

Institut de Physique Nucléaire de Lyon

IN2P3-CNRS/Université Claude Bernard

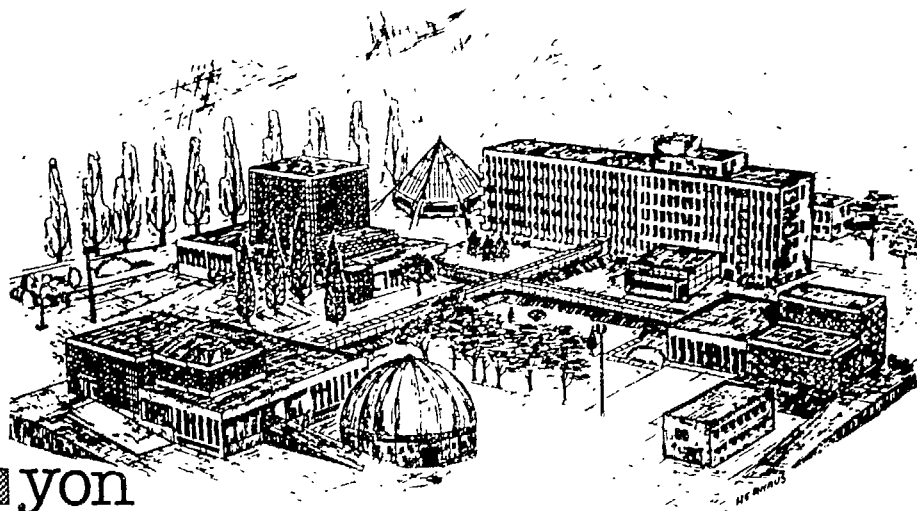
LYCEN T 9253

Gestion INIS
Doc. enreg. le : *12/19/85*
N° TRN : *F.94000.18*
Destination : **I,I+D,D**

Abdelhamid BOULDJEDRI

**MISE AU POINT D'UN GUIDE D'IONS COUPLE
AU SEPARATEUR D'ISOTOPES EN LIGNE SUR SARA
IDENTIFICATION ET ETUDE DE NOYAUX EXOTIQUES EN ISOSPIN
A ISOLDE ET A SARA**

IPN Lyon



43, Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex, France

No. d'ordre 122 92

Année 1992

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON-1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

par

Abdelhamid BOULDJEDRI

* * * * *

**MISE AU POINT D'UN GUIDE D'IONS COUPLE
AU SEPARATEUR D'ISOTOPES EN LIGNE SUR SARA
IDENTIFICATION ET ETUDE DE NOYAUX EXOTIQUES EN ISOSPIN
A ISOLDE ET A SARA**

Soutenue le 18 Juin 1992
devant la commission d'examen

JURY

MM R. BERAUD

I. BERKES

R. DUFFAIT

Mmes A. GIZON

J. SAUVAGE

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON I

Président de l'Université
1er Vice-Président Fédération Santé
1er Vice-Président Fédération Sciences
Président du Comité de Coordination
des Etudes Médicales
Secrétaire Général

M. le Professeur G. FONTAINE
M. le Professeur P. ZECH
M. Le Professeur Y. LEMOIGNE

M. le Professeur P. ZECH
M. F. MARIANI

FEDERATION SANTE

- UFR de Médecine GRANGE-BLANCHE Directeur : Mme le Pr. PELLET
- UFR de Médecine ALEXIS-CARREL Directeur : M. le Pr. EVREUX
- UFR de Médecine LYON-NORD Directeur : M. le Pr. PATRICOT
- UFR de Médecine LYON-SUD Directeur : M. le Pr. DEJOUR
- Institut des Sciences Biologiques Directeur : M. le Pr. VILLARD
 et Pharmaceutiques
- UFR d'ODONTOLOGIE Directeur : M. le Pr. MAGLOIRE
- INSTITUT DES TECHNIQUES DE Directeur : M. le Pr. EYSSETTE
 READAPTATION
- Département de BIOLOGIE HUMAINE Directeur : M. le Pr. BRYON
- Département d'INNOVATION ET DE Directeur : M. le Pr. LLORCA
 COORDINATION PEDAGOGIQUE

FEDERATION SCIENCES

- Institut DES SCIENCES DE LA MATIERE Directeur : M. le Pr. ELBAZ
- Institut DES SCIENCES DE L'INGE- Directeur : M. le Pr. DIMNET
 NIERIE ET DU DEVELOPPEMENT
 TECHNOLOGIQUES
- Institut DE CHIMIE ET BIOLOGIE Directeur : Mme VARAGNAT, M.C.
- Institut d'ANALYSE DES SYSTEMES Directeur : M. le Pr. LEGAY
 BIOLOGIQUES ET SOCIO-ECONOMIQUES
- Institut DES SCIENCES DE LA TERRE Directeur : M. le Pr. ELMY
 DE L'OCEAN, DE L'ATMOSPHERE, DE
 L'ESPACE ET DE L'ENVIRONNEMENT
- UFR des ACTIVITES PHYSIQUES ET Directeur : M. le Pr. CAMY
 SPORTIVES
- I.U.T. A Directeur : M. le Pr. GIELLY
- I.U.T. B Directeur : M. le Pr. PIVOT
- Département de 1er Cycle Directeur : M. PONCET, M.C.
 pluridisciplinaire Sciences
- Département de 2ème Cycle
- Sciences de la Vie et de la
- Terre Directeur : M. le Pr. BLANCHET
- Sciences pour l'Ingénieur Directeur : M. le Pr. BETHOUX
- Sciences de l'Analyse et de
- la Matière Directeur : M. le Pr. VIALLE

A l'humanité..... humblement

A ma famille, mes amis et au groupe SNIL

REMERCIEMENTS

Un travail de thèse est toujours l'aboutissement de contributions de près ou de loin de plusieurs personnes. Les en remercier serait le moindre témoignage de reconnaissance.

Je tiens à remercier Mr le Professeur R. BERAUD, d'avoir bien voulu accepter la tâche de diriger mes travaux de recherche. Je lui suis reconnaissant pour les efforts qu'il a fournis pour permettre le bon déroulement des expériences et son soutien pour ma candidature à une bourse du CNRS.

Je remercie vivement Mr R. DUFFAIT, membre de jury mais aussi collègue de travail, pour m'avoir gracieusement fait profiter de ses compétences en spectroscopie nucléaire.

Mes remerciements à A. EMSALLEM, A. ASTIER, N. REDON et M. MEYER, membres du groupe SNIL, pour leur aide et soutien.

Que Mmes J. SAUVAGE (IPN Orsay) et A. GIZON (ISN Grenoble), rapporteurs et membres de jury, trouvent ici l'expression de ma gratitude pour avoir examiné avec finesse et œil critique le contenu de ma thèse et proposé des corrections judicieuses.

Je remercie également Mr le Professeur I. BERKES, qui en tant que rapporteur a examiné avec finesse le contenu de la thèse et a suggéré des corrections valorisantes aussi bien sur le fond que sur la forme.

Mes remerciements aussi :

- Aux physiciens et techniciens de ISN (Grenoble) : J. GENEVEY, J. BLACHOT, D. BARNEOUD, J. INCHAOUH, J. L VIEUX-ROCHAZ, G. MARGOTTON, R.

GUGLIELMINI, J. P. RICHAUD, pour leur permanente disponibilité et collaboration pendant les expériences sur SARA.

- Aux physiciens russes membres de la collaboration JINR(Dubna)/IN2P3 :
Yu. A . LAZAREV, Yu. Ts. OGANESSIAN, I. N. ISOZIMOV, I. V. SHIRIKOVSKY
- Aux membres de la collaboration ISOLDE pour leur contribution durant les expériences au CERN.
- Aux physiciens Finlandais dont nous avons sollicité l' expérience pour le développement du guide d'ions : J. ÄYSTÖ, J. ÄRJE, P. JAUHO, A. JOKINEN, H. PENTTILÄ, K. ESKOLA and M. E. LEINO.

Mes remerciement aussi à Mr P. PARIS, directeur de recherches au CSNSM d'Orsay, pour avoir mis son selecteur magnétique et son expérience à notre disposition.

Je remercie aussi :

- Les membres du service informatique de IPNL et du centre de calcul IN2P3 pour leur serviabilité maintes fois sollicitée.
- Mr L. Vidal pour la préparation des cibles utilisé dans nos expériences.
- Mr Z. Hernaus pour la réalisation de nombreux dessins.
- Les membres du service atelier auquel nous avons fait appel pour toute intervention technique, surtout pour le guide d'ions.

Je remercie beaucoup toute ma famille et mes amis pour leur soutien pernianent sans quoi ce travail n'aurait pas vu le jour.

RESUME

Ce travail porte sur l'étude des noyaux exotiques situés de part et d'autre de la ligne de stabilité et qui sont donc respectivement riches et déficients en neutrons.

Pour les premiers, produits par fission induite par particules alpha, nous avons développé une séparation isotopique en ligne avec guide d'ions (IGISOL), installée sur l'accélérateur SARA à Grenoble. Ce système a été soumis à plusieurs tests en ligne et hors ligne afin d'optimiser son fonctionnement et nous avons montré que son efficacité était suffisante pour entreprendre des études spectroscopiques. L'installation est actuellement utilisée pour la recherche de nouveaux noyaux riches en neutrons.

Pour les noyaux déficients en neutrons proches de la magicité $Z=82$, nous avons d'une part auprès du séparateur en ligne ISOLDE (CERN) identifié le $^{182}\text{Tl}(3s)$ et étudié ses modes de décroissance ainsi que ceux de l'état fondamental du ^{183}Tl et d'autre part, nous avons étudié les décroissances β des noyaux $^{172-175}\text{Ir}$ produits par réaction induite par faisceau de ^{32}S , utilisant un système jet d'hélium auprès de l'accélérateur SARA. Les périodes β ont été mesurées et comparées avec celles connues par décroissance alpha et nous en avons déduit l'existence d'isomères. Les schémas de niveau des noyaux d'osmium ont été établis et pour ^{172}Os et ^{174}Os nous avons proposé la position du niveau 2_2^+ et confirmé son attribution par des mesures d'électrons de conversion dans le cas de ^{174}Os . Ces résultats sont discutés dans le cadre de quelques modèles nucléaires.

ABSTRACT

This work concerns the study of exotic nuclei located on both sides of the stability-line and known as neutron rich and neutron deficient respectively.

For the former, produced by alpha particle-induced fission, we have developed an on-line isotope separation with an ion guide (IGISOL). This system has been submitted to several off-line and on-line optimisation tests, and we have shown that its efficiency is enough to undertake spectroscopic studies. The installation is being used for searching new neutron rich nuclei.

In the case of neutron deficient nuclei near the magicity $Z = 82$, we have identified ^{182}Tl ($3s$) and studied its decaying modes and those of ^{183}Tl ground state, using the on-line separator ISOLDE(CERN). On the other hand, we have studied β decay of $^{172,175}\text{Ir}$, produced in ^{32}S induced reaction, using a helium jet system on the SARA accelerator. Half-lives have been measured and compared with those known from alpha decay, we have then deduced the existence of isomers. Level schemes of osmium isotopes have been established and for ^{172}Os and ^{174}Os we have proposed the position of 2_2^+ and confirmed its assignment by conversion electron measurements in the case of ^{174}Os . These results have been discussed in the framework of some nuclear models.

SOMMAIRE

PARTIE A

Introduction	5
---------------------------	----------

CHAPITRE I : LES PHENOMENES PHYSIQUES REGISSANT LE LE GUIDE D'IONS

1.1- Principe de fonctionnement	5
1.2- Création de charges	6
1.2.1- Les mécanismes internes	
1.2.2- Les mécanismes externes	
1.3- Echange de charges	6
1.3.1- Echange de charges dans la cible solide	
1.3.2- Echange de charges dans l'hélium	
1.4- Thermalisation des fragments de fission	8
1.5- L'état de charge +1	9
1.6- Mécanismes de pertes des ions	10
1.6.1- Les recombinaisons	
1.6.2- Les diffusions vers les parois	
1.7- Formation et rôle du jet d'hélium	11

CHAPITRE II : DESCRIPTION TECHNIQUE

2.1- Chambre à réaction	14
2.2- Chambre d'évacuation	15
2.3- Chambre d'extraction	15
2.4- L'aimant d'analyse	15
2.5- Lentilles de transport du faisceau séparé	16
2.6- Le massemètre	16
2.7- Profileur de faisceau	16
2.8- Système de pompage	17
2.9- Temps d'évacuation de la chambre	19
2.9- Le piège à azote	19

CHAPITRE III: TESTS REALISES

3.1- Tests hors-ligne	20
3.1.1- Dispositif expérimental	
3.1.2- Résultats des tests	
a - Spectre de masse des impuretés	
b - Effet qualitatif de la tension skimmer sur la résolution	
c - Efficacité de transport	
d - Effet de la distance electrode-trou d'extraction	
e - Effet de la distance skimmer-trou d'extraction sur le vide secondaire	
3.2- Tests en ligne	23
a - Résolution en masse	
b - Effet de la distance skimmer-trou d'extraction	
c - Effet de la tension skimmer	

CHAPITRE IV: FONCTIONNEMENT EN LIGNE DU GUIDE D'IONS

4.1- Conditions expérimentales	28
4.1.1- Choix de la réaction	
4.1.2- Montage et système de détection	
4.2- Résultats obtenus	30
4.3- Analyse des résultats	33
4.3.1- Modèle statistique de la fission	
4.3.2- Hypothèses E.C.D et C.C.R	
4.4- Taux de production cumulatif	34
4.5- Distribution isobarique	36
4.6- Distribution isotopique	36
4.7- Etudes comparative de différents types de réactions de fission	37
4.7.1 - Caractéristiques	
a - fission induite par neutrons thermiques	
b - Les réaction de fission $p(20 \text{ MeV}) + {}^{238}\text{U}$ et $\alpha(39 \text{ MeV}) + {}^{238}\text{U}$	
c - Réaction de fission induite par ions lourds	
4.7.2 - Mérites comparés	
Perspectives	42

PARTIE B

CHAPITRE I : PRODUCTION ET ETUDE DES ISOTOPES DE THALLIUM DE MASSE $A \leq 183$

1 - Caractéristiques motivantes de la région Tl-Hg.....	48
2 - Systématique des isotopes de thallium ($Z = 81$).....	50
2-1 - Les isotopes impair-pair	
2-2 - Les isotopes impair-impair	
3 - Production et étude de ^{182}Tl.....	52
3-1- Dispositif expérimental	
3-2- Résultats	
3-2-1- La désintégration bêta	
3-2-2- La désintégration alpha	
4 - Production et étude de ^{183}Tl.....	59
4-1- Production par réaction de fusion-évaporation	
4-1-1- La désintégration bêta	
4-2- Etude complémentaire à ISOLDE	
4-2-1- La désintégration bêta	
4-2-2- La désintégration alpha	
5 - Production de ^{180}Tl.....	64

CHAPITRE II : ETUDE DES NOYAUX D'OSMIUM DE MASSE $172 \leq A \leq 176$

1 - Situation expérimentale antérieure.....	68
2 - Dispositif expérimental.....	68
3 - Résultats	71
3-1- $^{174}\text{Ir} \rightarrow ^{174}\text{Os}$	
a- Schéma de désintégration bêta	
b- L'isométrie dans le noyau ^{174}Ir	
3-2- $^{172}\text{Ir} \rightarrow ^{172}\text{Os}$	
a- Schéma de décroissance bêta	

b- L' isomérie dans le noyau ^{172}Ir	
3-3- $^{173}\text{Ir} \rightarrow ^{173}\text{Os}$ et $^{175}\text{Ir} \rightarrow ^{175}\text{Os}$	
a- Schéma de désintégration bêta	
b- L'isomérie dans les Iridiums 173 et 175	
4 - Spectrométrie d'électrons	81
4.1- Introduction et technique expérimentale	
4.2 - Méthode d'analyse et résultats	
 CHAPITRE III : ANALYSE ET DISCUSSION DES RESULTATS	
1- Les isotopes d'osmium	89
1.1- Déformations à l'équilibre	
1.2 - Structure	
1.2.1 - Structure de ^{173}Os	
a- Etats intrinsèques	
b- Bande rotationnelle $\Omega = 1/2$	
c- Comparaison avec le modèle rotor-plus-particule	
d- Coexistence de formes	
1.2.2- Structure de ^{175}Os	
a- Etats intrinsèques	
b- Comparaison avec le modèle rotor-plus-particule	
1.2.3 - Structure de ^{172}Os et ^{174}Os	
1.2.3.1 - Bande collective fondamentale	
1.2.3.2 - La bande gamma	
1.2.3.3 - Coexistence de formes	
1.2.3.4 - Comparaison avec le modèle VMI	
a- Rappel sur le modèle VMI	
b- Application aux bandes fondamentales de $^{172,174}\text{Os}$	
c- Extension et application à ^{174}Os	
1.3 - Propriétés électromagnétiques de ^{174}Os	101
1.3.1 - Transitions dans la bande fondamentale et conséquences	
1.3.2 - Nature de la transition inter-bandes	
2 - Les isotopes d'iridium	105
2.1 - L'isomérie dans les isotopes d'iridium	
a- Le phénomène d'isomérie	

b- Etats intrinsèques dans $^{173,175}\text{Ir}$	
c- Couplage d'états intrinsèques dans $^{172,174}\text{Ir}$	
3 - Les isotopes de thallium	108
3.1 - ^{183}Tl	
3.1.1 - Etats intrinsèques	
3.2 - ^{182}Tl	
3.2.1 - Couplage d'états intrinsèques	
3.2.2 - Facteur d'empêchement	
Appendice I.....	114
Appendice II.....	118
Conclusion	121

INTRODUCTION

Beaucoup de connaissances sur la matière nucléaire ont été obtenues à partir des noyaux stables ou proches de la stabilité. Cependant une question se pose : Comment se comporte la matière nucléaire dans des conditions où le rapport N/Z est assez "excentrique"? La réponse à cette question fait l'objet de l'étude des noyaux *exotiques* en isospin situés de part et d'autre de la ligne de stabilité et dits respectivement déficients et riches en neutrons.

Les motivations scientifiques sont nombreuses : test des différentes hypothèses de base des modèles nucléaires loin de la stabilité, recherche de nouvelles régions de forte déformation, possibilité d'observation de modes de désintégration exotiques (p , n , fission retardée, ...).

Les progrès récents réalisés dans ce domaine ont été fortement stimulés par les développements techniques de l'instrumentation utilisée, aussi bien des accélérateurs que des moyens de détection et d'analyse.

Le présent travail se présente dans ce contexte. Divisé en deux parties, il traite :

A - Le développement technique d'un système guide d'ions en vue de l'utilisation dans l'étude des noyaux exotiques riches en neutrons.

Ce système répond à deux exigences indispensables à l'étude des noyaux exotiques : premièrement un temps de transport des produits de réaction, loin du bruit de fond radioactif du lieu de production, qui soit compatible avec leurs périodes de plus en plus courtes à mesure que l'on s'éloigne de la stabilité; deuxièmement, une ionisation (indispensable pour une séparation en masse) indépendante des propriétés physico-chimiques des éléments, contrairement aux sources d'ionisation classiques qui sont inefficaces pour les éléments refractaires tel que le rhodium (température de fusion $\simeq 2000^\circ$). Ce système supprime cette étape de réionisation par l'exploitation de l'état de charge naturel des atomes à la suite de réactions nucléaires.

On exposera les caractéristiques techniques du guide d'ions, les tests d'optimisation et les résultats de son premier fonctionnement en ligne ainsi que des perspectives.

B - L'étude de quelques noyaux déficitaires en neutrons de la zone de transition voisine de $Z = 82$, produits par réactions de fusion-évaporation et spallation. Cette zone est actuellement en pleine étude aussi bien expérimentale que théorique.

Dans cette zone nous avons porté notre attention sur deux régions : la région Tl-Hg de masse $A < 184$ et la région Ir-Os entre $A = 172$ et $A = 176$.

Dans la première région il n'y avait aucune donnée expérimentale concernant les isotopes impair-impair de thalium (excepté l'observation indirecte par Lazarev et al. de la désintégration bêta du ^{180}Tl). Pour les isotopes impair-pair, seules des données partielles sur la désintégration alpha existaient.

Nous avons cherché à identifier le $^{182,180}\text{Tl}$, étudier leurs modes de désintégration ainsi que ceux de l'état fondamental (non encore observé) du ^{183}Tl . A partir des données expérimentales nous espérons obtenir des informations sur l'évolution des probabilités associées aux différents modes de désintégration (indispensable pour l'étude de la fission retardée-bêta des Tl), l'effet du croisement sur les deux bandes rotationnelles dans les isotopes pairs de Hg par l'observation d'états non Yrast, et éventuellement tester (à partir des Q_α) les formules de masse atomique utilisées pour les prévisions de la ligne d'émission proton de ces isotopes de Tl.

Dans la région Ir-Os, malgré l'étude extensive sur faisceau, la connaissance de la structure des Os n'était que partielle. De plus il y avait un manque total d'informations sur la désintégration bêta des Ir.

Le but de notre étude a été la recherche, d'une part des propriétés de la désintégration bêta des iridiiums, et d'autre part des états non peuplés lors des expériences sur faisceau, grâce à la spectroscopie gamma et électrons. On peut ainsi avoir une meilleure idée sur les propriétés nucléaires dans cet exemple typique des noyaux de la zone de transition.

Les résultats obtenus dans ces deux régions seront exposés dans les deux premiers chapitres de la deuxième partie, le dernier chapitre est consacré à la discussion de ces résultats dans le cadre de quelques modèles nucléaires.

PARTIE A

MISE AU POINT DU GUIDE D'IONS
COUPLE AU SEPARATEUR D'ISOTOPES EN LIGNE
SUR SARA

3/4

CHAPITRE I

LES PHENOMENES PHYSIQUES REGISSANT LE GUIDE D'IONS

1.1- Principe de fonctionnement

Le guide d'ions est basé sur l'exploitation de l'état de charge naturel des produits de réaction émergeant d'une cible, à l'issue d'un processus nucléaire (1.2, 1.3).

Ces produits, dont l'état de charge est élevé, sont thermalisés dans l'hélium où ils passent à l'état monochargé, état qu'ils vont garder pendant un temps suffisant pour être transportés vers la chambre d'évacuation où l'hélium est pompé et où les ions sont canalisés grâce à un "skimmer" vers la chambre d'extraction. Ils sont alors accélérés puis injectés dans le séparateur d'isotopes (fig.1.1).

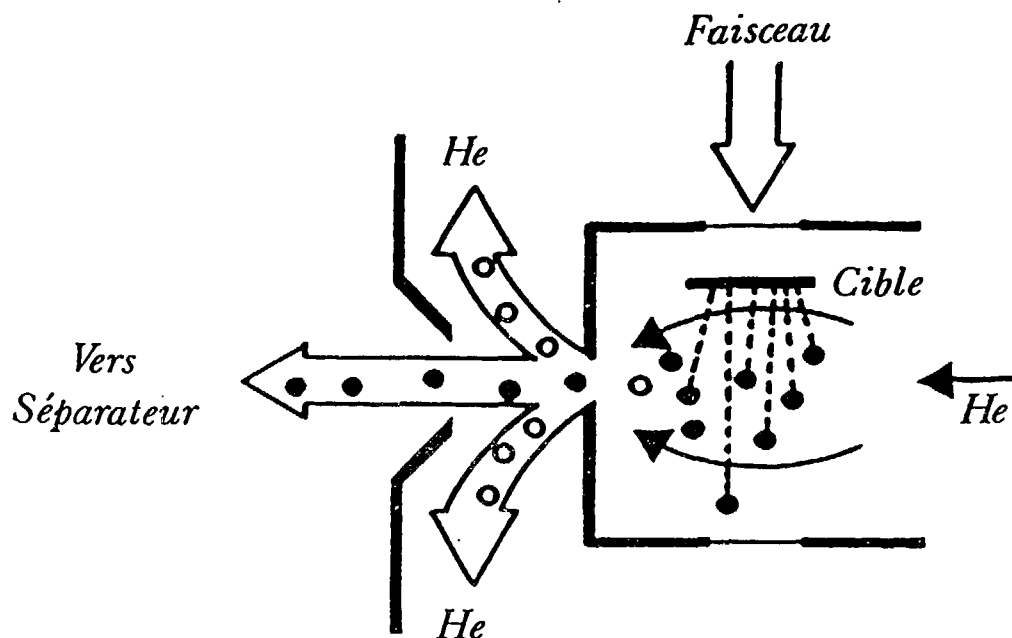


fig.1.1 : Schéma simplifié résumant le principe de fonctionnement du guide d'ions. Les points noirs (●) sont les ions positifs et les points blancs (○) sont les ions négatifs ou les neutres [2].

1.2 - Création de charges

On peut classer en deux catégories les mécanismes de création de charges: les mécanismes internes et les mécanismes externes.

1.2.1 - Les mécanismes internes

Les mécanismes internes sont dus à une perturbation dont l'origine est à l'intérieur de l'atome.

Parmi ces mécanismes, citons le changement de l'état de charge de l'atome par émission d'une ou plusieurs particules internes suite à une réaction nucléaire ou une désintégration radioactive. Ce mécanisme entraîne aussi un processus d'excitation ou d'ionisation par interaction de ces particules avec le cortège électronique de l'atome. Si la vitesse de la particule émise est faible comparée à la vitesse orbitale des électrons, on est devant un processus relativement adiabatique et les probabilités d'ionisation sont relativement faibles et sont croissantes en passant des couches internes aux couches externes (2.10^{-6} , 6.10^{-4} , 2.10^{-2} respectivement pour les couches K, L, M). Pour des particules rapides, les probabilités sont plus élevées correspondant à un effet de "shake-off" électronique.

Un autre processus électromagnétique est la conversion interne qui est une alternative à la désexcitation d'un état nucléaire par voie gamma. Au cours de ce processus une partie de l'énergie d'excitation du noyau est transmise directement à un électron du cortège électronique par la composante radiale du champ électrique du noyau. L'électron est alors éjecté avec une énergie cinétique égale à l'énergie d'excitation diminuée de l'énergie de liaison.

Remarquons aussi que chaque fois qu'il y a ionisation d'une couche atomique interne par n'importe quel processus, il en résulte une désexcitation de l'atome par émission X ou une cascade Auger. Cette dernière entraîne une contribution supplémentaire à la création de charges.

1.2.2 - Les mécanismes externes

Les mécanismes externes ont pour origine l'interaction électromagnétique de l'atome avec son environnement. Notons en particulier l'interaction avec le faisceau du cyclotron.

Les ions du faisceau incident vont interagir avec le cortège électronique des atomes de la cible. L'effet est fonction de la vitesse et du type de projectile et de la vitesse de l'électron cible.

La section efficace d'ionisation augmente avec le numéro atomique du projectile incident et sera maximale si les vitesses des projectiles et de l'électron sont proches.

1.3 - Echange de charges

L'état de charge des produits de réaction peut aussi être modifié par des mécanismes d'échange de charge dans un milieu solide ou gazeux.

Dans notre étude, les produits de réaction sont des fragments de fission induite par particules alpha sur une cible d'uranium.

1.3.1 - Echange de charges dans la cible solide

Les fragments de fission sont dotés d'une énergie ~ 100 MeV. Comme ils sont formés à l'intérieur de la cible, ils seront tout au long de leur traversée sujets à un échange de charges par collision avec les atomes de la cible. Il y a compétition entre gain et perte d'électrons, ce qui se traduit par une distribution des états de charge des fragments et qui conduit après un nombre suffisamment grand de collisions à un état d'équilibre. Les états de charge ont alors une distribution gaussienne, dont la forme dépend de la vitesse du fragment V_f , de son numéro atomique Z_f et faiblement de celui de la cible Z_c . Une formule semi-empirique permet d'estimer l'état de charge moyen à l'équilibre [3] :

$$\bar{q} = Z_f [1 + (0.61 Z_f^{-a} \frac{V_f}{V_0})^{-1/k}]^{-k}$$

$$a = 0.45$$

$$k = 0.6$$

$$V_f > V_0$$

où V_0 est la vitesse de Bohr = $2.19 \cdot 10^6$ m/s

Z_f la charge des fragments de fission

Pour les fragments de fission résultant de la réaction utilisée ($^{238}\text{U} + \alpha(39 \text{ MeV})$), le rapport calculé V_f/V_0 est de 5.5, ce qui correspond à un état de charge moyen de 22.5. Cet état de charge \bar{q} croît avec la vitesse des fragments à la sortie de la cible, comme le montre la fig. 1.2.

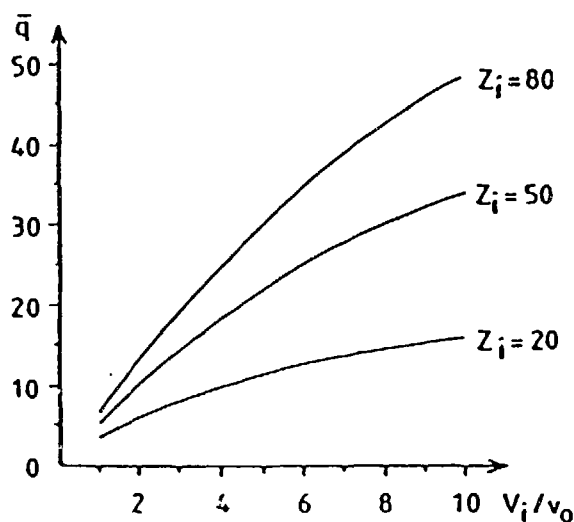


fig.1.2 : Etat de charge moyen des fragments de numéro atomique $Z_i = 20, 50$ et 80 , dans un milieu solide [1].

1.3.2 - Echange de charges dans l'hélium

Lorsque les fragments de fission pénètrent dans l'hélium avec un état de charge donné, un processus d'échange de charge est entamé. L'état de charge moyen et la vitesse du fragment sont liés.

Pour des vitesses $V_f > V_0$ (vitesse orbitale de Bohr), on peut estimer l'état de charge moyen par [4] :

$$\bar{q} = 0.39 \frac{V_f}{V_0} Z_f$$

La figure 1.3 représente graphiquement cette relation.

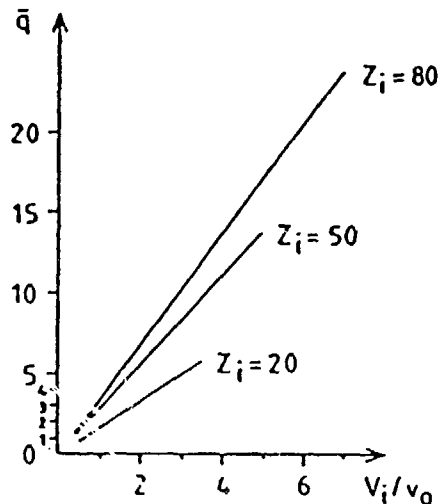


fig.1.3 : Etat de charge moyen des fragments de numéro atomique $Z_i = 20, 50$ et 80 , dans un milieu gazeux[1].

1.4 - Thermalisation des fragments de fission

Les fragments de fissions vont, en traversant l'hélium, subir une perte d'énergie et sont donc graduellement thermalisés. l'état cinétique ainsi atteint, est indispensable à leur transport.

La thermalisation se fait par interaction électromagnétique avec les électrons et les noyaux du milieu. L'importance relative des deux contributions, dépend du domaine de vitesse du fragment.

Le parcours des fragments est un facteur déterminant pour l'efficacité du guide d'ions, car il impose les valeurs minimales de la pression d'hélium et des dimensions de la chambre de thermalisation.

Dans les conditions usuelles de fonctionnement du guide d'ions, la théorie de Lindhard et Scharff [5] décrit assez bien le ralentissement des fragments. Le parcours est alors donné par:

$$R.P = 8.23(A_i + 4) \frac{(Z_i^{2/3} + 2.52)^{1/2} E_i}{Z_i A_i}$$

où R est le parcours (en cm)

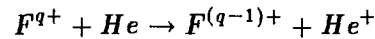
P est la pression du gaz (en mbar)

A_i , Z_i , E_i la masse, le numéro atomique et l'énergie de l'ion

En pratique, les parcours peuvent aussi être calculés à partir des tables de Northcliffe et Schilling [6].

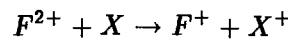
1.5 - L'état de charge + 1

Les fragments de fission multichargés vont au cours de leur thermalisation voir diminuer leur état de charge par des échanges électroniques avec les atomes d'hélium:



Dans l'hélium le passage d'un état de charge élevée vers un état de charge $q = +2$ est très probable.

Le passage de l'état de charge +2 à l'état +1 se fait préférentiellement avec les atomes des impuretés suivant le processus:



Pendant les processus de transfert de charges et de thermalisation les ions sont ralentis, mais néanmoins la distribution en vitesse des ions F^{2+} est très large et peut s'étendre de la vitesse maximum de recul aux vitesses thermiques ($\sim 300m/s$ à $T = 300$ K).

Dans le domaine des faibles vitesses, le transfert de charge $2^+ \rightarrow 1^+$ dans l'hélium apparaît très improbable à cause de l'endoénergéticité de la réaction. En effet, peu d'éléments ont un potentiel de seconde ionisation plus élevé que le potentiel de première ionisation de He (24.581 eV).

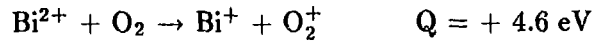
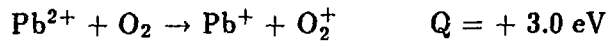
L'hélium C utilisé ici a une pureté $\geq 99.995\%$, et après passage à travers le piège à azote on peut affirmer que les impuretés résiduelles sont :

$H_2O < 3ppm$; $O_2 < 2ppm$; $CH_4 < 1.5ppm$; H_2 , N_2 traces. Cependant, les ions de recul peuvent subir plusieurs collisions avec ces molécules d'impuretés durant leur parcours (10 - 20 mm) dans la chambre de recul.

En effet à température ambiante ($T = 300^\circ$ K) le libre parcours moyen \bar{l} est relié à la pression d'hélium suivant $\bar{l} (\mu m) \simeq 340/p(mbar)$. Dans notre cas $\bar{l}(He) \sim 1 \mu m$ tandis que compte tenu de la pression partielle et de leur diamètre, les impuretés ont un libre parcours moyen \bar{l} (impureté) $\simeq 1$ cm.

Bien que peu de résultats expérimentaux existent sur les taux de réaction $F^{2+} \rightarrow F^{1+}$ dans l'hélium, Johnsen et Biondi [7] ont montré qu'ils étaient presque toujours élevés lorsque les réactants sont des molécules et si le $Q \simeq +4\text{eV}$.

Par exemple :



Si l'on inclue les états excités atomiques ou moléculaires possibles donnant lieu à des réactions favorisées ceci explique pourquoi aucun ion d'état de charge $> +1$ n'a été observé après séparation.

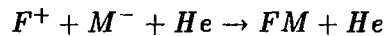
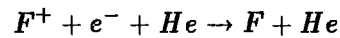
1.6- Mécanismes de perte des ions

Il y a deux mécanismes principaux de perte des ions utiles (de charge $+1$): ce sont les recombinaisons et les diffusions vers les parois.

1.6.1- Les recombinaisons

Le faisceau incident va créer un plasma dont la densité dépend des caractéristiques de ses particules (énergie, intensité, nature) ainsi que de la densité d'hélium (donc de sa pression) dans la chambre guide d'ions. L'ordre de grandeur de la densité du plasma (défini comme n_e/n_{He}) est de 10^{-7} pour un faisceau de protons de 20 MeV et de 1 μA d'intensité. Elle est 10 fois plus grande pour des α de même énergie et intensité.

Dans ce plasma les produits de réaction thermalisés vont être neutralisés par réaction avec les électrons libres du plasma et aussi avec des ions négatifs, entre autre, suivant les processus à 3 corps:



On note aussi qu'il peut y avoir réaction avec des neutres. La densité des ions positifs va alors diminuer suivant la loi:

$$n_i = n_i(0) \exp(-\alpha n_e n_n t)$$

où α est le coefficient de recombinaison

n_e : densité d'électrons

n_n : densité de neutres

1.6.2- diffusion vers les parois

Un autre facteur de perte des ions monochargés thermalisés dans l'hélium est la diffusion aléatoire de ces derniers vers les parois de la chambre guide d'ions lors de leur

transport. Cette diffusion existe à cause du gradient de densité d'ions positifs n . Leur densité de flux s'exprime par l'expression:

$$\vec{\Gamma} = -D\vec{\nabla}n_i$$

où D est le coefficient de diffusion défini comme suit:

$$D = \frac{kT}{m\nu}$$

k étant la constante de Boltzmann, T la température, m la masse des ions et ν la fréquence de collision qui est proportionnelle à la pression.

La diffusion vers les parois est caractérisée par un temps de diffusion. Ce dernier impose une contrainte temporelle sur le temps de vidage de la chambre guide d'ions. En effet, l'efficacité du système exige un temps de vidage inférieur au temps de diffusion vers les parois.

Pour l'estimation du temps moyen de diffusion dans la chambre guide d'ions, une formule reliant directement le coefficient de diffusion à la pression est utilisée [1] :

$$D = \frac{500}{P}$$

P étant la pression de la chambre guide d'ions en mbar

L'expression du temps moyen de diffusion dépend de la forme de la chambre et de ses dimensions. Compte tenu des dimensions de la chambre, on estime ce temps de diffusion à ≈ 100 ms pour une pression de 200 à 300 mbar, moyennant l'expression du temps de diffusion dans le cas d'un cylindre de rayon r .

$$\tau_{diff} = \frac{(r/2.4)^2}{D} \quad s$$

r étant exprimé en cm

1.7 - Formation et rôle du jet d'hélium

Durant le fonctionnement du guide d'ions, un rapport de pressions $\frac{P_{tc}}{P_1}$ de 10^4 est maintenu entre la chambre de thermalisation et la chambre d'évacuation (2.1, 2.2). L'hélium sortant par le trou d'extraction subit alors une détente avec formation d'un jet supersonique.

En l'absence du skimmer la structure du jet est la suivante [8]:

Un noyau de forte densité est entouré (avec une extension vers l'avant) d'une zone de faible densité. Le tout est limité sur les cotés par une zone de choc latéral et par le disque de Mach vers l'avant (fig.1.3).

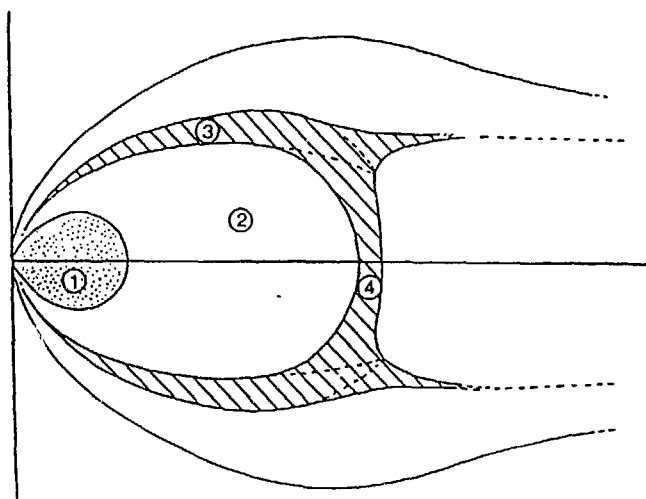


fig.1.4 : Structure d'un jet d'hélium sous-détendu. On distingue : le noyau central(1), la zone de faible densité(2), la zone de choc latéral(3) et le disque de Mach(4) [8].

Les fragments de fission thermalisés dans l'hélium vont être entraînés dans ce jet vers la chambre d'évacuation. Leur distribution dans le jet dépend de la forme du trou d'extraction. En effet, si ce dernier a une forme de type convergent, les fragments sont repartis sur les bords du jet; alors que pour une forme de type culot ou divergent, ils sont répartis dans un cylindre de diamètre $\phi \simeq 1\text{mm}$ autour de l'axe [9,2]. Nous verrons dans le chapitre suivant que ce comportement a été pris en compte pour le choix de la forme du trou d'extraction.

CHAPITRE II

DESCRIPTION TECHNIQUE

Le guide d'ions que nous utilisons actuellement (fig 2.1) est passé par plusieurs stades d'amélioration sur le plan conceptuel. Ayant remplacé la source d'ions, il constitue une partie essentielle de l'ensemble de séparation isotopique en ligne sur SARA (Grenoble) schématisé sur la figure 2.2.

Le tableau 2.1 résume les paramètres de fonctionnement du guide d'ions.

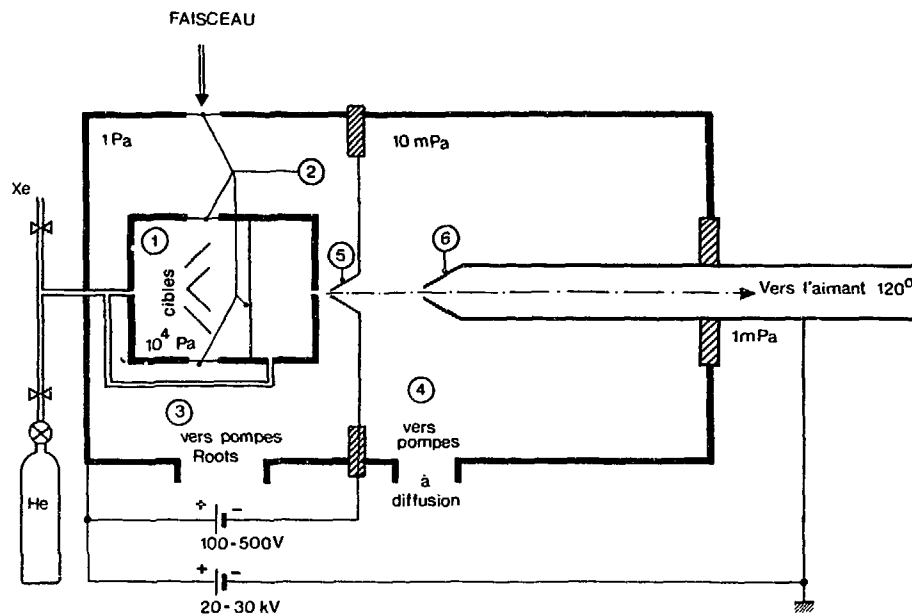


fig.2.1 : Guide d'ions installé auprès du séparateur en ligne sur SARA. On distingue, la chambre de recul(1), les fenêtres de havar(2), la chambre d'évacuation (3), la chambre d'extraction(4), le skimmer et l'électrode d'extraction(5,6).

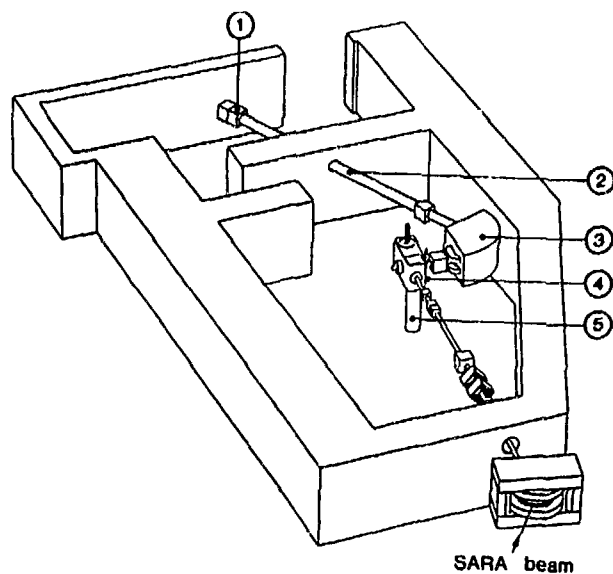


fig.2.2 : Vue d'ensemble de la voie C des expériences à SARA. On distingue, le cube de détection (1), la lentille de transport (2), l'aimant d'analyse (3), le caisson guide d'ions (4) et le tube de pompage (5).

2.1 - Chambre à réaction

Il s'agit d'une chambre à deux compartiments (fig 2.3) adaptée à la fission, conçue pour éliminer les pertes des fragments de fission par recombinaison avec les électrons libres du plasma (généré par le faisceau) en séparant la zone de réaction et la zone de thermalisation par une feuille métallique de 1-2 mg/cm² d'épaisseur[10].

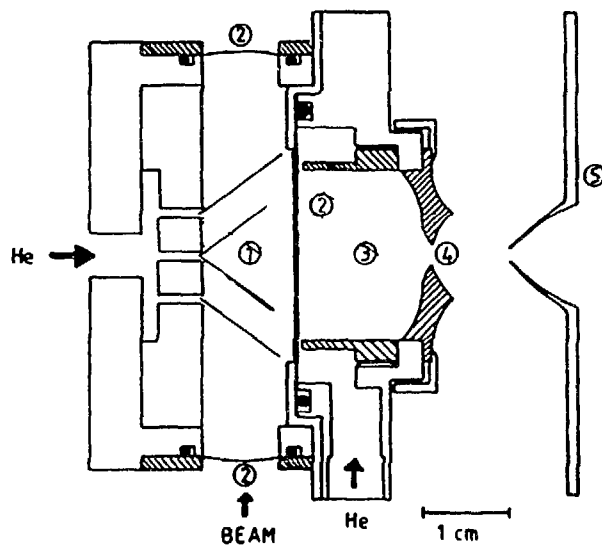


fig.2.3. : Chambre à réaction à deux compartiments adaptée à la fission. On distingue : les 4 cibles (1), les fenêtres(2), le compartiment de thermalisation (3), le trou d'extraction (4), le skimmer (5)[10].

Dans une version ultérieure, nous avons donné à cette dernière une forme en U offrant un angle solide de 2π . Grâce au caractère approximativement isotrope de la fission, les fragments produits sur 4 cibles (disposées de manière à optimiser l'angle solide de production) et ayant une énergie cinétique de 80-100 MeV, traversent, pour une partie d'entre eux, la feuille métallique et sont alors thermalisés dans une zone de 8.5 cm^3 sous une pression d'hélium de 200-500 mbar. Le trou d'extraction est de type culot avec un diamètre de 1.2-1.4 mm.

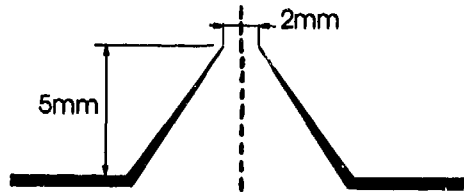


fig.2.4 : Schéma et dimensions du skimmer utilisé.

2.2 - Chambre d'évacuation

C'est un espace maintenu à un vide primaire de $\sim 10^{-2}$ mbar grâce à un système de pompage type roots (voir 2.8). Ce dernier permet l'aspiration de l'hélium ayant servi pour le transport des fragments de fission. Les fragments, ayant une charge électrique, sont canalisés vers l'étage secondaire par un élément électrostatique : le skimmer. Ils sont ainsi séparés des atomes d'hélium. Dans les conditions usuelles de fonctionnement le skimmer de hauteur 5 mm et de diamètre 2 mm (fig 2.4) est porté à une tension négative de -50 à -300 V. Le choix de la tension est fait sur la base d'un compromis entre l'efficacité d'extraction et la résolution en masse (voir 3.1.2 et 3.2).

L'ensemble des deux chambres précédentes ainsi que le système de pompage, décrit au paragraphe 2.8, est portée à la haute tension de 25kV.

2.3 - Chambre d'extraction

Elle est séparée de la précédente par le skimmer et maintenue à un vide secondaire de $\sim 10^{-4}$ mbar grâce à un pompage différentiel. L'électrode d'accélération est reliée à la masse réalisant ainsi le champ électrique nécessaire à l'accélération des ions positifs. Cette chambre est connectée directement à l'aimant d'analyse permettant ainsi l'injection des ions accélérés en vue d'une séparation isotopique.

2.4 - L'aimant d'analyse

C'est un aimant d'angle $\phi = 120^\circ$ ayant un rayon de courbure R de 0.75 m et un entrefer de 100 mm de hauteur. Le champ magnétique est du type inhomogène d'indice $n = 0.5$. Dans le cas général, un tel champ admet deux composantes une radiale et une autre transverse (suivant l'axe Z par exemple).

La première est assez faible et vaut $B_r \sim -nB(\frac{z}{r})$. La deuxième est plus intense, sa valeur est $B_z(r) = B_z(R)(\frac{R}{r})^n$.

Une double focalisation est réalisée suivant ces deux directions par suite d'oscillation des particules autour de $r = R$ et $z = 0$, avec les fréquences respectives de $\sqrt{n} \times \omega$ et $\sqrt{(1-n)} \times \omega$ (ω étant la fréquence cyclotronique $\frac{qB}{m}$).

La dispersion \mathcal{D} dans le plan focal s'écrit:

$$\mathcal{D} = R[2(1 - \cos \frac{\phi}{\sqrt{2}}) + \sqrt{2} \frac{b}{R} \sin \frac{\phi}{\sqrt{2}}]$$

Avec la longueur du bras de sortie $b = 1.45$ m on obtient $\mathcal{D} = 3400$. Cela implique que les masses 100 et 101 (par exemple) sont séparées de 17 mm.

2.5 - Lentilles de transport du faisceau séparé

C'est un ensemble de lentilles type Einzel, de 6m de long dont chaque élément est formée par l'alternance de cylindres polarisées ou à la masse. Elle est rendue indispensable par la nécessité de transporter le faisceau séparé dans un environnement à bas bruit de fond où le comptage est effectué. La transmission obtenue avec une telle lentille est $\geq 70\%$ [11].

2.6 -Le massemètre

C'est essentiellement une sonde à effet Hall (fig 2.5) traduisant le champ magnétique de l'aimant en valeur de masse. En effet pour des ions monochargés accélérés par une tension U , la masse sélectionnée m est une simple fonction quadratique de l'intensité du champ magnétique \vec{B} .

$$m = \frac{eR^2 B^2}{2U}$$

Cette sonde transmet son signal digital (RS232C) par voie optique à un microordinateur APPLE où un programme calcule la valeur de la masse et l'affiche à l'écran [12].

Le massemètre est étalonné en introduisant dans la chambre guide d'ions une petite quantité de Xénon dont les masses et le pourcentage de ses isotopes sont connus. Ceci permet au programme de fixer les paramètres de la dépendance masse-courant. On note aussi qu'il faut recalibrer le massemètre après chaque coupure de HT car cela affecte un paramètre libre à savoir la tension d'accélération U .

2.7-Profileur de faisceau

Les ions après avoir été séparés en masse sont reçus sur un profileur situé dans le plan focal de l'aimant et formé de 32 fils de tungstène de 0.1 mm de diamètre, séparés de 1mm les uns des autres. Le courant reçu par chaque fil est amplifié par un amplificateur de sensibilité 0.5 pA/mV puis injecté dans un oscilloscope utilisé en $X - Y$, visualisant ainsi le spectre de masses, ce qui permet une lecture directe de l'intensité des ions.

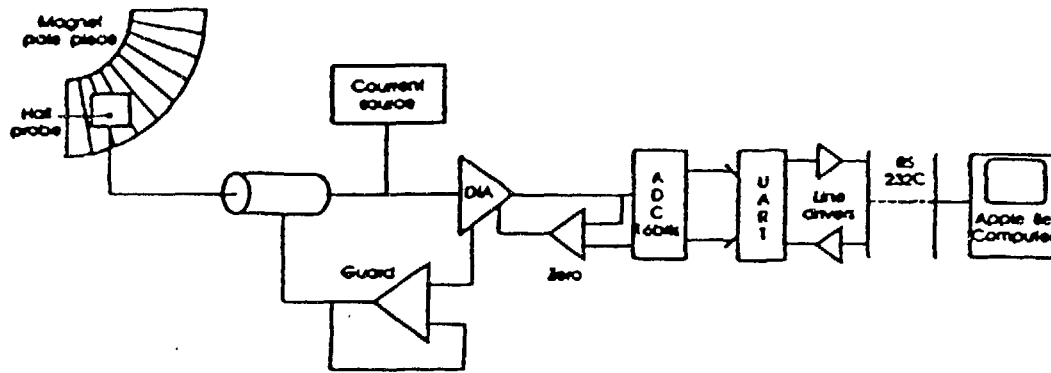


fig.2.5 : Schéma du massemètre montrant la sonde à effet Hall et l'électronique associée.

2.8 - Système de pompage

La pression d'hélium dans la chambre de thermalisation est au moins 1000 fois plus grande que celle dans la chambre d'évacuation. Dans ces conditions l'écoulement est visqueux [13]. Le débit en mbar l/s est donné par la relation:

$$Q = AP_{tc} \left[\frac{P_1}{P_{tc}} \right]^{\frac{1}{\gamma}} \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{RT}{M} \left[1 - \left(\frac{P_1}{P_{tc}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]^{1/2}$$

où

$$A = \frac{\pi\phi^2}{4}$$

est la surface du trou d'extraction en cm²

P_{tc} = pression chambre de thermalisation en mbar

P_1 = pression chambre d'évacuation en mbar

$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ (= 1.67 pour He)

R = constante des gaz parfaits

T = température chambre de thermalisation

M = masse molaire du gaz tampon (He)

On peut aussi exprimer le débit comme une fonction de la différence de pression et un paramètre géométrique du système qui est la conductance du trou d'extraction C_e .

$$Q = C_e(P_{tc} - P_1)$$

Le flux de gaz passera par un maximum pour une valeur critique du rapport $\frac{P_1}{P_{tc}}$ [13] :

$$\frac{P_1}{P_{tc\ cr}} = \left[\frac{2}{\gamma+1} \right]^{\gamma/(\gamma-1)} (= 0.487 \text{ pour l'hélium})$$

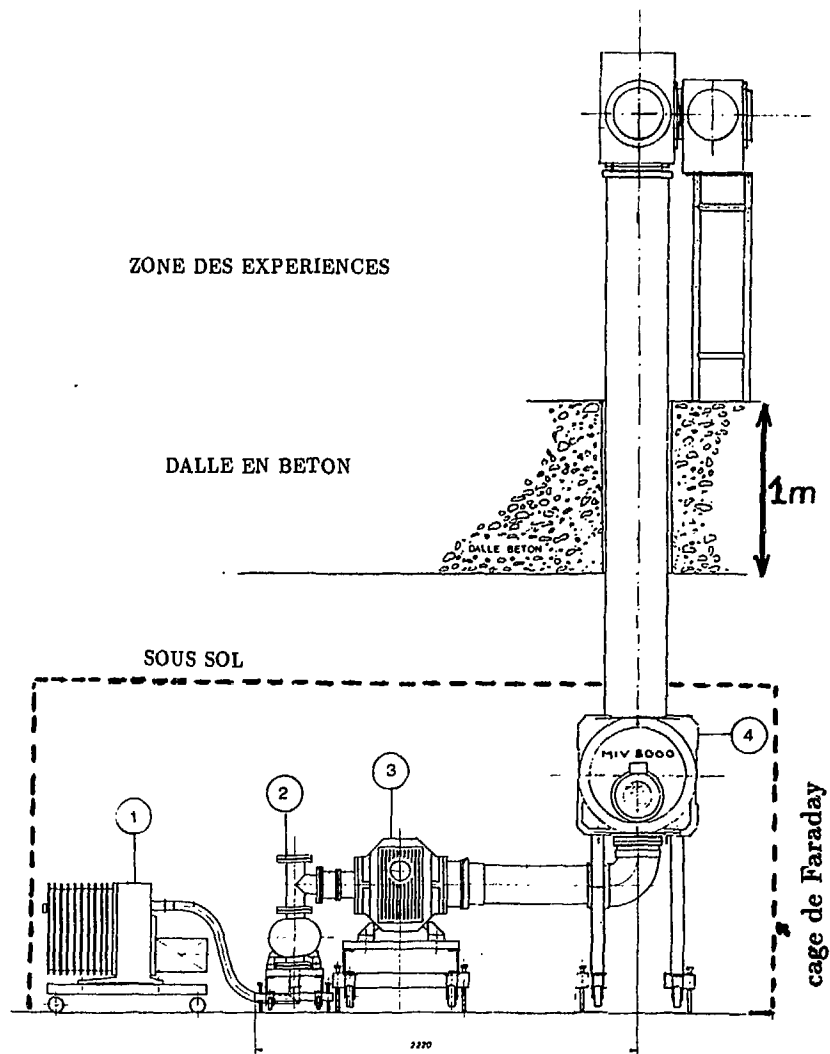


fig.2.6 : Système de pompage. On distingue : pompe à palettes(1), pompe Roots 1000(2), pompe Roots 3000(3) et pompe Roots 8000(4).

Toute diminution ultérieure du rapport $\frac{P_1}{P_{1c}}$ n'entraînera pas une augmentation du flux.

De ce qui précède, on peut tirer une relation simple entre la conductance du trou d'extraction et son diamètre:

$$C_e = 0.45\phi_e^2$$

où C_e est exprimé en l/s et ϕ_e en mm.

Vu le diamètre ϕ_e donné en (2.1) on tire une conductance de 0.65 à 0.88 l/s, ce qui entraîne un débit de 130 à 176 mbar l/s à 200 mbar.

Le système de pompage est constitué de 4 pompes en série dont une pompe primaire de 120 m³/h et 3 roots ayant les vitesses suivantes : 1000, 3000, 8000 m³/h (voir fig.2.6);

et d'une pompe à diffusion d'huile de 8000 l/s pour la chambre d'extraction. Ce puissant groupement donne l'avantage de pouvoir travailler à des pressions d'hélium dans la chambre guide d'ions allant jusqu'à 500 mbar, et ainsi d'avoir une plus grande efficacité de thermalisation, et par voie de conséquence un meilleur rendement. De plus, une pression élevée augmente le temps de diffusion vers les parois et permet donc l'utilisation d'un volume de thermalisation relativement grand sans entraîner trop de pertes sur les parois.

2.9 - Temps d'évacuation de la chambre

Les fragments de fission qui traversent la feuille métallique sont thermalisés dans des endroits différents de la chambre, et par conséquent, il y a une certaine distribution dans leur temps de sortie. On définit le temps d'évacuation comme le temps moyen de résidence d'un ion thermalisé à l'intérieur de la chambre guide d'ions de volume V . Il est lié à la conductance du trou d'extraction par:

$$t = \frac{V}{C_e}$$

Moyennant les dimensions géométriques citées précédemment pour le guide d'ions, on déduit un temps d'évacuation de l'ordre de 10 ms. L'ordre de grandeur a été vérifié indirectement par l'observation de $^{119m}\text{Pd}(T_{1/2} = 19\text{ms})$ [12].

2.10 - Le piège à azote

L'hélium que nous utilisons est du type commercial. Il contient des impuretés dans les pourcentages suivants: Ne ($\leq 10\text{ppm}$), N ($\leq 10\text{ppm}$), O₂ ($\leq 5\text{ppm}$), H₂ ($\leq 10\text{ppm}$) et H₂O.

Il a été montré expérimentalement que l'efficacité du guide d'ions dépend, entre autres, de la quantité de ces impuretés, et qu'elle augmente si ces dernières diminuent.

Dans le fonctionnement en ligne, on arrive à diminuer le pourcentage de ces impuretés grâce à un piège à azote. Il est constitué d'un dewar rempli d'azote liquide ($T = 77\text{ K}$) dans lequel trempe un cylindre contenant du charbon actif. L'hélium passe dans un serpentin entourant le cylindre et dépose ses impuretés par adsorption. Il est ensuite injecté dans la chambre guide d'ions.

<i>Chambre guide d'ions</i>	<i>Chambre d'évacuation</i>	<i>Chambre d'extraction</i>
$V = 8.5\text{cm}^3$	$d_{ex-sk} = 0 - 20\text{mm}$	$d_{ex-el} = 15 - 25\text{mm}$
$\phi_e = 1.2 - 1.4\text{mm}$	$\phi_{sk} = 2\text{mm}$	$P_{ext} \approx 10^{-4}\text{mbar}$
$P_{tc} = 0 - 500\text{mbar He}$	$P_1 \approx 10^{-2}\text{mbar}$	$U_{ext} = 25\text{kV}$
$t_{tc} \approx 10\text{ms}$	$U_{sk} = -50 \text{ à } -500\text{V}$	

tableau 2.1 : Les paramètres techniques du guide d'ions utilisé à SARA.

CHAPITRE III

TESTS REALISES

Avant d'utiliser le guide d'ions pour l'étude des noyaux exotiques nous avons entrepris une série de tests ayant pour but l'optimisation du rendement du système en étudiant l'évolution de ce dernier en fonction de la variation des différents paramètres intervenant dans le fonctionnement du guide d'ions.

3.1- Tests hors ligne

3.1.1- Dispositif expérimental

Pour simuler l'effet d'un faisceau nous avons utilisé une source à "étincelles" [1]. Elle consiste en deux électrodes métalliques séparées par une distance de 1.1mm dont l'une est à la masse et l'autre est portée à une tension continue variable à volonté. Elle sont enfermées dans une enceinte ayant les mêmes dimensions que la chambre guide d'ions utilisé en ligne.

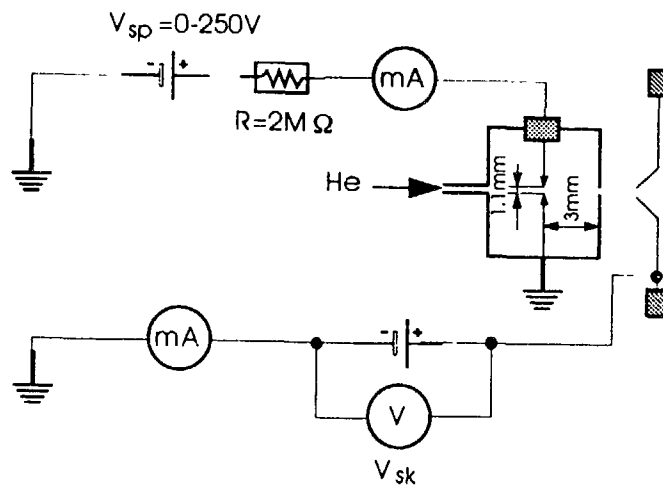


fig.3.1 : Représentation schématique de la source à étincelles utilisée dans les tests hors-ligne.

La source à étincelles est alimentée par de l'hélium (fig.3.1). Elle produit par décharge entretenue des ions d'hélium ainsi que des ions d'impuretés dus à l'air résiduel ou s'infiltrant dans le guide d'ions soit avec l'hélium soit par des microfuites. Sa caractéristique courant-tension est représentée sur la figure 3.2.

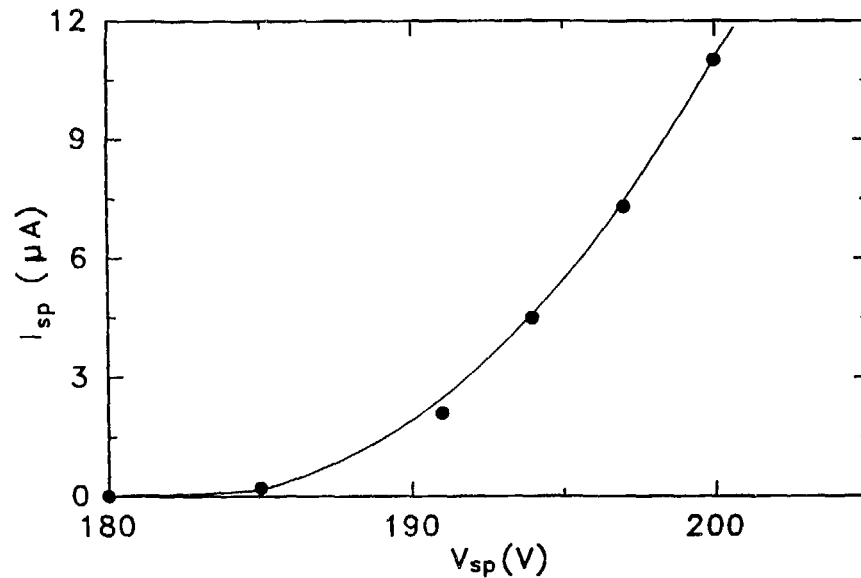


fig.3.2 : Caractéristique courant-tension de la source à étincelles utilisée (V_{sp} et I_{sp} sont respectivement la tension et le courant de la source).

3.1.2- Résultats des tests

a - Spectre de masse des impuretés

Le premier but visé dans ces tests est l'obtention, sur le séparateur magnétique, d'un spectre de masse des impuretés se trouvant à l'intérieur de la chambre guide d'ions, ce qui représente l'étape préparatoire pour l'extraction des ions issus des réactions nucléaires. La fig (3.3) représente les ions extraits avec leurs intensités relatives. Ces impuretés peuvent être soit des ions atomiques (O^+ , N^+ ...) soit moléculaires (N_2^+ , O_2^+ , $[H_2O]H^+$...).

Nous avons remarqué que l'intensité relative dépend fortement des conditions de fonctionnement, entre autres de la quantité de Xénon introduite dans la chambre guide d'ions.

b - Effet qualitatif de la tension skimmer sur la résolution

Nous avons relevé une diminution de la résolution en masse quand on augmente la tension skimmer en observant la variation de la largeur à mi-hauteur d'un pic de Xe ou d'impureté. Cet effet peut être expliqué par l'augmentation de la dispersion en vitesse (par rapport à la vitesse moyenne) suite aux diffusions des ions sur les molécules d'hélium dans l'espace d'évacuation, ce qui se traduit par un élargissement du profil du faisceau extrait.

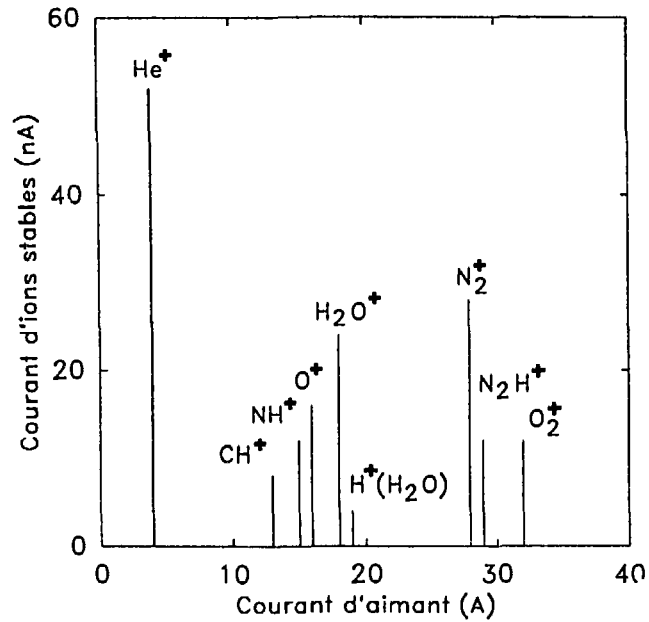


fig.3.3 : Les premiers ions stables produits hors-ligne

c - Efficacité de transport

Pour évaluer l'efficacité du transport des ions produits, dans le jet d'hélium nous avons entrepris une mesure d'ions positifs collectés sur le skimmer bouché. L'opération est réalisée en relevant le rapport I_{sk}/I_{sp} du courant collecté à celui de la source (lu sur l'ampèremètre), en fonction de la tension skimmer.

La courbe ainsi obtenue (fig.3.4) révèle une vitesse de variation décroissante qui fait ressortir une tendance à la saturation pour une tension skimmer autour de -400 V. L'efficacité ainsi extraite est de 13%.

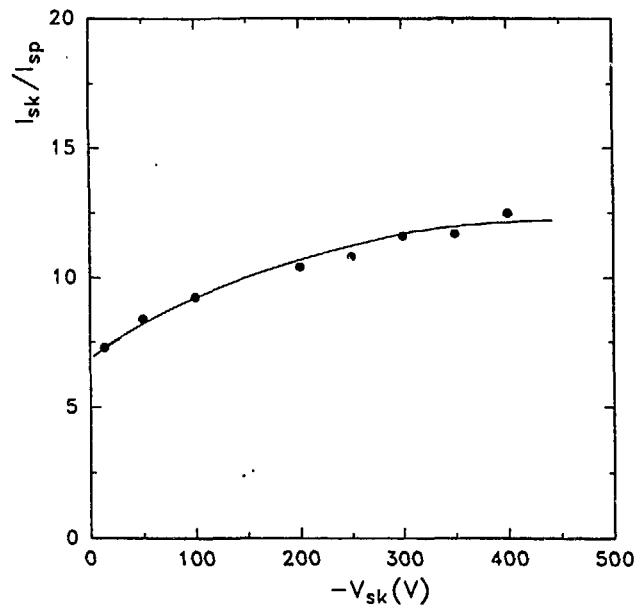


fig.3.4 : Evaluation hors-ligne de l'efficacité de transport des ions positifs.

d - Effet de la distance électrode d'extraction-trou d'extraction

Cette étude montre une fonction linéaire, de croissance assez lente, de l'efficacité d'extraction en fonction de la distance électrode-trou d'extraction (fig 3.5). Cette croissance pourrait être dû aux propriétés optiques de l'aimant à savoir une meilleure adaptation du point objet avec la position fixe de notre fente de sélection, ce que l'on réalise en reculant l'électrode. En conséquence dans toutes les expériences postérieures nous avons gardé l'électrode à sa distance maximale.

e - Effet de la distance skimmer-trou d'extraction sur le vide secondaire

La pression dans l'étage secondaire est assez sensible à la position du skimmer. En effet, en rapprochant ce dernier du trou d'extraction, une quantité d'hélium de plus en plus grande (quoique limitée à quelques pour mille du flux total) arrive à passer à travers le trou du skimmer augmentant ainsi la pression dans la chambre d'extraction (tab.3.1). Cette augmentation de pression est évidemment à éviter car elle entraînerait une détérioration de la résolution en masse du fait de la forte diffusion des ions accélérés sur les molécules d'hélium dans l'étage secondaire et des pertes d'ions par recombinaisons avec le gaz résiduel. Pour ce qui est du vide primaire l'effet n'est pas significatif.

Ces tests hors-ligne ont donc permis principalement de rendre le système techniquement apte à canaliser les ions monochargés, les extraire puis les séparer en masse. Ils ont en plus permis de se rendre compte, au moins qualitativement, de l'effet de certains paramètres du système.

3.2 - Tests en ligne

a - Résolution en masse

La résolution en masse, facteur très important en spectroscopie nucléaire, a fait l'objet d'une attention particulière. Les modifications techniques apportées au guide d'ions ont nettement amélioré ce paramètre. Nous avons étudié son évolution en procédant de la manière suivante: on injecte une faible quantité de Xe dans la chambre guide d'ions. Les atomes sont alors ionisés par les fragments de fission produits dans une réaction de fission induite par un faisceau de particules α sur une cible d'un élément lourd (Th, U). Ils sont alors extraits. Après séparation en masse, les ions Xe^+ sont reçus sur le profileur et leur spectre de masse est visualisé sur l'oscilloscope (3.1.1).

Le pouvoir de résolution en masse est relié à la dispersion de l'aimant et la largeur à mi-hauteur $L_{1/2}$ du pic de masse à analyser par la relation :

$$R_p = \frac{D}{2L_{1/2}}$$

Connaissant la valeur de D il suffit de mesurer la largeur du pic sur l'écran de l'oscilloscope pour avoir la résolution. La valeur obtenue autour de la masse 130 est ≥ 850 (fig.3.6). C'est une des meilleures valeurs obtenues sur des installation similaires.

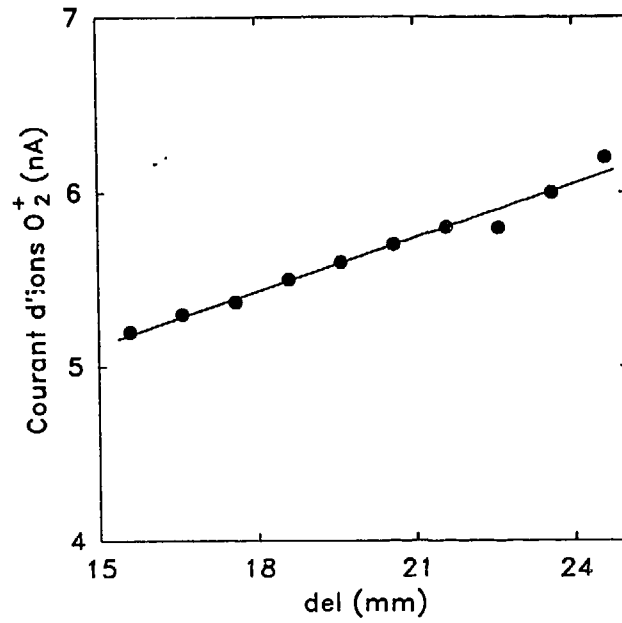


fig.3.5 : Effet de la distance électrode d'extraction-trou d'extraction sur l'intensité du courant d'ions transporté.

d_{sk} (mm)	Pression primaire (mbar)	Pression secondaire (mbar)
10	$2 \cdot 10^{-2}$	10^{-4}
9	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$
8	=	$1,5 \cdot 10^{-4}$
7	=	$1,7 \cdot 10^{-4}$

Tableau 3.1 : Effet de la distance skimmer-trou d'extraction sur le vide.

Partant de la relation reliant l'énergie E de l'ion extrait à sa masse m , sa charge q , le champ magnétique B et le rayon de courbure de l'aimant R ,

$$mE = \frac{1}{2}(qBR)^2$$

on déduit : $\Delta E / E = \Delta m / m$.

Or $m/\Delta m$ la résolution en masse est aussi égale à R_p . On en déduit alors la dispersion en énergie $\Delta E = E/850 \simeq 30$ eV, avec $E = 25$ keV.

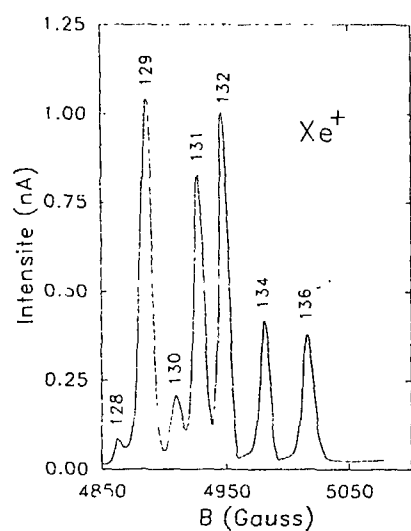


fig.3.6.a : Spectre de Xe relevé avec un enregistreur à grande inertie, montrant l'ensemble des isotopes stables.

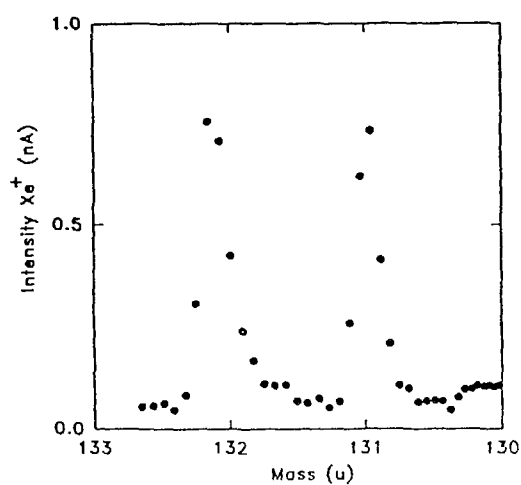


fig.3.6.b : Photographie de l'écran de l'oscilloscope montrant la séparation en masse des deux isotopes ^{131}Xe et ^{132}Xe (distance entre points = 1mm) et le pouvoir de résolution $R_p = 850$.

b - Effet de la distance skimmer-trou d'extraction

Nous avons cherché à étudier quantitativement l'effet de la distance skimmer-trou d'extraction sur l'efficacité d'extraction. Pour cela nous avons disposé d'un faisceau de particules α et nous nous sommes calés sur la masse 19 attribuée à l'ion $[H_2O]H^+$. Pour remédier aux fluctuations du faisceau, nous avons pris le rapport I_{peak}/I_{beam} de l'intensité du courant correspondant aux ions précédents à l'intensité du faisceau α . La fig (3.7) montre le résultat obtenu.

La courbe présente d'abord une montée rapide jusqu'à atteindre un maximum correspondant à une distance entre 7 à 10 mm, puis elle décroît linéairement. Ce comportement est probablement dû à deux paramètres: la configuration du champ électrique dont la topographie varie en fonction de cette distance et l'effet de cette dernière sur le type d'écoulement ainsi imposé au jet d'hélium.

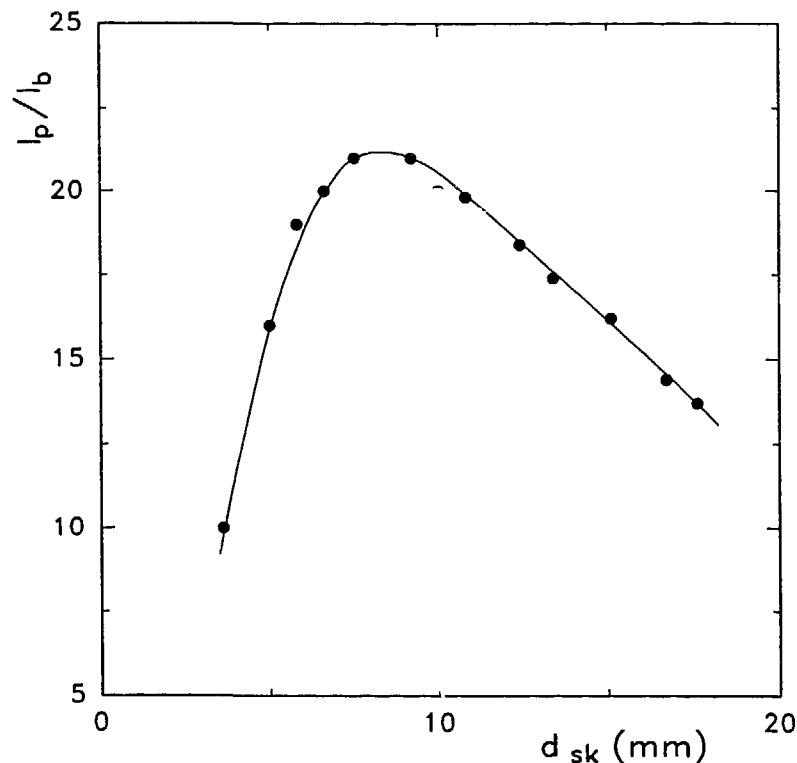


fig.3.7 : Effet de la distance skimmer-trou d'extraction sur l'efficacité du transport(I_p et I_b sont respectivement le courant d'ions et celui du faisceau).

c - Effet de la tension skimmer

En maintenant le skimmer à la position optimale, nous avons cherché l'effet de la tension skimmer sur le taux d'extraction des ions produits (fig 3.8).

Nous remarquons d'abord une augmentation du taux d'extraction aussi bien pour les ions atomiques que pour les ions moléculaires. Pour une valeur de la tension skimmer

dépendant du type d'ions considéré, on atteint un maximum. Si l'ion est atomique, le maximum est suivi d'une saturation alors que pour les ions moléculaires une chute progressive se produit correspondant à une dissociation moléculaire dont le pourcentage augmente évidemment avec l'intensité du champ électrique appliqué.

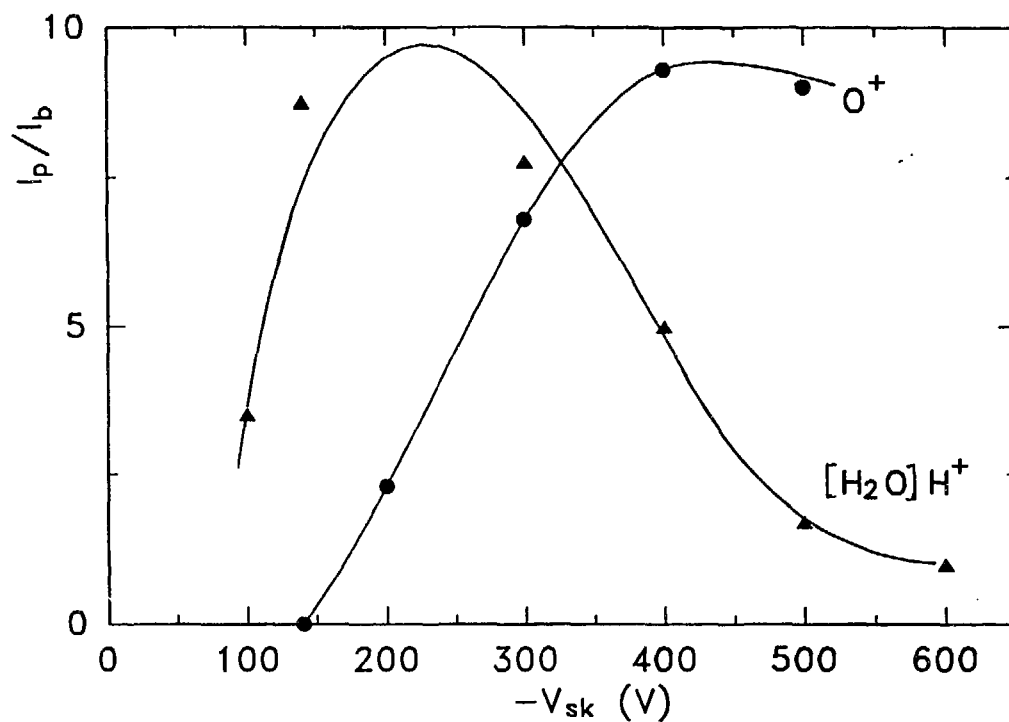


fig.3.8 :Effet de la tension skimmer sur l'intensité du courant extrait.

CHAPITRE IV

FONCTIONNEMENT EN LIGNE DU GUIDE D'IONS

4.1- Conditions expérimentales

4.1.1 - Choix de la réaction

Les premières expériences faites sur des systèmes similaires ont utilisé des protons ou des deutons. Nous avons entrepris une expérience utilisant comme projectiles des particules alpha induisant une réaction de fission sur 4 cibles de U naturel de 15 mg/cm^2 , comme première étape dans l'utilisation du guide d'ions pour la production d'isotopes riches en neutrons. Le faisceau délivré par le cyclotron de Grenoble avait une intensité de $3 \mu\text{A}$ et une énergie de 39 MeV, ce qui correspond à une énergie d'excitation de 34 MeV.

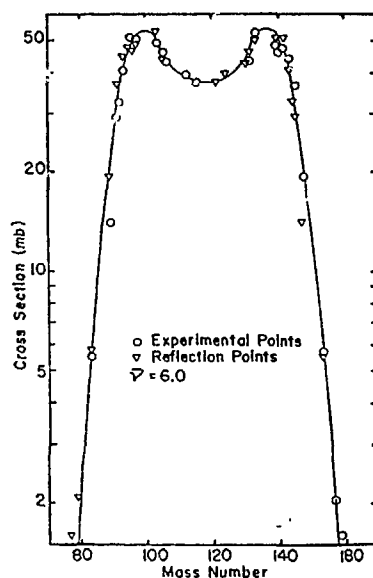


fig.4.1 : Section efficace de fission induite par des particules α d'énergie 39.9 MeV sur une cible ^{238}U . Le nombre moyen de neutrons évaporés $\bar{\nu} = 6$ [14].

Cette dernière est choisie pour optimiser la fission symétrique autour de la masse 115 ($\sigma \sim 40$ mb) sans pour autant évaporer trop de neutrons (fig 4.1) [14]). En effet le but cherché étant la production d'isotopes riches en neutrons, l'évaporation de certains d'entre eux rapproche les produits de la vallée de stabilité.

4.1.2 - Montage et système de détection

Le but principal de cette expérience étant la mesure des taux de production sur les différentes masses, nous avons adopté une simple chaîne d'acquisition gamma . Cependant, dans le but d'avoir des spectres avec le minimum de fond possible, nous avons imposé à chaque raie gamma enregistrée d'être en coïncidence avec une désintégration bêta de la source transportée. Ceci est rendu possible en réalisant une coïncidence rapide entre le signal gamma et le signal β issu du scintillateur plastique (fig.4.2). Evidemment le prix à payer est un taux de comptage divisé par un facteur ~ 7 (l'efficacité du scintillateur est de 15%).

Pour la détection γ nous avons utilisé un détecteur germanium Gamma-X à fenêtre de beryllium, d'efficacité 15%.

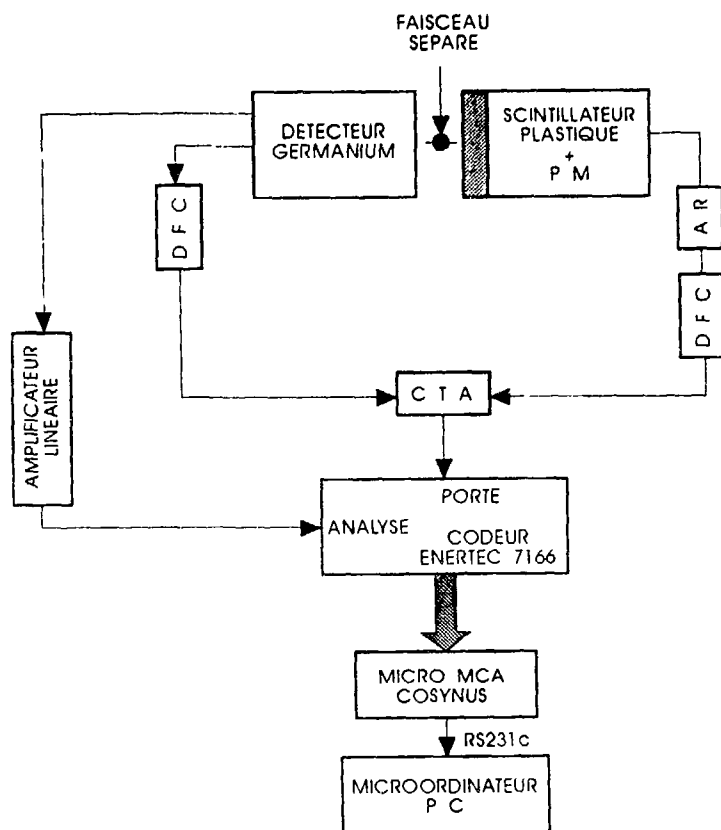


fig.4.2 : Schéma de principe de la chaîne de détection et du système d'acquisition.

La calibration du détecteur est faite avec une source de ^{152}Eu de période 13.3 ans. Connaissant l'activité de la source nous avons établi la courbe d'efficacité absolue du détecteur γ dans la géométrie de l'expérience (fig. 4.3).

L'efficacité des coïncidences β - γ est déterminée en faisant le rapport du nombre d'événements γ collectés avec et sans contrainte β pour un même temps de comptage.

Pour cela nous avons choisi une source de ^{106}Ru avec deux pics γ principaux à 511.86 keV et 621.9 keV et de branchements respectifs 20% et 9%, alimentés par la décroissance bêta du ^{106}Rh .

L'activité extraite est déposée sur une bande située devant les détecteurs, et qui est maintenue immobile pendant le comptage sur chaque masse.

Nous avons balayé des masses allant de 110 à 121 en faisant une collection allant de 30 mn à 2h. Vu que les périodes sont de quelques secondes, la saturation est atteinte sur chaque chaîne isobarique ce qui facilite l'évaluation du taux indépendant de production.

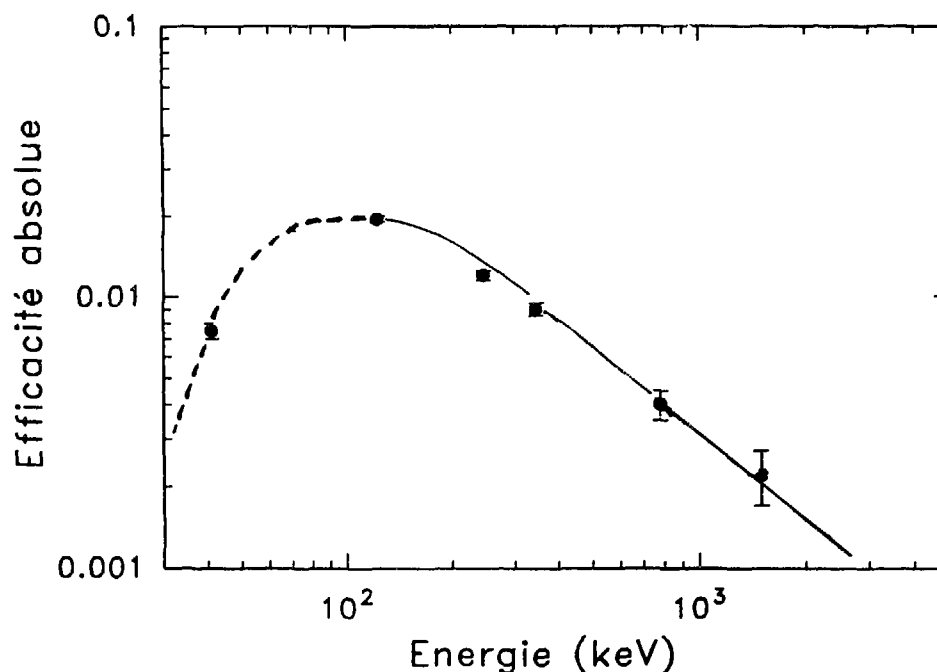


fig.4.3 : Courbe d'efficacité absolue du détecteur γ -X de 15%, dans la géométrie de l'expérience.

4.2- Résultats obtenus

Les isotopes produits sont des émetteurs β^- . Ils ont été identifiés par les raies γ associées caractéristiques, données dans la littérature ou obtenues récemment par nos collègues Finlandais.

La figure 4.4 montre les isotopes produits dans cette expérience. On remarque que malgré le temps relativement court de chaque comptage nous avons produit et séparé en masse même les isotopes situés à la frontière de la zone non encore explorée. Un exemple de spectre correspondant à la masse 112 (fig 4.5) donne une idée de la statistique recueillie en deux heures de comptage.

A partir des aires des différentes pics, nous avons extrait le taux cumulatif pour chaque isotope. En général la période est de quelques secondes, donc bien inférieure au temps de

collection. En ce cas, les isotopes sont à saturation et ce taux sera donné par :

$$\tau = \frac{A}{(T \cdot \eta \cdot \epsilon \cdot \rho)}$$

où : T est le temps de comptage

η , l'efficacité du scintillateur (détecteur β)

ϵ , l'efficacité du détecteur gamma

ρ , l'intensité absolue de la raie gamma d'aire A

¹¹¹ Ag 1.08m 7.47d	¹¹² Ag 3.13h	¹¹³ Ag 1.14m 5.3h	¹¹⁴ Ag 4.6s	¹¹⁵ Ag 18.7s 20m	¹¹⁶ Ag 10.5s 2.68m	¹¹⁷ Ag 5.3s 1.22m	¹¹⁸ Ag 2.4s 4.0s	¹¹⁹ Ag 2.1s	¹²⁰ Ag 1.17s 0.32s	¹²¹ Ag 0.8s	¹²² Ag 1.5s 0.48s	¹²³ Ag 0.39s	¹²⁴ Ag 0.17s	¹²⁵ Ag 0.6s	¹²⁶ Ag 0.5s
¹¹⁰ Pd	¹¹¹ Pd 5.5h 23.4m	¹¹² Pd 21.04h	¹¹³ Pd 1.48m 1.64m	¹¹⁴ Pd 2.48m	¹¹⁵ Pd 47s	¹¹⁶ Pd 12.7s	¹¹⁷ Pd 5s	¹¹⁸ Pd 1.9s	¹¹⁹ Pd 0.92s	¹²⁰ Pd 3s	¹²¹ Pd 1s	¹²² Pd 1s	¹²³ Pd 0.6s	¹²⁴ Pd 0.5s	¹²⁵ Pd 0.4s
¹⁰⁹ Rh 1.34m	¹¹⁰ Rh 29s 3.1s	¹¹¹ Rh 11s	¹¹² Rh 6.8s 4s	¹¹³ Rh 2.7s	¹¹⁴ Rh 1.8s 1.8s	¹¹⁵ Rh 0.99s	¹¹⁶ Rh 0.9s 0.7s	¹¹⁷ Rh 2s	¹¹⁸ Rh 1s	¹¹⁹ Rh 0.9s	¹²⁰ Rh 0.5s	¹²¹ Rh 0.5s	¹²² Rh 0.3s	¹²³ Rh 0.3s	¹²⁴ Rh 0.2s
¹⁰⁸ Ru 4.5m	¹⁰⁹ Ru 34.5s	¹¹⁰ Ru 11.6s	¹¹¹ Ru 1.5s	¹¹² Ru 4.5s	¹¹³ Ru 0.8s	¹¹⁴ Ru 0.5s	¹¹⁵ Ru 0.74s	¹¹⁶ Ru 1s	¹¹⁷ Ru 0.7s	¹¹⁸ Ru 0.6s	¹¹⁹ Ru 0.4s	¹²⁰ Ru 0.3s	¹²¹ Ru 0.2s	¹²² Ru 0.2s	
¹⁰⁷ Tc 21.2s	¹⁰⁸ Tc 5.1s	¹⁰⁹ Tc 1.4s	¹¹⁰ Tc 0.83s	¹¹¹ Tc 0.30s	¹¹² Tc 0.28s	¹¹³ Tc 0.13s	¹¹⁴ Tc 0.6s	¹¹⁵ Tc 0.5s	¹¹⁶ Tc 0.3s	¹¹⁷ Tc 0.3s	¹¹⁸ Tc 0.2s	¹¹⁹ Tc 0.2s			
¹⁰⁶ Mo 8.4s	¹⁰⁷ Mo 3.5s	¹⁰⁸ Mo 1.5s	¹⁰⁹ Mo 0.53s	¹¹⁰ Mo 0.25s	¹¹¹ Mo 0.8s	¹¹² Mo 0.7s	¹¹³ Mo 0.4s	¹¹⁴ Mo 0.4s	¹¹⁵ Mo 0.2s	¹¹⁶ Mo 0.2s					
¹⁰⁵ Nb 0.3s	¹⁰⁶ Nb 1.9s	¹⁰⁷ Nb 0.33s	¹⁰⁸ Nb 0.6s	¹⁰⁹ Nb 0.6s	¹¹⁰ Nb 0.3s	¹¹¹ Nb 0.3s	¹¹² Nb 0.2s	¹¹³ Nb 0.2s	¹¹⁴ Nb 0.1s	¹¹⁵ Nb 0.1s					
¹⁰⁴ Zr 1.2s	¹⁰⁵ Zr 1s	¹⁰⁶ Zr 0.8s	¹⁰⁷ Zr 0.5s	¹⁰⁸ Zr 0.4s	¹⁰⁹ Zr 0.2s	¹¹⁰ Zr 0.2s	¹¹¹ Zr 0.1s	¹¹² Zr 0.1s							
			¹⁰⁶ Y 0.2s	¹⁰⁷ Y 0.2s	¹⁰⁸ Y 0.1s	¹⁰⁹ Y 0.1s									

fig.4.4 : Les isotopes produits par la réaction $\alpha + {}^{238}\text{U}$. La ligne continue sépare la zone connue de celle inconnue à la date de l'expérience. La ligne en "..." tient compte des nouveaux isotopes identifiés récemment en Finlande [15, 25].

Si la période est relativement longue il est nécessaire d'introduire une correction tenant compte de la non saturation de l'activité en question, et le taux cumulé devient:

$$\tau = \tau_0 \left[1 - \frac{T_{1/2}}{T \cdot \ln 2} (1 - e^{-\ln 2 \cdot \frac{T}{T_{1/2}}}) \right]$$

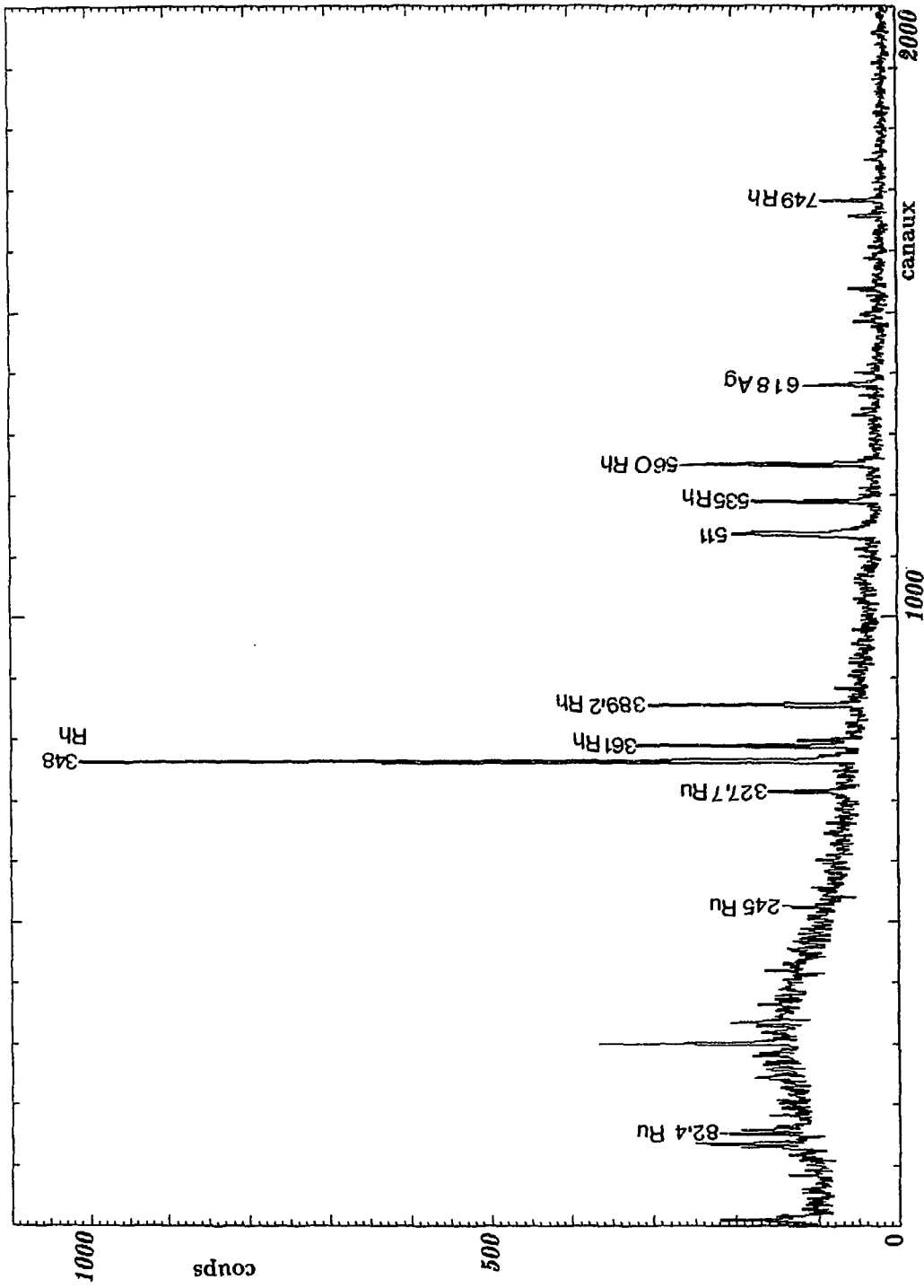


fig.4.5 : Spectre γ en coïncidence avec β enregistré sur la masse 112. Les énergies sont exprimées en keV.

τ_0 et $T_{1/2}$ sont respectivement le taux cumulatif asymptotique (correspondant à une période très petite) et la période de l'isotope en question.

Le taux de production indépendant pour un isotope est obtenu comme la différence entre son taux cumulatif et celui de son antécédent dans la chaîne isobarique.

4.3- Analyse des résultats

4.3.1- Modèle statistique de la fission

La fission est un processus collectif complexe. Deux caractéristiques importantes dans la compréhension du mécanisme de fission sont la dispersion en masse des fragments pour une charge donnée (distribution isotopique) et la dispersion en charge pour une masse de fragment donnée (distribution isobarique).

Le modèle statistique est présenté comme étant capable de décrire la fission à partir d'états excités. Les hypothèses de ce modèle sont [16] :

1) Pour tout le parcours du point selle au point de rupture, le noyau est dans un état d'équilibre thermodynamique, c.à.d., l'échange d'énergie entre les différents degrés de liberté est plus rapide que le changement de la forme nucléaire.

2) La configuration du noyau au point de rupture est celle de deux fragments déformés joints par un cou relativement étroit.

Les valeurs les plus probables de masse, charge, et énergies d'excitation des fragments de fission seront celles correspondant au minimum de l'énergie potentielle du système par rapport au paramètre considéré. Toutes les caractéristiques de la fission sont décrites par une distribution Gaussienne autour de la valeur la plus probable.

$$P(x) \sim \exp\left[-\frac{(x - \bar{x})^2}{\langle \Delta x \rangle^2}\right]$$

où \bar{x} est la valeur la plus probable de x ,

$$\langle \Delta x \rangle^2 = T \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \right]_{x=\bar{x}}^{-1}$$

T étant la température nucléaire, W étant l'énergie potentielle

Dans la théorie statistique de la fission, la distribution isobarique des fragments de fission est décrite par une distribution Gaussienne

$$\mathcal{W}(Z - Z_p) \sim \exp\left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{\langle \Delta Z \rangle^2}\right]$$

où $Z_p(A_f)$ est la valeur la plus probable de la charge pour un isobare de masse A_f ;

$$\langle \Delta Z \rangle^2 \approx \frac{A_0 T}{16\beta}$$

A_0 et T sont la masse et la température du noyau fissionnant, β étant le coefficient du terme d'asymétrie dans la formule de masse (formule du type Weizsäcker)

$$U_{sym} = \frac{\beta(A - 2Z)^2}{A}$$

Les effets de couche sur le noyau fissionnant décroissent avec l'accroissement de l'énergie d'excitation et sont pratiquement inexistantes au dessus de $E^* = 50$ MeV [16]. Ceci se traduit par une régularité dans les distribution en masse et en charge, facilitant ainsi l'étude de la fission à partir des états excités.

4.3.2- Hypothèses E.C.D et C.C.R

Ces deux hypothèses ont été faites pour rendre compte des résultats expérimentaux sur les distribution isotopique et isobarique des fragments de fission. L'hypothèse ECD (Equal Charge Displacement) est due à Glendenin, Coryell et Edwards. Dans cette hypothèse on suppose que les charges les plus probables pour le fragment lourd et le fragment léger correspondant sont équidistantes de la ligne de stabilité [17]. Ainsi, si Z_P et Z_A sont le numéro atomique le plus probable pour le fragment de masse A et le numéro atomique d'un noyau stable de masse A respectivement, et si Z_P^* et Z_A^* sont les numéros atomiques correspondant pour le fragment léger complémentaire, alors:

$$Z_P = \frac{1}{2}Z_f + \frac{1}{2}(Z_A - Z_A^*)$$

avec

$$Z_f = Z_P + Z_P^*$$

et

$$A_f = A + A^* + \nu$$

où ν est le nombre moyen de neutrons évaporés

L'hypothèse C.C.R (Constant Charge Ratio) a été avancé par Goeckermann and Perlman. Cette hypothèse suppose que la fission à haute énergie est tellement rapide que la distribution de charge dans les fragments est essentiellement la même que dans le noyau fissionnant, i.e., les fragments de fission auront le même rapport neutrons/protons que le noyau fissionnant [14].

4.4 - Taux de production cumulatif

Le taux de production cumulatif a été estimé à partir des mesures et il est reporté pour chaque élément en fonction du nombre de masse des différents isotopes (fig.4.7). Ces taux de production, ont été nettement améliorés ultérieurement dans des expériences en ligne par l'augmentation de la pression d'hélium (sans trop dégrader le pouvoir de résolution en masse du système)[25].

L'importance des courbes des taux de production cumulatifs est de donner une idée sur l'évolution de la production des différents isotopes d'un élément donné, et la nature symétrique ou asymétrique du processus de fission.

En effet, l'évolution des taux de production isotopiques permet d'extraire l'efficacité de notre système et d'estimer le temps de mesure nécessaire en vue de l'identification de nouveaux isotopes.

De plus le tracé du taux de production sur chaque masse (tous les éléments pris en compte) peut être obtenu à partir de la courbe précédente en prenant le taux de production cumulatif sur l'isotope situé au bout de la chaîne isobarique. Ceci permet une évaluation de la section efficace de production en fonction de la masse et ainsi conclure quant à la nature de la fission en question (fission symétrique ou asymétrique, fission par noyau composé ou par processus direct).

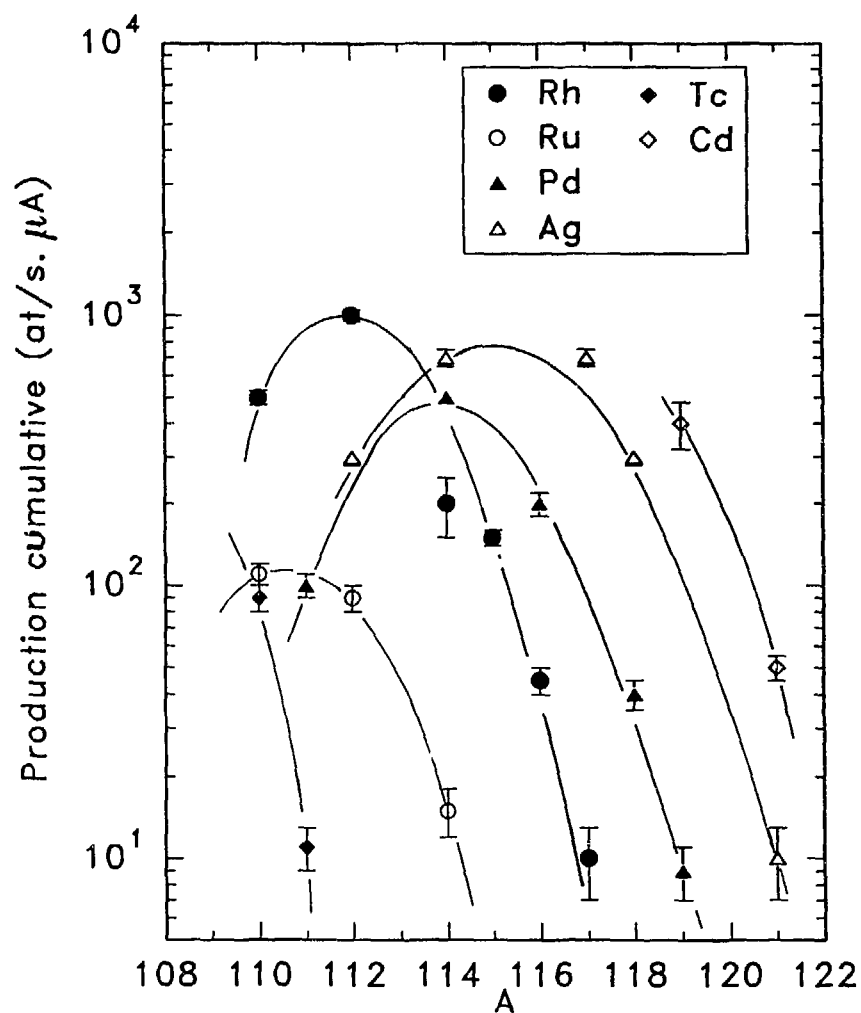


fig.4.6 : Production cumulative pour différents isotopes produits dans la réaction de fission α (40 MeV) + ^{238}U ($P_{\text{He}} = 200 \text{ mbars}$).

4.5 - Distribution isobarique

La distribution isobarique est obtenue en traçant le taux de production indépendant en fonction du numéro atomique dans la même chaîne isobarique. Les données sont alors ajustées par une courbe gaussienne, de laquelle on tire la valeur la plus probable et l'écart type comme étant les paramètres Z_p et σ_z de la distribution gaussienne.

Les valeurs ainsi obtenues peuvent être comparées avec les prévisions basées sur l'hypothèse ECD ou CCR.

A partir de nos données nous avons tracé la distribution isobarique de la masse 110 (fig4.7). En toute rigueur la statistique indiquée est loin d'être suffisante pour permettre d'extraire avec précision les paramètres de la distribution. Cependant, à titre indicatif nous avons essayé un ajustement par une Gaussienne. Les valeurs ainsi obtenues sont:

$$Z_p = 44.2 ; \sigma_z = 0.7$$

Des mesures prolongées sont souhaitables pour pouvoir déterminer ces quantités avec une précision suffisante et comparer avec d'autres types de réactions de fission (par exemple $p + {}^{238}\text{U}$).

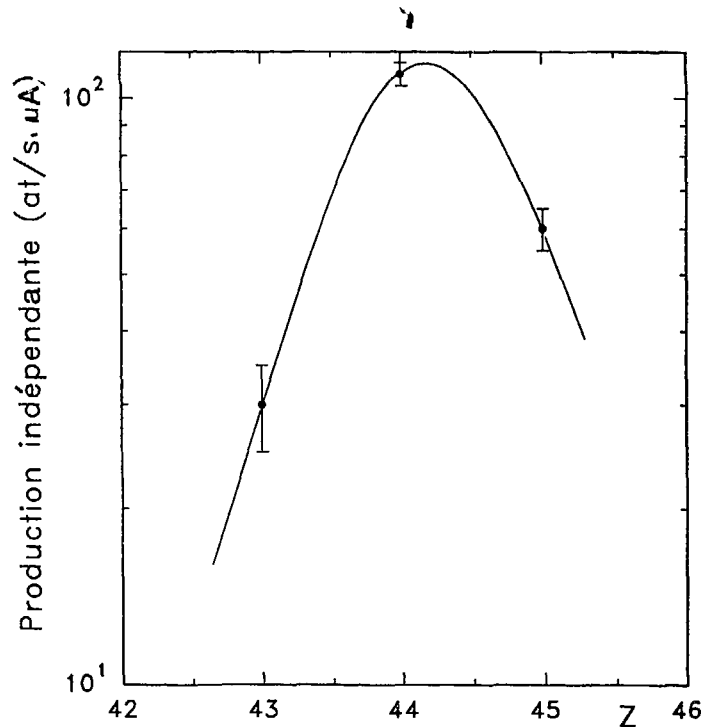


fig.4.7 : Distribution isobarique sur la masse 110.

4.6 - Distribution isotopique

La distribution isotopique est obtenue en traçant le taux de production indépendant d'un élément particulier (Z fixé) à différentes masses.

On comprend facilement qu'il est plus difficile d'avoir les caractéristiques de la distribution avec une bonne précision, car il faut pour chaque Z, "scanner" un nombre suffisant

de masses. La fig 4.8 donne un exemple de distribution isotopique pour le rhodium. On remarque que par rapport à la distribution isobarique la variance est nettement plus grande. En effet, bien que la distribution isotopique ne soit que partielle, on peut estimer la valeur la plus probable de A à $A_p \simeq 111.5$ ce qui conduit à une largeur $\sigma_A \simeq 1.5$. Il serait alors intéressant de comparer ce résultat avec $\sigma_A = 1.8$ obtenu par la formule empirique $\sigma_A = \frac{A}{Z}\sigma_Z$ (voir plus loin).

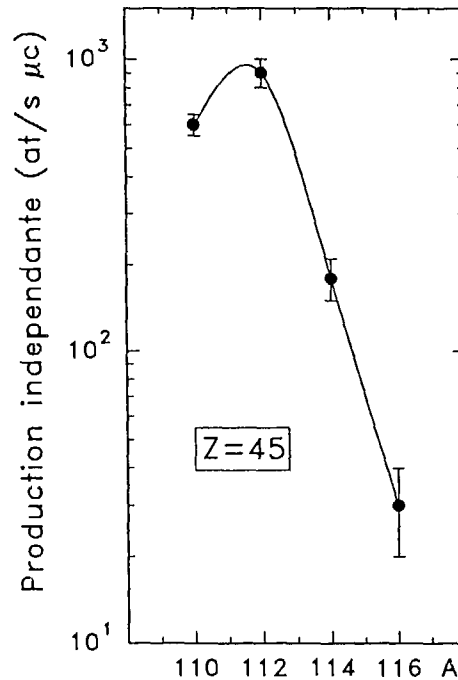


fig.4.8 : Distribution isotopique pour le rhodium ($Z = 45$).

4.7 - Etude comparative des différents types de réactions de fission

4.7.1 - Caractéristiques

a - fission induite par neutrons thermiques

Il s'agit d'une fission à basse énergie, ayant dans certaines régions de masse des sections efficaces importantes (> 100 mbarn). Elle a été utilisée pour l'identification des noyaux riches en neutrons. Notons cependant que c'est une fission fortement asymétrique (fig.4.9)[18] avec des effets de couche notables, qui se traduisent, par exemple, par une tendance irrégulière de la courbe représentant le numéro atomique le plus probable en fonction de la masse, au voisinage d'une magicité, qui favorise cette dernière (fig.4.10) ainsi qu'une divergence avec les prévisions du modèle statistique.

b - Les réactions de fission $p(20 \text{ MeV}) + {}^{238}\text{U}$ et $\alpha(39 \text{ MeV}) + {}^{238}\text{U}$

Ces deux réactions donnent lieu à une fission plus symétrique (énergie d'excitation 25 et 35 MeV respectivement). L'utilisation de la technique guide d'ions pour le transport et la séparation en masse a permis, en exploitant cette symétrie, l'identification et l'étude d'une vingtaine de noyaux produits par ces deux réactions, et ayant une masse autour de $A \simeq 115$.

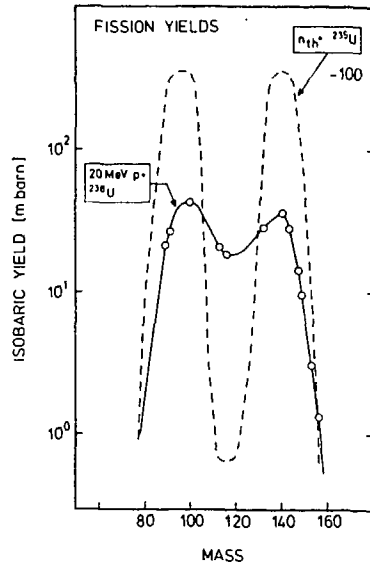


fig.4.9 : Courbes de rendement en masse à différentes chaînes isobariques, pour les réactions de fission $n_{th} + {}^{235}\text{U}$ et $p(20 \text{ MeV}) + {}^{238}\text{U}$ [18].

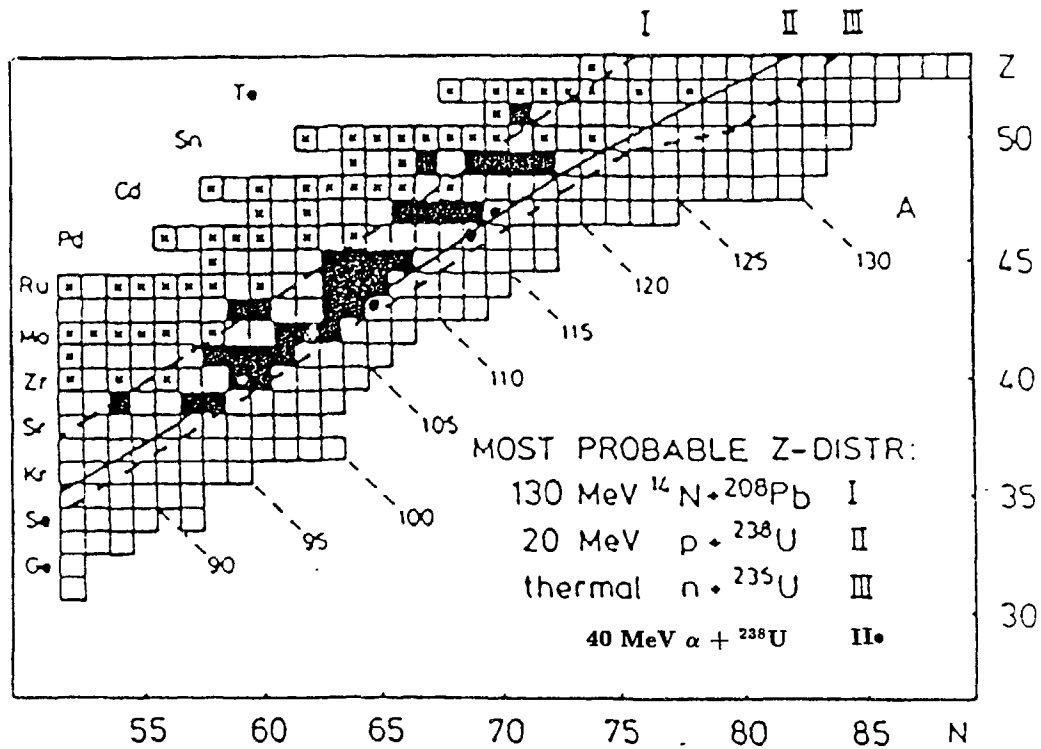


fig.4.10 : Courbes des numéros atomiques les plus probables à différentes chaînes isobariques et pour différents types de réactions de fission.

La comparaison des caractéristiques statistiques pour la masse 114 est donnée au tableau 4.1. En tenant compte des incertitudes expérimentales, les deux distributions sont identiques. Cependant, des mesures précises sur les masses 110 et 112 sont nécessaires pour pouvoir tirer une conclusion raisonnable, notamment l'effet possible de la différence des énergies d'excitation sur les distributions en masse ($A_p(Z)$ et $\sigma_A(Z)$).

c - Réaction de fission induite par ions lourds

C'est une réaction à grande énergie d'excitation, et on s'attend à ce qu'un grand nombre de neutrons soit évaporé.

A l'opposé de la fission spontanée ou à basse énergie, la distribution en masse des fragments de fission induite par ions lourds est symétrique et à une seule bosse [19]. L'effet de l'énergie d'excitation se traduit par un déplacement et un élargissement de la distribution en masse avec l'accroissement de l'énergie de bombardement (fig 4.11) [20].

L'énergie cinétique totale libérée lors de la fission est donnée par la relation empirique:

$$E_K = [(0.1189 \pm 0.0011)Z^2/A^{1/3} + (7.3 \pm 1.5)] \text{ en MeV} \quad [21]$$

Par exemple dans le cas du système $\alpha + {}^{238}\text{U}$, elle vaut 176 ± 3 MeV. La fission induite par ions lourds est aussi caractérisée par, un noyau composé ayant un grand moment angulaire. Si l'énergie est augmentée au delà d'une certaine limite, la fission résulterait de réactions directes plutôt que de la fusion avec le noyau cible [22].

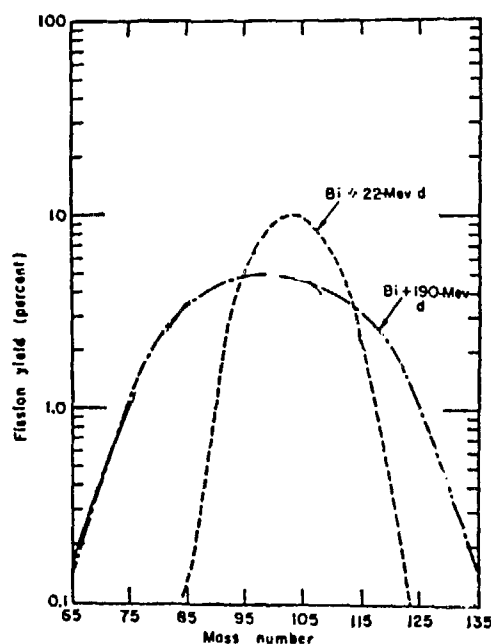


fig.4.11 : Effet de l'énergie d'excitation sur la distribution en masse des fragments de fission[20].

4.7.2 - Mérites comparés

Sur la figure 4.10 sont reportées les lignes joignant les numéros atomiques les plus probables dans la région $A = 95-125$. On remarque que pour une masse donnée la fission thermique est celle qui s'éloigne le plus de la vallée de stabilité. Ceci est dû à deux raisons principales :

i - Le rapport N/Z du noyau composé est plus élevé dans le cas de la fission thermique (voir tab.4.I).

ii - Le nombre moyen de neutrons évaporés/fission augmente avec l'énergie d'excitation, ce qui est donc aussi en faveur de la fission thermique.

Notons cependant que la fission $n_{th} + {}^{238}\text{U}$, étant très asymétrique, elle est moins favorable pour la région $A = 110$ et 120 que les autres mécanismes (voir fig.4.9)[18]. De plus l'utilisation de projectiles lourds favorise le rendement de production des états isomériques par rapport aux états fondamentaux à cause du transfert important du moment angulaire. En effet nous avons montré que dans le cas du ${}^{117}\text{Pd}$, l'état isomérique $11/2^-$ de 19 ms est peuplé à 100% ($\sim 0\%$ pour le fondamental) par fission induite par α de 40 MeV, tandis qu'il n'est peuplé qu'à 75% (25 % pour le fondamental), par les protons de 20 MeV.

Un des avantages de la fission induite par ions lourds est l'élargissement des distributions en masse ($\sigma_A(A)$) en comparaison avec les autres mécanismes. Cet effet permet pour un élément donné un taux de production comparable sur plusieurs masses. Ceci peut être montré en se servant des résultats de W.-D. Schmidt-Ott et al [23] sur la fission induite par ${}^{20}\text{Ne}$ (13 MeV/u) et la relation empirique $\sigma_A = \frac{A}{Z} \sigma_Z$ [24]. En effet la largeur σ_A pour cette dernière réaction est de 5.6, et utilisant la relation précédente on tire pour le Z_p les largeurs $\sigma_A = 1.39$ et 1.78 respectivement pour les réactions induites par les protons et les alphas (tab.4.I).

Réaction	$\bar{\nu}$	Z_p	σ_z	$\sigma_A(Z_p)$	N/Z	Remarques
$n_{th} + {}^{235}\text{U}$	2.46	45.17	0.60	1.56	1.598	paramètres calculés
$p + {}^{238}\text{U}$	2.5	45.74 ± 0.15	0.54 ± 0.08	1.39	1.569	$\bar{\nu}$ estimé, σ_A calculé
$\alpha + {}^{238}\text{U}$	6	45.75 ± 0.17	0.69 ± 0.12	1.78	1.574	σ_A calculé
${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U}$	—	47.5 ± 0.5	~ 2.2	5.6	1.529	σ_Z calculé

Tableau 4.I : Comparaison entre différentes réactions de fission. Les valeurs de Z_p et σ_Z pour la 2^{ème} et la 3^{ème} réactions sont tirés respectivement des ref.[26] et [25].

Il est cependant important de noter que malgré les taux de production généralement plus élevés des réactions de fission induites par ions lourds, les isotopes très riches en neutrons inconnus ne pourront être identifiés et à fortiori étudiés compte tenu de la lenteur des sources d'ions traditionnelles utilisées actuellement pour l'étude de ces mécanismes (voir tableau 4.II).

<i>Réaction</i> / <i>Isotope</i>	$^{117m}Pd(19ms)$	$^{118}Pd(1.9s)$	$^{119}Pd(0.92s)$
$13MeV/u \ ^{20}Ne + ^{238}U$	—	5000(\pm 500)	<i>non observé</i>
$40MeV\alpha + ^{238}U$	200(\pm 40)	130(\pm 20)	30(\pm 6)

Tableau 4.II : Comparaison des taux de production exprimés en atomes/s/μA particule pour trois isotopes riches en neutrons de palladium (Temp.ébullition = 3243 K). Les données sont tirées des ref.[29] (première ligne) et [12](deuxième ligne).

En conclusion les réactions induites par particules chargées légères couplées à un système rapide type guide d'ions restent à ce jour un des meilleurs moyens de production en vue de l'étude de nouveaux isotopes riches en neutrons.

PERSPECTIVES

La technique du guide d'ions couplé à un séparateur d'isotopes a permis d'obtenir des résultats très originaux dans le cas des réactions de fission induites par particules légères ($A \leq 4$). Cependant, l'importance d'autres mécanismes pour la production de noyaux exotiques, incite à chercher les moyens de rendre le guide d'ions applicable avec, une efficacité suffisante, pour les études expérimentales de spectroscopie nucléaire. Citons ici deux exemples:

1) La fission induite par ions lourds

Nous avons attaché de l'importance à l'utilisation du guide d'ions pour des réactions de fission induite par ions de $Z > 2$. Nous avons été motivés par l'élargissement de la distribution isobarique dû à l'énergie d'excitation apportée par ces projectiles, comme le prévoit le modèle statistique de la fission. Cet élargissement est en effet intéressant car il permet en principe la production de nouveaux noyaux plus riches en neutrons (donc plus éloignés de la vallée de stabilité).

Cependant, pour un système cible-projectile donné, le choix de l'énergie du projectile est important car une excitation excessive générerait une évaporation d'un grand nombre de neutrons, ce qui entrainerait le retour vers la vallée de stabilité.

On note aussi que les intensités des faisceaux d'ions lourds sont ≈ 10 fois plus faibles que celles des ions légers (p, d, α) ce qui exige des temps d'expérience prolongés.

Une première étape serait par exemple l'utilisation de faisceaux de masse moyenne (Li, C) dont l'intensité disponible est $\approx 0.5 \mu A p$. Ceci permettrait de suivre l'évolution des résultats par passage graduel des protons aux ions lourds.

2) Réactions de fusion-évaporation

Le mécanisme des réactions de fusion-évaporation est basé sur la production d'un noyau composé par fusion d'un projectile d'énergie $\sim 5 \text{ MeV/nuc}$ avec les noyaux de la cible. Ces réactions sont très intéressantes pour la production des noyaux déficitaires en neutrons.

La technique du jet d'hélium leur a été appliquée avec succès. Cependant, ses performances limitées aux périodes $\geq 1 \text{ s}$ et l'intérêt de la séparation en masse, rendent indispensable le recours au guide d'ions.

Il y a pourtant des obstacles à surmonter : En effet, la simple application des lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, conduit aux résultats suivants:

- La réaction est à caractère directionnel : les produits de recul sont émis vers l'avant (dans la direction du faisceau) dans un cône de quelques degrés, par conséquent la solution de la chambre double n'est pas applicable ici.

- L'énergie de recul des noyaux produits est de quelques dizaines de MeV. Ceci conduit donc naturellement à augmenter la pression d'hélium dans la chambre, entraînant de ce fait une densité de plasma (généré par le faisceau primaire) incompatible avec un taux de perte d'ions (par recombinaison) acceptable.

Une solution avancée par T. Nomura et al. [27] consiste à séparer la zone de réaction, de la chambre guide d'ions. Les produits de réaction sont injectés dans la chambre guide d'ions après les avoir séparés du faisceau primaire. Cette idée a été exploitée par K. Morita et al. [28] en réalisant le couplage d'un guide d'ions et d'un séparateur à gaz IGISOL/GARIS. Les premiers tests montrent que ce système offre l'opportunité de travailler à des pressions dans la chambre de thermalisation allant jusqu'à 900 mbar avec une efficacité linéairement croissante avec la pression et dépassant largement les performances réalisées en configuration classique.

Nous nous orientons, quant à nous, vers une méthode dite "shadow" consistant à mettre à profit la grande différence des dispersions angulaires, du faisceau primaire et des produits de la réaction, après traversée de la cible. Le faisceau primaire est alors arrêté dans un diaphragme et les produits de réaction sont canalisés vers la chambre guide d'ions où ils sont thermalisés puis séparés en masse.

Les succès déjà obtenus par G. Sprouse et al. [29] en spectroscopie laser nous incitent à la mettre en oeuvre dans une prochaine expérience visant à identifier l'isotope ^{180}Tl produit par $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ca},p3n)$ à SARA.

Références

- [1] A. Ä rje, PhD thesis, Université de Jyväskylä, Finland (1986).
- [2] D. Rolando-Eugio, thèse CNAM, Lyon 1988
- [3] V. S. Nikolaev and I. S. Dimitriev, Phys. Lett. **A28** (1968)277
- [4] H. D. Betz, Rev. Mod. Phys. **44** (1972)465
- [5] J. Lindhard and M. Scharff, Phys. Rev. **124** (1961)128
- [6] L. C. Northcliffe et R. F. Schilling, Nucl. Data. Tables **A7** (1970)233
- [7] R. Johnsen et M. A. Biondi, Phys. Rev. **A20** (1979)87
- [8] G. Dupeyrat, Thèse de doctorat ès Sciences, Université ParisVI (1979)
- [9] K. Valli and A. Ivonen, 2nd Workshop on IGISOL, Pélussin, June 12-15 (1988)
- [10] P. Taskinen, M. Yoshi, J. Honkanen, P. Jauho, H. Penttilä and J. Ä ystö, JYFL Annual Report(1987) 32-34.
- [11] N. Idrissi, rapport d'activité ISN Grenoble.
- [12] A. Astier, R. Béraud, A. Bouldjedri, R. Duffait, A. Emsallem, M. Meyer, S. Morier, P. Pangaud, N. Redon, D. Barnéoud, J. Blachot, J. Genevey, A. Gizon, R. Guglielmini, J. Inchaouh, G. , Margotton, J. L. Vieux-Rochaz, J. Arje, J. Ä ystö, P. Jauho, A. Jokinen, H. Pentilla , E. Eskola m. E. Leino, J. B. Marquette
" Status report of the SARA IGISOL used in $^{238}\text{U}(\alpha\ 40\ \text{MeV}, f)\text{reaction}$ ",
Nuclear Instruments and Methodes in Physics Research **B70** (1992)233.
- [13] A. Roth "Vacum technology" ed. by North-Holland, Amesterdam(1978)
- [14] L.J. Colby, JR., Mary Lasalle shoaf, J. W. Cobble, Phys.Rev. **121** (1961) 1415
- [15] J. Ä ystö, A. Astier, R. Béraud, T. Enqvist, K. Eskola, Z. Janas, P. P. Jauho, A. Jokinen, M. Leino, S Malm, J. Parmonen, H. Penttilä, J. Zylicz.
Department of Physics, University of Jyväs kylä, preprint n° 27/1991
Invited paper presented in International Conference on Exotic Nuclei,
Foros, South Crimea, October 1-5 (1991)
- [16] S. K. Karamyan L. J. Colby, JR., and J. W. Cobble, Phys. Rev. **121** (1961)1410
- [17] M. Lefort, Nuclear Chemistry, D. Van Nostrand Company LTD.
- [18] J. Ä ystö, P. Taskinen, M. yoshi, J. Honkanan, P. Jauho, J. Arje, K. Valli, Nuclear
Instuments and Methods in physics research, **B26** (1987)394
- [19] W.U. Schröder and J.R. Huizenga, Nucl.Phys. **A502** (1989)473
- [20] H.M. Blann, Phys.Rev. **123** (1961)1356
- [21] V.E. Viola and K. Kwiatkowski, Phys. Rev. **C31** (1985)1550
- [22] M. de Saint-Simon, L. Lessard, W. Reisdorf, L. Remsberg, C. Thibault, E. Roeckl,
R. Klapisch, I.V. Kuznetsov, Yu. Ts. Oganessian, and Yu. E. Penionzhkevich,

- Phys. Rev. **C14** (1976)2185.
- [23] W.-D. Schmidt-Ott, F. Meissner, P. Kosche, U. Bosch-Wicke, R. Kirchner, O. Klepper, H. Folger, E. Roeckl, A. Plochocki, K. Rykaczewski, Z. Preibisz, Nucl. Phys. **A522** (1991)610
- [24] H. Friesleben et al., Phys. report, **106** (1984)1
- [25] A. Astier thèse de Doctorat, Université de Lyon 1992
- [26] M. Leino, P. P. Jauho, J. Äystö, P. Decrock, P. Dendooven, K. Eskola, M. Huyse, A. Jokinen, J. M. Parmonen, H. Penttila, G. Reusen, P. Taskinen, P. Van Duppen, J. Wauters Phys.Rev. **C44** (1991)336
- [27] T. Nomura et al. ISN Report. 660 Nov. 1987
- [28] K. Morita, A. Yoshida, T. T. Inamura, M. Koizumi, T. Nomura, J. Tanaka, Y. Nagay, T. Toriyama, K. Yoshimura, A. Asai, K. Omata, M. Fujioka, T. Shinozuka, H. Miyatake, K. Sueki, H. Kudo, Y. Hatsukawa, Proceedings of the 1st Specialist Research Meeting on the Electromagnetic Isotope Separators and Their Applications, April 1991.
- [29] G. Sprouse, communication privée.

PARTIE B

**IDENTIFICATION ET ETUDE
DE NOYAUX EXOTIQUES EN ISOSPIN
A ISOLDE ET A SARA**

46/47

CHAPITRE I

PRODUCTION ET ETUDE DES ISOTOPES DE THALLIUM DE MASSE $A \leq 183$

1- Caractéristiques motivantes de la région Tl-Hg

Cette région voisine de la magicité en proton $Z = 82$ a fait l'objet de très nombreuses études tant sur le plan expérimental que théorique vu l'intérêt qu'elle présente. Bien que notre travail ait porté essentiellement sur l'identification et l'étude des désintégrations β et α de quelques isotopes de thallium, d'autres phénomènes importants ont été observés ou sont attendus. Nous allons en citer quelques uns :

C'est dans les noyaux de Hg ($Z=80$) qu'on a mis en évidence une coexistence de formes entre une bande rotationnelle allongée et une autre faiblement aplatie, qui se manifeste par un croisement des bandes introduisant des perturbations dans la séquence des premiers membres des bandes rotationnelles (fig.1.1).

Cette région constitue aussi une nouvelle zone de fission retardée bêta (fission à partir des états excités peuplés par émission β^+ ou capture électronique) dans la chaîne $^{180}\text{Tl} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$ [1]). C'est la première fois que l'on observe ce phénomène à l'extérieur de la région des actinides.

La fission retardée-bêta se produit avec une probabilité détectable quand l'énergie de désintégration bêta d'un précurseur, $Q_{\beta(EC)}$ est supérieure ou égale à la hauteur de la barrière de fission du noyau fille, B_f^{max} . Alors une partie de l'émission bêta⁺(+CE) du précurseur

(dans ce cas ^{180}Tl) va peupler des états de haute énergie du noyau fille possédant de grandes largeurs de fission. Le caractère retardé est dû au fait que, bien que la fission se produise "instantanément", la population des états excités fissiles est gouvernée par la période du précurseur[1].

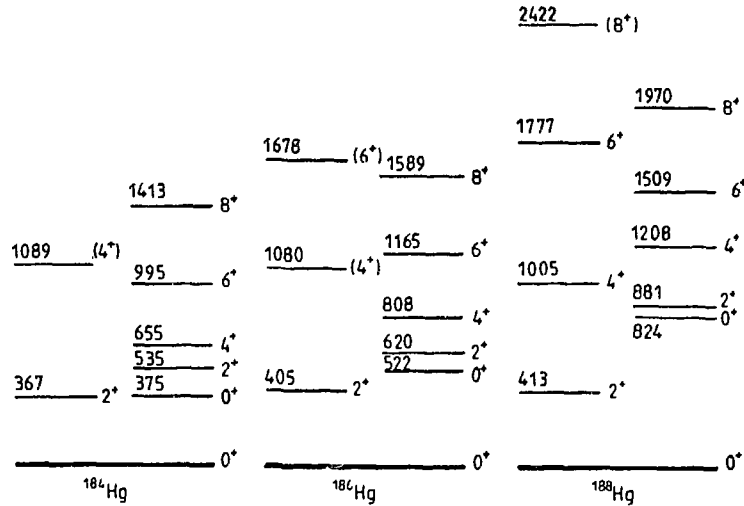


fig.1.1 : Coexistence de formes dans les noyaux de mercure pairs.

Notons aussi que les isotopes de thallium déficitaires en neutron $A \leq 183$ sont les premiers candidats à l'émission proton dans cette chaîne isotopique(fig.1.2) [2]. Les calculs basés sur les prédictions de masse de Liran et Zeldes[3] montrent en effet que ces isotopes sont instables vis à vis de l'émission proton. En particulier, pour les $^{183-180}\text{Tl}$ l'énergie d'émission proton Q_p est comprise entre 100 et 700 keV.

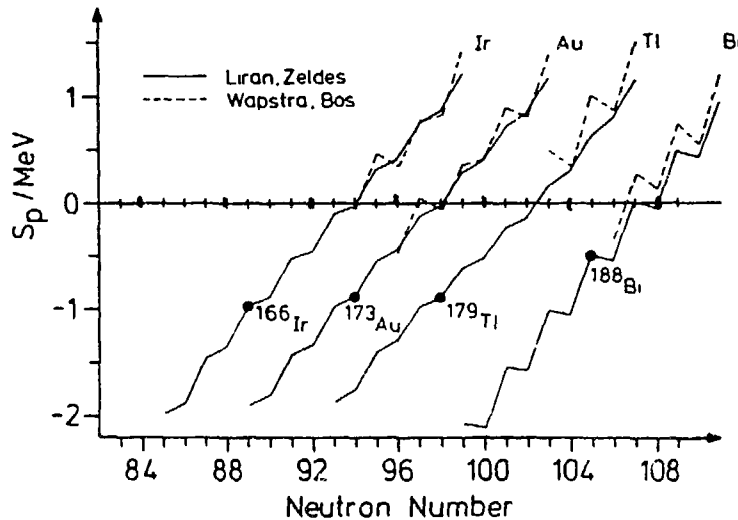


fig.1.2 : Energie de séparation du proton pour des éléments de Z impair[2].

2 - Systématique des isotopes de Tl (Z=81)

2.1 - Les isotopes impair-pair

La systématique des noyaux de Tl impairs montre l'apparition à basse énergie de deux niveaux excités $3/2^+$ et $9/2^-$ au dessus d'un état fondamental $1/2^+$ (fig.1.3).

L'état $9/2^-$ est un état isomérique. Il est qualifié d'état "intrus" car il apparaît assez bas en énergie par rapport à sa position dans un noyau sphérique, en réalisant une "intrusion" à travers la fermeture de couche à $Z = 82$. Il s'identifie comme étant l'état de Nilsson $9/2^-$ [514] originaire de l'orbite proton $h_{9/2}$ [6]. En conséquence une déformation "oblate" est requise pour l'interpréter. La nature déformée de cet état est expérimentalement mise en évidence par la présence d'une bande rotationnelle bâtie sur ce dernier, mesurée sur faisceau.

Ses modes de désexcitation sont la transition isomérique et l'émission beta dans les isotopes de masse ≥ 189 (à l'exception des deux isotopes 189 et 191 où seule l'émission beta est possible suite à une inversion de l'ordre des niveaux). Cependant à partir de l'isotope $A = 187$, un branchement alpha devient compétitif. Expérimentalement seule l'émission alpha (et éventuellement la transition isomérique) de cet état est connue dans les masses ≤ 185 [7].

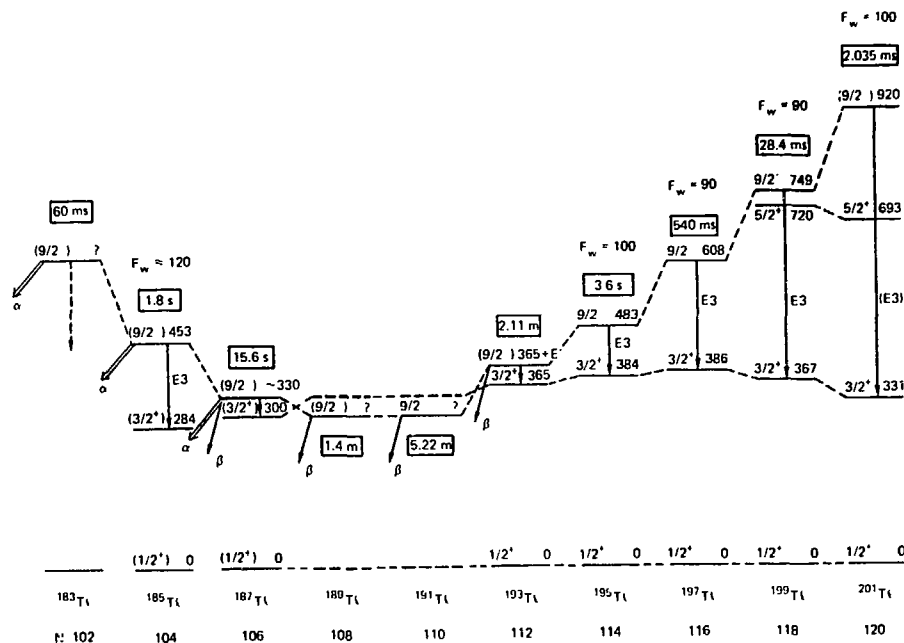


fig.1.3 : Systématique des premiers états dans les isotopes de thallium impairs[7].

L'état fondamental $1/2^+$ possède une faible déformation et s'identifie à l'état de Nilsson $1/2^+[440]$. Il est connu pour être émetteur beta avec des périodes bien reproduites par les prévisions de Takahashi[8] sur les périodes partielles beta, ce qui laisse à penser que le branchement alpha de cet état est assez faible dans les isotopes de masse $A \geq 187$.

2.2 - Les isotopes impair-impair

La systématique des isotopes impair-impair montre l'apparition de deux états isomériques 7^+ et 2^- . Les mesures de spectroscopie laser suggèrent que l'état 7^+ corresponde à la configuration $[\pi 3s_{1/2} \times \nu 1i_{13/2}]$ dans les $^{188,190,192}\text{Tl}$ [4] et cette même configuration a été adoptée par P. Van Duppen et al. pour l'état isomère 7^+ dans ^{186}Tl [5].

Pour l'état 2^- , la configuration $[\pi 3s_{1/2} \times \nu 3p_{3/2}]$ est suggérée dans les $^{190-196}\text{Tl}$ alors que pour les isotopes les plus lourds la configuration $[\pi 3s_{1/2} \times \nu 2f_{5/2}]$ est proposée [4]. Cette hypothèse est renforcée par le fait que dans les isotopes de Pb impairs, l'état $3/2^-$ devient l'état fondamental en allant vers les isotopes plus déficients en neutrons à partir du ^{197}Pb , alors que l'énergie d'excitation de l'état $5/2^-$ augmente [5].

L'état 2^- est connu pour être état fondamental dans les Tl de masse $A \geq 194$. Cette attribution est étendue au cas du ^{192}Tl [5]. Cependant pour les thallium plus légers, la position relative des deux états est inconnue. De plus à partir de la masse 184, il n'existe aucune indication expérimentale sur la présence du niveau 2^- (fig.1.4).

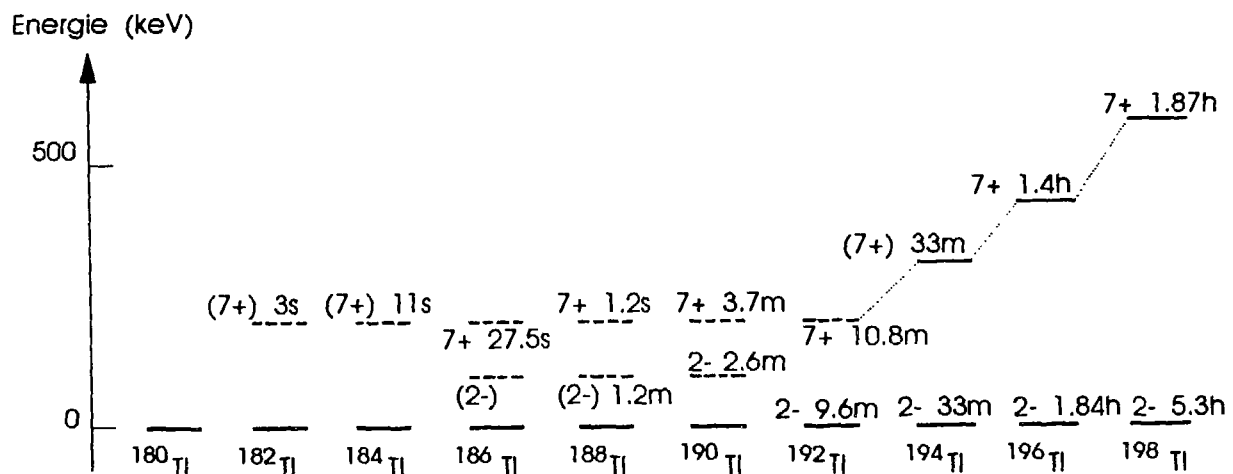


fig.1.4 : Systématique des états 7^+ et 2^- dans les isotopes de thallium impair-impair. Les positions des niveaux en pointillé sont inconnues.

3 - Production et étude de ^{182}Tl

3.1- Dispositif expérimental

Le synchrocyclotron couplé au séparateur de masse ISOLDE (CERN/Genève) permet de produire par le mécanisme de spallation les isotopes de thallium de masse ≥ 184 avec des taux de production suffisants [9] pour réaliser des mesures spectroscopiques.

Nous avons fait un premier essai utilisant une cible de carbure d'uranium ^{238}UC , la réaction étant induite par des protons de 600 MeV. Les taux de production correspondants sont reportés sur la figure 1.5. Dans une deuxième étape nous avons cherché à améliorer les taux de production en prenant une cible de carbure de thorium. L'activité est produite par une réaction de spallation induite par un faisceau de protons de 600 MeV d'énergie et d'intensité $2.6 \mu\text{A}$, sur une cible de carbure de thorium d'épaisseur 55 g/cm^2 .

Les résultats comparatifs sur les masses 190, 184 ont montré une nette amélioration, d'un facteur 10 environ (voir fig.1.5). Nous avons alors décidé d'effectuer des mesures spectroscopiques sur les isotopes plus déficitaires en neutrons.

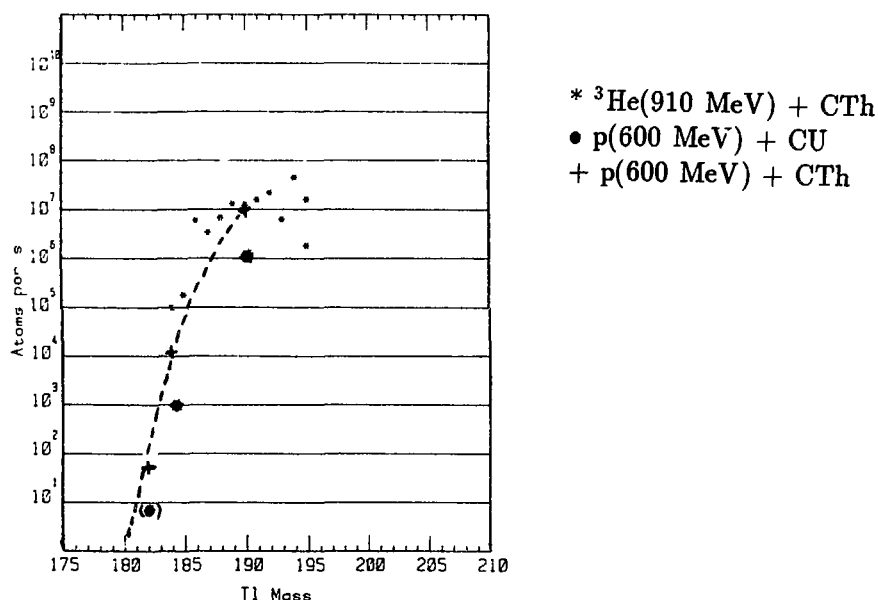


fig.1.5 : Taux de production des isotopes de thallium à ISOLDE.

Les produits de réaction, après ionisation de surface [10], sont séparés en masse et collectés sur une bande à déplacement périodique, qui amène l'activité devant les détecteurs (temps de déroulement $\sim 300 \text{ ms}$) disposés en géométrie compacte.

Nous avons utilisé un système de détection simple composée d'un détecteur gamma et d'un détecteur alpha. Sur chaque détecteur nous avons enregistré des multianalyses directes

de cycle choisi de manière à optimiser les comptages.

Pour la détection γ nous avons utilisé un détecteur germanium dopé au lithium (GeLi) de 34% d'efficacité, et pour la détection α un détecteur silicium à barrière de surface d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ et 350mm^2 de surface (l'angle solide $\Omega/4\pi = 0.36$).

La calibration du détecteur γ a été faite avec une source de ^{152}Eu , d'activité $1.72 \mu\text{Ci}$ et celle du détecteur α avec une trisource α (^{241}Am , ^{244}Cm , ^{239}Pu). La résolution obtenue pour ce dernier était de 21 keV à 5157 keV.

Pour l'identification du ^{182}Tl , nous avons choisi un cycle de 8 s, sur la base de l'estimation à $\simeq 4\text{s}$ de la période partielle beta prévue par la "gross" théorie de Takahashi[8].

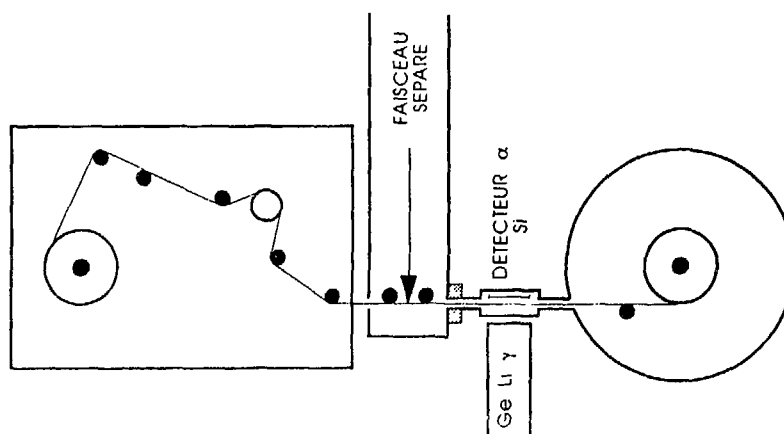


fig.1.6 : Représentation schématique de la station de collection et des détecteurs.

3.2 - Résultats

3.2.1- La désintégration bêta

La structure collective de ^{182}Hg avait été établie par une expérience sur faisceau [11]. Ne disposant pas de mesures de coïncidences X-gamma, nous avons alors utilisé ces données expérimentales pour l'identification de ^{182}Tl . En effet, on s'attend à ce que l'émission β^+/EC (si elle a lieu) aille peupler les premiers états excités de la bande Yrast du ^{182}Hg , permettant ainsi de signer la décroissance bêta de ^{182}Tl par identification des raies gamma obtenues avec celle connues par expérience sur faisceau.

En plus des X caractéristiques du mercure, nous avons observé quatre raies gamma appartenant à la désexcitation des deux bandes rotationnelles de ^{182}Hg [12]. Elles correspondent à la séquence $8^+ \rightarrow 6^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$, $2^+ \rightarrow 0^+$. La fig.1.7, obtenue en sommant les huit sous groupes de multianalyse, représente le spectre obtenu sur la masse 182.

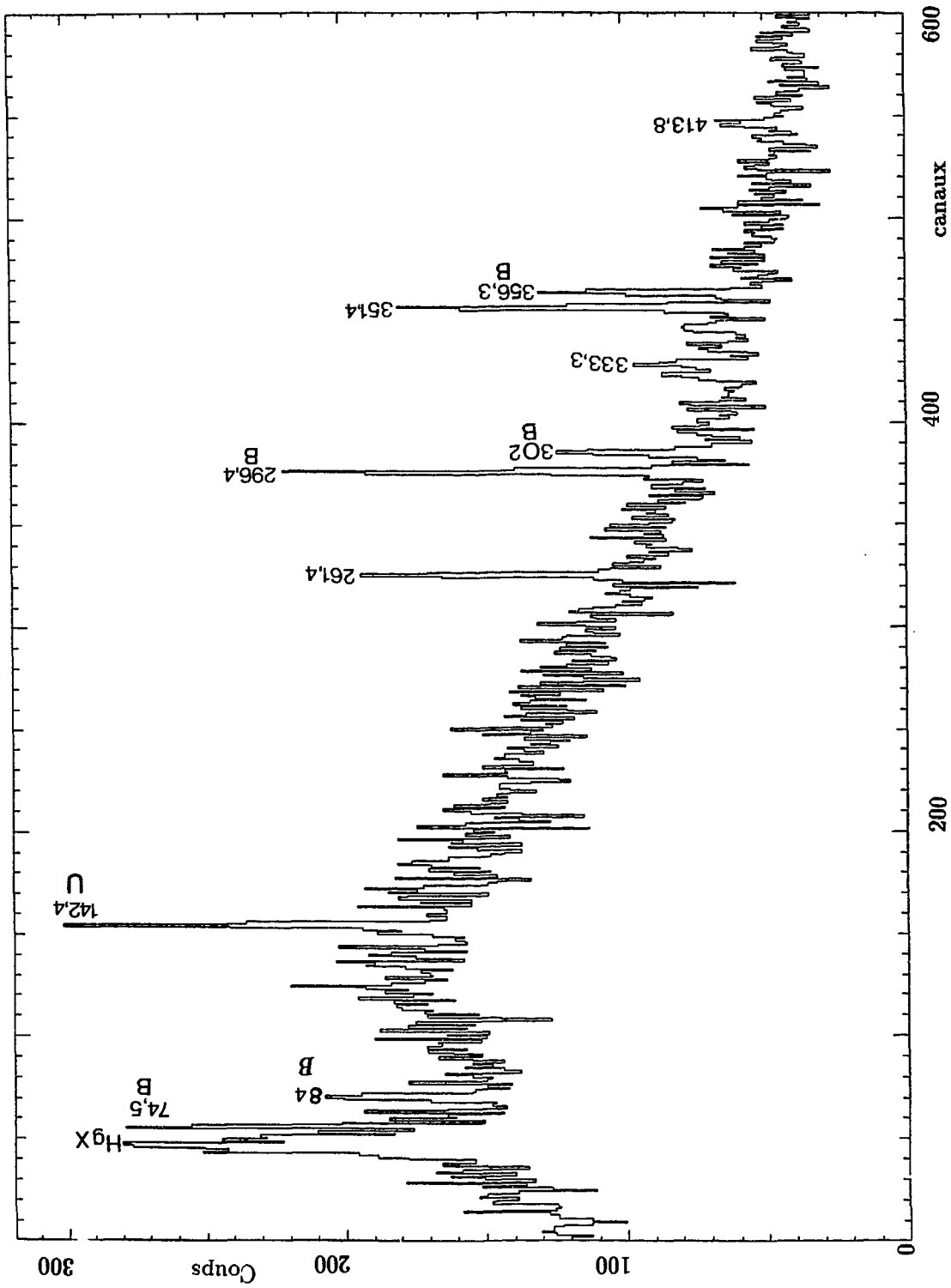


fig.1.7 : Spectre gamma enregistré sur la masse 182. B : raies de bruit de fond présentes quelle que soit la masse sélectionnée, U : raie non identifiée. Les énergies des raies sont exprimées en keV.

Comme nous n'avons disposé que d'un temps très limité pour l'expérience (12 mn), la statistique n'a pas été suffisante pour déterminer les périodes de décroissance de toutes ces raies.

Seules les courbes de décroissances des deux raies les plus intenses 351.4keV et 261.4keV ont été tracées(fig.1.8). La période obtenue pondérée sur ces dernières est de 3 ± 1 s [12].

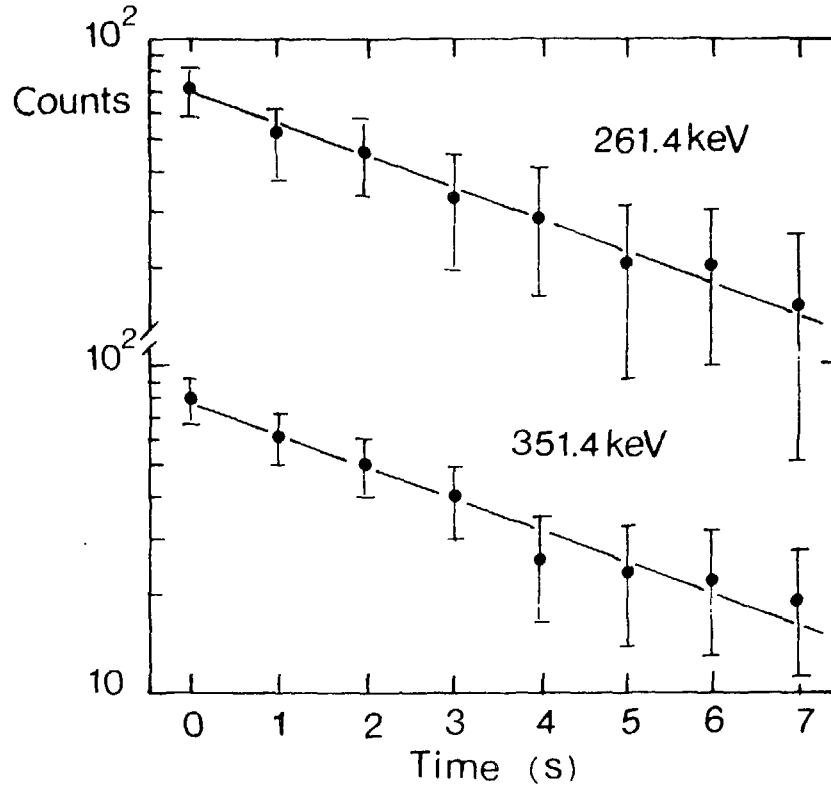


fig.1.8 : Courbes de décroissance des principales raies γ de la désintégration bêta du ^{182}Tl [10].

E_{γ} (keV)	I_{γ} rel.	Transition
351.4	100	$2^+ \rightarrow 0^+$
261.4	60	$4^+ \rightarrow 2^+$
333.3	30	$6^+ \rightarrow 4^+$
413.8	20	$8^+ \rightarrow 6^+$

tab.I : Energies et intensités des raies gamma observées dans la désintégration bêta du ^{182}Tl .

L'appartenance de ces raies à un état isomérique de ^{182}Hg est exclue car aucune production directe détectable des isotopes de Hg n'est observable à d'autres masses. De plus il est connu que l'ionisation de surface du Hg est extrêmement faible par rapport à celle du Tl.

Le schéma de désintégration bêta est représenté sur la figure 1.9. Les spins et parités qui y apparaissent sont tirés de la référence [11], les intensités relatives sont celles que nous avons obtenues expérimentalement (tableau I). On remarque que les niveaux sont peuplés jusqu'à 8^+ . Ceci est compatible avec une désintégration β du type Gamow-Teller d'un niveau 7^+ , attendu comme étant β instable d'après la systématique, dans les isotopes de Tl les plus lourds (fig.1.3).

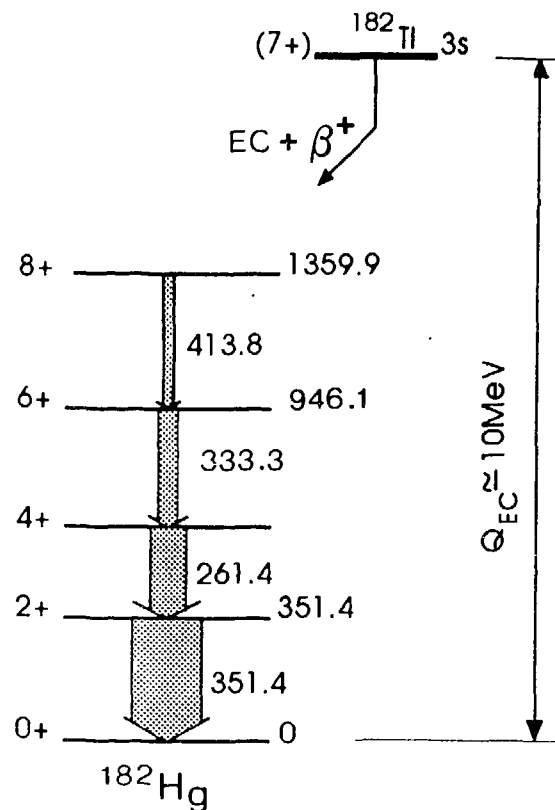


fig.1.9 : Schéma de désintégration bêta de ^{182}Tl .

3.2.2 - La désintégration alpha

D'après la systématique, on s'attend à une émission α d'énergie $E \sim 6.4 \text{ MeV}$ (fig.1.10). Si une telle activité existe elle serait facilement identifiée car elle devrait être suffisamment séparée de celle de ses descendants (^{178}Au , $E_\alpha = 5.92 \text{ MeV}$ et ^{182}Hg , $E_\alpha = 5.86 \text{ MeV}$)

Une activité α , relativement faible, a été enregistrée autour de la valeur de l'énergie

attendue (fig.1.11). Cette activité, qui ne peut appartenir à un isotope de $Z < 81$, a été attribuée à la décroissance alpha de ^{182}Tl .

Par comparaison des nombres d'évènements gamma et alpha enregistrés (après avoir pris en compte les efficacités des détecteurs), une limite supérieure de 5% a été déduite pour le branchement alpha de ^{182}Tl .

Ces résultats sont en accord avec les travaux récents de Bolshakov et al.[13] sur les modes de désintégration des isotopes légers de thallium, où les périodes sont extraites à partir de la filiation alpha et la décroissance des X de mercure.

L'extrapolation de l'évolution des branchements alpha en passant de ^{186}Tl (0.02%) au ^{184}Tl (2.1%) laisse cependant prévoir un plus grand branchement alpha.

Dans le but d'interpréter le résultat concernant le branchement alpha, nous avons détaillé dans le chapitre III le calcul des facteurs d'empêchement HF_α .

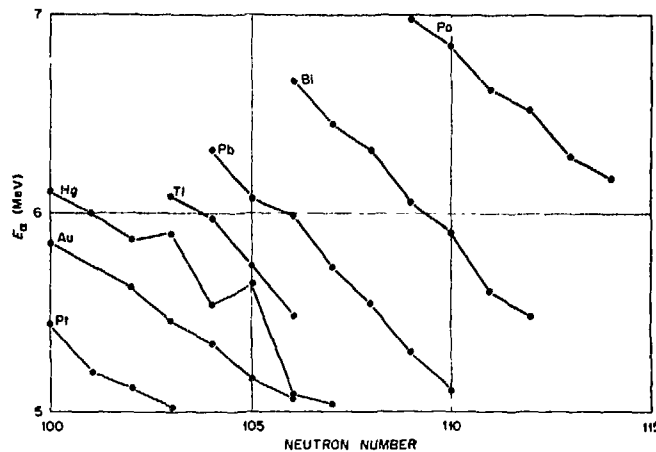


fig.1.10 : Systématique des énergies alpha dans la région du Pb [14].

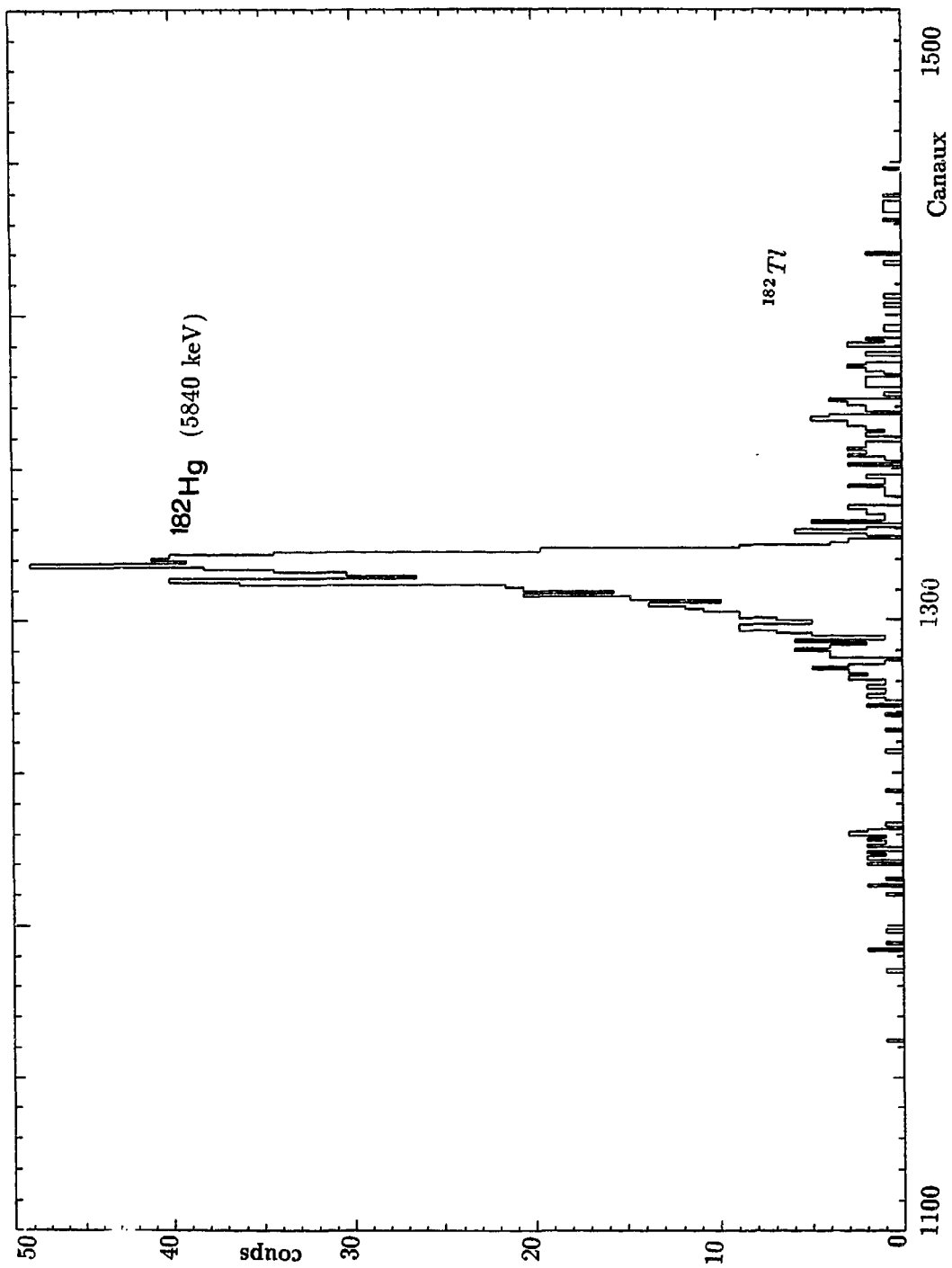


fig.1.11 : Spectre alpha enregistré sur la masse 182.

4 - Production et étude de ^{183}Tl

Avant de réaliser ce travail, la structure de ^{183}Hg avait été étudiée par la désintégration alpha de ^{187}Pb par P. Misaelides et al.[15]. Elle montre la présence de deux niveaux excités de nature non collective situés à 67 et 275keV (fig.1.12) grâce à l'observation de trois raies gamma de 67, 208 et 275keV en coincidence avec les particules α .

Les spins et les parités les plus probables de ces deux niveaux seraient [15] respectivement $5/2^-$ et $3/2^-$. Sachant que l'état fondamental du ^{183}Tl serait un état $1/2^+$ (d'après la systématique), sa désintégration bêta est possible vers ces niveaux et serait alors détectable par l'observation des trois raies précédemment citées.

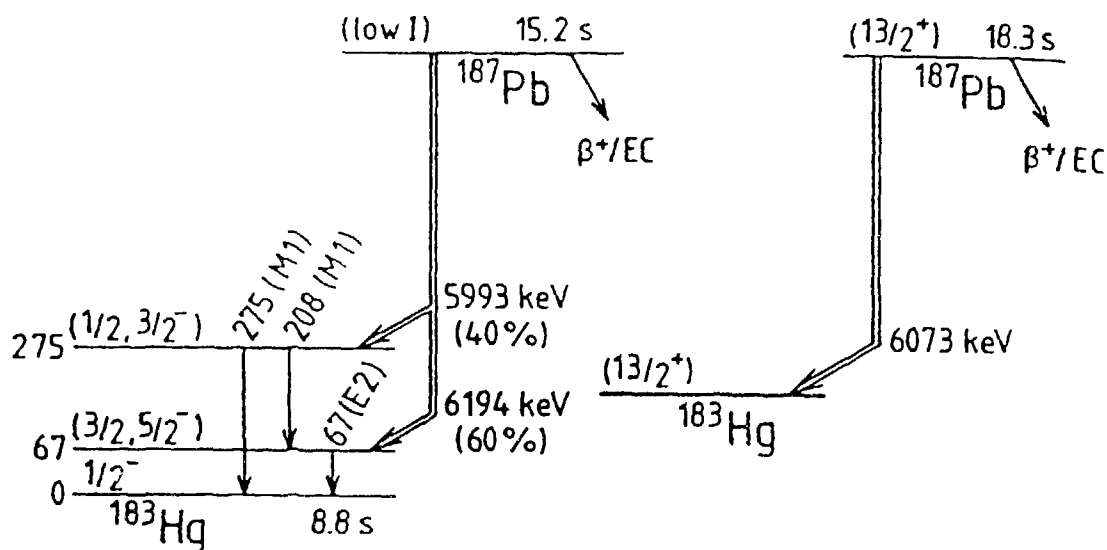


fig.1.12 : Structure de basse énergie du ^{183}Hg obtenue par décroissance alpha de ^{187}Pb [15].

4.1 - Production par réaction de fusion-évaporation

Cette étude a d'abord été menée auprès du système accélérateur SARA(Grenoble) par des réactions de fusion-évaporation $^{40}\text{Ca} + ^{147}\text{Sm}$ et un système jet d'hélium [16], pour transporter l'activité produite. La cible utilisée avait une épaisseur de 2.5 mg/cm^2 et d'enrichissement isotopique 96.5% ^{147}Sm (2.1% ^{148}Sm , 0.5% ^{147}Sm , 0.4% ^{152}Sm , 0.2% ^{154}Sm et 0.1% ^{144}Sm).

En plus de la difficulté due à l'absence de séparation isotopique, deux problèmes importants, liés au type de réaction choisi, apparaissent. Ce sont, premièrement, la forte

compétition de la fission du noyau composé qui réduit beaucoup les sections efficaces de production des résidus d'évaporation, et deuxièmement, le rendement de transport du système jet d'hélium pour l'élément thallium, qui est $\leq 5\%$ quelque soit l'aérosol utilisé (NaCl, PbCl₂).

Le choix de l'énergie du faisceau d'ions ⁴⁰Ca est basé d'une part sur l'extrapolation des résultats d'expériences utilisant la même réaction et où la désintégration alpha de ^{183m}Tl est observée [17,18] et d'autre part sur les prévisions des sections efficaces par le code ALICE[19]. Notons cependant que, bien que ce code donne un ordre de grandeur raisonnable des sections efficaces, il peut présenter des décalages en énergie de la position du maximum de la fonction d'excitation, allant jusqu'à 15 MeV (voir par exemple [20]).

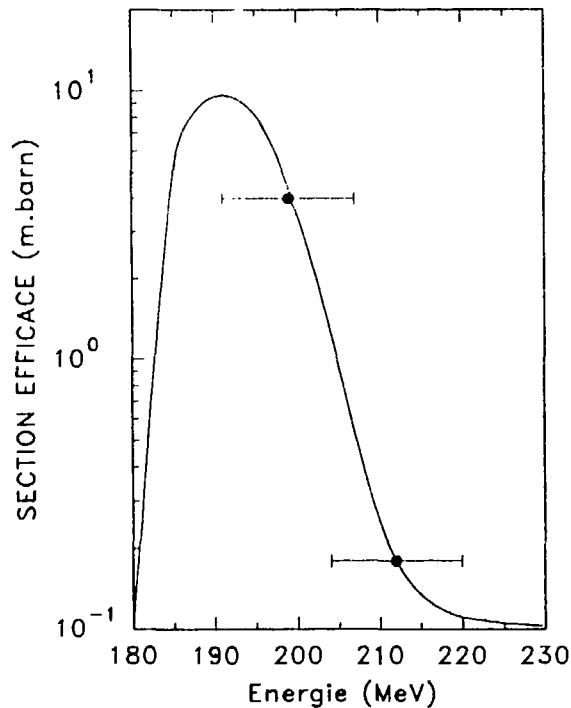


fig.1.13 : Sections efficaces de production de ¹⁸³Tl données par le code ALICE. La largeur des traits donne l'épaisseur de cible utilisée.

A une énergie du faisceau de 227 MeV ($\simeq 200$ MeV au centre de la cible), l'isotope de thallium principalement produit est ¹⁸⁴Tl par la voie (p,2n). En augmentant l'énergie à 240 MeV ($\simeq 212$ MeV au milieu de l'épaisseur de la cible) la production se déplace en faveur du ¹⁸³Tl. Ceci est particulièrement clair d'après l'évolution de la période des X de mercure ainsi que l'intensité relative des raies gamma caractéristiques de la désintégration bêta de ¹⁸³Tl (fig.1.14).

Sur la figure 1.13 nous présentons les prévisions des sections efficaces par le code ALICE

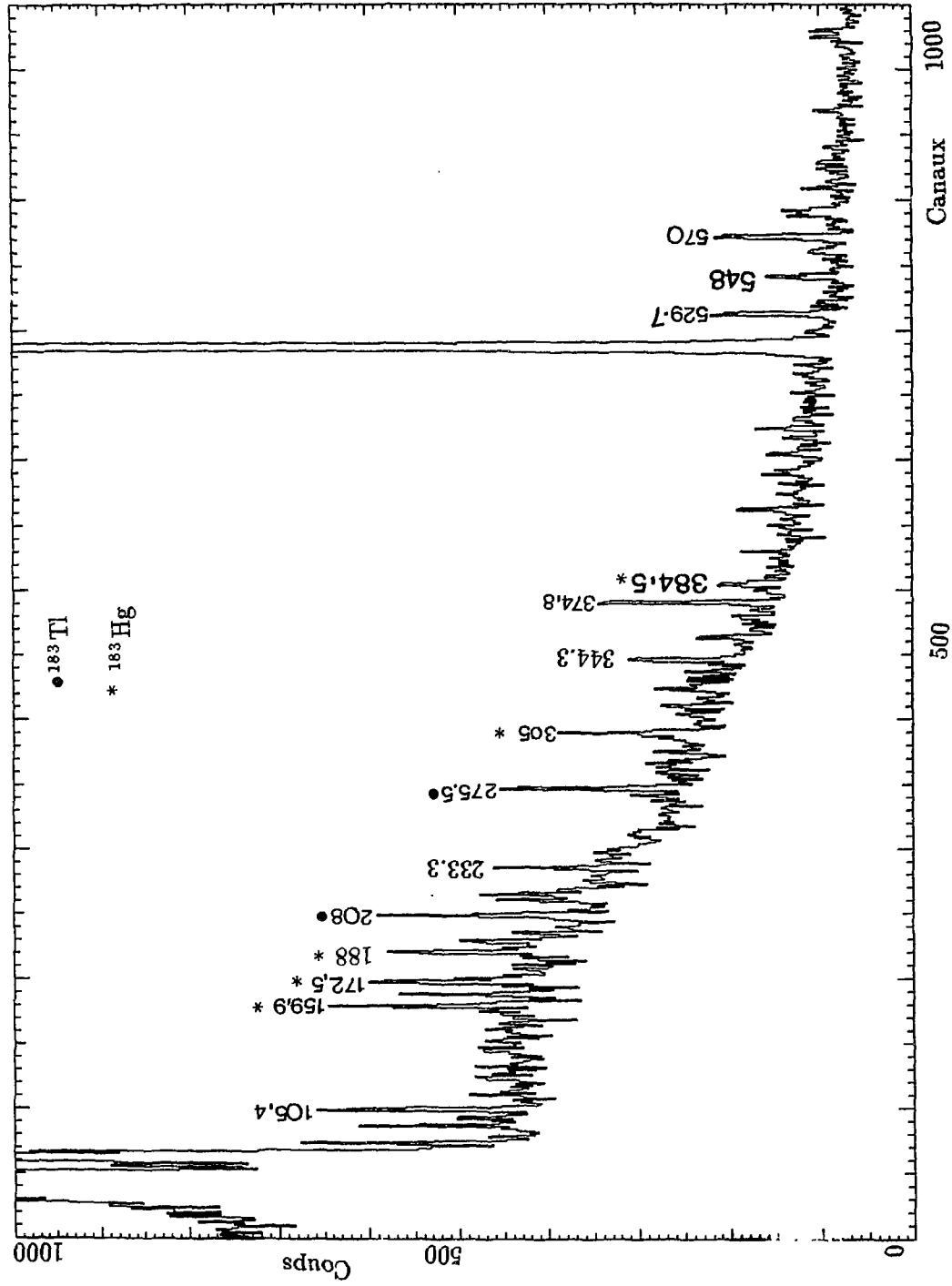


fig.1.14 : Spectre gamma enregistré sur la masse 183.

ainsi que les énergies du faisceau calculées au milieu de l'épaisseur de la cible.

D'après les remarques ci-dessus, on en conclut que le code Alice sous-estime la position du maximum de la fonction d'excitation d'au moins 10 MeV pour la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{147}\text{Sm}$.

En conséquence pour notre expérience, nous avons effectué les mesures spectroscopiques à une énergie du faisceau de 240 MeV.

4.1.1- La désintégration bêta[21]

La période attendue étant $\simeq 6\text{s}$ d'après la théorie de Takahashi [8], nous avons, en plus des coïncidences X- γ et $\gamma - \gamma$, réalisé des multianalyses gamma et X de temps de cycle $8 \times 1\text{s}$ pour en déterminer la période.

A partir des courbes de décroissance des X de mercure et de la raie 208 keV (fig.1.15), nous avons obtenu, par la méthode des moindres carrés, les périodes respectives $6.3 \pm 1.5\text{ s}$ et $5 \pm 2\text{ s}$. D'où on déduit la valeur moyenne $5.6 \pm 0.6\text{ s}$.

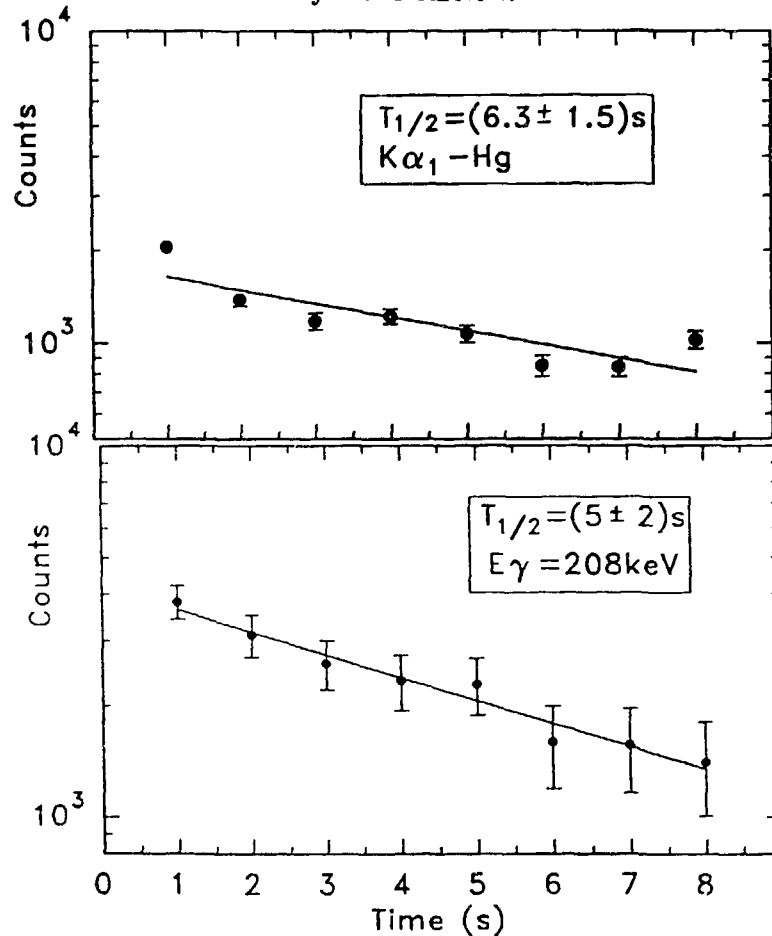


fig.1.15 : Courbe de décroissance de la raie $K\alpha_1$ de Hg et de la raie γ de 208 keV

L'étude quantitative de l'alimentation de l'état fondamental par l'état isomérique $9/2^-$ est discutée au chapitre III.

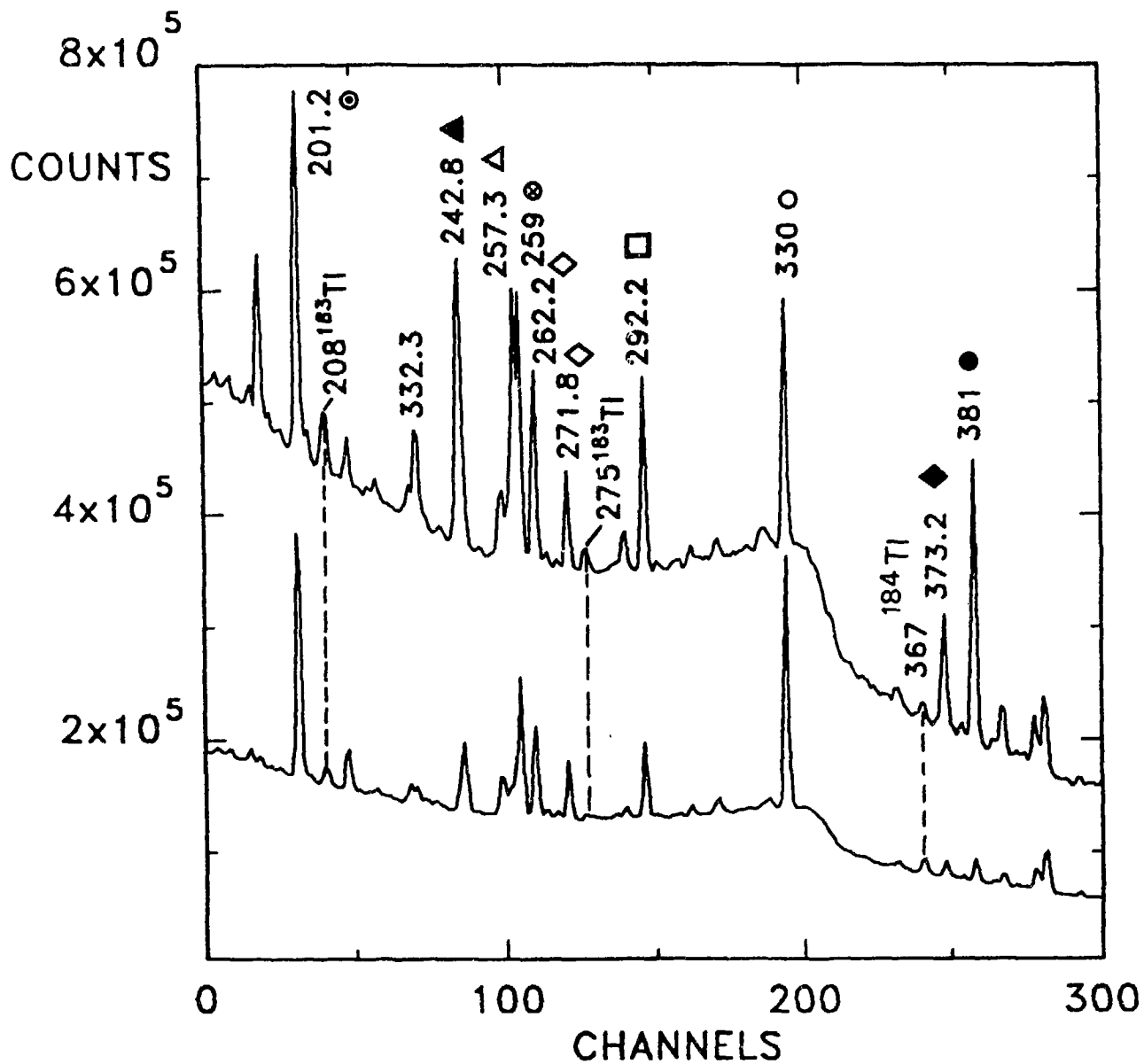


fig.1.14 : Spectres directs enregistrés à 227 MeV (a) et à 240 MeV (b), Produits par la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{147}\text{Sm}$. Les raies indiquées par des symboles sont produits sur la fenêtre de havar : ● ^{87}Y , ◆ ^{90}Nb , ○ ^{82}Tc , □ ^{85}Zr , ◇ ^{88}Nb , ⊕ ^{83}Y , △ ^{90}Mo , ◀ ^{86}Zr , ⊙ ^{87}Nb .

4.2 - Etude complémentaire à ISOLDE

4.2.1 - La désintégration bêta

Nous avons confirmé l'observation de la décroissance bêta grâce à la présence des trois raies gamma caractéristiques de ^{183}Hg et des raies X du mercure (fig.1.16). De plus l'observation des raies gamma 60.5 keV, 159.9 keV, 172 keV, 305 keV résultant de la décroissance bêta du ^{183}Hg lève toute ambiguïté possible car les isotopes de mercure ne sont pratiquement pas ionisés, et par conséquent ne peuvent être obtenus directement.

Notons aussi que deux autres raies reportées par Misaelides et al. [15] et d'énergie 185 et 195 keV ont été observées, mais n'ont pas pu être placées sur un schéma, faute de coïncidences.

4.2.2 - La désintégration alpha

L'état isomère $9/2^-$ est émetteur α avec une période $\simeq 60\text{ms}$ [22]. Le temp de cycle choisi ne favorisait pas une observation directe de cet émission. Cependant nous avons cherché si une activité alpha de l'état fondamental était observable.

Suivant la systématique, l'activité alpha à chercher est attendue à une énergie $E_\alpha \geq 6$ MeV. Nous avons relevé une activité α isolée entre 6.33 MeV et 6.5 MeV dont le centre de gravité est situé vers 6.45 MeV. L'activité collectée correspond à un taux $\leq 5 \cdot 10^{-2}$ at/s sur la bande. Vu le taux de production élevé attendu pour ^{183}Tl (fig.1.5), on en déduit que, dans la limite des hypothèses avancées, le branchement alpha de l'état fondamental devrait être très faible ($< 10^{-3}\%$).

5 - Production de ^{180}Tl

Nous avons aussi essayé de produire l'isotope ^{180}Tl par la réaction de spallation précédemment décrite. D'après Lazarev et al. [1] cet isotope est émetteur bêta avec une période $\approx 0.9\text{s}$. Les branchements bêta et alpha seraient comparables.

Comme dans le cas de ^{182}Tl , l'éventuelle observation repose sur les récentes données expérimentales sur faisceau concernant la structure de ^{180}Hg [23]. Nous avons réalisé des multianalyses gamma et alpha de 8×0.5 s de temps de cycle, sur la base de la valeur de la période attendue.

En raison des contraintes liées à l'utilisation en parasite de l'installation ISOLDE, la durée de l'expérience a été de 40 min seulement.

L'analyse du spectre gamma ne révèle pas d'évidence de désintégration bêta, ce qui n'est pas en contradiction avec le faible taux de production de ^{180}Tl (~ 1 at/s. μA). Cependant le spectre alpha contient une infime activité alpha isolée entre 5.95 et 6.23 MeV. Cette activité

n'est pas compatible avec l'énergie attendue pour la décroissance alpha de ^{180}Tl . On est alors tenté d'attribuer cette activité au ^{180}Hg descendant direct par désintégration bêta, sachant que l'énergie alpha de ^{180}Hg est de 6.12 MeV.

Références

- [1] Yu. A. Lazarev, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Shirokovsky, S. P. Tretyakova, V. K. Utyonkov and G. V. Buklanov.
Europhys. Lett., **4(8)**, pp. 893-898 (1987)
- [2] J.R.H. Schneider, S. Hofmann, F.P. Heßberger, G. Munzenberg, W. Reisdorf, and P. Armbruster,
Z. Phys. **A312**, 21(1983).
- [3] S. Liran, N. Zeldes, : a table of semiempirical shell model atomic masses. The Racah Inst. of Physics Jerusalem, 1976.
- [4] R. Menges, U. Dinger, G. Huber, S. Schroder, S. Dutta, R. Kirschner, O. Klepper, T. Kuhl, D. Marx and G. Spreuse,
G.S.I. scientific report 89-1(1989)33
- [5] P. Van Duppen , P. Decrock, P. Dendooven, M. Huyse, G. Reusen and J. Wauters,
Nucl. Phys. **A529** (1990)268
- [6] E. F. Zganjar, Future Directions in Studies of Nuclei Far from Stability,1980.
- [7] K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, J.L. Wood and R.A. Meyer,
Physics Reports **102**, 1983
- [8] K. Takahashi , M. Yamada, T. Kondoh,
Atomic Data and Nucl. Data Tables, **12**,101 (1973)
- [9] H.J. Kluge (Editeur)
ISOLDE Users Guide, CERN 86-05.
- [10] T. Bjornstad, L. C. Carraz, H. A. Gustafsson, J. Heineier, B. Jonsson, V. Lindfors, S. Mattsson, H. L. Ravn,
Nucl.Instr. and Meth.**186** (1981)391.
- [11] W. C. Ma, A. V. Ramayya, J. Hamilton, S. J. Robinson, M. E. Barklay, K. Zhao, J. D. Cole, E. F. Zganjar, E. H. Spejewski,
Phys. Lett. **139B** (1984)276
- [12] A. Bouldjedri, A. Astier, R. Béraud, R. Duffait, A. Emsallem, H. Haas, and the ISOLDE Collaboration,
Z. Phys. **A339** (1991) 311
- [13] V.A. Bolshakov et al.
Minsk Nuclear Science Meeting 1991.

- [14] K. S. Toth,
Future directions in studies of nuclei far from stability, 1980.
- [15] P. Misaelides, P. Tidemand-Petersson, U.J. Schrewe, I. S. Grant, R. Kircher, O. Klepper,
I. c. Malcolm, P. J. Nolan, E. Roeckl, W.-D. Schmidt-Ott, J. L. Wood,
Z. Phys. **301** (1981)199
- [16] A. Plantier, R. Béraud, T. Ollivier, A. Charvet, R. Duffait, A. Emsallem, N. Redon, V.
Boninchi, S. Vanzetto, A. Gizon, J. Treherne, N. Idrissi, J. Genevey, J. L. Vieux-Rochaz,
Nucl.Instr. and Meth. in Phys. Research, **B26** (1987)314
- [17] K. S. Toth, D. M. Moltz, J. D. Robertson,
Phys. Rev. **C39** (1989)1150.
- [18] K. S. Toth, D. M. Moltz, F. Blonnigen, F. T. AvignoneIII.
Phys. Rev. **C35**, 2330 (1987).
- [19] M. Blann
" Report Overlaid Alice CØØ3494-29 ", University of Rochester, unpublished.
- [20] Y. Lebeyec,
Rapport Annuel, IPN Orsay 1976
- [21] A. Bouldjedri, R. Béraud, R. Duffait, A. Astier, A. Emsallem, N. Redon, D. Barnéoud, J.
Blachot, J. Genevey, J. Inchaouh, Yu. A. Lazarev, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Shirokovsky
and I. N. Izosimov
A paraitre dans JINR rapid communications.
- [22] U. J. Schrewe, P. Tidemand-Petersson, G. M. Gowdy, R. Kirshner, O. Klipper, A. Plo-
chocki, W. Reisdorf, E. Roeckl, J. L. Wood, J. Zylicz, R. Fass, D. Schardt,
Phys. Lett. **91B** (1980)46
- [23] G.D. Dracoulis, A. E. Stuchbery, A. O. Macchiavelli, C.W.Beausang, J. Burde, M.A.
Delaplanque, R. M. Diamond, F. S. Stephens,
Phys. Lett. **B208** (1988)365.

CHAPITRE II

ETUDE DES NOYAUX D'OSMIUM DE MASSE $172 \leq A \leq 176$

1 - Situation expérimentale antérieure

La désintégration alpha des $^{172-176}\text{Ir}$ a été étudiée par A.Sivola [1] et reprise plus tard par d'autres auteurs[2-6]. Les résultats concernant les périodes de décroissance alpha ainsi obtenues sont résumés dans le tableau I.

Cependant quand nous avons entrepris ce travail, il y avait un manque de données expérimentales relatives à la décroissance bêta de ces isotopes, mis à part le travail publié ultérieurement par Bosch et al.[7] concernant ^{176}Ir .

Des études récentes sur faisceau ont été publiées sur la structure de ^{176}Os [8], ^{175}Os [9], ^{174}Os [5,9,10], ^{173}Os [11-14], ^{172}Os [6,12,13]. Un résumé de la structure de basse énergie ainsi obtenue est représenté dans la fig.2.1. On remarque pour les isotopes pairs de masse $A \leq 176$ l'absence d'informations expérimentales sur les bandes β et γ dont les états ne semblent pas appartenir à la ligne Yrast et ne sont donc pas observés dans les expériences sur faisceau.

2 - Dispositif expérimental

Le but de l'expérience a été l'étude de la décroissance bêta des isotopes d'iridium. En effet, ces noyaux sont prévus être émetteurs bêta avec des branchements β significatifs [3]. Par exemple le branchement α est estimé à 0.47% seulement pour ^{174}Ir .

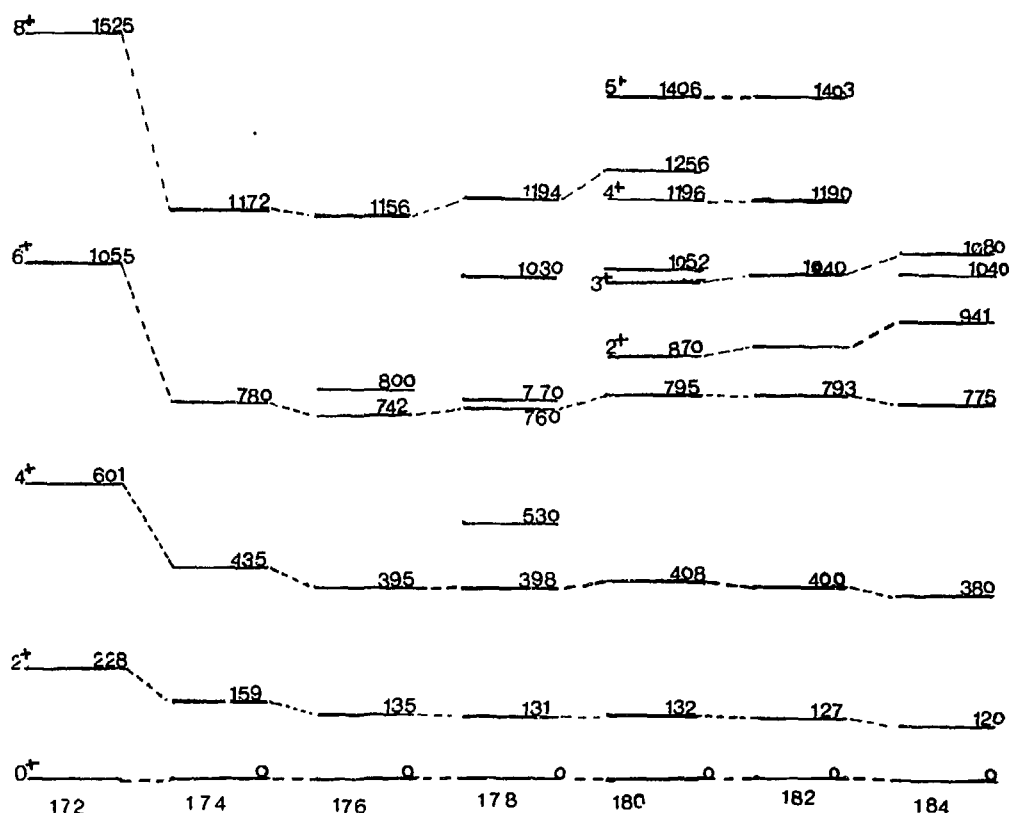


fig.2.1 : Systématique des états de basse énergie des isotopes d'osmium.

Les noyaux d'iridium sont produits à SARA par réaction de fusion-évaporation induite par ions lourds ^{32}S sur une cible de ^{144}Sm d'épaisseur $2\text{mg}/\text{cm}^2$, contenant 88.6% de ^{144}Sm et 4.7% de ^{147}Sm . Le faisceau d'ion ^{32}S d'énergie 210 MeV, a une intensité de 300 nA et un état de charge 9^+ . Après avoir traversé une fenêtre de havar de $2\text{mg}/\text{cm}^2$, l'énergie du faisceau dans la cible va s'échelonner de 180 à 195 MeV.

Les produits de réaction ayant une énergie de recul allant de 0 à 38 MeV, sont thermalisés dans l'hélium (sous une pression de 1.4 bar) mélangé à un aérosol (Pb Cl_2) porté à 420° . Ils sont alors transportés dans un capillaire de 1 mm de diamètre et 12m de long vers une station de comptage à bas bruit de fond gamma, en moins d'une seconde.

Une bande à déplacement programmable est utilisée pour collecter l'activité et la transporter devant les détecteurs.

Nous avons effectué différentes mesures incluant une multianalyse gamma de temps de cycles 8x2s et 8x5s, des coïncidences X-gamma et gamma-gamma.

Une expérience complémentaire a été réalisée à SARA avec la combinaison cible-projectile

$^{147}\text{Sm} + ^{40}\text{Ca}$ à 250 MeV. Dans cette dernière, les noyaux d'iridium ont été produits par des chaînes radioactives à partir de Au et Tl, ou par évaporation simultanée de diverses particules (α , p, n).

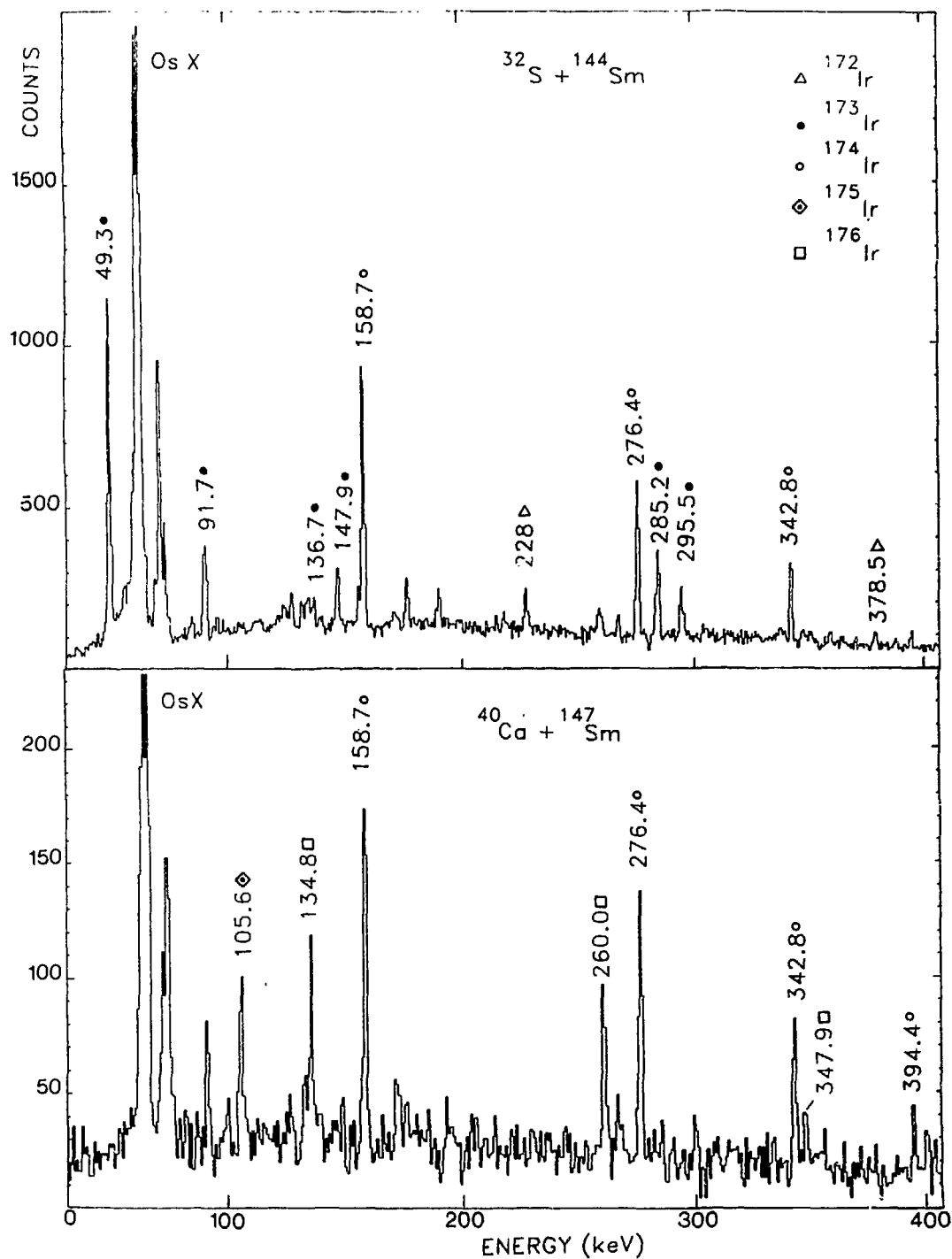


fig.2.2 : Spectre γ en coïncidence avec la raie $X K_{\alpha 1}$ de l'osmium, pour les deux réactions utilisées.

3 - Résultats [15]

Grâce aux coïncidences X- γ et γ - γ , nous avons sélectionné les raies appartenant à la décroissance bêta des isotopes d'iridium. L'attribution de ces raies à leurs isotopes respectifs a été réalisée d'une part par comparaison avec des résultats sur faisceau (principalement pour les noyaux pairs-pairs), et d'autre part, par des comparaisons des sections efficaces de production à partir des deux combinaisons projectile-cible (fig.2.2). En effet, pour la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{147}\text{Sm}$ le noyau composé étant ^{187}Pb , on s'attend à peupler des isotopes d'iridium de masses plus élevées que dans le cas de la réaction $^{32}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$.

Sur la fig.2.3 nous présentons un spectre direct enregistré par le détecteur X. En plus des raies gamma de basse énergie, il montre l'importance relative des raies X attribuées aux différents éléments produits.

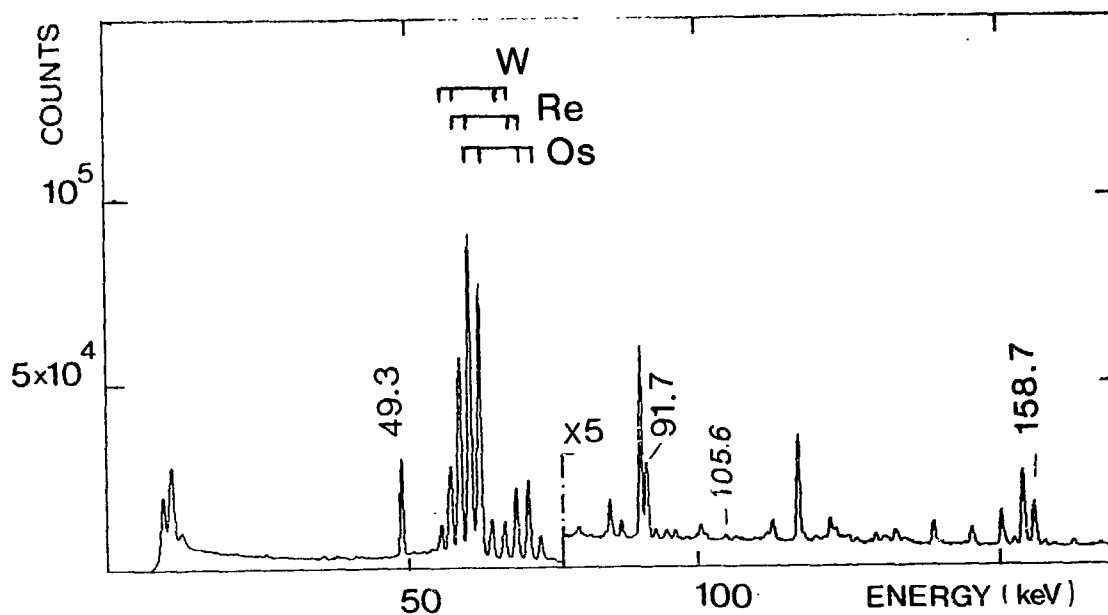


fig.2.3 : Spectre de basse énergie enregistré par le détecteur X montrant l'importance relative des raies X.

3.1 - $^{174}\text{Ir} \rightarrow ^{174}\text{Os}$

a - Schéma de décroissance bêta

Une bonne statistique a été obtenue sur cette masse. A partir des coïncidences gamma-gamma nous avons établi un schéma partiel de décroissance bêta (fig.2.4). La bande rotationnelle fondamentale est alimentée jusqu'à $I = 8^+$.

Isotope	$T_{1/2}(s)$ décroissance α [ref]	$T_{1/2}(s)$ décroissance β (ce travail)
^{172}Ir	2.1(0.1) [2, 6]	2.9(0.3)(a)
^{173}Ir	3.0(1.0) [1, 4]	8.1(0.3)
^{174}Ir	4(1) [1, 5]	5.0(0.4); 7.8(0.6)
^{175}Ir	4.5(1.0) [1]	13(2)

tab.I : Comparaison entre les périodes obtenues par désintégration α et celle obtenues par désintégration β (notre travail). (a) Le schéma de désintégration conduit à deux isomères de périodes similaires.

Décroissance	$E_\gamma(\text{keV})$	I_γ	I_T	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$
$^{174}\text{Ir} \rightarrow ^{174}\text{Os}$	158.7	100	174	$2^+ \rightarrow 0^+$
	276.4	105(10)	118(12)	$4^+ \rightarrow 2^+$
	342.8	59(6)	63(6)	$6^+ \rightarrow 4^+$
	394.4	11.5(2)	12(2)	$8^+ \rightarrow 6^+$
	532.4	16(3)		$(2_2^+) \rightarrow 2^+(a)$
	554.5	5(1)		
	688.5	5(1)		$7^- \rightarrow 8^+$
	(691.4)	3(1)		$(2_2^+) \rightarrow 0^+(a)$
	818.5	7(1)		$5^- \rightarrow 6^+$
	895.9	(2)		
	1017.5	5.5(1)		$? \rightarrow 4^+$
	1012.0	7(1)		$6^- \rightarrow 6^+$
	1113.6	5(1)		$4^- \rightarrow 4^+$
1261.5	3(1)		$? \rightarrow 2^+$	
1326.7	4(1)			
$^{172}\text{Ir} \rightarrow ^{172}\text{Os}$	228.0	100	122	$2^+ \rightarrow 0^+$
	378.5	61(9)	63(10)	$4^+ \rightarrow 2^+$
	448.4	27(4)	28(4)	$6^+ \rightarrow 4^+$
	470.8	8(2)	8(2)	$8^+ \rightarrow 6^+$
	475.0	9(2)	9(2)	$(2_2^+) \rightarrow 2^+(a)$
$^{173}\text{Ir} \rightarrow ^{173}\text{Os}$	49.3	100	150	$9/2^+ \rightarrow 7/2^-$
	91.7	18(2)	155(17)	$7/2^- \rightarrow 5/2^-$
	136.7	3(1)		
	147.9	6(2)		
	285.2	15(3)		
295.5	10(3)			
$^{175}\text{Ir} \rightarrow ^{175}\text{Os}$	105.6			$7/2^+ \rightarrow 5/2^-$

tab.II : Energies, intensités et assignement des transitions observées. (a) Spin et parités proposés par notre travail.

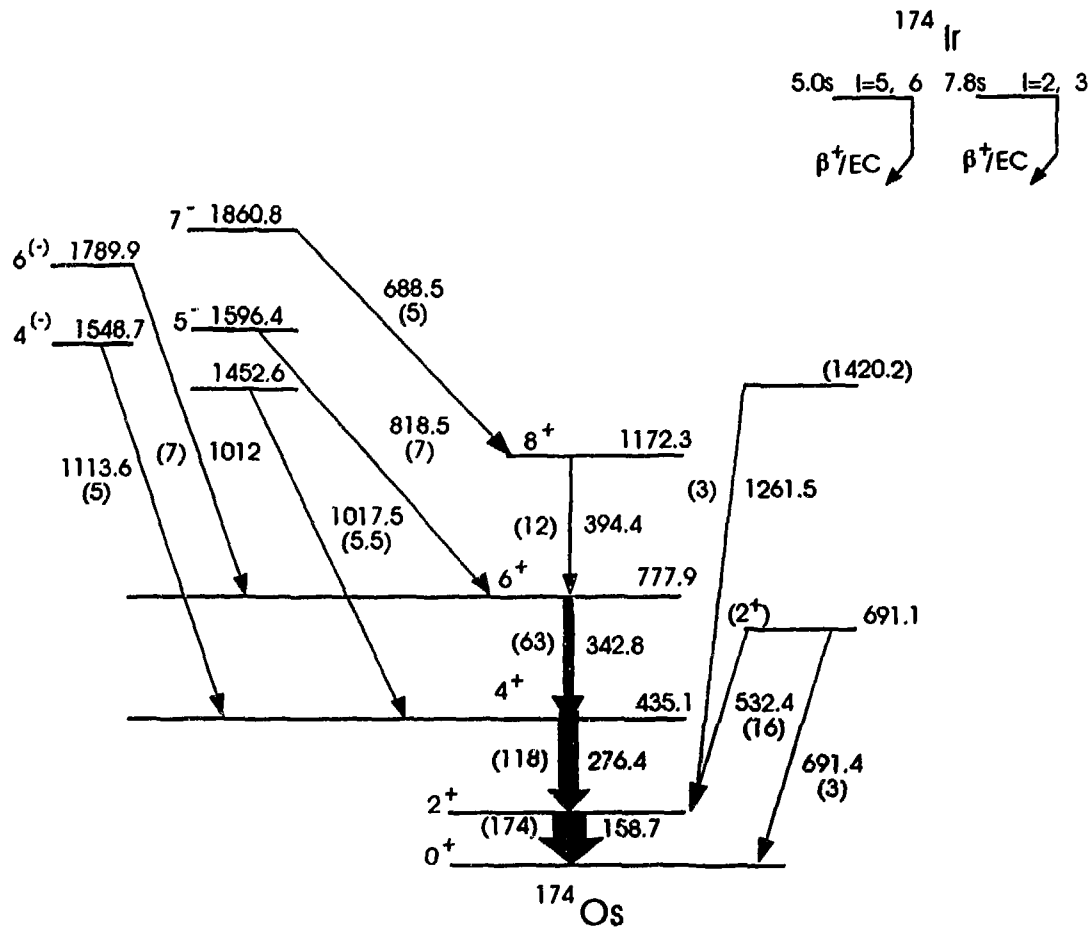


fig2.4 : Schéma de désintégration bêta des deux isomères de ^{174}Ir .

La transition 532 keV (à part sa coincidence avec les X de l'Os) n'est en coincidence qu'avec la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ (158.7 keV). Ceci est clairement montré sur la fig.2.5. Nous avons proposé le niveau 691.1 keV comme étant le niveau 2_2^+ (voir plus loin). Ceci est renforcé par l'observation d'une raie de 691 keV dans le spectre direct ayant une période comparable. Cependant nous n'avons pas localisé le niveau 3^+ qui serait le $2^{\text{ème}}$ membre de la bande gamma.

De plus 5 niveaux de spin et parité allant de 4^- à 7^- ont aussi été observés. Les états $4^{(-)}$ et 5^- sont les premiers membres de deux bandes collectives de parité négative d'après Fabricius et al.[9].

b - L'isométrie dans le noyau ^{174}Ir

Nous avons mesuré les périodes des différentes raies résultant de la décroissance beta de ^{174}Ir (fig.2.5). Les courbes de décroissance des raies 158.7 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) et 276.4 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) montrent des périodes respectives de 6.2 ± 0.3 s et 5.6 ± 0.3 s. Même en prenant une valeur moyenne, le résultat obtenu (5.9 ± 0.2 s) est différent de la valeur obtenue à partir de la décroissance alpha(4 ± 1)[1].

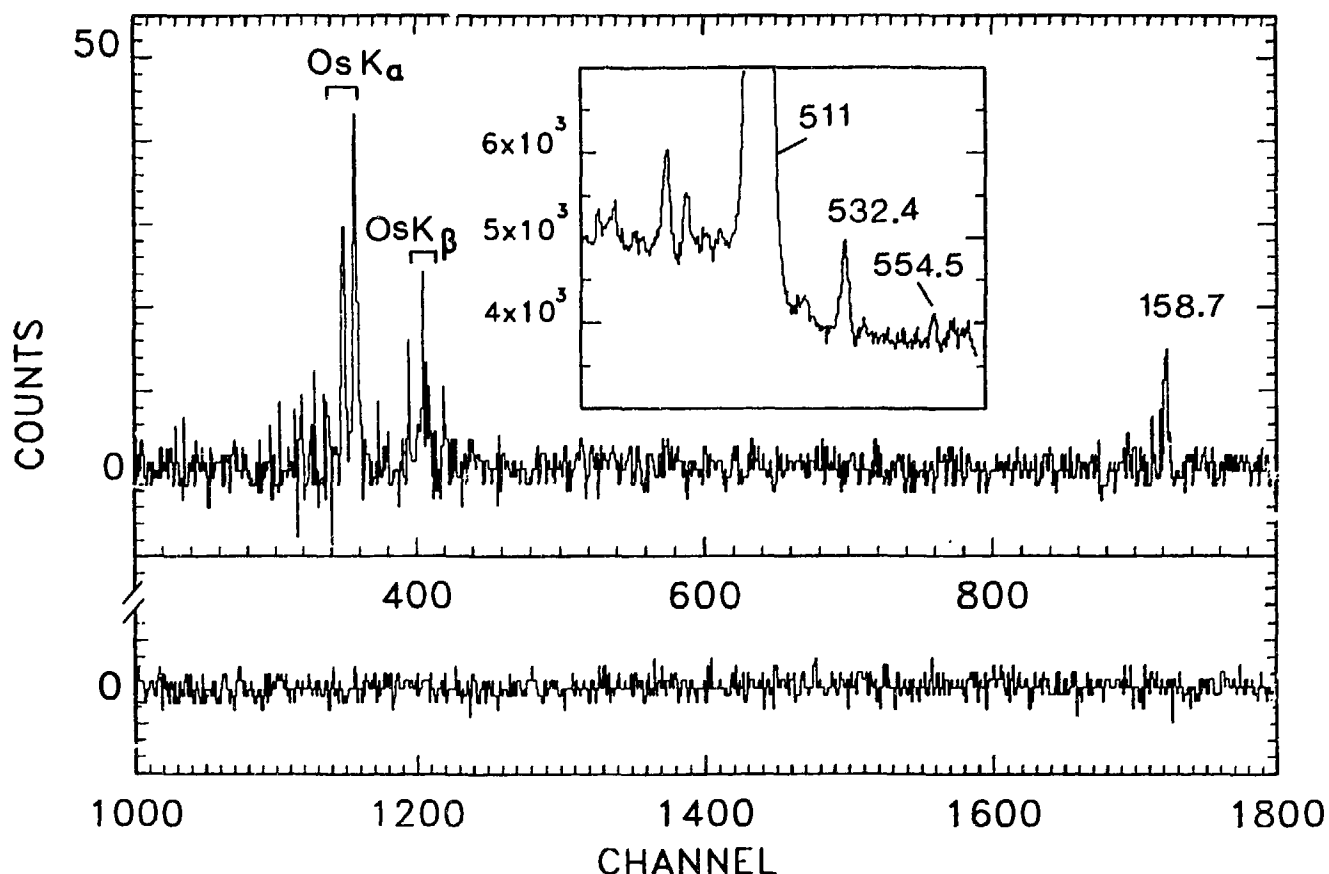


fig.2.5 : Spectre γ en coincidence avec la transition 532.4 keV de ^{174}Os . L'encadré montre cette dernière sur un spectre direct.

De plus les intensités des transitions (corrigées de l'efficacité du détecteur gamma et de la conversion interne) ne sont pas compatibles avec une alimentation bêta à partir d'un même niveau dans ^{174}Ir (voir tab.II et fig.2.4). En effet, le bilan des intensités des raies observées, montre une alimentation directe des niveaux 2^+ , 4^+ et 6^+ . D'autre part, les multianalyses gamma montrent une période de 5.1 ± 0.5 s pour la transition $6^+ \rightarrow 4^+$ et 7.7 ± 0.8 s pour la transition $2^+ \rightarrow 2^+$ ainsi qu'une situation intermédiaire pour les transition $2^+ \rightarrow 0^+$ 158.7keV et $4^+ \rightarrow 2^+$ 276.4keV (respectivement 6.2 ± 0.3 s et 5.6 ± 0.3 s).

Tous ces faits sont en faveur de l'existence de deux isomères : un de haut spin ($I \geq 5$) ayant une durée de vie de 5.0 ± 0.4 s alimentant le 6^+ et un autre de bas spin ($I = 2$ ou 3) ayant une durée de vie de 7.8 ± 0.6 s alimentant le niveau 2^+ . Ces dernières périodes sont extraites à partir des durées de vie obtenues pour les raies 158.7 keV, 276.4 keV, 342.8 keV et 532.4 keV moyennant leurs rapports d'alimentation à partir des deux isomères, déduits eux mêmes à partir du schéma de décroissance.

Il s'ensuit que la période obtenue à partir de la décroissance alpha (4 ± 1 s) pourrait être associée à l'état isomère de haut spin. Le branchement alpha de ce dernier est de 0.47% obtenu par Keller [3].

La faible alimentation du niveau 8^+ est due à des transitions non observées à partir des états non Yrast situés à haute énergie. Ceci est renforcé par la valeur élevée de l'énergie de transition beta (8.94 MeV [16]).

Notons que l'existence de deux isomères a été observée dans de multiples chaînes de décroissance bêta de noyaux pairs dans la région des terres rares (voir par exemple Kortelahti et al[17]).

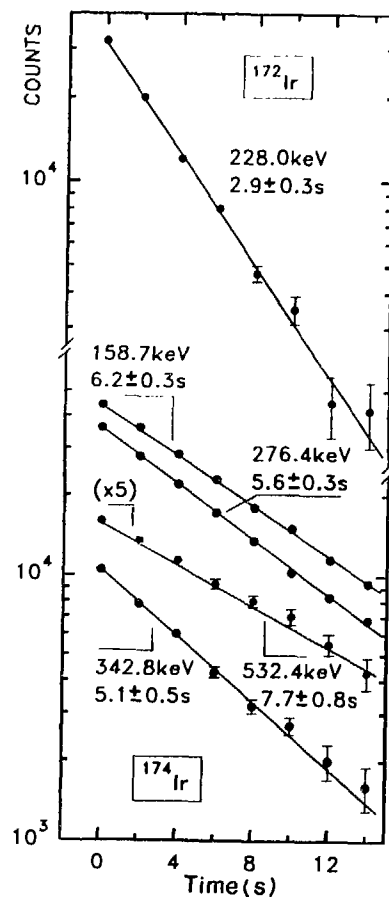


fig.2.6 : Courbes de décroissance des raies principales de $^{174,172}\text{Ir}$.

3.2 - $^{172}\text{Ir} \rightarrow ^{172}\text{Os}$

a - Schéma de décroissance bêta

La figure 2.7 montre le schéma de la décroissance bêta de ^{172}Ir . Ce schéma est moins complet que celui de la masse 174 car le taux de production est nettement plus faible (la section efficace de production est réduite d'un facteur de l'ordre de 15).

Comme dans le cas de ^{174}Os la bande fondamentale est peuplée jusqu'au niveau 8^+ .

Nous avons proposé le niveau à 703 keV comme candidat à un état 2_2^+ , par analogie avec ^{174}Os , car la transition de 475 keV n'est en coincidence qu'avec la raie $2^+ \rightarrow 0^+$ (228 keV) et avec les X de l'Os.

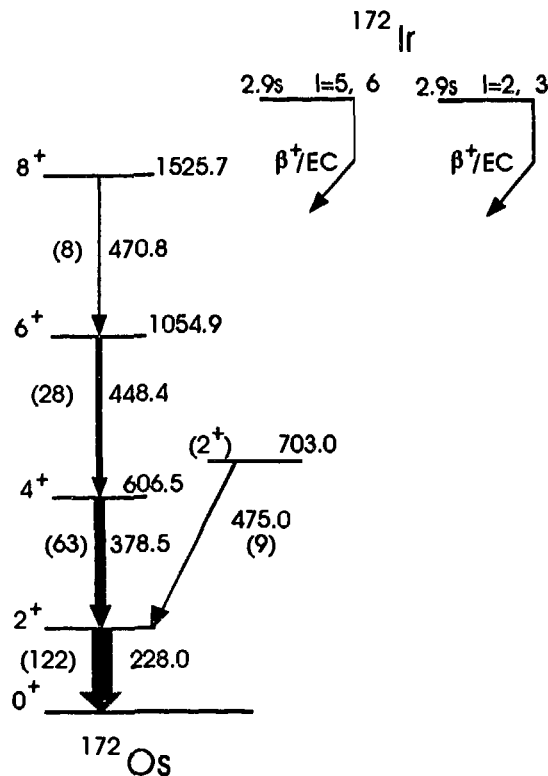


fig.2.7 : Schéma de décroissance bêta des deux isomères de ^{172}Ir .

b - L'isométrie dans ^{172}Ir

La période observée sur la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ 228keV ($2.9 \pm 0.3\text{s}$) est différente de celle obtenue à partir de la décroissance alpha (tab.I, fig.2.6) par Sivola $1.7 \pm 0.5\text{ s}$ et plus tard par

Schrewe et al 2.1 ± 0.1 s. Quoique nous n'ayons pas pu mesurer la période de la transition $4^+ \rightarrow 2^+$ (qui est une raie complexe) les transitions supérieures (448.4 keV et 470.8 keV) ont une période de l'ordre de 3s. Ceci suggère une isométrie possible dans ^{172}Ir

A partir des intensités des raies (table II) on remarque, comme le cas du ^{174}Ir , que les niveaux 2^+ , 4^+ , 6^+ sont alimentés directement, d'où la nécessité d'existence de deux isomères, l'un de bas spin (2 ou 3) alimentant principalement le 2^+ et l'autre de haut spin ($I = 5$ ou 6) alimentant l'état 6^+ .

L'état 4^+ est aussi alimenté directement soit par le spin bas ou haut (suivant qu'on ait le couple de spins 3 et 6 ou 2 et 5) mais nous n'avons pas pu conclure.

L'alimentation du 8^+ pourrait être due à des transitions inobservées provenant de niveaux situés à haute énergie ($Q_\beta = 9.7$ MeV [16]).

La durée de vie de ces isomères sont apparemment similaires car la transition de 228 keV présente une courbe de décroissance simple. Mais il est possible, dans les incertitudes expérimentales, que l'un de ces isomères possède une période de l'ordre de 2s s'identifiant avec celle mesurée en alpha, et l'autre une période légèrement supérieure à 2.9 s, ce qui fait que la raie 228 keV présente une période apparente de 2.9 s.

3.3 - $^{173}\text{Ir} \rightarrow ^{173}\text{Os}$ et $^{175}\text{Ir} \rightarrow ^{175}\text{Os}$

a - Schéma de décroissance bêta

L'intensité relative de la cascade 49.3 keV-91.7 keV (fig.2.9) implique une forte population du niveau 141 keV. Par ailleurs la faible coïncidence entre la transition 49.3 keV (fig.2.8) et la raie d'annihilation 511 keV (en comparaison avec d'autres raies dans les noyaux voisins) montre que le niveau 141.0 keV a une durée de vie assez grande par rapport à la largeur de la courbe en temps des coïncidences rapides gamma-gamma (environ 40ns).

A partir du rapport des intensités de coïncidences des X de Os (très faiblement dues à EC) et de la raie 91.7 keV avec la transition 49.3 keV, nous avons déduit un coefficient de conversion interne K de 5 ± 1 ; il en résulte que cette transition est de nature M1. Ceci est également en accord avec les rapports $A_4/A_0 = 0.05(8)$ et $A_2/A_0 = -0.67(7)$ déduits des mesures "in-beam" de distributions angulaires faites par Bark et al.[13] et la valeur $A_2/A_0 = -0.52(13)$ obtenue par Kalfas et al.[14].

La grande intensité de la transition 49.3 keV (fig.2.9, Tab.II) est une bonne indication d'un faible CCI et donc d'une nature E1. (une nature M1 ou E2 conduirait à une intensité totale très élevée, c.a.d à une production anormalement élevée de cet isotope). Il s'en suit que

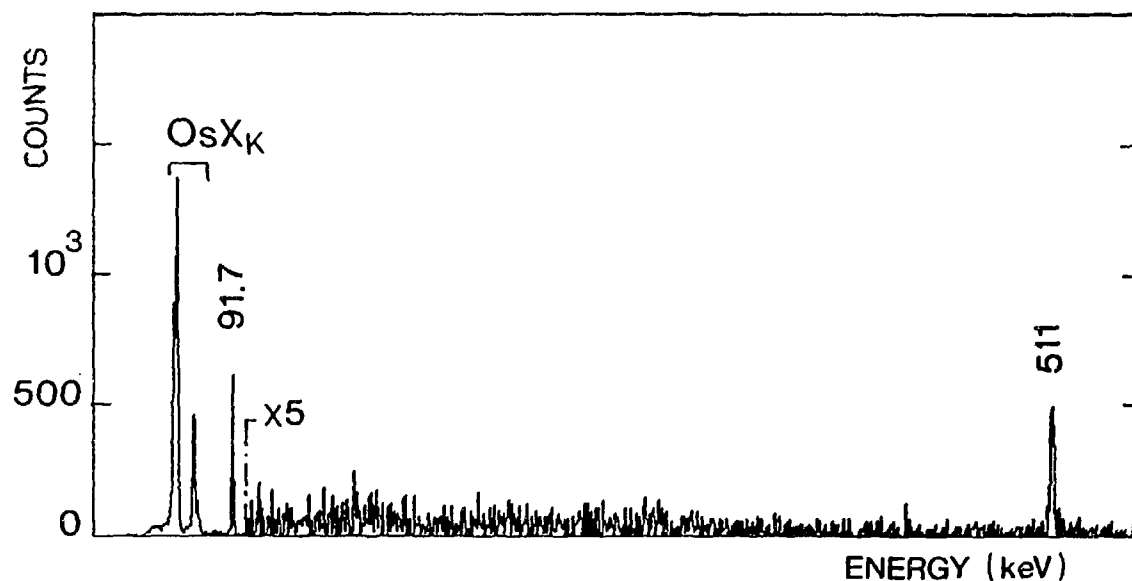


fig.2.8 : Coincidence gamma avec la raie 49.3 keV.

la cascade proposée par Bark et al.[13] : un 49.5keV $E1(9/2^+ \rightarrow 7/2^-)$ suivie d'un 91.7 keV $M1(7/2^- \rightarrow 5/2^-)$ est corroborée par notre travail.

Comme le montre la fig.2.8, aucune autre raie gamma n'est en coincidence avec cette cascade. En particulier la transition manquante attendue autour de 60 keV par Bark et al.[13] et qui désexciterait la bande $\nu_{13/2}$, n'a pas été observée. Ceci s'expliquerait évidemment s'il n'y a pas d'alimentation bêta de l'état $13/2^+$ assigné sur faisceau comme l'état de base de la cascade $\nu_{13/2}$.

Les raies de 285.2 keV et 295.5 keV ne sont pas en coincidence avec les raies de 49.3 keV et 91.7 keV et n'ont pas été observées dans les expériences in-beam[11-14]. La transition de 148 keV est en coincidence avec celle de 137 keV. Toutes ces transitions ont une période entre 7 et 9s et leurs sections efficaces de production suivent celle des raies de 49.3 et 91.7 keV dans les deux réactions utilisées. Nous les avons donc attribuées également à la décroissance de ^{173}Ir .

Dans la décroissance de ^{175}Ir , seule la transition de 105.5 keV a été observée. Cette raie coincide avec celle observée sur faisceau et assignée comme $7/2^+ \rightarrow 5/2^-$ [9]. Il en résulte que

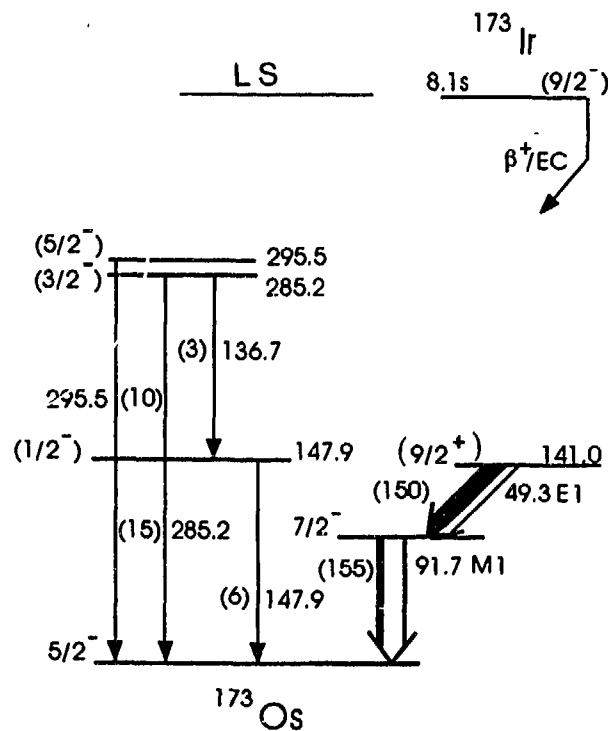


fig 2.9 : Schéma de décroissance bêta de ^{173}Ir .

le niveau émetteur bêta dans ^{175}Ir a probablement un spin $7/2$ ou $9/2$.

b - L'isométrie dans les iridium 173 et 175

Nous avons mesuré les périodes des états émetteurs beta (fig.2.10). Les valeurs obtenues (respectivement 8.1 ± 0.3 s et 13 ± 2 s) sont sans ambiguïté différentes de celles attribuées à

la décroissance alpha (respectivement 3.0 ± 1.0 s et 4.5 ± 1.0 s voir tab.I), ce que nous avons interprété comme l'existence d'une isométrie dans les isotopes impairs 173 et 175. L'isomère de bas spin serait émetteur alpha, l'autre, de spin moyen, (principalement) émetteur bêta.

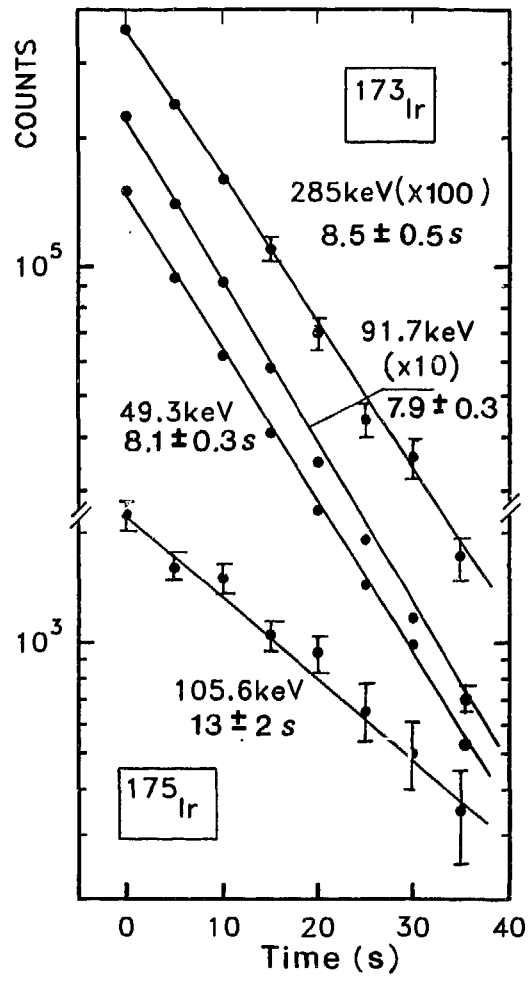


fig.1.10 : Courbe de décroissance des raies principales de ^{173}Ir et ^{175}Ir .

4 - Spectrométrie d'électrons

4.1 - Introduction et technique expérimentale

Afin de tester notre hypothèse concernant la nature du niveau qui se désexcite par une transition de 532 keV dans le ^{174}Os , nous avons réalisé une expérience de spectrométrie d'électrons visant à obtenir les coefficients de conversion interne.

Nous avons utilisé la même réaction qu'en spectrométrie gamma. Cependant pour être sélectif sur les noyaux produits (en l'absence d'une séparation en masse) et donc avoir un spectre d'électrons avec le minimum de mélange de raies, nous avons travaillé à une énergie plus basse de 20 MeV ($E = 180 \text{ MeV}$), ce qui limite la production principale aux ^{173}Ir et ^{174}Ir et leurs descendants de la chaîne radioactive bêta.

Nous avons utilisé le spectromètre d'électrons mis au point par P. Paris du CSNSM Orsay. Le champ magnétique est produit par un électroaimant et contrôlé par effet Hall. Les électrons de conversion sont déviés par le champ magnétique, en empruntant des trajectoires en hélice, vers un niveau au dessus de celui de la source pour être détectés par un détecteur au silicium, évitant ainsi le déclenchement de ce dernier par les photons gamma (fig.2.11).

Le rayon de courbure ρ des électrons varie de 2 à 10 cm, délimitant une plage en "B ρ ", donc en énergie, pour tout champ fixe \vec{B} . L'angle solide varie approximativement en $1/\rho$. L'efficacité est $\leq 5\%$ [18].

Nous avons travaillé à une intensité du champ magnétique de 400 gauss. Ceci permet d'optimiser l'angle solide pour des électrons d'énergie comprise entre 70 à 700 keV, tout en respectant les limites imposées sur les rayons de courbure.

Pour la détection gamma nous avons utilisé un détecteur Ge planaire de petites dimensions, mais qui a l'avantage de détecter aussi bien les basses(vers 60 keV) que les moyennes énergies(vers 500 keV).

Nous avons enregistré des spectres directs des événements électrons et gamma afin de pouvoir extraire les coefficients de conversion interne. De plus des coïncidences électrons-gamma et X ont aussi été réalisées afin de confirmer l'attribution des raies d'électrons.

4.2 - Méthode d'analyse et résultats

La figure 2.12 montre le spectre d'électrons direct enregistré pendant cette expérience. Comme attendu, la production principale est celle de $^{174,173}\text{Os}$.

Une première attribution des raies électrons aux transitions gamma correspondantes a été réalisée, en se basant sur les énergies de ces dernières et les énergies de liaison des

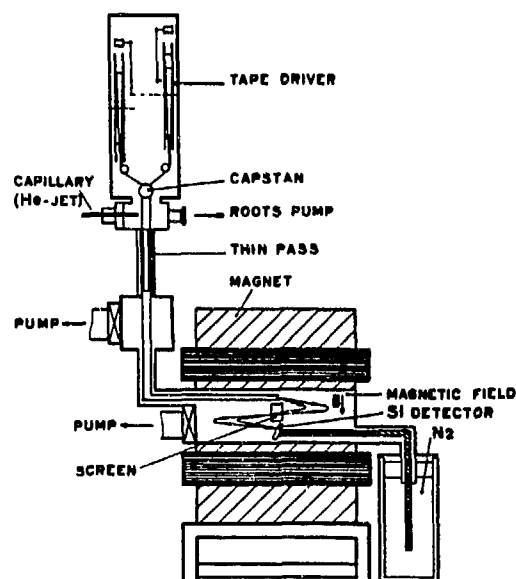


fig.2.11 : Schéma représentant le spectromètre à électrons couplé au système jet d'hélium à SARA.

électrons à différentes couches atomiques. Cette attribution est ensuite testée par des fenêtres de coïncidences électrons-gamma et gamma-électrons. Cette opération est très importante car les raies électrons peuvent être complexes, ce qui conduirait à des coefficients de conversion interne erronés.

L'évaluation des coefficients de conversion interne est réalisée en prenant le rapport de l'aire du pic électron à celle du pic gamma correspondant, après correction par l'efficacité des deux détecteurs. Cependant pour tenir compte du facteur géométrique dans l'efficacité du détecteur gamma, il est indispensable de normaliser par rapport à une raie dont la nature est bien connue. Dans notre cas nous avons normalisé par rapport à la transition quadrupolaire électrique $2^+ \rightarrow 0^+$ (158.7keV), et nous avons vérifié la cohérence des résultats en retrouvant les coefficients de conversion interne des raies connues.

Pour l'identification de la nature multipolaire des transitions, nous avons utilisé les résultats des calculs théoriques des coefficients de conversion interne réalisés par R. S. Hager et E. C. Seltzer[19] et par F. Rosel et al.[20].

Dans les tableaux III et IV , nous présentons les données expérimentales que nous avons déduites respectivement pour les gamma et les électrons de conversion. Dans le tableau V nous résumons les calculs des différents coefficients de conversion.

E_γ (keV)	A_γ	ϵ	I_γ	$I_\gamma^e(180\text{MeV})$	$I_\gamma^e(200\text{MeV})$	ρ
158.7($2^+ \rightarrow 0^+$)	40500(700)	1.08	37500(1000)	100	100	1
276.4($4^+ \rightarrow 2^+$)	12000(500)	0.460	26100(1370)	70(6)	105(10)	0.67(0.12)
342.8($6^+ \rightarrow 4^+$)	4565(400)	0.325	14045(1450)	35(5)	59(6)	0.59(0.14)
532.4($2_2^+ \rightarrow 2^+$)	1900(150)	0.170	11515(1050)	31(4)	16(3)	1.9(0.6)
49.3($9/2^+ \rightarrow 7/2^-$)	82200(780)	2.70	30790(410)	100	100	1
91.7($7/2^- \rightarrow 5/2^-$)	13730(570)	2.30	6000(275)	19.5(1.2)	18(2)	1.1(0.2)

tab.III : Données expérimentales des raies gamma. A_γ est l'aire d'un pic gamma, ϵ l'efficacité du détecteur gamma, ρ est le rapport des intensités relatives gamma des deux expériences.

E_e (keV)	Attribution	A_e	η	I_e
84.8	K 158.7	31850(380)	8.10	3932(50)
146.3	L 158.7 et 156(^{170}W)	30000(400)	5.70	5263(80)
202.6	K 276.4	3200(150)	4.45	719(35)
264.5	L 276.4	1290(120)	6.25	206(20)
458.6	K 532.4	700(50)	2.30	304(20)
519.8	L 532.4	100(30)	2.05	49(15)

tab.IV : Données expérimentales des électrons de conversion. A_e est l'aire d'un pic d'électrons, η est l'efficacité du spectromètre.

E_γ	α_K^{exp}	$\alpha_K^{th}(E2)$	$\alpha_K^{th}(M1)$	α_L^{exp}	$\alpha_L^{th}(E2)$	$\alpha_L^{th}(M1)$	Nature
158.7	—	0.310	—	—	0.340	—	E2
276.4	0.082(0.011)	0.0777	0.0293	—	0.0435	—	E2
532.4	0.078(0.015)	0.0145	0.0490	0.013(0.005)	0.00385	0.0075	E0.E2.M1

tab.V : Calcul des coefficients de conversion interne.

Nous remarquons d'abord l'importante conséquence du changement de l'énergie du faisceau sur l'intensité relative des raies gamma dans ^{174}Os . En effet, les intensités relatives des deux transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $2_2^+ \rightarrow 2^+$ ont nettement augmenté par rapport à celles des $6^+ \rightarrow 4^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$. Ceci est dû au fait que la diminution de l'énergie d'excitation favorise les bas spins dans le noyau précurseur et par conséquent l'alimentation bêta des niveaux de différents spins dans le noyau résultant. Il s'agit là d'une preuve supplémentaire de l'isomérisme mis en évidence.

Nous remarquons la présence d'une transition électronique qui correspond en énergie à une conversion K de la raie 532 keV. Nous avons vérifié qu'il en est bien ainsi en prenant une fenêtre de coïncidence sur cette raie d'électrons et sur la raie X- $k_{\alpha 1}$ de l'osmium. En effet cette raie d'électrons est bien en coïncidence avec les X de l'osmium, et réciproquement (fig.2.13a et 2.13b). Le coefficient de conversion interne K correspondant est de 0.078 ± 0.015 .

En se basant uniquement sur la coïncidence de la raie γ de 532 keV avec les autres raies gamma (fig.2.5) on peut restreindre les candidats possibles à : 3^+ , 2^+ , 0^+ , 3^- et 2^- pour le niveau 691.1 keV.

Les candidats de parité négative correspondent à une transition E1/M2 et sont à exclure du fait du faible coefficient de conversion interne de la E1 ($\simeq 5 \times 10^{-3}$).

Quant aux candidats de parité positive, les contributions multipolaires sont respectivement M1/E2, E0/M1/E2 et E2. Une E2 pure est à exclure vu son CCI (1.5×10^{-2}). Dans le cas d'une transition M1/E2 le coefficient de conversion interne est au plus égal à 5×10^{-2} , qui est le CCI d'une M1 d'énergie 532 keV. Il reste donc de manière significative (deux déviations standards) inférieur à la valeur expérimentale.

On est donc amené, a priori, à envisager une compétition de la multipolarité E0, et le niveau serait donc un 2^+ .

Il y a cependant des résultats expérimentaux qui montrent clairement (voir par exemple la thèse de B. Roussière [21]) la présence de transitions anormalement converties dans les isotopes impairs Hg-Au-Pt, parfois, en l'absence totale de toute contribution E0, interdite par les règles de sélection. Elles sont interprétées par la présence de contributions M1 anormales dues à l'effet de pénétration qui n'est pas pris en compte dans les calculs des coefficients de conversion interne précédemment cités.

Notons d'autre part qu'un tel phénomène a été aussi observé dans des isotopes pairs de cette région, mais toujours interprété comme la présence d'une contribution E0. Nous essaierons plus loin d'analyser ce point.

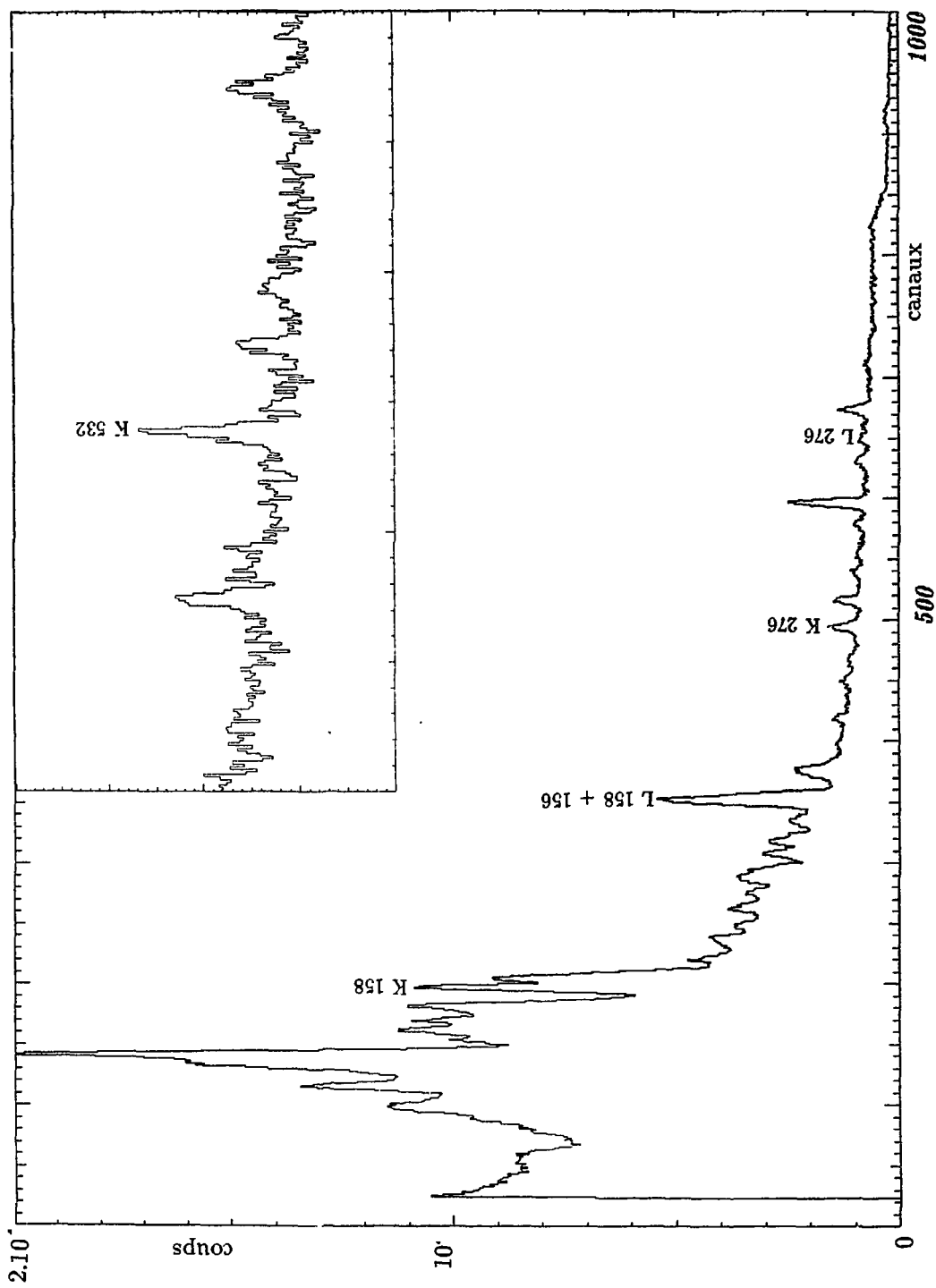


fig.2.12 : Spectre des électrons de conversion obtenu par la réaction $^{32}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$. Les énergies sont exprimées en keV

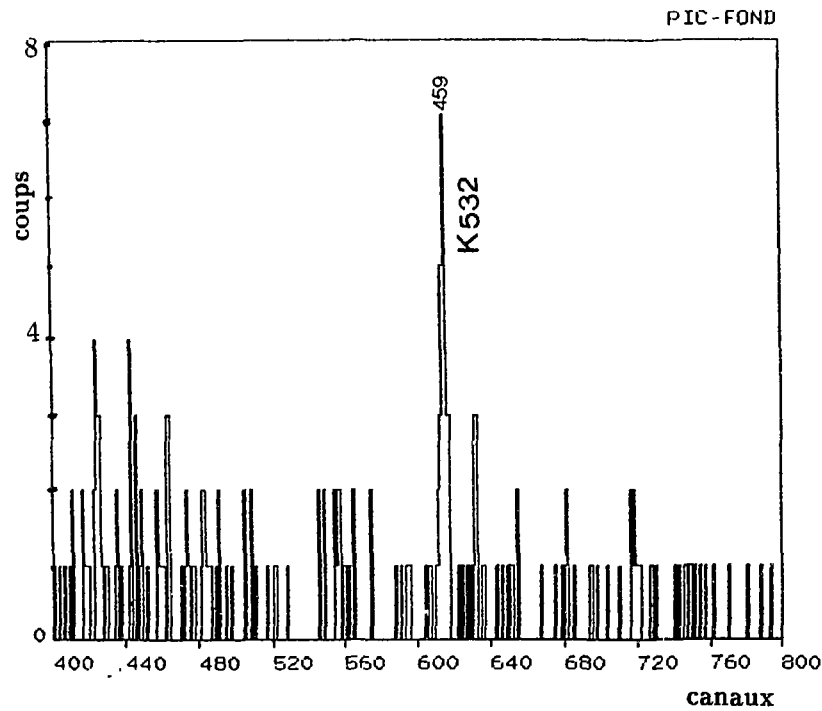


fig.2.13.a : Spectre électrons (partiel) en coincidence avec la raie $X_{K\alpha}$ de l'osmium.

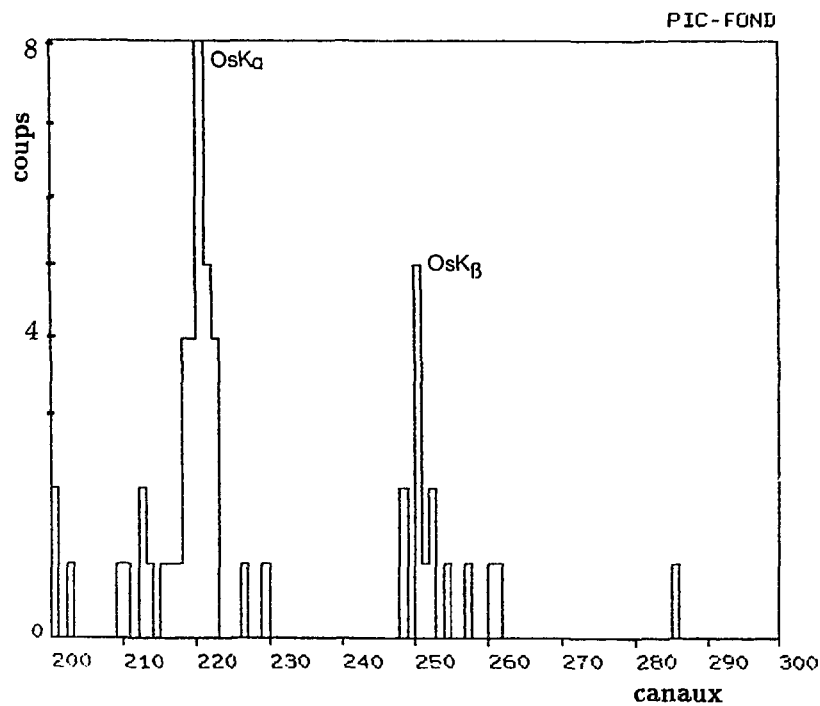


fig.2.13.b : Raies X de l'osmium en coincidence avec la raie de la conversion K de la transition de 532 keV.

Références

- [1]. Siivola, A.: Nucl. Phys. **A92**, 475 (1967)
- [2]. Schrewe, U.J., Schmidt-Ott, W.-D., Dincklage, R.-D. v., Georg, E., Lemmertz, P., Junclas, H., Hirdes, D.: Z. Phys. **A288**, 189 (1978)
- [3]. Keller, J.C., Schmidt, K.-H., Hessberger, F.P., Münzenberg, G., Reisdorf, W., Clerc, H.-G., Sahm, C.-C.: Nucl. Phys. **A452**, 173 (1986)
- [4]. Shirley, V.S.: Nucl. Data Sheets **54**, 589 (1988) et références y citée.
- [5]. Browne, E.: Nucl. Data Sheets **41**, 511 (1984) and Nucl.Data Sheets **62**, 1 (1991)
- [6]. Wang Gongqing : Nucl.Data Sheets **51**, 577 (1987) and references therein
- [7]. Bosch, U., Koshel, P., Schmidt-Ott, W.-D., Freystein, V., Hild, T., Meissner, F., Salewski, H., Ellemers, U., Michaelsen, R. :Z. Phys. **A336**, 359 (1990)
- [8.] J. D. Dracoulis, C. Fahlander, M. P. Fewell, Nucl. Phys. **A383**, 119(1982).
- [9]. Fabricius, B., Dracoulis, G.D., Bark, R.A., Stuchbery, A.E., Kibèdi, T., Baxter, A.M.: Nucl. Phys. **A511**, 345 (1990)
- [10]. Hildingsson, L., Gizon, J., Kalfas, C.A., Klamra, W., Kossionides, S., Lindblad, Th., Papadopoulos, C., Vlastou, R.: Int. Conf. Spectr. Heavy Nuclei, Crete, Greece (1989) p.83
- [11]. Juutinen, S., Ahonen, P., Hattula, J., Julin, R., Lampinen, A., Pakkanen, A. : University of Jyväskylä JYFL Ann. Rept, 1987-1988, p. 81 (1989)
- [12]. Wells, J.C., Johnson, N.R., Baktash, C., Lee, I.Y., McGowan, F.K., Riley, M.A., Virtanen, A., Dudek, J.: Phys. Rev. **C40**, 725 (1989)
- [13]. Bark, R.A., Dracoulis, G.D., Stuchbery, A.E.: Nucl. Phys. **A514**, 503 (1990) et références y citées.
- [14]. Kalfas, C.A., Kossionides, S., Papadopoulos, C.P., Vlastou, R., Hildingsson, L., Klamra, W., Lindblad, Th., Lindén, C.G., Wyss, R., Gizon, J., Juutinen, S., Chapman, R., Clarke, D., Khazaie, F., Lisle, J.C., Mo, J.N.: Nucl. Phys. **A526**, 205 (1991).
- [15.] A. Bouldjedri, R. Duffait, R. Béraud, A. Emsallem, N. Redon, A. Gizon, J. Genevey, D. Barnéoud, J. Blachot, Z. Phys. **A 342(1992)267**.
- [16]. Wapstra, A.H., Audi, G., Hoekstra, R.: Atomic Data and Nuclear Data Tables, **39**, 281 (1988)
- [17]. Kortelahti, M.O., Kern, B.D., Braga, R.A., Fink, R.W., Girit, I.C., Mlekodaj, R.L.: Phys. Rev. **C42**, 1267 (1990).
- [18]. Rapport d'Activité ISN Grenoble, (1990)154

- [19]. R. S. Hager and E. C. Seltzer, Atomic and Nucl. Data tables A4(1968),152
- [20]. F. Rosel H. M. Fries, K. Alder, H. C. Pauli, Atomic and Nucl. data tables A21,4-5 (1978).
- [21]. B. Roussière, Thèse de Doctrorat d' tat, Paris 1986

CHAPITRE III

ANALYSE ET DISCUSSION DES RESULTATS

1- Les isotopes d'osmium

1.1 - Déformation à l'équilibre

La déformation quadrupolaire β_2 et hexadécapolaire β_4 à l'état d'équilibre ont été calculées par Nasarewicz et al.[1] dans l'hypothèse d'une symétrie axiale utilisant la méthode de correction de couches de Strutinsky (appendice I). Ces calculs montrent une déformation allongée ("prolate") de $A = 170$ à $A = 190$, puis une déformation aplatie ("oblate"). On remarque en particulier que pour les isotopes de masse $170 \leq A \leq 176$, β_2 croît de 0.161 à 0.228, alors que β_4 est très faible et stable (-0.004).

<i>Noyaux</i>	<i>A</i>	<i>E₂</i>	$\beta_2 G$	$\beta_2 N$
¹⁷² Os	172	228	0.181	0.180
¹⁷⁴ Os	174	158.9	0.214	0.205
¹⁷⁶ Os	176	135.1	0.228	0.228
¹⁷⁸ Os	178	131.65	0.228	0.232
¹⁸⁰ Os	180	132.48	0.225	0.224
¹⁸² Os	182	126.79	0.227	0.217
¹⁸⁴ Os	184	119.8	0.231	0.214
¹⁸⁶ Os	186	137.2	0.213	0.201
¹⁸⁸ Os	188	155	0.197	0.185

tableau I : Comparaison entre les déformations quadrupolaires des osmiums données par [1] ($\beta_2 N$) et celles qu'on calcule d'après la formule de Grodzins [$\beta_2^2 G = \frac{1224}{E_2 A^{7/3}}$].

Nous avons reporté ces résultats (tableau I) en comparaison avec la déformation quadrupolaire déduite de la formule empirique de Grodzins. On constate un accord sur l'allure générale de la tendance. Cependant, le modèle [1] prévoit des déformations quadrupolaires légèrement plus petite, autour de la masse 184, que celles calculées à partir des données expérimentales en utilisant la formule de Grodzins.

1.2 - Structure

1.2.1 - Structure de ^{173}Os

a- états intrinsèques

En prenant comme déformation de ^{173}Os la valeur moyenne ($\beta_2 = 0.193$) de celles des deux voisins pair-pairs (tirées de la référence [1]), on s'attend, dans le cadre du modèle de Nilsson à ce que le 97^{ème} neutron occupe à basse énergie d'excitation les états $5/2^+[642]$ et $5/2^-[523]$ (voir fig.3.1).

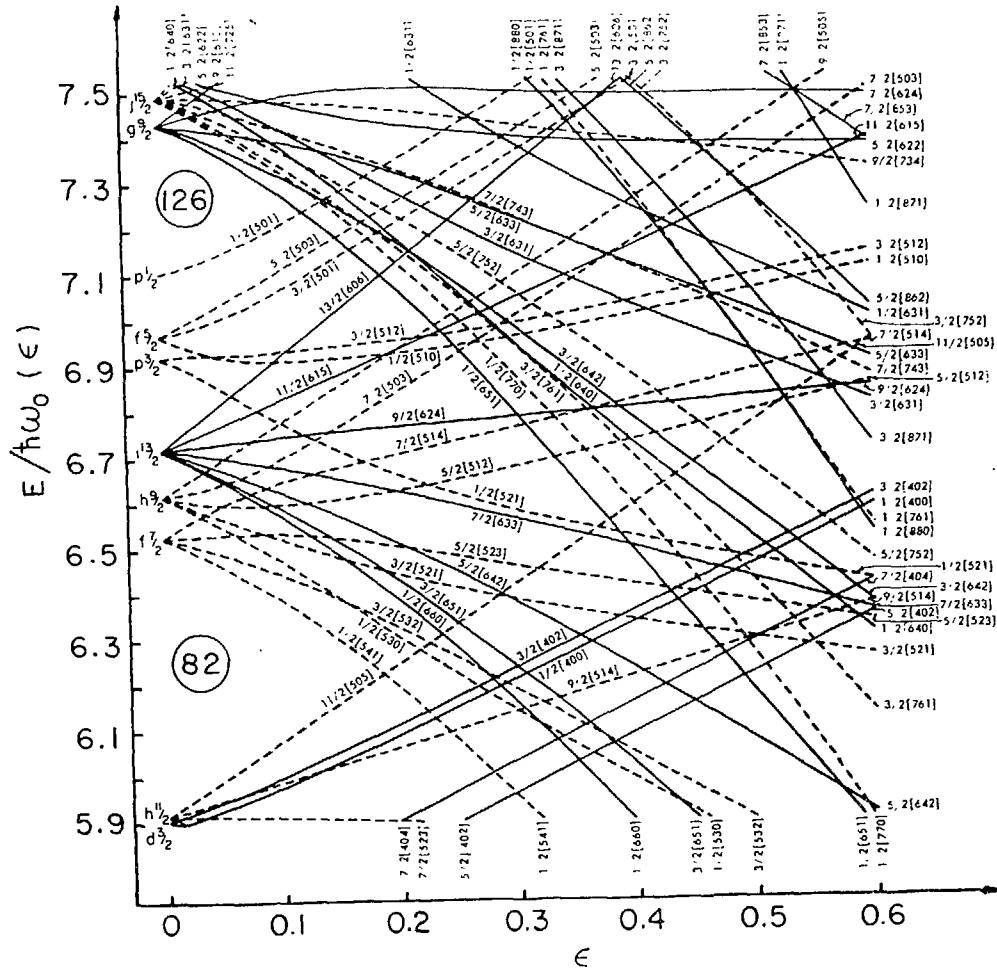


fig.3.1 : Energies des états de neutrons dans le modèle de Nilsson.

Des données antérieures relatives à la désintégration α du ^{177}Pt et à son état fondamental, montrent que l'état fondamental de ^{173}Os ($N = 97$) peut être un état $5/2^-$. Ceci est renforcé par la présence au voisinage de la surface de Fermi de l'état de Nilsson $5/2^- [523]$.

Cette hypothèse a été confirmée par les résultats de Bark et al. [2] qui ont observé une bande rotationnelle bâtie sur cet état.

Nous avons attribué $9/2^+$ au niveau à 141 keV, d'après le coefficient de conversion interne de la transition de 49 keV et des résultats "in-beam" [2]. Notons cependant, que l'attribution $5/2^+$ ou $7/2^+$ est aussi possible d'après la nature dipolaire de la transition de 49 keV. La présence de l'état de Nilsson $5/2^+ [642]$ dans le voisinage du niveau de Fermi fournit le candidat cherché. Cette hypothèse pourrait expliquer pourquoi, dans notre expérience, on observe les membres $1/2$, $3/2$ et $5/2$ de la bande que nous avons identifiée comme $\Omega = 1/2$ (voir plus loin), qui ne semble pas être une bande Yrast; alors que les membres $9/2^-$ et $11/2^-$ de la bande fondamentale $5/2^- [523]$ n'ont pas été observés. La bande de parité positive (issue de l'orbitale $i_{13/2}$) à laquelle appartient le niveau à 141 keV a été identifiée par Kalfas et al. [3] comme $5/2^+ [642]$ (bien qu'ils n'aient pas observé la transition de 49 keV), ce qui rejoint notre hypothèse (voir fig.3.2).

La structure de l'isotone platine (^{175}Pt , $Z = 78$) n'est pas connue, cependant pour ^{177}Pt ($N = 97 + 2$) le membre le plus bas de la bande $i_{13/2}$ est $7/2^+$ comme pour ^{175}Os .

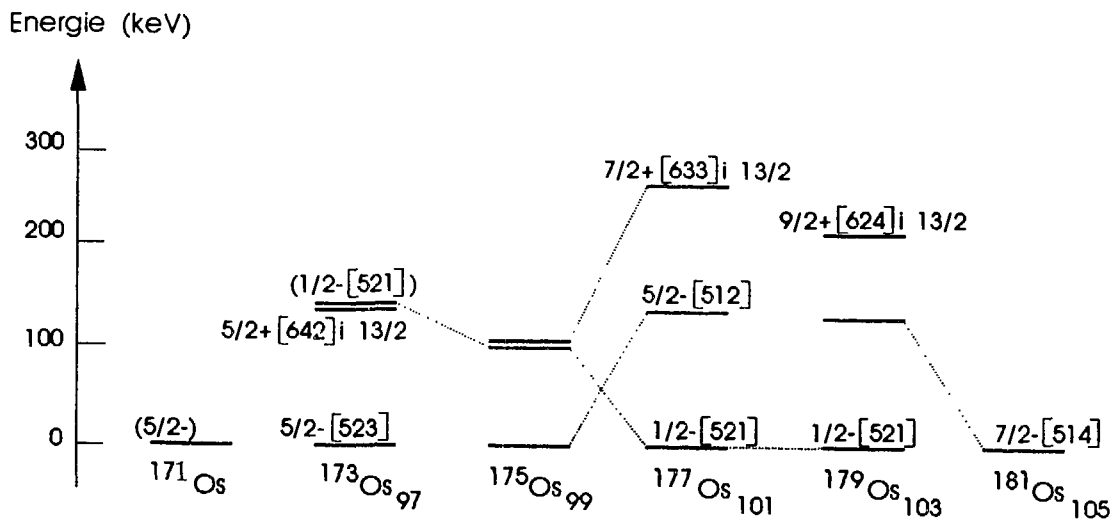


fig.3.2 : systématique des états de neutrons pour les isotopes d'osmium impairs.

b- Bande rotationnelle $\Omega = 1/2$

En utilisant la systématique des isotopes d'osmium impairs avec le diagramme de Nilsson pour β_2 comprise entre 0.18 et 0.20, les niveaux faiblement alimentés 147.9 keV, 285.2 keV et 295.5 keV, que nous avons observés en radioactivité bêta, pourraient être respectivement les membres $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$ de la bande rotationnelle perturbée (fig.2.9) bâtie sur la configuration $1/2^- [521]$ par analogie avec $^{175-179}\text{Os}$. Dans cette hypothèse ces états seraient alimentés par l'isomère de bas spin dans ^{173}Ir .

La systématique de cette bande est représenté sur la figure 3.3. On remarque bien le saut énergétique entre ^{175}Os et ^{173}Os attendu d'après la systématique des niveaux collectifs des coeurs correspondants (fig.2.1).

A partir des niveaux proposés, on peut calculer la valeur du paramètre de découplage a . En effet, pour une bande bâtie sur un état K , la séquence des énergies des niveaux est donnée par:

$$\Delta E(I, K) = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - K(K+1) + a[(-1)^{I+1/2}(I+1/2) + 1]\delta_{K,1/2}]$$

Nous avons obtenu $a = 0.65$, une valeur qui est compatible avec celle des isotopes voisins et la valeur théorique calculée pour la configuration $1/2^- [521]$ par Fabricius et al.[4].

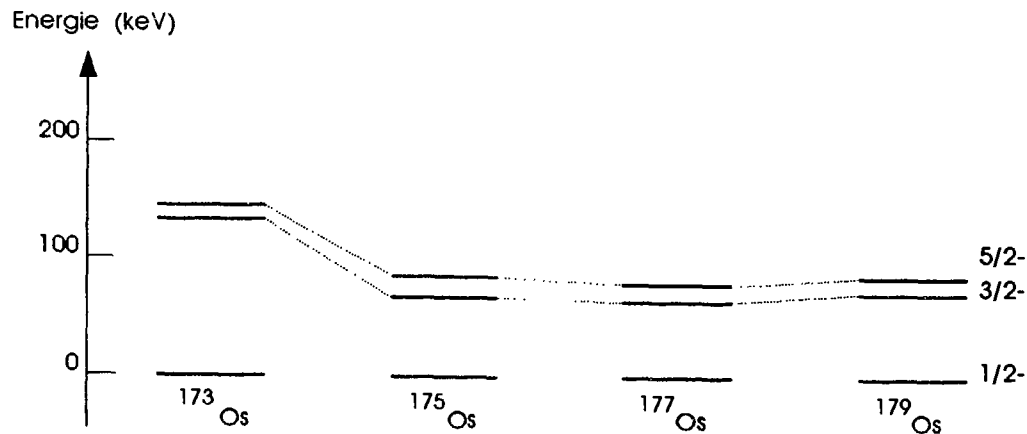


fig.3.3 : Systématique des premiers membres de la bande $1/2^- [521]$ dans les isotopes d'osmium.

c- Comparaison avec le modèle rotor-plus-particule

Partant des résultats expérimentaux sur faisceau [2], nous avons appliqué le modèle rotor-plus-particule à la bande rotationnelle bâtie sur l'état $5/2^- [523]$ avec l'hypothèse d'un coeur déformé à symétrie axiale et à moment d'inertie constant.

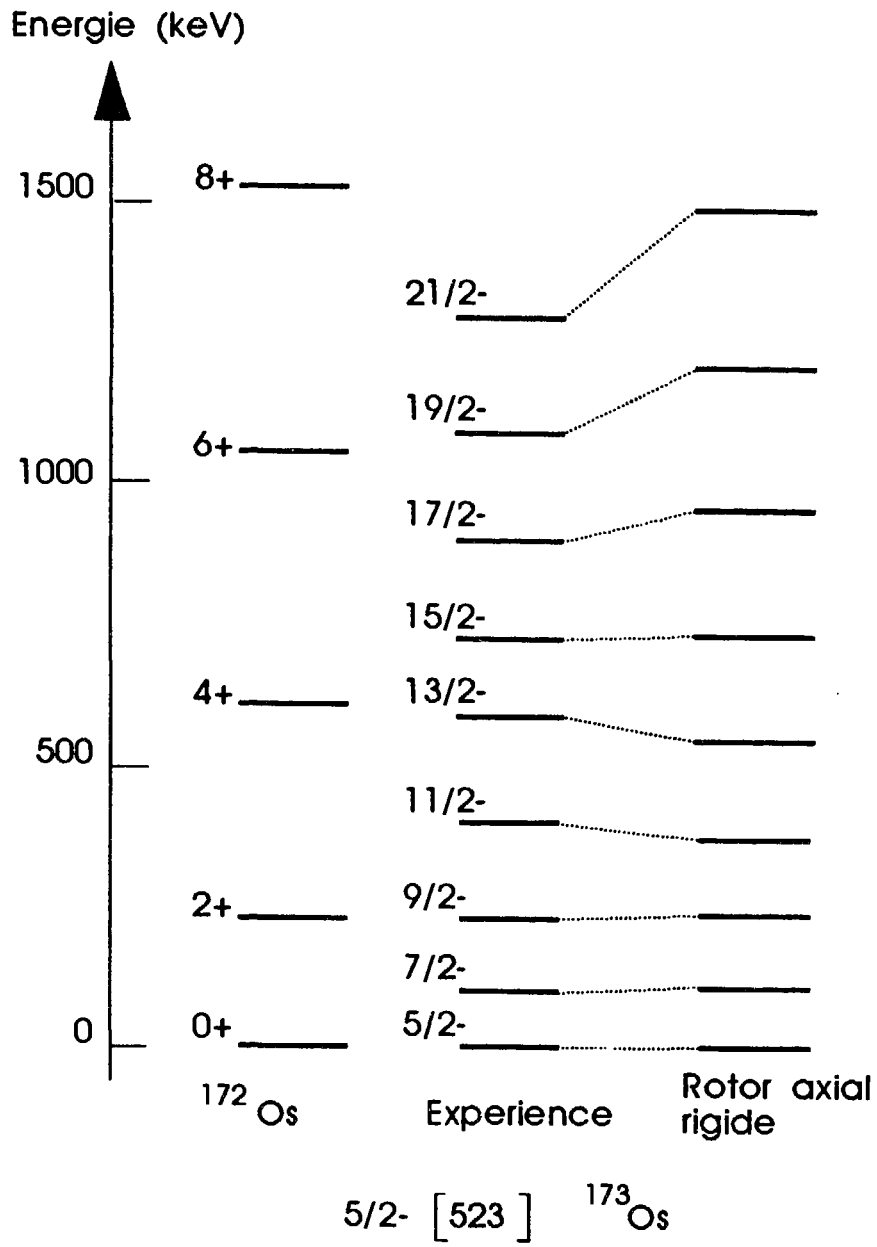


fig.3.4 : Comparaison de la séquence des niveaux de la bande rotationnelle $\Omega = 5/2$ pour ^{173}Os , avec les prévisions du rotor(rigide)-plus-particule.

Le moment d'inertie, pris comme paramètre à déterminer, est extrait de l'énergie du deuxième membre de la bande rotationnelle.

Les résultats ainsi obtenus fig.3.4 montrent un accord acceptable à bas spin, alors qu'une surestimation croissante apparaît à des spins plus élevés. Ceci est dû à l'hypothèse simplificatrice relative au moment d'inertie. D'où la nécessité d'introduire un coeur à moment d'inertie variable (VMI) (en l'occurrence croissant avec le spin) pour restaurer l'accord théorie-expérience. C'est ce qui a été fait par Bark et al. [2] qui ont ainsi obtenu un bon accord avec l'expérience.

d- Coexistence de formes

La courbe d'énergie potentielle de déformation calculée par la méthode de correction de couches, pour ^{173}Os [5], montre bien que cet isotope est allongé ("prolate") dans son état fondamental. Cependant une forme oblate légèrement moins déformée ($\beta_2 = -0.184$) est prédite à ≈ 1.9 MeV au dessus de l'état fondamental (fig.3.5).

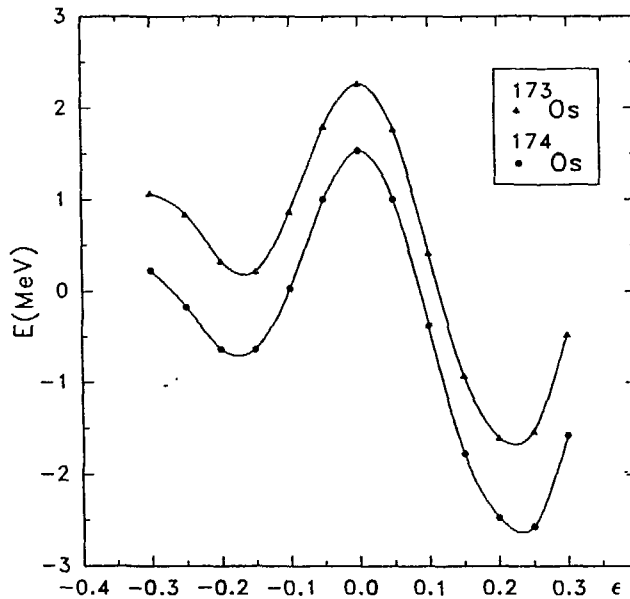


fig.3.5 : Energie potentielle de déformation pour $^{173,174}\text{Os}$ [5].

1.2.2 - Structure de ^{175}Os

a- Etats intrinsèques

Le 99^{ème} neutron peut occuper, pour une déformation $\beta_2 \simeq 0.21$ les états suivants : $5/2^-$ [512], $1/2^-$ [521], $7/2^+$ [633] (fig.3.1).

L'étude des états de hauts spins de ^{175}Os a été faite par Fabricius et al [4]. Elle montre l'existence de trois bandes rotationnelles bâties sur ces états intrinsèques.

L'état fondamental correspond à la configuration $\Omega = 5/2$. L'attribution de la configuration $5/2^- [512]$ issue de l'orbitale $f_{7/2}$ à l'état fondamental au lieu de $5/2^- [523]$ appartenant à l'orbitale $h_{9/2}$ (qui est aussi proche du niveau de Fermi pour $N = 99$) est basée sur les propriétés de transition intra-bande. En effet, la valeur expérimentale du facteur $g_K - g_R$ confrontée avec celle calculée pour les deux configurations favorise nettement la première [4].

L'état isomérique se désexcitant par une transition de 105 keV observé en "In-beam" a été aussi observé en radioactivité beta dans notre expérience. Il a été attribué à la configuration neutronique $i_{13/2}$ mélangée par effet Coriolis et qui est principalement la configuration $7/2^+ [633]$ à basse énergie [4].

Une bande rotationnelle de parité négative et fortement perturbée a été assignée comme $\Omega = 1/2$. Cependant l'existence d'un certain nombre de configurations possibles a nécessité le calcul théorique du paramètre de découplage. La valeur qu'on peut extraire des résultats expérimentaux (0.74) est en accord uniquement avec la configuration $1/2^- [521]$ dont la valeur théorique du paramètre de découplage est 0.82 [4].

b- Comparaison avec le modèle rotor-plus-particule

Nous avons fait le même calcul que dans le cas de ^{173}Os , pour la bande rotationnelle bâtie sur l'état intrinsèque $5/2^- [512]$. Le résultat obtenu (fig.3.6) suggère aussi la nécessité d'un moment d'inertie variable pour le coeur de ^{174}Os .

1.2.3 - Structure de ^{172}Os et ^{174}Os

1.2.3.1 Bande collective fondamentale

C'est la bande la plus peuplée aussi bien sur faisceau qu'en radioactivité bêta. Il est d'habitude de tester la nature des états collectifs des noyaux en regardant l'évolution de ces états en fonction du spin.

Pour ces deux isotopes nous avons comparé (tableau III) les rapports des énergies des différents états avec les prévisions d'un rotor axial rigide, vu leurs déformations à l'équilibre. Il est clair que ces deux isotopes s'écartent nettement de ce modèle. En fait, d'après l'analyse des isotopes impairs, on devrait tenir compte de la variation du moment d'inertie en fonction du spin. Ceci est aussi suggéré par les valeurs des rapports $\frac{E_{4+}}{E_{2+}}$ qui sont dans le domaine de validité du modèle VMI et à la limite d'application d'un rotor triaxial rigide.

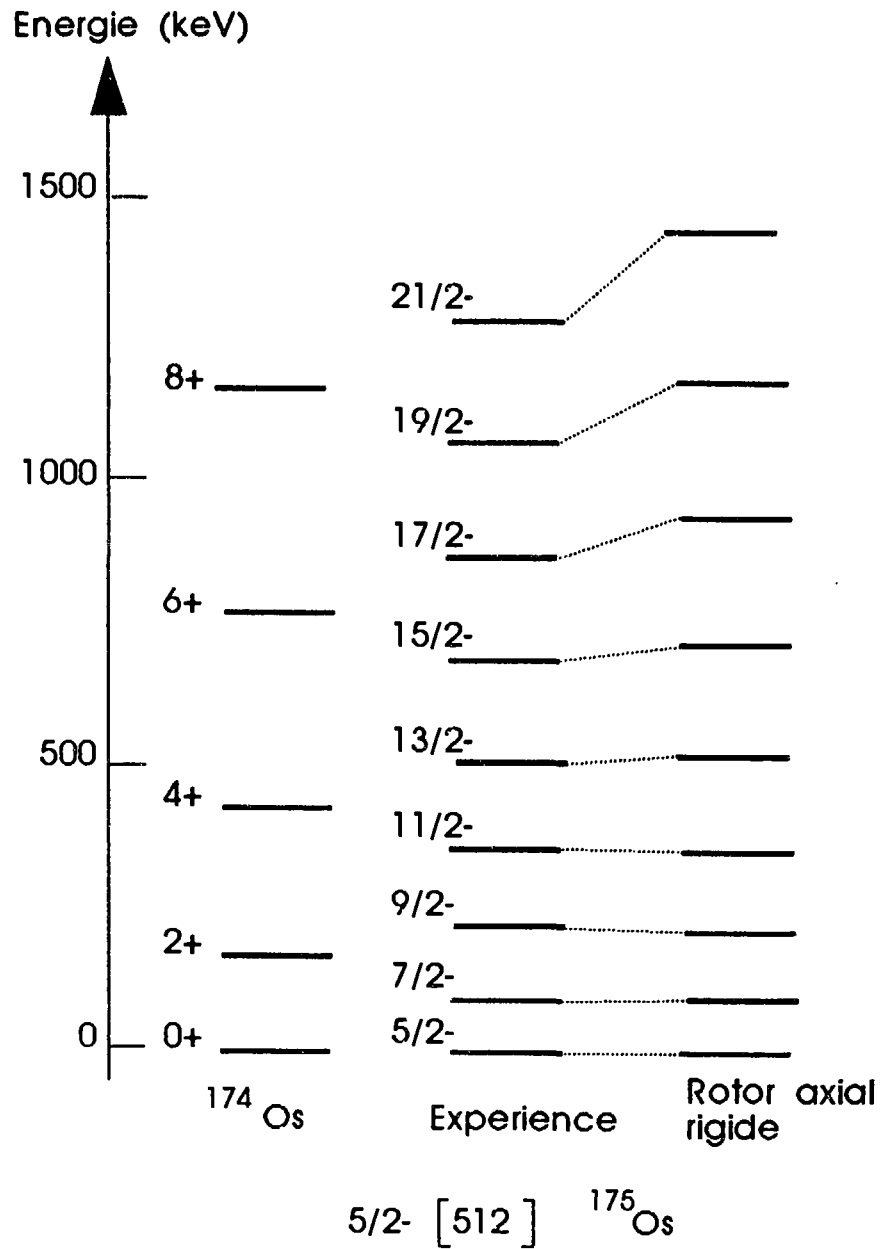


fig.3.6 : Comparaison de la séquence des niveaux de la bande rotationnelle $\Omega = 5/2$ pour ^{175}Os , avec les prévisions du rotor(rigide)-plus-particule.

Noyau	$\frac{E_4^+}{E_{2^+}}$	$\frac{E_6^+}{E_{4^+}}$	$\frac{E_8^+}{E_{6^+}}$	$\frac{E_4^+}{E_{3^+}} RA$	$\frac{E_6^+}{E_{4^+}} RA$	$\frac{E_8^+}{E_{6^+}}$
^{174}Os	2.742	1.788	1.507	$\frac{10}{3}$	$\frac{21}{10}$	$\frac{12}{7}$
^{172}Os	2.662	1.739	1.446	=	=	=

tab.II : Rapports des énergies des niveaux successifs dans $^{172,174}Os$ comparés aux prévisions du rotor axial (RA).

1.2.3.2 - La bande gamma

Pour les isotopes de masse $A \leq 178$ les bandes beta et gamma n'avaient pas été identifiées dans les expériences de radioactivité et sur faisceau (fig.2.1).

Nous avons proposé les niveaux 691.1 keV et 703 keV, respectivement dans ^{174}Os et ^{172}Os , comme candidats pour un état 2_2^+ , sur la base de leur décroissance préférentielle vers le 2_1^+ . La systématique des états 2_2^+ disponible pour les isotopes d'osmium ($Z=76$) et de Pt($Z=78$) est représenté sur la fig.3.7. Il est à priori difficile de conclure à partir de cette systématique. On ne peut pas non plus comparer avec les isotopes de W($Z=74$) ou les isotones $95 \leq N \leq 102$ car ces états 2_2^+ sont inconnus.

Afin de clarifier la situation, nous avons réalisé une expérience visant à mesurer les coefficients de conversion interne (voir chap.II), pour pouvoir assigner les spins et parités de ces niveaux.

L'analyse a montré que, au moins dans le cas de ^{174}Os , le niveau proposé est un 2_2^+ , si on attribue la valeur élevée du coefficient de conversion interne à une contribution E0.

1.2.3.3 - Coexistence de formes

La courbe d'énergie potentielle (fig.3.5) montre l'existence d'un second minimum "oblate" ($\beta_2 \simeq -0.185$) à environ 1.9 MeV au-dessus du niveau fondamental. Les états bâtis sur un tel minimum sont difficilement observables en radioactivité.

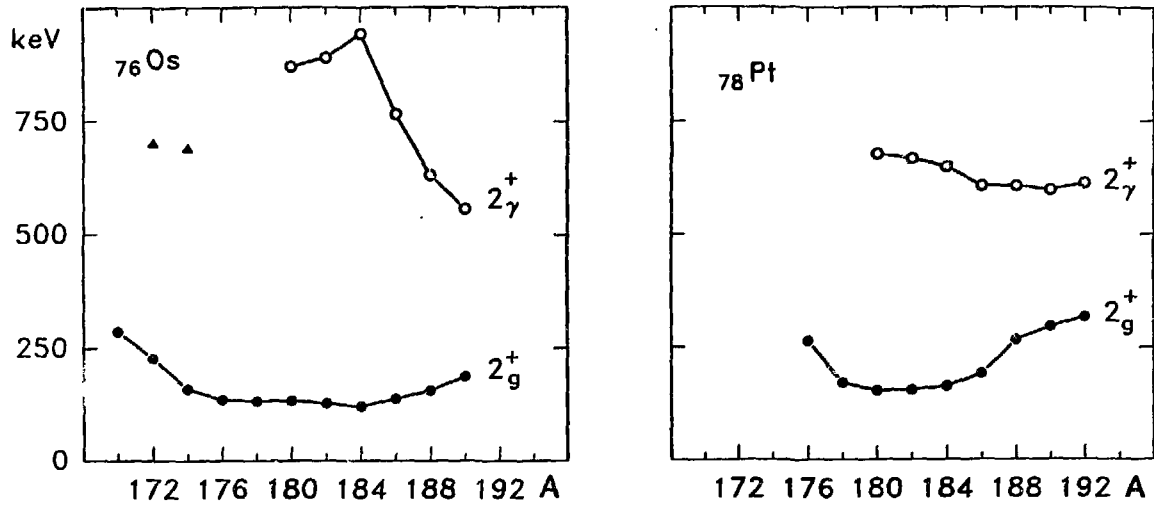


fig.3.7 : Systématique des états 2_1^+ et 2_2^+ dans les isotopes Os et Pt.

1.2.3.4 - Comparaison avec le modèle VMI

a- Rappel sur le modèle VMI

Ce modèle tient compte de la variation du moment d'inertie en fonction du spin. Il a d'abord été introduit pour traiter la bande fondamentale des noyaux pair-pair [6].

L'énergie d'un niveau de spin I s'exprime alors comme suit:

$$E(I) = \frac{I(I+1)}{2\epsilon_I} + \frac{1}{2}C(\epsilon - \epsilon_0)^2$$

Où : $\epsilon_I = \frac{J_I}{\hbar^2}$, J_I étant le moment d'inertie du niveau I, et ϵ_0 (pris comme paramètre libre) représente la valeur de ϵ_I à l'état fondamental.

C, le deuxième paramètre libre du modèle, représente la "raideur" du noyau. A partir de C et ϵ_0 on définit une quantité sans dimension σ par la relation : $(\sigma = 1/2C\epsilon_0^3)$.

La condition d'équilibre est : $\frac{\partial E(I)}{\partial \epsilon_I} = 0$

Cette dernière équation s'écrit aussi:

$$\left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)^3 - \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)^2 = \sigma I(I+1)$$

b- Application aux bandes fondamentales de $^{172,174}\text{Os}$

Pour $^{172,174}\text{Os}$, les deux paramètres du modèle VMI ont été ajustés aux premiers états de la bande fondamentale. Les paramètres ainsi obtenus sont respectivement $\epsilon_0 = 0.87 \cdot 10^{-2} \text{ keV}^{-1}$, $C = 1.68 \cdot 10^6 \text{ keV}^3$ ($\sigma = 0.452$) pour ^{172}Os et $\epsilon_0 = 1.45 \cdot 10^{-2} \text{ keV}^{-1}$, $C = 0.85 \cdot 10^6 \text{ keV}^3$ ($\sigma = 0.193$) pour ^{174}Os [2]. La comparaison des énergies des niveaux obtenues par le modèle VMI et les données expérimentales est reporté dans les tableaux III et IV.

<i>Spin</i>	E_{VMI}	E_{exp}
2	160.3	158.7
4	434.1	435.1
6	778.6	777.9
8	1176.2	1172.3

tab.III : Comparaison entre les résultats du modèle VMI et les données expérimentales pour ^{174}Os .

<i>Spin</i>	E_{VMI}	E_{exp}
2	232.2	228
4	602.7	606.5
6	1058.6	1054.9
8	1579	1525.7

tab.IV : Comparaison entre les résultats du modèle VMI et les données expérimentales pour ^{172}Os .

c- Extension et application à ^{174}Os

Pour un choix donné des paramètres libres, les équations précédentes n'admettent qu'une seule solution réelle pour le moment d'inertie. Il en résulte que la description d'autres bandes nécessite le choix d'autres valeurs des paramètres.

Cependant l'extension du modèle (EVMI) par l'introduction d'un paramètre d'asymétrie γ permet une description unifiée de la bande fondamentale et la bande gamma.

Il est bien connu que le modèle du rotor triaxial développé par Davydov et Filipov [7] prévoit (en plus de la bande fondamentale) une séquence de niveaux qui peut être identifiée à la bande gamma. Cette propriété est exploitée pour modifier les équations du VMI en remplaçant $I(I+1)$ par une quantité η tirée pour chaque niveau du modèle de Davydov de la manière suivante :

Les énergies dans ce modèle sont obtenues en diagonalisant l'hamiltonien:

$$H = \sum_{k=1}^3 \frac{AI_k^2}{2\sin^2(\gamma - \frac{2}{3}\pi k)} \quad [7]$$

Pour chaque niveau l'énergie correspondante est donnée par :

$$E = A\mathcal{E}, \mathcal{E} \text{ étant une quantité sans dimensions.}$$

Le problème est alors de lier η à \mathcal{E} en tenant compte de la condition que la quantité η tend vers $I(I+1)$ quand γ tend vers 0. On peut facilement vérifier à partir des expressions de $\eta(I)$ que la solution cherchée est :

$$\eta = \frac{3}{2}\mathcal{E}$$

Cette extension a été utilisée avec succès par Toki et Faessler [8] dans le cas des isotopes d'osmium $^{182-192}\text{Os}$ pour reproduire les états de la bande fondamentale et la bande gamma ainsi que certaines propriétés électromagnétiques.

Nous avons appliqué cette version du modèle au cas de ^{174}Os , vu notre résultat expérimental concernant la position du niveau 2_2^+ . Les valeurs des paramètres sont $\gamma = 16^\circ$, $\epsilon_0 = 1.65 \cdot 10^{-2} \text{keV}^{-1}$ et $\sigma = 0.18$. Les énergies obtenues sont reportées dans le tableau V.

<i>Niveau</i>	<i>Energie expérimentale (keV)</i>	<i>Energie calculée (keV)</i>
2 ₁ ⁺	158.7	162.3
4 ⁺	435.1	429.3
2 ₂ ⁺	691.4	693.5
6 ⁺	777.9	760

tab.V : Prévisions du modèle EVMI en comparaison avec les résultats expérimentaux des niveaux collectifs de ¹⁷⁴Os.

1.3 - Propriétés électromagnétiques de ¹⁷⁴Os

1.3.1 - Transitions dans la bande fondamentale et conséquences

Les durées de vie τ des niveaux de la bande fondamentale avaient été mesurées par G. Gascon et al. utilisant la méthode de la distance de recul[9]. A partir de ces résultats on peut calculer les probabilités de transition réduites $B(E2, I \rightarrow I-2)$ et les différents rapports associés. Ces quantités sont importantes car, dépendant directement de la structure du noyau, elle permettent de mieux comprendre la nature collective des niveaux en questions et sont parmi les plus importants tests des modèles nucléaires.

Le calcul des probabilités réduites des transitions de nature E2 de la bande fondamentale est obtenu à partir des deux expressions :

$$T(E2) = k.E^5.B(E2)$$

$$T(E2) = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot \frac{1}{1 + \alpha}$$

d'où :

$$B(E2) = \frac{1}{k} \cdot \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot \frac{1}{(1 + \alpha)} \cdot \frac{1}{E^5}$$

<i>transition</i>	$B(E2)$ en $e^2.b^2$	$\frac{B(E2, I \rightarrow I-2)}{B(E2, 2 \rightarrow 0)}$
$2^+ \rightarrow 0^+$	0.909 ± 0.117	1
$4^+ \rightarrow 2^+$	1.69 ± 0.08	1.86 ± 0.33
$6^+ \rightarrow 4^+$	1.93 ± 0.21	2.12 ± 0.50
$8^+ \rightarrow 6^+$	2.08 ± 0.49	2.29 ± 0.83

tab. VI: Propriétés électromagnétiques de la bande fondamentale de ^{174}Os .

Ces résultats semblent montrer une divergence de ^{174}Os par rapport au isotopes de masse $A \geq 186$ [10] qui sont décrits, dans le cadre du modèle IBM, comme une transition entre la symétrie $O(6)$ et la symétrie $SU(3)$. En effet, le calcul du premier rapport dans les trois limites de ce modèle ($O(6)$, $SU(3)$, $SU(5)$) dans le cas de ^{174}Os correspondant à un nombre de bosons = 11, donne respectivement [11] :

$$\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = \frac{10}{7} \frac{(N-1)(N+5)}{N(N+4)} = 1.385$$

$$\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = \frac{10}{7} \frac{(N-1)(2N+5)}{N(2N+3)} = 1.403$$

$$\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = \frac{2(N-1)}{N} = 1.818$$

A partir de données on est tenté de conclure que ^{174}Os s'approcherait plutôt de la symétrie $SU(5)$. Cependant avec le rapport $E_{4^+}/E_{2^+} = 2.74$ il devrait s'en éloigner. Pour éclaircir ce point, des mesures de durées de vie avec une meilleure précision sont nécessaires.

1.3.2 - Nature de la transition inter-bandes

Dans notre travail nous n'avons pas mesuré la durée de vie du niveau assigné comme étant 2_{γ}^+ , cependant il est possible de déduire le rapport des taux de transition $\frac{T(2_{\gamma} \rightarrow 0)}{T(2_{\gamma} \rightarrow 2^+)}$ à partir des rapports d'intensités des raies obtenues dans notre expérience. Ce rapport vaut 0.17.

Comme nous ne disposons pas du rapport de mélange (voir plus loin) il n'est pas possible de calculer le rapport des probabilités réduites des différentes multipolarités.

Nous allons maintenant revenir sur la nature de la transition assignée comme étant $2_2^+ \rightarrow 2^+$. Nous avons précédemment montré que cette transition est probablement originaire

d'un niveau 2^+ en se basant, en plus de la relation de coïncidence, sur la valeur du coefficient de conversion interne, qui suggère une contribution monopolaire. Cependant la possibilité d'un niveau 3^+ n'est pas exclue si on tient compte de la possibilité d'une contribution M1 anormalement convertie.

Les transitions hautement converties dans les noyaux pair-pair ont la plupart du temps été attribuées à une contribution E0. Quelques exemples dans la région voisine des osmiums sont donnés dans le tableau VI [12].

Nucleus	Refs.	Transition		α_K^{exp}	R1	$\delta(E2/M1)$	R2	
		energy	I_i^π					I_f^π
^{184}Os	(35)	1217.4	6^+	$5, 6^+$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	2.3		
		1314.4	4^+	$3, 4^+$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	7.0		
^{184}Pt	(36,37)	486.0	2_2^+	2_1^+	$6.8 \cdot 10^{-2}$	0.9	18 ± 1.5	3.3
		682.5	2_1^+	2_2^+	$2.8 \cdot 10^{-1}$	9.2		
^{186}Pt	(36,38)	415.5	2_2^+	2_1^+	$9.7 \cdot 10^{-2}$	0.9	15 ± 1.0^{int}	3.3
		607.2	2_1^+	2_2^+	$7.7 \cdot 10^{-2}$	1.9	~ 6	5.9
^{188}Pt	(36)	849.3	2_1^+	2_2^+	$2.2 \cdot 10^{-1}$	12.6		
^{190}Pt	(36,37)	907.7	2_1^+	2_2^+	$4.9 \cdot 10^{-2}$	3.3	$[0 - 0.15]$	3.4
							or $-3.7 \pm_{-0.9}^{+2.2}$	6.9
^{184}Hg	(39)	168.0	2_2^+	2_1^+		> 1		
^{186}Hg	(40,41)	215.5	2_2^+	2_1^+	2.8	3.6		
^{188}Hg	(42-44)	203.0	4_2^+	4_1^+	$9.9 \cdot 10^{-1}$	1.1		
		468.0	2_2^+	2_1^+	$8.7 \cdot 10^{-2}$	0.9	2 ± 1	2.3

tab. VI : Transition fortement converties dans les isotopes voisins de l'osmium. R1 est le rapport du coefficient de conversion expérimental à la valeur théorique d'une M1 pure, R2 tient compte du rapport de mélange [12].

La présence dans les noyaux impairs voisins de transitions faisant intervenir des anomalies de conversion (même dans des cas où la E0 est interdite), suggère d'analyser aussi cette possibilité.

- Hypothèse de la contribution E0 : On suppose donc qu'il n'y a aucune anomalie de conversion M1. Le coefficient de conversion interne s'écrit alors:

$$\alpha_K^{exp} = \frac{\alpha^{th}(M1) + \delta^2 \alpha_K^{th}(E2)}{1 + \delta^2} + \frac{I_K^c(E0)}{I_\gamma}$$

$$\text{Avec } I_K^c(E0) = I_K^c - (\alpha_K^{th}(M1) + \delta^2 \alpha_K^{th}(E2)) \frac{I_\gamma}{1 + \delta^2}$$

$\delta^2 = \frac{I_\gamma(E2)}{I_\gamma(M1)}$ est le coefficient de mélange E2/M1 dont la détermination nécessite une expérience de corrélation angulaire ($\gamma - \gamma$).

On peut calculer la contribution maximale K du multipole E0 en faisant tendre δ^2 vers l'infini, ce qui revient à négliger la contribution du multipole M1. D'où:

$$I_K^{e,max}(E0) = (\alpha_K^{exp} - \alpha_K^{th}(E2))I_\gamma$$

On en déduit que la contribution maximale K de la multipolarité E0 est:

$$\frac{I_K^{e,max}(E0)}{I_\gamma + I_c} = \frac{\alpha_K^{exp}(K) - \alpha_K^{th}(E2)}{1 + \alpha_K^{th}(K)} = 5\%$$

- Hypothèse d'une conversion anormale M1 : en l'absence de la contribution E0, le coefficient de conversion interne serait:

$$\alpha_K^{exp} = \frac{\alpha_K^{th}(M1)(1 + B_1(K)\lambda + B_2(K)\lambda^2) + \delta^2 \cdot \alpha_K^{th}(E2)}{1 + \delta^2}$$

où :

λ : le paramètre de pénétration

$B_1(K)$ et $B_2(K)$ des coefficients relatifs à la couche électronique K tabulés en fonction de la charge atomique et de l'énergie des transitions [13].

Comme nous n'avons pas mesuré le coefficient de mélange, on ne peut calculer la valeur numérique de λ . Cependant on peut faire une étude paramétrique en fonction de δ^2 .

Nous avons interpolé les coefficients de pénétration, d'abord sur l'énergie puis sur le numéro atomique. Le résultat obtenu pour la couche K est:

$$B_1(K) = -4.47313 \cdot 10^{-2} \text{ et } B_2(K) = +5.16286 \cdot 10^{-4}$$

Il s'agit alors de résoudre une équation du second degré en λ , dont les deux racines sont de signe opposés. On obtient après substitution des valeurs numériques et résolution, les deux solutions suivantes :

$$\lambda = 43.32 \pm 69.97 \sqrt{1 + 0.496\delta^2}$$

la valeur $\delta^2 = 0$ représente un minimum de la valeur absolue des racines. Comme les contributions M1 et E2 sont du même ordre, on en conclut que pour expliquer cette conversion interne en terme d'effet de pénétration il faut faire intervenir des valeurs de $\lambda \geq 112.3$ ou ≤ -27.7 .

Notons cependant que pour mener une étude simplifiée nous avons traité deux cas extrêmes où la contribution E0 et l'anomalie M1 ont été supposées mutuellement exclusives. A priori il n'est pas exclu que la valeur élevée du coefficient de conversion interne puisse provenir à la fois d'une contribution E0 et d'une anomalie de conversion M1.

2-Les isotopes d'iridium

2.1-L'isométrie dans les isotopes d'iridium

a - Le phénomène d'isométrie

Un état excité est dit isomérique quand sa durée de vie dépasse celles des états excités de désintégration "prompt", c'est à dire de durée de vie de l'ordre du temps de réponse de l'appareillage. L'isométrie nucléaire peut se produire quand le moment angulaire d'un état excité dépasse de plusieurs unités \hbar celui de n'importe quel état situé plus bas. En ce cas la désexcitation électromagnétique se fait par des transitions d'ordre multipolaire élevé, et la durée de vie est relativement longue. La période observée dépend évidemment du facteur de retard lié à la structure nucléaire.

b - Etats intrinsèques dans $^{173,175}\text{Ir}$

Les états de quasiparticules attendus sont ceux associés aux orbitales : $d_{5/2}$, $d_{3/2}$, $s_{1/2}$, $i_{13/2}$ (parités +), et $h_{9/2}$, $h_{11/2}$ (parités -).

L'état fondamental des isotopes d'iridium de masse ≤ 185 est systématiquement l'état $5/2^- [541] h_{9/2}$ (fig.3.8); exception faite de ^{173}Ir où la situation n'est pas claire à cause de l'existence d'un nombre de niveaux de basse énergie non identifiés, et où le niveau le plus bas de la bande $1/2 [541]$ est $9/2^- [14]$. Pour $A \geq 187$ c'est la configuration $3/2^+ [402] d_{3/2}$ qui devient l'état fondamental.

L'orbitale $d_{5/2}$ se manifeste par la configuration $5/2^+ [402]$ pour $175 \leq A \leq 183$. Quant à l'orbitale $h_{11/2}$, elle présente la configuration $9/2^- [514]$ de $A = 175$ à $A = 181$, et $11/2^- [505]$ pour $A = 173$ et $A \geq 189$.

Notons aussi l'observation de l'orbitale "intruder" $i_{13/2}$ pour $A \leq 177$ via les niveaux $13/2^+ 1/2^+ [660]$.

Dans ^{175}Ir , en admettant que le schéma de niveaux soit assez complet, il est à priori difficile de proposer une isométrie sur la base d'une grande différence de spin, car la déformation est suffisante pour donner naissance à une bande rotationnelle bâtie sur chaque état intrinsèque et ainsi générer un grand éventail de spins permettant (à priori) de désexciter n'importe quel état. Notons cependant que pour $9/2^- [514]$ (position inconnue) et $5/2^+ [402]$ (position connue) aucune transition n'a été observée vers d'autres niveaux (en particulier la bande fondamentale).

Nous avons précédemment proposé (chap.II, 4.3) pour l'état émetteur beta une valeur de spin de $7/2$ ou $9/2$. D'après le schéma de niveaux de ^{175}Ir , cet état pourrait être le $9/2^- [514]$. Comment alors justifier l'isométrie ?

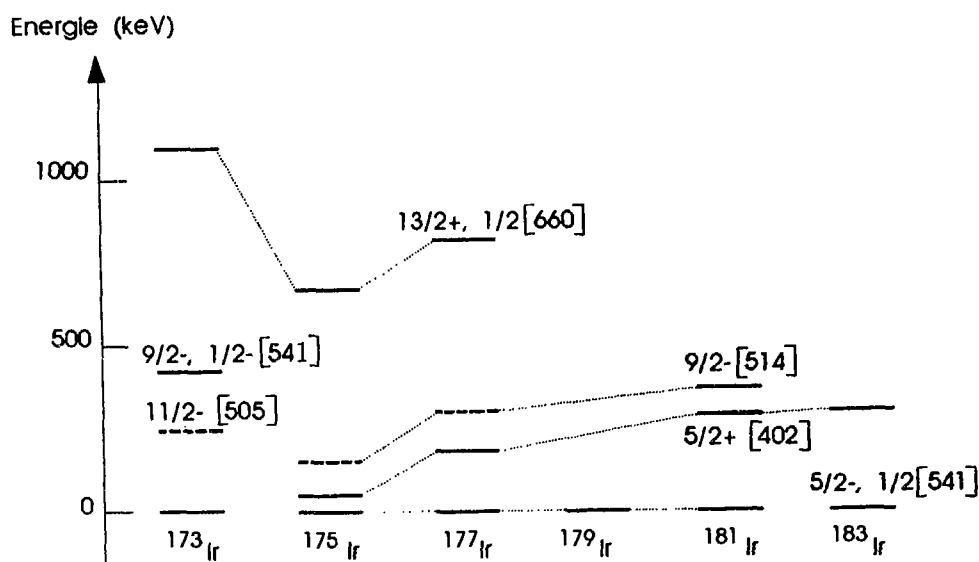


fig.3.8 : Systématique des états de quasiparticules dans les Ir impairs. Les niveaux en pointillés sont observés en "in-beam" mais non positionnés par rapport au niveau fondamental.

En plus de la règle de sélection de spin il existe une contrainte sur la différence ΔK entre les états joints. Elle stipule que la multipolarité λ doit vérifier $\Delta K \leq \lambda$ pour une transition permise. On définit alors le degré d'interdiction par $n = \Delta K - \lambda$. dès lors, une hypothèse possible serait que le niveau $9/2^- [514]$ soit situé en dessous du niveau $5/2^+ [402]$ (contrairement à ce que Dracoulis et al.[15] ont estimé). En effet ce dernier niveau aurait alors une interdiction $n = 1$ et le premier $n = 2$. Cependant pour expliquer une période aussi longue que 13 s, il faudrait supposer que chaque unité d'interdiction introduit un facteur de retard $\sim 10^3$ (isomérisie K). Le niveau émetteur alpha serait alors le niveau fondamental $5/2^- 1/2 [541]$.

Dans le cas de ^{173}Ir , la situation est moins claire, car la nature des niveaux les plus bas est inconnue (on pense cependant qu'ils peuvent être les états $3/2 [402]$ et $1/2^+ [400]$ [14]).

Si l'état de ^{173}Os situé à 141 keV est un $5/2^+ [642]$, alors il est vraisemblable que le niveau émetteur beta soit $5/2^+ [402]$, ou $3/2^+ [402]$, c'est à dire le niveau fondamental. Le niveau émetteur alpha serait $11/2^- [505]$ avec une interdiction $n = 2$.

c - Couplage d'états intrinsèques dans $^{172,174}\text{Ir}$

Dans les deux isotopes ^{174}Ir et ^{172}Ir , nous avons avancé l'existence de deux isomères de spins $I = 5, 6$ et $2, 3$. Dans les noyaux d'iridium plus lourds des états émetteurs bêta de spin 4 ou 5 ont été proposés ($^{180,182}\text{Ir}$ par exemple)

Coprendre l'origine de ces états revient à chercher les couplages possibles entre les états du proton 77 et celles des neutrons, qui dans ces cas sont le $95^{\text{ème}}$ et $97^{\text{ème}}$.

D'après la structure de ^{173}Os , ^{169}Hf ($N = 97$) et ^{171}Os , ^{169}W , ^{167}Hf ($N = 95$), les états de neutrons possibles à basse énergies sont : $5/2^+[642]$, $5/2^-[523]$, $5/2^-[512]$ pour le $97^{\text{ème}}$ neutron et $5/2^+[642]$, $5/2^-[523]$, $3/2^-[521]$ pour le $95^{\text{ème}}$ neutron. En adoptant un spin $I = 5$ pour l'état de haut spin, on peut alors proposer les couplages suivants :

$$\pi 5/2^+[402] \otimes \nu 5/2^+[642]$$

$$\pi 5/2^+[402] \otimes \nu 5/2^-[523]$$

$$\pi 5/2^+[402] \otimes \nu 5/2^-[512]$$

Notons cependant que seul les couplages 1 et 3 sont favorisés par la règle de Gallagher-Moskowski.

Dans un travail récent sur la décroissance alpha et bêta des $^{171-175}\text{Ir}$ [16] le phénomène d'isomérisation a été confirmé. Cependant les auteurs proposent pour les impair-impair le couple d'états isomériques 7^+ et (3^+) résultant des couplages $\pi 11/2^-[505] \otimes \nu 3/2^-[521]$ et $\pi 11/2^-[505] \otimes \nu 5/2^-[523]$.

3-Les isotopes de thallium

3.1- ^{183}Tl

3.1.1 - Etats intrinsèques

L'état fondamental du ^{183}Tl est d'après la systématique de spin et parité $1/2^+$. Le calcul d'énergie potentielle de déformation fig.3.9 [5] utilisant la méthode de correction de couches, montre une déformation à l'équilibre légèrement "oblate" ($\beta_2 \simeq -0.06$). Ceci permet de l'identifier à l'état de Nilsson $1/2^+[440]$.

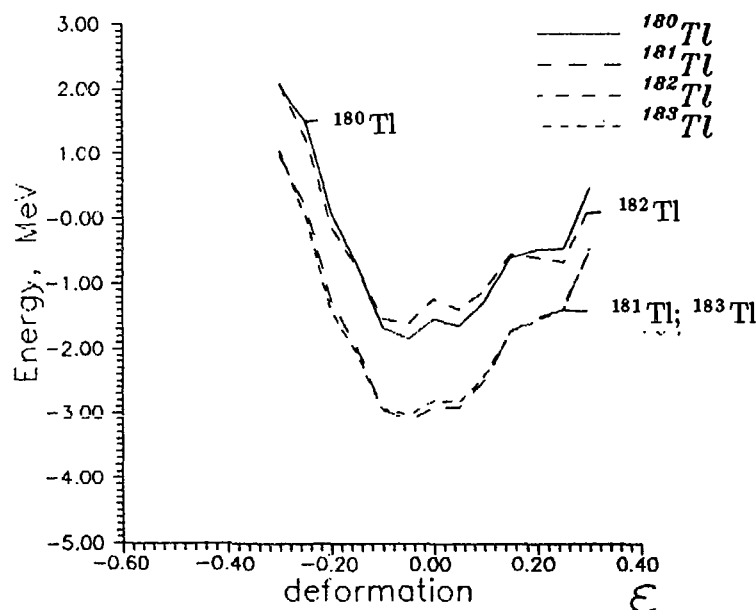


fig.3.9 : Energie potentielle de déformation des isotopes de thallium légers [5].

L'état isomérique $9/2^-$ n'a pas été directement observé dans nos expériences (à cause des temps de cycle choisis, pour une période de ≈ 60 ms), mais sa position et celle de l'état $3/2^+$ peuvent être extrapolées d'après la systématique des états de basse énergie dans les isotopes de thallium impairs. On arrive ainsi aux valeurs respectives 500 keV et 230 keV (fig.3.10).

A partir de ces résultats on peut calculer le branchement de la transition isomérique vers l'état fondamental, en supposant que l'état isomérique $9/2^-$ ne possède d'autres modes de décroissance que l'émission alpha.

Pour le calcul on appliquera le modèle à proton unique de la désexcitation électromagnétique en prenant un facteur de retard de 100 [17].

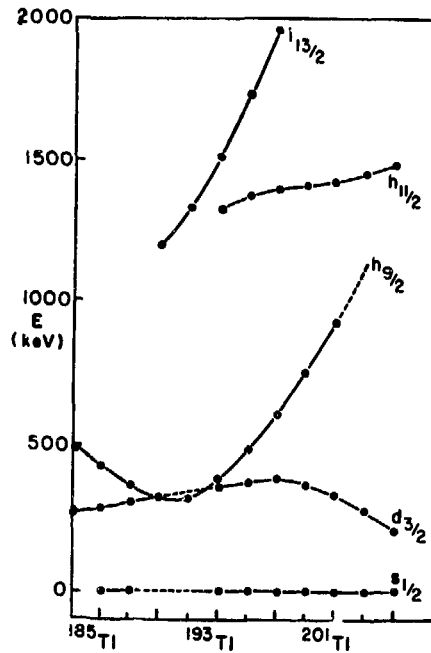


fig.3.10 : Systématique des états de basse énergie pour les thallium impairs de masse ≥ 185 [18] et l'extrapolation au cas de ^{183}Tl .

La désexcitation électromagnétique se fait, d'après la systématique, par une transition E3 (et par conversion interne). Sa probabilité de désintégration gamma s'écrit dans le cas général:

$$T(E3) = 5.69810^2 \cdot E^7 \cdot B(E3)$$

Dans l'approximation précédente et en tenant compte du facteur statistique, d'après S. A. Moskowsky [19] on peut mettre la probabilité de désintégration gamma sous la forme :

$$T(E3) = 45.110^{-2} A^2 E_\gamma^7 \text{ en } s^{-1}$$

En tenant compte du facteur de retard, on obtient un branchement électromagnétique vers le niveau fondamental $b = 25\%$.

Quand l'isotope de ^{183}Tl est produit à haut spin dans des réactions nucléaires, c'est ce branchement qui permet d'alimenter le niveau fondamental. Cependant vu la période très courte de l'état isomérique, la période de l'état fondamental ne s'en trouve pas affectée.

3.2- ^{182}Tl

3.2.1 Couplage d'états de particules

Notre résultat expérimental sur la désintégration bêta de ^{182}Tl montre que l'état émetteur bêta est probablement un état 7^+ , ce qui est en accord avec la systématique (fig.1.3).

L'apparition de cet état a été interprété comme la configuration $[\pi 3s_{1/2} \times \nu 1i_{13/2}]$ pour le cas des $^{188,190,192}\text{Tl}$ [20] couplage entre le proton 81 et le neutron 107-111.

Le 101^{ème} neutron de ^{182}Tl est situé dans une zone de croisement entre l'orbitale de parité positive $i_{13/2}$ et d'autres orbitales de parité négative.

La systématique de l'état proton dans les isotopes impairs suggère de retenir l'orbitale $3s_{1/2}$ pour le proton de ^{182}Tl . Dans ce cas le 101^{ème} neutron doit appartenir à l'orbitale $i_{13/2}$ pour satisfaire la condition de parité, c'est à dire qu'on a la configuration $[\pi 1/2^+[440] \otimes \nu 13/2^+[606]]$.

3.2.2 - Facteur d'empêchement alpha

Pour la désintégration alpha à partir des états excités ou entre noyaux impairs (ou impair-impair), les durées de vie sont habituellement plus longues que celles des pairs-pairs voisins ayant la même énergie de désintégration. On définit alors le facteur d'empêchement HF_α comme suit:

$$HF_\alpha = \frac{T_{1/2}^{exp}}{T_{1/2}^{th}}$$

C'est le rapport de la période *partielle* alpha obtenue expérimentalement à celle obtenue par un calcul théorique basé sur la théorie de l'émission alpha, en traitant le noyau en question comme un pair-pair dans son état fondamental. La période partielle alpha est définie comme le rapport de la période expérimentale totale au branchement alpha.

Le calcul de la période partielle alpha est réalisé à partir de la formule de V.I. Goldanskii:

$$\lambda = k \exp(-2C) \approx (v_0/2R) \exp[-2(Z-1)e^2/\hbar v](2w_0 - \sin 2w_0) \quad [21]$$

où v_0 est la vitesse de la particule alpha à l'intérieur du noyau, R le rayon nucléaire, v est la vitesse de la particule alpha à l'extérieur du noyau et $\cos w_0 = Q_\alpha/U$, U étant la hauteur de la barrière coulombienne.

Les valeurs des Q_α sont tirées des prédictions de masse de A. H. Wapstra [22]. Les résultats sont résumés dans le tableau VII.

<i>Isotope</i>	$Q_\alpha(\text{MeV})$	$T_{1/2}^{\text{th}}(\text{s})$	$T_{1/2}^{\text{exp}}(\text{s})$	HF_α
^{186}Tl	5.886	317.3	137500	433
^{184}Tl	6.296	2.2	523.8	238
^{182}Tl	6.606	0.248	≥ 60	≥ 242
^{180}Tl	6.796	0.029	~ 2	~ 69

tab. VII : Facteurs d'empêchement α pour les isotopes $^{186,184,182,180}\text{Tl}$. Les périodes données sont les périodes partielles alpha.

On remarque que les facteurs d'empêchement sont du même ordre de grandeur, ce qui semble indiquer que les niveaux concernés par la transition alpha ont une structure semblable.

Références

- [1]. W. Nazarewicz, M. A. Riley, G. D. Garrett,
Nucl. Phys. **A412**, 61(1990)
- [2]. Bark, R.A., Dracoulis, G.D., Stuchbery, A.E.:
Nucl. Phys. **A514**, 503 (1990) et références incluses.
- [3]. Kalfas, C.A., Kossionides, S., Papadopoulos, C.P., Vlastou, R., Hildingsson, L., Klammara, W., Lindblad, Th., Lindén, C.G., Wyss, R., Gizon, J., Juutinen, S., Chapman, R., Clarke, D., Khazaie, F., Lisle, J.C., Mo, J.N.:
Nucl. Phys. **A526**, 205 (1991).
- [4]. Fabricius, B., Dracoulis, G.D., Bark, R.A., Stuchbery, A.E., Kibèdi, T., Baxter, A.M.:
Nucl. Phys. **A511**, 345 (1990)
- [5]. I.N. Izosimov,
Communication privée.
- [6]. G.Sharff-Goldhaber and Carl B. Dover,
Ann. Rev. Nucl. Sci. (1976) **26**:239
- [7]. H.Toki and A. Faessler,
Z. Phys. **A276**, 35(1976).
- [8]. A. S. Davydov and G. F. Filipov,
Nucl. Phys. **8** (1958) 237
- [9]. J. Gascon, F. Banville, P. Taras, D. Ward, T. K. Alexander, H. R. Andrews, G. C. Ball, D. Horn, D. C. Radford, J. C. Waddington, A. Christy,
Nucl. Phys. **470** (1987) 230
- [10]. R.F. Casten and J. A. Cizewski,
Nucl. Phys. **A309** (1978) 477
- [11]. A. Arima and F. Iachello,
Annals of Physics, **123**, 468(1979)
- [12]. B. Roussière, C. Bourgeois, P. Kilsher, J. Sauvage, M.G. Porquet, A. Wojtasiewicz and the ISOCELE collaboration,
Nucl. Phys. **A485** (1988) 111.

- [13]. R.S. Hager et E.C. Seltzer,
Nucl. Data **A6** (1969)1
- [14]. S. Juutinen, P. Ahonen, J. Hattula, R. Julin, A. Pakkanen, A. Virtanen, J. Simpson, R. Chapman, D. Clarke, F. Khazaie, J. Lisle, J. N. Mo,
Nucl. Phys. **A526** (1991) 346
- [15]. G. D. Dracoulis, B. Fabricius, T. Kibedi, A. M. Baxter, A. P. Byrne, K. P. Lieb, A. E. Stuchbery,
Nucl. Phys. **A534** (1991) 173
- [16]. W.-D. Schmidt-Ott, H. Salewski, F. Meissner, U. Bosch-Wicke, P. Koschel, V. Kunze, R. Michaelson,
Nucl. Phys. **A545** (1992)646
- [17]. K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, J. L. Wood and R. A. Meyer
Physics Reports **102** (1983).
- [18]. E. F. Zganjar,
Future directions in study of nuclei far from stability, 1980, Ed. by J. H. Hamilton, E. H. Spejewski, C. R. Bingham, E. F. Zganjar, North-Holland Publishing Company.
- [19]. S. A. Moszkowski in Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. by K. Siegbahn, North-Holland Pub.Co, Amsterdam(1965) Chap.XV
- [20]. R. Menges, U. Dinger, G. Huber, S. Schroder, S. Dutta, R. Kirschner, O. Klepper, T. Kuhl, D. Marx and G. Spreuse,
G.S.I scientific report 89-1(1989)33
- [21]. V. I. Goldanskii,
Ann. Rev. Nucl. Sci. **16** (1966)1
- [22]. A. H. Wapstra,
Atom. Data and Nucl. Data Tables **39** (1988)281

APPENDICE I

LA METHODE DE CORRECTION DE COUCHES

1 - Introduction

C'est une méthode macroscopique-microscopique développée par V.M Strutinsky pour décrire l'énergie totale d'une configuration de n quasiparticules. L'idée consiste à décomposer cette énergie en deux termes :

$$E_{tot,n}(Z, N; shape) = E_{macr}(Z, N; shape) + E_{micr,n}(Z, N; shape)$$

La partie macroscopique représente les propriétés "grossières" du noyau. Elle est habituellement approximée par le modèle de la goutte liquide.

La partie microscopique, rend compte de l'énergie nucléaire dépendant des mouvements individuels des nucléons proches de la surface de Fermi. $E_{micr,n}$ peut être divisé en deux composantes : une contribution associée à la correction de couches en l'absence d'une interaction résiduelle d'appariement (ΔE_{sc}), et une contribution d'appariement, (ΔE_{pc}).

2 - L'énergie macroscopique

Dans l'approximation de la goutte liquide, l'énergie macroscopique évaluée par rapport à celle d'une goutte liquide sphérique s'écrit :

$$E_{ld}(N, Z, shape) = [B_s(shape) - 1] + 2x[B_c(shape) - 1]E_s^{(0)}$$

où :

- B_s et B_c sont les énergies relatives de surface et de Coulomb, dépendant uniquement de la forme nucléaire.
- x le paramètre de fissilité : $x = \frac{Z^2/A}{50.88[1-1.7826(\frac{N-Z}{A})^2]}$
- $E_s^{(0)}$ l'énergie de surface sphérique : $E_s^{(0)} = 17.9439[1 - 1.7826(\frac{N-Z}{A})^2]A^{2/3}$ MeV

3 - Correction de couches

Le potentiel moyen V dans lequel est plongé un nucléon est composé de trois termes :

- un potentiel central que l'on peut approximer par le potentiel Wood-Saxon déformé:

$$V(\vec{r}) = \frac{V_0}{1 + \exp[\text{dist}_\Sigma(\vec{r}, \hat{\beta})/a]}$$

Où $\text{dist}(\vec{r}, \hat{\beta})$ est la distance d'un point \vec{r} à la surface Σ , et $\hat{\beta}$ est l'ensemble des paramètres de forme spécifiant Σ de manière unique.

- l'interaction spin-orbite :

$$V_{s.o.} = \lambda \left(\frac{\hbar}{2mc} \right)^2 [\vec{\nabla} V(\vec{r}, \beta)] (\vec{\sigma} \times \vec{p})$$

- un terme coulombien pour les protons : $V_C = \frac{Ze^2}{\frac{4}{3}\pi R_0^3} \int \frac{d^3 r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$

La surface nucléaire est définie dans le cas général par le développement :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right]$$

Les énergies de particule ϵ_k sont obtenues par la résolution de l'équation de Schrodinger

:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V \right] \phi_k = \epsilon_k \phi_k$$

Le terme de correction de couches est donné par la différence :

$$\Delta E_{sc} = \sum_{n=1}^A \epsilon_n - \int_0^A \bar{\epsilon}(n) dn$$

La fonction $\bar{\epsilon}(n)$ est la fonction réciproque de $\bar{n}(\epsilon)$ qui représente le nombre moyen de particules en fonction de l'énergie de particule unique. Pour l'obtenir on note d'abord que le nombre exact de particules est donné par :

$$n(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} \frac{dn(\epsilon')}{d\epsilon'} d\epsilon' = \int_{-\infty}^{\epsilon} g(\epsilon') d\epsilon'$$

où la densité exacte de niveaux de particule est :

$$g(\epsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \delta(\epsilon - \epsilon')$$

La densité $g(\epsilon)$ se décompose en une partie à variation "douce" $\bar{g}(\epsilon)$ et une autre $\delta g(\epsilon)$ contenant les fluctuations locales.

$$g(\epsilon) = \bar{g}(\epsilon) + \delta g(\epsilon)$$

En développant la fonction δ en serie de polynomes d'Hermite on obtient:

$$g(\epsilon) = \frac{1}{\gamma} \sum_{n=1}^{\infty} \delta(u_n) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-u_n^2} \sum_{m=0}^{\infty} c_m H_m(u_n)$$

avec l'abréviation $u_n = (\epsilon - \epsilon_n)/\gamma$, γ étant un facteur d'échelle.

On peut alors calculer explicitement $\bar{n}(\epsilon)$, on obtient l'expression :

$$\bar{n}(\epsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{2} [1 + \text{erf}(u_n)] - \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-u_n^2} \sum_{m=1}^p c_m H_{m-1}(u_n) \right\}$$

L'étape suivante sera d'inverser cette équation pour avoir $\bar{\epsilon}(n)$ et ainsi aboutir à la valeur de la correction de couches moyennant une intégration numérique.

3 - La correction d'appariement

L'énergie de corrélation d'appariement est donnée dans l'aproximation BCS par :

$$E_{pc} = 2 \left(\sum_{k=1}^{N_p} \epsilon_k v_k^2 - \sum_{k=1}^{\frac{1}{2}N_p} \epsilon_k \right) - \frac{\Delta^2}{G} - G \left(\sum_{k=1}^{N_p} v_k^4 - \sum_{k=1}^{\frac{1}{2}N_p} 1 \right)$$

où :

- N_p est le nombre de paires de particules, avec $\frac{1}{2}N_p$ en dessous de la surface de Fermi et $\frac{1}{2}N_p$ au dessus.
- Δ est l'intensité d'appariement.
- Δ est le "gap".
- v_k^2 est la probabilité d'occupation.

La valeur du gap et l'énergie de Fermi sont données par la solution des équations :

$$N_p = \sum_{k=1}^{N_p} \left\{ 1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{[(\epsilon_k - \lambda)^2 + \Delta^2]^{\frac{1}{2}}} \right\}$$

et

$$\frac{2}{G} = \sum_{k=1}^{N_p} \frac{1}{[(\epsilon_k - \lambda)^2 + \Delta^2]^{\frac{1}{2}}}$$

$$v_k^2 \text{ étant donnée par : } v_k^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{[(\epsilon_k - \lambda)^2 + \Delta^2]^{\frac{1}{2}}} \right\}$$

L'énergie de corrélation d'appariement moyennée est donnée par la formule :

$$\bar{E}_{pc} = \left\{ \frac{1}{4} \frac{N_p^2}{\bar{\rho}} \left[1 + \left(\frac{2\bar{\rho}\bar{\Delta}}{N_p} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{\Delta} G \tan^{-1} \frac{N_p}{2\bar{\rho}\bar{\Delta}}$$

où la densité moyenne des paires, l'intensité d'appariement et le gap moyen sont donnés par :

$$\bar{\rho} = \frac{1}{2} \bar{g}(\bar{\lambda}).$$

$$\frac{1}{G} = \bar{\rho} \ln \left\{ \left[\left(\frac{N_p}{2\bar{\rho}\bar{\Delta}} \right)^2 + 1 \right]^{\frac{1}{2}} + \frac{N_p}{2\bar{\rho}\bar{\Delta}} \right\}$$

$$\bar{\Delta} = 12/\sqrt{A} \text{ MeV}$$

La correction d'appariement pour les protons et les neutrons est finalement donnée par la différence entre les deux termes ci-dessus :

$$\Delta E_{pc} = E_{pc} - \bar{E}_{pc}$$

La méthode de correction de couches est depuis longtemps utilisée pour avoir l'énergie de déformation en fonction des paramètres de forme (β_n , $n = 2, 3 \dots$ et γ) dont les valeurs à l'équilibre sont obtenues par minimisation. Elle est aussi utilisée pour étudier l'évolution des formes nucléaires à hauts spins, en introduisant une dépendance explicite du spin dans les termes macroscopique et microscopique.

APPENDICE II

LE MODELE ROTOR-PLUS-PARTICULE

Ce modèle traite un noyau impair en séparant le système en un coeur pair-pair, et un nucleon non apparié. Le coeur est traité dans le cas général comme un rotor triaxial, avec éventuellement un moment d'inertie variable; les degrés de liberté internes du rotor ne sont pas pris en compte.

L'Hamiltonien du système s'écrit comme la somme de deux termes, l'un phénoménologique H_{coll} représentant l'hamiltonien du coeur inerte, et l'autre un terme intrinsèque H_{intr} décrivant microscopiquement la particule de valence.

$$H = H_{coll} + H_{intr}$$

où:

$$H_c = \frac{\hbar^2}{2} \sum_{k=1}^3 \frac{R_k^2}{2J_k}$$

$$H_{intr} = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}, \vec{l}, \vec{s})$$

Dans ces expressions \vec{R} est le moment angulaire du rotor, J_k son moment d'inertie par rapport à l'axe k , $V(\vec{r}, \vec{l}, \vec{s})$ le potentiel d'interaction de la particule de valence avec le coeur (y compris les termes dépendant des moments angulaires orbital \vec{l} et de spin \vec{s}).

Soit \vec{j} le moment angulaire de la particule, le moment angulaire total s'écrit :

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$$

Dans le cas d'une symétrie axiale, on a, d'une part $J_1 = J_2 = J_0$, et d'autre part la projection de \vec{R} sur l'axe de symétrie étant nulle, il en résulte que les projections de \vec{I} et \vec{j} (notées respectivement K et Ω) sont égales ($K = \Omega$).

On peut alors mettre le terme H_{coll} sous la forme :

$$H_{coll} = \frac{\hbar^2}{2J_0}(I^2 - I_3^2) + \frac{\hbar^2}{2J_0}(j^2 - j_3^2) - 2\frac{\hbar^2}{2J_0}(I_+j_- + I_-j_+)$$

Ces termes représentent respectivement : l'énergie de rotation, le terme de "recul" du rotor et l'interaction de Coriolis.

La structure qui en résulte se présente comme un ensemble de bandes rotationnelles bâties sur chaque état de particule Ω . Les niveaux d'une bande donnée sont caractérisés par leurs spins I tel que :

$$I = \Omega + n, \text{ avec } n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Notons cependant que l'ordre et l'espacement de ces niveaux dépendent fortement de l'intensité de l'interaction de Coriolis.

Soit $|\Psi_{MK}^I\rangle$ les vecteurs propres de l'Hamiltonien sans effet de Coriolis. On peut les exprimer explicitement comme un produit symétrisé d'un vecteur propre du rotor de moment angulaire \vec{I} ($|IMK\rangle$) et d'un vecteur propre de H_{int} (Φ_K^i) :

$$|\Psi_{MK}^I\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Phi_K^i|IMK\rangle + (-)^I e^{-i\pi j_1} \Phi_K^i|IM-K\rangle]$$

Les éléments de matrice non diagonaux de l'interaction de Coriolis couplent les états K et $K \pm 1$. Ils peuvent être exprimés sur la base $|\Psi_{MK}^I\rangle$ comme suit :

$$\langle \Psi_{MK+1}^I | H_{cor} | \Psi_{MK}^I \rangle = -\frac{\hbar^2}{2J} \sum_{n_j} |C_{n_j}|^2 \sqrt{I(I+1) - K(K+1)} \sqrt{j(j+1) - \Omega(\Omega+1)}$$

Où on a pris en compte le développement sur les états propres de j^2 :

$$|\Phi_{K=\Omega}^i\rangle = \sum_{n_j} C_{n_j}^i |n_j \Omega\rangle$$

On voit que ce terme devient important quand les rapports I/K et j/Ω sont grands. Un exemple bien connu est celui du neutron $1i_{13/2}$ qui est proche du niveau de Fermi dans la région des terres rares et de transition..

Dans le cas dit de couplage fort, le moment angulaire \vec{j} est fortement couplé au mouvement du coeur. Les éléments de matrice de l'interaction de Coriolis sont faibles devant l'éclatement des niveaux de particule appartenant à différentes valeurs de Ω . L'interaction

de Coriolis est alors traitée au premier ordre de la théorie des perturbations. Il y a contribution seulement dans le cas où $K = 1/2$.

Les valeurs propres sont alors :

$$E_{I,K} = E_{\Omega} + \frac{\hbar^2}{2J_0} [I(I+1) - K^2 + a(-1)^{I+1/2}(I+1/2)\delta_{K,1/2}]$$

Dans cette expression "a" est le paramètre de découplage. Il peut être calculé explicitement par l'expression :

$$a = - \sum_{nj} |C_{nj}|^2 (-)^{j+\frac{1}{2}} (j + \frac{1}{2})$$

Pour une bande construite sur l'état intrinsèque $\Omega = K$, l'énergie d'un niveau I par rapport à la "tête de bande" est :

$$\Delta(I, K) = \frac{\hbar^2}{2I_0} [I(I+1) - K(K+1) + a[(-1)^{I+1/2}(I+1/2) + 1]\delta_{K,1/2}]$$

CONCLUSION

Nous avons, à travers ce travail, apporté notre contribution à l'étude des noyaux exotiques en isospin, riches et déficients en neutrons.

La mise au point du guide d'ions et les tests d'optimisation hors-ligne et en-ligne suivis d'un fonctionnement en ligne, utilisant pour la première fois avec un guide d'ions la réaction $\alpha + {}^{238}\text{U}$, constituent les premiers pas dans notre étude des noyaux riches en neutrons dont la période peut être aussi courte qu'une ms.

Nous avons montré que le système est capable de séparer en masse sans sélectivité chimique des isotopes situés à la frontière des noyaux connus. Avec un temps d'évacuation ~ 10 ms et des rendements de transport assez prometteurs, le système est actuellement au point pour des études spectroscopiques en ligne.

En parallèle avec son utilisation pour l'identification de nouveaux noyaux riches en neutrons, une nouvelle version du guide d'ions, basée sur la méthode "shadow" a été développée pour l'adopter à l'étude de noyaux déficients en neutrons produits par le mécanisme de fusion-évaporation.

Dans la zone de transition voisine de $Z = 82$, grâce aux réactions de fusion-évaporation et de spallation, nous avons d'une part identifié le ${}^{182}\text{Tl}$ et l'état fondamental de ${}^{183}\text{Tl}$ et étudié quantitativement leurs modes de désintégration. Nous avons montré que la désintégration $\beta^+(\text{CE})$ est le mode dominant, ce qui est en faveur de l'étude de la fission retardé-bêta.

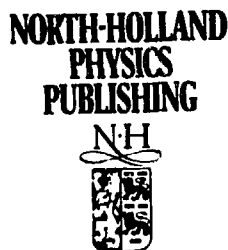
D'autre part nous avons étudié la désintégration $\beta^+(\text{CE})$ des isotopes ${}^{172-176}\text{Ir}$ pour la première fois. Moyennant la spectroscopie gamma et électron, nous avons mis en évidence un phénomène d'isométrie. Une importante contribution a été apportée à l'étude de la structure des osmiums correspondants.

- L'analyse des données relatives à cette région nous a conduit aux conclusions suivantes :
- Les isotopes d'osmium étudiés sont assez "mous" vis-a-vis du spin en comparaison avec les isotopes plus lourds. Ceci est particulièrement clair si on fait une analyse de structure dans le cadre des modèles VMI et rotor triaxial rigide.
 - L'isométrie de ces iridiiums pourrait s'expliquer par une interdiction K.
 - Il est possible que l'anomalie de conversion M1 soit aussi présente dans les noyaux pairs.
 - Les propriétés électromagnétiques de la bande fondamentale de ^{174}Os semblent indiquer (aux incertitudes expérimentales près) une différence par rapport aux isotopes plus lourds de la nature des excitations collectives.

A l'issue de ce travail beaucoup de questions restent ouvertes. Toutefois, on peut envisager de refaire des expériences similaires avec en plus une optimisation de la section efficace de production et du temps d'expérience, le but étant de collecter le maximum de statistiques nécessaires aux coïncidences et aux évaluations précises des coefficients de conversion interne. Cela permet en plus de l'attribution des spins et parités de répondre à la question : un coefficient de conversion interne anormalement élevé dans les noyaux pairs est - il toujours le signe d'une contribution E0 ou peut-il y avoir des effets de pénétration importants?

Un important travail serait aussi la mesure des durées de vie des états excités avec une meilleure précision. En effet, il s'agit là du test le plus important pour juger d'une éventuelle transition de structure en passant vers les Os plus déficients en neutrons.

PUBLICATIONS



Status report of the SARA IGISOL used in the study of the $^{238}\text{U}(\alpha, 40 \text{ MeV}, f)$ reaction

A. Astier, R. Béraud, A. Bouldjedri, R. Duffait, A. Emsallem, M. Meyer, S. Morier, P. Pangaud and N. Redon

Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3-CNRS / Université Claude Bernard 43, Bd du 11 Novembre 1918, F-69622 Villeurbanne Cedex, France

D. Barnéoud, J. Blachot, J. Genevey, A. Gizon, R. Guglielmini, J. Inchaouh, G. Margotton and J.L. Vieux-Rochaz

Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, IN2P3-CNRS / Université Joseph Fourier, 53, Avenue des Martyrs, F-38026 Grenoble Cedex, France

J. Ärje, J. Äystö, P. Jauho, A. Jokinen and H. Penttilä

Department of Physics, University of Jyväskylä, SF-40100 Jyväskylä, Finland

K. Eskola and M.E. Leino

Department of Physics, University of Helsinki, SF-00170 Helsinki, Finland

J.B. Marquette

Laboratoire d'Aérothermique du CNRS, 4ter route des Gardes, 92195 Meudon Principal Cedex, France

A new ion guide isotope separator on-line (IGISOL), operating with the SARA facility, has been constructed. Using the $^{238}\text{U}(\alpha, 40 \text{ MeV}, f)$ reaction to produce very neutron-rich radioisotopes, all mass chains from $A = 96$ to 122 have been scanned by conventional methods of nuclear spectroscopy. Provided the stopping volume is separated from the primary beam, it has been proved that the yield is nearly proportional to the He pressure. In addition to the usual advantages (quasi-independence from physical and chemical properties of elements), this makes IGISOL a powerful technique for high energy recoil products. During the experiments the boundary of known neutron-rich nuclei was reached such as ^{117}Rh (440 ms) and several unknown activities were detected in the range $A = 113-118$.

Reprinted from NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS
IN PHYSICS RESEARCH B

Status report of the SARA IGISOL used in the study of the $^{238}\text{U}(\alpha\ 40\ \text{MeV}, f)$ reaction

A. Astier, R. Béraud, A. Bouldjedri, R. Duffait, A. Emsallem, M. Meyer, S. Morier, P. Pangaud and N. Redon

*Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3-CNRS / Université Claude Bernard, 43, Bd du 11 Novembre 1918,
F-69622 Villeurbanne Cedex, France*

D. Barnéoud, J. Blachot, J. Genevey, A. Gizon, R. Guglielmini, J. Inchaouh, G. Margotton
and J.L. Vieux-Rochaz

*Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, IN2P3-CNRS / Université Joseph Fourier, 53, Avenue des Martyrs,
F-38026 Grenoble Cedex, France*

J. Ärje, J. Äystö, P. Jauho, A. Jokinen and H. Penttilä

Department of Physics, University of Jyväskylä, SF-40100 Jyväskylä, Finland

K. Eskola and M.E. Leino

Department of Physics, University of Helsinki, SF-00170 Helsinki, Finland

J.B. Marquette

Laboratoire d'Aérothermique du CNRS, 4ter route des Gardes, 92195 Meudon Principal Cedex, France

A new ion guide isotope separator on-line (IGISOL), operating with the SARA facility, has been constructed. Using the $^{238}\text{U}(\alpha\ 40\ \text{MeV}, f)$ reaction to produce very neutron-rich radioisotopes, all mass chains from $A = 96$ to 122 have been scanned by conventional methods of nuclear spectroscopy. Provided the stopping volume is separated from the primary beam, it has been proved that the yield is nearly proportional to the He pressure. In addition to the usual advantages (quasi-independence from physical and chemical properties of elements), this makes IGISOL a powerful technique for high energy recoil products. During the experiments the boundary of known neutron-rich nuclei was reached such as ^{117}Rh (440 ms) and several unknown activities were detected in the range $A = 113$ –118.

1. Introduction

The IGISOL (ion guide isotope separator on-line) technique has been successfully developed and applied by the Jyväskylä group, both for light ion induced reactions [1,2] and more recently for p-induced fission [3]. Because of the so-called "plasma effect", only scarce results have been obtained in on-line mass separation of products from heavy ion reactions [4].

The IGISOL technique is based on the fact that nuclear reaction products recoiling out of the target, thermalized at 100 mbar He pressure, may survive as singly charged ions for about 10 ms [3]. This time is long enough to extract the ions via the gas flow, and to

transfer them for acceleration into a low pressure region as in conventional on-line isotope separators.

In experiments aimed at the study of short-lived nuclides, the time delay between their production and detection should be small compared to their half-lives. Depending on the geometry of the ion guide chamber this limit may be of the order of 1 ms or less.

Among the advantages of the technique (very short delay time, very stable operating conditions) its chemical non-selectivity [5] makes it very attractive for refractory elements. Charged particle induced fission, especially 40 MeV α particles on ^{238}U [6], has proved to be an efficient tool for the study of mass separated n-rich isotopes in the region of symmetric fission, i.e.

around mass $A = 110$ – 120 , corresponding to transition elements (Y to Pd) which are known to have very high melting and boiling point temperatures.

2. Instrumentation

2.1. General layout

The isotope separator on-line with the SARA accelerator in Grenoble has been described previously in ref. [7]. The magnet (120° angle, 0.75 m mean radius and $n = 1/2$ index) and the 6 m long transport einzel lens have remained unchanged, whereas a new general purpose vacuum chamber was designed in order to fit with versatile ion source systems such as an ion guide or ECR ion source coupled to a He-jet. The latter is described in detail in a separate contribution [8] and fig. 1 gives a perspective view of the cave, showing the common elements used with both systems.

2.2. Double chamber for fission fragments

It is well known that the recombination of thermalized ions with plasma electrons produced by a projectile beam in the stopping volume of helium leads to a considerable reduction of the ion guide efficiency. To prevent these losses the Jyväskylä group has designed a double chamber in which a thin Ni foil (1.0 – 1.5 mg/cm^2) shields the stopping volume from the α beam-produced plasma. This chamber is also well suited for nearly isotropic angular distribution of the fragments.

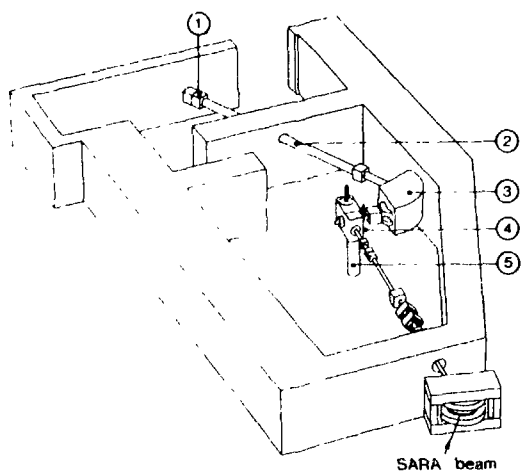


Fig. 1. Layout of the ISOL facility at SARA: (1) tape transport system and counting station, (2) transport einzel lens, (3) magnet, (4) general purpose vacuum chamber, (5) pumping line.

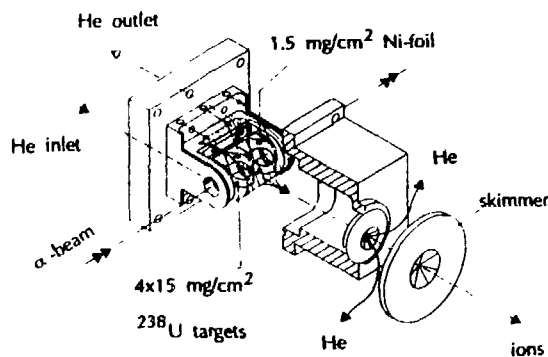


Fig. 2. Cut-away view of the ion guide double chamber. The conductance of the He outlet is negligible compared to the exit hole conductance.

Our ion guide double chamber shown in fig. 2 is a modified version of that described in ref. [3]: the stopping volume has been increased from 8 to 20 cm^3 and is fed by six $\varnothing = 3$ mm He ducts which ensure laminar flow conditions around the separation foil to the $\varnothing_e = 1.2$ mm exit aperture. The target chamber contains four ~ 15 mg/cm^2 ^{238}U targets covered with 0.2 mg/cm^2 Al and is fed by He in parallel with the stopping chamber. With the above given parameters and according to the conductance formula, $C(\text{l/s}) = 0.45\varnothing_e^3(\text{mm})$, this results in a total volume flow rate of about 650 cm^3/s .

2.3. Connection with the isotope separator

After slowing down in the targets, helium gas and separation Ni-foil, a small fraction of fission fragments is thermalized in the stopping volume and then transferred as singly charged ions by the flow through the skimmer at negative potential to the separator via the acceleration space.

The conical shape of the skimmer (height = 5 mm, $\varnothing_{\text{hole}} = 2$ mm) has been designed to ensure optimum skimming of the He gas. For this purpose off-line tests, described in ref. [9], have been carried out in the large rarefied wind tunnel SR3 of the Laboratoire d'Aérothermique (CNRS) in Meudon. Fig. 3 shows an example of visualization of the He-jet obtained by using the electron fluorescence technique and exhibits the characteristic features of a Prandtl–Meyer expansion as observed in ref. [10]. This allows an a priori positioning of the skimmer tip in the low density zone in order to obtain an He pressure of around 10^{-4} mbar in the acceleration area and therefore a mean free path of a few tens of cm for the ions.

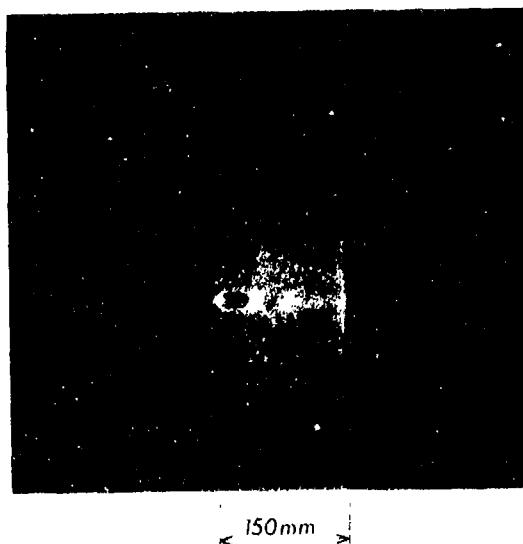


Fig. 3 Visualization of the flow extracted (from left to right) out of the the $\varnothing = 2$ mm extraction hole of the ion guide. This typical under-expanded gas jet exhibits axial symmetry with a low density zone (black), high density regions (bright) and the Mach disc. The target chamber, located on the left, was pressurized at 100 mbar whereas the evacuation pressure was $\sim 10^{-3}$ mbar.

2.4. Pumping system at high voltage

To thermalize the fission fragments with maximum efficiency, we have to increase the He pressure in the stopping chamber. A very high speed pumping system is thus needed if we want to get rid of the increasing He mass flow in the acceleration stage. This has been achieved by using a set of Roots blowers ($8000 \text{ m}^3/\text{h} + 3000 \text{ m}^3/\text{h} + 1000 \text{ m}^3/\text{h}$) and a primary pump ($120 \text{ m}^3/\text{h}$) located in the basement of the cave and connected to the ion guide via a 350 mm diameter, 3 m long pipe. The second stage of the differential pumping, between skimmer and extraction electrode, is evacuated with a 8000 l/s oil diffusion pump.

Fig. 4 shows the main components of our IGISOL system: the Roots pumps and vacuum chamber being at high voltage (up to ~ 35 kV), the skimmer is negatively biased whereas the extraction electrode is at ground potential. Two motors allow an accurate (± 0.1 mm) positioning of skimmer and extraction electrodes relative to the extraction hole. They are remote controlled by an optical fiber device, as are the marker gas valve, the skimmer voltage and pump switches. Voltage-, current-, position- and pressure-meters are located on top of the general purpose vacuum chamber and may be read from the counting area via a camera.

2.5. Beam profiler

In order to control the transmission efficiency ($> 90\%$) of the transport lens, two collectors may be operated by remote control: the first located at the focal plane behind the selection slit (9 mm width, 25 mm height) and the second in front of the collection tape. In addition, a beam profiler is located a few millimeters in front of the slit and allows convenient recording of the lineshape over a 32 mm horizontal range. It is composed of 32 tungsten wires ($\varnothing = 0.1$ mm, 1 mm distance), mounted vertically on a plane frame. Each wire is connected to a very high sensitivity amplifier (0.5 pA/mV) constructed at ISN Grenoble which allows direct reading of ion intensity on an oscilloscope used in the X-Y mode. An example of a beam profile is given in the case of stable Xe gas in section 3.1.

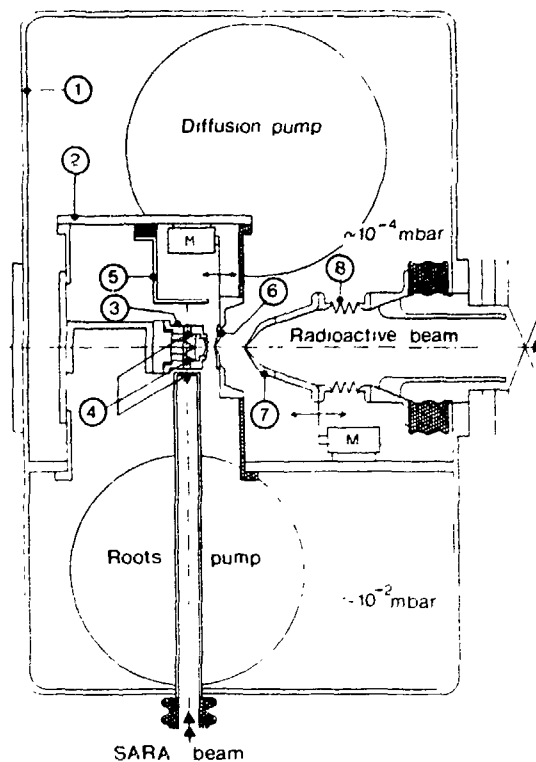


Fig. 4. Schematic top view of the SARA IGISOL system: (1) general purpose vacuum chamber, (2) inner chamber, (3) ion guide, (4) 2 mg/cm^2 Havar windows, (5) projectile beam collector, (6) skimmer, (7) extraction electrode, (8) stainless steel bellows, (M) positioning motors. Hatched areas are made of insulator material.

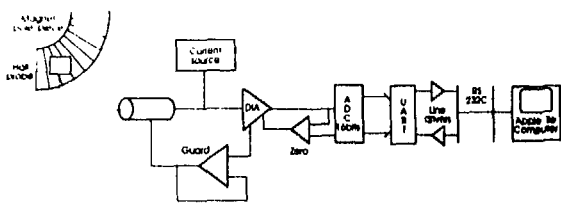


Fig. 5. Hall probe with main components of the mass meter.

2.6. Mass determination

A precise and fast determination of the atomic mass of the investigated isotope is required in on-line radioactivity experiments. The accuracy of the mass determination depends on an exact knowledge of the ion energy and the magnetic field of the separator magnet. It is known that the Hall effect is, among the various field measuring techniques, one which may be used in a wide range of field ($1\text{--}10^5$ G) with an accuracy better than 10^{-3} .

A device built at IPN Lyon is linked to an Apple IIe computer and allows automatic determination provided a marker mass (traces of stable Xe gas for example) is available. Fig. 5 shows its principal components and the Hall probe located inside field of the separator.

The Hall probe is temperature stabilized, and its power supply (current source), as all the analog components, is of very high stability. The differential instrumentation amplifier (DIA) is zeroed in synchronism with the 16 bits ADC, the zeroing amplifier being ultra-low offset shift. The ADC is coupled to a universal asynchron receiver transmitter (UART) which transmits the digital signal (RS232C) via optical drivers to the computer which enables the direct mass reading.

For an ion energy of 25 keV, the masses range from 1 to 400 amu with a precision of ± 0.1 amu.

3. Experimental results

3.1. Mass resolving power (MRP) and yield

By introducing a trace amount of Xe gas in helium it is possible to simulate radioactive ions. The Xe atoms are ionized in the stopping volume via interactions with the fission fragments and then transferred to the isotope separator in the same way as thermalized ions. The stable Xe^+ current is intense enough to be measured either with a conventional meter or with the beam profiler described in section 2.5. Fig. 6 gives a display of a mass spectrum obtained with the latter at 200 mbar He pressure and -150 V skimmer voltage.

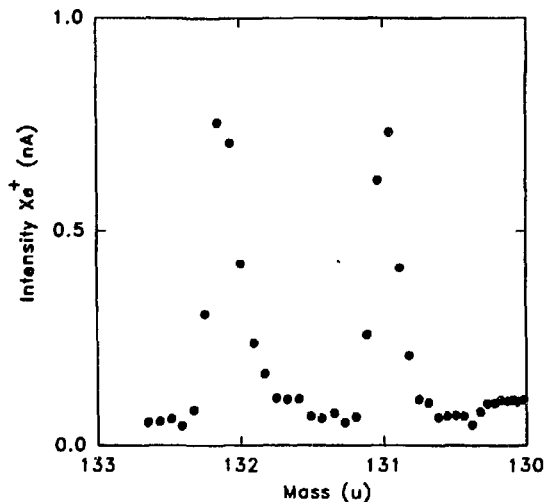


Fig. 6. Partial mass spectrum of $^{\text{nat}}\text{Xe}^+$ obtained with the beam profiler.

We have studied the effect of skimmer voltage on both the yield and MRP with a nozzle-skimmer distance of 7 mm and skimmer-extraction electrode distance of 48 mm, corresponding data are reported in fig. 7.

It has been already observed [3] that low electric field in the extraction hole-skimmer space gives a rather high MRP but very poor efficiency. Therefore most of the experiments (unless otherwise specified) have been carried out with a -250 V skimmer voltage giving $M/\Delta M \sim 400$ (this ensures very low contamination of adjacent masses) and the saturation value of the yield.

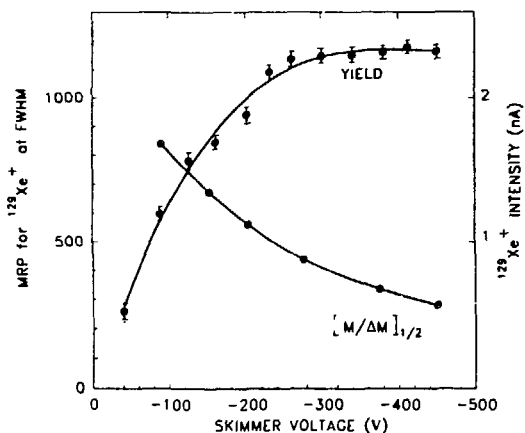


Fig. 7. The yield and mass resolving power (MRP) for $^{129}\text{Xe}^+$ ions produced by fission fragments (measured at 200 mbar He pressure) as a function of the skimmer voltage.

3.2. Mean delay time estimation

In usual operating conditions with an exit hole aperture of 1.2 mm diameter, according to the $650\text{ cm}^3/\text{s}$ flow rate and 20 cm^3 stopping volume we may calculate an evacuation time of 30 ms. Due to the complex geometry (see fig. 2) this estimation is not relevant to account for the physical situation. In fact the delay time distribution is probably broad because of the various distances between exit hole and thermalization sites of the ions. It has been observed [3] using different techniques that the half delay time was much shorter than the estimated evacuation time (3.2 ms versus 12 ms). By using ^{238}U (α 40 MeV, f), the production of $^{117\text{m}}\text{Pd}$, the period of which is 19 ms, with a saturation yield of the order of $200\text{ atoms}/\mu\text{C}_{\text{part}}$ indicates that the half delay time is very likely of the order of a few ms since this isotope would be unobservable within the sensitivity of our experiment. The direct γ -spectrum presented in fig. 8 has been obtained with 350 mbar He pressure and 10^3 s counting time.

3.3. IGISOL performances as a function of He pressure

In the perspective of using the IGISOL technique to mass-separate reaction products with large recoil velocities, it is of importance to study the yield as a function of He pressure. It was already shown in ref. [11] that, in the case of the ^{27}Al (α 38 MeV, 2pn) reaction, the number of extracted $^{28}\text{Al}^+$ ions was nearly proportional to the gas pressure.

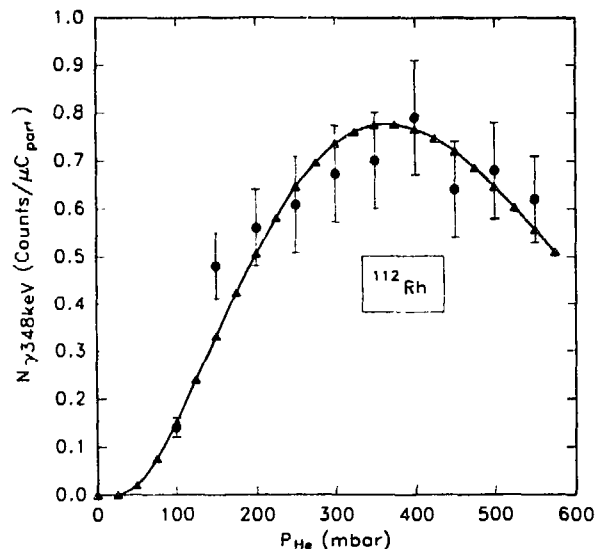


Fig. 9. Saturation intensity of the 348 keV γ -line of mass separated ^{112}Rh as a function of the He pressure, measured with $\varnothing = 1.2\text{ mm}$ exit hole (●). Calculated points according to ref. [3] are represented by filled triangles (▲).

With the conditions described in section 3.1, we have measured the intensity at saturation of the 348 keV γ -line, which is proportional to the yield of $(^{m+\beta})^{112}\text{Rh}^+$, as a function of He pressure (see fig. 9). The experimental uncertainties are mainly due to the α beam conditions, whereas calibration efficiency and

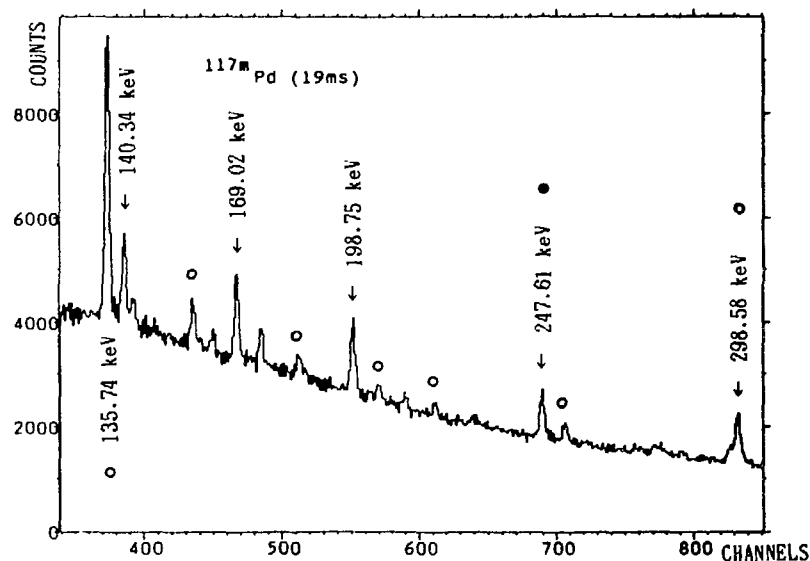


Fig. 8. Partial γ -singles spectrum showing the 169 keV main line of $^{117\text{m}}\text{Pd}$ (19 ms). γ -rays due to $(^{m+\beta})^{117}\text{Ag}$ are marked with open circles (○) and those due to ^{117}Pd with filled circles (●).

statistics give errors $\leq 10\%$. In fact, the ion guide efficiency is very sensitive to the beam spot position; it was permanently controlled by means of a ZnS plate, with a hole ($\varnothing = 9$ mm) for beam located ~ 4 cm ahead the cyclotron 2 mg/cm^2 Havar window. Any misalignment of the beam could be visualized with a video camera through the portholes of the vacuum chambers.

It has been shown by many authors [3,11,12] that the survival probability of singly charged ions is mediated by diffusion and recombination processes. According to a simple model developed in ref. [3], the number of surviving ions may be expressed as a function of He pressure and time.

We have tentatively fitted our experimental data, fixing for the evacuation time a value of 12 ms, compatible with results of section 3.2. The least square fit procedure gives for the mean diffusion time $\tau_D = 6.3$ ms and for the recombination time $\tau_R = 163$ ms.

The number of fission fragments thermalized in the stopping volume is roughly linearly proportional to the He pressure on the low pressure side of the curve. At high pressure, the reduction of the yield may be explained both by recombination and also losses on the selection slit because of the deterioration of the mass resolving power with increasing pressure.

It is worth noting that a considerable improvement of the yield can be obtained with high pressure (up to 400 mbar) provided the ion guide is operated in almost "plasma free" conditions.

3.4. Chemical selectivity and the role of impurities

In most of the experiments we used commercial U- and C-helium gas, both 99.995% purity, manufactured by Air Liquide company. Impurities of H_2O and O_2 are 10 ppm each in U-grade, whereas they are lower than 3 ppm and 2 ppm respectively in C-grade helium. A liquid nitrogen cooled activated charcoal trap similar to that described in ref. [13] has been used to increase the purity of He. Provided the trap was used, there was no noticeable differences between mass spectra recorded with the two different types of He gas.

At 200 mbar He pressure, we have measured the ratios of singly charged oxide to metallic ions beams for various isotopes. In fig. 10 we have reported for each element the value corresponding to the most neutron-rich isotope in order to minimize correction due to feeding by β -decay parents. There is a clear correlation between the variation of this ratio with that of the Pauling electronegativity difference versus oxygen. This is also the case when we look at the standard formation heat of oxides decreasing from stable ($\sim -400 \text{ kcal g mol}^{-1}$ for Y) to very unstable ones ($\sim -20 \text{ kcal g mol}^{-1}$ for Pd) (see ref. [14]). The observation of SrOH^+ is corroborated by its heat of formation

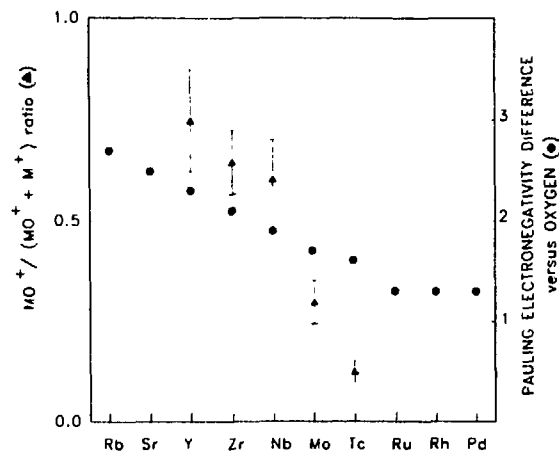


Fig. 10. Experimental intensity ratios of oxide to oxide + metallic ion beams for elements ranging from Rb to Pd.

($\sim -230 \text{ kcal g mol}^{-1}$) which is about twice that of the oxide.

Although the chemistry under consideration may not be relevant for low density plasma conditions, the gross properties of the different elements are qualitatively understood.

It is also worth noting that any impurity (such as water absorbed in the walls) may affect dramatically the efficiency of the ion guide.

3.5. Yields for neutron-rich isotopes

To determine the cumulative yields of neutron-rich nuclei the most recent updated nuclear data on beta decay and level schemes have been used. Spectroscopic measurements have been carried out by means of a 15% coaxial γ -X detector in coincidence with a 1.0 mm plastic transmission scintillator or a planar 5 mm thick X-ray detector.

The β -gated γ spectra are thus almost free of natural or neutron induced γ -background. The efficiency of the arrangement was determined using a ^{106}Ru source placed on tape at the radioactive beam spot and also a calibration standard source of ^{152}Eu .

The errors on the yields are caused by uncertainties on efficiency calibrations, poor knowledge of ground state beta branch (zero branching assumed when unknown) and also variations of beam intensity and spot. This results in a rather large uncertainty which may be of the order of $\pm 50\%$. Only two hours of counting time have been devoted to each isobaric series; with an α -beam intensity of $\sim 1 \mu\text{A}_{\text{part}}$ the lowest yields observed in this experiment were $\sim 10 \text{ atoms}/\mu\text{C}_{\text{part}}$ in case of ^{105}Mo (1.5 s) and the recently discovered ^{117}Rh (440 ms) [15].

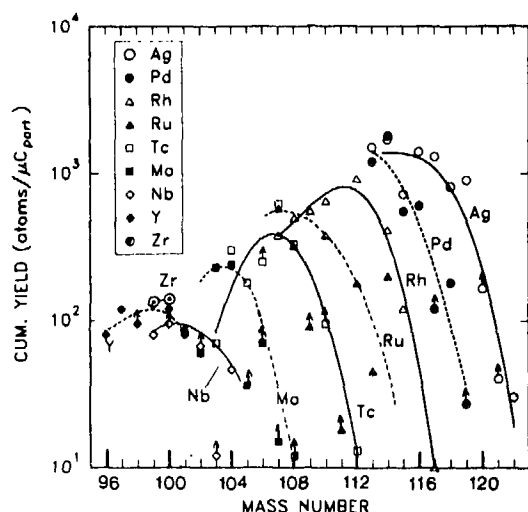


Fig. 11. Yields in saturation measured at 350 mbar He pressure in ^{238}U (α 40 MeV, f). When the g.s. beta decay branch is unknown, zero branching is assumed and a lower limit value is reported with a vertical arrow. When present, molecular ion beam contributions have been added.

Fig. 11 displays the cumulative yields in saturation of neutron-rich isotopes from ^{96}Y to ^{122}Ag produced in ^{238}U (α 40 MeV, f) reactions. Due to the high excitation energy (~ 35 MeV) of the compound nucleus ^{242}Pu , we may have many fissioning systems and thus a rather complicated path to a given product. However, comparing these results to those obtained in 20 MeV p induced fission on ^{238}U [16], the mass yield in our work peaks around $A = 114-115$, which means a strong prominence of symmetric fission. The same feature and the smooth drop of the yields with decreasing A has been also observed in 13 MeV/u ^{20}Ne induced fission on ^{238}U [17] studied as GSI Darmstadt.

A more detailed discussion of the isotopic and isobaric distributions will be given elsewhere.

4. Summary

The absolute yields of neutron-rich isotopes ($96 \leq A \leq 122$) produced in 40 MeV α -induced fission on ^{238}U have been measured making use of the IGISOL technique. This latter has proved to be a powerful tool for the study of short-lived (down to ms range) isotopes of very refractory elements.

We have noticed a rather low chemical selectivity, strongly related to the stability of the corresponding oxides, except for Ru, Rh, Pd, Sr and Rb, for which no detectable activity was measured as oxide form. One of the most important results of this study is the observation of increasing yield with He pressure increase up to

~ 400 mbar, which is mainly due to a very effective plasma reduction by the double chamber of the ion guide and also the increasing stopping power of the buffer gas. These results are promising in the perspective of applying the IGISOL technique for the study of exotic nuclei produced in (HI, xn) reactions.

Acknowledgements

This work has been possible thanks to an international collaboration programme (PICS) supported by the Academy of Finland and IN2P3 (CNRS). We are much indebted to J.P. Richaud and L. Vidal for Havar and Ni foil preparation. We are grateful to Dr. Z. Janas for providing his computer program, D. Rolando-Eugio and S. Vanzetto for assistance and fruitful discussions during the experiments.

References

- [1] J. Ärje, J. Äystö, H. Hyvönen, P. Taskinen, V. Koponen, J. Honkanen, K. Valli, A. Hautojärvi and K. Vierinen, *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985) 99.
- [2] J. Ärje, J. Äystö, H. Hyvönen, P. Taskinen, V. Koponen, J. Honkanen, K. Valli, A. Hautojärvi and K. Vierinen, *Nucl. Instr. and Meth.* A247 (1986) 431.
- [3] P. Taskinen, H. Penttilä, J. Äystö, P. Dendooven, P. Jauho, A. Jokinen and M. Yoshii, *Nucl. Instr. and Meth.* A281 (1989) 539.
- [4] K. Deneffe, B. Brijs, E. Coenen, J. Gentens, M. Huyse, P. Van Duppen and J. Wouters, *Nucl. Instr. and Meth.* B26 (1987) 399.
K. Morita, T. Inamura, T. Nomura, J. Tanaka, H. Miyatako, M. Fujioka, T. Shinozuka, M. Yoshii, H. Hama, K. Taguchi, K. Sueki, Y. Hatsukawa, K. Furuno and H. Kudo, *ibid.*, p. 406.
- [5] J. Äystö, P. Taskinen, M. Yoshii, J. Honkanen, P. Jauho, J. Ärje and K. Valli, *Nucl. Instr. and Meth.* B26 (1987) 394.
- [6] K. Fransson, M.A. Fugglas and A. Engström, *Nucl. Instr. and Meth.* 113 (1973) 157.
- [7] A. Plantier, R. Béraud, T. Ollivier, A. Charvet, R. Duffait, A. Emsallem, N. Redon, V. Boninchi, S. Vanzetto, A. Gizon, J. Tréherne, N. Idrissi, J. Genevey and J.L. Vieux-Rochaz, *Nucl. Instr. and Meth.* B26 (1987) 314.
- [8] A. Gizon et al., presented at this Conference (EMIS-12).
- [9] D. Rolando-Eugio, CNAM Thesis, Lyon, 1988, unpublished.
- [10] G. Dupeyrat, Ph.D. Thesis, Paris VI, 1979, unpublished.
- [11] T. Nomura, J. Tanaka, M. Oyaidzu, Y. Iwata, N. Ikeda, K. Valli, K. Morita, Y. Nagai, T. Toriyama, Y. Murakami, Y. Torii and S. Harada, *Nucl. Instr. and Meth.* A269 (1988) 23.
- [12] M. Yoshii, H. Hama, K. Taguchi, T. Ishimatsu, T. Shinozuka, M. Fujioka and J. Ärje, *Nucl. Instr. and Meth.* B26 (1987) 410.

- [13] J.M. Parmonen, P. Taskinen and J. Äystö, JYFL Annual Report 1988, p. 35.
- [14] Handbook of Chemistry and Physics, 58th ed., 1977-78 (CRC Press).
- [15] H. Penttilä, P.P. Jauho, J. Äystö, P. Decrock, P. Dendooven, M. Huyse, G. Reusen, P. Van Duppen and J. Wouters, JYFL Annual Report 1990, p. 93; Phys. Rev. C44 (1991) 935.
- [16] M. Leino, P.P. Jauho, J. Äystö, P. Decrock, P. Dendooven, K. Eskola, M. Huyse, A. Jokinen, J.M. Parmonen, H. Penttilä, G. Reusen, P. Taskinen, P. Van Duppen and J. Wouters, Phys. Rev. C44 (1991) 336.
- [17] W.D. Schmitt-Ott, F. Meissner, P. Koschel, U. Bosh-Wicke, R. Kirchner, O. Klepper, H. Folger, E. Roeckl, A. Plochocki, K. Rykaczewski and Z. Preibisz, Nucl. Phys. A522 (1991) 610.

Short note

Identification and decay of ^{182}Tl
 A. Bouldjedri¹, A. Astier¹, R. Beraud¹, R. Duffait¹, A. Emsallem¹, H. Haas²,
 and the ISOLDE Collaboration²
¹ Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3-CNRS et Université Claude Bernard 43, Bd du 11 Novembre 1918,
 F-69622 Villeurbanne Cedex, France

² CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland

Received February 13, 1991

Abstract - A new activity with a 3s half-life at mass 182 was produced via proton spallation reaction on thorium carbide target and mass separation. From the observation of known γ rays observed in ^{182}Hg , it was assigned to the (β^+ + EC) decay of ^{182}Tl , the spin and parity of which is very likely 7^+ .

From an extrapolation of the α decay properties of $^{184,186}\text{Tl}$, ^{182}Tl has been predicted to be virtually 100% α emitter [1]. However the recent observation of β -delayed fission assigned to ^{180}Tl [2] with likely comparable α and β branches suggested a possible observation of ^{182}Tl β decay.

The present experiment was carried out at the CERN/ISOLDE facility. Spallation reaction induced on a 55 g/cm² thorium carbide target by a 2.6 μA intensity 600 MeV proton beam, was used to produce the ^{182}Tl activity. The reaction products, after surface ionization [3], are mass-separated and collected on a periodically moved tape which transports the activity in front of two detectors in close geometry.

A 34% efficiency Ge(Li) detector has been used for γ -rays measurements and a 300 μm surface barrier Si detector for charged particles. We have recorded α and γ multianalysis spectra (8 x 1s) on the basis of a 4s half-life prediction by Takahashi [4].

The collective levels in ^{182}Hg have been already established from in-beam experiment [5]. Thus the expected β -decay would very likely feed the first excited states of the Yrast band in ^{182}Hg and therefore be identified by known γ -rays.

Four γ transitions in ^{182}Hg corresponding to the $8^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ sequence (fig. 1, table 1) have been observed. From the decay curves of the main γ rays we deduced the weighted value for the half-life of $T_{1/2} = 3.1 \pm 1.0$ s (figure 2).

The observation of the γ -lines would also be consistent with an assignment of the new activity to an isomeric state in ^{182}Hg . However, no detectable

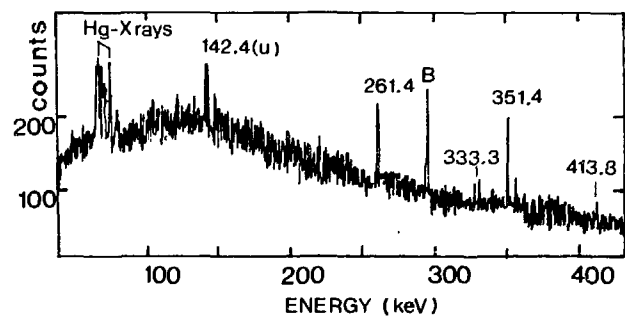


Fig. 1 - γ transitions in ^{182}Hg following ^{182}Tl β decay. (u = unidentified; B = background)

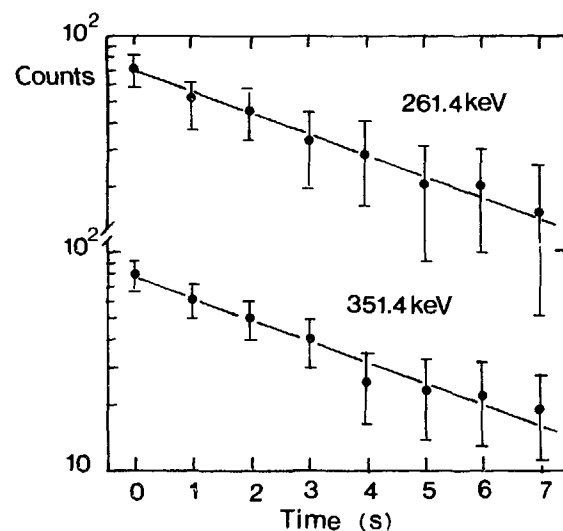


Fig. 2 - Decay curves of the main γ -rays belonging to ^{182}Tl β decay.

E_{γ} (keV)	I_{γ} rel.	Transition
351.4	100	$2^+ \rightarrow 0^+$
261.4	60	$4^+ \rightarrow 2^+$
333.3	30	$6^+ \rightarrow 4^+$
413.8	20	$8^+ \rightarrow 6^+$

Table 1 - Energies and relative intensities of γ -lines observed in ^{182}Tl β decay.

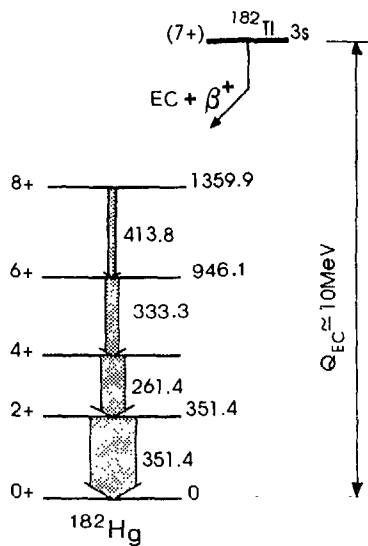


Fig. 3 - Partial level scheme from ^{182}Tl decay.

direct production of Hg isotopes is observed in our spectra at other masses, in line with the extremely small efficiency of the surface ionization process for Hg.

Fig. 3 shows the ^{182}Hg levels fed by ^{182}Tl β decay. Spins and parities are taken from [5]. The level population up to 8^+ is in agreement with a Gamow-Teller β decay of a 7^+ state known to occur in heavier even Tl isotopes.

From systematics one expects α emission close to 6.4 MeV as it was reported by Keller et al. [6]. Only little activity was observed in our experiment around this energy, comparable to background. Thus no accurate α branching could be extracted. However, the collected activity indicate an unexpected upper limit of about 5% for α branching ratio. A possible interpretation of the discrepancy would be the existence of another Tl level α emitter (probably 2^-) with a significantly shorter half-life, not observed in our experiment. Additional experiments are needed to clarify this point.

Acknowledgements. We would like to thank Dr. H.L. Ravn and Dr. C. Serre for assistance and fruitful discussions during the experiments.

References

- [1] K.S. Toth et al., Phys. Lett., 63B, 150 (1976)
- [2] Yu.A. Lazarev et al., Europhys. Lett., 4, 893 (1987)
- [3] T. Bjørnstad et al., Nucl. Instr. Meth., 186, 391 (1981)
- [4] K. Takahashi, M. Yamada, T. Kondoh, Atomic Data and Nucl. Data Tables, 12, 101 (1973)
- [5] W.C. Ma, et al., Phys. Lett., 139B, 276 (1984)
- [6] J.G. Keller et al., Nucl. Phys., A452, 173 (1956)

Beta-decays of $^{172-175}\text{Ir}$ neutron-deficient isotopes

A. Bouldjedri¹, R. Duffait¹, R. Béraud¹, A. Emsallem¹, N. Redon¹, A. Gizon², J. Genevey², D. Barnéoud², and J. Blachot²

¹ Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3-CNRS et Université Claude Bernard, 43, bd. du 11 Novembre 1918, F-69622 Villeurbanne Cedex, France

² Institut des Sciences Nucléaires, IN2P3-CNRS et Université Joseph Fourier, 53, avenue des Martyrs, F-38026 Grenoble Cedex, France

Received July 16, 1991; revised version October 28, 1991

The β -decays of $^{172-175}\text{Ir}$ have been studied using a He-jet system through ^{32}S induced reactions. β half-lives have been measured and compared with those given from α decays. The level schemes of osmium nuclei are deduced and for ^{172}Os and ^{174}Os , the 2_2^+ level is possibly located. The observed β -decay half-lives clearly indicate an isomerism phenomenon occurring in light Ir isotopes.

PACS: 23.20.L; 27.70.

I. Introduction

Alpha decays of Ir isotopes with masses $172 \leq A \leq 175$ have been previously investigated by Siivola [1], extended by others [2, 3] and reviewed later [4–6]. These isotopes are also expected to be mainly β emitters on Os isotope levels [3]; however, very few data exist on this decay mode up to now [4–6]. In-beam experiments have been recently published on the high-spin structure of ^{175}Os [7], ^{174}Os [5, 7, 8], ^{173}Os [9–12] and ^{172}Os [6, 10, 11]. Then, the aim of this work is to study the beta decay of Ir isotopes and to obtain information on the low-spin states of the osmium nuclei, particularly of the even-even ones.

The iridium nuclei have been produced at SARA in Grenoble by heavy ion fusion reactions. A first experiment has been made with ^{32}S beams ($E=210$ MeV, $I \approx 40$ nA.p) on a thin samarium target (2.8 mg/cm²) containing 88.6% of ^{144}Sm and 4.7% of ^{147}Sm . The entrance window of the He-jet chamber was a 2 mg/cm² Havar foil and the energy beam ranges from 195 to 180 MeV in the target. Reaction products recoiling from the target, ranging from 0 to 38 MeV, were stopped in 1.4 bar pressurized helium and transported on PbCl₂ aerosols through a 1.0 mm diameter 12 m long capillary to a programmable tape-transport system allowing suitable selection in collection and counting times [15].

Measurements including γ multianalysis (counting periods 8×2 s and 8×5 s), γ -X and γ - γ coincidences were performed. An example of the low-energy γ -spec-

trum recorded with the X-detector (intrinsic Ge of 5 mm \times 1 cm²) is given in Fig. 1 for the $^{32}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$ reaction. It appears that the Ir X-rays (from β -decay of Pt isotopes) are very weak for several reasons: the Pt nuclei issued from the compound nucleus ^{176}Pt are mainly α -emitter and their half-lives are shorter than 1 s (except ^{175}Pt). Therefore, the Ir half-lives measured in this work are not influenced by β -decay of Pt isotopes.

A complementary experiment has been carried out with the $^{147}\text{Sm} + ^{40}\text{Ca}$ target projectile combination at 250 MeV incident energy. This thin target (2.6 mg/cm²) had an enrichment of 96.5% and the Ir nuclei were mainly produced through α -decay from Au and Tl nuclei.

The γ -spectra coincident with Os $K_{\alpha 1}$ X-rays are presented in Fig. 2. They correspond to a collection time of 17 s for both reactions.

Ground state bands of even-even Os nuclei are known from high-spin experiments and so we can easily assign the even- A Ir decays. For odd- A nuclei, the assignment is based on cross-section evidences from the two different target-projectile combinations. Moreover, some γ -rays observed in our work are also reported in in-beam experiments.

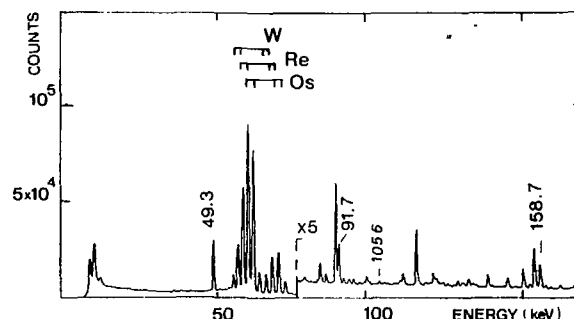


Fig. 1. X-ray and low-energy γ -spectrum recorded with the small volume Ge detector. The very intensive 49.3 keV transition belonging to ^{173}Ir decay is pointed out

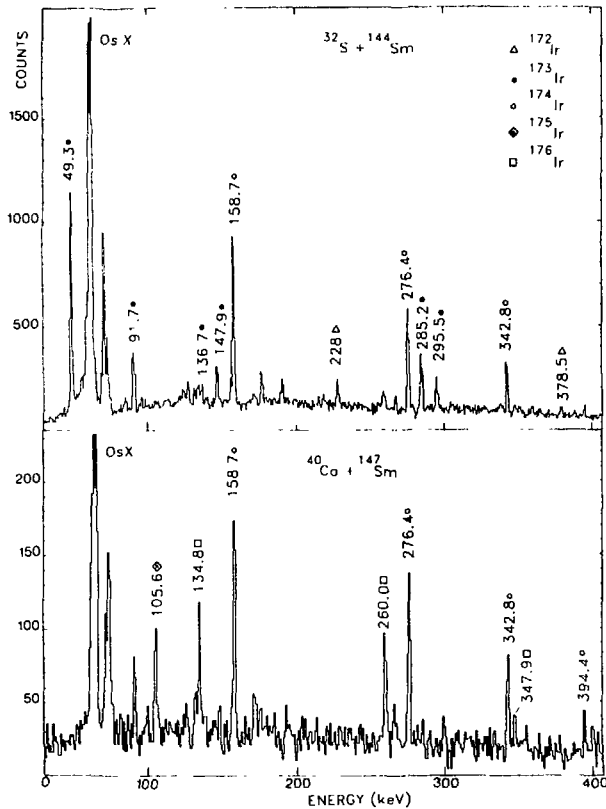


Fig. 2. γ -spectra coincident with the Os $K_{\alpha 1}$ X-ray for the two target-projectile combinations

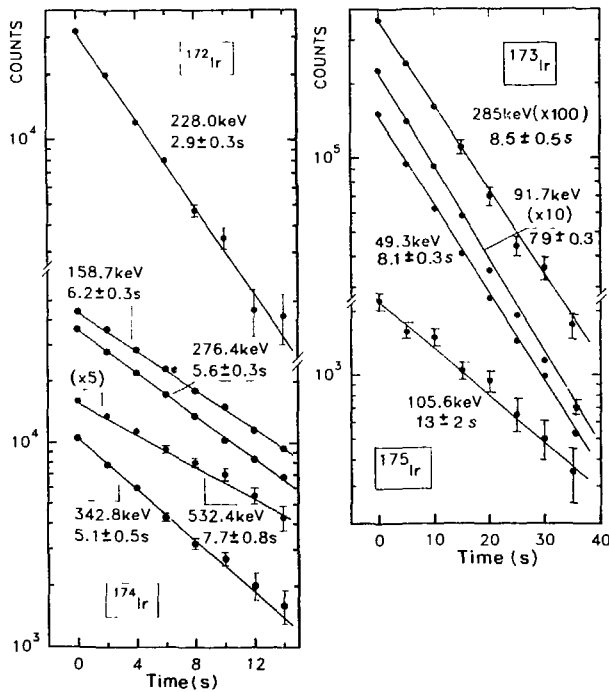


Fig. 3a, b. Decay curves of the main γ -rays of $^{172-175}\text{Ir}$

Table 1. Comparison of the Ir half-lives obtained from α -decay and from β -decay. ^aThe decay scheme (see text) leads to the existence of two isomers of similar half-lives

Isotope	$T_{1/2}(s)$ α -decay [Ref]	$T_{1/2}(s)$ β -decay (this work)
^{172}Ir	2.1(0.1) [2, 6]	2.9(0.3) ^a
^{173}Ir	3.0(1.0) [1, 4]	8.1(0.3)
^{174}Ir	4(1) [1, 5]	5.0(0.4); 7.8(0.6)
^{175}Ir	4.5(1.0) [1]	13(2)

Table 2. Energies E_{γ} and intensities of γ -transitions I_{γ} , I_T observed in this work. Spin-parity assignments from in-beam experiments [7, 9] except for those proposed from this experiment and labelled ^a. For energies higher than 500 keV, the total intensity (I_T) is equal to the γ -intensity I_{γ} , within experimental uncertainties. Energy accuracy within 0.2 keV when $I_{\gamma} > 10$; 0.5 keV elsewhere. For ^{174}Ir and ^{172}Ir where two similar half-lives have been assumed (see text) the reported intensities correspond to the first 2 s subgroup spectrum (collection time of 17 s = counting time (8×2 s) + waiting time (1 s))

Decay	E_{γ} (keV)	I_{γ}	I_T	$I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$
$^{174}\text{Ir} \rightarrow ^{174}\text{Os}$	158.7	100	174	$2^+ \rightarrow 0^+$
	276.4	105(10)	118(12)	$4^+ \rightarrow 2^+$
	342.8	59(6)	63(6)	$6^+ \rightarrow 4^+$
	394.4	11.5(2)	12(2)	$8^+ \rightarrow 6^+$
	532.4	16(3)		$(2_2^+) \rightarrow 2^+{}^a$
	554.5	5(1)		
	688.5	5(1)		$7 \rightarrow 8^+$
	(691.4)	3(1)		$(2_2^+) \rightarrow 0^+{}^a$
	818.5	7(1)		$5^- \rightarrow 6^+$
	895.9	(2)		
	1017.5	5.5(1)		? $\rightarrow 4^-$
	1012.0	7(1)		$6^- \rightarrow 6^+$
	1113.6	5(1)		$4^- \rightarrow 4^+$
	1261.5	3(1)		? $\rightarrow 2^+$
1326.7	4(1)			
$^{172}\text{Ir} \rightarrow ^{172}\text{Os}$	228.0	100	122	$2^+ \rightarrow 0^+$
	378.5	61(9)	63(10)	$4^+ \rightarrow 2^+$
	448.4	27(4)	28(4)	$6^+ \rightarrow 4^+$
	470.8	8(2)	8(2)	$8^+ \rightarrow 6^+$
	475.0	9(2)	9(2)	$(2_2^+) \rightarrow 2^+{}^a$
$^{173}\text{Ir} \rightarrow ^{173}\text{Os}$	49.3	100	150	$9/2^+ \rightarrow 7/2^-$
	91.7	18(2)	155(17)	$7/2^- \rightarrow 5/2^-$
	136.7	3(1)		
	147.9	6(2)		
	285.2	15(3)		
	295.5	10(3)		
$^{175}\text{Ir} \rightarrow ^{175}\text{Os}$	105.6			$7/2^+ \rightarrow 5/2^-$

The half-lives of these Ir β -decays are deduced from multianalysis experiments (Fig. 3a, 3b and Table 1) in the ^{32}S induced reaction. For the 49 keV, 91 keV (^{173}Ir) and 105 keV (^{175}Ir) transitions, we have used the multianalysis spectra of the X-detector. The ^{175}Ir production is weak in the ^{32}S reaction (the larger part of this production is originating of the 4.7% ^{147}Sm present in the samarium target) but is sufficient to extract a half-life of 13 s (in the 41 s collection time experiment) not too much influenced by the β -decay of ^{175}Pt ($T_{1/2} = 2.5$ s). Energies and intensities for γ -transitions are given in Table 2. We present now in detail the results obtained in this work.

II. Experimental results

1. $^{174}\text{Ir} \rightarrow ^{174}\text{Os}$

For ^{174}Ir , where good statistics has been obtained, the decay curves of the 158.7 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) and 276.4 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) γ -rays show half-lives of respectively 6.2 ± 0.3 s and 5.6 ± 0.3 s. Even an average half-life (5.9 ± 0.2 s) is not in agreement with the one observed from α decay [1] (4 ± 1 s).

From γ - γ coincidences, we establish a partial β -decay scheme for ^{174}Ir (Fig. 4). Some conclusions may be derived:

The ground-state band is observed up to the 8^+ level and the decay scheme exhibits preferential feedings of the 2^+ , 4^+ and 6^+ levels. The probable explanation of the situation is the existence of two isomers in ^{174}Ir : a high-spin one feeding the $I=6^+$ level and a low-spin one feeding the 2^+ level. The case of the 4^+ level is mentioned later.

The half-life of the $6^+ \rightarrow 4^+$ 342.8 keV transition (assumed to be fed only by the high-spin isomer) is 5.1 ± 0.5 s (Fig. 3a). The 532.4 keV γ -ray (fed only by the low-spin isomer - see later) exhibits a little longer half-life (7.7 ± 0.8 s). The multianalysis measurements on the 158.7 and 276.4 keV transitions, as given in Fig. 3a, present decays which correspond to a mixing of two half-lives.

All these facts favor the existence of two isomers: a high-spin one ($I \geq 5$) with a half-life of 5.0 ± 0.4 s and a low-spin one ($I = 2$ or 3) with a half-life of 7.8 ± 0.6 s. These half-lives values are extracted from the experimental values for the 158, 276, 342 and 532 keV γ -rays using their isomeric feeding ratios deduced of the decay schemes. If we consider the β -feeding of the 4^+ level by the low-spin isomer, the most probable spin assignments are 6 and 3 respectively. On this assumption, the α -decay half-life of 4 ± 1 s would be associated with the high spin isomer. From the evaluation of the total α versus

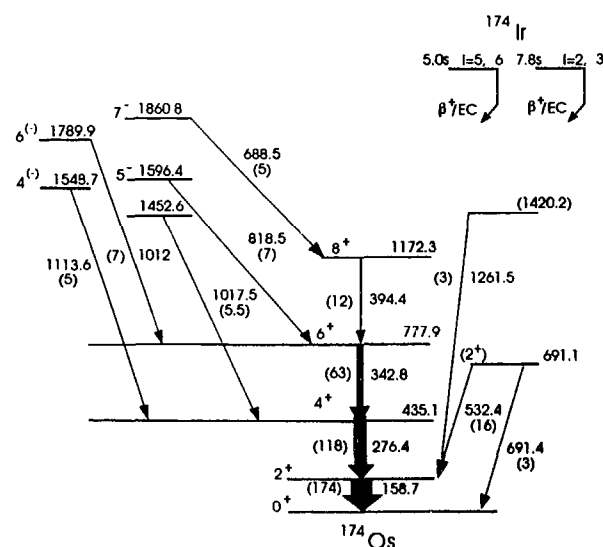


Fig. 4. Decay scheme of ^{174}Ir isomers

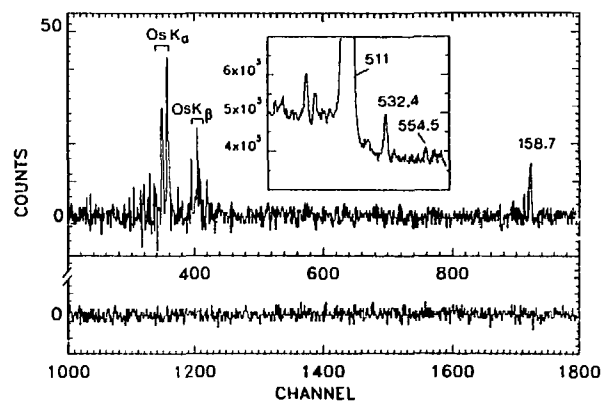


Fig. 5. γ -spectrum coincident with the 532 keV transition in ^{174}Os . The 276 keV transition ($4^+ \rightarrow 2^+$) would be located at channel 1606. The window displays a part of a direct γ -spectrum to show the 532 keV transition

($\text{EC} + \beta^+$) branching ratios established by Keller [3], it appears that for ^{174}Ir , the α branching represents only 0.47% of the deexcitation of this isomer.

The apparent weak feeding of the 8^+ state could be due to unobserved γ -transitions from high-lying non-yrast states. This possibility could be supported by the high available energy for the β -decay $^{174}\text{Ir} \rightarrow ^{174}\text{Os}$ (8.94 MeV [14]).

This two isomers situation has been mentioned in several even- A β decay rare earth chains (see for example [13]).

The 532.4 keV γ -ray is in coincidence only with the 158.7 keV one and with the Os X-rays (Fig. 5). We suggest that the 691 keV level could be the 2_2^+ level because a weak 691 keV γ is observed in singles γ -spectra with about the same half-life. A 4^+ possibility cannot be excluded but we have not observed a 256 keV $4^+ \rightarrow 4^+$ transition coincident with the 276 keV line. A search for a 3^+ level of the quasi-gamma band based on this 2_2^+ has remained unsuccessful.

In addition, five levels with spin ranging from $4^{(-)}$ to 7^- which are observed in in-beam experiments are also fed in β -decay of the high-spin isomer.

2. $^{172}\text{Ir} \rightarrow ^{172}\text{Os}$

Prior to this investigation, ^{172}Ir was known through its α -decay. A half-life of (1.7 ± 0.5) s was reported first by Siivola [1] using thulium targets bombarded with ^{16}O beams. Then, Schrewe [2] measured (2.1 ± 0.1) s on the α line at 5815 ± 10 keV via the $^{93}\text{Nb} (^{84}\text{Kr}, 5n)$ reaction. For this ^{172}Ir isotope, the α -branching has not been experimentally determined but it is estimated around 3% by Keller [3]. In the present work, the $^{172}\text{Ir} \rightarrow ^{172}\text{Os}$ β -decay has been easily identified by using the ground-state band transitions known from recent in-beam studies of Wells [10] and Bark [11].

The half-life observed on the $2^+ \rightarrow 0^+$ 228 keV transition (2.9 ± 0.3 s) (Fig. 3a) is different from that observed in the α -decay [2]. Unfortunately, we could not measure the half-life of the $4^+ \rightarrow 2^+$ 378.5 keV transition

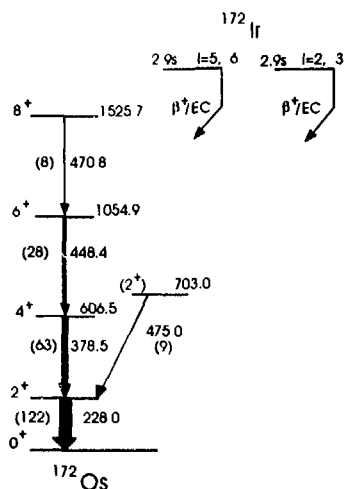


Fig. 6. Decay scheme of ^{172}Ir isomers

partially obscured by a contaminant. The upper transitions (448.4 and 470.8 keV) have a half-life of about 3 s but with limited precision due to low statistics.

The β -decay scheme of ^{172}Ir is given in Fig. 6. This decay-scheme is less complete than in the case of ^{174}Ir (the production cross-section is about 15 times smaller). Nevertheless, it is possible to make some comments.

i) As for ^{174}Os case, the ground-state band has been observed up to the 8^+ level. The intensities of the ground-state band γ -rays need the existence of two isomers in ^{172}Ir : a low-spin one ($I=2$ or 3) feeding mainly the 2^+ and a high-spin one ($I=5$ or 6) feeding the 6^+ state. The 4^+ state is also directly fed by either the low or the high spin, but we could not conclude about this. The apparent feeding of the 8^+ could be due to some high energy unobserved transitions ($Q_\beta = 9.7$ MeV [14]). The half-lives of these isomers are apparently similar because the 228 keV transition exhibits a one component decay curve. But it is possible, within experimental uncertainties, that one of these two isomers presents the half-life observed in α -decay around 2.0 s, the other one having a half-life slightly longer than 2.9 s so that the 228 keV exhibits an apparent $T_{1/2}$ of 2.9 s.

ii) The 475 keV transition is in coincidence only with the $2^+ \rightarrow 0^+$ 228 keV one. The deduced 703 keV level could be proposed as the 2_2^+ in analogy with the ^{174}Os case.

3. $^{173}\text{Ir} \rightarrow ^{173}\text{Os}$ and $^{175}\text{Ir} \rightarrow ^{175}\text{Os}$

The measured half-lives for 173 and 175 (respectively 8.1 ± 0.3 s and 13 ± 2 s, Fig. 3b) are unambiguously different from the reported α half-lives (respectively 3.0 ± 1.0 s and 4.5 ± 1.0 s). In the case of ^{177}Ir , Bosch et al. [16] have measured compatible half-lives for α -decay (27 ± 3 s) and β -decay (31 ± 2 s) whereas the previous value for α (21 ± 2 s [1]) seemed different. For $^{173,175}\text{Ir}$, the discrepancies are greatly more important and it is very likely that these two odd- A Ir have 2 isomers, a low-

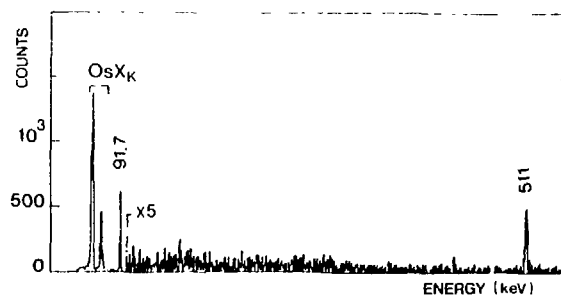


Fig. 7. γ -spectrum coincident with the 49.3 keV transition in ^{174}Os . The right side scale is multiplied by a factor 5 to point out the weak coincidence with the 511 keV line and the absence of other transitions

spin one decaying mainly by α , the other one of medium-spin decaying (mainly) by β -rays.

Concerning the states of Os, there is a weak overlap between our results and those obtained from in-beam experiments [9-12]. Only a few low energy levels have been observed from β -decay in ^{173}Os .

i) The two strong gamma lines at 49.3 and 91.7 keV are in coincidence. This situation implies a very strong feeding of a level at 141.0 keV.

The Fig. 7 displays the γ -spectrum coincident with the 49.3 keV transition. The weak coincidence between the 49.3 keV transition and the 511 keV annihilation γ -ray (in comparison with other γ -lines in neighbouring nuclei) confirms that the 141 keV state has a lifetime much larger than our prompt γ - γ timing width (about 40 ns). Bark [11] estimated a lifetime of several microseconds not observed by our coincidence spectra. From the ratio of coincidence intensity of the Os X-rays (very weakly due to the EC) and the 91.7 keV γ -ray with the 49.3 keV transition, we deduce that the K -shell internal conversion coefficient of the 91.7 keV is 5 ± 1 ; therefore, this transition is likely of $M1$ nature. This assignment is also in agreement with the ratios $A_2/A_0 = -0.67(7)$ and $A_4/A_0 = 0.05(8)$ deduced from in-beam angular correlation measurements performed by Bark et al. [11] or with the $A_2/A_0 = -0.52(13)$ value reported by Kalfas et al. [12]. The large intensity of the 49.3 keV γ -ray (see Fig. 1 and Table 2) is a very good indication of a weak ICC for this transition and an $E1$ nature (a $M1$ or $E2$ nature would lead to a very unusual effective production of this isotope). Therefore, the cascade of two transitions proposed by Bark and coworkers [11], a 49.5 keV $E1$ ($9/2^+ \rightarrow 7/2^-$) followed by a 91.7 keV $M1$ ($7/2^- \rightarrow 5/2^-$) is corroborated by our work. As shown in Fig. 7, no additional line has been found in coincidence with this cascade. In particular the missing transition expected at around 60 keV by Bark et al. [11] to deexcite the $\nu i_{13/2}$ band is not observed. Obviously, this could be explained if there is no β -feeding from ^{173}Ir to the $13/2^+$ level which was assigned in-beam to be the basic state of the favored $\nu i_{13/2}$ cascade [11, 12].

ii) The γ -rays of 285.2 keV and 295.5 keV are not in coincidence with the 49.3 and 91.7 keV ones and had not been observed in high-spin in-beam experiments [8, 9].

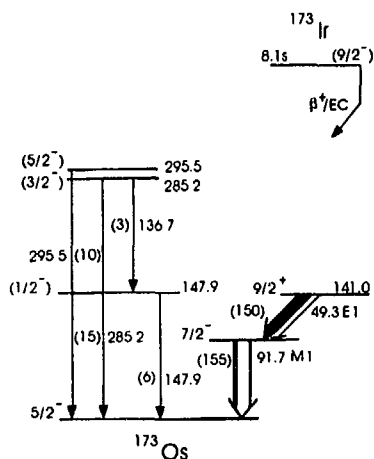


Fig. 8. Decay scheme of ^{173}Ir , the values between brackets indicate $I_{1/2}$, the converted part (indicated by the white side of the arrows) shows the strong conversion of the 91.7 keV line

The 147.9 keV transition is in coincidence with the 136.7 keV one. All these transitions have a half-life between 7 s and 9 s and their production cross-section follows that of the 49.3 and 91.7 keV transitions in the two used reactions. Therefore they have been assigned to ^{173}Ir decay. The spin-parity assignment indicated in Fig. 8 are discussed later in Part III.

In ^{175}Ir decay, only the 105.6 keV line has been unambiguously observed. This γ -ray is probably the one measured in-beam and assigned to a $7/2^+ \rightarrow 5/2^-$ transition [7]. Therefore, the ^{175}Ir (ground-state) level is probably a $7/2$ or $9/2$ state.

III. Discussion

The neutron-deficient iridium and osmium isotopes are situated in the transitional region between the well deformed rare-earth nuclei and the doubly-magic nucleus ^{208}Pb . These nuclei are receiving considerable interest, but mainly through in-beam experiments to study high spin states and particle alignments at high rotational frequencies.

1. Level structure of even- A osmium isotopes

High energy beta decay of low and high-spin isomers of Ir isotopes should cover a wide range of spin values and levels in neutron deficient even osmium isotopes. In both ^{174}Os and ^{172}Os , the ground state bands are fed up to the 8^+ member, through beta-decays (Figs. 4, 6). Due to the quite good statistics in the $^{174}\text{Ir} \rightarrow ^{174}\text{Os}$ β decay measurement, the two first members of the two collective sidebands starting at spin 4^+ and 5^- , respectively, have also been observed (see Fig. 4).

The identification of the other new observed states is more difficult. Nevertheless, a tentative has been made to search if the states at 691.1 keV and at 703.0 keV in

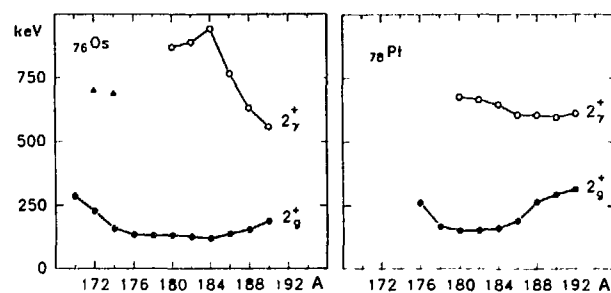


Fig. 9. Systematics of the ground-state 2_2^+ and the 2_1^+ gamma band-head energies in Pt and Os. The new proposed 2_2^+ in ^{172}Os and ^{174}Os are indicated by black triangles

^{174}Os and ^{172}Os , respectively, would be candidates for a second (2_2^+) in these isotopes. These two levels exhibit the same preferential decay mode to the 2_1^+ ground-band states. Looking at the systematics presently available in light transitional even- A osmium ($Z=76$) and platinum ($Z=78$) isotopes (Fig. 9 established from [19] and [20]), it appears difficult to deduce the location of the basic state of the so-called γ -band in very neutron-deficient osmium isotopes. The comparison cannot be made with light even- A tungsten isotopes ($Z=74$) or with $94 \leq N \leq 102$ isotones where the 2_2^+ states are unknown.

At the present stage, no evident conclusions can be made for these probably 2_2^+ states shown in Fig. 9 and compared to the known systematics in heavy osmium and platinum.

One may underline that more precise studies of these low spin, positive parity states in even- A light W, Os, Pt are wished for a better understanding of the collective phenomena in this transitional region. Since the remarkable agreement obtained between the $O(6)$ limit of the IBA model of Arima and Iachello and the experimental results in ^{196}Pt , it was already pointed out that systematics of the Os-Pt region are very interesting [22]. In a recent comparison between the $O(6)$ limit of the IBM and the triaxial rotor model with β -vibration for ^{126}Xe [23] it was found that the 0_2^+ and the 2_2^+ states in transitional nuclei cannot be identified as β and γ -band head, respectively. More information than is obtained at present by beta-decay in even- A chains could add a considerable information to improve the various predictions.

2. Level structure in ^{173}Os

The assignments to intrinsic configurations in odd- A osmium and iridium isotopes are not straightforward and the results obtained by beta-decay are unable to explain the complex situation. Nevertheless, the strong cascade of a 49.3 keV $E1$ transition and of a 91.7 keV $M1$ transition is in complete agreement with the level scheme proposed by Bark et al. [11]. When looking at Nilsson single-particle spectrum for neutrons calculated with standard Nilsson parametrization for this region [17], the Fermi level for 97-99 neutrons is located in a very complex zone at the prolate side. The equilibrium ground state deformations recently calculated by Nazarewicz et al. [18] for

even-even heavy rare-earths give a complete view on the main trends in this region. It appears that for Os isotopes with $170 \geq A \geq 176$, β_3 is very weak and stable (-0.004) and β_2 increases from 0.161 ($A = 170$) to 0.228 ($A = 176$). In this context, the ^{173}Os ground state could be located in the vicinity of the crossing between the $f_{7/2} 5/2^-$ [523] orbital with the $\nu i_{13/2}$ subshell for a β_2 deformation ≤ 0.2 , as proposed from in-beam measurements [11, 12]. The relative position of the positive parity and negative parity states was not evident. From the β -decay, in agreement with the total number of transitions for both the 49.3 and the 91.7 keV γ -rays, the $9/2^+$ from the $\nu i_{13/2}$ has to be placed above the $7/2^-$ state and a $5/2^-$ [523] state could be considered as the ground state.

When one looks at the evolution of the $7/2^+$, $9/2^+$, $11/2^+$, $13/2^+$ states assigned from in-beam experiments in odd- A Os with $A = 179$ to $A = 173$, it seems interesting to search other positive parity states related with the $9/2^+$ in ^{173}Os . In practice, it appears that the ^{173}Ir β -decay strongly favors the $9/2^+$ state with no observable $7/2^+$ state feeding. This suggests that the spin of the decaying level in the ^{173}Ir is $9/2$.

By using systematics on heavier odd- A Os isotopes [16] in addition with the Nilsson diagrams [17] for a β_2 deformation around 0.18 and 0.20, the weakly fed levels at 147.9, 285.2 and 295.5 keV respectively, in ^{173}Os , (Fig. 8) could be the $1/2^-$, $3/2^-$ and $5/2^-$ members of the $1/2^-$ [521] configuration. On this assumption, these states would be fed by a low spin isomer in ^{173}Ir .

To understand our results, we have looked carefully at the high-spin state measurements recently published by Juutinen et al. [21]. In this study, rotational bands built on the $11/2^-$ [505], $1/2^-$ [541] and $1/2^+$ [660] Nilsson orbitals have been established. Unfortunately, the connexions between these bands and the low-lying states have been weakly observed. This situation is due to the fact that ^{173}Ir is a soft nucleus with shape coexistences near ground state, at very low excitation energy. Indeed, by comparison with the total Routhian surface (TRS) calculations, the lowest lying band structures in ^{173}Ir are related to different deformations [21]. In particular, the positive parity band $1/2^+$ [660] appears associated with a large deformation ($\beta_2 = 0.26$) while the $1/2^-$ [541] configuration is proposed with a β_2 around 0.20. It is evident that in this region, the beta-decay between soft nuclei is rather complicated. Nevertheless, from the present preferential $^{173}\text{Ir} \rightarrow ^{173}\text{Os}$ β -decay branch observed to the $9/2^+$ state in osmium for a ^{173}Ir production via a nuclear reaction induced by ^{32}S ions, the existence of a $I = 9/2$ level in ^{173}Ir is very likely.

The $9/2^-$ [514] configuration could be a candidate among the occupied orbitals available below the Fermi level. With both the low-energy ^{173}Ir level scheme established from in-beam spectroscopy [21] and the $^{173}\text{Ir} \rightarrow ^{173}\text{Os}$ beta-decay, this state could be isomeric and the existence of a (ground) state with a low spin is not excluded.

In conclusion, the beta decays of the $^{172-175}\text{Ir}$ isotopes were studied for the first time in order to derive information on the low-lying levels of osmium daughter nuclei.

New half-lives have been measured and these results have led to propose the existence of isomeric states in the odd-odd ^{172}Ir and ^{174}Ir and in the odd- A ^{173}Ir and ^{175}Ir .

The authors wish to thank Dr. I.N. Isosimov and Dr. I.V. Shirokovsky (JINR Dubna) for their help and fruitful suggestions during part of experiments carried out in the framework of the DUBNA IN2P3 collaboration.

References

1. Siivola, A.: Nucl. Phys. A **92**, 475 (1967)
2. Schrewe, U.J., Schmidt-Ott, W.-D., Dincklage, R.-D., v. Georg, E., Lemmert, P., Junclas, H., Hirdes, D.: Z. Phys. A - Atoms and Nuclei **288**, 189 (1978)
3. Keller, J.C., Schmidt, K.-H., Hessberger, F.P., Münzenberg, G., Reisdorf, W., Clerc, H.-G., Sahn, C.-C.: Nucl. Phys. A **452**, 173 (1986)
4. Shirley, V.S.: Nucl. Data Sheets **54**, 589 (1988)
5. Browne, E.: Nucl. Data Sheets **41**, 511 (1984) *ibid.* **62**, 1 (1991)
6. Wang Gongqing: Nucl. Data Sheets **51**, 577 (1987)
7. Fabricius, B., Dracoulis, G.D., Bark, R.A., Stuchbery, A.E., Kibédi, T., Baxter, A.M.: Nucl. Phys. A **511**, 345 (1990)
8. Hildingsson, L., Gizon, J., Kalfas, C.A., Klamra, W., Kossionides, S., Lindblad, Th., Papadopoulos, C., Vlastou, R.: Int. Conf. Spectr. Heavy Nuclei, Crete, Greece 1989, p. 83
9. Juutinen, S., Ahonen, P., Hattula, J., Julin, R., Lampinen, A., Pakkanen, A.: University of Jyväskylä JYFL Annu. Rep. 1987-1988, p. 81 (1989)
10. Wells, J.C., Johnson, N.R., Baktash, C., Lee, I.Y., McGowan, F.K., Riley, M.A., Virtanen, A., Dudek, J.: Phys. Rev. C **40**, 725 (1989)
11. Bark, R.A., Dracoulis, G.D., Stuchbery, A.E.: Nucl. Phys. A **514**, 503 (1990)
12. Kalfas, C.A., Kossionides, S., Papadopoulos, C.P., Vlastou, R., Hildingsson, L., Klamra, W., Lindblad, Th., Lindén, C.G., Wyss, R., Gizon, J., Juutinen, S., Chapman, R., Clarke, D., Khazaie, F., Lisle, J.C., Mo, J.N.: Nucl. Phys. A **526**, 205 (1991)
13. Kortelahti, M.O., Kern, B.D., Braga, R.A., Fink, R.W., Girit, I.C., Mlekodaj, R.L.: Phys. Rev. C **42**, 1267 (1990)
14. Wapstra, A.H., Audi, G., Hoekstra, R.: At. Data Nucl. Data Tables **39**, 281 (1988)
15. Plantier, A., Béraud, R., Ollivier, T., Charvet, A., Duffaut, R., Emsallem, A., Redon, N., Boninchi, V., Vanzetto, S., Gizon, A., Tréherne, J., Idrissi, N., Genevey, J., Vieux-Rochaz, J.L.: Nucl. Instrum. Methods B **26**, 314 (1987)
16. Bosch, U., Koshel, P., Schmidt-Ott, W.-D., Freystein, V., Hild, T., Meissner, F., Salewski, H., Ellemers, U., Michaelsen, R.: Z. Phys. A - Atomic Nuclei **336**, 359 (1990)
17. Wallmeroth, K., Bollen, G., Dohn, A., Egelhof, P., Krönert, U., Borge, M.J.G., Campos, J., Rodriguez Yunta, A., Heyde, K., de Coster, C., Wood, J.L., Kluge, H.J.: Nucl. Phys. A **493**, 224 (1989)
18. Nazarewicz, W., Riley, M.A., Garret, J.D.: Nucl. Phys. A **512**, 61 (1990)
19. Sakai, M.: At. Data Nucl. Data Tables **31**, 399 (1984)
20. Sood, P.C., Headly, D.M., Sheline, R.K.: At. Data Nucl. Data Tables **47**, 89 (1991)
21. Juutinen, S., Ahonen, P., Hattula, J., Julin, R., Pakkanen, A., Virtanen, A., Simpson, J., Chapman, R., Clarke, D., Khazaie, F., Lisle, J., Mo, J.N.: Nucl. Phys. A **526**, 346 (1991)
22. Cizewski, J.A., Casten, R.F., Smith, G.J., Stelts, M.L., Kane, W.R., Börner, H.G., Davidson, W.F.: Phys. Rev. Lett. **40**, 167 (1978)
23. Gelberg, A., Lieberz, D., Lieberz, W., von Brentano, P., Otsuka, T., Sugita, M.: Rep. SINS 2106/A (Otwock-Swierk), Poland 1990, p. 53

NOM : BOULC JEDRI (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Abdelhamid		DATE de SOUTENANCE 18 Juin 1992
TITRE : Mise au point d'un guide d'ions couplé au séparateur d'isotopes en ligne sur SARA Identification et étude de noyaux exotiques en isospin à ISOLDE et à SARA		
NATURE :		Numéro d'ordre : 122 92
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
DOCTORAT DE 3e CYCLE		Spécialité : Physique Nucléaire
<input type="checkbox"/>		<input type="checkbox"/>
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RESUME : Ce travail porte sur l'étude des noyaux exotiques situés de part et d'autre de la ligne de stabilité et qui sont donc respectivement riches et déficients en neutrons. Pour les premiers, produits par fission induite par particules alpha, nous avons développé une séparation isotopique en ligne avec guide d'ions (IGISOL), installée sur l'accélérateur SARA à Grenoble. Ce système a été soumis à plusieurs tests en ligne et hors ligne afin d'optimiser son fonctionnement et nous avons montré que son efficacité était suffisante pour entreprendre des études spectroscopiques. L'installation est actuellement utilisée pour la recherche de nouveaux noyaux riches en neutrons. Pour les noyaux déficients en neutrons proches de la magicité $Z=82$, nous avons d'une part auprès du séparateur en ligne ISOLDE (CERN) identifié le $^{182}\text{Tl}(3s)$ et étudié ses modes de décroissance ainsi que ceux de l'état fondamental du ^{183}Tl et d'autre part, nous avons étudié les décroissances β des noyaux $^{172-175}\text{Ir}$ produits par réaction induite par faisceau de ^{32}S, utilisant un système jet d'hélium auprès de l'accélérateur SARA. Les périodes β ont été mesurées et comparées avec celles connues par décroissance alpha et nous en avons déduit l'existence d'isomères. Les schémas de niveau des noyaux d'osmium ont été établis et pour ^{172}Os et ^{174}Os nous avons proposé la position du niveau 2_2^+ et confirmé son attribution par des mesures d'électrons de conversion dans le cas de ^{174}Os. Ces résultats sont discutés dans le cadre de quelques modèles nucléaires.		
MOTS-CLES : Guide d'ions, Séparation isotopique en ligne, Jet d'Hélium, Nouveaux noyaux Fission fusion spallation, Identification et modes de décroissance, Structure Nucléaire		
Laboratoire(s) de recherches : Institut de Physique Nucléaire - Université Claude Bernard Lyon 1		
Directeur de recherches : M. BERAUD R.		
Président du jury : Mme A. GIZON		
Composition du jury : R. Beraud, I. Berkès, R. Duffait, A. Gizon, J. Sauvage		122 pages