

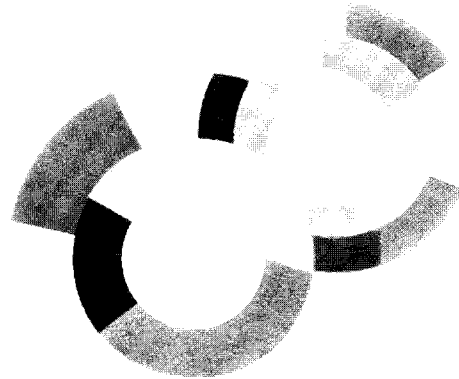
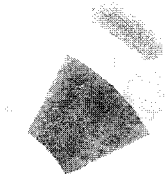
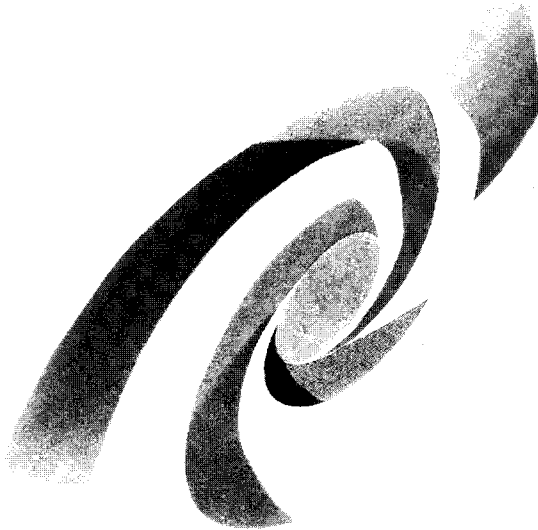


Gestion INIS
Doc. Enreg. le 14/3/2003.
N° TRN F.R.O.300.928.

DAPNIA



FR0300928



DAPNIA-02-414

01/2003

Des noyaux lourds aux super-lourds

Ch. Theisen

Cours donné à l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire

Des noyaux lourds aux super-lourds

Ch. Theisen

CEA Saclay. DSM/DAPNIA/SPhN
Bat 703
F-91191 Gif/Yvette Cedex
ctheisen@cea.fr

Ce cours peut être téléchargé à l'adresse : www-dapnia.cea.fr/Etudiants

Résumé

Il y a presque cinquante ans que l'existence des noyaux super-lourds a été prédite. Dû à la forte répulsion coulombienne, ces noyaux ne doivent leur stabilisation qu'à des effets de couche. Lors de ce cours, les raisons de cette fragile stabilité ainsi que les prédictions concernant la position de l'îlot de stabilité sont présentées dans un premier temps. Nous décrivons ensuite les expériences et les techniques expérimentales ayant été utilisées pour la synthèse ou la recherche des éléments super-lourds. Les études spectroscopiques menées dans les noyaux très lourds sont ensuite présentées. Ce cours se termine par les techniques qui seront mises en œuvre afin d'atteindre l'îlot super-lourds ou d'étudier la structure des noyaux très lourds.

Abstract

The existence of super-heavy nuclei has been predicted nearly fifty years ago. Due to the strong coulomb repulsion, the stabilisation of these nuclei is possible only through shell effects. The reasons for this fragile stability, as well as the theoretical predictions concerning the position of the island of stability are presented in the first part of this lecture. In the second part, experiments and experimental techniques which have been used to synthesize or search for super-heavy elements are described. Spectroscopic studies performed in very heavy elements are presented in the following section. We close this lecture with techniques that are currently being developed in order to reach the super-heavy island and to study the structure of very-heavy nuclei.

Introduction

Selon Democrite, l'univers est constitué d'atomes et de vide ; les atomes sont des entités insécables, ils sont éternels et existent en nombre infini. Il faudra attendre le 18^{ème} siècle pour que cette idée revive avec A.-L. Lavoisier qui définit les entités chimiques. En 1865, D. Mendeleïev propose la classification périodique des éléments qui révèle des lacunes : des éléments jusqu'alors inconnus doivent exister. La découverte de la radioactivité permettra d'établir que les noyaux ne sont pas des constituants élémentaires de la matière. F. Soddy ajoute ensuite une nouvelle dimension à la classification chimique : il est possible de distinguer plusieurs isotopes parmi un élément. Peu après la découverte du neutron par J. Chadwick en 1932, la fission induite est découverte par O. Hahn et F. Strassmann en 1938. Il s'avère alors possible de concrétiser le rêve des alchimistes : "fabriquer" de nouveaux noyaux à partir de ceux qui nous constituent. Si l'hypothèse de Democrite sur l'éternité des atomes était contredite, combler les lacunes de la classification périodique de Mendeleïev devenait envisageable. Envisageable également la synthèse d'éléments encore plus lourds que l'uranium, dernier élément connus jusqu'alors.

Avec la découverte de la fission, on sait également qu'il existe des limites de stabilité à la matière nucléaire. Le physicien se transforme alors en explorateur à la recherche des frontières de la *terra incognita*. Cette recherche des limites imposées par la nature a toujours fasciné et n'a pas à se justifier par des applications qui n'existeront sans doute jamais. Les articles annonçant la découverte d'un nouvel élément ne comportent jamais de justification ou de perspectives. Il s'agit plus d'une soif d'exploration que de compréhension : les noyaux super-lourds sont rares, donc précieux. Plus étonnant : l'homme s'évertue à bâtir un édifice qui s'écroule quasi-instantanément. La presse relate et commente d'ailleurs ces nouveautés ; une satisfaction, voire une fierté d'avoir pour la première fois créé un objet aussi éphémère soit-il est perceptible. Les querelles entre laboratoires témoignent de cette quête se transformant parfois en compétition.

Le mot découverte est en outre notablement incorrect : Christophe Colomb n'a pas découvert un continent déjà *peuplé* : il n'a été que le premier occidental à fouler son sol. Il en est de même du physicien qui est le premier humain à *peupler* ce que la nature a peut être produit d'autre part. Le physicien est donc explorateur : l'image du physicien naviguant vers l'îlot de stabilité est une métaphore usuelle.

Si l'explorateur a avant tout soif de découverte, il peut aussi se questionner sur les frontières qu'il perçoit : pourquoi certains noyaux existent-ils et d'autre pas ? Pourquoi le technétium n'existe-t'il pas dans notre environnement, pourquoi les objets à cinq corps ne sont-ils pas liés...

Quelles sont les limites de stabilité et pourquoi y a-t'il des frontières ? Ces deux interrogations peuvent se résumer à un problème : quelle est la substance de la nature, de quoi sommes-nous constitués et pourquoi ?

Ce cours a pour objectif d'initier le lecteur au domaine des noyaux très lourds et super-lourds. Dans un premier temps, les limites de stabilité de la matière nucléaire seront cernées et nous présenterons les prédictions sur l'existence des noyaux massifs. Nous convions ensuite le lecteur à suivre les pas des explorateurs. Nous présenterons

à cette occasion les techniques mises en œuvre. Les physiciens ont également tenté de chercher les éléments les plus lourds dans la nature. Nous verrons si ces recherches étaient judicieuses en nous tournant vers les étoiles, puis nous résumerons les résultats obtenus.

Après l'aspect "découverte", nous passerons à l'aspect "compréhension" : que peuvent nous apprendre les noyaux les plus lourds, comment les sonder et quels sont les résultats les plus récents. Nous terminerons par l'avenir : quels sont les projets en cours et quels outils doivent être développés afin de poursuivre l'exploration des noyaux les plus lourds.

1 Définitions et existence des noyaux lourds et super-lourds

Le but de cette première partie est de répondre aux questions : que sont les noyaux lourds, super-lourds et pourquoi existent-ils ?

Nous débutons en tentant de définir les termes "noyaux lourds" et "super-lourds" et en cernant la région dans laquelle ils se situent. Le modèle de la goutte liquide nous permet ensuite de délimiter les frontières de stabilité de la matière nucléaire. Ce modèle s'avère insuffisant car il apparaît que ces noyaux ne doivent leurs propriétés et parfois leur existence qu'à des effets microscopiques : les corrections de couches. Nous présentons finalement les prédictions théoriques les plus récentes concernant les propriétés des noyaux lourds et très lourds, ainsi que les scénarios concernant la localisation de l'îlot de stabilité super-lourd.

1.1 Définitions

Les termes "noyaux lourds" ou "super-lourds" sont relativement imprécis. Contrairement à la chimie où seul le nombre de protons importe et détermine les propriétés des éléments, la physique nucléaire présente une grande diversité et complexité le long de la charte des noyaux.

La classification périodique des éléments, représentée par le tableau de Mendeleïev (figure 1) permet de définir rigoureusement plusieurs classes d'éléments. Dans la région qui fait l'objet de ce cours, nous trouvons les actinides allant de l'actinium ($Z=89$) au lawrencium ($Z=103$) puis les transactinides à partir du rutherfordium ($Z=104$) jusqu'à l'élément 121. On peut également définir les super-actinides à partir de l'élément 122.

En physique nucléaire, une classification aussi rigoureuse n'est pas possible du fait que les propriétés peuvent évoluer rapidement le long d'une chaîne isotopique. De plus, des noyaux de numéro atomique différent pourront présenter des propriétés nucléaires très similaires.

De ce fait, les définitions que l'on peut recenser dans la littérature sont assez vagues et recourent soit au nombre de nucléons, soit aux propriétés nucléaires (stabilité par exemple), soit à des critères arbitraires : en référence au tableau périodique, on pourra définir les transuraniens ($Z > 92$), les transfermiums ($Z > 100$), les transnobéliums ($Z > 102$)... Concernant les noyaux super-lourds, les définitions suivantes sont parfois proposées :

- $Z \geq 104$ (à partir du rutherfordium) ;

H 1																	He 2
Li 3											B 5	C 6	N 7	O 8	F 9	Ne 10	
Na 11											Al 13	Si 14	P 15	S 16	Cl 17	Ar 18	
K 19	Sc 21	Ti 22	V 23	Cr 24	Mn 25	Fe 26	Co 27	Ni 28	Cu 29	Zn 30	Ga 31	Ge 32	As 33	Se 34	Br 35	Kr 36	
Rb 37	Y 38	Zr 40	Nb 41	Mo 42	Tc 43	Ru 44	Rh 45	Pd 46	Ag 47	Cd 48	In 49	Sn 50	Sb 51	Te 52	I 53	Xe 54	
Cs 55	La 57	Hf 72	Ta 73	W 74	Re 75	Os 76	Ir 77	Pt 78	Au 79	Hg 80	Tl 81	Pb 82	Bi 83	Po 84	At 85	Rn 86	
Fr 87	Ac 89	Rf 104	Db 105	Sg 106	Bh 107	Hs 108	Mt 109	110	111	112	113	114	115	116	117	118	
119	120																
Lanthanides																	
Ce 58	Pr 59	Nd 60	Pm 61	Sm 62	Eu 63	Gd 64	Tb 65	Dy 66	Ho 67	Er 68	Tm 69	Yb 70	Lu 71				
Actinides																	
Th 90	Pa 91	U 92	Np 93	Pu 94	Am 95	Cm 96	Bk 97	Cf 98	Es 99	Fm 100	Md 101	No 102	Lr 103				

Figure 1: Tableau périodique des éléments.

- $250 \leq A \leq 400$;
- noyaux autour de l'îlot de stabilité super-lourd, c'est-à-dire du noyau doublement magique suivant le ^{208}Pb . Nous reviendrons sur la position de cet îlot de stabilité au paragraphe 1.2.3 ;
- noyaux pour lesquels la barrière de fission est inférieure à 0.5 MeV.

Formellement, le préfixe latin *super* signifie "au-dessus", "sur". Le super-lourd est donc par extension plus lourd que lourd. Paradoxalement, les noyaux lourds sont encore plus difficiles à définir puisque ce critère est relatif. Il serait tentant de les définir comme des infra-super-lourds ! Nous préférons ici considérer les noyaux très lourds (qui pourraient être des super-lourds légers). Dans ce cours, nous nous restreindrons aux noyaux allant de l'einsteinium ($Z=99$) jusqu'aux noyaux dont les propriétés nucléaires font l'objet d'études spectroscopiques : rutherfordium ($Z=104$) ou dubnium ($Z=105$).

Ajoutons pour terminer cet inventaire le terme de noyaux hyper-lourds : $400 \leq A \leq 950$ dont l'existence est très hypothétique et sur lesquels nous reviendrons au paragraphe 1.2.4.

1.2 Existence et stabilité

L'existence et la stabilité des noyaux super-lourds font appel à deux aspects complémentaires : les propriétés microscopiques et macroscopiques.

Les propriétés microscopiques ont été mises en évidence dès les années 40 par le biais de mesures de moment magnétique, des propriétés collectives (énergie du premier état rotationnel 2^+ dans les noyaux pair-pair) ou de temps de vie. Les systématiques révèlent une stabilité accrue et une sphéricité des noyaux présentant un nombre de protons et/ou de neutrons magique : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

La première description microscopique satisfaisante a été donnée par le modèle en couches, introduit indépendamment d'une part par Maria Goeppert Mayer [May50] et d'autre part par J.H.D. Jensen, O. Haxel et H.E. Suess [Hax49]. Ce modèle consiste à utiliser le potentiel de l'oscillateur harmonique auquel sont ajoutés les termes de couplage de moment angulaire l^2 et de couplage spin orbite $l.s$. C'est ce dernier terme écartant les orbitales de mêmes nombres quantiques N, l qui permet de bien reproduire la séquence des nombres magiques, jusqu'à la combinaison $Z=82, N=126$ (^{208}Pb) correspondant au noyau doublement magique le plus lourd connu à ce jour.

La séquence des nombres magiques peut bien entendu être perpétuée à l'infini (mais n'avait pas été envisagée lors du développement du modèle en couches). Ainsi, le nombre magique suivant devrait être 184 dans le cadre du modèle en couches. L'îlot de stabilité sphérique doit donc être localisé autour du noyau $^{310}126$.

L'idée d'une extension de la charte vers les noyaux plus lourds et l'hypothèse d'un îlot de stabilité super-lourd seront émises vers 1955 par John A. Wheeler [Whe55].

1.2.1 Description macroscopique : le modèle de la goutte liquide

La description des noyaux à l'aide du modèle en couche n'est pas suffisante. S'il en était ainsi, la charte des noyaux s'étendrait vers des nombres magiques très élevés comme dans le cas des agrégats métalliques. Il est nécessaire de compléter cette description en incluant les propriétés macroscopiques du noyau.

Une manière simple de procéder consiste à utiliser le modèle de la goutte liquide, introduit en 1935 par C.F. v. Weizsäcker [Wei35]. Dans ce modèle, le noyau est considéré comme un fluide chargé incompressible. L'énergie de liaison s'exprime par :

$$\begin{aligned}
 BE(A, Z) = & E_{\text{volume}}(A, Z) \\
 & - E_{\text{surface}}(A, Z) \\
 & - E_{\text{coulomb}}(A, Z) \\
 & - E_{\text{asymétrie}}(A, Z).
 \end{aligned} \tag{1}$$

Le terme de volume positif rend compte du fait que les nucléons à l'intérieur du noyau se lient par l'intermédiaire de l'interaction nucléaire. En surface, les nucléons ont moins de voisins avec qui interagir, diminuant ainsi l'énergie de liaison. Le terme coulombien répulsif tend à éloigner les protons les uns des autres et diminue encore l'énergie de liaison. On peut ajouter un terme d'asymétrie répulsif caractérisant le fait que le noyau est moins lié lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité ; ce terme n'a pas d'origine macroscopique. D'autres effets ou corrections peuvent être ajoutés, comme les corrélations d'appariement ; dans la description donnée ici, il sera ignoré car il n'est pas nécessaire pour une compréhension globale.

A partir de la formule 1, les énergies de séparation de protons S_p et de neutrons S_n peuvent être définies :

$$S_p = BE(A, Z) - BE(A - 1, Z - 1), \tag{2}$$

$$S_n = BE(A, Z) - BE(A - 1, Z). \tag{3}$$

L'effet de la déformation est illustré sur la figure 3 pour six noyaux allant du ^{48}Ca au noyau hypothétique super-lourd $^{310}126$. Le puits de potentiel est ici représenté en fonction du paramètre de déformation β . Les lignes horizontales correspondent aux énergies expérimentales tirées de la table de masse de G. Audi et collaborateurs [Aud95] et sont en bon accord avec le calcul de goutte liquide. Pour le noyau ^{48}Ca , le terme de surface l'emporte sur le terme coulombien : le puits présente un minimum pour une forme sphérique. Lorsque l'on considère des noyaux plus lourds, le terme coulombien prend de l'importance : le noyau gagne en stabilité pour de très grandes déformations. Il peut alors s'allonger sans restrictions et fissionner. Pour un noyau tel que ^{238}U , la forme sphérique reste stable mais le noyau a la possibilité de traverser la barrière par effet tunnel pour fissionner.

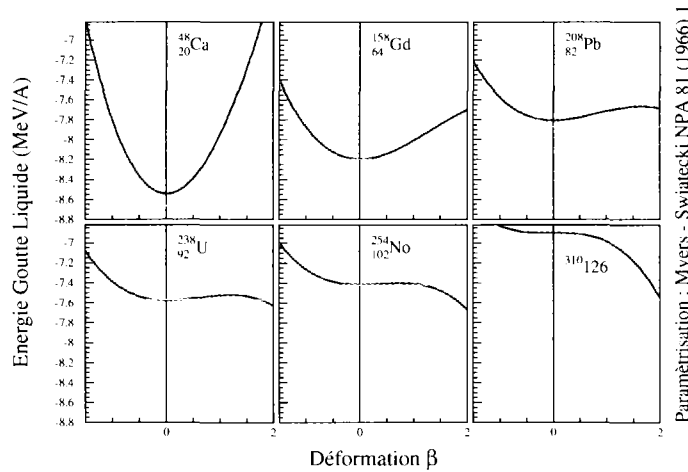


Figure 3: Stabilité et goutte liquide déformée.

La stabilité vis-à-vis de la fission est régie par le paramètre de fissilité défini par le rapport $x = E_{\text{Coulomb}}(\beta = 0)/2E_{\text{Surface}}(\beta = 0)$ qui est proportionnel en première approximation à Z^2/A . La quantité x est une mesure de l'effet désintégrant des forces coulombiennes. Plus ce paramètre augmente, moins le noyau est stable. Lorsqu'il est supérieur à 1, la répulsion coulombienne l'emporte : la barrière de fission disparaît. La ligne pour laquelle la barrière de fission est nulle ($B_f = 0$) est représentée figure 2. Les noyaux au-delà de cette limite, comme le $^{310}126$, ne devraient pas exister.

En résumé, déformer la goutte liquide permet de prévoir les comportements suivants :

- tous les noyaux stables devraient être sphériques ;
- les noyaux de paramètre de fissilité proche de 1 peuvent fissionner en traversant la barrière de fission par effet tunnel et ne peuvent plus exister lorsqu'il est supérieur à un. Un calcul simple de pénétration de barrière permet d'estimer le temps de vie partiel de fission (voir par exemple [Nil95]). Un tel calcul pour le noyau ^{250}Fm

donne un temps de vie le 10 s environ, alors qu'expérimentalement, une valeur de 0.83 ans a été mesurée [Hol00].

Bien qu'elle permette une approche simple de la limite de stabilité, la goutte liquide montre ici ses limites : les temps de vie sont erronés et on sait que les noyaux ne sont pas tous sphériques. L'approche du modèle en couches avait en revanche permis d'expliquer la stabilité accrue des noyaux magiques. Les deux approches apportent leur part de vérité et il est nécessaire de les réconcilier afin de prendre en compte les aspects microscopiques et macroscopiques.

1.2.2 Les premiers calculs réalistes

Le couplage des approches microscopiques et macroscopiques n'étant pas aisé, il faudra attendre 1966 pour qu'émergent les premiers calculs réalistes. W.D. Myers et W.J. Swiatecki utilisent le modèle de la goutte liquide à laquelle est ajouté des corrections de couches de façon empirique [Mye66]. Une représentation de l'énergie de déformation est donnée pour quelques noyaux figure 4. Il apparaît pour certains d'entre eux un minimum déformé et pour d'autres une stabilisation dans l'état sphérique comme pour le noyau ^{208}Pb ou pour le noyau super-lourd $^{310}126$.

Une approche beaucoup plus satisfaisante est proposée la même année par V.M. Strutinsky ([Str67, Str68]). Cette technique, communément appelée méthode de Strutinsky a été développée spécialement dans le cadre de l'étude des noyaux super-lourds. Grâce à son succès, cette approche sera intensivement utilisée par les théoriciens. Quelques exemples de puits de potentiel sont représentés figure 4. On relève de nouveau une stabilisation du noyau $^{310}126$ par des effets de couches, ainsi que la prédiction de formes stables déformées pour des noyaux très lourds tel que ^{258}No .

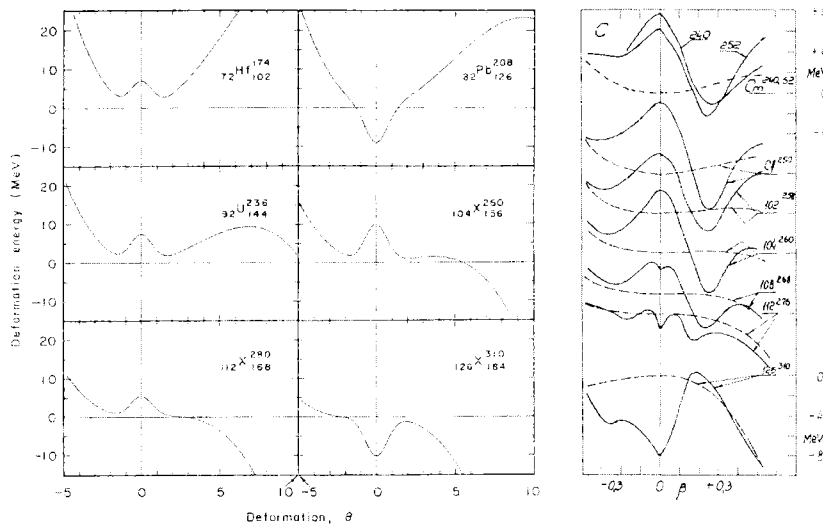


Figure 4: Illustration de la méthode de corrections de couches selon W.D. Myers et W.J. Swiatecki [Mye66] (à gauche) et selon V.M. Strutinsky [Str67] (à droite).

1.2.3 Prédictions théoriques récentes

Depuis le développement du modèle de Strutinsky, les modèles théoriques ont fortement évolué. On distingue généralement deux types d'approches :

- les modèles de champ moyen supposant un potentiel dans lequel les nucléons sont immergés. Varier la forme du potentiel permet de calculer la forme stable pour laquelle l'énergie est minimisée. Il s'agit des modèles de type Nilsson ou Woods-Saxon ;
- les modèles de champ moyen auto-consistants. L'ingrédient du modèle est ici une interaction effective entre deux nucléons. Le champ moyen est dans ce cas un résultat du calcul et n'est donc pas fixé a priori. Deux sous-catégories peuvent être citées :
 - le modèle Hartree-Fock-Bogoliubov (H.F.B.) utilisant une force de Skyrme de portée nulle ou de Gogny à portée finie ;
 - le modèle de champ moyen relativiste (Relativistic Mean Field : R.M.F.) dont l'interaction effective simule l'échange de mésons.

Citons pour terminer le modèle en couches (voir le cours de F. Nowacki [Nov02]) qui ne permet pas actuellement d'effectuer des calculs dans la région des noyaux très lourds ou super-lourds.

Ajoutons que l'introduction de la déformation quadripolaire, mais également d'ordres plus élevés (triaxiale, octupolaire, hexadécapolaire, hexacontatetrapolaire) est essentielle pour décrire la stabilité ainsi que les barrières de fission. L'introduction d'un degré de liberté ne peut que permettre au système de minimiser son énergie. Les énergies de barrières de fission étant très faibles, les moindres corrections peuvent avoir des conséquences très rapides sur les temps de vie. A titre d'exemple, changer la hauteur de la barrière de fission de 10 % pour ^{238}U induit une modification du temps de vie partiel de deux ordres de grandeur.

Passons maintenant aux prédictions. La figure 5 compare les énergies de corrections de couches calculées à l'aide du modèle H.F.B. (interactions effectives SkP et SLy7) et du modèle Woods-Saxon [Cwi96]. Dans le premier cas, un îlot de noyaux super-lourds sphériques est prédit pour $Z=126$, $N=184$ alors que dans le second cas, il est prédit pour $Z=114$, $N=184$ (le modèle de Nilsson donnerait un résultat similaire).

La figure 6 compare les prédictions du modèle H.F.B. (interactions effectives SkP, SII3, SLy6 et SII4) avec celles du modèle R.M.F. (NL3 et NL-Z2) [Ben01] (voir aussi [Rut97, Ben99, Kru00]). De nouveau, les prédictions diffèrent puisque le modèle R.M.F. prédit une nouvelle configuration doublement magique $Z=120$, $N=172$. Notons que les calculs sont ici cantonnés à des noyaux sphériques. Cette restriction est due aux contraintes de temps de calcul : un calcul sphérique nécessite environ 15 secondes, alors qu'un calcul déformé peut requérir jusqu'à deux heures.

Pour compléter ce tableau, ajoutons les calculs effectués à l'aide du modèle de la gouttelette liquide à portée finie (Finite Range Droplet Model [Mol95, MolW]) : voir figure 7. Le minimum de corrections de couches est obtenu pour $Z=114$, $N=178$. La déformation est ici un degré de liberté et on constate la présence d'un minimum déformé

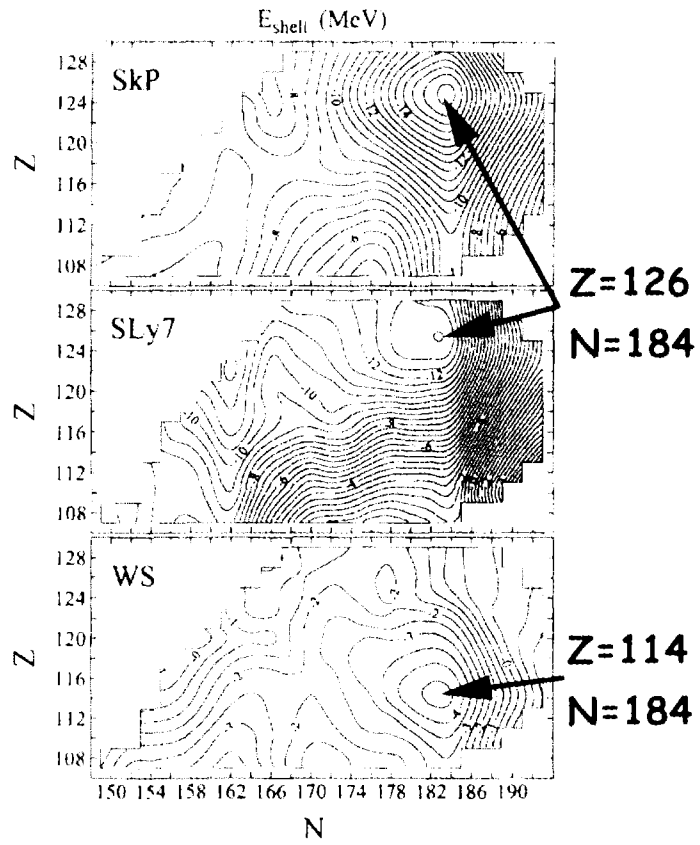


Figure 5: Comparaison entre calculs H.F.B. et Woods-Saxon [Cwi96].

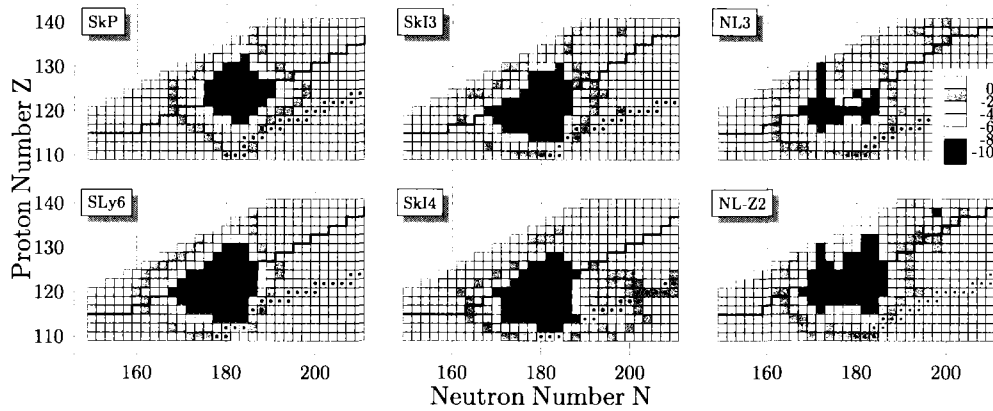


Figure 6: Comparaison entre calculs H.F.B. et R.M.F. [Ben01].

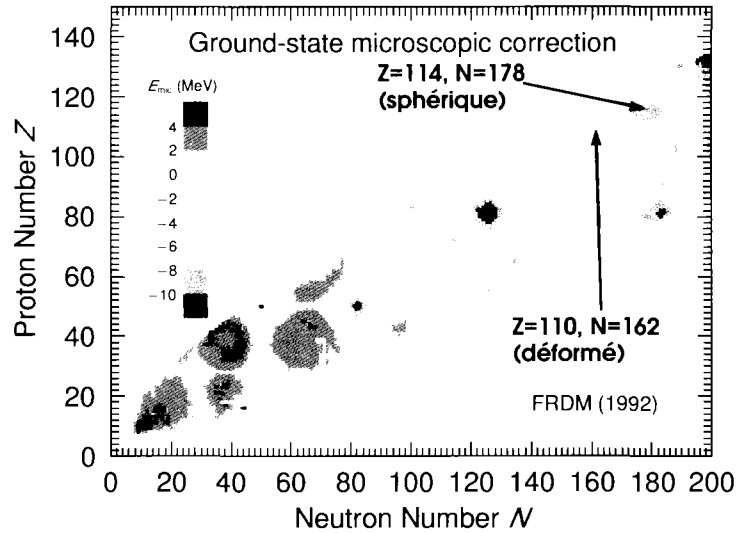


Figure 7: Calculs F.R.D.M. [Mol95].

vers $Z=110, N=162$ (voir également [Mol92]). Des calculs H.F.B. et Woods-Saxon situent ce minimum vers le noyau ${}_{108}^{270}\text{Hs}$ [Pat91, Smo95, Bur98]. Une fois de plus, les différents modèles divergent puisque les calculs R.M.F. prévoient cet îlot déformé vers $Z=104$ ou 106 . Cet îlot déformé est d'un grand intérêt puisque cette région doit être accessible aux expérimentateurs.

Les différentes prédictions sont résumées table 1. Toutes prédisent différentes combinaisons doublement magiques, illustrant la difficulté (et le danger) d'effectuer des calculs dans une région de la carte des noyaux inexplorée.

	Z	N
W.S.	114	184
F.R.D.M.	114	178
H.F.B.	126	184
R.M.F.	120	172

Table 1: Nombres magiques sphériques prédits par les modèles théoriques.

Les discordances entre modèles sont généralement attribuées au traitement et à la nature de l'interaction spin-orbite [Ben99]. Plus généralement, on peut se demander quel modèle conduit aux bonnes prédictions, et plus précisément quelle est la nature de l'interaction nucléaire (et de l'interaction spin-orbite en particulier).

Jusqu'au noyau ${}^{208}\text{Pb}$, les nombres magiques de neutrons et protons sont toujours identiques. Hormis H.F.B., les modèles prédisent un nombre magique de protons différent de $Z=126$ (correspondant à $N=126$ du ${}^{208}\text{Pb}$). Si cela s'avérait exact, cela constituerait une curiosité de la carte des noyaux (une fois de plus, l'interaction spin-orbite en serait responsable).

Les modèles s'accordent par contre sur la nature "molle" de l'îlot super-lourd sphérique. Il ne faut pas s'attendre à trouver un noyau doublement magique au caractère aussi prononcé que ^{16}O ou ^{208}Pb , avec un premier état excité 3^- et un premier état 2^+ très haut en énergie. Il faut plutôt présumer une région de stabilité renforcée par les effets de couches. Le terme îlot est donc approprié.

On peut finalement s'interroger sur la validité des modèles loin de la stabilité et se demander si cet îlot existe effectivement.

Il n'existe actuellement aucune réponse à ces questions, et la réponse résultera nécessairement des expériences réalisées dans cette région. Identifier l'îlot super-lourd sphérique conduira à écarter les modèles défailants. D'éventuels ajustements du terme spin-orbite ou des corrélations d'appariement se répercuteront sur l'ensemble des prédictions du modèle.

Nous avons vu également qu'un îlot pouvait en cacher d'autres : des zones de stabilité accrue apparaissent pour des noyaux déformés. Les études doivent donc porter non pas sur l'îlot sphérique, mais sur la globalité de la région des noyaux super-lourd.

1.2.4 Les noyaux bulles

Nous terminons ce tour d'horizon théorique par les noyaux bulles. Lors de la présentation du modèle de la goutte liquide, nous avons identifié le principal obstacle à la stabilité du noyau : le terme coulombien.

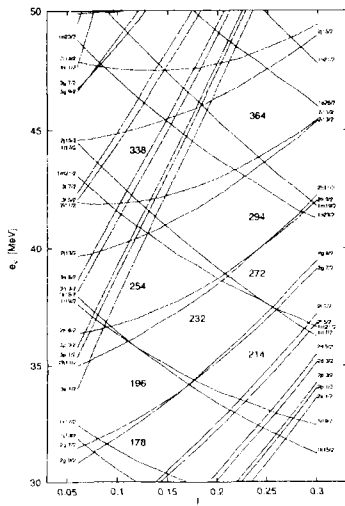


Figure 8: États de particules individuelles en fonction du volume de la bulle [Die97].

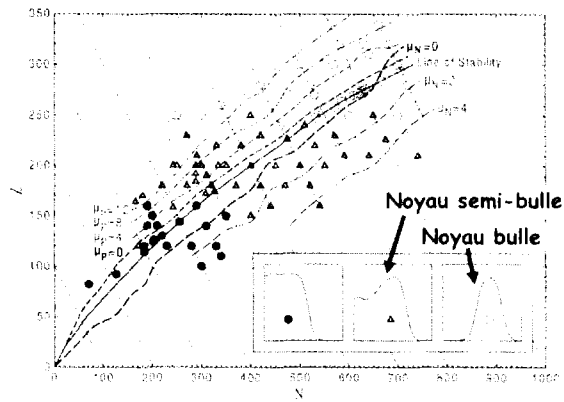


Figure 9: Stabilité des noyaux bulles ou semi-bulles calculée à l'aide du modèle H.F.B. et de la force de Gogny [Dec99].

Un moyen permettant de diminuer l'énergie coulombienne sans déformer le noyau consiste à faire un trou à l'intérieur de celui-ci. Les protons sont ainsi éloignés les uns des autres sans introduire la déformation qui conduit à la fission. Cette idée avait déjà été suggérée en 1946 par Wilson [Wil46].

L'introduction d'une bulle modifie l'énergie des états de particules comme illustré figure 8 [Dic97]. De nouveaux nombres magiques apparaissent en fonction du paramètre f : fraction du volume de la bulle. Des calculs auto-consistants utilisant l'interaction de Gogny montrent qu'en réalité, la densité peut décroître à l'intérieur du noyau : il s'agit alors de noyaux semi-bulles [Dec99]. Le calcul permet de prédire la stabilité de noyaux bulles ou semi-bulles jusqu'à $A = 950$: voir figure 9.

Il serait illusoire d'envisager la synthèse de noyaux aussi lourds en laboratoire. Les prédictions n'ont cependant pas qu'un intérêt spéculatif : les noyaux bulles et semi-bulles (mais également les noyaux toroïdaux [Won72]) pourraient en effet exister dans les étoiles à neutrons.

2 Découverte des éléments très lourds et super-lourds

La découverte des éléments très lourds et super-lourds, outre son intérêt historique, permet de se familiariser avec les diverses techniques expérimentales utilisées. Leurs évolutions au cours du temps ont progressivement abouti aux instruments les plus performants utilisés actuellement. Cette revue nous permet également de comprendre les difficultés inhérentes à la production des éléments très lourds et super-lourds et d'introduire des notions basiques telles que les modes de décroissance, les réactions de fusions froide et chaude, les sections efficaces et fonctions d'excitation, la technique des corrélations génétiques.

Avant la seconde guerre mondiale, le tableau périodique des éléments était, à l'exception de quelques lacunes, rempli jusqu'à l'uranium ($Z=92$). Le francium ($Z=87$) sera découvert en 1939 par M. Perey [Per39]. L'astatine ($Z=85$) sera synthétisé l'année suivante (D.R. Corson, K.R. MacKenzie et E. Segrè [Cor40]), suivi du prométhéum ($Z=61$) en 1945 (J.A. Marinsky, L. Glendenin, C.D. Coryell [Mar47]).

Les éléments de $Z=83$ (neptunium) à $Z=98$ (californium) seront découverts entre 1940 et 1950 par G. Seaborg et ses collaborateurs par séparation chimique.

Avertissement sur la bibliographie : la lecture des articles cités dans ce paragraphe est parfois à prendre avec précautions. Certaines affirmations ont pu être infirmées par des études postérieures. Pour plus de détails, on pourra consulter les références [Hof98, Arm95]. La référence [Hof00], bien que très complète a parfois tendance à occulter la contribution russe. Le "Transfermium Working Group" de IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry) a publié une étude critique de la littérature [Bar92]. Enfin, on pourra consulter des sites Web spécialisés dans l'histoire ou la nomenclature des éléments [Ele2W, Ele2W, Ele3W].

2.1 Découverte de l'einsteinium ($Z=99$) et du fermium ($Z=100$)

Contrairement aux découvertes précédentes, la synthèse de l'einsteinium et du fermium n'a pas été effectuée en laboratoire.

Le premier novembre 1952, les Etats-Unis font exploser la bombe thermonucléaire Mike dans l'atoll Eniwetok (figure 10). Après l'explosion, des avions traversent le nuage

radioactif et récoltent des résidus à l'aide de filtres qui seront transférés à Los Alamos.

L'analyse chimique permettra la découverte des isotopes $^{244-246}\text{Pu}$ et la spectroscopie α révélera deux raies d'énergie 6.6 et 7.1 MeV auxquelles peu d'attention est portée. Le résultat de ces analyses est secret, mais Albert Ghiorso (figure 11) du laboratoire de Berkeley prend connaissance d'un message envoyé à Glen Seaborg et Is Perlman. Il est très intrigué par la découverte des éléments riches en neutrons de plutonium et soupçonne que le laboratoire de Los Alamos ait pu faire d'autres découvertes. Une estimation lui permet de supposer que l'élément 100 a pu être produit par captures de neutrons suivies de décroissances β^- (mécanisme similaire au processus-r de nucléosynthèse intervenant lors de l'explosion de supernovae et conduisant à la formation des éléments lourds).



Figure 10: Explosion de la bombe Mike.



Figure 11: Albert Ghiorso.

A. Ghiorso obtient un filtre et conclut que le rayonnement α de 6.6 MeV (durée de vie d'environ un mois) ne peut provenir que de l'élément 99 ou 100. Les analyses poussées concluront à la découverte des isotopes $^{255}_{100}\text{Fm}$ et $^{253}_{99}\text{Es}$. Le noyau ^{255}Fm a donc été formé après captures successives de 17 neutrons par ^{238}U , suivies de désintégrations β^- . Devant l'interdiction de publier ces résultats, l'équipe de Berkeley décide de synthétiser les éléments en laboratoire, par réaction entre ions lourds $^{238}\text{U}(^{14}\text{C},5n)^{247}\text{Es}$ [Ghi54] puis en bombardant du ^{238}Pu par des neutrons dans un réacteur (observation de ^{253}Es [Tho54] puis ^{254}Fm [Har54]). Après déclassification, la découverte de Es et Fm à partir des débris de l'explosion de Mike sera publiée en 1955 [Ghi55a].

2.2 Découverte du mendélévium (Z=101)

Le mendélévium n'a pas et n'a pas pu être produit par l'explosion de Mike. En effet, le dernier élément de la chaîne de décroissance bêta : ^{255}Fm n'est pas émetteur β^- . Il en est de même pour les isotopes déficients en neutrons de fermium connus. Ce n'est qu'à partir du ^{259}Fm que l'on trouve des valeurs de Q_β positives (bien qu'ayant un Q_β positif, l'isotope ^{259}Fm fissionne spontanément). Ces valeurs négatives ou faibles de Q_β sont dues au passage de la couche déformée $Z=100$.

Le mendélévium a donc été synthétisé en laboratoire à l'aide de la réaction $^{253}\text{Es}(\alpha,n)^{256}\text{Md}$ [Ghi55b], puis identifié chimiquement dans une colonne à échange de

cations. Il s'agit du premier élément identifié atome par atome (17 noyaux). La cible radioactive de ^{253}Es ($t_{1/2}=20$ jours) contenant seulement 10^9 à 10^{10} atomes a été produite en réacteur par irradiation de Pu. Le faisceau d'alphas de 40 MeV avait une intensité d'environ 10^{14} p.p.s. soit $16 \mu\text{A}$; valeur très élevée qu'il est encore impossible d'atteindre pour des ions lourds.

Il s'agira du dernier élément identifié par séparation chimique et le nom sera donné en l'honneur du chimiste russe, alors que les relations entre Etats-Unis et soviétiques étaient tendues. Ce geste sera très apprécié et les Etats-Unis s'en serviront à des fins diplomatiques.

2.3 Nobélium (Z=102) et lawrencium (Z=103)

Il existait dans les années 50 uniquement trois accélérateur d'ions lourds : le HILAC à Berkeley, un cyclotron à Moscou et à Stockholm. Les conditions expérimentales de l'époque paraissent maintenant irréalistes : les faisceaux n'étaient pas toujours mono-énergétiques et le dispositif de détection était parfois installé dans l'accélérateur. En 1957, les Suédois croient avoir découvert l'élément 102 en bombardant une cible de ^{244}Cm par un faisceau de ^{13}C [Fie57], et nomment l'élément nobélium. Il s'agira d'une erreur mais le nom subsistera.

Des indications sont obtenues entre 1957 et 1960 par G.N. Flerov et collaborateurs en bombardant des cibles de $^{239,241}\text{Pu}$ par un faisceau de ^{16}O . En 1958, A. Ghiorso et collaborateurs pensent avoir découvert ^{254}No en utilisant la réaction $^{246}\text{Cm} + ^{12}\text{C}$ [Ghi58]. Il est possible que l'élément 102 ait été synthétisé lors de cette expérience, mais l'interprétation donnée s'avéra plus tard douteuse. C'est à cette époque que les détecteurs silicium à barrière de surface commencent à être utilisés pour la détection des alphas (Borkowski et Blankenship à Oak Ridge). La décroissance α caractéristique des isotopes peut ainsi être mesurée plus précisément. Auparavant, des détecteurs à gaz étaient utilisés.

Le laboratoire de Dubna ouvre dans les années 50. La preuve de la découverte du nobélium est apportée en 1964 par E.D. Donetz et collaborateurs [Don64] en utilisant la réaction $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne},4n)^{256}\text{No} \xrightarrow{\alpha} ^{252}\text{Fm}$, le noyau ^{252}Fm étant identifié chimiquement. Des preuves supplémentaires sont apportées en 1965 [Don66b, Zag66].

La découverte du lawrencium (Z=103) sera partagée entre les laboratoires de Berkeley et de Dubna. En 1961, Berkeley identifie le noyau ^{258}Lr produit par la réaction $^{249-252}\text{Cf} + ^{11}\text{B}$ [Ghi61] (dans cet article, l'assignation de l'activité observée à l'isotope ^{257}Lr était erronée). Le dispositif est présenté figure 12 : les reculs sont arrêtés dans de l'hélium et dirigés vers une bande de cuivre sous l'effet d'un champ électrique. La bande se déplace ensuite vers une série de cinq détecteurs silicium où l'activité alpha est mesurée.

E.D. Donetz et collaborateurs utilisent en 1965 la réaction $^{243}\text{Am}(^{18}\text{O},5n)^{256}\text{Lr} \xrightarrow{\alpha} ^{255}\text{Md} \xrightarrow{\epsilon} ^{252}\text{Fm}$ [Don65]. Le dispositif expérimental est similaire à celui qu'ils avaient utilisé pour la découverte de l'élément 102.

Les résultats publiés par Berkeley [Ghi61] et Dubna [Don65] seront formellement établis en 1971 par P. Eskola et collaborateurs [Esk71].

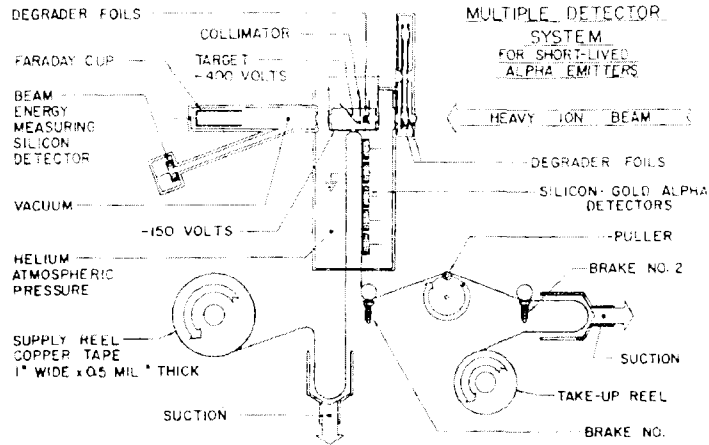


Figure 12: Dispositif expérimental utilisé à Berkeley pour de la découverte de l'élément 103 [Ghi61].

2.4 Les modes de décroissance

Nous avons décrit au paragraphe 1.2.1 la fission des noyaux à l'aide du modèle de la goutte liquide. Lors de la revue de la découverte des éléments Es, Fm, Md, No et Lr, nous avons noté que ces éléments décroissaient par émission alpha, bêta ou par capture électronique.

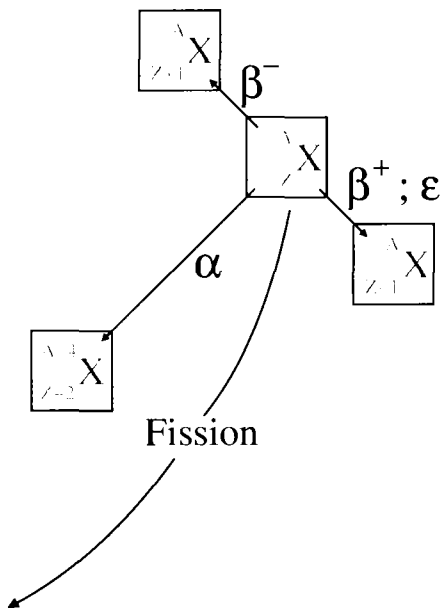


Figure 13: Principaux modes de décroissance des noyaux.

Les modes de décroissance des noyaux lourds sont schématisés figure 13. Si à chacun de ces processus correspond une période de décroissance partielle τ_i , la période de décroissance totale s'exprime par :

$$\frac{1}{\tau_{\text{total}}} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}. \quad (4)$$

La fission a déjà été évoquée au paragraphe 1.2.1. Les calculs de probabilité de fission font intervenir un calcul de pénétration de barrière. La probabilité de fissionner s'écrit :

$$P \simeq \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_{\epsilon'}^{\epsilon''} \sqrt{2M'(V(\epsilon) - E)} d\epsilon \right); \quad (5)$$

où ϵ' et ϵ'' sont les déformations du point d'entrée et de sortie de la barrière : voir figure 14. M' est la masse réduite de la particule traversant la barrière (pour la fission

symétrique, on a $M' = MA/4$). Le temps de vie partiel s'exprime par $T_{1/2} = \ln 2e^K$ avec $e^{-K} = P$. La probabilité de fission augmente lorsque la hauteur de barrière diminue ou lorsqu'elle se rétrécit, ou plus précisément lorsque le paramètre de fissilité proportionnel à Z^2/A augmente.

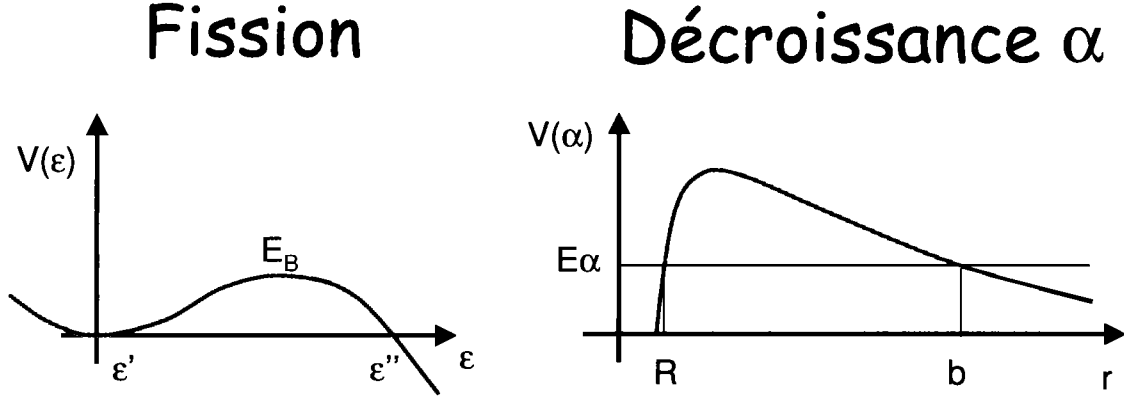


Figure 14: Barrière de fission et barrière coulombienne.

Les décroissances β^+ et β^- sont détaillées dans le cours de Ph. Dessagne [Des02].

La capture électronique, entrant en compétition avec la décroissance β^+ consiste en la capture d'un électron du cortège électronique par le noyau : ${}^A_ZX + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1}X + \nu$. On conçoit aisément que ce processus dépend de la densité électronique : la probabilité de ce mode de décroissance sera accrue pour les noyaux de numéro atomique élevé. La capture électronique pose des problèmes expérimentaux : aucune particule chargée n'est émise, et la détection des neutrons est difficile. L'indicateur le plus fiable est l'émission d'un rayon X par le noyau fils lors du réarrangement du cortège électronique.

La décroissance alpha est, comme la fission, décrite par un calcul de pénétration de barrière :

$$P \simeq \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^b \sqrt{2M'_\alpha \left(V(r) + \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{\hbar^2}{2mr^2}l(l+1) - E_\alpha \right)} dr \right\}; \quad (6)$$

où E_α est l'énergie de l'alpha émis, R et b les points d'entrée et de sortie de la barrière : voir figure 14. M'_α est la masse réduite de la particule alpha, $V(r)$ le potentiel nucléaire et l le moment angulaire transféré. Le temps de vie s'exprime comme dans le cas de la fission. La probabilité P augmente lorsque Z augmente et lorsque E_α ou l diminuent. Le processus peuplera donc préférentiellement des états de basse énergie et de faible moment angulaire.

Il est aisé d'estimer l'énergie des transitions alpha entre états fondamentaux en appliquant la formule de la goutte liquide. La chaleur de réaction est donnée par : $Q_\alpha = M_X - M_{X'} - M_\alpha$; l'énergie de la transition valant : $E_\alpha = Q_\alpha(1 + M_\alpha/M_{X'})$.

Les résultats du calcul à l'aide de la goutte liquide (traits pointillés) ainsi que les valeurs expérimentales (symboles) sont reportés figure 15. L'énergie de décroissance

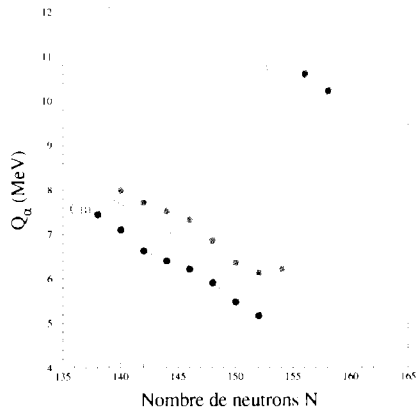


Figure 15: Energies de décroissance α estimées à l'aide du modèle de la goutte liquide (traits pointillés) et valeurs expérimentales (symboles).

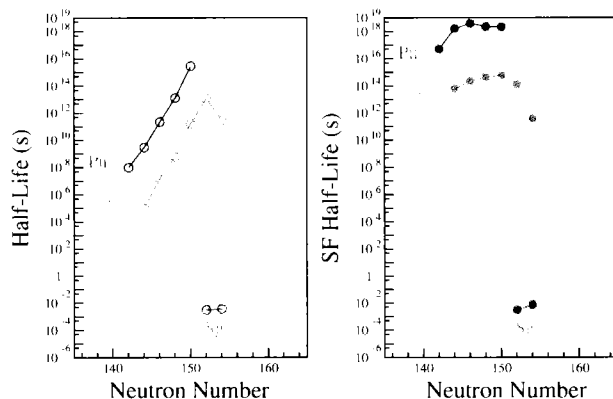


Figure 16: Temps de vie total (gauche) et temps de vie partiel de fission (droite).

alpha augmente lorsque Z augmente et diminue sur une chaîne isotopique lorsque le nombre de neutrons augmente. Il s'agit simplement d'un effet de masse. L'accord entre le modèle de la goutte liquide et l'expérience est satisfaisant pour un modèle aussi simpliste. L'irrégularité pour $N=152$ est due au passage d'une couche magique déformée. Le même effet serait constaté au passage des couches déformées $N=162$, $Z=100$ et bien évidemment des couches magiques sphériques.

Lors des expériences, il est important de savoir quel mode de désintégration sera favorisé afin d'adapter le dispositif expérimental. La réponse ne peut être donnée par un calcul simpliste de pénétration de barrière puisque les effets de structure doivent être pris en compte. La figure 16 compare le temps de vie total au temps de vie partiel de fission. La comparaison (incluant les autres modes de décroissance) indique que la décroissance alpha est généralement dominante pour les noyaux très lourds et super-lourds. C'est donc généralement à l'aide de la décroissance alpha caractéristique que les noyaux seront identifiés : voir paragraphe 2.9. Remarquons sur la figure 16 une augmentation des temps de vie au passage de la couche déformée $N=152$, reflétant une stabilisation accrue par des effets de couche.

2.5 Rutherfordium ($Z=104$) et dubnium ($Z=105$)

A la fin des années 50, G.N. Flerov et collaborateurs tentent de produire l'élément 104 en bombardant une cible de ^{242}Pu par un faisceau de ^{22}Ne . Ils observent l'activité d'une fission spontanée de 14 ms qu'ils attribuent à un isotope de l'élément 104. Il sera prouvé plus tard à Berkeley que cette activité est due à un état métastable du ^{242}Am . En 1962, S.M. Polikanov et collaborateurs [Pol62] montreront qu'il s'agit en fait d'un isomère de forme ; c'est à dire d'un état superdéformé du second puits de potentiel (voir le cours de A. Lopez-Martens [Lop02]). La recherche de l'élément 104 aura donc ouvert la voie vers

la physique des grandes déformations.

La découverte du rutherfordium est marquée par de longues controverses entre Berkeley et Dubna. A. Ghiorso et collaborateurs continuent à utiliser la décroissance alpha des noyaux, alors que le laboratoire de Dubna privilégie la détection de la fission spontanée ; probablement parce que G.N. Flerov avait co-découvert ce phénomène en 1940 [Fle40].

La première identification convaincante est apportée en 1964 par G.N. Flerov et collaborateurs en utilisant la réaction $^{242}\text{Pu}(^{22}\text{Ne},4n)^{260}104$ [Fle64]. Le principe de détection présenté figure 17 consiste à transporter les résidus sur une courroie et à identifier la fission spontanée grâce aux traces laissées dans du verre.

La confirmation est apportée en 1969 par A. Ghiorso et collaborateurs, utilisant les réactions $^{249}\text{Cf} + ^{12,13}\text{C} \rightarrow ^{257,259}\text{Cf}$ [Ghi69]. Le dispositif utilisé est une roue tournante (V.W. : Vertical Wheel) sur laquelle les produits de réaction sont déposés. La roue se déplace vers des stations de comptage (détecteurs silicium) où la décroissance α ou la fission peuvent être mesurées : voir figure 18.

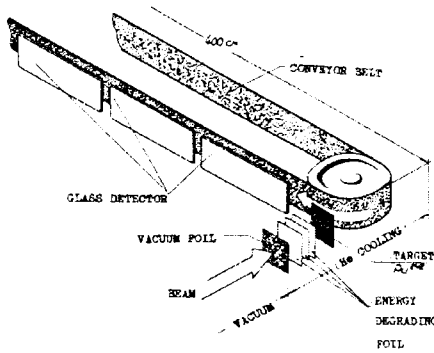


Figure 17: Dispositif expérimental utilisé par G.N. Flerov et collaborateurs pour la découverte de Rf [Fle64].

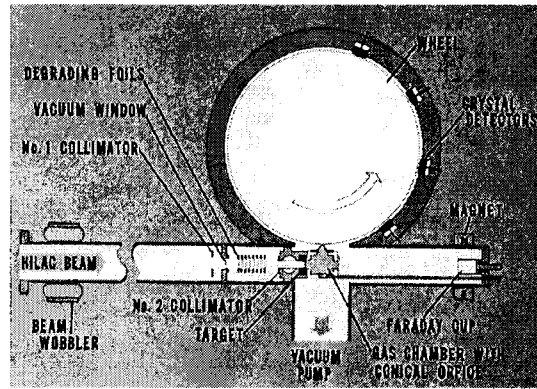


Figure 18: Vertical Wheel utilisée à Berkeley pour la découverte des éléments 104 à 106.

Les raies X de l'élément 104 ont été pour la première fois identifiées par C.E. Bemis et collaborateurs à Oak Ridge en 1973 [Bem73]. L'élément 104 peut parfois être trouvé dans la littérature sous le nom de kurchatovium (Ku).

Le dubnium ($Z=105$) a été découvert par des techniques similaires au rutherfordium. En 1969, G.N. Flerov et collaborateurs utilisent la réaction $^{243}\text{Am} + ^{22}\text{Ne}$ [Fle68]. L'originalité de l'expérience vient du fait que le faisceau était interrompu pendant deux minutes lorsqu'une particule α d'énergie comprise entre 8.8 et 10.3 MeV était détectée, permettant ainsi de réduire les corrélations fortuites. Cette technique est encore utilisée actuellement : voir par exemple [Hof02]. En 1970, V.A. Druin et collaborateurs recherchent la fission spontanée ainsi que la décroissance alpha en utilisant la même réaction [Dru71], et ont de forts indices concernant la synthèse de $^{260,261}105$. A. Ghiorso obtient la même année des données de meilleure qualité en utilisant la réaction $^{249}\text{Cf}(^{15}\text{N},4n)^{160}105$ [Ghi70]. La découverte sera partagée entre Dubna et Berkeley.

L'élément 105 a parfois été nommé hahnium (Ha) ou nielsbohrium (Ns). Le nom dubnium (Db) a été attribué en 1997 par IUPAC.

2.6 Le seaborgium (Z=106)

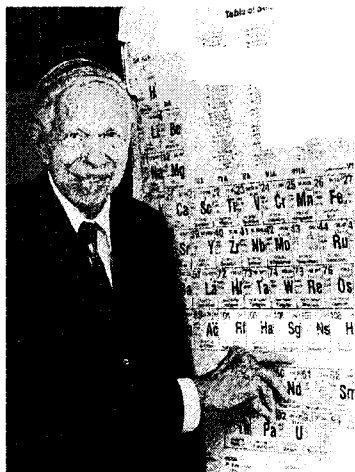


Figure 19: Glen Theodore Seaborg.

attribuées respectivement à $^{257}106$ et $^{259}106$ [Oga74]. Il sera prouvé en 1984 [Dem84] que la fission observée est entièrement issue de $^{256}104$, descendant de $^{260}104$. Dubna avait tout de même co-découvert l'élément 106 conjointement avec Berkeley.

L'élément 106 est nommé seaborgium en l'honneur du chimiste ayant découvert les éléments Z=94 à 98, et ayant participé à la découverte des éléments 99 à 102 et 106 [SeaW]. Sur la figure 19, Glen Seaborg pointe l'élément portant son nom (fait unique dans l'histoire).

2.7 Fusion froide et fusion chaude

Jusqu'à présent, la plupart des découvertes ont été réalisées en utilisant une cible d'actinide (Pu, Cf, ...) et un faisceau léger. Une cible de ^{249}Cf a été utilisée à Berkeley pour synthétiser les éléments 104, 105 et 106. Avec ce type de fusion-évaporation, 3 à 5 neutrons peuvent être émis.

En 1974, Yu. Ts. Oganessian a l'idée d'utiliser une cible de ^{208}Pb et un faisceau "lourd", bénéficiant ainsi du fort excès de masse de ^{208}Pb et donc d'une chaleur de réaction plus faible. Le noyau ^{246}Fm est peuplé par la réaction $^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{246}\text{Fm}$ [Oga75]. Ce mode de réaction, la fusion froide, permet de peupler le noyau composé à plus basse énergie d'excitation comparé à la fusion chaude. Par conséquent, le nombre de neutrons émis est plus faible : généralement 1 ou 2. Or, chaque fois qu'un noyau a la possibilité d'émettre un neutron, la fission entre en compétition, diminuant la probabilité d'obtenir un résidu de fusion-évaporation. La section efficace de production est donc accrue lorsque peu de neutrons sont émis.

Les populations du noyau ^{254}No par fusion froide et chaude sont comparées dans le tableau 2 [Gag89, Don66a].

Fusion froide	Fusion chaude
$^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$	$^{238}\text{U}(^{20}\text{Ne}, 4n)^{254}\text{No}$
$Q_{CN} = -154 \text{ MeV}$	$Q_{CN} = -52 \text{ MeV}$
$E_{CN}^*(\text{bass}) = 10 \text{ MeV}$	$E_{CN}^*(\text{bass}) = 35 \text{ MeV}$
$\sigma \simeq 3.4 \mu\text{b}$	$\sigma \simeq 40 \text{ nb}$

Table 2: Population du ^{254}No par fusion froide et chaude.

L'énergie d'excitation du noyau composé E_{CN}^* est calculée à la barrière de Bass. Cette barrière est évaluée en incluant les potentiels coulombien et nucléaire [Bas74]. Dans le cas de la fusion chaude, l'énergie d'excitation du noyau composé est de 35 MeV alors qu'elle n'est que de 10 MeV pour la fusion froide. Dans ce dernier cas, le nombre de neutrons émis est plus faible, avec pour conséquence une section efficace de production plus élevée. Ceci est illustré figure 20 [Hof98] où sont représentées les section efficaces de production par fusion froide : voies 1n et 2n, ainsi que par fusion chaude : voies 4n et 5n.

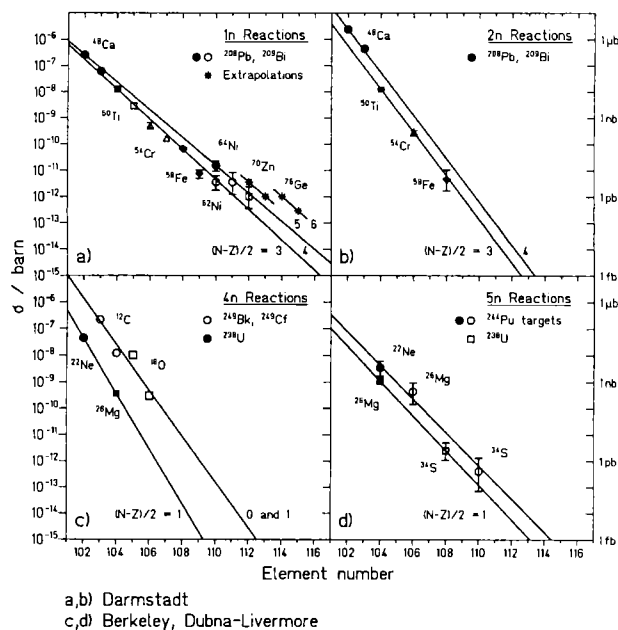


Figure 20: Sections efficaces de production par fusion froide (voies 1n et 2n) et chaude (voies 4n et 5n) [Hof98].

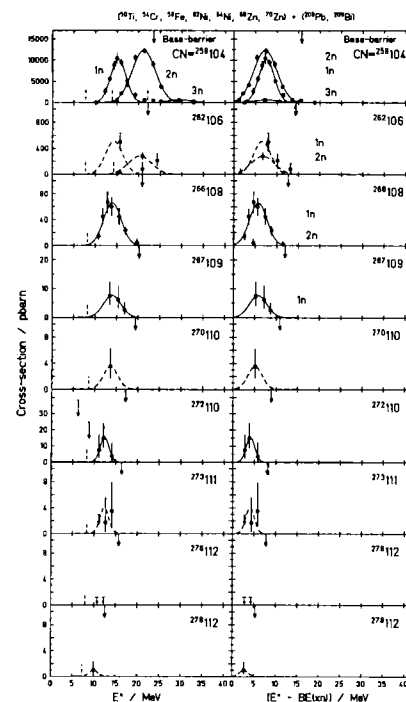


Figure 21: Fonctions d'excitation pour des réactions de fusion froide [Hof98].

La combinaison $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$ est particulière puisque les deux noyaux sont doublement magiques (réaction quadruplement magique). La chaleur de réaction et la section efficace sont donc particulièrement élevées.

Dans des conditions expérimentales typiques (épaisseur de cible de ^{208}Pb de $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et une intensité de faisceau de $1 \mu\text{A}$), un à deux noyaux sont produits par minute pour une section efficace de 1 nb . Pour une section efficace de 1 pb , environ un noyau est produit par jour, alors que pour 100 fb , deux noyaux sont produits par mois. Ces chiffres ne prennent pas en compte l'efficacité de détection.

Notons qu'à partir de l'élément 116 (réaction $^{208}\text{Pb} + ^{80,82}\text{Ge}$), l'énergie d'excitation du noyau résiduel est, à la barrière de Bass, sous le seuil d'émission d'un neutron. La désexcitation ne peut donc se faire que par émission gamma (canal de capture radiatif) qui rentre de nouveau en compétition avec la fission. Augmenter l'énergie de bombardement pour passer le seuil d'émission d'un neutron aurait un effet dramatique puisque la fission prédominerait. La fusion froide montre donc ici ses limites pour la production de noyaux super-lourds au-delà de $Z=114$.

Les fonctions d'excitation mesurées à GSI pour les éléments $Z=104$ à $Z=112$ sont représentées figure 21 [Hof98]. Les fonctions d'excitation sont très étroites : à des énergies d'excitation trop faibles, la fusion et/ou l'émission de neutrons n'est plus possible. En augmentant l'énergie, l'émission de 2 ou 3 neutrons devient possible, mais très rapidement, la fission l'emporte, et ceci dès la barrière de Bass. Les expériences sont donc réalisées sous-barrière.

2.8 Le bohrium ($Z=107$), le hassium ($Z=108$) et le meitnerium ($Z=109$)

En 1966, des réflexions débutent en Allemagne sur la construction d'un nouvel accélérateur couvrant une large gamme d'énergies et de faisceaux : l'UNILAC (UNiversal Linear ACcelerator). Le laboratoire GSI délivre ses premiers faisceaux en 1975. Il est décidé de développer un filtre dédié aux noyaux lourds : SHIP (Separator for Heavy Ion Products), qui sera construit sous la direction de Peter Armbruster.

Le séparateur SHIP dans sa deuxième évolution représenté figure 22 [Mun87] est un filtre de vitesse constitué pour l'essentiel d'un dipôle situé entre deux déflecteurs électrostatiques : c'est un filtre de Wien où les champs électriques et magnétique sont croisés. Une mesure de temps de vol est réalisée grâce à des galettes de micro-canaux. Le dernier dipôle à 7° (magnet V) n'existait pas à l'origine et permet d'éliminer des particules diffusées n'ayant pas été séparées. Le principe de détection au plan focal sera détaillé au paragraphe 2.9.

Le spectromètre SHIP permettra la découverte des éléments 107 en 1981 ($^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr},1n)^{262}107$) [Mun81], 109 en 1982 ($^{209}\text{Bi}(^{58}\text{Fe},1n)^{266}109$) [Mun82] et 108 en 1984 ($^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe},1n)^{265}108$) [Mun84].

L'élément 109 a été synthétisé avant l'élément 108 car les physiciens pensaient que l'isotope $^{265}108$ devait décroître par fission spontanée. Il s'avéra que cet élément était, comme les autres, émetteur alpha.

On trouve parfois des documents attribuant la découverte de l'élément 107 à Dubna (détections de la fission spontanée de $^{261}107$ peuplé par la réaction $^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr},2n)^{261}107$)

**Separator for
Heavy
Ions
Products**

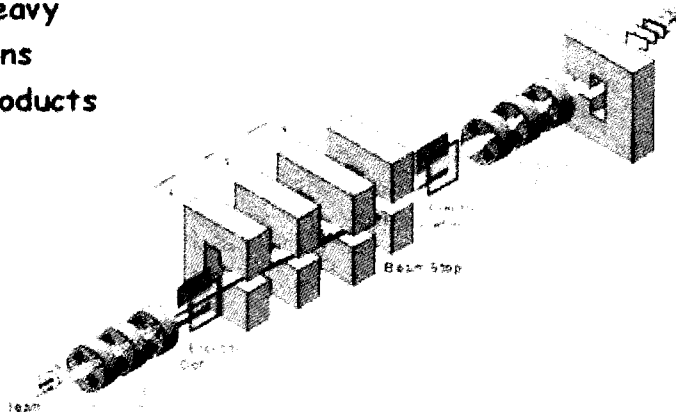


Figure 22: Le spectromètre SHIP.

[Oga76a, Oga76b]. Dans ces expériences, c'est en fait la fission spontanée de $^{257}_{105}$ qui avait été détectée.

Les noms bohrium (Bh), hassium (Hs) et meitnerium (Mt) ont été approuvés en 1997 par l'IUPAC [Iup97].

2.9 La technique des corrélations génétiques

Les éléments au-delà du nobélium ont été identifiés grâce à leurs décroissances alpha successives. Pour que le noyau précurseur puisse être identifié, la séquence doit se terminer par un ou des alphas dont les émetteurs sont connus. Si on détecte par exemple la chaîne $Y \xrightarrow{\alpha_1} \frac{A}{Z}X \xrightarrow{\alpha_2} \frac{A-4}{Z-2}X$ et que la décroissance α_2 est connue comme issue du noyau $\frac{A}{Z}X$, alors le noyau Y est identifié comme étant le grand-père de $\frac{A-4}{Z-2}X$, c'est-à-dire $\frac{A+4}{Z+2}X$.

A partir de la découverte de l'élément 107, les produits de réaction seront séparés par un filtre. Le principe est illustré figure 23.

La réaction se produit au temps t_0 ; à t_1 , le résidu est implanté dans un détecteur silicium segmenté où son énergie et sa position d'implantation sont mesurées (il peut s'agir soit d'un détecteur à pistes croisées sur les deux faces, soit d'un détecteur à pistes résistives). Le temps de vol est mesuré soit par des galettes de micro-canaux, soit par des détecteurs à gaz. La matrice énergie d'implantation - temps de vol permet une discrimination entre le faisceau diffusé et les reculs puisque ceux-ci ont des cinématiques différentes. Les décroissances alpha successives sont mesurées grâce au détecteur silicium qui permet d'acquérir les énergies, les positions (x_i, y_i) et les temps t_i grâce à une horloge universelle.

L'analyse consiste à corrélérer le recul et les décroissances alpha successives. Pour que des alphas soient attribués à la décroissance du noyau $\frac{A}{Z}X$, on requiert que l'implantation et tous les alphas soient détectés à la même position. Lorsque la séquence se termine

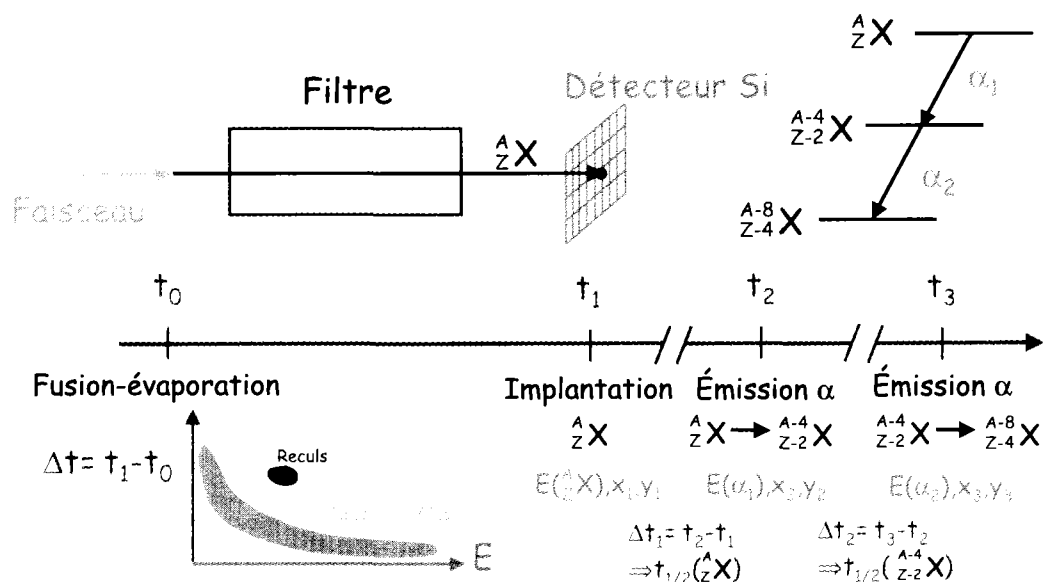


Figure 23: La technique des corrélations génétiques.

par un ou des alphas de noyaux parfaitement connus, il suffit de remonter la chaîne pour identifier le noyau implanté. L'horloge permet de mesurer le temps entre l'implantation et le premier alpha émis, puis entre les alphas successifs. Les périodes de désintégration (temps de vie partiel alpha) sont ainsi mesurées.

Le recul ayant une faible énergie (quelques dizaines de MeV pour des réactions asymétriques) est implanté peu profondément dans le silicium. L'énergie des alphas émis à l'avant sera totalement absorbée et mesurée par le détecteur Si. Ce n'est pas le cas des alphas émis à l'arrière qui déposent une faible énergie dans le Si ("alpha escape"). L'énergie mesurée n'est donc pas celle de l'alpha émis. Pour remédier à ce problème, un tunnel de détecteurs silicium peut être adjoint à l'arrière, permettant de savoir si un alpha s'est échappé et de recouvrer partiellement son énergie. Une solution plus simple consiste à placer un détecteur à gaz devant le silicium, servant simplement de veto.

Pour que la technique fonctionne correctement, il est nécessaire que les périodes de désintégration soient courtes devant le temps moyen entre deux implantations successives afin d'éviter les coïncidences fortuites. C'est pour cette raison que le faisceau peut être arrêté lorsqu'un alpha est détecté. De plus, le spectre alpha doit être exempt de toute contamination et de bruit de fond afin de ne pas générer artificiellement des décroissances radioactives.

Lorsque des détecteurs sont placés autour de la cible (détecteurs γ ou d'électrons de conversion), la technique est appelée R.D.T. (Recoil Decay Tagging). Nous reviendrons sur cette technique au paragraphe 4.6.1.

2.10 Les éléments 110 à 112

Après les succès obtenus à GSI, le laboratoire de Berkeley songe à revenir dans la compétition et construit un nouveau séparateur : SASSY (Small Angle Separator SYstem) [Ghi88]. Il s'agit d'un séparateur à gaz constitué d'un quadripôle et d'un dipôle. Le gaz d'hélium à faible pression (environ 1 mbar) permet aux reculs d'acquérir un état de charge moyen qui dépend en première approximation de la vitesse de l'ion [Oga01]. Si les reculs conservaient leur distribution d'état de charge initiale, ceux-ci auraient des trajectoires différentes dans le dipôle : peu d'états de charges seraient transmis au plan focal. Matti Leino est à l'époque en visite à Berkeley et construira plus tard à Jyväskylä le séparateur RITU (voir paragraphe 4.6.1). Après des améliorations du spectromètre (SASSY 2), la synthèse de l'élément 110 est tentée grâce à la réaction $^{209}\text{Bi}(^{59}\text{Co},1n)^{267}110$. L'expérience assez mouvementée permet d'isoler un candidat [Ghi95].

C'est cependant GSI qui apportera la preuve de l'élément 110. Le dispositif expérimental ayant permis la découverte des éléments 107 à 109 est amélioré, permettant la réduction du bruit de fond d'un facteur 10 et d'augmenter l'intensité de faisceau. Au préalable, les fonctions d'excitation des éléments 104, 106 et 108 sont mesurées afin de mieux cibler l'énergie optimale de bombardement pour l'élément 110.

La campagne de mesure débute fin 1994. L'élément 110 est rapidement découvert grâce aux réactions $^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni},1n)^{269}110$ [Hof95a] puis $^{208}\text{Pb}(^{64}\text{Ni},1n)^{271}110$ [Hof97]. Suit la même année la découverte de l'élément 111 par la réaction $^{209}\text{Bi}(^{64}\text{Ni},1n)^{272}111$ [Hof95b]. En 1996, l'élément 112 est découvert : $^{208}\text{Pb}(^{70}\text{Zn},1n)^{277}112$ [Hof96]. En un peu plus d'un an, GSI aura donc découvert trois nouveaux éléments.

Une tentative pour synthétiser l'élément 113 sera faite en 1998, mais ne donnera aucun résultat. De nouvelles expériences réalisées en 2000 permettront de compléter les résultats sur les éléments 111 et 112 [Hof02].

La découverte de l'élément 110 a été approuvée par IUPAC en 2001 [Kar01] ; l'élément 110 devrait donc recevoir prochainement un nom et un symbole. Il existe à ce sujet des règles, aussi bien concernant la reconnaissance de la découverte que sur la dénomination des éléments [Iup02]. Il existe également une nomenclature provisoire des éléments à partir de $Z=110$ par exemple : ununilium (Uun, $Z=110$), ununium (Uuu, $Z=111$), ununbium (Uub, $Z=112$), ununquadium (Uuq, $Z=114$), ununhexium (Uuh, $Z=116$), uniocthexium (Uoh, $Z=186$), quadbispetium (Qbs, $Z=427$)... [Cha79].

Les éléments 111 et 112 n'ont pas encore été approuvés par IUPAC.

2.11 Les éléments 114 et 116

Nous avons vu précédemment au paragraphe 2.7 que les réactions de fusion froide montraient leurs limites pour les éléments super-lourds à partir de $Z=114$. C'est par réaction de fusion chaude que la découverte de l'élément 114 est faite à Dubna en 1999 par Yu. Ts. Oganessian et collaborateurs ($^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca},3n)^{289}114$) [Oga99a]. Le séparateur à gaz de Dubna construit en 1989 est utilisé.

L'élément $^{287}114$ est ensuite découvert en utilisant une cible de ^{242}Pu et le séparateur électrostatique VASSILISSA [Oga99b].

Nous avons exposé précédemment la méthode des corrélations génétiques utilisée pour

identifier les éléments. La chaîne doit se terminer par des éléments connus pour que cette identification soit sans ambiguïté. Or, dans le cas de l'élément 114, la chaîne se termine par la fission de ^{277}Hs ou $^{283}\text{112}$ qui n'étaient pas connus auparavant : voir figure 24. Les chaînes sont donc flottantes et l'assignation formelle des noyaux est équivoque. Il sera fondamental à l'avenir de compléter la région inexplorée des noyaux riches en neutrons, c'est-à-dire au sud-ouest des $^{288}\text{114}$ afin de confirmer l'existence des éléments peuplés par fusion chaude.

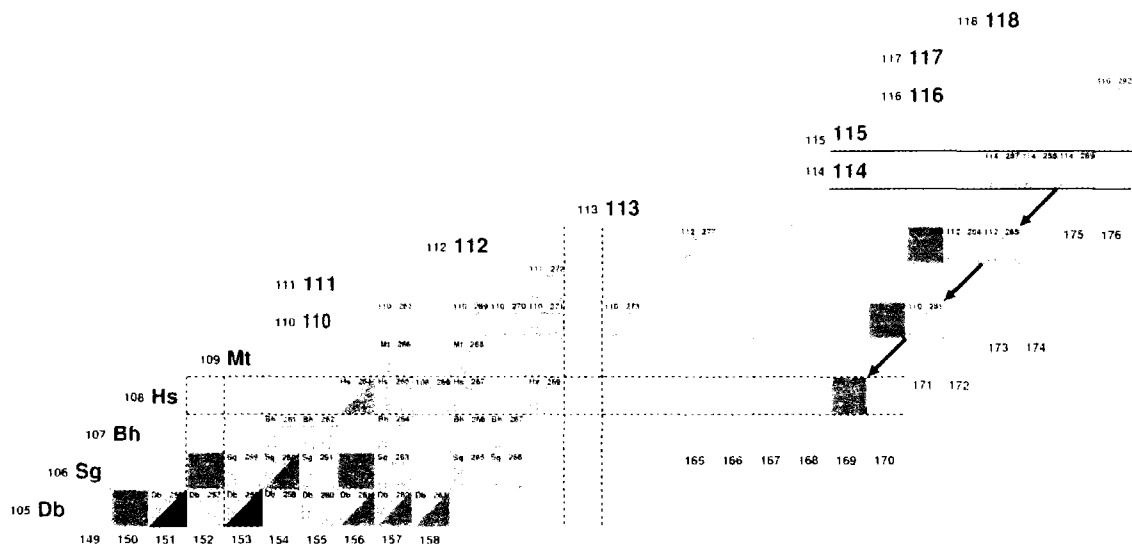


Figure 24: Décroissance des éléments 114 et 116 découverts à Dubna.

L'élément 116 est identifié à Dubna à l'aide du séparateur à gaz par la réaction $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},3n)^{292}\text{116}$ [Oga00]. Comme pour l'élément 114, la chaîne de décroissance est flottante.

Pour terminer ce panorama, nous devons évoquer la découverte de l'élément 118 annoncée en 1999 [Nin99], puis rétractée en 2001 [Nin02]. Cette expérience a été motivée par des calculs de R. Smolańczuk, prédisant une section efficace de 670 pb pour la réaction $^{208}\text{Pb}(^{86}\text{Kr},1n)^{293}\text{118}$ [Smo99], bien au-delà des extrapolations : voir figure 20. Deux expériences effectuées en 1999 ont révélé trois chaînes de décroissance alpha qui n'ont pu être confirmées par une analyse ultérieure ou des expériences effectuées à RIKEN, à GSI ou au GANIL. On pourrait regretter une certaine précipitation des auteurs à publier un résultat non recoupé par d'autres analyses, les déplorables polémiques qui s'en suivent [Phy02] et le discrédit porté à la discipline. Cependant, l'annonce fracassante de cette découverte avait à l'époque relancé les recherches sur les éléments super-lourds et motivé de nouvelles expériences sur les noyaux très lourds.

2.12 Etat des lieux

Les dates et lieux des découvertes sont résumés table 3 et s'écoulent de façon régulière dans le temps. Il en est de même pour la découverte des isotopes : en 1940, environ 500 étaient connus pour 3000 actuellement, suivant une courbe étonnamment linéaire au cours du temps.

99	Es	einsteinium	Berkeley - Los Alamos	1952	[Ghi55a]
100	Fm	fermium	Berkeley - Los Alamos	1952	[Ghi55a]
101	Md	mendélévium	Berkeley	1955	[Ghi55b]
102	No	nobélium	Berkeley - Dubna	1958	[Don65,Zag66]
103	Lr	lawrencium	Berkeley - Dubna	1961	[Ghi61,Don65]
104	Rf	rutherfordium	Berkeley - Dubna	1964	[Fle64,Ghi69]
105	Db	dubnium	Berkeley - Dubna	1970	[Fle68,Ghi70]
106	Sg	seaborgium	Berkeley - Dubna	1974	[Ghi74,Oga74]
107	Bh	bohrium	GSI	1981	[Mun81]
108	Hs	hassium	GSI	1984	[Mun84]
109	Mt	meitnerium	GSI	1982	[Mun82]
110 ^a			GSI	1994	[Hof95a]
111			GSI	1994	[Hof95b]
112			GSI	1995	[Hof96]
114			Dubna	1999	[Oga99a]
116			Dubna	1999	[Oga00]

^a : approuvé par IUPAC.

Table 3: Récapitulatif de la découverte des éléments.

Les dates des découvertes des isotopes sont représentées figure 25. Vers $Z=100$, la majorité des isotopes a été découvert dans les années 60. La synthèse de nouveaux isotopes riches en neutrons ou protons est contrariée par le fait que les combinaisons cible-faisceau disponibles restreignent les investigations.

Les connaissances sur les noyaux lourds sont encore très limitées comme on peut le voir figure 26. Pour les noyaux super-lourds, seuls les énergies de décroissance alpha et les temps de vie partiels sont connus. Pour les noyaux plus légers à partir de $Z=100$, peu d'états excités sont connus. Il existe quelques exceptions comme le ^{256}Fm étudié par décroissance β^- d'une cible de ^{256}Es [Hal89], ou les récentes études de spectroscopie γ ou électron effectuées dans les noyaux ^{250}Fm , $^{252,254}\text{No}$.

Dans les noyaux impairs, le spin et la parité de l'état fondamental sont rarement connus. De ce fait, la comparaison avec les modèles théoriques et la prédiction de la position de l'îlot de stabilité sont très limitées et hasardeuses. Le temps de vie et l'énergie de décroissance alpha sont les seules quantités qui peuvent être comparées actuellement. Ce sont encore les difficultés expérimentales qui sont à l'origine de ce déficit de connaissances. Nous avons vu que les sections efficaces de production étaient faibles ; collecter une statistique importante est primordial pour étudier les états excités et leurs propriétés.

Nous exposerons au paragraphe 4 les techniques utilisées, puis les progrès attendus dans ce domaine.

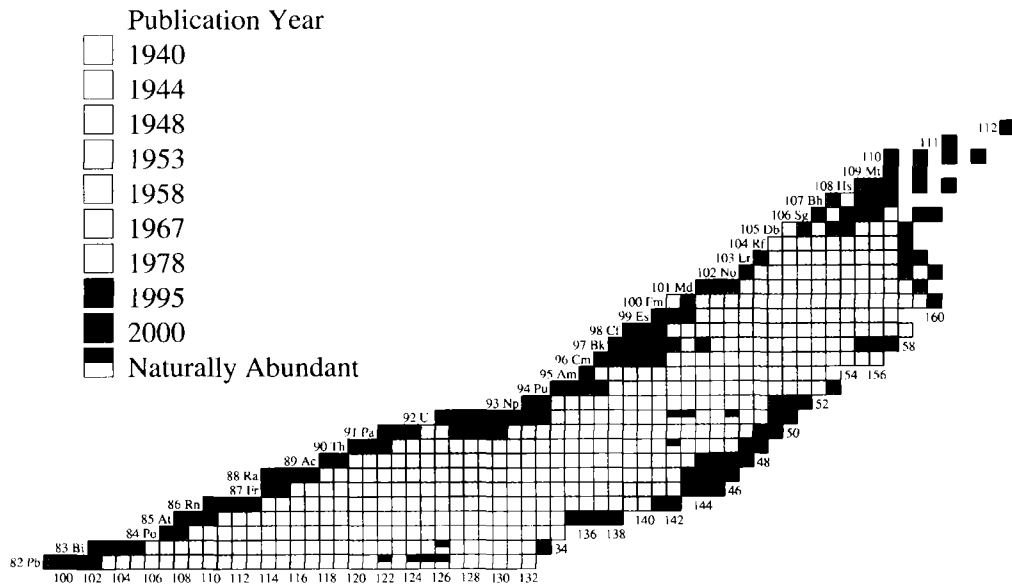


Figure 25: Date de découverte des isotopes [SysW].

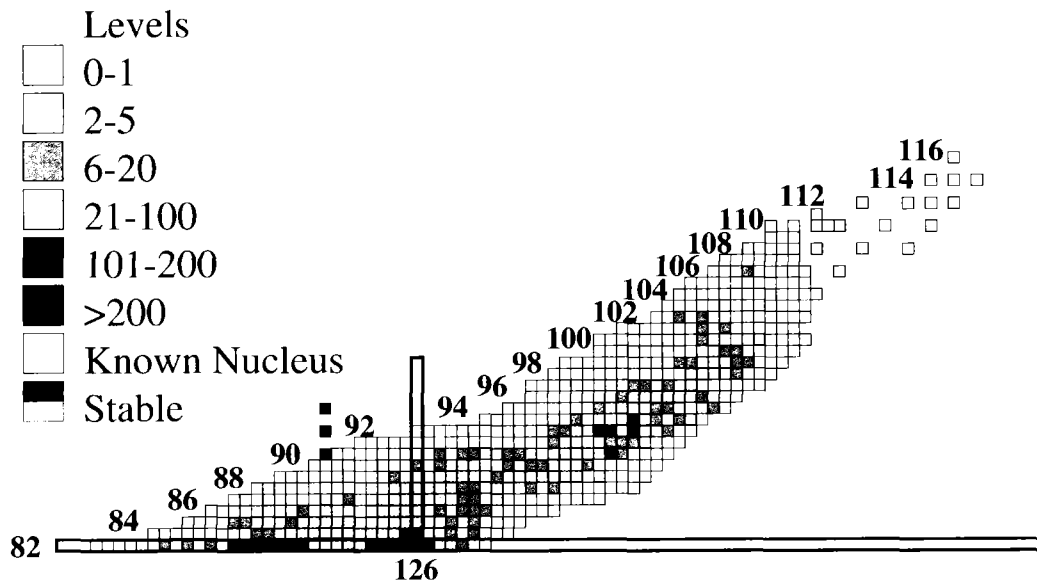


Figure 26: Nombre d'états connus dans les isotopes [SysW].

3 Nucléosynthèse et recherche des super-lourds dans la nature

La nucléosynthèse et la recherche des super-lourds dans la nature couvrent un large spectre de connaissances. Il n'est pas question ici d'être exhaustif sur ces sujets, mais plutôt de les introduire.

3.1 Nucléosynthèse des super-lourds

Les éléments super-lourds connus ont été synthétisés artificiellement soit par explosion de bombe thermonucléaire, soit par réaction entre ions lourds.

On peut se demander s'ils existent à l'état naturel et comment ils ont pu être synthétisés. Si ces éléments existent à l'état naturel, il ont pu être produits par le processus-r intervenant lors d'explosion de supernovæ ou quelques centaines de secondes après le big bang. Le processus-r est une succession de captures neutroniques suivies de décroissances β^- . Le processus est initié à partir d'éléments situés vers le fer. Lorsqu'un noyau lourd fissile est produit, les deux fragments légers peuvent à leur tour capturer des neutrons pour alimenter le processus. Les noyaux stables lourds sont produits lorsque le système se refroidit par désintégrations β^- . Le processus-r ne peut se produire que dans des conditions particulières de température ($> 10^9$ K) et de densité de neutrons ($> 10^{20}$ n/cm³).

Les paramètres clef intervenant dans la description du processus-r sont les énergies de séparation de neutrons, les valeurs Q_β et les temps de vie (barrières de fission). En l'absence de données expérimentales sur les noyaux super-lourds riches en neutrons, le processus-r doit être modélisé par des calculs théoriques, qui, comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.3 ont du mal à s'accorder. Il existe donc de grandes incertitudes. La production des éléments super-lourds par nucléosynthèse semble cependant improbable et incite les astrophysiciens à la prudence (voir par exemple [Kra93, Rau94, Pfe01]).

D'autres processus de nucléosynthèse ont été suggérés comme le processus-n (où les températures inférieures à 10^8 K et des densités neutroniques de 10^{18} à 10^{20} n/cm³ sont requises), la décompression de matière froide éjectée d'étoiles à neutrons, les étoiles à neutrons elles mêmes, ou les réactions entre ions lourds suivant l'explosion de supernovæ.

3.2 Présence des super-lourds dans la nature

En supposant que les éléments super-lourds aient été créés par nucléosynthèse, se pose la question de leur survie. Pour qu'ils puissent être observés dans notre environnement, il faut que leurs temps de vie soient du même ordre de grandeur que l'âge du système solaire, ou bien qu'ils aient une origine extra-terrestre plus récente. La première hypothèse est hautement improbable puisque l'âge du système solaire est d'environ 4.6 milliards d'années et que les calculs prédisent des temps de vie allant jusqu'à une centaine d'année (voir par exemple [Smo97]). Une fois de plus, cette estimation repose sur des calculs théoriques et fluctue selon les modèles utilisés. Les recherches ont donc également été effectuées sur des échantillons d'origine extra-terrestre (météorites, échantillons lunaires) ou dans les rayons cosmiques d'origine a priori plus récente.

Finalement, certains travaux ont porté non sur la recherche de l'élément, mais sur les traces ou dégâts laissés par ces éléments dans des matériaux (fission ou décroissance alpha). Dans ce cas, la question de la survie de l'élément ne se pose plus.

3.3 Recherche des super-lourds dans la nature

Les sources, techniques d'analyse et signatures recherchées sont diverses et originales. Une abondante littérature a été produite entre 1960 et 1980. On pourra trouver une synthèse des recherches effectuées dans [Her74, Fle81, Fle85] accompagnées d'une impressionnante liste de références.

3.3.1 Les sources

Les éléments super-lourds sont a priori des métaux lourds volatiles (voir le cours de H. Gäggler [Gag02]). Il est donc judicieux de chercher ces éléments dans des échantillons contenant des éléments de la même colonne : Pt, Au, Hg, Tl, Pb...

Les sources peuvent être terrestres : des minerais, du platine natif, du verre au plomb, des galènes (sulfure naturel de plomb), du mica, des sources riches en métaux lourds... Certaines de ces sources ont pu par le passé être exposées aux rayonnements cosmiques ou avoir été enrichies en sources extra-terrestres. C'est par exemple le cas des sédiments marins profonds.

Les sources extraterrestres sont les météorites, en particulier les chondrites carbonées dont l'analyse isotopique des inclusions révèle une origine présolaire, les météorites formées d'olivines (silicate de fer et de magnésium) ayant pu piéger les éléments super-lourds, ou des échantillons lunaires. Une fois encore, ces sources ont pu être exposées aux rayonnements cosmiques.

La dernière source explorée est finalement le rayonnement cosmique, le plus prompt à véhiculer les résidus d'explosion de supernovæ.

3.3.2 Les techniques d'analyse

L'analyse des échantillons est délicate du fait que toute contamination par des actinides (produits en laboratoire ou débris d'explosions thermonucléaires) doit être évitée. La sensibilité des techniques est souvent exprimées en g d'élément recherché par g d'échantillon et peut atteindre 10^{-15} g/g selon la technique employée.

Parmi les techniques d'analyse, nous pouvons distinguer :

- les recherches directes : spectroscopie de masse, irradiation neutronique, la méthode PIXE (irradiation par protons associée à la détection de fluorescence X) ;
- les recherches de manifestations d'éléments super-lourds : détection de la fission spontanée et de la multiplicité neutron. Les éléments super-lourds, en vertu de leur numéro atomique élevé relaxent plus d'énergie cinétique que les actinides. La multiplicité neutron doit également être plus élevée : $\simeq 10$ tandis qu'elle est de 3 à 5 pour les actinides (effet dû à la richesse neutronique des fragments) ;

- recherches de manifestation anciennes de la décroissance des super-lourds. Les éléments, lorsqu'ils fissionnent laissent des traces de quelques centaines de microns dans des matériaux comme le verre, le mica ou le plastique. La longueur des traces étant fonction de l'énergie cinétique des fragments, elle doit être plus élevée pour la fission des éléments super-lourds. La décroissance alpha forme également des dégâts dans des matériaux comme le mica, dont la taille est fonction de l'énergie des alphas. Puisque l'énergie de décroissance croît avec Z , la taille de ces halos doit être plus grande pour les éléments super-lourds. Enfin, la fission des éléments super-lourds devrait conduire à un excès de fragments très riches en neutrons. Le rapport isotopique $^{136}\text{Xe}/^{134}\text{Xe}$ est un indicateur. Lors de la recherches de manifestations anciennes, la survie des éléments depuis leur formation ne se pose plus.

3.3.3 Quelques exemples

Ils existe quelques cas fameux de recherches d'éléments super-lourds dans la nature. Citons en trois :

- sources de la péninsule de Cheleken (actuellement au Turkménistan). Ces sources sont riches en métaux lourds. 2000 m^3 de ces eaux ont été filtrées, transformées en solution saturée puis en résine [Fle79]. La fission spontanée et la multiplicité neutron ont ensuite été mesurées dans une mine de sel afin de s'affranchir des rayonnements parasites. Quelques dizaines d'événements pouvant correspondre à la fission de super-lourds ont été observées ;
- la météorite Allende. Cette chondrite carbonée de plus de trois tonnes est tombée au Mexique en 1969. Des échantillons ont été analysés par diverses méthodes. La fission spontanée et la multiplicité neutron ont été mesurées comme pour les eaux de la péninsule de Cheleken [Fle77, Pop74]. La météorite a été chauffée par un flux d'hydrogène et d'oxygène à 1000° ; les produits sublimés ont été séparés chimiquement et leur fission a été mesurée [Zva77, Zhu80]. Enfin, le rapport isotopique $^{136}\text{Xe}/^{134}\text{Xe}$ a été mesuré [And75]. Ces analyses ont toutes indiqués la présence d'éléments super-lourds ;
- les halos géants observés dans des monazites de Madagascar (phosphate de cérium). Les auteurs ont observé des halos anormalement grands attribués à la décroissance alpha d'éléments super-lourds. Une analyse par la méthode PIXE a permis de détecter des raies de fluorescence X assignées aux éléments $Z=116, 124, 126$ et 127 [Gen76]. Si ces résultats s'étaient avérés exacts, cela aurait impliqué la présence de très grandes quantités d'éléments super-lourds à long temps de vie. Les raies observées étaient dues à des contaminations.

3.3.4 Bilan

Bien que quelques indications sur la présence d'éléments super-lourds dans la nature aient été publiées, il n'existe aucune évidence formelle. Des indications sur la découverte d'éléments super-lourds sont souvent avancées dans la littérature que nous avons consultée.

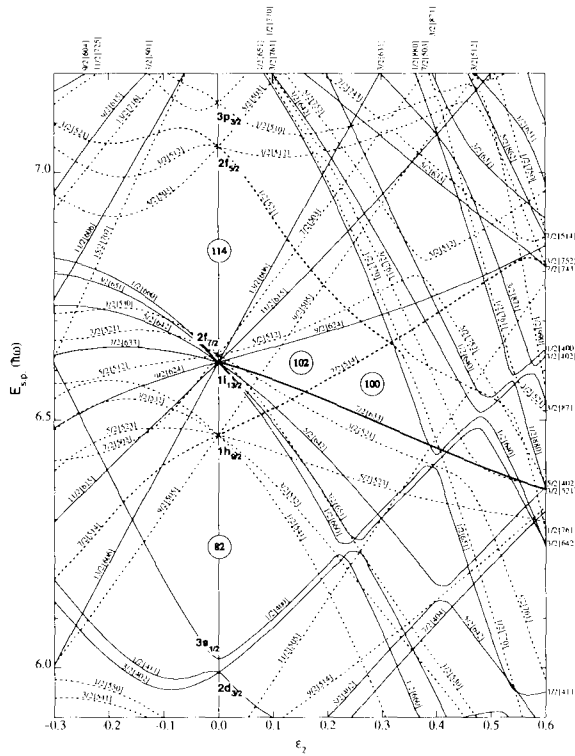
G.N. Flerov [FleW], qui s'est beaucoup impliqué dans ces recherches dresse lui même un bilan mitigé. Les nombreuses recherches effectuées jusqu'au début des années 80 n'ont, à notre connaissance pas donné de suites. L'élément le plus lourd trouvé dans la nature reste le ^{244}Pu [Hof71].

4 Spectroscopie des noyaux très lourds

Nous abordons dans ce chapitre les études de structure nucléaire réalisées dans les noyaux très lourds. Nous motivons dans un premier temps l'intérêt de telles études, quels types d'excitations peuvent être impliquées, puis quelles techniques expérimentales sont utilisées. Nous illustrons ensuite la spectroscopie à l'aide d'exemples récents.

4.1 Intérêt

L'intérêt des études spectroscopiques dans les noyaux lourds (à partir du fermium) est multiple.



ple [BMv1] page 239).

Pour résumer, l'intérêt consiste à "mettre de l'ordre" dans les schémas de particules individuelles : quelles sont les orbitales impliquées, quel est leur ordre, leur nature et quelles sont les conséquences sur l'îlot super-lourd.

Les implications au niveau théorique sont nombreuses : nous avons souligné que les modèles ne s'accordaient pas sur les nombres magiques super-lourds, avec comme problème sous-jacent l'interaction nucléaire. L'interaction spin-orbite et les corrélations d'appariement sont particulièrement difficiles à explorer dans cette région.

D'autres aspects peuvent être abordés grâce à l'étude des noyaux très lourds : mécanisme de réaction, mesures de masses et étude de la fission. Ce dernier sujet très vaste ne sera pas abordé dans ce cours. On pourra consulter la référence [Oga85] pour s'initier au sujet.

4.2 Les types d'excitation

En structure nucléaire, deux grandes familles d'excitations peuvent être discernées : les excitations collectives et individuelles. La rotation est un mode privilégié d'excitation collective des noyaux déformés. Elle donne lieu à des bandes rotationnelles d'énergie $E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}I(I + 1)$ (d'autres termes doivent être ajoutés selon les propriétés de la tête de bande : voir paragraphe 4.8). Les états décroissant par émissions de rayonnements quadripolaires électriques, c'est principalement par spectroscopie gamma ou électron de conversion qu'ils seront étudiés.

Le second type d'états consiste en l'excitation de particules, conduisant à un spectre en énergie irrégulier. Ce type d'excitation est particulièrement actif dans les noyaux impairs, contrairement aux noyaux pair-pair où les corrélations d'appariement "retardent" les excitations de nucléons. Des bandes de rotation peuvent bien entendu être bâties sur les excitations individuelles. Pour se convaincre de la différence entre noyaux pairs et impairs, on pourra consulter les compilations de données nucléaires : voir par exemple la différence en ^{250}Cf et ^{251}Cf [Fir96].

La décroissance d'états excités pourra être observée par leur décroissance électromagnétique. Cependant, le nombre élevé de nucléons entraîne :

- un moment d'inertie du noyau élevé et donc des énergies de transition entre états d'une bande rotationnelle faible ;
- une compression des états par rapport aux noyaux plus légers (voir de nouveau figure [BMv1] page 239) qui s'explique simplement par les propriétés de l'oscillateur confiné dans un volume de rayon $A^{1/3}$ ([Nil95] p 62, [Mot98]).

La conséquence directe est une forte conversion des transitions de basse énergie et les difficultés expérimentales qui s'en suivent. La spectroscopie alpha pourra être un outil adapté à l'étude des excitations individuelles puisque celle-ci peuple préférentiellement les états de basse énergie et de faible moment angulaire.

4.3 Les modes de production

Nous avons déjà évoqué lors du paragraphe 2 les modes de production pouvant être utilisés :

- la bombe thermonucléaire n'est plus d'actualité, bien que ses similitudes avec le processus-r pourraient, en cas de déclassification des données, apporter de précieuses informations sur la nucléosynthèse ;
- les réactions de transfert permettent, grâce à la détection de l'éjectile (énergie et distribution angulaire) des études de structure nucléaire (voir par exemple [Ahm77, Ahm78, Ahm90]). Ces réactions nécessitent des cibles lourdes radioactives et limitent les investigations à $Z=100$. Ces réactions ne sont plus utilisées ;
- le noyau le mieux connu pour $Z \geq 100$ est le ^{256}Fm étudié par décroissance β^- d'une cible de ^{256}Es [Hal89]. Comme pour le transfert, la disponibilité des cibles restreint ces études ;
- nous devons citer pour être exhaustif les travaux de A. Marinov et collaborateurs [Mar93, Mar98] qui utilisent les réactions de spallation sur des cibles de W. Les produits de fission peuvent à leur tour fusionner avec la cible de W. Ces travaux semblant indiquer la production de l'élément 112 et les interprétations compliquées (voir même farfelues) semblent convaincre uniquement leurs auteurs ;
- enfin, les réactions de fusion-évaporation permettent de peupler une large gamme d'isotopes.

Nous abordons les techniques expérimentales liées aux réactions de fusion-évaporation au paragraphe suivant.

4.4 Comparaison entre décroissance alpha et spectroscopie prompte

Lorsque les noyaux sont produits par réaction de fusion-évaporation, deux techniques représentées figure 28 peuvent être utilisées. Dans les deux cas, un filtre permet de trier et transporter les résidus d'évaporation au plan focal du spectromètre où un détecteur silicium à localisation est installé. Les résidus sont sélectionnés en combinant la mesure de l'énergie d'implantation et du temps de vol.

Lors des études de décroissance alpha, aucun détecteur n'est installé autour de la cible. Le taux de comptage au plan focal est fortement réduit par la sélectivité du filtre et une haute intensité de faisceau peut être utilisée : de l'ordre de $1 \mu\text{A}$. Le facteur de suppression du faisceau est typiquement supérieur à 10^{10} . On s'intéresse ici à la décroissance des noyaux implantés au plan focal. Il s'agit essentiellement de la décroissance alpha, mais aussi de la fission, de la décroissance β ou de la capture électronique. La décroissance du noyau peuple l'état fondamental, mais aussi des états excités du noyau fils. Ces derniers vont à leur tour décroître par émission de rayonnements gamma ou électrons de conversion vers l'état fondamental. Les rayonnements gamma

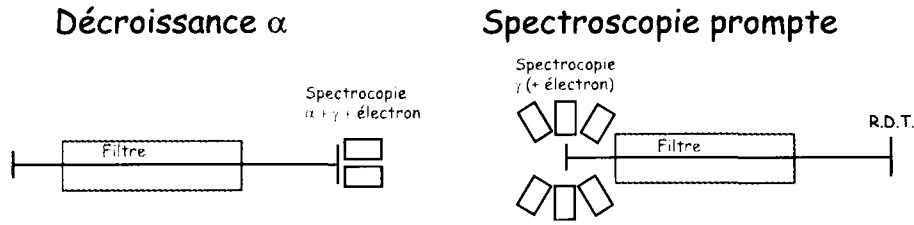


Figure 28: Principe de la spectroscopie après décroissance alpha et de la spectroscopie prompte.

pourront être détectés par un ensemble de détecteurs germanium, et les électrons par une boîte de silicium placée devant le détecteur d'implantation. La spectroscopie électron est ici relativement aisée puisque les électrons atomiques δ ne sont pas produits. De plus, le noyau produit lors de la réaction peut comporter un état isomérique qui survit au passage du filtre. Sa décroissance pourra être étudiée au plan focal. Inconvénient de cette technique : la décroissance alpha peuple essentiellement des états de basse énergie et de faible moment angulaire.

Cette technique est particulièrement bien adaptée à l'étude des excitations individuelles dans les noyaux impairs.

La spectroscopie prompte consiste à étudier autour de la cible la désexcitation des noyaux. Les noyaux sont transmis par le filtre puis triés grâce à la mesure de leur temps de vol et de leur énergie d'implantation. Lorsque la décroissance alpha caractéristique des noyaux est utilisée pour identifier le noyau, la technique s'appelle R.D.T. (Recoil Decay Tagging), que l'on pourrait traduire par étiquetage des reculs par leur décroissance. Nous reviendrons sur cette technique au paragraphe 4.6.1. Le détecteur placé autour de la cible pourra être un spectromètre gamma ou d'électrons de conversion. La spectroscopie électron est ici difficile du fait de la production d'électrons δ lors de la collision. Une limitation en intensité de faisceau découle du fait que les détecteurs ne peuvent supporter un taux de comptage illimité. On devra se limiter à des intensités de faisceau de l'ordre de 10 pA. Par contre, la réaction de fusion-évaporation peuple des états de haut moment angulaire, par exemple des bandes rotationnelles. La technique s'applique essentiellement à l'étude des propriétés collectives.

4.5 La spectroscopie après décroissance alpha

4.5.1 Rappels sur la décroissance alpha

La probabilité d'émission alpha (voir formule 6) est fonction de l'énergie de la particule, du moment angulaire transféré et du numéro atomique. Cette probabilité augmente lorsque le moment angulaire diminue, l'énergie alpha et le numéro atomique augmentent.

Dans la formule de pénétration de barrière, il n'est pas tenu compte des fonctions d'onde initiale et finale. La décroissance alpha ne fait pas exception à la règle et favorise les transitions entre états de fonctions d'ondes similaires. Lorsqu'un réarrangement de nucléons intervient lors de la transition entre le père et le fils, la probabilité d'émission

alpha diminue. Cette effet est particulièrement sensible au changement de parité.

En résumé, la décroissance alpha apporte des informations sur :

- l'énergie des états peuplés ;
- la fonction d'onde des états, et par conséquent le spin et la parité.

4.5.2 Illustration

Nous illustrons les études spectroscopiques par la décroissance alpha du noyau ^{255}Rf [Hes01]. Ce noyau a été produit à GSI par la réaction $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti},3n)^{255}\text{Rf}$ avec une section efficace d'environ 0.2 nb. Les noyaux produits par bombardement d'un faisceau de $3.1 \cdot 10^{12}$ p.p.s (soit $\simeq 500$ pA) étaient transmis par le spectromètre SHIP.

La détection au plan focal a permis d'identifier plusieurs transitions alpha, peuplant trois états du noyau fils ^{251}No : voir figure 29.

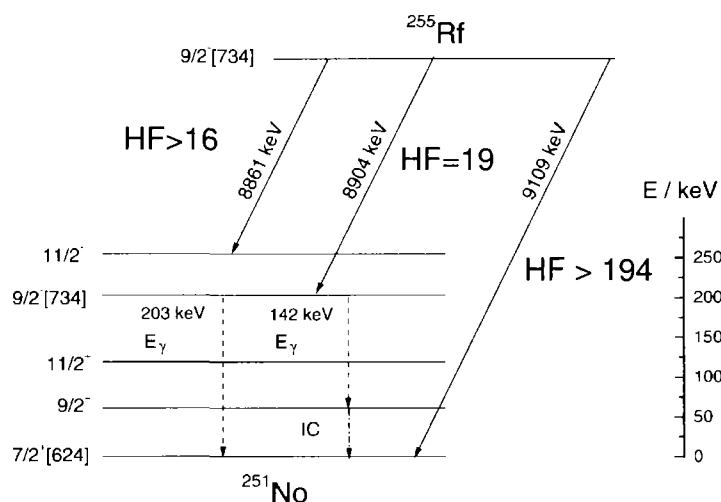


Figure 29: Décroissance de ^{255}Rf [Hes01]

L'intensité des transitions est interprétée grâce au facteur HF (Hindrance Factor), outil que l'on pourrait comparer à la quantité $\log ft$ utilisée en décroissance β (voir le cours de Ph. Dessagne [Des02]). Le facteur HF peut être défini par : $HF = T_\alpha(\text{exp})/T_\alpha(\text{ref})$ où $T_\alpha(\text{exp})$ est le temps de vie expérimental (c'est à dire l'inverse du taux de transition). $T_\alpha(\text{exp})$ est le temps de vie partiel où la dépendance en moment angulaire a été supprimée ($\Delta l = 0$) [Ras58, Ras68]. Pour les noyaux impairs, on peut aussi associer comme référence la moyenne des temps de vie partiels des transitions état fondamental vers état fondamental des deux noyaux pair-pair voisins. Le facteur HF est nécessairement supérieur à 1. Lorsqu'il est proche de 1, les fonctions d'ondes des états père et fils sont similaires.

Sur le schéma de décroissance de ^{255}Rf , la transition la moins empêchée est $9/2^- \rightarrow 9/2^-$. Suivent ensuite la transition $9/2^- \rightarrow 11/2^-$ où seul le spin est changé, puis la

transition $9/2^- \rightarrow 7/2^+$ où le spin et la parité changent. Lors de l'expérience, deux transitions gamma à 142 et 203 keV ont été observées, complétant le schéma de niveau. On peut s'étonner que les états notés $9/2^+$ et $11/2^+$ soient peu peuplés par la décroissance alpha. Il s'agit très probablement d'états rotationnels bâtis sur l'état fondamental, et donc encore plus empêchés que la transition $9/2^- \rightarrow 7/2^+$.

L'analyse à l'aide du facteur HP' , associée à la détection gamma ou électrons de conversion permet donc de bâtir des schémas de niveaux et d'assigner spin et parité aux états. On pourra consulter d'autres articles où des analyses similaires sont effectuées, par exemple [Hes85, Hes97, Esk70, Esk71, Esk73].

La décroissance alpha est également un outil permettant de peupler les états de bas spin des bandes rotationnelles : voir par exemple [Hat89] pour les isotopes jusqu'à $Z = 100$. Il devrait être possible de réaliser de telles études dans les noyaux plus lourds : voir discussion dans les références [Sob01, Mun01].

4.6 La spectroscopie prompt

Lors d'expériences de spectroscopie prompt, le physicien est confronté au problème de la sélectivité des événements recherchés, noyés dans un bruit de fond dominé par la fission, les réactions de transfert ou l'excitation coulombienne. La section efficace de fusion-fission est de l'ordre de 1 b, alors que l'excitation coulombienne peut atteindre plusieurs b. Le rayonnement prompt émis par le noyau d'intérêt est donc entièrement noyé dans un fond dont il faut s'affranchir. Si la section efficace de fusion est de $1 \mu\text{b}$, il faut sélectionner un événement parmi un million sans se tromper.

La technique R.D.T. permet d'effectuer cette sélection.

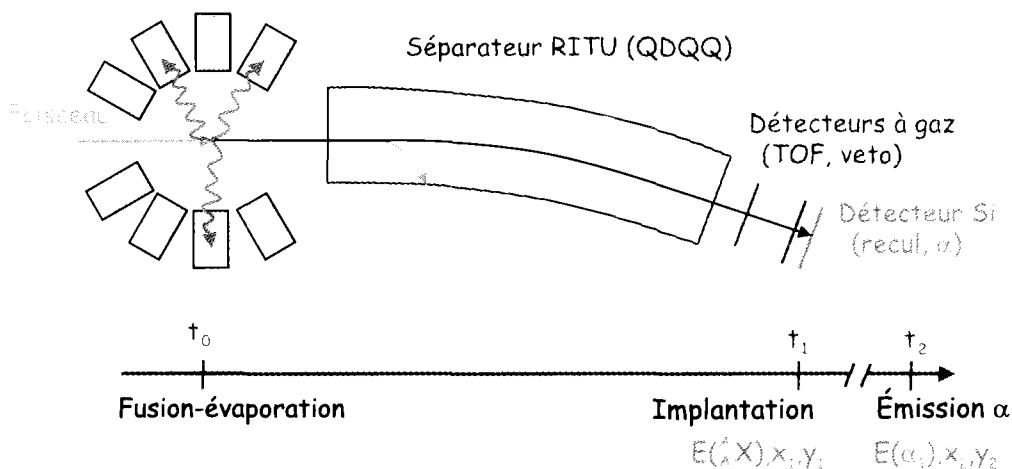


Figure 30: Principe de la technique R.D.T.

4.6.1 La technique R.D.T.

La technique R.D.T. (Recoil Decay Tagging) utilisée pour la première fois à GSI en 1986 [Sim86] est une extension de la méthode des corrélations génétiques présentée au paragraphe 2.9. L'évolution consiste en la détection des rayonnements prompts émis autour de la cible par les résidus de fusion-évaporation. Un spectromètre gamma et/ou d'électrons de conversion est utilisé.

Nous décrivons ici à titre d'illustration le dispositif employé à l'université de Jyväskylä (Finlande) dont le principe est décrit figure 30.

La réaction et l'émission des rayonnements prompts se produisent au temps t_0 . Les reculs filtrés par le séparateur à gaz RITU [Lei95] sont implantés au temps t_1 au plan focal. Le détecteur silicium segmenté mesure l'énergie et la position (x_1, y_1) . Le temps de vol est mesuré grâce à deux détecteurs à gaz. Une première sélection grâce à la matrice énergie d'implantation - temps de vol permet de s'affranchir du faisceau ou la cible diffusés. Si le résidu est émetteur alpha, la décroissance se produit au temps t_2 . La particule alpha peut soit s'échapper du silicium, auquel cas elle traverse un détecteur à gaz servant de veto, soit être détectée à la position (x_2, y_2) .

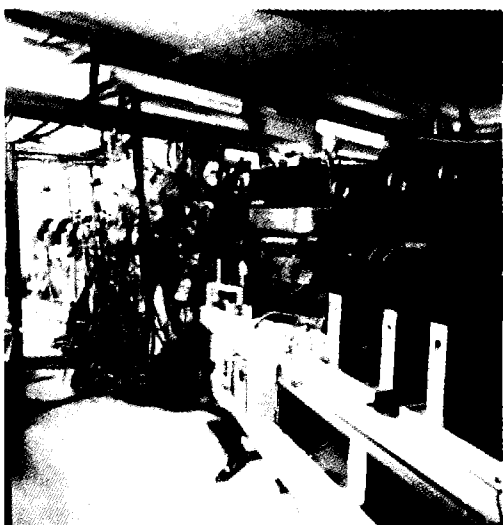


Figure 31: Le spectromètre RITU associé au multidétecteur Jurosphere.

Des détecteurs gamma ou électron de conversion peuvent être adjoints au plan focal pour permettre l'étude d'états isomériques ou de rayonnements émis après décroissance alpha :

- si le noyau A_ZX possède un état isomérique survivant au passage dans le séparateur, un rayonnement peut être émis au temps t'_1 avec $t_1 < t'_1 < t_2$;
- si le noyau A_ZX décroît sur un état excité du noyau ${}^{A-4}_{Z-2}X$, l'émission d'un rayonnement au temps $t_3 > t_2$ est possible.

Les fonctions d'excitation de production de noyaux très lourds étant très étroites, essentiellement un seul résidu sera produit. La technique R.D.T. permet alors de

Les corrélations sont effectuées en examinant les données dans l'ordre chronologique inverse. Supposons que l'on s'intéresse à la spectroscopie prompt du noyau A_ZX . Lorsqu'une particule alpha dont l'énergie E_α correspond à la décroissance du noyau étudié est détectée à la position (x_2, y_2) , on recherche dans les données antérieures le recul associé qui a dû être détecté à la même position. Le temps de recherche se limite généralement à quelques périodes de décroissance. Le recul le plus proche en temps implanté à t_1 est alors identifié comme étant le noyau A_ZX . Le temps de vol dans le séparateur Δt_{vol} est connu ; le rayonnement émis autour de la cible au temps $t_0 = t_1 - \Delta t_{vol}$ est alors associé au noyau A_ZX .

confirmer l'identification du noyau, de mesurer le temps de vie partiel ou d'étiqueter des rayonnements prompts bâtis sur un état isomérique. Dans des noyaux déficitaires en neutrons plus légers (par exemple Pb, Bi, Po), les voies d'évaporation sont plus nombreuses et l'identification par décroissance alpha est indispensable.

Le spectromètre à gaz RITU, associé au multidétecteur Jurosphere est représenté figure 31. La longueur de RITU est d'environ 4 mètres. L'efficacité de détection de Jurosphere est d'environ 2 % pour la raie à 1.3 MeV du ^{60}Co . La transmission de RITU est d'environ 30 % pour les réaction asymétriques. Le dispositif au plan focal n'est pas représenté sur cette figure.

Le dispositif combinant Gammasphere constitué de 110 cristaux de germanium (efficacité $\simeq 10\%$) et le FMA [Dav92] (Argonne) permet également d'étudier la décroissance gamma prompt de noyaux très lourds.

4.7 Spectroscopie prompt de noyaux pair-pair

4.7.1 Spectroscopie gamma de $^{252,254}\text{No}$ et ^{250}Fm

Les premières expériences de spectroscopie gamma prompt de noyaux très lourds ont été réalisées sur le noyau ^{254}No , parallèlement à Jyväskylä [Lei99] et à Argonne [Rei99]. Le choix de ce noyau était motivé par la valeur exceptionnellement élevée de la section efficace de fusion froide $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$: voir paragraphe 2.7.

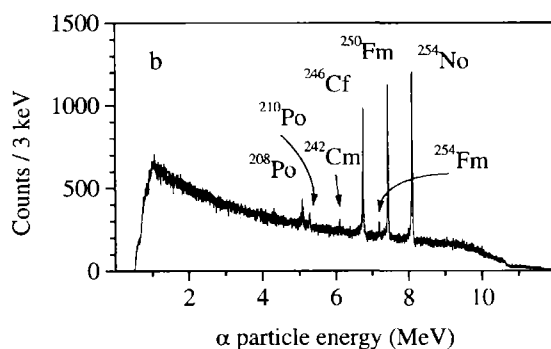


Figure 32: Spectre alpha de décroissance de ^{254}No [Lei99].

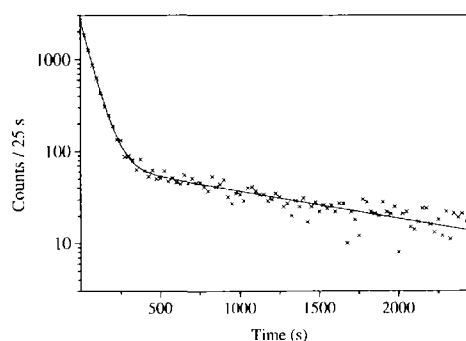


Figure 33: Mesure du temps de vie de ^{254}No [Lei99].

Nous nous focalisons ici sur l'expérience réalisée à Jyväskylä. Le dispositif autour de la cible était constitué de quatre détecteurs clover segmentés [She99] (SARI : Segmented Array at RItu) fournis par la collaboration EXOGAM complétés par un ensemble de trois détecteurs d'électrons de conversion de type mini-orange (ICEMOS : Internal Conversion Electron Mini-Orange Spectrometer). L'efficacité gamma du dispositif était de 1.7 % pour la raie à 1.3 MeV du ^{60}Co . Pour une intensité de faisceau de 10 pnA, le taux de comptage total était d'environ 100 kHz. Après sélection des reculs, le taux de bons événements n'est que d'environ 10 coups par heure. On comprend ici l'intérêt de disposer d'un équipement performant. Le spectre alpha mesuré au plan focal est représenté figure 32. On distingue clairement la raie alpha de ^{254}No et de ses descendants ^{250}Fm , ^{246}Cf et ^{242}Cm . La raie du

^{254}Fm résulte de la capture électronique sur ^{254}No puis ^{254}Md . Les raies de $^{208,210}\text{Po}$ sont des contaminants.

Le spectre $t_\alpha - t_{recul}(^{254}\text{No})$ représenté figure 33 a permis de confirmer le temps de vie du noyau. Il présente deux composantes de temps de vie λ_{app} et λ_r qui sont inhérentes à la technique R.D.T. Le temps de vie de ^{254}No s'exprime par $\lambda_{app} = \lambda_{^{254}\text{No}} + \lambda_r$. La démonstration de cette relation prendrait plusieurs pages et n'est pas présentée ici.

Le spectre gamma sélectionné par les reculs (figure 34) est caractéristique de la décroissance d'une bande rotationnelle : ses transitions sont régulièrement espacées selon la relation $E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1)$. Le spin des transitions est déterminé par la technique de Harris [Har65, Bec92] consistant à ajuster le spin en fonction de la fréquence de rotation $\omega \simeq E_\gamma(I)/2 : \hbar(I+1/2) = A\omega + B\omega^3$. Notons la présence des raies K_α et K_β associées au processus d'émission d'électrons de conversion. Les raies $4^+ \rightarrow 2^+$ et $2^+ \rightarrow 0^+$ ne sont d'ailleurs pas observées.

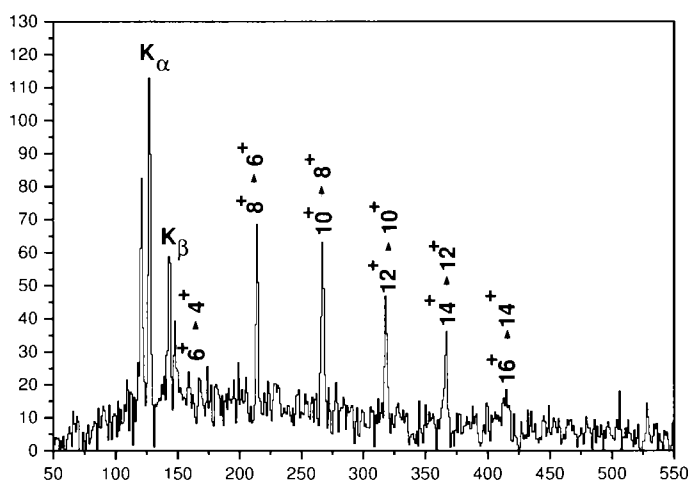


Figure 34: Spectre gamma du noyau ^{254}No [Lei99].

L'expérience réalisée parallèlement à Argonne avec le spectromètre Gammasphere associé au filtre FMA a procuré des spectres de qualité similaire [Rei99]. L'efficacité de détection de Gammasphere est de 10 %, bien supérieure à celle de SARI. Cette différence est compensée par le fait que la transmission du FMA ($\simeq 5\%$) est moins bonne que celle de RITU ($\simeq 30\%$).

Après le succès de l'expérience ayant permis d'observer une bande rotationnelle dans le ^{254}No , les noyaux ^{252}No [Her01a] puis ^{250}Fm [Cha02, Her02] ont été étudiés par spectroscopie gamma. Ces deux expériences ont été réalisées à l'université de Jyväskylä grâce au multidétecteur gamma Jurosphere constitué de 25 détecteurs germanium coaxiaux associé à RITU.

Les bandes rotationnelles obtenues pour les trois noyaux ^{250}Fm , $^{252,254}\text{No}$ seront interprétées au paragraphe 4.7.3.

4.7.2 Spectroscopie électron

La spectroscopie gamma des noyaux pair-pair ^{250}Fm , $^{252,254}\text{No}$ a permis d'observer la désexcitation de bandes rotationnelles jusqu'à la transition $6^+ \rightarrow 4^+$. Par exemple, le spectre gamma de désexcitation de ^{250}Fm (figure 35) ne permet pas d'observer les transitions $4^+ \rightarrow 2^+$ et $2^+ \rightarrow 0^+$ devant être situées vers 100 et 45 keV (la transition observée vers 100 keV ne fait pas partie de la bande rotationnelle). Ceci est dû au processus de conversion interne lors duquel la transition est émise sous la forme d'un électron de conversion.

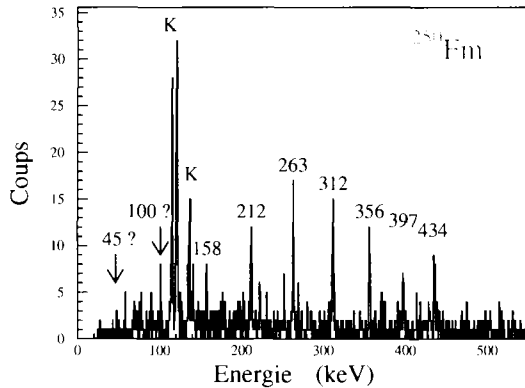


Figure 35: Spectre gamma du noyau ^{250}Fm [Cha02,Her02].

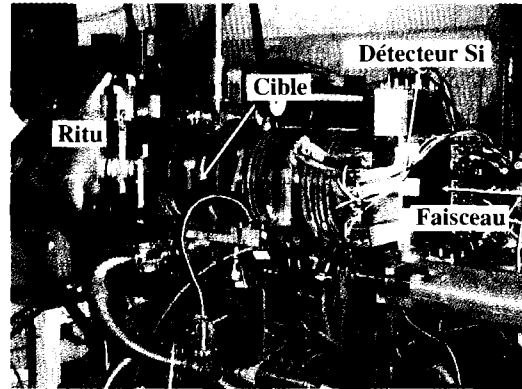


Figure 36: Spectromètre SACRED.

L'énergie est transférée à un électron du cortège électronique qui est éjecté avec une énergie $E_{\text{Electron}} = E_{\text{Transition}} - E_{\text{Liaison}}$. Où E_{Liaison} est l'énergie de liaison d'une des couches électroniques K, L, M... Le facteur de conversion interne α est défini comme le rapport des probabilité d'émettre un électron ou un gamma :

$$\alpha = \frac{N(\text{électron})}{N(\gamma)}. \quad (7)$$

La probabilité d'émettre un électron de conversion augmente avec le numéro atomique (Z^3), lorsque $E_{\text{Transition}}$ diminue et lorsque le moment angulaire transféré augmente. De plus, la probabilité d'émettre un électron K, L, M... est fonction de la multipolarité de la transition. Par exemple, le rapport α_K/α_L permet de trancher entre une transition E1, M1, E2, ... On trouvera une description détaillée du phénomène de conversion dans [Lec99]. Les coefficients de conversion peuvent être trouvés dans des tables [Hag68, Ros78, Dra00]. Pour une étude critique des calculs de coefficients de conversion, voir [Rys00].

Pour revenir au ^{250}Fm , le facteur de conversion α vaut 27 pour une transition E2 de 100 keV et 1200 pour une transition E2 de 45 keV. Il est donc exclu que ces transitions aient pu être observées par spectroscopie gamma.

Le spectromètre SACRED (Silicon Array for Conversion Electron Detection) [But95] installé à Jyväskylä permet de procéder à la spectroscopie électron de noyaux très lourds : voir figure 36.

SACRED est constitué d'un solénoïde transportant les électrons vers un détecteur annulaire segmenté. Le solénoïde peut être assimilé à une lentille magnétique. Lors de la collision, un nombre important d'électrons atomiques δ sont émis à basse énergie, polluant les spectres et augmentant le taux de comptage. Deux solutions permettent de s'en affranchir :

- les électrons δ sont émis préférentiellement à l'avant. Le détecteur silicium est donc placé à l'arrière. L'axe du solénoïde est décalé de 2.5 degrés par rapport à l'axe du faisceau ;
- une barrière électrostatique est placée dans le solénoïde. La tension négative de plusieurs dizaines de kV permet de tronquer le spectre à basse énergie.

Les spectres obtenus pour les noyaux ^{254}No et ^{250}Fm [But02, Her02] sont représentés figure 37. On observe sur ces spectres les transitions au-delà de $4^+ \rightarrow 2^+$. Les raies K ne sont pas observées lorsque l'énergie de transition est inférieure à l'énergie de liaison de la couche K. La mesure du rapport α_L/α_M confirme la multipolarité E2 des transitions. La tension de la barrière électrostatique ainsi que le seuil de détection ne permettent pas d'observer les transitions $2^+ \rightarrow 0^+$. Sur les spectres, on observe un fond centré vers 90 keV, interprété comme correspondant à la désexcitation de bandes rotationnelles de haut K (voir discussion dans [But02]).

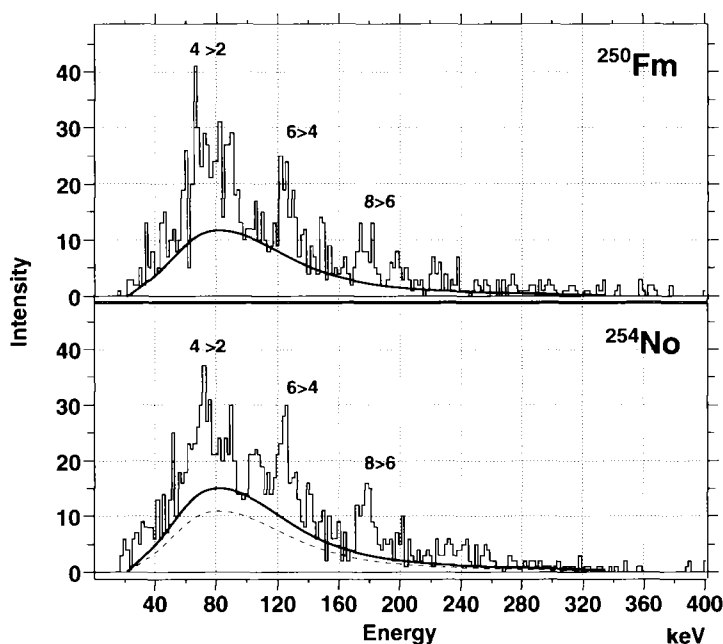


Figure 37: Spectres électron de ^{250}Fm et ^{254}No .

4.7.3 Discussion des spectres

Moment d'inertie

Les moments d'inertie cinématique $\mathcal{J}^{(1)}$ et dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ sont définis par :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \hbar \frac{I(\omega)}{\omega} = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{dE}{dI^2} \right)^{-1} = -\frac{1}{\omega} \frac{dE'}{d\omega}, \quad (8)$$

$$\mathcal{J}^{(2)} = \hbar \frac{dI(\omega)}{d\omega} = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dI^2} \right)^{-1} = -\frac{d^2 E'}{d\omega^2}. \quad (9)$$

Le moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ est fonction de la dérivée seconde de l'énergie par rapport au spin I . Dans le référentiel tournant, c'est également une fonction de la dérivée seconde de l'énergie E' par rapport à la fréquence de rotation ω . Cette quantité est donc très sensible aux changements de structure du noyau et convient pour confronter les résultats expérimentaux aux calculs théoriques. Expérimentalement, le moment d'inertie dynamique est extrait grâce à la relation :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \hbar^2 \frac{4}{E_\gamma(I+2 \rightarrow I) - E_\gamma(I \rightarrow I-2)}. \quad (10)$$

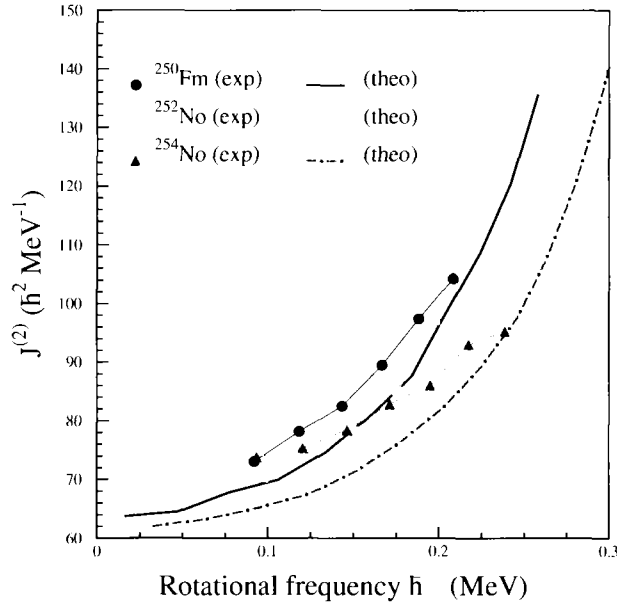


Figure 38: Moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ expérimental et théorique pour les noyaux ^{250}Fm , $^{252,254}\text{No}$.

Les moments d'inertie dynamiques $\mathcal{J}^{(2)}$ expérimentaux [Cha02, Lei99, Her01a] sont comparés aux calculs théoriques effectués à l'aide du modèle H.F.B. [Dug01] pour les noyaux ^{250}Fm , $^{252,254}\text{No}$: figure 38.

L'augmentation de $\mathcal{J}^{(2)}$ est due à l'alignement de paires sous l'effet de la rotation (force de Coriolis). On observe pour ^{252}No une augmentation brutale vers $\hbar\omega = 0.15$ MeV ("upbending") qui n'est pas observée pour les autres noyaux. Il pourrait s'agir d'un croisement d'orbitales neutron qu'il est difficile d'interpréter à l'aide des calculs théoriques. L'accord entre l'expérience et la théorie peut être affiné en ajustant la force d'appariement, mais n'a pas de justification fondamentale en l'absence de données expérimentales plus complètes. Les mesures de masse pourraient à ce sujet être plus contraignantes [Dug01].

Moment quadripolaire et déformation

Nous avons vu au paragraphe 4.7.1 que les spins des transitions étaient assignés grâce à un ajustement de type Harris : $\hbar(I + 1/2) = A\omega + B\omega^3$. Une fois les paramètres A et B ajustés, l'énergie de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ peut être extrapolée.

Le moment quadripolaire électrique Q_0 peut ensuite être estimé grâce à la systématique de Grodzins [Gro62] reliant Q_0 à Z , A et E_{2+} . Une étude récente a permis de raffiner cet ajustement pour les noyaux très lourds [Her01a]. Enfin, la déformation β peut être déduite à partir du moment quadripolaire électrique. Les résultats comparés aux calculs H.F.B [Dug01] sont résumés table 4.

	E_{2+} (keV)	$Q_{0\text{exp}}(\text{e.f.m}^2)$	$Q_{0\text{theo}}(\text{e.f.m}^2)$	$\beta_{2\text{exp}}$
^{250}Fm	44.2	1325	1320	0.278
^{252}No	46.4	1347	1351	0.276
^{254}No	44.0	1412	1351	0.287

Table 4: Moment quadripolaire électrique et déformation des noyaux ^{250}Fm , $^{252,254}\text{No}$.

Un excellent accord entre expérience et théorie est obtenu pour le moment quadripolaire électrique. Pour compléter les estimations expérimentales, il serait intéressant de mesurer les moments quadripolaires par excitation coulombienne, ou de faire une mesure du moment quadripolaire le long de la bande (par la méthode du plunger ou par D.S.A.M. : Doppler Shift Attenuation Method) pour mieux comprendre le moment d'inertie et l'"upbending" observé dans ^{252}No .

Moment angulaire et fission

Lors de la publication des résultats expérimentaux sur le ^{254}No obtenus à Jyväskylä et Argonne, de nombreux physiciens se sont interrogés sur l'étonnante stabilité vis-à-vis de la fission. On aurait pu en effet s'attendre à ce que ce noyau fissionne rapidement sous l'effet de la rotation et qu'il soit difficile d'observer une bande rotationnelle jusqu'aux spins 16^+ ou 18^+ .

Des calculs théoriques H.F.B. réalisés avec l'interaction de Gogny [Egi00] ou de Skyrme [Dug01] prouvent que la barrière de fission subsiste jusqu'à des moments angulaires supérieurs à $60\hbar$. Ces résultats n'ont rien d'étonnant si l'on se réfère au modèle de la goutte liquide. S. Cohen, F. Plasil et W.J. Swiatecki ont étudié en 1974 l'effet de la

rotation sur la barrière de fission [Coh74]. La figure 39 extraite de cet article montre que pour les noyaux de masse 250, la barrière de fission subsiste jusqu'à un moment angulaire de $60 \hbar$.

L'énergie de la goutte liquide tournante s'exprime par :

$$E(Z, B, \beta, I) = E(Z, N, \beta) + \frac{\hbar^2 I^2}{2\mathcal{J}(Z, N, \beta)}. \quad (11)$$

Le dernier terme a pour effet de lisser la courbe d'énergie potentielle et donc de diminuer la barrière de fission. Plus précisément, le moment d'inertie d'un objet rigide s'exprime par $\mathcal{J} \simeq \mathcal{J}_{\text{sphère}}(1 + 0.3\beta)$ avec $\mathcal{J}_{\text{sphère}} = \frac{2}{5}A^{5/3}Mr_0^2$. Le dernier terme en I^2 est donc fonction de $A^{-5/3}$ et est donc d'autant plus faible que le noyau est lourd. Par conséquent, plus un noyau est lourd, moins la barrière de fission subira l'effet du moment angulaire et de la rotation. Cet effet est compensé par le fait que ces noyaux ont à spin nul une faible barrière de fission. Il n'y a rien d'étonnant à ce que les bandes rotationnelles subsistent à spins élevés.

Si les bandes rotationnelles ne sont pas observées jusqu'au spin $60 \hbar$, cela est dû au mode de production du noyau. Le noyau peuplé par fusion-évaporation est dans un premier temps chaud. L'émission de particules légères ou de rayonnements gamma entre alors en compétition avec la fission. Ce n'est qu'une fois que le noyau est froid (qu'il a atteint la ligne Yrast) que la relation 11 ou les calculs H.F.B. cités précédemment peuvent être appliqués. Le calcul du moment angulaire effectivement observé nécessiterait donc la prise en compte de la compétition entre fission, émission de particules et émission gamma lors du refroidissement du noyau vers la ligne Yrast.

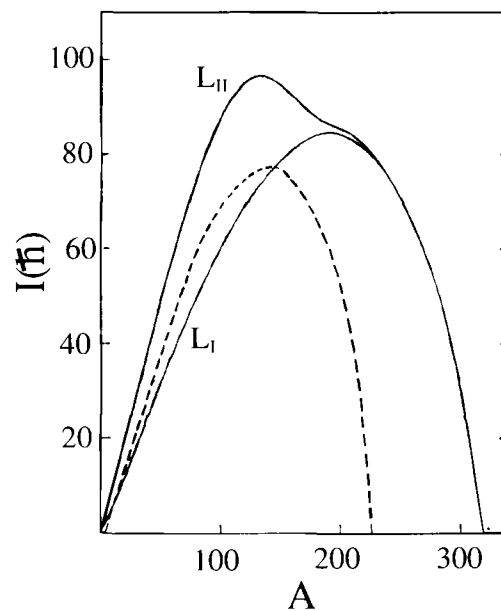


Figure 39: Moment angulaire maximum supporté par la goutte liquide [Coh74].

4.8 Spectroscopie prompte de noyaux impairs

Dans les noyaux pair-pair ^{250}Fm , $^{252,254}\text{No}$, des bandes rotationnelles basées sur l'état fondamental ont été observées. La symétrie axiale et l'invariance par rotation de π autour de l'axe de rotation impliquent la désexcitation par transitions quadripolaires électriques.

La spectroscopie gamma des noyaux ^{253}No réalisée avec Gammasphere associé au FMA [Rei] et de ^{255}Lr réalisée avec SARI et RITU [Kan01] révèle une situation différente pour les noyaux impairs : des structures régulières caractéristiques d'une bande rotationnelle ne sont pas observées. Les spectres ne sont pas représentés ici, mais il faut souligner

dans les deux cas la forte intensité des raies X K_α et K_β indiquant une forte conversion électronique.

Pour les noyaux impairs, la relation $E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}I(I+1)$ ne peut plus être appliquée : il faut tenir compte de la brisure de symétrie axiale induite par la particule impaire. Pour $K \neq 1/2$, l'énergie de rotation s'écrit : $E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(I(I+1) - K^2)$.

Dans le cas d'un noyau impair, K correspond à la projection Ω de la particule couplée au cœur pair-pair apparié. K peut également être non nul dans un noyau pair-pair suite à la brisure d'une paire.

La brisure de symétrie autorise également les transitions $\Delta I = 1$ représentées sur le schéma de niveaux figure 40b. On est alors en présence de deux bandes rotationnelles $\Delta I = 2$ connectées par des transitions dipolaires magnétiques M1.

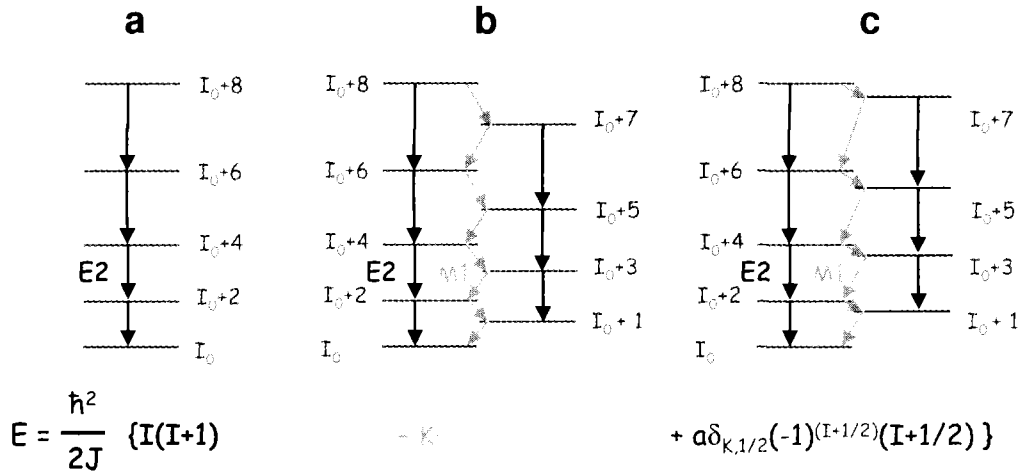


Figure 40: Modes de rotation.

L'intensité relative des transitions M1 et E2 se calcule à partir des probabilités de transitions $B(E2)$ et $B(M1)$:

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} \langle I K 2 0 | I - 2 K \rangle^2 Q_0^2 (e^2 \cdot fm^4), \quad (12)$$

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} K^2 (g_K - g_R)^2 \langle I K 1 0 | I - 1 K \rangle^2 (\mu_n^2); \quad (13)$$

g_R est le facteur gyromagnétique de rotation qui vaut Z/A en supposant la rotation uniforme du noyau. g_K est le facteur gyromagnétique. Si une seule particule est non-appariée, le facteur gyromagnétique vaut : $g_K = g_l + (g_s - g_l) \frac{\langle S_z \rangle}{K}$, où $\langle S_z \rangle$ est la projection du spin de l'orbitale sur l'axe de symétrie. Cette quantité dépend fortement de la nature de l'orbitale considérée (le cas où deux orbitales non appariées sont impliquées est plus complexe : voir par exemple [Don87]). Par conséquent, g_K puis $B(M1)$ sont fonction de l'orbitale couplée au cœur pair-pair. Chaque taux de transition $T(E2)$ et $T(M1)$ total (gamma et conversion interne) s'exprime par :

$$T(E2) = 1.223 \cdot 10^9 E^5 B(E2)(1 + \alpha_{E2}), \quad (14)$$

$$T(M1) = 1.779 \cdot 10^{13} E^3 B(M1)(1 + \alpha_{M1}). \quad (15)$$

On obtient finalement :

$$\frac{T(M1)}{T(E2)} \propto \frac{K^2(g_K - g_R)^2 \langle I K 1 0 | I - 1 K \rangle^2}{\langle I K 2 0 | I - 2 K \rangle^2} \frac{1}{E^2}. \quad (16)$$

Lorsque $g_K \simeq g_R$, les transitions E2 sont plus intenses que les transitions M1. Selon l'orbitale considérée, il y a donc soit prédominance des transitions M1 de basse énergie fortement converties, soit prédominance de transitions E2 plus facilement observables par spectroscopie gamma.

Prenons l'exemple de ^{253}No . Les calculs théoriques [Cwi94] prédisent un état fondamental $9/2^-$ ([734]9/2⁻) et un premier état excité $7/2^+$ ([624]7/2⁺). Pour l'état fondamental, les calculs prédisent $g_K = -0.25$, favorisant les transitions M1, alors que pour l'état excité $g_K = 0.28$ favorise les transitions E2.

Expérimentalement, la spectroscopie électron de ^{253}No [Her01b] a révélé la présence d'une bosse non résolue vers 100 keV bien reproduite par une simulation supposant $g_K = -0.25$: voir figure 41. La spectroscopie gamma effectuée à Gammasphere suggère par contre la présence de deux bandes E2 (voir figure 42) bien reproduites par une simulation supposant $g_K = 0.28$. Bien que des transitions régulièrement espacées soient observées, il n'est pas possible de conclure en l'absence de transitions M1.

Il est donc très probable que la bande fondamentale, se désexcitant par transitions M1 fortement converties n'ait été observée que par spectroscopie électron, alors que la bande basée sur l'état excité $7/2^+$ se désexcitant par transitions gamma E2 n'ait été observée qu'avec Gammasphere.

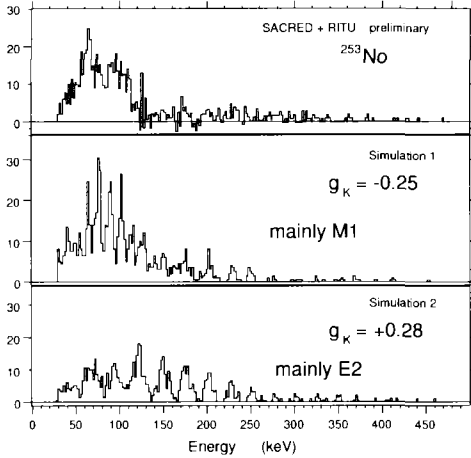


Figure 41: Spectroscopie électron de ^{253}No [Her01b].

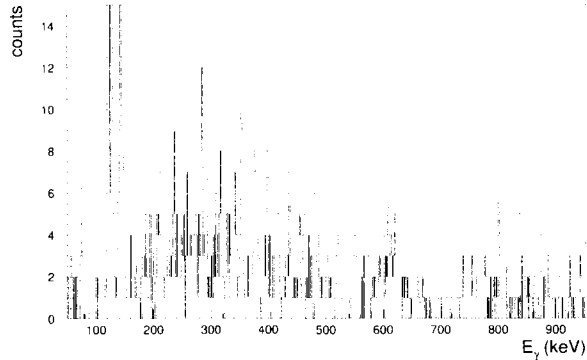


Figure 42: Spectroscopie gamma de ^{253}No [Rei].

Les noyaux pour lesquels $K = 1/2$ présentent une difficulté supplémentaire. La force de Coriolis couple les états $\Delta K = \pm 1$, conduisant à la relation :

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \{ I(I+1) - K^2 + a\delta_{K,1/2}(-1)^{(I+1/2)}(I+1/2) \}. \quad (17)$$

a est le paramètre de découplage qui dépend de l'orbitale considérée ; pour le formalisme, on pourra se référer à [Nil55].

L'effet de ce paramètre est de “décaler” la bande $\alpha = +1/2$ ($3/2^+$, $7/2^+$...) soit vers le haut ($a > 0$), soit vers le bas ($a < 0$). On a alors affaire à deux bandes découplées : voir figure 40c. Le rapport des probabilités de transition $B(M1)/B(E2)$ est également affecté par $K = 1/2$ [Nil55, Hjo70].

Jusqu'à présent, aucune étude de bande $K = 1/2$ n'a été menée dans la région des transférmiens. Le noyau ^{251}Md est un bon candidat puisque son état fondamental devrait correspondre à l'orbitale $[521]1/2^-$. La spectroscopie électron et gamma de ce noyau seront prochainement effectuées à Jyväskylä.

Par le biais de la mesure des transitions M1 et E2 (ou grâce à leur non-observation), la spectroscopie de noyaux impairs permet de déduire le facteur g_K , caractéristique de l'orbitale considérée. Il est donc possible de déduire la nature de l'orbitale mise en jeu. Pour $K = 1/2$, le paramètre de découplage apporte une contrainte supplémentaire et délivre à lui seul des informations. Cela n'était pas le cas pour les bandes fondamentales de noyaux pair-pair basées sur des états 0^+ : les corrélations d'appariement conduisent à un mélange de configurations. L'état 0^+ n'est donc pas pur et ses propriétés résultent des paires impliquées. Il est dans ce cas plus difficile d'en déduire les propriétés des orbitales individuelles. Dans les noyaux impairs, les propriétés électromagnétiques sont le reflet de la particule couplée au cœur dont on peut déduire les caractéristiques, en particulier le spin et la parité. Les noyaux impairs sont donc, à ce sujet, plus contraignants que les noyaux pair-pair vis-à-vis de la théorie.

4.9 Récapitulatif

La spectroscopie des noyaux très lourds fait appel à deux techniques complémentaires ayant chacune leurs contraintes :

- la spectroscopie après décroissance alpha permet de bâtir des schémas de niveaux à basses énergies d'excitations et à faibles moments angulaires. Des états non-yrast sont donc accessibles. L'analyse à l'aide du facteur HF , associée à la détection d'électrons de conversion et des rayonnements gamma permet d'assigner spin et parité aux états. Cette technique est particulièrement efficace pour étudier les excitations individuelles de particules ;
- la spectroscopie prompt (gamma ou électrons de conversion) permet d'étudier la désexcitation de noyaux peuplés à haut moment angulaire et s'applique essentiellement à l'étude des propriétés collectives (rotation). Les récentes études menées sur ^{250}Fm , $^{252,254}\text{No}$ ont permis d'observer des bandes bien reproduites par

la théorie. Dans les noyaux impairs, les propriétés électromagnétiques permettent de déterminer les caractéristiques de la tête de bande.

5 Les noyaux lourds et super-lourds au GANIL

Le laboratoire GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) installé à Caen permet d'accélérer des faisceaux d'intensité élevée et dispose d'un filtre de Wien. Cette installation possède donc les atouts pour étudier des noyaux très lourds et super-lourds. Nous décrivons dans ce paragraphe le dispositif FULIS dédié à l'étude des éléments super-lourds ainsi que les projets en cours et à venir, en terminant par les potentialités offertes par le couplage entre EXOGAM et VAMOS.

5.1 Le dispositif FULIS et les super-lourds

Le dispositif FULIS (FUSion à LISe) s'appuie en grande partie sur le spectromètre LISE III (Ligne d'Ions Super Epluchés), et plus particulièrement sur son filtre de Wien. La section de LISE constituée par le spectromètre achromatique est ici utilisée comme ligne de faisceau standard jusqu'à l'entrée du filtre de Wien où une cible tournante est installée. Après séparation dans le filtre, les résidus sont identifiés et étudiés au plan focal du spectromètre. Le dispositif est schématisé figure 43 [Gre02].

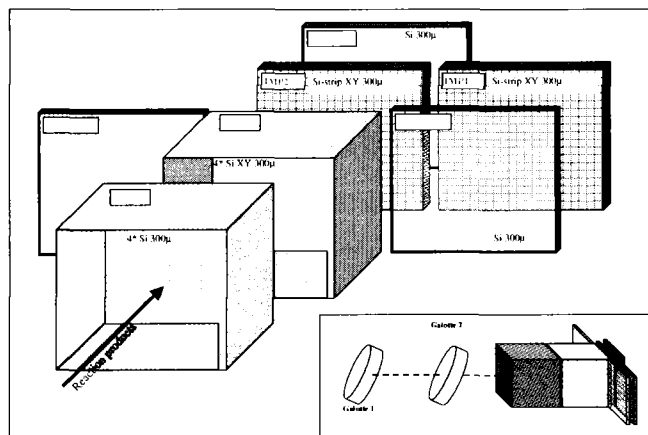


Figure 43: Dispositif de détection au plan focal de FULIS.

Les temps de vol est mesuré grâce à deux galettes des micro-canaux. Les résidus et alphas sont mesurés grâce à un détecteur silicium segmenté. Un tunnel placé à l'avant permet de détecter les alphas s'échappant du silicium d'implantation. Lorsqu'un recul est identifié, il est possible de déplacer le détecteur d'implantation hors de la ligne de faisceau pour mesurer les alphas sans que de nouveaux reculs introduisent des corrélations fortuites. Un deuxième détecteur d'implantation prend alors le relais dans l'axe du faisceau.

La première expérience réalisée en décembre 1999 a eu pour but de reproduire l'élément 118 après l'annonce de sa découverte par le laboratoire de Berkeley.

Les noyaux $^{260,261}\text{Sg}$ ont été produits en décembre 2000 par la réaction $^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$ et identifiés par leur chaîne de décroissance. Une transmission supérieure à 60 % et un facteur de suppression du faisceau de $2 \cdot 10^{10}$ ont été mesurés.

Les expériences se focalisent maintenant sur des éléments plus lourds, sur d'autres modes de production : fusion en cinématique inverse ou réactions symétriques, et sur l'étude de la structure de noyaux très lourds. Ces thématiques sont brièvement décrites dans les paragraphes qui suivent.

5.2 Fusion en cinématique inverse

Les expériences présentées dans ce cours ont jusqu'à présent utilisé un faisceau léger accéléré sur une cible lourde (Pb, Bi ou actinides). La fusion en cinématique inverse consiste à réaliser le processus opposé : le faisceau est lourd et la cible légère.

Les avantages de cette technique sont les suivants [Pet01] :

- une meilleure focalisation des résidus à l'avant est obtenue, impliquant une meilleure transmission ;
- des cibles plus épaisses peuvent être utilisées puisque la dispersion angulaire est réduite. Autre conséquence : la gamme d'énergie d'excitation couverte est plus large : typiquement 10 MeV alors qu'elle se restreint à 3-4 MeV pour des cibles lourdes. Ce point est crucial lorsque la fonction d'excitation n'est pas connue ;
- les reculs étant plus énergétiques qu'en réaction directe, une meilleure discrimination des résidus, voir une estimation du numéro atomique est possible. Les reculs sont de plus implantés plus profondément ; les alphas s'échappant du détecteur d'implantation perdent donc plus d'énergie et l'énergie totale relaxée par la fission peut être mesurée ;
- le choix des cibles étant généralement plus étendu que celui des faisceaux, de nouveaux isotopes peuvent être produits. D'autre part, la température de fusion des cibles de Pb-Bi est très faible (respectivement 327 et 271°C), contraignant l'intensité de faisceau. Ce n'est généralement pas le cas pour des cibles légères.

En conclusion, un facteur 1.5 à 2 peut être gagné en transmission ; la production peut être accrue d'un facteur 2 à 6. Les perspectives ouvertes par cette technique sont donc nombreuses, en particulier la production d'isotopes au delà de $Z=112$.

5.3 Fusion en réaction symétrique

L'utilisation de réactions symétriques pour la synthèse de noyaux très lourds ou super-lourds est encore marginale, mais pourrait être attrayante tant du point de vue du mécanisme de réaction que du point de vue des noyaux accessibles.

Le premier avantage des réactions symétriques est leur très faible chaleur de réaction conduisant à un noyau composé froid. Par exemple, la chaleur de réaction de $^{136}\text{Xe} +$

^{124}Sn vaut $Q_{CN} = -275$ MeV ; l'énergie du noyau composé ^{260}Rf à la barrière de Bass est de 7 MeV seulement.

Les calculs théoriques indiquent généralement une réduction de la section efficace de production en réaction symétrique. A l'opposé, certains auteurs [Den01] suggèrent un accroissement pour ces systèmes. Etant donné que les calculs reproduisent difficilement les sections efficaces de fusion-évaporation, il apparaît indispensable de les mesurer en réaction symétrique. Autre avantage : les réactions symétriques produisent des isotopes plus riches en neutrons que les réactions de fusion froide, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives.

La réaction $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{260}\text{Rf}$ sera prochainement étudiée au GANIL [Dro02].

5.4 Spectroscopie après décroissance alpha de noyaux très lourds

Nous avons déjà mentionné que la structure de noyaux très lourds au delà du fermium était très mal connue. A titre d'exemple, le spin et la parité des isotopes de mendélévium est inconnu ou incertain sur toute la chaîne. Nous avons également mentionné que la spectroscopie gamma et électrons de conversion après décroissance alpha était un outil idéal pour de telles études. C'est dans cette optique que le noyau ^{251}Md sera étudié au GANIL.

Le dispositif BEST (Box for Electron Spectroscopy after Tagging) combine la détection des reculs et des alphas (détecteur silicium segmenté), des rayonnements gamma (détecteurs clover segmentés fournis par la collaboration EXOGAM), et des électrons de conversion (tunnel de détecteurs silicium). La grande efficacité de ce dispositif ($\epsilon(\gamma) > 10\%$, $\epsilon(\text{électron}) \simeq 30\%$) combiné à la haute intensité des faisceaux de GANIL devra permettre d'obtenir une haute statistique. Le spin et la parité de l'état fondamental ainsi que des premiers états excités pourront être mesurés.

5.5 EXOGAM et VAMOS

Nous terminons cette présentation des potentialités du GANIL par les détecteurs EXOGAM et VAMOS. EXOGAM est un multidétecteur de rayonnements gamma constitué de détecteurs Ge segmentés de haute efficacité ($\simeq 20\%$ à 1.3 MeV). EXOGAM est destiné à être couplé au spectromètre VAMOS (VARIABLE MOde Spectrometer) dont la transmission est supérieure à 60 % pour les réactions de fusion-évaporation. Par rapport à Jurosphere et RITU, un gain d'un facteur environ 100 sera obtenu pour les coïncidences gamma-gamma-recul.

Lorsque le couplage de ces détecteurs sera opérationnel, des performances inégalées seront donc atteintes. La disponibilité de faisceaux radioactifs (SPIRAL puis SPIRAL II pour les faisceaux riches en neutrons) est une potentialité supplémentaire.

6 Le futur des noyaux très lourds et super-lourds

Les dispositifs actuellement en service atteignent leurs limites lors de l'étude d'événements très rares. Il est nécessaire d'accroître leurs performances ou d'en construire de nouveaux pour aller de l'avant. Les avancées dans la recherche et l'étude des noyaux très lourds nécessitent soit une production accrue, soit un meilleur système de détection.

6.1 Production : mécanisme, faisceaux de très haute intensité et radioactifs

En ce qui concerne la production, nous avons déjà mentionné l'étude des réactions symétriques ou en cinématique inverse ; le point sensible étant toujours les faibles sections efficaces de production.

L'augmentation de statistique implique bien entendu la disponibilité de faisceaux de très haute intensité supérieure à $1\text{p}\mu\text{A}$. Il est donc indispensable d'envisager à moyen terme la construction d'un nouvel accélérateur permettant de délivrer de tels faisceaux (il faut également songer à remplacer les accélérateurs dont la fermeture est programmée). Il est également indispensable qu'un tel laboratoire dispose d'une ligne de faisceau et d'un appareillage dédié aux éléments très lourds et super-lourds : le montage et démontage de dispositifs expérimentaux conduit souvent à des résultats insatisfaisants, voir à des échecs. Des groupes de travail sont en place pour définir un tel projet.

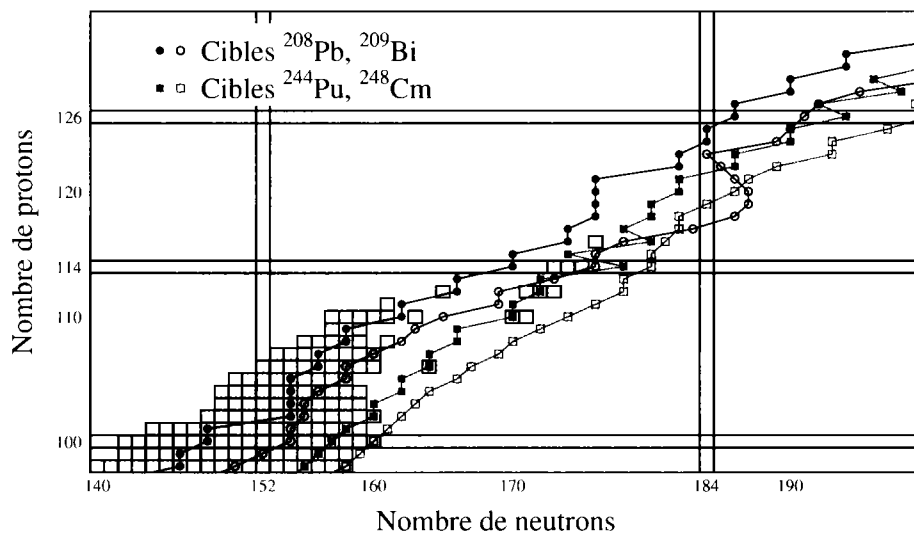


Figure 44: Noyaux composés produits en utilisant des faisceaux stables et radioactifs. Les symboles pleins (creux) correspondent aux faisceaux stables (radioactifs).

La production de nouveaux isotopes a comme obstacle les combinaisons disponibles de

cibles et de faisceaux. Pour produire des isotopes plus riches en neutrons, il sera nécessaire d'utiliser des faisceaux ou des cibles radioactifs.

Les potentialités d'explorer la carte des noyaux vers les isotopes riches en neutrons sont illustrées figure 44 (figure inspirée de [Hof01]). Les cercles pleins indiquent les noyaux composés les plus riches en neutrons accessibles en bombardant une cible de ^{208}Pb ou ^{209}Bi par un faisceau stable. Les cercles creux correspondent aux faisceaux radioactifs (nous avons considéré ici les faisceaux radioactifs pouvant être produits avec une intensité supérieure à 10^9 p.p.s : voir proposition R.I.A. [RiaW]).

Outre le gain obtenu, il faut noter que l'utilisation des faisceaux riches en neutrons permet d'accroître les sections efficaces de production. Un gain supplémentaire est obtenu en utilisant des cibles de ^{244}Pu ou de ^{248}Cm : carrés pleins pour les faisceaux stables et carrés creux pour les faisceaux radioactifs. Ces combinaisons permettront de combler la zone située au sud-ouest des isotopes $^{289}114$ et $^{292}116$ découverts à Dubna et dont les chaînes de décroissance restent flottantes.

6.2 Détection au plan focal et mesures de masse

L'efficacité de détection des résidus au plan focal des spectromètres peut difficilement être accrue. La marge de manœuvre pour accroître l'efficacité de détection gamma, électrons de conversion ou bêta est par contre très large. Nous avons déjà mentionné le dispositif BEST (paragraphe 5.4). Le dispositif GREAT (Gamma Recoil Electron Alpha Tagging) en cours d'installation à Jyväskylä permet d'accroître l'efficacité et la sensibilité [Gre1W]. Particularité de ce détecteur : son électronique sans trigger (T.D.R. : Total Data Readout [Laz01]) permet de réduire le temps mort et d'adapter par logiciel les fenêtres de coïncidence.

Le projet européen EXOTAG se propose également de développer des systèmes de détection destinés à RITU (Jyväskylä), SHIP et FRS (GSI), LISE et VAMOS (GANIL) et Rex-Isolde (CERN) [TagW].

Enfin, le projet européen EXOTRAP développe des pièges à ions destinés à GANIL, GSI, Jyväskylä et Leuven. Ces dispositifs permettront, entre autres, de mesurer la masse de noyaux lourds et très lourds avec une grande précision [TraW].

6.3 Spectroscopie prompt : de Jurosphere à AGATA

L'efficacité des meilleurs multidétecteurs gamma en service est d'environ 10 %. Jurosphere ayant permis de produire de nombreux résultats dans les nobéliums et fermiums a quant à lui une efficacité de 1.7 %. Il est donc possible d'accroître ces performances. Dans un futur très proche, Jurosphere sera remplacé par Jurogam constitué de 45 détecteurs coaxiaux. Une efficacité d'environ 4 % sera obtenue.

Nous avons précédemment évoqué le couplage à cours terme d'EXOGAM et de VAMOS.

A plus long terme, les multidétecteurs AGATA [Duc01] en Europe et GRETA [Gre2W] aux Etats-Unis devraient permettre d'atteindre des efficacités de l'ordre de 50 %. AGATA est un projet européen visant à construire d'ici la fin de la décennie un dispositif constitué de détecteurs germanium multisegmentés. Jusqu'à présent, tous les détecteurs gamma



Figure 45: Gauche : vue schématique de la boule AGATA. Droite : module AGATA constitué de 7 cristaux.

disposaient d'enceintes anti-compton afin d'identifier les diffusions hors des cristaux de germanium, avec pour inconvénient une réduction de l'angle solide. AGATA sera constitué uniquement de détecteurs germanium et les diffusions seront identifiées grâce à la haute segmentation des cristaux (tracking gamma) : voir figure 45.

Autre avantage considérable : l'électronique digitale d'AGATA permettant de réduire le temps mort, associée au faible volume des segments autorisera l'utilisation de faisceaux intenses. Avec AGATA, l'utilisation de faisceaux de 100 pA semble raisonnable.

Les efficacités des multidétecteurs Ge couplés à un spectromètre sont résumées table 5.

Très prochainement, EXOGAM couplé à VAMOS permettra un gain considérable. Le couplage d'AGATA avec un spectromètre de haute efficacité permettra d'obtenir des performances d'autant plus impressionnantes que des faisceaux de haute intensité seront utilisés. Avec ce dispositif, la spectroscopie de ^{106}Sg devrait être possible ; il est raisonnable d'envisager la spectroscopie gamma au-delà de $Z=108$.

	$\epsilon_\gamma(1.3 \text{ MeV})$	ϵ_r	$\epsilon_r \cdot \epsilon_\gamma^{\geq 1}$	$\epsilon_r \cdot \epsilon_\gamma^{\geq 2}$	Imax
Jurosphere + RITU	1.7 %	25 %	4 %	0.3 %	$\simeq 10 \text{ pA}$
Jurogam + RITU	4 %	25 %	10 %	2 %	$\simeq 10 \text{ pA}$
Gammasphere + FMA	10 %	5 %	3.5 %	1.4 %	$\simeq 10 \text{ pA}$
Exogam + Vamos	20 %	60 %	50 %	30 %	$\simeq 10 \text{ pA}$
AGATA + ?	50 %	60 %	60 %	50 %	$>100 \text{ pA}$

Table 5: Efficacité de multidétecteurs couplés à un spectromètre. Les efficacités $\epsilon_\gamma^{\geq 1}$ et $\epsilon_\gamma^{\geq 2}$ sont estimées pour une énergie de transition de 500 keV et pour une multiplicité gamma de 6.

Conclusion

Les éléments très lourds et super-lourds déstabilisés par la répulsion coulombienne des protons qui les constituent ne doivent leur existence souvent éphémère qu'à des effets de couches.

Un demi-siècle aura été nécessaire pour parcourir la carte des noyaux de l'einsteinium à l'élément 116. La quête de l'îlot super-lourd est parsemée d'obstacles tant expérimentaux que théoriques, et est loin d'être achevée. S'il faut connaître plus, il faut aussi connaître mieux : parallèlement à cette quête, l'étude des noyaux très lourds a connu des progrès spectaculaires ces dernières années.

Pour aller de l'avant, tant du point de vue de la recherche d'éléments super-lourds que des études spectroscopiques, le physicien devra construire de nouveaux instruments, approfondir les mécanismes de réaction, développer des nouveaux faisceaux et affiner les modèles. Les nombreux projets émergeant et l'engouement des expérimentateurs et théoriciens permettent d'être optimiste quant à l'avenir des noyaux lourds et super-lourds.

Il y a dix ans, la spectroscopie gamma de ^{254}No était illusoire ; c'est maintenant un cas d'école. Souhaitons donc que les résultats récents présentés dans ce cours soient rapidement dépassés.

Merci à toutes les personnes qui m'ont aidé à préparer ce cours : Michael Bender, Paul Bonche, Emmanuelle Bouchez, Audrey Chatillon, Roland Dayras, Antoine Drouard, Thomas Duguet, Paul Greenlees, Paul Henri Heenen, Rodi Herzberg, Alexia Hürstel, Wolfram Korten, Yves Le Coz, Christelle Stodel et Jean Péter.

Références

- [Ahm77] I. Ahmad *et al.* Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 12.
- [Ahm78] I. Ahmad *et al.* Phys. Rev. C 17 (1978) 17.
- [Ahm90] I. Ahmad *et al.* Phys. Lett. B 251 (1990) 338.
- [And75] E. Anders *et al.* Science 190 (1975) 1262.
- [Arm95] P. Armbruster. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1995) 135.
- [Aud95] G. Audi *et al.* Nucl. Phys. A 595 (1995) 409.
- [BMv1] A. Bohr et B. Mottelson. Nuclear structure vol. 1. W.A. Benjamin, 1969.
- [Bar92] R.C. Barber *et al.* Prog. Part. Nucl. Phys. 29 (1992) 453.
- [Bas74] R. Bass. Nucl. Phys. A 231 (1974) 45.
- [Bec92] J. Becker *et al.* Phys. Rev. C 46 (1992) 889.
- [Bem73] C.E. Bemis *et al.* Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 647.
- [Ben99] M. Bender *et al.* Phys. Rev. C 60 (1999) 034304.

- [Ben01] M. Bender *et al.* Phys. Lett. B 515 (2001) 42.
- [Boh39] A. Bohr et J.A. Wheeler. Phys. Rev. 56 (1939) 426.
- [Duc01] G. Duchêne. Ecole Joliot-Curie de Physique nucléaire, 2001.
- [Bur98] T. Bürvenich *et al.* Eur. Phys. J. A 3 (1998) 139.
- [But95] P.A. Butler *et al.* Nucl. Inst. and Meth. A 381 (1995) 433.
- [But02] P.A. Butler *et al.* Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 202501.
- [Cha02] A. Chatillon. Mémoire de DEA. CEA-Saclay/Université Lyon I, 2002; rapport DAPNIA-02-256 disponible sur le site www-dapnia.cea.fr/Doc/Publications/Sphn/sphn02.php.
- [Cha79] J. Chatt *et al.* Pure & Appl. Chem. 51 (1979) 381.
- [Coh74] S. Cohen, F. Plasil et W.J. Swiatecki. Ann. Phys. 82 (1974) 557.
- [Cor40] D.R. Corson *et al.* Phys. Rev. 57 (1940) 459.
- [Cwi94] S. Ćwiok, S. Hofmann et W. Nazarewicz. Nucl. Phys. A 573 (1994) 365.
- [Cwi96] S. Ćwiok *et al.* Nucl. Phys. A 611 (1996) 246.
- [Dav92] C.N. Davids *et al.* Nucl. Inst. and Meth. B 70 (1992) 358.
- [Dec99] J. Dechargé *et al.* Phys. Lett. B 451 (1999) 275.
- [Dem84] A.G. Demin *et al.* Z. Phys. A 315 (1984) 197.
- [Den01] V. Yu. Denisov. Prog. Part. Nucl. Phys. 46 (2001) 303.
- [Des02] Ph. Dessagne. Ecole Joliot-Curie de Physique nucléaire, 2002.
- [Die97] K. Dietrich et K. Pomorski. Nucl. Phys. A 627 (1997) 175.
- [Don87] F. Dönau. Nucl. Phys. A 471 (1987) 469.
- [Don64] E.D. Donets *et al.* At. Energ. 16 (1964) 195; Sov. J. At. En. 16 (1964) 233.
- [Don65] E.D. Donets *et al.* At. Energ. 19 (1965) 109; Sov. J. At. En. 19 (1965) 95.
- [Don66a] E.D. Donets *et al.* Sov. J. Nucl. Phys. 2 (1966) 723.
- [Don66b] E.D. Donets *et al.* At. Energ. 20 (1966) 223; Sov. J. At. En. 20 (1966) 257.
- [Dra00] O. Dragoun *et al.* J. Phys. G 26 (2000) 1461.
- [Dro02] A. Drouard *et al.* Proposition d'expérience GANIL E411.
- [Dru71] V.A. Druin *et al.* Sov. J. Nucl. Phys. 13 (1971) 139.
- [Dug01] Th. Duguet, P. Bonche et P.-H. Heenen. Nucl. Phys. A 679 (2001) 427; communication privée.
- [Egi00] J.L. Egido et L.M. Robledo. Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 1198.

- [Esk70] P. Eskola *et al.* Phys. Rev. C 2 (1970) 1058.
- [Esk71] P. Eskola *et al.* Phys. Rev. C 4 (1971) 632.
- [Esk73] P. Eskola *et al.* Phys. Rev. C 7 (1973) 280.
- [Fie57] P.R. Fields *et al.* Phys. Rev. 107 (1957) 1460.
- [Fir96] R.B. Firestone *et al.* V.S. Shirley. Tables of Isotopes. Eighth edition. Willey-Interscience publication, 1996.
- [Fle40] G.N. Flerov *et al.* K.A. Petrzhak. Phys. Rev. 58 (1940) 89.
- [Fle64] G.N. Flerov *et al.* Phys. Lett. 13 (1964) 73.
- [Fle68] G.N. Flerov *et al.* JINR Preprint P7-3808.
- [Fle77] G.N. Flerov *et al.* Sov. J. Nucl. Phys. 26 (1977) 237.
- [Fle79] G.N. Flerov *et al.* Z. Phys. A 292 (1979) 43.
- [Fle81] G.N. Flerov *et al.* G.M. Ter-Akopian. Pure & Appl. Chem. 53 (1981) 909.
- [Fle85] G.N. Flerov *et al.* G.M. Ter-Akopian. Treatise on Heavy-Ion Science Vol 4, p333. Plenum press, 1985.
- [Gag89] H.W. Gäggeler *et al.* Nucl. Phys. A 502 (1989) 561c.
- [Gag02] H.W. Gäggeler. Ecole Joliot-Curie de Physique nucléaire, 2002.
- [Gen76] R.V. Gentry *et al.* Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 11.
- [Ghi54] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. 93 (1954) 257.
- [Ghi55a] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. 99 (1955) 1048.
- [Ghi55b] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. 98 (1955) 1518.
- [Ghi58] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 18.
- [Ghi61] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 473.
- [Ghi69] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1317.
- [Ghi70] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. 26 (1970) 1498.
- [Ghi74] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1490.
- [Ghi88] A. Ghiorso *et al.* Nucl. Inst. and Meth. A 269 (1988) 192.
- [Ghi95] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. C 51 (1995) R2293.
- [Gre02] S. Grévy *et al.* J. Nucl. Radiochem. Sci. 3 (2002) 9.
- [Gro62] L. Grodzins. Phys. Lett. 2 (1962) 88.
- [Hag68] R.S. Hager *et al.* E.C. Seltzer. Nucl. Data A 4 (1968) 1.

- [Hal89] H.L. Hall *et al.* Phys. Rev. C 39 (1989) 1866.
- [Har65] S.M. Harris. Phys. Rev. 138 (1965) B509.
- [Har54] B.G. Harvey *et al.* Phys. Rev. 93 (1954) 1129.
- [Hat89] Y. Hatsukawa *et al.* Nucl. Phys. A 500 (1989) 90.
- [Hax49] O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Suess. Phys. Rev. 75 (1949) 1766L.
- [Her74] G. Herrmann. Phys. Scripta 10A (1974) 71.
- [Her01a] R.-D. Herzberg *et al.* Phys. Rev. C 65 (2001) 014303.
- [Her01b] R.-D. Herzberg *et al.* Eur. Phys. J. A 15 (2002) 205.
- [Her02] R.-D. Herzberg *et al.* Conference on frontiers of nuclear structure, Berkeley, 29/7 - 2/8 2002, AIP conference proceeding 656 et à paraitre.
- [Hes85] F.P. Heßberger *et al.* Z. Phys. A 322 (1985) 322.
- [Hes97] F.P. Heßberger *et al.* Z. Phys. A 359 (1997) 415.
- [Hes01] F.P. Heßberger *et al.* Eur. Phys. J. A 12 (2001) 57.
- [Hjo70] S.A. Hjorth *et al.* Nucl. Phys. A 144 (1970) 513.
- [Hof71] D.C. Hoffman *et al.* Nature 234 (1971) 132.
- [Hof95a] S. Hofmann *et al.* Z. Phys. A 350 (1995) 277.
- [Hof95b] S. Hofmann *et al.* Z. Phys. A 350 (1995) 281.
- [Hof96] S. Hofmann *et al.* Z. Phys. A 354 (1996) 229.
- [Hof97] S. Hofmann. Z. Phys. A 358 (1997) 125.
- [Hof98] S. Hofmann. Rep. Prog. Phys. 61 (1998) 639.
- [Hof00] D.C. Hoffman, A. Ghiorso et G.T. Seaborg. The transuranium people; the inside story. Imperial College Press, 2000.
- [Hof01] S. Hofmann. Prog. Part. Nucl. Phys. 46 (2001) 293.
- [Hof02] S. Hofmann *et al.* Eur. Phys. J. A 14 (2002) 147.
- [Hol00] N.E. Holden et D.C. Hoffmann. Pure & Appl. Chem. 72 (2000) 1525.
- [Iup97] Inorganic chemistry division, commission on nomenclature of inorganic elements. Pure & Appl. Chem. 67 (1997) 2471.
- [Iup02] Inorganic chemistry division, commission on nomenclature of inorganic elements. Pure & Appl. Chem. 74 (2002) 787.
- [Kan01] H. Kankaanpää. Academic dissertation for the degree of doctor of philosophy, université de Jyväskylä, rapport 8/2001.

- [Kar01] P.J. Karol *et al.* Pure & Appl. Chem. 73 (2001) 959.
- [Kra93] K.-L. Kratz *et al.* Astroph. J. 403 (1993) 216.
- [Kru00] A.T. Kruppa *et al.* Phys. Rev. C 61 (2000) 034313.
- [Laz01] I.H. Lazarus *et al.* IEEE Trans. Nucl. Science 48 (2001) 467.
- [Lec99] Ch. Leclercq-Willain. Ecole Joliot-Curie de Physique nucléaire, 1999.
- [Lei95] M. Leino *et al.* Nucl. Inst. and Meth. B 99 (1995) 653.
- [Lei99] M. Leino *et al.* Eur. Phys. J. A 6 (1999) 63.
- [Lop02] A. Lopez-Martens. Ecole Joliot-Curie de Physique nucléaire, 2002.
- [Mar93] A. Marinov *et al.* 6th conf on nuclei far from stability and int. conf. on atom. masses and fundamental constants, Bernkastel-Kuesm 1992, IOP Publishing (1993), p 437.
- [Mar98] A. Marinov *et al.* Heavy Ion Phys. 7 (1998) 47.
- [Mar47] J.A. Marinsky *et al.* Jour. Am. Chem. Soc. 69 (1947) 2781.
- [May50] M. Goeppert Mayer. Phys. Rev. 78 (1950) 16.
- [Mol92] P. Möller et J.R. Nix. Nucl. Phys. A 549 (1992) 84.
- [Mol95] P. Möller *et al.* At. Data. Nucl. Data Tables 59 (1995) 185.
- [Mot98] B. Mottelson. Les Houches, Ecole d'été de physique théorique, session LXVI. Elsevier science, 1998.
- [Mun01] I. Muntian et A. Sobiczewski. Acta Phys. Pol. B 32 (2001) 629.
- [Mun81] G. Münzenberg *et al.* Z. Phys. A 300 (1981) 107.
- [Mun82] G. Münzenberg *et al.* Z. Phys. A 309 (1982) 89.
- [Mun87] G. Münzenberg *et al.* Nucl. Inst. and Meth. B 26 (1987) 294.
- [Mun84] G. Münzenberg *et al.* Z. Phys. A 317 (1984) 317.
- [Mye66] W.D. Myers et W.J. Swiatecki. Nucl. Phys. 81 (1966) 1.
- [Nil55] S.G. Nilsson. K. Dan. Vidensk. Selsk. Math.-Fys. Medd. 29 (1955) No 16.
- [Nil95] S.G. Nilsson et I. Ragnarsson. Shapes and shells in nuclear structure. Cambridge university press, 1995.
- [Nin99] V. Ninov *et al.* Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1104.
- [Nin02] V. Ninov *et al.* Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 039901.
- [Nov02] F. Nowacki. Ecole Joliot-Curie de Physique nucléaire, 2002.
- [Oga74] Yu. Ts. Oganessian *et al.* JETP Lett. 20 (1974) 265.
- [Oga75] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Nucl. Phys. A 239 (1975) 353.

- [Oga76a] Yu. Ts. Oganessian *et al.* JETP Lett. 23 (1976) 277.
- [Oga76b] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Nucl. Phys. A 273 (1976) 505.
- [Oga85] Yu. Ts. Oganessian et Yu. A. Lazarev. Treatise on Heavy-Ion Science Vol 4, p1. Plenum press, 1985.
- [Oga99a] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3154.
- [Oga99b] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Nature 400 (1999) 242.
- [Oga00] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Phys. Rev. C 63 (2000) 011301(R).
- [Oga01] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Phys. Rev. C 64 (2001) 064309.
- [Pat91] Z. Patyk *et al.* Nucl. Phys. A 533 (1991) 132.
- [Per39] M. Perey. Jour. Phys. et Radium 10 (1939) 435.
- [Pet01] J. Péter *et al.* Proceedings of the international conference “Nuclear physics at the border lines”, Lipari 2001. World Scientific p257.
- [Pfe01] B. Pfeiffer *et al.* Nucl. Phys. A 693 (2001) 282.
- [Pol62] S.M. Polikanov *et al.* Sov. Phys. JETP 15 (1962) 1016.
- [Pop74] A.G. Popeko *et al.* Phys. Lett. 52 B (1974) 417.
- [Phy02] Physics Today, September 2002, p15.
- [Ras58] J.O. Rasmussen. Phys. Rev. 113 (1959) 1593.
- [Ras68] J.O. Rasmussen. Alpha-, Beta-, and gamma spectroscopy. Ed. K. Siegbahn. North Holland Publishing, 1968.
- [Rau94] T. Rauscher *et al.* Astrophys. J. 429 (1994) 499.
- [Rei] P. Reiter *et al.* Non publié.
- [Rei99] P. Reiter *et al.* Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 509.
- [Ros78] F. Rösel *et al.* At. Data Nucl. Data Tables 21 (1978) 01.
- [Rut97] K. Rutz *et al.* Phys. Rev. C 56 (1997) 238.
- [Rys00] M. Ryšavý et O. Dragoun. J. Phys. G 26 (2000) 1859.
- [She99] S.L. Shepherd *et al.* Nucl. Instr. and Meth. A 434 (1999) 373.
- [Sim86] R.S. Simon *et al.* Z. Phys. A 325 (1986) 197.
- [Smo95] R. Smolańczuk *et al.* Phys. Rev. C 52 (1995) 1871.
- [Smo97] R. Smolańczuk. Phys. Rev. C 56 (1997) 812.
- [Smo99] R. Smolańczuk. Phys. Rev. C 59 (1999) 2643.
- [Sob01] A. Sobiczewski *et al.* Phys. Rev. C 63 (2001) 034306.

- [Str67] V.M. Strutinsky. Nucl. Phys. A 95 (1967) 420.
- [Str68] V.M. Strutinsky. Nucl. Phys. A 122 (1968) 1.
- [Tho54] S.G. Thompson *et al.* Phys. Rev. 93 (1954) 908.
- [Wei35] C.F.v. Weizsäcker. Zeitschrift für Physik 96 (1935) 29 (article en allemand).
- [Whe55] J.A. Wheeler. Proceeding of the international conference on the peaceful uses of atomic energy, Geneva, 8-20 August 1955. United Nations 1956. vol 2, p 155.
- [Wil46] H.A. Wilson. Phys. Rev. 69 (1946) 538.
- [Won72] C.Y. Wong. Phys. Lett. 41 B (1972) 446.
- [Zag66] B.A. Zager *et al.* At. Energ. 20 (1966) 230; Sov. J. At. En. 20 (1966) 264.
- [Zhu80] B.L. Zhuikov *et al.* Radiochem. Radional. Letters 44 (1980) 47.
- [Zva77] I. Zvara *et al.* Sov. J. Nucl. Phys. 26 (1977) 240.

Sites Web :

- [Ele2W] WebElements Periodic Table : www.webelements.com.
- [Ele2W] Elementymology and Elements Multidict : www.vanderkrogt.net/elements/index.html.
- [Ele3W] Los Alamos Laboratory's Periodic Table of the Elements : pearl1.lanl.gov/periodic/default.htm.
- [FleW] L'œuvre de G.N. Flerov : 159.93.28.88/flnr/flerov/index.html.
- [Gre1W] site de GREAT : npg.dl.ac.uk/GREAT.
- [Gre2W] site de GRETA : greta.lbl.gov.
- [MolW] Tables de Masse de Möller *et al.* : t16web.lanl.gov/Moller/publications/mass1995_abst.html.
- [RiaW] Le projet R.I.A. : www.phy.anl.gov/ria.
- [SeaW] La vie et l'œuvre de Glen Seaborg : www.lbl.gov/seaborg.
- [SysW] Nuclear Systematics (LBNL) : ie.lbl.gov/systematics.html.
- [TagW] Site d'EXOTAG : www.phys.ju.fi/research/gamma/exotag.
- [TraW] Site d'EXOTRAP : www.phys.ju.fi/research/igisol/exotraps.