

## Radioactivités exotiques

J.-P. Dufour

► **To cite this version:**

J.-P. Dufour. Radioactivités exotiques. École thématique. Ecole Joliot Curie "Les noyaux en 1993 : une nouvelle façon d'exister", Maubuisson, (France), du 13-18 septembre 1993 : 12ème session, 1993. <cel-00648744>

**HAL Id: cel-00648744**

**<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00648744>**

Submitted on 6 Dec 2011

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

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

# Radioactivités Exotiques

J.P. DUFOUR

CENBG, Le Haut-Vigneau, BP 120 33175 Gradignan cedex

## Introduction

Le terme radioactivités exotiques a été largement utilisé depuis 1984, année de la découverte de la radioactivité par émission de  $^{14}\text{C}$ , pour désigner l'ensemble des radioactivités par émission directe d'ions lourds ( $^{14}\text{C}$ ,  $^{20}\text{O}$ ,  $^{24,25}\text{Ne}$ ,  $^{28-30}\text{Mg}$ ,  $^{32-34}\text{Si}$  expérimentalement observés et bien d'autres prédits théoriquement). Il sera ici préféré la notion plus large de radioactivités rares, découvertes ou étudiées récemment, par opposition aux radioactivités dominantes : alpha, bêta plus ou moins. Les dernières années ont en effet été riches en découvertes d'une variété de modes de radioactivité nouveaux, parfois très rares, sur toute la gamme des masses connues.

Un point important pour la compréhension des buts poursuivis dans ces études est de ne pas réduire les phénomènes de radioactivité à de simples bilans d'énergie. Il faut qu'un état final de plus basse énergie existe pour qu'une radioactivité existe (voir fig. 1), et la valeur de l'énergie disponible influe sur les durées de vie observées. Mais depuis la première formulation de Gamow qui permet de relier l'essentiel du phénomène à un passage de barrière par effet tunnel, le véritable intérêt des études de radioactivité réside dans "ce qui n'est pas Gamow"!

Un exemple récent pour illustrer ce qui n'est pas purement lié à l'énergie est donné par les émissions bêta-deuton et bêta-triton de  $^6\text{He}$  et  $^8\text{He}$  : les embranchements obtenus pour ces deux noyaux sont très différents et incompris! Incompris signifie que notre description actuelle de la structure de ces noyaux (un coeur alpha entouré de neutrons) est insuffisante.

Pour donner une idée plus précise de ces effets de structure, la fig. 2 montre les variations de la grandeur  $W_\alpha$ , définie comme le rapport entre durée de vie calculé selon Gamow et celle observée expérimentalement, ici normalisée à celle de  $^{212}\text{Po}$  ( $W_\alpha = 4.4 \cdot 10^{-3}$ ).  $W_\alpha$  est un facteur spectroscopique, dépendant de la structure interne du noyau, qu'on appelle aussi facteur de "préformation" de la particule alpha. La fig. 2 fait clairement apparaître que  $W_\alpha$  est une grandeur sensible aux effets de couche dont on voit ainsi l'autre "versant", celui des corrélations spatiales entre nucléons par rapport au "versant" plus connu, celui du gain d'énergie pour une fermeture de couche. Rappelons que dans  $W_\alpha$ , l'effet "énergie" est déjà enlevé, un même  $W_\alpha$  dans la fig. 2 correspond en général à des énergies  $E_\alpha$  très différentes. L'émission alpha très forte dans les masses 210-220 correspond ainsi finalement à deux effets différents : d'une part les noyaux finaux sont plus liés donc l'énergie  $E_\alpha$  disponible est grande, mais aussi les nucléons au-delà de  $A=208$  sont plus fortement corrélés en alpha que les nucléons du coeur (ce qui n'est pas si évident a priori!). Les deux effets peuvent être reliés à une même cause, la structure en couche du noyau, ils sont néanmoins physiquement différents.

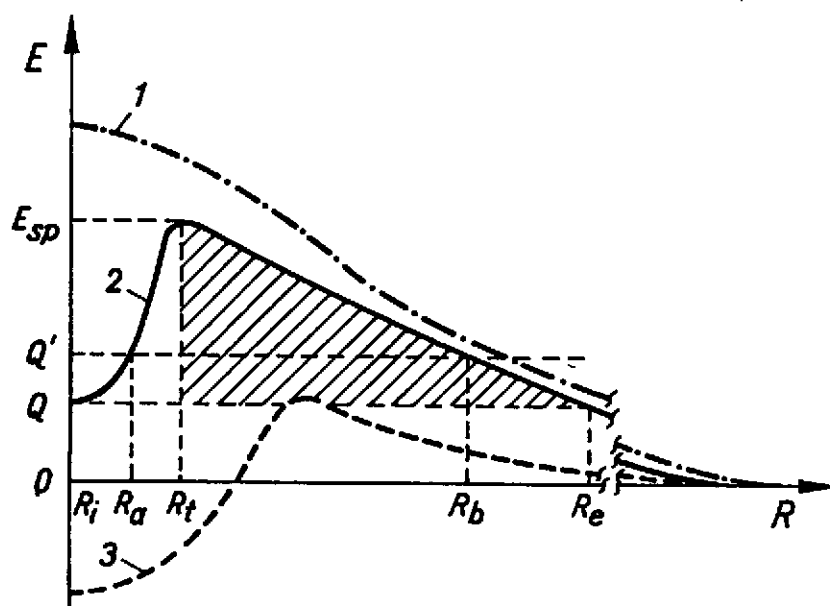


Fig. 1 : Les variations de l'énergie  $E$  d'un système nucléaire en fonction de la distance de séparation  $R$  d'une partie du noyau (nucléon ou sous système nucléaire) montrent la possibilité d'un phénomène de radioactivité dès qu'une barrière sépare un état initial (séparation zéro) plus haut en énergie qu'un état final (séparation infinie). Le noyau est soit instable (1), métastable (2) ou stable (3). La forme de la barrière et le bilan d'énergie conditionnent fortement le phénomène de radioactivité mais ne suffisent pas pour le décrire complètement. La structure nucléaire microscopique joue également un rôle important.

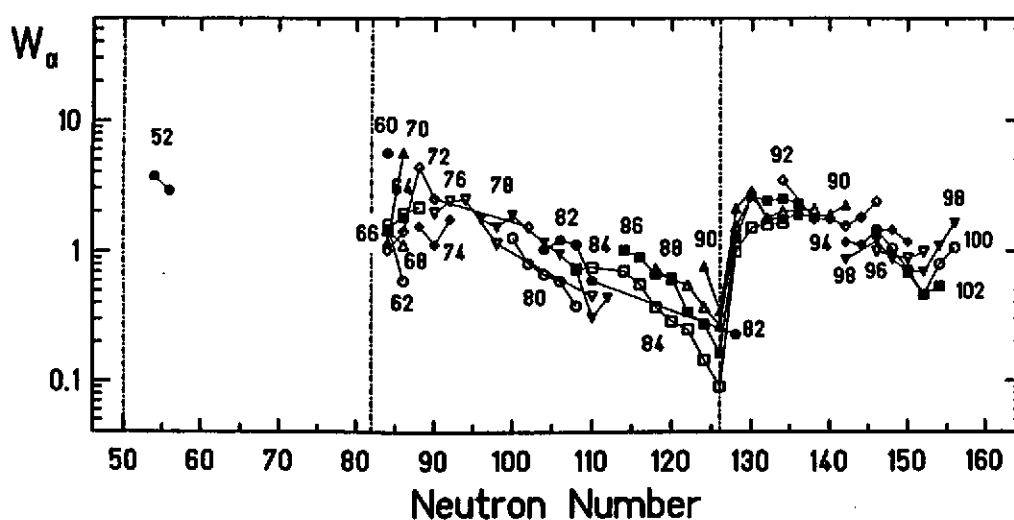


Fig. 2 : Le rapport  $W_\alpha$  entre les durées de vie alpha calculées selon l'approche de GAMOW et les durées de vie expérimentales est porté en fonction des nombres de neutrons des noyaux. L'échelle des  $W_\alpha$  a été normalisée à 1 pour  $^{212}\text{Po}$  ( $W_\alpha = 4.4 \cdot 10^{-3}$ )

Ce rappel sur la radioactivité alpha, classique, avait pour but de montrer le lien réel commun entre toutes sortes de modes de radioactivité : ce sont autant de "fenêtres" différentes sur un même paysage, la structure nucléaire. Etant donné la variété des phénomènes abordés, les techniques nécessaires à leur mise en évidence ne seront mentionnées que lorsqu'elles sont particulièrement innovantes. Ce cours va distinguer trois types différents de radioactivités : i) l'émission directe de nucléons, essentiellement des protons ii) les modes bêta exotiques iii) les radioactivités par émissions d'ions lourds ( $^{14}\text{C}$  et autres).

## I - Radioactivité par émission directe de nucléons

Ce type de radioactivité est le plus simple conceptuellement, en particulier l'émission d'un seul proton (découverte en 1980<sup>1</sup>). Symétriquement des états métastables émetteurs neutrons sont théoriquement possibles<sup>2</sup>), une barrière centrifuge remplaçant la barrière coulombienne confinant les particules chargées, mais les noyaux susceptibles d'une telle radioactivité sont très difficiles à créer et ce type de radioactivité ne sera pas détaillé ici.

L'émission directe de protons est un phénomène qui au-delà des quelques exemples connus actuellement doit être très général pour les derniers isotopes les plus déficients en neutrons de chaque élément. Il est ainsi théoriquement prédit que les éléments de  $Z$  pair doivent "presque tous" avoir des isotopes émetteurs deux-protons (l'émission d'un seul proton étant le plus souvent énergétiquement impossible), et les  $Z$  impairs des émetteurs d'un proton.

L'expression "presque tous" est correcte quand on considère comme "radioactifs" des noyaux dont la durée de vie est très courte, jusqu'à  $10^{-20}$  s, en raison de barrières coulombiennes très basses.

C'est cette définition très large qui a été utilisée pour la carte des isotopes 1992 de Strasbourg<sup>3</sup>). On y voit par exemple mentionnés dans les mêmes couleurs et notations l'émetteur de protons  $^{151}\text{Lu}$  ( $T_{1/2}=85$  ms) et  $^{16}\text{F}$  ( $T_{1/2}=1.1 \cdot 10^{-20}$  s). En pratique la définition la plus courante de la radioactivité n'inclut que les isotopes dont la durée de vie est supérieure à  $10^{-9}$  s, l'émetteur alpha de plus courte durée de vie étant  $^{215}\text{Fr}$  (90 ns). C'est la définition retenue dans la table des isotopes 1981 de Karlsruhe<sup>4</sup>). Au-delà de l'arbitraire des conventions prises, la limite au voisinage de  $10^{-9}$  s correspond aux limites expérimentales de la majorité des techniques de séparations nucléaires et en particulier celle des spectromètres de recul. C'est d'ailleurs avec ces instruments que notre connaissance des émetteurs protons a été significativement étendue ces dernières années. Augmenter le nombre d'émetteurs protons découverts est tout à fait nécessaire pour passer de l'observation anecdotique à une "grille" test pour les modèles de potentiel nucléaire et de masse comme pour la mise en évidence d'effets coulombiens<sup>5</sup>) nouveaux au-delà de la limite de liaison proton ("drip-line" proton).

### Emission d'un proton

Les émetteurs protons découverts depuis 1980 dans la région  $Z=48-75$  ont tous été formés par fusion d'ions lourds, qui reste ainsi le moyen privilégié d'accès à la drip-line pour ces éléments. Grâce aux résultats récents obtenus à Daresbury<sup>6</sup>) (fig. 3) on connaît maintenant neuf exemples de radioactivité proton. Il est particulièrement intéressant que

les isotopes  $^{156}\text{Ta}$  et  $^{160}\text{Re}$  aient été observés car on dispose ainsi de données de part et d'autre de la fermeture de couche  $N=82$ . On s'aperçoit en effet que le proton désapparié passe d'une orbite  $h_{11/2}$  pour  $Z=69-71$  à une orbite  $d_{3/2}$  pour  $Z=73-75$ .

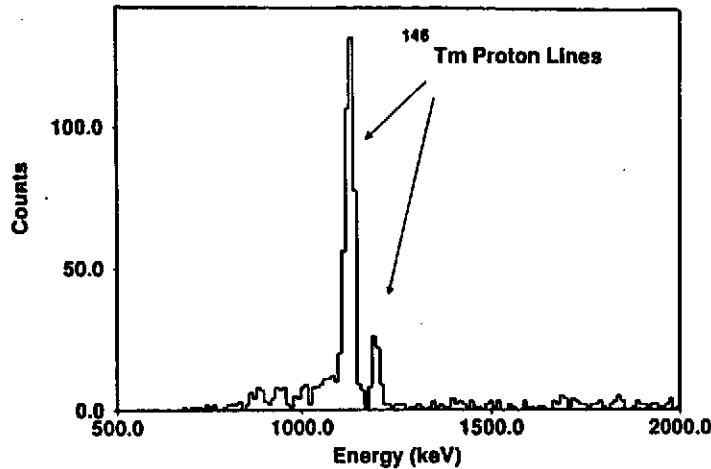


Fig. 3 : Spectre en énergie des protons émis par le noyau  $^{146}\text{Tm}$  mis en évidence à Daresbury.

### Radioactivité par émission de deux protons

La prédiction théorique de cette radioactivité a été faite par Goldanskii dès 1960<sup>7)</sup>, mais à part des noyaux très instables comme  $^6\text{Be}$  ( $T_{1/2}=5 \cdot 10^{-21}$  s), une "véritable" radioactivité  $2p$  n'a pour l'instant pas été observée. Des calculs récents<sup>8)</sup> montrent que les candidats les plus prometteurs sont  $^{39}\text{Ti}$ ,  $^{45}\text{Fe}$  et  $^{48}\text{Ni}$  car leurs durées de vie prédites sont dans la gamme  $1 \mu\text{s}$ -100 ms et ils peuvent être produits par fragmentation du projectile soit dès maintenant ( $^{39}\text{Ti}$ ) ou dans un futur assez proche. Les résultats obtenus<sup>9-10)</sup> sur  $^{39}\text{Ti}$  montrent qu'il s'agit principalement d'un émetteur bêta, avec un embranchement probablement très faible pour l'émission directe de deux protons.

Le noyau  $^{45}\text{Fe}$  n'a pu être observé lors d'une expérience réalisée à GANIL<sup>11)</sup>, mais il n'est pas exclu qu'il puisse l'être avec une sensibilité accrue. Le candidat  $^{48}\text{Ni}$  est encore plus difficile à produire et il faudra attendre l'arrivée des augmentations d'intensité prévues à GANIL et GSI d'ici à 1996-97 pour pouvoir tenter d'observer ce noyau.

## II - Nouveaux modes de décroissance par particules retardées

Les décroissances bêta plus et bêta moins qui transforment un proton en neutron ou inversement, alimentent des états excités du noyau fils. Plus les noyaux sont exotiques, plus les  $Q_\beta$  sont grands et plus les voies de désexcitation par émission de particules sont nombreuses et variées.

Pour les noyaux riches en neutrons on connaît maintenant des émetteurs  $\beta^- - n$ ,  $2n$ ,  $3n$ <sup>12)</sup> et  $4n$ <sup>13)</sup>. L'émission  $5n$  pourrait être observée. Les mesures détaillées d'énergie et d'angles d'émission sont difficiles sur des neutrons et un travail intéressant de corrélations

n-n, 4n reste à faire.

Des observations très intéressantes concernent les noyaux à "halo" ou à "peaux" de neutrons. Les émissions  $\beta^- - {}^2\text{H}$  (deuton) ou  $\beta^- - {}^3\text{H}$  (triton) peuvent renseigner sur les corrélations entre neutrons, l'un des neutrons devenant proton pour former le noyau  ${}^2\text{H}$  ou  ${}^3\text{H}$  sortant. Les noyaux  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  et  ${}^{11}\text{Li}$  ont ainsi été étudiés, voir fig. 4. Des embranchements très faibles ont été observés :  $7.6 \cdot 10^{-6}$  pour l'émission  $\beta - d$  de  ${}^6\text{He}$  et  $8 \cdot 10^{-3}$  pour l'émission  $\beta - t$  de  ${}^8\text{He}$ . Pour l'instant les représentations les plus simples de la structure de ces noyaux, comprenant un "cœur" et un extérieur (peau ou halo) neutronique, ne permettent pas de reproduire les embranchements observés expérimentalement. Si l'existence de halos et de peaux de neutrons est donc bien établie, la structure nucléaire associée doit encore être étudiée plus précisément.

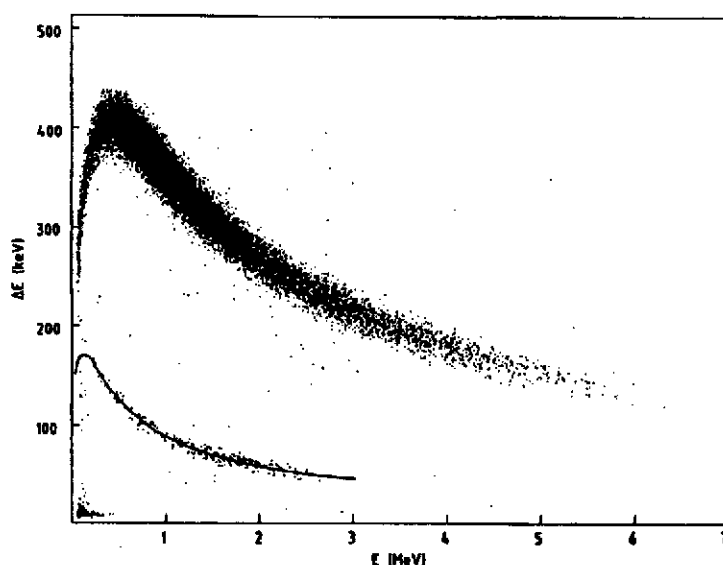
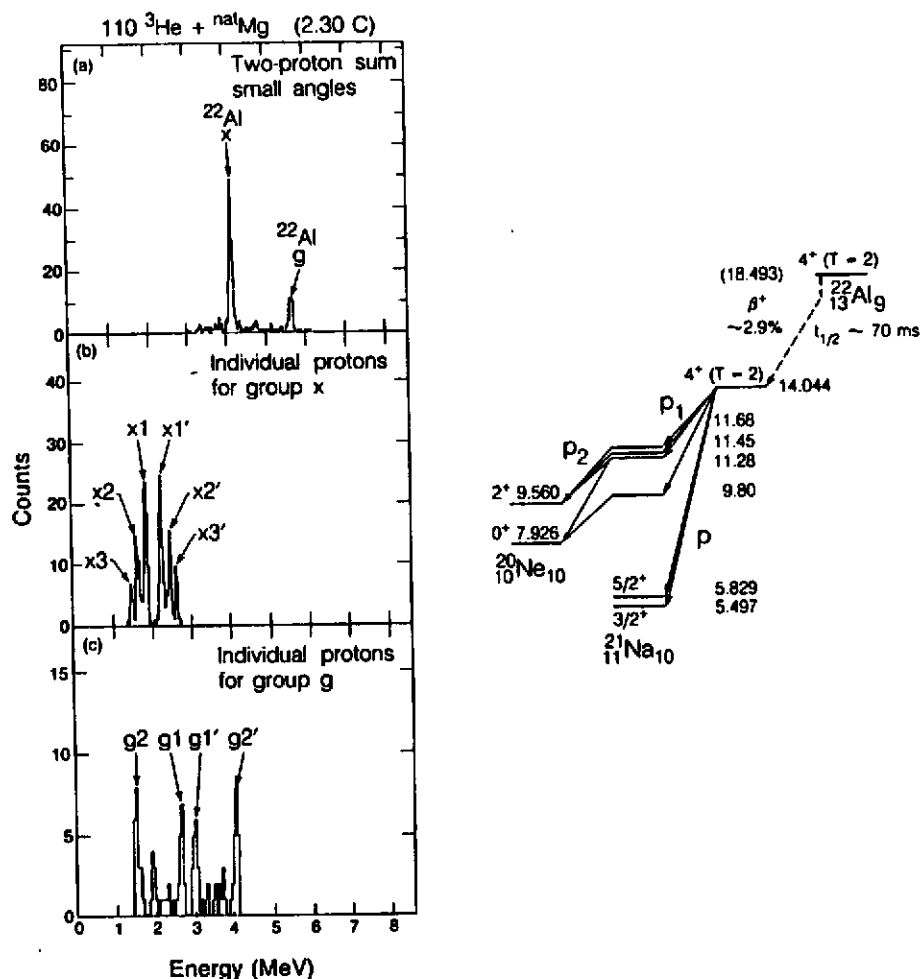


Fig. 4 : Spectre bidimensionnel  $\Delta E - E$ , obtenu avec un détecteur comprenant un compteur proportionnel à gaz ( $\Delta E$ ) et un détecteur silicium ( $E - \Delta E$ ), montrant l'émission retardée de tritons de  ${}^8\text{He}$ . La courbe en trait plein représente la réponse théorique du détecteur pour des tritons, les alphas étant nettement séparés par leur perte en énergie  $\Delta E$  environ quatre fois plus grande à même énergie totale.

Pour les noyaux riches en protons on a découvert dans les dernières années des noyaux émetteurs  $\beta^+ - 2p$  et  $\beta^+ - 3p$  comme  ${}^{22}\text{Al}^{14}$  et  ${}^{31}\text{Ar}^{15}$ . L'étude du noyau  ${}^{22}\text{Al}$  a montré que l'émission de deux protons retardés était majoritairement séquentielle (fig. 5). L'autre possibilité, qui reste à observer, serait que les deux protons soient en fait émis sous forme de  ${}^2\text{He}$ , instable, qui se dissocierait à l'extérieur du noyau. L'observation de  ${}^2\text{He}$ , a déjà été réalisée lors de collisions nucléaires et des techniques d'interférométrie observant les protons corrélés permettent de remonter à des tailles de source ou à des temps d'émission. Cette méthode appliquée aux noyaux exotiques permettrait également d'obtenir des informations très intéressantes.



**Fig. 5 :** Spectres en énergie des protons émis par  $^{22}\text{Al}$  avec la multiplicité deux : spectre somme (a), spectre individuel pour une énergie somme de 4.1 MeV (b) et spectre individuel pour une énergie somme de 5.6 MeV (c). Ces spectres correspondent à une mesure à faible angle relatif des protons et l'émission d'un noyau  $^2\text{He}$  (diproton) serait visible par une contribution en énergie au voisinage de  $E_{\text{somme}}/2$ .

L'émission  $\beta^+ - 2p$  est donc ici essentiellement séquentielle comme résumé dans le schéma de décroissance de  $^{22}\text{Al}$ .

L'émission de plus de deux protons est possible, en principe jusqu'à cinq pour  $^{45}\text{Fe}$  (non encore observé), mais l'étude du processus d'émission est pour l'instant inexistante, dans le cas de trois protons, car les systèmes de détection capable à la fois d'une grande efficacité et d'une grande granularité pour détecter les multiplicités, sont encore à développer. Pour la détection auprès des séparateurs de fragments d'ions lourds, les détecteurs à gaz sont prometteurs<sup>16-17</sup>.

### III - Radioactivités par $^{14}\text{C}$ et autres ions de $Z > 2$

La découverte<sup>18</sup>) de la radioactivité par  $^{14}\text{C}$  a été à la fois attendue, car on avait déjà remarqué que le processus était énergétiquement possible<sup>19</sup>), et à la fois surprenante car Rose et Jones l'ont découverte dans une source radioactive bien connue,  $^{227}\text{Ac} - ^{223}\text{Ra}$  disponible depuis des années, et avec des détecteurs Silicium également très répandus (fig. 6). L'embranchement d'une telle voie est très faible par rapport à la décroissance alpha

ordinaire ( $5 \times 10^{-10}$ ). Depuis c'est un champ d'investigation très large qui s'est ouvert, avec la découverte de nombreux nouveaux émetteurs ainsi que la mise en évidence de modes différents (émission de noyaux autres que  $^{14}\text{C}$  :  $^{24-25}\text{Ne}$ ,  $^{28-30}\text{Mg}$ ,  $^{32-34}\text{Si}$ ).

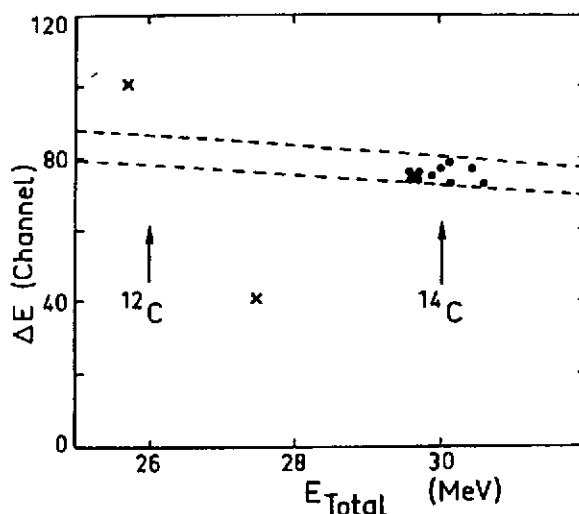


Fig. 6 : Spectre bidimensionnel  $\Delta E - E$  montrant les données prises par Rose et Jones pour l'émission de  $^{14}\text{C}$  à partir de  $^{223}\text{Ra}$  (189 jours de comptage).

#### Résultats expérimentaux sur les émissions d'ions lourds

Les résultats de Rose et Jones montrés sur la figure 6 indiquaient clairement l'émission d'un noyau de carbone, mais l'identification en masse ( $A=12,13,14$  ou même 15) n'était pas précise. De plus les détecteurs silicium soumis à une émission alpha intense étaient continuellement détériorés au cours des 189 jours de comptage.

La confirmation définitive de l'émission de  $^{14}\text{C}$  par  $^{223}\text{Ra}$  fut apportée peu après les résultats de Rose et Jones par S. Gales et al.<sup>19)</sup> à l'aide du spectromètre SOLENO (fig. 7) à Orsay.

Les résultats montrés sur la fig. 7 portent sur une accumulation avec source d'une durée de cinq jours. Les quelques événements épars de bruit de fond sont dus à une contamination légère des détecteurs par du  $^{252}\text{Cf}$ , émetteur de fission spontanée.

Une autre méthode<sup>20)</sup> très différente a également permis la détection des embranchements très faibles associés aux émissions d'ions lourds : la technique des détecteurs solides à trace. Dans un détecteur de ce type le dommage de radiation créé par un ion lourd est mis en évidence par un processus d'attaque chimique ("etching"), voir fig. 8. En contrôlant cette attaque, on peut la rendre spécifiquement efficace pour des traces d'ions lourds ( $^{14}\text{C}$ ,  $\text{Ne}...$ ) et très peu sensible à des alphas. Une sensibilité record de  $10^{-15}$  peut ainsi être obtenue pour  $Z_{emis} > 10$ . Une telle sensibilité a effectivement permis d'observer l'émission de  $^{24-25}\text{Ne}$  à partir de  $^{233}\text{U}$ , (fig. 9), avec un embranchement de  $5 \cdot 10^{-13}$ .



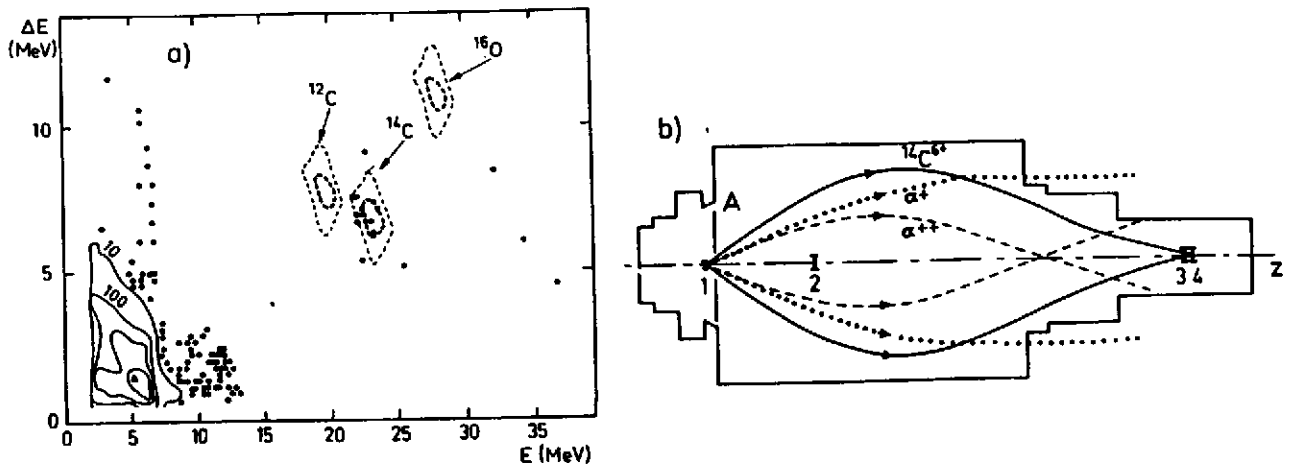


Fig. 7 : a) Spectre similaire à celui de la fig. 6 mais obtenu en quelques jours à l'aide du spectromètre SOLENO à Orsay. b) SOLENO est un solénoïde supraconducteur qui sélectionne en rigidité magnétique et focalise à  $0^\circ$  des particules émises dans un grand angle solide (100 msr).



Fig. 8 : Le processus d'"etching" permet de révéler par une attaque chimique la trace d'un ion lourd dans un plastique. Le diamètre du trou après attaque est relié à l'ionisation créée par l'ion lourd et donc à son numéro atomique.

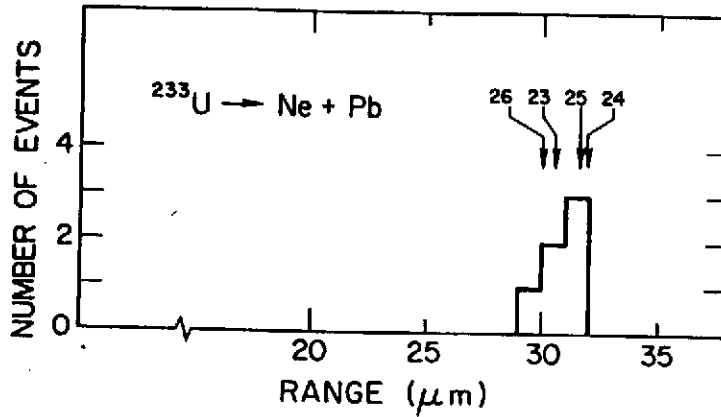


Fig. 9 Spectre en parcours obtenu par la technique d'"etching" sélectionnant les ions Ne par le diamètre des trous. On voit l'émission de  $^{24-25}\text{Ne}$  à partir de  $^{233}\text{U}$ .

Une compilation de résultats expérimentaux (fig. 10) permet de mettre en évidence à la fois la grande différence de préformation des ions par rapport aux alphas et l'importance d'un effet pair-impair. Les résultats expérimentaux sont portés sur la fig. 10 en fonction des durées de vie partielles ( $T_{1/2}(\alpha)$ /embranchement) et du facteur de pénétration de Gamow (G) pour éliminer les influences purement énergétiques sur le passage de barrière.

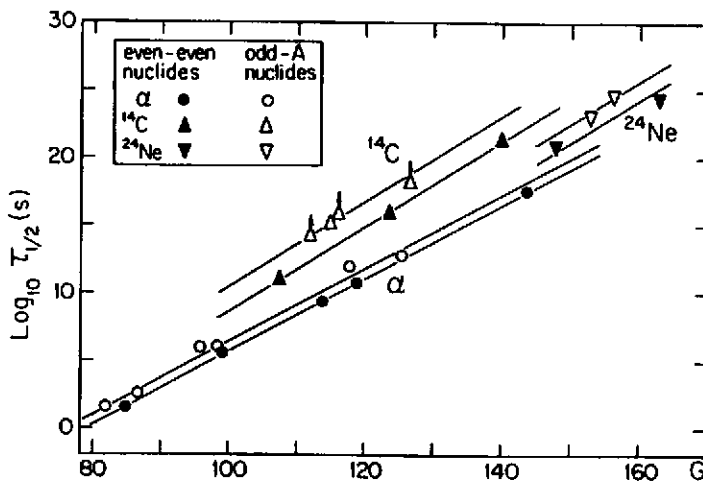


Fig. 10 : Les effets pair-impair et les grandes fluctuations de facteurs spectroscopiques de "préformation" liées à la description par la méthode de GAMOW sont ici mis en évidence en portant pour chaque radioactivité d'ion lourd la durée de vie partielle en fonction du facteur de pénétration G de GAMOW. Les émetteurs pair-pair sont représentés par les symboles pleins et les émetteurs de masse impaire par des symboles ouverts.

On voit qu'en terme de facteur de "préformation" un noyau de  $^{14}\text{C}$  est  $10^{-3}$  à  $10^{-4}$  fois moins "préformé" qu'un noyau alpha. Ces très larges variations de "préformation", difficiles à modéliser empiriquement, montrent qu'il n'est pas très fructueux de chercher à décrire ces émissions d'ions lourds comme l'émission alpha et qu'il est préférable de rapprocher ce phénomène de celui de la fission.

#### Descriptions théoriques des radioactivités exotiques

L'approche traditionnelle de calcul de pénétrabilité pour un ion préformé étant très insuffisante, différents modèles basés sur un mécanisme de type fission ont été proposés<sup>21-22</sup>. Le plus fortement développé est celui de Poenaru appelé ASAFM (Analytical SuperAsymmetric Fission Model). Les descriptions les plus précises ont été obtenues en adaptant les corrections de couches théoriques pour reproduire très précisément les énergies de liaison expérimentales des ions lourds susceptibles d'être émis. De plus le moment angulaire doit être inclus en tenant compte des nombres quantiques exacts des états initiaux et finaux. Les effets énergétiques des vibrations de point-zéro sont significatifs en particulier pour reproduire des effets pairs-impairs.

Une comparaison des prédictions les plus récentes avec l'ensemble des mesures expérimentales est montré sur la fig. 11. L'accord est globalement très bon et on peut penser utiliser un tel modèle comme référence : tout écart significatif entre la théorie et un nouveau résultat expérimental permettant de dégager des effets de structure nucléaires mal pris en compte (déformations, effets de couche, pairing...). Il est intéressant de noter qu'un tel développement théorique a aussi eu pour conséquence de fournir une meilleure description de l'émission alpha.

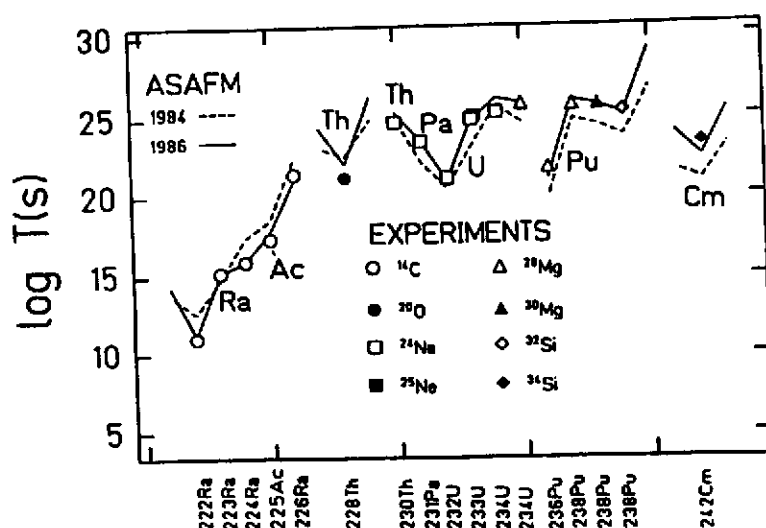
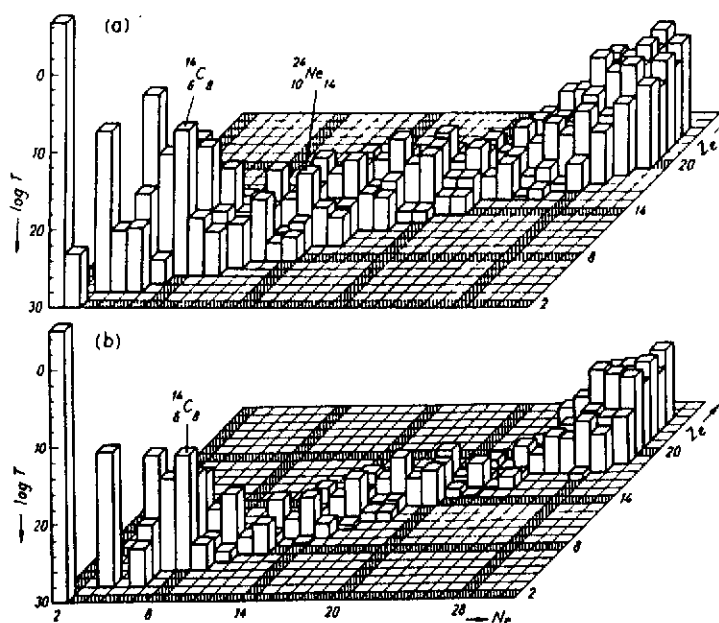


Fig. 11 : Comparaison entre les durées de vie partielles expérimentales (symboles) et théoriques pour toutes les radioactivités d'ions lourds connues. Les courbes en traits pointillé et plein correspondent au modèle ASAFM dans les versions de 1984 et 1986. Les améliorations obtenues en incluant le pairing et les oscillations de point zéro apparaissent clairement.

Enfin une quantité d'autres émissions d'ions lourds est prédite théoriquement comme on peut le voir sur la fig. 12. La principale limite est ici la difficulté expérimentale d'observer des embranchements inférieurs à  $10^{-15}$ .



**Fig. 12 :** Représentation tridimensionnelle de l'ensemble des ions lourds ( $N_e$ ,  $Z_e$ ) susceptibles d'être émis à partir de parents conduisant aux noyaux fils  $^{208}\text{Pb}$  (a) et  $^{209}\text{Pb}$  (b). L'échelle verticale est la durée de vie prédite par le modèle ASAFM pour chacun de ces modes. Le sens de l'échelle verticale a été choisi pour que les modes les plus abondants ( $\alpha$ ,  $^{14}\text{C}$ ...) soient représentés par des colonnes plus hautes. Le nombre de ces émissions théoriquement possibles dépasse de loin celui des cas observés.

## Références

- 1 - S. Hofmann et al., in *Proc. 4th Int. Conf. on Nuclei Far From Stability*, P.G. Hansen and O.B. Nielsen eds, CERN 81-09, CERN, Geneva, (1981) 190
- 2 - Particle Emission From Nuclei - D.N. Poenaru, M.S. Ivascu, CRC-Press (1989)
- 3 - Chart of the Nuclides - KARLSRUHE (1981)
- 4 - Chart of the Nuclides - STRASBOURG (1992)
- 5 - E. Comay et al., *Phys. Lett.* **B210** (1988) 31
- 6 - P.J. Woods et al., *Nucl. Phys.* **A553** (1993) 485
- 7 - V.I. Goldanskii, *Nucl. Phys.* **27** (1961) 648

- 8 - B.A. Brown, *Phys. Rev.* C43 (1991) 1513
- 9 - C. Détraz et al. *Nucl. Phys.* A519 (1990) 529
- 10 - D.M. Moltz et al., *Z. Phys.* A342 (1992) 273
- 11 - V. Borrel et al., *Z. Phys.* A344 (1992) 135
- 12 - R.E. Azuma et al., *Phys. Lett.* B96 (1980) 31
- 13 - J.P. Dufour et al., *Phys. Lett.* B206 (1988) 195
- 14 - M.D. Cable et al., *Phys. Rev.* C30 (1984) 1276
- 15 - D. Bazin et al., *Phys. Rev.* C45 (1992) 69
- 16 - B. Blank et al., *Nucl. Inst. Meth.* A330 (1993) 83
- 17 - D. Bazin et al., *GANIL - Proposition d'expérience* 220 (1993)
- 18 - H.J. Rose, G.A. Jones, *Nature* 307 (1984) 245
- 19 - S. Galès et al., *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 759
- 20 - S.W. Barwick, *Phys. Rev.* C31 (1985) 1984
- 21 - H.J. Fink et al., *Z. Phys.* 268 (1974) 321
- 22 - D.N. Poenaru et al., *Journal Phys. Lett. (Paris)* 40 (1979) L465