



HAL
open science

PROPRIÉTÉS NUCLÉAIRES DÉDUITES DES SPECTRES OPTIQUES DES ATOMES. MOMENTS NUCLÉAIRES ET DÉPLACEMENTS ISOTOPIQUES DANS LES ACTINIDES ET DANS LA SÉRIE DES TERRES RARES

S. Gerstenkorn

► **To cite this version:**

S. Gerstenkorn. PROPRIÉTÉS NUCLÉAIRES DÉDUITES DES SPECTRES OPTIQUES DES ATOMES. MOMENTS NUCLÉAIRES ET DÉPLACEMENTS ISOTOPIQUES DANS LES ACTINIDES ET DANS LA SÉRIE DES TERRES RARES. Journal de Physique Colloques, 1973, 34 (C4), pp.C4-55-C4-62. <10.1051/jphyscol:1973407>. <jpa-00215282>

HAL Id: jpa-00215282

<https://hal.science/jpa-00215282v1>

Submitted on 4 Feb 2008

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.



HAL Authorization

**PROPRIÉTÉS NUCLÉAIRES
DÉDUITES DES SPECTRES OPTIQUES DES ATOMES.
MOMENTS NUCLÉAIRES ET DÉPLACEMENTS ISOTOPIQUES
DANS LES ACTINIDES ET DANS LA SÉRIE DES TERRES RARES**

S. GERSTENKORN

Laboratoire Aimé-Cotton, CNRS II, 91405 Orsay, France

Résumé. — L'étude à haute résolution par spectromètre de Fourier et par spectrométrie interférentielle Fabry-Pérot des spectres atomiques a permis de préciser les moments magnétiques et quadrupolaires des isotopes 233, 235 de l'uranium et de l'isotope 229 du thorium. Les résultats sont comparés à l'ensemble des données analogues établies jusqu'ici dans la série des actinides. D'autre part, les variations de $\delta \langle r^2 \rangle$ (carré moyen de la distribution des charges) des éléments de la série des terres rares et des actinides sont analysées, tenant compte des mesures et des études de structure fine les plus récentes. Enfin, au voisinage des couches fermées en neutron ($N = 50, 82$), on montre que les variations de $\langle r^2 \rangle$ et E (E , énergie de liaison par nucléon) sont de sens inverse.

Abstract. — High resolution studies of atomic spectra by means of Fabry-Perot interferometry and Fourier spectrometry has lead to the determination of the nuclear moments (μ and Q) of the uranium isotopes 233 and 235 and of the thorium isotope 229. These results are included in an up-to-date collection of data for the actinide region. In addition the value of $\langle r^2 \rangle$ (mean square radius of the charge distribution) of the rare earths and actinides are given, taking into account recent measurements and fine structure studies. Finally in the vicinity of the closed neutron shell ($N = 50, 82$) it is shown that the variation of $\langle r^2 \rangle$ and E (binding energy of the neutrons) are of opposite sign.

1. Introduction. — Les deux types d'effets nucléaires hyperfins sur la structure atomique sont la structure hyperfine et le déplacement isotopique.

L'étude des structures hyperfines permet d'accéder, bien indirectement, il est vrai, au moment magnétique μ_1 des noyaux. Cependant, l'évaluation de μ_1 devient précieuse, lorsque les méthodes classiques de résonance ne sont pas applicables ; les causes de cet état de fait peuvent être diverses : impossibilité de faire fonctionner un jet atomique (cas de l'uranium), ou encore quantité de matière disponible insuffisante. C'est pourquoi, la région des actinides a retenu particulièrement notre attention. Quant aux moments quadrupolaires Q , le traitement des données optiques (c'est-à-dire des valeurs de coefficients quadrupolaires B) constitue l'une des meilleures méthodes pour évaluer ces moments.

Par ailleurs, l'étude du déplacement isotopique permet la détermination des variations $\delta \langle r^2 \rangle$ ($\langle r^2 \rangle =$ carré moyen de la distribution des charges) en fonction de l'extension du noyau d'un élément avec le nombre de neutrons. Afin de présenter les données expérimentales sous une forme directement utilisable par les physiciens nucléaires, nous nous sommes limités aux éléments de la série des lanthanides et des actinides ; ceci pour deux raisons : d'une part à partir de la masse $A \geq 140$, les dépla-

cements observés dans les raies spectrales des transitions du type s-p (ou « s-d ») peuvent être à une très bonne approximation (de l'ordre de 1 à 2 %) entièrement attribués à l'effet dit de « volume », une fois tenu compte de l'effet de Bohr normal [1] ; d'autre part, les fonctions d'ondes des niveaux étudiés sont de mieux en mieux connues grâce aux études paramétriques systématiques de structure fine entreprises ces dernières années dans ces régions du tableau périodique. Il en résulte qu'il est possible de donner avec une précision atteignant quelquefois 10 % les variations $\delta_{A_1, A_2} \langle r^2 \rangle$ de $\langle r^2 \rangle$, lorsque l'on passe d'un isotope de masse A_1 à un isotope de masse A_2 . Cependant, le rapport des variations $\delta_{A_1, A_2} \langle r^2 \rangle / \delta_{A_2, A_3} \langle r^2 \rangle$ appelé DIR (Déplacement Isotopique Relatif) entre trois isotopes de masse A_1, A_2, A_3 , est déterminé avec une incertitude en général inférieure à 2 %. Si l'on songe que les variations relatives

$$\delta \langle r^2 \rangle / \langle r^2 \rangle$$

sont de l'ordre de 10^{-2} , il est certain que les mesures optiques sont celles qui permettent le mieux de suivre l'évolution de $\langle r^2 \rangle$ dans une séquence d'isotopes, voire d'éléments. L'interprétation de ces variations, loin d'être monotones, devrait conduire à une bonne compréhension des variations de certains paramètres nucléaires (coefficients de déformation [1], effets

TABLEAU I

Moments nucléaires des éléments de la série des actinides.

Les références aux mesures antérieures à 1973 sont données dans la table de G. H. Fuller et V. W. Cohen [4].

| Elément | A | I | μ (m.n) | Q (barns) | Méthodes | Période | Références Année |
|---------|-----|-----|-----------------|-------------|--------------------------------|----------------------------|---------------------|
| 89 (Ac) | 225 | | | | | 10 jours | |
| | 227 | 3/2 | + 1,1 ± 0,1 | 1,7 ± 0,2 | optique | 22 ans | (1958) |
| | 228 | | | | | 6,2 heures | |
| 90 (Th) | 227 | | | | | 18,2 jours | |
| | 229 | 5/2 | + 0,44 ± 0,05 | + 4,9 ± 0,5 | optique | 7,3 × 10 ³ ans | (1973) |
| | 231 | | | | | 25,6 heures | |
| 91 (Pa) | 230 | | | | | | |
| | 231 | 3/2 | + 1,98 | | endor | 3,3 × 10 ⁴ ans | (1961) |
| | 233 | 3/2 | + 3,4 | - 3,0 | jet atomique | 27 jours | |
| 92 (U) | 231 | | | | | 4,3 jours | |
| | 233 | 5/2 | + 0,49 ± 0,05 | + 4,9 ± 0,5 | optique | 1,6 × 10 ⁵ ans | (1973) |
| | 235 | 7/2 | - 0,31 ± 0,03 | + 6,4 ± 0,7 | optique | 7,1 × 10 ⁸ ans | |
| | 237 | | | | | 6,75 jours | |
| 93 (Np) | 235 | | | | | 1,1 an | |
| | 237 | 5/2 | + 2,9 | + 5,0 | optique | 2,2 × 10 ⁶ ans | (1973) |
| | 238 | 2 | | | jet atomique | 2,1 jours | |
| | 239 | 5/2 | | | | 2,36 jours | |
| 94 (Pu) | 237 | | | | | 46 jours | |
| | 239 | 1/2 | + 0,200 ± 0,004 | | mesure directe jet atomique | 24,3 × 10 ³ ans | (1965) |
| | 241 | 5/2 | - 0,72 ± 0,02 | + 5,6 ± 0,6 | optique endor | 13,2 ans | (1969) (1970) |
| 95 (Am) | 241 | 5/2 | + 1,59 ± 0,03 | + 4,9 | jet atomique optique | 470 ans | (1956, 1957) |
| | 242 | 1 | ± 0,382 | ± 2,74 | jet atomique | 100 ans | (1966) |
| | 243 | 5/2 | + 1,59 ± 0,03 | + 4,9 | optique | 7,6 × 10 ³ ans | (1956, 1957) |

de compressibilité nucléaire [2] et éventuellement d'assigner les nombres quantiques orbitaux associés aux neutrons des différents isotopes [3]).

2. **Moments nucléaires.** — Le tableau I présente l'ensemble des données concernant les moments nucléaires μ_1 et quadrupolaires Q établies jusqu'ici dans la série des actinides [4]. Trois résultats nouveaux apparaissent cette année : le neptunium (237) [5] et le thorium (229) [6], les structures hyperfines de ces deux isotopes ayant été étudiées par spectroscopie de Fourier entre 1 et 3 μ ; l'uranium (235) [7] dont la structure hyperfine de l'état fondamental nous est connue grâce au spectromètre Fabry-Pérot photoélectrique. Il est remarquable de constater que les isotopes dont le spin est $\frac{5}{2}$, possèdent tous un moment quadrupolaire de l'ordre de 4,9 barns (Th 229, U 233, Np 237, Am 241 et Am 243) : ceci correspond à des coefficients de déformation de même ordre de grandeur. A titre d'illustration, la figure 1 représente un exemple type d'une structure hyperfine du spectre du thorium ainsi que son interprétation (spectromètre de Fourier).

3. **Déplacement isotopique : lanthanides et actinides.** — A la suite de Bartlet, Racah, Rosenthal, Breit

et Broch, Bodmer (1953 [8]) a montré que le déplacement isotopique δT_{ns} de volume d'un niveau prend la forme d'un produit de deux facteurs

$$\delta T_{ns} = N \times C.$$

Le facteur $N = 4 \pi R_\infty a_0^3 |\Psi_{ns}(0)|^2/Z$ ne dépend que du cortège électronique où $\Psi_{ns}(0)$ représente la valeur à l'origine de la fonction de Schrödinger.

Le facteur C ne dépend que du paramètre $\delta < r^2 >$, où $< r^2 >$ représente le carré moyen de la distribution des charges. En particulier, la forme exacte du potentiel intervient très peu dans le calcul du facteur C (Bodmer, 1953). Les valeurs numériques du facteur $C_{(unif)}$ calculé dans le cas du modèle d'une sphère chargée uniformément ont été tabulées par Humbach [9] et par Babushkin [10].

Si l'on représente, suivant Brix et Kopfermann [1], par $C_{exp} = \delta T_{ns} (expérimental)/N$ la « constante de déplacement isotopique expérimentale », on obtient pour $\delta_{A_1 A_2} < r^2 >$, variation du carré moyen de la distribution des charges lorsque l'on passe d'un isotope de masse A_1 à un isotope de masse A_2 , l'expression :

$$\delta_{A_1 A_2} < r^2 > = 0,576 A^{-1/3} \delta A \frac{C_{exp}}{C_{unif}}.$$

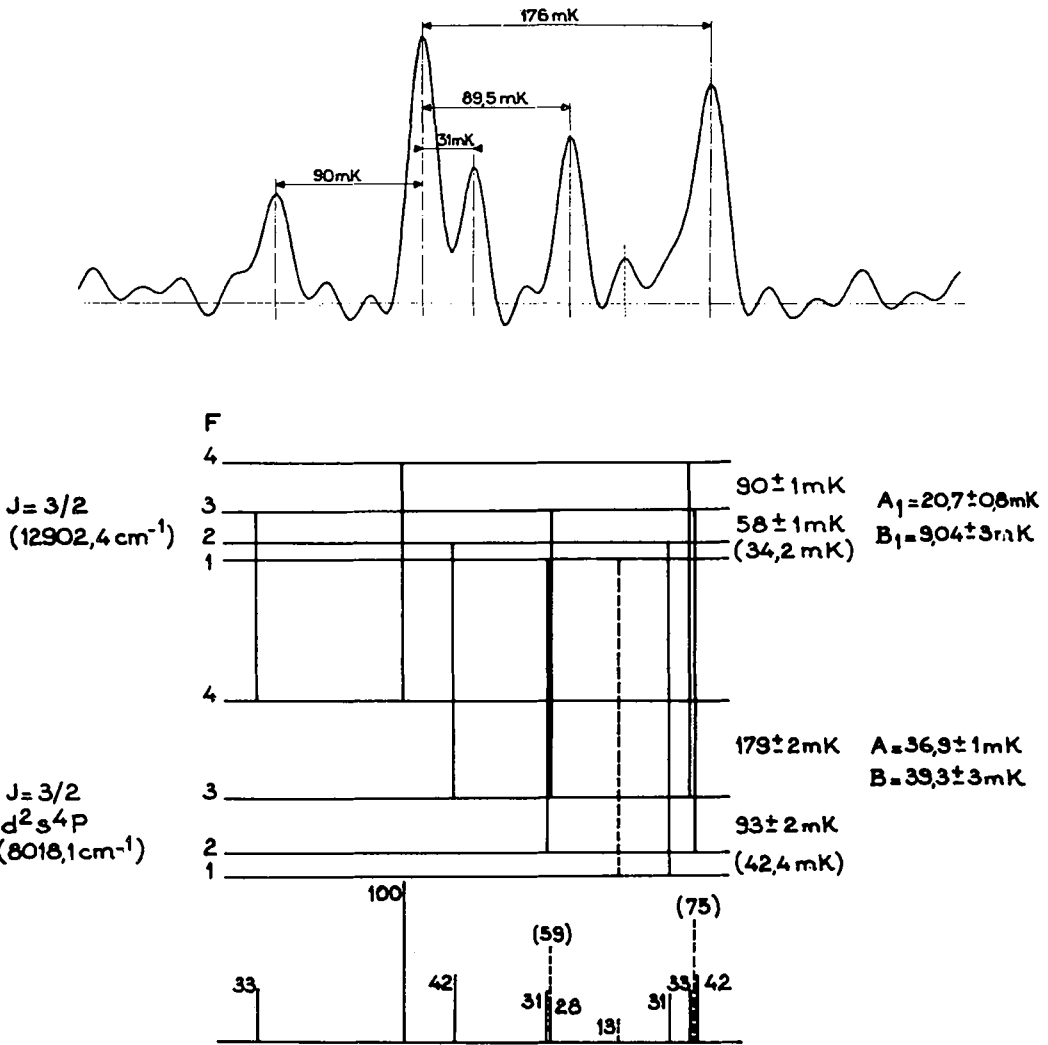
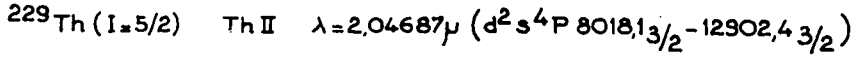


FIG. 1. — Enregistrement, par spectrométrie de Fourier, de la raie $\lambda = 2,04687 \mu$. A partir des valeurs des constantes dipolaires A ($^4B_{3/2}$) et quadrupolaires B ($^4P_{3/2}$) déterminées expérimentalement on accède aux valeurs du moment magnétique μ_I (239) et du moment quadrupolaire Q (229).

Les tableaux II et III présentent l'ensemble des données récentes des éléments de la série des terres rares et des actinides. Pour établir ces valeurs, nous avons bénéficié des études paramétriques de structure fine de certains éléments (voir réf., Tableau II) permettant d'une part une meilleure définition du facteur N et d'autre part le choix convenable des transitions du type s-p ou « s-d », minimisant ainsi l'influence de l'effet spécifique de masse [11].

Dans le cas des lanthanides, les valeurs de $\delta \langle r^2 \rangle$ pour le couple 88-90 dépend de Z (Fig. 2), par contre pour tous les couples $N(N+2)$ situés au-delà du couple 88-90, la décroissance de $\delta \langle r^2 \rangle$ est, aux erreurs de mesure près, régulière.

Dans le cas des actinides, le couple d'isotopes le plus déficient en neutrons dans la série d'isotopes du

plutonium (Fig. 3) présente un léger « saut » par rapport aux couples voisins (Fig. 4).

L'interprétation de ces variations est bien connue ; elles sont reliées aux coefficients de déformation [1] ; par contre, l'effet de « fermeture des couches » au passage du nombre magique $N = 82$ est spectaculaire : les théories classiques (Kopfermann, Fradkin [3]) ne permettent pas d'interpréter ce phénomène. Par contre, les études théoriques fondées sur le modèle des systèmes de Fermi finis dus à Migdal [12] ont été développées récemment par V. P. Krainov et M. A. Mikulinskii [3] ; ces calculs théoriques sont en bon accord avec l'expérience pour les trois premiers éléments de la série des lanthanides ; en particulier, la discontinuité observée au voisinage de $N = 82$ pour le cérium est bien interprétée [13].

TABLEAU II

Déplacement Isotopique Relatif et valeurs de $\delta \langle r^2 \rangle$ dans la série des lanthanides. L'accord entre valeurs purement « optiques » et celles données (6^e colonne) par les mesures des déplacements isotopiques dans les transitions X électroniques [19] est en général satisfaisant, sauf dans les cas des isotopes de l'ytterbium.

| Elément | Couple d'isotopes δN | C_{exp} (mK) 10^{-3} cm^{-1} | DIR ($\pm 2 \%$) | $\delta \langle r^2 \rangle$ optique 10^{-3} fm^2 | $\delta \langle r^2 \rangle$ $R^1 X$ [19] 10^{-3} fm^2 | Références |
|---------|---------------------------------|--|-----------------------|---|--|------------|
| Ce (58) | 78-80 | -4 ± 15 | | -10 ± 30 | | [a] |
| | 80-82 | 17 ± 10 | | $+31 \pm 30$ | | [b] |
| | 82-84 | 144 ± 5 | 1 | 279 ± 30 | 274 ± 10 | |
| Nd (60) | 82-84 | 160 ± 5 | 1 | 280 ± 30 | 288 ± 10 | [c] |
| | 84-86 | | 0,93 | 260 ± 25 | 252 ± 27 | [d] |
| | 86-88 | | 1,03 | 290 ± 30 | 286 ± 18 | |
| | 88-90 | | 1,40 | 390 ± 40 | 405 ± 16 | |
| Sm (62) | 82-84 | 340 ± 20 | 2 | 520 ± 25 | 504 ± 26 | [e] |
| | 84-86 | | | | | |
| | 86-88 | | 1,18 | 307 ± 15 | 304 ± 8 | [f] |
| | 88-90 | | 1,64 | 426 ± 20 | 424 ± 11 | |
| | 90-92 | | 0,89 | 231 ± 10 | 223 ± 9 | |
| Gd (64) | 88-90 | | 2,95 | 500 ± 90 | | [g] |
| | 90-92 | | 1,27 | 220 ± 40 | 203 ± 23 | [h] |
| | 92-94 | | 1,0 | 170 ± 30 | 144 ± 10 | |
| | 94-96 | 125 ± 20 | 1 | 170 ± 30 | 154 ± 10 | |
| Dy (66) | 90-92 | | 1,57 | 220 ± 40 | 242 ± 17 | [i] |
| | 92-94 | | 1,08 | 150 ± 30 | 126 ± 11 | [j] |
| | 94-96 | | 1,08 | 150 ± 30 | 134 ± 11 | |
| | 96-98 | 122 ± 20 | 1 | 140 ± 30 | 125 ± 7 | |
| Er (68) | 94-96 | | 1,09 | 140 ± 25 | | [k] |
| | 96-98 | | 0,99 | 128 ± 25 | | [l] |
| | 98-100 | | 0,96 | 125 ± 25 | 135 ± 10 | |
| | 100-102 | 125 ± 20 | 1 | 130 ± 25 | 155 ± 12 | |
| Yb (70) | 98-100 | | 1,43 | 146 ± 30 | | [m] |
| | 100-102 | | 1,36 | 139 ± 25 | 167 ± 16 | |
| | 102-104 | | 1,05 | 108 ± 20 | 138 ± 12 | |
| | 104-106 | 114 ± 20 | 1 | 102 ± 20 | 104 ± 11 | |

Références locales

- (a) EDWIN, R. P. et KING, W. H., *J. Phys. B* 2 (1969) 260.
 (b) CHAMPEAU, R. J., *Physica* 62 (1972) 209.
 (c) GERSTENKORN, S. et HELBERT, J. M., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* 271 (1970) 626.
 (d) HEINECKE, P., STEUDEL, A. et THIEM, H., Second Conference « European Group for Atomic Spectroscopy » (Hanovre) 1970.
 (e) STRIGANOV, A. R., KATULIN, V. A. et ELISEEV, V. V., *Opt. i. Spekt.* 12 (1962) 171.
 (f) HENNY-SCHWEIGHOFER, M. G., Thèse, Laboratoire Aimé-Cotton, 1970 (Orsay).
 (g) KOPFERMANN, H., LORENTZ, K. et STEUDEL, A., *Naturwissenschaften* 43 (1956) 175.
 (h) BRIX, P., *Z. Phys.* 132 (1952) 579.
 (i) DEKKER, J. W. M., Thèse Laboratoire Zeeman, Amsterdam (1971).
 (j) WYART, J. F., Thèse Laboratoire Aimé-Cotton 1973 (Orsay).
 (k) ROSS, J. S., *J. Opt. Soc. Am.* 62 (1972) 4, 548.
 (l) VOLKOV, D. A. et GOLOVIN, A. F., *Opt. i. Spekt.* 18 (1965) 185.
 (m) CHAIKO, Yu., *Optics and Spectrosc.* 20 (1966) 424.

TABLEAU III

Déplacement Isotopique Relatif et valeurs de $\delta \langle r^2 \rangle$ dans la série des actinides

- (n) BLAISE, J. et STEUDEL, A., *Z. Phys.* **209** (1968) 311.
- (o) TOMKINS, F. S. et GERSTENKORN, S., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **265B** (1967) 1311.
- (p) BLAISE, J., FRED, M., GERSTENKORN, S. et TOMKINS, F. S., Second Conference « European Group for Atomic Spectroscopy » Hanovre (1970).
- (q) FRED, M. et TOMKINS, F. S., *J. Opt. Soc. Am.* **47** (1957) 1076.
- (r) CONWAY, J. G. et McLAUGHLIN, R. D., *J. Opt. Soc. Am.* **46** (1956) 91.
- (s) WORDEN, E. F., Communication privée.

| Elément | Couple d'isotopes δN | C_{exp} (mK) 10^{-3} cm^{-1} | DIR ($\pm 2 \%$) | $\delta \langle r^2 \rangle$ optique 10^{-3} fm^2 | Références |
|---------|------------------------------|--|--------------------|---|------------|
| Th (90) | 140-142 | 880 ± 120 | | 190 ± 25 | [n] |
| | 141-143 | | 0,91 | 190 | [n] |
| U (92) | 142-144 | | 0,97 | 204 | |
| | 144-146 | $1\ 080 \pm 150$ | 1 | 210 ± 35 | |
| | 144-146 | | 1,34 | 200 | [o] |
| Pu (94) | 145-147 | | 1,18 | 175 | [p] |
| | 146-148 | 900 ± 50 | 1 | 150 ± 10 | |
| | 148-150 | | 1,03 | 155 | |
| | 146-148 | 890 ± 50 | | 135 ± 10 | [n] |
| Am (95) | 146-148 | | | | [q] |
| | 146-148 | | (1,07) | 134 | [r] |
| Cm (96) | 146-148 | | 1 | 125 | [s] |
| | 148-150 | (880) | | | |

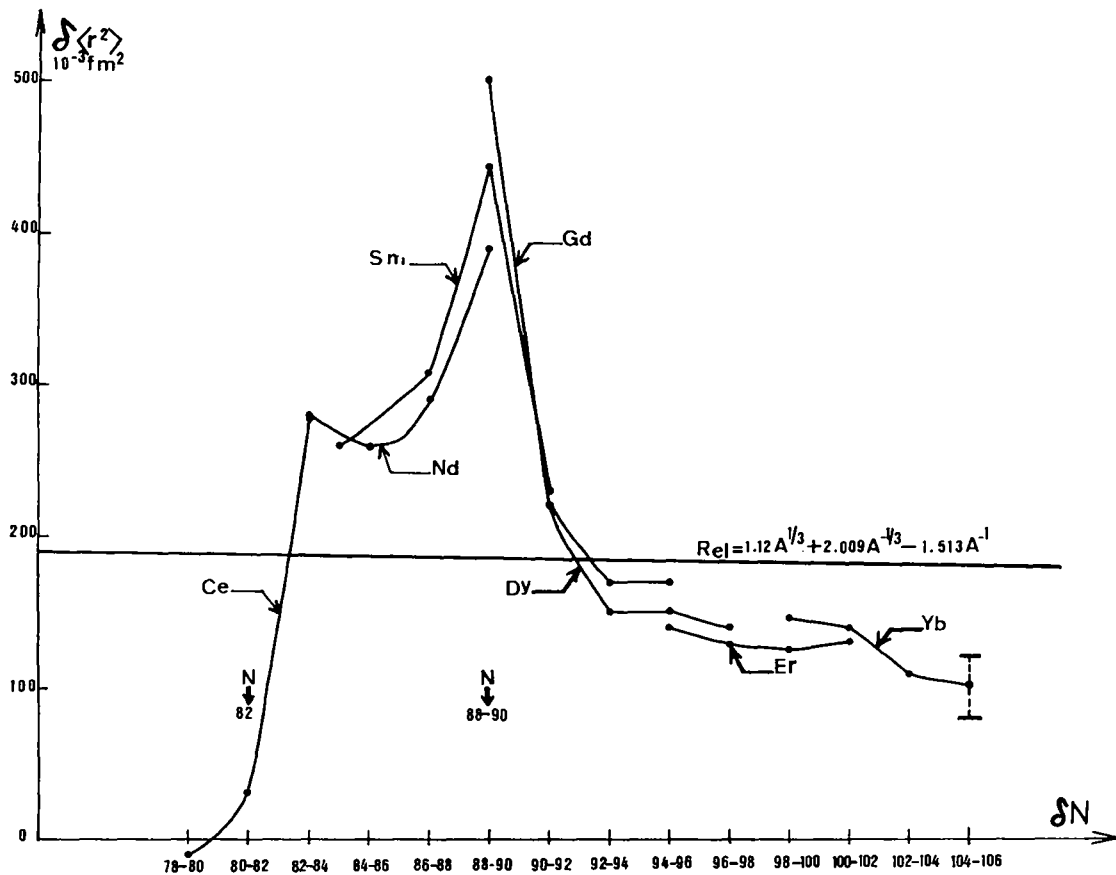


FIG. 2. — Diagramme de Brix et Kopfermann. En général, dans ce type de diagramme, la quantité C_{exp}/C_{unit} figure en ordonnée. A C_{exp}/C_{unit} nous avons substitué la grandeur $\delta \langle r^2 \rangle = 0,576 A^{-1/3} \delta A(C_{exp}/C_{unit})$ qui a une signification physique plus immédiate. Le bon accord avec les valeurs obtenues par l'étude des déplacements isotopiques X (1s-2p) justifie a posteriori, ce choix [19].

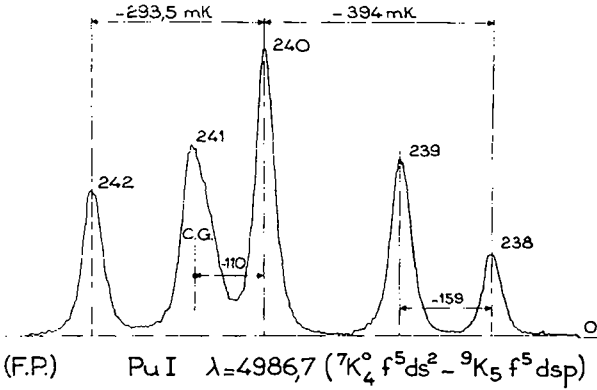


FIG. 3. — Enregistrement, par spectroscopie interférentielle (spectromètre Fabry-Pérot photoélectrique) d'un mélange de cinq isotopes du plutonium [20]. L'inégalité des intervalles entre les composantes 238-240 et 240-242 est évidente. Le phénomène d' « odd-even staggering » apparaît clairement : l'isotope de masse impair (241 ou 239) est « attiré » vers l'isotope adjacent pair de masse la plus faible. Enfin la composante due à l'isotope 241 est légèrement élargie par suite de l'existence d'une structure hyperfine ($I_{241} = \frac{5}{2}$), celle de la composante due à l'isotope 239 étant négligeable ($I_{239} = \frac{1}{2}$).

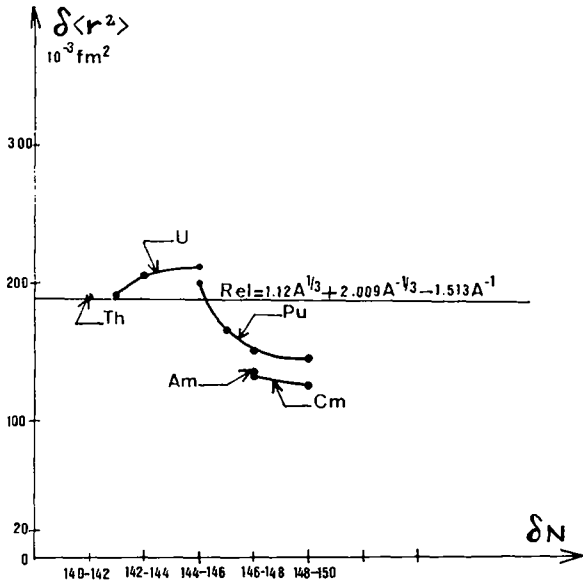


FIG. 4. — Diagramme de Brix-Kopfermann dans la série des actinides. On distingue l' « irrégularité » dans les cas des isotopes de masse (238-240) correspondant aux couples de neutrons 144-146, par rapport aux éléments voisins.

4. Effet de fermeture des couches. — Parmi les diverses grandeurs qui présentent une discontinuité au passage d'une couche fermée, l'énergie de liaison par nucléon est l'une des plus marquées : elle est aussi celle qui est connue avec la plus grande précision. L'examen du déplacement isotopique dans les transitions optiques des éléments situés au voisinage des nombres magiques $N = 50$ et $N = 82$ permet d'énoncer les deux relations empiriques suivantes :

4.1 RELATION D'ORDRE. — La variation $\delta_{12} \langle r^2 \rangle$ des carrés moyens de la répartition des charges est

de sens inverse à celle de l'énergie de liaison par nucléon $\delta_{12}(E)$ (Tableau IV).

(1 \rightarrow 2 passage d'un isotope de masse M_1 à un isotope de masse M_2 .)

TABLEAU IV

Variations de $\langle r^2 \rangle$, carré moyen de la distribution des charges comparées aux variations des énergies de liaisons par nucléon au voisinage des couches fermées en neutrons $N = 28, 40, 50$ et 82 .

| Isotopes | Energie de liaison par nucléon [22] | Variations observées de $\langle r^2 \rangle$ [23], [24] |
|---------------|-------------------------------------|--|
| 44,46,48Ca | $E_{44} < E_{48} < E_{46}$ | $r_{44}^2 > r_{48}^2$ |
| 46,48,50Ti | $E_{46} < E_{48} < E_{50}$ | $r_{46}^2 > r_{48}^2$ |
| 50,52Cr | $E_{48} < E_{50} < E_{52}$ | $r_{50}^2 > r_{52}^2$ |
| 84,86,88Sr | $E_{84} < E_{86} < E_{88}$ | $r_{84}^2 > r_{86}^2 > r_{88}^2$ |
| 132,134,136Xe | $E_{132} > E_{134} > E_{136}$ | $r_{132}^2 < r_{134}^2 < r_{136}^2$ |
| 134,136,138Ba | $E_{134} > E_{136} > E_{138}$ | $r_{134}^2 < r_{136}^2 < r_{138}^2$ |
| 136,138,140Ce | $E_{136} < E_{140} < E_{138}$ | $r_{136}^2 > r_{138}^2$ |

4.2 RELATION QUANTITATIVE. — Pour les 3 isotopes pairs (avec Z pairs), lorsque le plus lourd de ces trois isotopes possède un nombre magique de neutrons N ($N = 28, 50, 82$), on a la relation :

$$\frac{\delta_{13}(E)}{\delta_{12}(E)} \approx \frac{\delta_{13} \langle r^2 \rangle}{\delta_{12} \langle r^2 \rangle}$$

la variation relative des énergies de liaison est comparable à la variation relative des carrés moyens des rayons des charges nucléaires. Le tableau V ci-dessous illustre la relation que nous proposons. Dans la 6^e colonne figure la valeur ρ (Déplacement Isotopique Relatif-DIR) égale à la variation relative des carrés moyens des rayons des charges nucléaires :

$$\rho = \frac{\delta_{13} \langle r^2 \rangle}{\delta_{12} \langle r^2 \rangle}$$

La dernière colonne donne le rapport des variations des énergies de liaison par nucléon pour les couples d'isotopes considérés. La valeur de ρ , d'après les théories classiques [1], [3], devrait être voisine de 2. L'influence de la déformation peut être négligée en première approximation : en effet, les variations $\delta(\beta^2)$ entre coefficients de déformation sont faibles et de plus mal connues.

Entre les quantités Δv_m (déplacements isotopiques mesurés) Δv_B (déplacement isotopique dû à l'effet de Bohr) et Δv_V (déplacement dû à l'effet de volume) ($\Delta v_V \sim K \langle r^2 \rangle$), on a la relation :

$$\Delta v_m = \Delta v_V + \Delta v_B + \Delta v_{sp}$$

où Δv_{sp} est l'effet spécifique de masse.

TABLEAU V

Comparaison entre les variations des déplacements isotopiques relatifs ρ et les rapports des variations des énergies de liaisons $\delta_{13}(E)/\delta_{12}(E)$ au voisinage des couches fermées en neutrons $N = 50$ et $N = 82$.

| Eléments Transitions | Isotopes | Δv_m (mK) | Δv_B (mK) | Δv_V (mK) | ρ | $\frac{\delta_{13}(E)}{\delta_{12}(E)}$ [22] |
|--|----------|-------------------|-------------------|-------------------|------------------|--|
| Strontium [14] | | | | | | |
| $\lambda = 4\,216 \text{ \AA}$ | 88-84 | + 12,6 \pm 0,1 | + 6,8 | + 6,0 \pm 0,2 | 2,31 \pm 0,05 | 2,28 \pm 0,04 |
| (5s-5p) | 88-86 | + 5,9 \pm 0,1 | + 3,4 | + 2,6 \pm 0,2 | | |
| Xénon [15] | | | | | | |
| $\lambda = 3,658 \mu$ | 136-132 | - 1,55 \pm 0,05 | + 0,34 | - 1,89 \pm 0,05 | 1,6 \pm 0,1 | 1,79 \pm 0,03 |
| transitions dans le visible et proche infrarouge | 136-134 | - 1,01 \pm 0,1 | + 0,17 | - 1,18 \pm 0,1 | | |
| | 136-132 | - 5,9 à - 3,4 | | | | |
| | 136-134 | - 4,5 à - 2,2 | | | | |
| Baryum [16] | | | | | | |
| $\lambda = 5\,536 \text{ \AA}$ | 138-134 | - 4,6 \pm 0,1 | + 2,1 | - 7,5 \pm 0,2 | 1,35 \pm 0,1 | 1,56 \pm 0,1 |
| (6s ² -6s 6p) | 138-136 | - 4,1 \pm 0,1 | + 1,05 | - 5,55 \pm 0,2 | | |
| $\lambda = 4\,934 \text{ \AA}$ | 138-134 | - 7,7 | + 2,35 | - 10,05 | 1,36 \pm 0,1 | |
| (6s-6p) | 138-136 | - 6,2 | + 1,17 | - 7,37 | | |
| Cérium [17] | | | | | | |
| 2 369,1 (fd ² s) | 140-136 | + 3,2 \pm 1 | + 0,2 | (+ 3,0) | (0,72 \pm 0,4) | 0,78 \pm 0,2 |
| 1 279,5 (fds ²) | 138-136 | + 4,3 \pm 1 | + 0,1 | (+ 4,2) | | |

Contrairement aux éléments de la série des terres rares et au-delà, Δv_{sp} n'est plus négligeable, en général, par rapport à Δv_V (ou Δv_m).

Dans le cas du strontium, nous avons tenu compte de l'effet spécifique de masse déterminé par Bruch *et al.* [18], dans cette transition Δv_{sp} est trouvé être égal à - 0,1 mK pour une différence de masse de deux unités ; l'accord entre la valeur du DIR, ρ , et le rapport des variations des énergies de liaisons est excellent (2,31 \pm 0,05 à comparer à 2,28 \pm 0,04). Dans le cas du baryum, la seule évaluation de l'effet spécifique est celle obtenue par le calcul [11], [16] (- 0,4 mK pour deux unités de masse) ; compte tenu des incertitudes expérimentales (tant optiques que celles liées aux énergies de liaisons) et du calcul théorique de Δv_{sp} , l'accord est encore acceptable (1,35 \pm 0,1 et 1,56 \pm 0,1).

Pour le xénon, on ne dispose pas encore d'un calcul de Δv_{sp} : la valeur expérimentale de $\rho = 1,6 \pm 0,1$ représente la moyenne d'une trentaine de transitions intéressant différents types de configuration : par ce biais, on peut espérer minimiser l'influence de l'effet spécifique de masse ; enfin, dans le cas du cérium, les mesures expérimentales sont difficiles à cause de la petitesse des déplacements isotopiques observés (incertitude de plus de 50 % sur $\rho = 0,72 \pm 0,4$) ; le choix de la transition fds²-fd² s est du au fait que les fonctions d'ondes des niveaux choisis 1 279,5 cm⁻¹

(fds²) et 2 369,1 cm⁻¹ (fd² s) sont partiellement mélangées : ceci tend à diminuer la contribution de l'effet spécifique de masse [17].

Bien que l'énergie de liaison par nucléon soit une fonction d'un grand nombre de paramètres, le tableau V montre que le rapport des variations des énergies de liaison par nucléon suit les variations du déplacement isotopique relatif ρ ; il semble donc que les déplacements isotopiques observés dans certaines transitions optiques (où le déplacement spécifique Δv_{sp} est minimum, transition s-p ou « s-d ») reflètent les variations des énergies de liaison par nucléon lorsqu'on s'approche de la fermeture d'une couche de neutrons ($N = 50$ ou 82).

Cette relation empirique laisse cependant prévoir un certain nombre d'« inversion » des rayons nucléaires, notamment pour certains isotopes du krypton, de l'argon, du titane et du rubidium. Dans le cas du rubidium, nous avons montré récemment que le déplacement isotopique mesuré correspond bien à l'inversion des valeurs de $\langle r^2 \rangle$ des deux isotopes stables 85 et 87 [21].

Par contre, ni les déplacements isotopiques dans les transitions optiques, ni le sens de variation des énergies de liaison ne permettent, dans le cas du baryum, de confirmer l'inversion des valeurs de $\langle r^2 \rangle$ signalée par Sumbaev [24], étudiant les déplacements isotopes des transitions X électroniques.

Bibliographie

- [1] KOPFERMANN, H., *Nuclear Moments* (Academic Press inc. New York), 1958, 171 ; 183.
- [2] FRADKIN, E. E., *Sov. Phys. JETP* **15** (1962) 550.
- [3] KRAINOV, V. P. et MIKULINSKII, M. A., *Sov. J. Nucl. Phys.* **4** (1967) 665.
- [4] FULLER, G. H. et COHEN, V. W., *Nuclear data tables* **5** (1969) n^{os} 5-6.
- [5] FRED, M., CHILDS, W. J., TOMKINS, F. S. et BLAISE, J., *J. Opt. Soc. Am., Annual Meeting* (1972) 1343.
- [6] GERSTENKORN, S., LUC, P. et VERGES, J., *Moments nucléaires de l'isotope 229 du thorium* (à paraître).
- [7] GERSTENKORN, S., LUC, P., BAUCHE-ARNOULT, Cl. et MERLE, D., *J. Physique* **34** (1973).
- [8] BODMER, A. R., *Proc. Phys. Soc. A* **66** (1953) 1041.
- [9] HUMBACH, W., *Z. Phys.* **133** (1952) 589.
- [10] BABUSHKIN, F. A., *Sov. Phys. JETP* **17** (1963) 1118.
- [11] BAUCHE, J., *Fourth Annual « Conference European group for Atomic Spectroscopy »* (Amsterdam) 1972.
- [12] MIGDAL, A. B., *Theory of Finite Fermi Systems and Nuclear Properties* (Moscou Nauk) 1965 and *Nuclear Structure, Dubna Symposium IAEA* (1968) 541.
- [13] GOLOVIN, A. F. et STRIGANOV, A. R., *Usp. Fiz. Nauk* (1967) 111-150.
- [14] HEILIG, K., *Z. Phys.* **161** (1961) 52.
- [15] JACKSON, D. A. et COULOMBE, M. C., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **268B** (1969) 146 et **270B** (1970) 1607. VETTER, R., *Phys. Lett.* **31A** (1970) 10, 559.
- [16] JACKSON, D. A. et DUONG, T. H., *Proc. R. Soc.* **274** (1963) 145 et **291A** (1966) 9. FISCHER, W., HARTMANN, M. et HUHNERMANN, H., First Annual Conference « *European Group for Atomic Spectroscopy* » (Orsay) 1969.
- [17] CHAMPEAU, R. J. et GERSTENKORN, S., *Phys. Lett.* **26A** (1968) 334. CHAMPEAU, R. J., *Physica* **62** (1972) 209.
- [18] BRUCH, R., HEILIG, K., KALETTA, D., STEUDEL, A. et WENDLANDT, D., *J. Physique* **30** (1969) C 1-51-58.
- [19] LEE, P. L. et BOEHM, F., *Rapport AEC. Calt.* 63-189 (1973). BATTACHERJEE, S. K., BOEHM, F. et LEE, P. L., *Phys. Rev.* **188** (1969) 4, 1919.
- [20] TOMKIN, F. S. et GERSTENKORN, S., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **265B** (1967) 1311.
- [21] GERSTENKORN, S., LUC, P. et BRECHIGNAC, C., *Fourth Annual « Conference European Group for Atomic Spectroscopy »* (Amsterdam) 1972.
- [22] WASPRA, A. H. et GROVE, N. B., *Nuclear Data tables* **9** (1971) 4, 5.
- [23] WU, C. S., *Nuclear Structure IAEA* (Dubna) 1968, 367.
- [24] SUMBAEV, O. I., *Nuclear Structure IAEA* (Dubna) 1968, 527.