concevoir la plateforme expérimentale POLAREX dans son ensemble. C'est ainsi que l'on a développé, et que l'on développe encore actuellement, ce projet dans l'optique d'une installation ouverte, avec des sécurités, des automatisations, des interfaces utilisateurs accessibles, des outils de prédictions facilitant la planification d'expériences, outils d'analyse, etc. L'élaboration d'une telle plateforme expérimentale depuis son début était une expérience très enrichissante : humainement, techniquement et intellectuellement. J'attends désormais avec impatience de participer aux premières expériences sur POLAREX.

Parallèlement, j'ai souhaité m'ouvrir à d'autres domaines, en travaillant notamment auprès d'un accélérateur. C'est pourquoi j'ai rejoint D. Verney sur le développement de BEDO@ALTO. L'essentiel des éléments de cette nouvelle plateforme expérimentale était déjà en fonctionnement. J'ai ainsi pu appréhender un système de détection de spectroscopie $\beta - \gamma$, pour lequel j'ai participé au développement d'outils d'analyse.

Ces deux sujets, qui peuvent apparaître a priori décorrélés, ont été pour moi très complémentaires. D'un côté le développement d'un projet depuis ses débuts, où les connaissances physiques sont alliées aux compétences techniques et instrumentales pour la mise en fonctionnement d'une nouvelle plateforme expérimentale. D'un autre côté l'étude d'un cas physique au sein d'une thématique de recherche. Saisissant l'opportunité du commissioning, au-delà d'une diversification de mes compétences techniques, j'ai acquis des connaissances physiques sur la région $N = 50$ en direction de ^{78}Ni ou encore sur les modèles de particule individuelle. Mon implication dans la mise en place d'expériences, l'analyse des données jusqu'à l'interprétation des résultats, a été pour moi une réelle opportunité d'apprentissage et de prises de responsabilités dans le déroulement d'une expérience.

Quatrième partie

Annexes

Sommaire

A Définitions des opérateurs	171
B Estimations de Weisskopf	171
C Diagonalisation de l'Hamiltonien	172
D Échangeurs de chaleur	173
Références	175

A Définitions des opérateurs

- opérateur création $a_{j,m}^\dagger$: opérateur qui permet de créer une particule dans l'état (n, l, j, m) . C'est un opérateur tenseur sphérique de rang j
- opérateur annihilation $a_{j,m}$: opérateur qui annihile une particule dans l'état (n, l, j, m) . Il permet de définir l'opérateur tenseur sphérique défini par $\tilde{a}_{j,m} = (-1)^{j+m} a_{j,m}$.
- Ces deux opérateurs suivent la relation d'anti-commutation suivante : $\{a_a, a_b\} = \delta_{ab}$, où les indices a et b représentent deux ensembles de nombres quantiques (n, l, j, m)
- opérateur couplé de création de deux particules : $A^\dagger(j_a j_b, JM) = (1 + \delta_{ab})^{-1/2} [a_{j_a}^\dagger a_{j_b}^\dagger]_M^J$.
- opérateur couplé d'annihilation de deux particules : $\tilde{A}(j_a j_b, JM) = -(1 + \delta_{ab})^{-1/2} [\tilde{a}_{j_a} \tilde{a}_{j_b}]_M^J$.
- opérateur de nombre dans une couche j : $\mathbf{n}_j = \sum_m a_{j,m}^\dagger a_{j,m}$

B Estimations de Weisskopf

Il s'agit d'un modèle de transition de particule célibataire. On considère un cœur plus une particule célibataire évoluant dans un potentiel central moyen qui change d'orbitale de j_i à j_f . On peut calculer la force de transition électromagnétique B pour une transition d'énergie E_γ de multipolarité L de l'état excité initial I_i vers l'état fondamental final I_f :

- pour une transition électrique (EL),

$$B(EL; I_i \rightarrow I_f) = \frac{(1.2)^{2L}}{4\pi} \frac{3}{L+3} A^{\frac{2L}{3}} e^2 (fm)^{2L} \quad (93)$$

- pour une transition magnétique (BL),

$$B(ML; I_i \rightarrow I_f) = \frac{10 \times (1.2)^{2L-2}}{\pi} \frac{3}{L+3} A^{\frac{2L-2}{3}} \mu_N^2 (fm)^{2L-2} \quad (94)$$

Sachant que le taux de comptage d'une transition électromagnétique peut être estimée par :

$$\lambda(l, I_i, \pi \rightarrow I_f, \pi) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{k^{2l+1}}{\hbar} B(l, I_i, \pi \rightarrow I_f, \pi) \quad (95)$$

la largeur de chaque raie peut être formulée :

- pour une transition électrique (EL),

$$\Gamma(EL) = \hbar \frac{4.4(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2L+1} R^{2L} \times 10^{21} \text{ eV} \quad (96)$$

- pour une transition magnétique (BL),

$$\Gamma(ML) = \hbar \frac{1.9(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2L+1} R^{2L-2} \times 10^{21} \text{ eV} \quad (97)$$

C Diagonalisation de l'Hamiltonien

La diagonalisation de l'Hamiltonien, permet de déterminer ses valeurs propres qui seront les énergies des différents états du noyau d'intérêt :

$$E = \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | \mathcal{H} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle \quad (98)$$

où \mathcal{H} est l'Hamiltonien défini dans l'équation (58). Ces éléments de matrice sont évalués dans la base $|j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c IM\rangle$ avec $\vec{I} = (\vec{j}_\pi + \vec{j}_\nu) + \vec{J}_c$. Dans cette base les termes H_c , H_π et H_ν sont diagonaux, on obtient donc :

$$\begin{aligned} \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | \mathcal{H} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle &= (E_c + E_\pi + E_\nu) \delta_{j_\pi j'_\pi} \delta_{j_\nu j'_\nu} \delta_{J_c J'_c} + \\ &\langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | H_{\pi\nu} + H_{c\pi} + H_{c\nu} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle \end{aligned} \quad (99)$$

Dans le cas du couplage cœur-particule, il est nécessaire de recoupler les moments angulaires tels que :

$$\vec{I} = \vec{j}_\pi(\vec{j}_\nu) + \vec{J}_c = \vec{j}_\pi + \vec{j}_{c\nu} \quad (\text{couplage cœur-neutron}) \quad (100)$$

et

$$\vec{I} = \vec{j}_\nu(\vec{j}_\pi) + \vec{J}_c = \vec{j}_\nu + \vec{j}_{c\pi} \quad (\text{couplage cœur-proton}) \quad (101)$$

Il faut de plus tenir compte du caractère quasi-particule du nucléon. Il faut donc effectuer un changement de base, pour cette transformation on utilise les transformations de Racah telles que :

- $|j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c IM\rangle = (-1)^{j_\pi + j_\nu + j_{\pi\nu}} |j_\nu j_\pi j_{\pi\nu} J_c IM\rangle = (-1)^{j_\pi + j_\nu + j_{\pi\nu}} \sum_{j_{c\pi}} [(2j_{\pi\nu} + 1)(2j_{\pi c} + 1)]^{1/2} W(j_\nu j_\pi I J_c : j_{\pi\nu} j_{\pi c}) \times |j_\nu j_\pi J_c j_{\pi\nu} IM\rangle$

pour le recouplage du proton

-

$$|j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c IM\rangle = \sum_{j_{c\pi}} [(2j_{\pi\nu} + 1)(2j_{\pi c} + 1)]^{1/2} W(j_\pi j_\nu I J_c : j_{\pi\nu} j_{\nu c}) \times |j_\pi j_\nu J_c j_{\pi\nu} IM\rangle$$

pour celui du neutron.

On obtient donc pour la partie couplage cœur -particule :

$$\begin{aligned} &\langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | H_{c\pi} + H_{c\nu} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle = \\ \epsilon &\sum_{j_{c\pi}, j'_{c\pi}} [2j_{\pi\nu} + 1]^{1/2} [2j'_{\pi\nu} + 1]^{1/2} [2j_{c\pi} + 1]^{1/2} [2j'_{c\pi} + 1]^{1/2} W(j_\nu j_\pi I J_c : j_{\pi\nu} j_{\pi c}) \\ &\quad \times W(j'_\nu j'_\pi I J'_c : j'_{\pi\nu} j'_{\pi c}) \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | H_{c\pi} | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle \quad (102) \\ + &\sum_{j_{c\nu}, j'_{c\nu}} [2j_{\pi\nu} + 1]^{1/2} [2j'_{\pi\nu} + 1]^{1/2} [2j_{c\nu} + 1]^{1/2} [2j'_{c\nu} + 1]^{1/2} W(j_\pi j_\nu I J_c : j_{\pi\nu} j_{\nu c}) \\ &\quad \times W(j'_\pi j'_\nu I J'_c : j'_{\pi\nu} j'_{\nu c}) \langle j_\pi j_\nu J_c j_{\pi\nu} : IM | H_{c\nu} | j'_\pi j'_\nu J'_c j'_{\pi\nu} : IM \rangle \end{aligned}$$

où $\epsilon = (-1)^{j_\pi + j_\nu + j'_\pi + j'_\nu - j_{\pi\nu} - j'_{\pi\nu}}$

Les termes de l'Hamiltonien de couplage cœur-particule peuvent être redéfinis en terme de produit scalaire de tenseurs d'ordre $k=1$ ou 2 , $T_c^{(k)} \cdot T_p^{(k)}$. On applique le théorème de Wigner-Eckart afin de ré-exprimer cette interaction cœur-particule en fonction des éléments de matrice réduits.

$$\langle j_{c\pi} m_{c\pi} | T_c^{(k)} \cdot T_p^{(k)} | j'_{c\pi} m'_{c\pi} \rangle = \quad (103)$$

$$W(k j'_\pi J_c j_{c\pi} : j_\pi J'_c) \langle J_c || T_c^{(k)} || J'_c \rangle \langle j_\pi || T_\pi^{(k)} || j'_\pi \rangle \delta_{j_{c\pi} j'_{c\pi}} \delta_{m_{c\pi} m'_{c\pi}}$$

Enfin, l'interaction entre deux quasi-particules est admise d'après les travaux de Pinther comme s'écrivant :

$$\begin{aligned} & \langle j_\pi j_\nu j_{\pi\nu} J_c : IM | V_0 [(1 - \alpha) + \alpha \vec{\sigma}_\pi \cdot \vec{\sigma}_\nu] \delta(\vec{r}_\pi - \vec{r}_\nu) | j'_\pi j'_\nu j'_{\pi\nu} J'_c : IM \rangle = \\ & \gamma \frac{([2j_\pi + 1]^{1/2} [2j'_\pi + 1]^{1/2} [2j_\nu + 1]^{1/2} [2j'_\nu + 1]^{1/2})^{1/2}}{2(2j_{\pi\nu} + 1)} V_0 \delta_{j_{\nu\pi} j'_{\nu\pi}} \delta_{J_c J'_c} \\ & \times \left([1 + (1 + (-1)^{l_\pi + l_\nu - j_{\pi\nu}}) 2\alpha] \left\langle j_\pi \frac{1}{2} j_\nu - \frac{1}{2} \middle| j_{\pi\nu} 0 \right\rangle \left\langle j'_\pi \frac{1}{2} j'_\nu - \frac{1}{2} \middle| j'_{\pi\nu} 0 \right\rangle \right. \\ & \left. + \gamma \left\langle j'_\pi \frac{1}{2} j'_\nu \frac{1}{2} \middle| j'_{\pi\nu} 1 \right\rangle \left\langle j_\pi \frac{1}{2} j_\nu \frac{1}{2} \middle| j_{\pi\nu} 1 \right\rangle \right) \\ & \times \int_0^{\text{inf}} R_{n_\pi l_\pi}(r) R_{n_\nu l_\nu}(r) R_{n'_\pi l'_\pi}(r) R_{n'_\nu l'_\nu}(r) r^2 dr \end{aligned}$$

avec $\gamma = (-1)^{l_\nu + l'_\nu - j_\nu - j'_\nu}$.

D Échangeurs de chaleur

Comme leurs noms l'indiquent, les échangeurs de chaleur sont des éléments essentiels dans le transfert de chaleur du circuit de dilution. Il faut remarquer que l'enthalpie de ^3He dilué est bien supérieur à l'enthalpie de ^3He concentré. Il a pour but d'approcher au maximum la température de ^3He entrant dans la chambre à mélange de la température de celle-ci. Pour ce faire, ^3He va échanger de la chaleur tout au long du circuit, successivement dans le bouilleur, puis, dans un échangeur continu (à relativement faible surface d'échange) et ensuite dans une série d'échangeurs discrets (à poudre d'argent, donc à très grandes surfaces). Il arrivera à la chambre à mélange d'autant plus froid que le débit est faible et la surface totale est grande. Le dernier échange utile est celui de la chambre à mélange qui va conditionner la température de l'échantillon. Au final, c'est l'apport thermique externe qui limitera la température, dans la zone $T_{\text{Chambremlange}} \geq 6 \text{ mK}$ (à plus basse température une limitation supplémentaire apparaît, due au chauffage par viscosité de ^3He dans les tuyaux d'arrivée et de sortie de la chambre à mélange).

Pour plus de détail sur les échangeurs de chaleur dans les cryostats à dilution, on peut se référer au livre de F. Pobell [98].

Références

- [1] L. Valentin, *Physique subatomique, noyaux et particules*, Hermann, (1982).
- [2] M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
- [3] M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev. **78**, 22 (1950).
- [4] O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
- [5] K.L.G. Heyde, *The nuclear shell model*, Springer-Verlag, (1994).
- [6] S. Nishimura, Prog. Theor. Exp. Phys., 03C006, (2012).
- [7] C. Engelmann *et al.*, Z. Phys. A **352**, 351, (1995).
- [8] P.T. Hosmer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 112501, (2005).
- [9] Z.Y. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 032505, (2014).
- [10] K. Sieja & F. Nowacki, arXiv :1201.0373v1 (2012).
- [11] K. Sieja *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 064310, (2009).
- [12] S.M. Lenzi *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 054301, (2010).
- [13] C. Thibault *et al.*, Phys. Rev. C **12**, 644, (1975).
- [14] D. Guillemaud-Mueller *et al.*, Nucl. Phys. A **426**, 37, (1984).
- [15] O. Sorlin & M.G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 602, (2008).
- [16] H. Fann *et al.*, Phys. Lett. B **44**, 19, (1973).
- [17] P. Li *et al.*, Nucl. Phys. A **469**, 393, (1987).
- [18] G. Winter *et al.*, Phys. Rev. C **48**, 1010, (1993).
- [19] A. Prevost *et al.*, Eur. Phys. J. A **22**, 391, (2004).
- [20] T. Rzaca-Urban *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 027302 (2007).
- [21] K. Kolos, *Probing the nuclear structure in the vicinity of ^{78}Ni via beta decay spectroscopy of ^{84}Ga* , Thèse, Université Paris-Sud, (2012).
- [22] K.L. Kratz *et al.*, Phys. Rev. C **38**, 278, (1998).
- [23] P. Hoff & B. Fogelberg, Nucl. Phys. A **368**, 210, (1981).
- [24] R.L. Gill *et al.*, Phys. Rev. Lett **56**, 1874, (1986).

- [25] B. Ekström *et al.*, Phys. Scripta **34**, 614, (1986).
- [26] J.A. Winger *et al.*, Phys. Rev. C **36**, 758, (1987)
- [27] R.A. Meyer, O.G. Lien & E.A. Henry, Phys. Rev. C **25**, 682, (1982).
- [28] F. Ajzenberg-Selove *et al.*, Phys. Rev. C **19**, 1742, (1979).
- [29] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/chartNuc.jsp>
- [30] <http://www.ganil-spiral2.eu/science-us/accelerator/spiral>
- [31] F. Ibrahim, Phys. At. Nucl., **66**, 1399, (2003).
- [32] W.T. Diamond, Nucl. Instrum. Meth. A **432**, 471, (1999).
- [33] Y.T. Oganessian *et al.*, Nucl. Phys. A, **701**, 87c, (2002).
- [34] M.C. Maher, *Production de noyaux exotiques par photofission, le projet ALTO : premiers résultats*, thèse, Université d'Evry Val d'Essonne, (2006).
- [35] D. Verney *et al.*, AIP Conf. Proc. **912**, 385, (2007).
- [36] <http://ipnwww.in2p3.fr/Available-beams>
- [37] U. Köster, Nucl. Phys. A **701**, 441c, (2002).
- [38] G.D. Alton *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B **211**, 425, (2003).
- [39] R. Kirchner, Nucl. Instrum. Meth. A **292**, 203-208, 57, (1990).
- [40] <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/>
- [41] S. Sundell, Nucl. Instrum. Meth. B **70**, 160, 58, (1992).
- [42] B. Wolf *et al.*, *Handbook of Ion Source*, (1995).
- [43] P. Paris *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **186**, 91, (1981).
- [44] S. Essabaa *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B **317**, 218, (2013).
- [45] S. Raman & N.B. Gove, Phys. Rev. C **7**, 1995, (1973).
- [46] J. Kantele, *Handbook of nuclear spectrometry*, Academic Press, (1995).
- [47] P.J. Mohr & B.N. Taylor, Rev. Mod. Phys., **72**, 351, (2000).
- [48] B. Castel and I.S. Towner, *Modern theories of nuclear moments*, Clarendon Press - Oxford, (1990).
- [49] G. Neyens, Rep. Prog. Phys., **66**, 633, (2003).

- [50] D. Testov, *Effect of shell closure $N = 50$ and $N = 82$ on the structure of very neutron-rich nuclei produced at ALTO. Measurements of neutron emission probabilities and half lives of nuclei at astrophysical r -processes path*, Thèse, Université Paris-Sud, (2014).
- [51] <http://www.ans.fr>
- [52] <http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/detectors/exogam/exogam-detectors>
- [53] C.W. Beausang *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **313**, 37, (1992).
- [54] *Compton suppression...made easy*, Application note AN-D-8901, http://www.canberra.com/literature/gamma_spectroscopy/application_notes/comptonsupp.pdf
- [55] L.A. Currie, Anal. Chem. **40**, 586, (1986).
- [56] R.N. Wolf *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 041101, (2013).
- [57] M. Madurga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 112501, (2012).
- [58] J. Le Bris,
hal.inria.fr/docs/00/04/37/46/PDF/NoticeCOMET-NARVAL.pdf, (2005).
- [59] M. Lebois, *Structure des noyaux de Germanium et de Gallium riches en neutrons au-delà de $N = 50$ à ALTO*, Thèse, Université Paris-Sud, (2006)
- [60] E.G. Zubler *et al.*, J. Electrochem. Soc. **110**, 1072, (1963).
- [61] N. Gall *et al.*, J. Exp. Theor. Phys. **95**, 294, (2002).
- [62] S.P. Garg *et al.*, J. Phase Equilib. **17**, No. 1, 63, (1996).
- [63] J.J. Trillat *et al.*, Compt. Rend. **240**, 526/9, (1955).
- [64] H. Gausemel *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 037301, (2004).
- [65] G. Audi *et al.*, Chinese Phys. C **36**, 1157, (2012).
- [66] J.C. Hardy *et al.*, Phys. Lett. B **71**, 307, (1977).
- [67] J. Van Klinken *et al.*, Nucl. Phys. A **157**, 385, (1970).
- [68] A.H. Wapstra, Atom. Data Nucl. Data **19**, 177, (1977).
- [69] J. Hakala *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 052502, (2008).
- [70] M. Dufour & A.P. Zuker, Phys. Rev. C **54**, 1641, (1996).
- [71] A.P. Zuker & M. Dufour, arXiv :nucl-th/9505012v1.

- [72] E. Caurier *et al.*, Rev. Mod. Phys. **77**, No. 2, 427, (2005).
- [73] M. Honma *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 064323, (2009).
- [74] K. Miernik *et al.*, Phys. Rev. C **90**, 034311, (2014).
- [75] P. H. Hoffmann-Pinther & J.L. Adams, Nucl. Phys. A **229**, 365, (1974).
- [76] P. H. Hoffmann-Pinther, *Some applications of the core-coupling model*, Ph.D., University of Ohio, (1973).
- [77] M.H. Brennan & A.M. Bernstein, Phys. Rev. **120**, No. 5, 927, (1960).
- [78] A. De-Shalit & J.D. Walecka, Phys. Rev. **120**, No. 5, 1790, (1960).
- [79] S.P. Pandya, Phys. Rev. **103**, No. 4, 956, (1956).
- [80] V. Paar, Nucl. Phys. A **331**, 16, (1979).
- [81] D. Verney, Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris-Sud, (2013).
- [82] A. Pfeiffer *et al.*, Nucl. Phys. A **455**, 381, (1986).
- [83] Nguyen Van Giai & H. Sagawa, Phys. Lett. B **106**, 379, (1981).
- [84] N. Kürti and F. Simon, P. R. Soc. London, 152, (1935).
- [85] B. Bleaney and H.E.D. Scovil, Proc. Phys. Soc. **A 63**, 1369, (1950).
- [86] B.N. Samoilov *et al.*, JETP **9**, (1959).
- [87] W.P. Pratt, Jr.R.I. Schermer and W.A. Steyert, J. Low. Temp. Phys. **1**, 469, (1969).
- [88] B.H. Suits, *Handbook of Applied Solid State Spectroscopy*, edited by D.R. Vij, Springer, Chap. 2, (2006).
- [89] H. Postma and N.J. Stone, *Low temperature nuclear orientation*, edited by N.J. Stone & H. Postma, Elsevier Science Ltd, (1986).
- [90] K.S. Krane, Nucl. Instrum. Methods **98**, 205, (1972).
- [91] D.C. Camp & A.L. Van Lehn, Nucl. Instrum. Methods **76**, 192, (1969).
- [92] E. Klein, *Low temperature nuclear orientation*, edited by N.J. Stone & H. Postma, Elsevier Science Ltd, chap. 12,(1986).
- [93] D. Vénos, D. Zákoucký & N. Severijns, Atom. Data Nucl. Data, **1**, (2003).
- [94] K.S. Krane, Hyperfine Interact., 15/16, 1069, (1983).

- [95] H. Marshak, J. Res. Nat. Bur. of Stand. **88**, 175, (1983).
- [96] J.P. Noodmans, H.W. Wilschut & R.G.E. Timmermans, Phys. Rev. Lett **111**, 171601, (2013).
- [97] F. Wauters *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 055502, (2010).
- [98] F. Pobell, *Matter and methods at low temperatures*, Springer, (2006).
- [99] O.V. Lounasmaa *Experimental principles and methods below 1 K*, Academic Press : London and New York, (1974).
- [100] F. Martin, *Developpement de la réfrigération à dilution ^3He - ^4He en cycle fermé pour les futures missions scientifiques en satellite*, Thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, (2009).
- [101] A. Sanchez Lorente, Nucl. Instrum. Meth. A **573**, 410 (2007).
- [102] <https://forge.in2p3.fr/projects/POLAREX?jump=welcom>
- [103] N.J. Stone, Atom. Data Nucl. Data, **90**, 75, (2014).
- [104] W.D. Hutchison, Hyperfine Interact. **220**, 11, (2013).
- [105] G. Ventura & L. Risegari, *The Art of Cryogenics*, Elsevier Science, (2007).
- [106] M.W. Meisel *et al.*, Cryogenics, **29**, 1168, (1989).
- [107] Y. Koike *et al.*, Cryogenics, **25**, 499, (1985).
- [108] <http://www.cryoconcept.com>
- [109] <http://uel.unisciel.fr/chimie/strucmic/>
- [110] <http://ipnwww.in2p3.fr/Faisceaux-stables>
- [111] R.B. Firestone, Table of Isotopes, edited by V.S. Shirley, (1996).
- [112] D. Torumba *et al.*, Phys. Rev. B, **74**, 014409, (2006).
- [113] D. Torumba *et al.*, Phys. Rev. B, **77**, 155101, (2008).
- [114] B.D.D. Singleton *et al.*, Hyperfine Interact., **75**, 471, (1992).
- [115] J. Reader, Phys. Rev., **141**, 1123, (1966).
- [116] C.S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 4, (1957).