



HAL
open science

Structures hyperfines du spectre d'étincelle, moment magnétique et quadrupolaire de l'isotope 229 du thorium

S. Gerstenkorn, P. Luc, J. Verges, D.W. Englekemeir, J.E. Gindler, F.S. Tomkins

► To cite this version:

S. Gerstenkorn, P. Luc, J. Verges, D.W. Englekemeir, J.E. Gindler, et al.. Structures hyperfines du spectre d'étincelle, moment magnétique et quadrupolaire de l'isotope 229 du thorium. *Journal de Physique*, 1974, 35 (6), pp.483-495. 10.1051/jphys:01974003506048300 . jpa-00208173

HAL Id: jpa-00208173

<https://hal.science/jpa-00208173>

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.

Classification
 Physics Abstracts
 5.230

STRUCTURES HYPERFINES DU SPECTRE D'ÉTINCELLE, MOMENT MAGNÉTIQUE ET QUADRUPOLAIRE DE L'ISOTOPE 229 DU THORIUM (*)

S. GERSTENKORN, P. LUC et J. VERGES

Laboratoire Aimé Cotton, C. N. R. S. II, 91405 Orsay, France

D. W. ENGLEKEMEIR†, J. E. GINDLER et F. S. TOMKINS

Chemistry Division, Argonne National Laboratory, Illinois 60439, U. S. A.

(Reçu le 18 janvier 1974)

Résumé. — L'étude à haute résolution du spectre d'étincelle de l'isotope 229 du thorium, dans le domaine infra-rouge situé entre 1 et 3 μ , a été effectuée par spectrométrie de Fourier. La détermination des fonctions d'onde des configurations paires (ds^2 , $d^2 s$, d^3) et impaires (fd^2 , fds , fs^2), a permis de calculer les constantes hyperfines des électrons a_{7s} , a_{6d} , b_{6d} , a_{5f} et b_{5f} relatives à ces deux groupes de configurations, les données expérimentales étant les valeurs des constantes hyperfines A et B de vingt niveaux que nous avons pu atteindre. On en déduit la valeur du moment magnétique trouvé égal à $\mu_{229} = (+0,45 \pm 0,04) \mu_N$, ainsi que l'ordre de grandeur du moment quadrupolaire ($Q_{229} = +4,3$ barns à 20 % près).

Abstract. — A high resolution study of the thorium 229 isotope, in the spectral range of 1 to 3 μ , has been made by means of Fourier spectroscopy. The configuration mixing has been determined for the even (ds^2 , $d^2 s$, d^3) and odd (fd^2 , fds , fs^2) configurations and we have calculated the electronic hyperfine constants a_{7s} , a_{6d} , b_{6d} , a_{5f} and b_{5f} for the appropriate two groups of configurations. The experimental data are the hyperfine constants A and B from twenty levels that we were able to study. The value of the magnetic moment is $\mu_{229} = (+0.45 \pm 0.04) \mu_N$ and we obtain an approximate value for the quadrupole moment ($Q_{229} = +4.3$ barns $\pm 20\%$).

1. **Introduction.** — Les structures hyperfines du spectre II du thorium 229 actuellement connues se limitent à trois transitions (Egorov, 1964) :

$$\lambda = 5\,707, \text{ \AA} (fd^2 \ ^4G_{9/2} - d^2 s \ ^4F_{9/2}),$$

$$\lambda = 4\,752, \text{ \AA} (fd^2 \ ^4D_{7/2} - d^2 s \ ^4F_{9/2}),$$

$$\lambda = 4\,116, \text{ \AA} (fds \ ^4F_{9/2} - 30\,452_{9/2}).$$

Ces structures, insuffisamment résolues à cause de la largeur Doppler des raies, étudiées dans le visible, ne permettent pas de préciser la position des satellites. Il est donc impossible de déterminer les constantes de structure hyperfine des deux niveaux d'une transition.

L'hypothèse simplificatrice qui consiste à négliger la contribution de la structure hyperfine des niveaux

supérieurs $^4G_{9/2}$ et $^4D_{7/2}$ entraîne des erreurs qui peuvent atteindre un ordre de grandeur.

Ainsi, la valeur de la constante quadrupolaire B du niveau $^4F_{9/2}(d^2 s)$ estimée à 6,3 mK [1], compte tenu de cette dernière hypothèse, vaut en réalité 48 mK (voir paragraphe 3.3). En opérant par spectrométrie de Fourier dans le domaine infrarouge, où la faible largeur des raies permet un gain appréciable en résolution, nous avons pu déterminer expérimentalement les constantes dipolaires A et quadrupolaires B de dix niveaux des configurations paires $(d + s)^3$ et de dix niveaux des configurations impaires $f(d + s)^2$.

Pour déduire de ces mesures les moments magnétique μ_{229} et quadrupolaire Q_{229} il est nécessaire de connaître les fonctions d'onde en couplage intermédiaire des niveaux considérés.

Les calculs théoriques de structure hyperfine ont donc été précédés de calculs paramétriques des fonctions d'onde dont nous donnerons les principaux résultats au paragraphe 3.

(*) Ce travail a été subventionné en partie par l'Atomic Energy Commission.
 † décédé.

2. Travail expérimental. — a) *Préparation de la source.* — L'isotope 229 du thorium est obtenu par filiation radioactive de l'isotope 233 de l'uranium. La séparation thorium-uranium a été effectuée à l'aide d'une série de quatre colonnes de résines échangeuses d'ions (résine Dowex; type A₁ X10, A₂ X8 et AGX8). L'uranium est absorbé préférentiellement, tandis que le thorium est élué à l'aide de solutions d'acide chlorhydrique. La quantité d'uranium 233 utilisée (pureté isotopique supérieure à 99,85 %) atteignait 15 g, tandis que la quantité de thorium 229 séparée était de l'ordre d'une centaine de microgrammes. Il était alors possible de fabriquer un tube à décharge sans électrodes, selon la technique décrite par F. Tomkins et M. Fred [2]; cette source contenait finalement cinquante microgrammes environ de thorium sous forme d'iode.

b) *Enregistrement du spectre.* — L'étude à haute résolution dans l'infrarouge entre 1 μ et 3 μ du spectre du thorium a été effectuée par spectrométrie de Fourier [3] [4]. La différence de marche maximum utilisée dans l'interféromètre est de 0,36 m ce qui correspond à une limite de résolution instrumentale de 13,8 mK environ (1 mK = 10⁻³ cm⁻¹). La limite de résolution enregistrée (19 mK) montre que la largeur des raies émises par la source (élargissement Doppler et élargissement par pression) est du même ordre de grandeur que la largeur instrumentale utilisée. Enfin la restitution du spectre à partir de l'interférogramme a été effectuée au centre de calcul C. I. R. C. E. (programmes mis au point par J. Connes et H. Delouis [5]).

2.1 RAIES POSSÉDANT UNE STRUCTURE HYPERFINE. — Le tableau I présente la liste des transitions observées. En général l'identification de ces transitions repose sur le travail de classification de E. B. M. Steers [6]; les identifications nouvelles ont été faites par application du principe de combinaison et par l'analyse des structures hyperfines enregistrées. La première colonne donne les nombres d'ondes des raies de l'isotope 230 du thorium [6]; les positions relatives des différentes composantes sont exprimées en mK, l'origine correspondant pour chaque structure à la position de la composante observée la plus intense. Une valeur négative signifie que la composante hyperfine est située vers les nombres d'onde décroissants. La lettre C (complexe) indique que la composante n'est pas pure, des points de suspension marquent la présence d'un groupe de composantes non résolues.

2.2 STRUCTURES HYPERFINES DES NIVEAUX. — A partir de quelques transitions où il était possible de déterminer les structures des niveaux inférieurs et supérieurs, grâce à la détection des composantes faibles (satellites), nous avons déduit, en procédant de proche en proche, la structure hyperfine de vingt niveaux. La figure 1 représente la transition λ = 1,933 90 μ (σ = 5 169,49 cm⁻¹) et son interpré-

tation. Elle donne directement accès aux structures des niveaux 1 521 cm⁻¹ 4F_{5/2}(d² s) et 6 691 cm⁻¹ 4F_{3/2}⁰(fds).

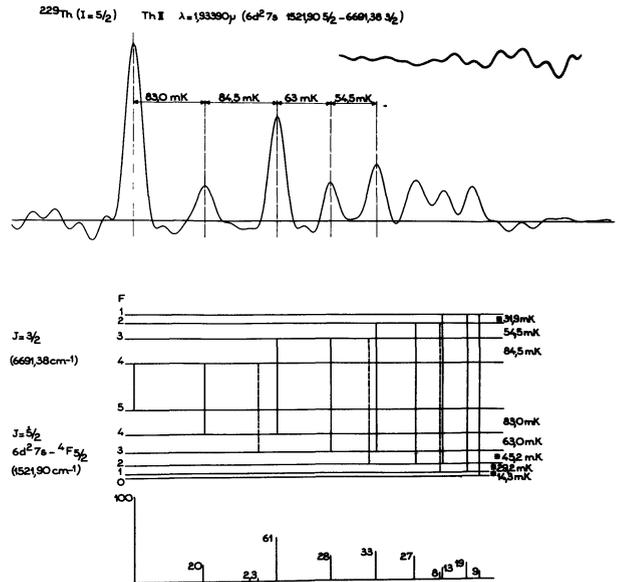


FIG. 1. — Enregistrement et interprétation de la transition $\sigma = 5\,169,49\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 1,933\,9\ \mu$). Spectrométrie de Fourier.

La figure 2 indique le processus employé pour l'étude des niveaux 0_{3/2}, 1 859_{3/2} et 7 331_{5/2} cm⁻¹; la figure 3 représente une reconstitution, point par point, d'une structure hyperfine partiellement résolue correspondant à la transition λ = 2,069 19 μ (σ = 4 831,4 cm⁻¹); cette reconstitution donne accès à la structure du niveau 1 859 cm⁻¹. Les transitions σ = 5 471 cm⁻¹ et σ = 5 809 cm⁻¹, bien que partiellement résolues elles aussi, permettent la détermination de la structure du niveau 7 331 cm⁻¹, finalement la transition σ = 7 331 cm⁻¹ livre la structure du niveau fondamental 0_{3/2}.

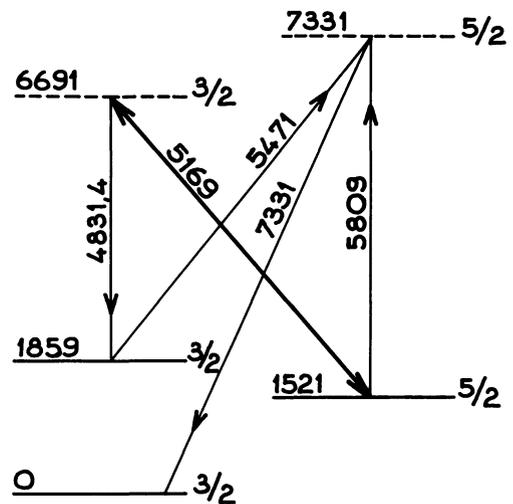


FIG. 2. — Schéma des transitions utilisées pour la détermination des structures hyperfines des trois niveaux 0_{3/2}, 1 859_{3/2} et 7 331_{5/2} cm⁻¹.

TABLEAU I
Résultats des mesures

σ_{230} (cm ⁻¹)	Classification [6]	Intensité [6]	Structures hyperfines mK (10 ⁻³ cm ⁻¹)
4 210,73	6 138 _{7/2} - 10 379 _{9/2}	6	0 ; -95 ; -190 ;
4 265,48	4 113 _{5/2} - 8 378 _{7/2}	20	0 ; +300 ;
4 442,04	8 460 _{3/2} - 12 902 _{3/2}	4	0 ; -36,5 ; -91,5 ; -125,5 ;
4 490,25	0 _{3/2} - 4 490 _{5/2}	15	0 ; -104 ; -155,50 ;
4 831,48	1 859 _{3/2} - 6 691 _{3/2}	80	0 ; +38 ; +820 ; +1310.
4 833,68	9 711 _{7/2} - 14 545 _{5/2}	8	0 ; -84,5 ; -164,5 ; -234,5 ;
4 871,63	8 378 _{7/2} - 13 250 _{5/2}	4	0 ; -62,5 ; -131,5 ;
*4 884,17	8 018 _{3/2} - 12 902 _{3/2}	4	-90 ; 0 ; +34 ; +89,5 ; +176 ;
4 903,10	6 213 _{9/2} - 11 116 _{7/2}	6	0 ; +57 ; +92 ;
5 055,72	4 146 _{7/2} - 9 202 _{7/2}	15	0 ; +105,5 ; +206 ; 298,5 +
5 079,06	9 711 _{7/2} - 14 791 _{7/2}	40	0 ; +1590 ;
5 144,58	9 400 _{5/2} - 14 545 _{5/2}	4	0 ; -92,0 ; -1450 ; -172 ;
5 169,49	1 521 _{5/2} - 6 691 _{3/2}	40	0 ; +83 ; +167,5 ; +230,5 ; 284,5 ; +...
5 471,52	1 859 _{3/2} - 7 331 _{5/2}	30	0 ; -101 ; -184 ; -388 ; +
5 528,55	6 691 _{3/2} - 12 219 _{3/2}	10	-86,0 ; -58,5 ; 0 ; +34 ; +85,5
5 573,74	4 146 _{7/2} - 9 720 _{7/2}	20	simple
5 606,94	4 113 _{5/2} - 9 720 _{7/2}	8	0 ; -520 ; -103 ; +
5 809,58	1 521 _{5/2} - 7 331 _{5/2}	120	-91 ; 00 ; +86,5
5 919,01	7 331 _{5/2} - 13 250 _{5/2}	8	-850 ; 0 ; +680
*6 102,98	9 202 _{7/2} - 15 305 _{9/2}	30	-173 ; -150 ; -115 ; -65,5 ; 0 .
6 185,21	8 605 _{5/2} - 14 791 _{7/2}	4	simple
6 274,80	6 213 _{9/2} - 12 488 _{9/2}	10	-20 ; 0 ; +
*6 527,27	8 018 _{3/2} - 14 545 _{5/2}	8	-89 ; 0 ; +34 ; +120 ; +1220 .
6 559,77	4 113 _{5/2} - 10 673 _{5/2}	20	-1380 ; -55,5 ; 00 .
6 856,96	1 521 _{5/2} - 8 378 _{7/2}	15	(-37) ; 0 ; +41 ; +1030 ; +1610 ; +.....

TABLEAU I (suite)

σ_{230} (cm^{-1})	Classification [6]	Intensité [6]	Structures Hyperfines mK (10^{-3}cm^{-1})
*6 893,12	(10379,12 _{9/2} -17272,34 _{9/2})	20	0 ; +85C ; +152,5 ; +215,5 ; +258 ; +296
6 970,00	4 146 _{7/2} -11 116 _{7/2}	15	-70 ; 0C ; +103C .
7 003,26	4 113 _{5/2} -11 116 _{7/2}	15	-73C ; 0C .
*7 105,26	8605,85 _{5/2} -15710,92 _{3/2}	20	-122,5 ; -78 ; -28 ; 0 .
7 255,48	6 213 _{9/2} -13 469 _{9/2}	15	-90 ; 0 ; +36,5 +120 .
7 331,49	0 _{3/2} -7 331,49 _{5/2}	8	-232,4 ; -146,2 ; 0 .
7 604,84	6 213 _{9/2} -13 818 _{7/2}	40	0 ; +119 ; +209,5 ; +247,5 ; +320 ; +352,0 .
7 680,36	1 521 _{5/2} -9 202 _{7/2}	6	0 ; +89C ; +179C ; +.....
7 725,47	1 859 _{3/2} -9 585 _{5/2}	30	0 ; +28C ; +76,5C ; +117,5 .
7 729,68	4 490 _{5/2} -12 219 _{3/2}	10	0 ; +54,0 ; +130C ; +173C .
7 905,12	7 331 _{5/2} -15 236 _{3/2}	blend	
8 080,23	4 490 _{5/2} -12 570 _{7/2}	6	-119,0 ; -41,0 ; 0C .
8 198,41	1 521 _{5/2} -9 720 _{7/2}	60	-84 ; 0C .
8 325,63	4 146 _{7/2} -12 472 _{5/2}	10	0 ; +55,5 ; +95,5C ; +136,0C .
8 341,71	4 146 _{7/2} -12 488 _{9/2}	90	-68C ; 0C ; +103
8 789,04	4 113 _{5/2} -12 902 _{3/2}	25	-67C ; -45C ; 0 ; +52
9 136,38	6 213 _{9/2} -14 349 _{1/2}	60	simple
9 865,68	1 859 _{3/2} -11 725 _{1/2}	100	0C ; +66mK ;
10 054,49	1 521 _{5/2} -11 576 _{3/2}	15	0 ; +86 ; +140 ; +... 236C .
10 398,98	4 146 _{7/2} -14 545 _{5/2}	20	0C : 82C .

L'énergie d'un niveau hyperfin est donnée par la formule de Casimir

$$W_{xJF} = W_{xJ} + \frac{C}{2} A_{xJ} + B_{xJ} \frac{3C(C+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{8I(2I-1)J(2J-1)}$$

On a ainsi pu calculer les constantes dipolaires magnétiques A_{xJ} et quadrupolaires électriques B_{xJ} de vingt niveaux appartenant aux configurations paires (tableau II) et impaires (tableau III).

3. Etude de la structure fine; fonctions d'onde. —

3.1 CONFIGURATIONS PAIRES (d^3 , d^2s , ds^2). — Parmi les 37 niveaux correspondant à l'ensemble des trois configurations paires ($d+s$)³, 26 ont été identifiés [7, 8, 9, 10]. L'étude théorique des configurations ($d+s$)³ (en couplage intermédiaire avec interactions de configurations) a été abordée pour la première fois par G. Racah [10]. L'étude faite par Y. Eisenberg [11] permet d'interpréter les énergies de ces niveaux à l'aide de 8 paramètres; l'écart quadratique moyen correspondant est de 137 cm^{-1} .

Nous avons repris cette étude en introduisant le

TABLEAU II

Constantes dipolaires A (incertitude inférieure à ± 1 mK) et quadrupolaires B (incertitude inférieure à ± 5 mK) des niveaux appartenant aux configurations (d + s)³.

Niveau (cm ⁻¹)	A (mK)	B (mK)
0 _{3/2}	- 15	+ 14
1 522 _{5/2}	+ 15,9	+ 8
1 859 _{3/2}	- 9,5	+ 38
4 113 _{5/2}	+ 7	+ 26
4 146 _{7/2}	+ 15	+ 25
6 213 _{9/2}	+ 14,8	+ 48
8 018 _{3/2}	+ 37	+ 39
8 460 _{3/2}	- 9	+ 2
9 711 _{7/2}	- 5	+ 70
15 305 _{9/2}	+ 3	+ 90

TABLEAU III

Constantes dipolaires A (incertitude inférieure à ± 1 mK) et quadrupolaires B (incertitude inférieure à ± 5 mK) des niveaux appartenant aux configurations f(d + s)².

Niveau (cm ⁻¹)	A (mK)	B (mK)
4 490 _{5/2}	+ 3,1	+ 65
6 691 _{3/2}	- 19,8	- 8
7 331 _{5/2}	+ 20,6	- 10
8 378 _{7/2}	+ 1,0	+ 69,5
9 202 _{7/2}	- 5,0	+ 50
12 902 _{3/2}	+ 20,7	+ 8
13 469 _{9/2}	+ 11,2	+ 32
13 818 _{7/2}	+ 1	+ 7
14 545 _{5/2}	+ 14,4	+ 28
15 710 _{3/2}	+ 21,6	- 25

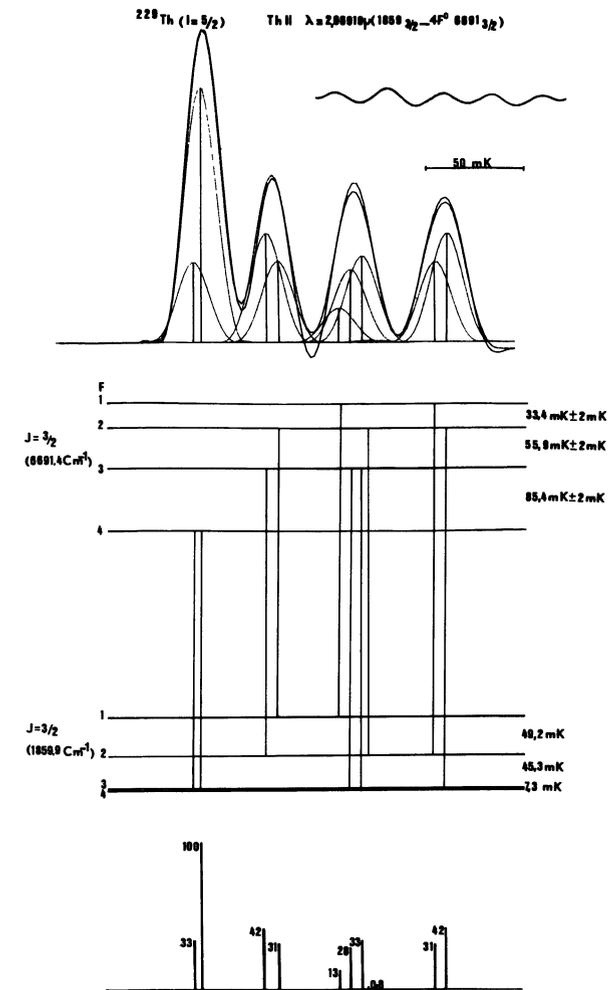


FIG. 3. — Exemple d'analyse d'une structure hyperfine partiellement résolue. On retrouve à 1 mK (10⁻³ cm⁻¹) près la structure du niveau 6 691,4 cm⁻¹ mesurée directement (Fig. 1). (Spectrométrie de Fourier.)

paramètre effectif d'interaction lointaine α [12] et en imposant aux paramètres ζ_d des trois configurations ds², d²s, d³ d'être en progression arithmétique [13].

L'écart quadratique moyen

$$E. Q. M. = \left(\frac{\sum_i (E_{iexp} - E_{ical})^2}{(26 - 10)} \right)^{1/2}$$

ainsi obtenu vaut 78 cm⁻¹.

Les tableaux IV, V et VI contiennent respectivement :

- les valeurs des paramètres avec leurs écarts types,
- les valeurs des énergies expérimentales et calculées des niveaux,
- les fonctions d'onde des niveaux dont nous connaissons la structure hyperfine.

3.2 CONFIGURATIONS IMPAIRES (fd², fds, fs²). — L'étude empirique de la configuration fd² (seule) a été effectuée par J. B. Ganz [14]; par ailleurs Kessler [15] a étudié conjointement les configurations fds et fs²; nous avons repris ce travail en traitant

TABLEAU IV

Liste et valeurs des paramètres relatifs à $(d + s)^3$

Paramètres	Valeurs (cm^{-1})	écart type (cm^{-1})
E_0	15 478,51	59,5
écart $d^2s - d^3$	- 3 738,57	121,55
écart $ds^2 - d^3$	- 8 367,03	205,19
B	287,88	7,64
B*		
B**		
C	957,45	41,67
C*		
C**		
$G_2(d,s)$	2 584,33	54,6
$G_2^*(d,s)$		
H	419,64	4,99
H*		
α	11,51	6,9
α^*		
α^{**}		
ξ_d	1 490,55	31,96
ξ_d^*	1 536,10	19,39
ξ_d^{**}	1 581,65	

* configuration d^2s $B = \frac{F^2(d,d)}{49} - \frac{5F^4(d,d)}{441}$

** configuration ds^2 $C = \frac{35F^4(d,d)}{441}$ $H = \frac{R^2(dd,ds)}{35}$

simultanément les trois configurations fd^2 , fds et fs^2 et en introduisant le paramètre effectif d'interaction lointaine α [16]. Malheureusement l'étude des configurations $f(d + s)^2$ se présente sous un jour moins favorable que celle des configurations $(d + s)^3$; en effet, pour être plus complet il faudrait tenir compte des configurations de même parité $6s$ $7s$ $7p$, $6d^2$ $7p$ les plus proches par exemple. Les données expérimentales [10] disponibles nous ont contraints à nous limiter aux niveaux des configurations $f(d + s)^2$ dont l'identification paraît la plus sûre. Le nombre de niveaux retenus est de 57 sur un total de 122 [7]. L'écart quadratique moyen obtenu est de 86 cm^{-1} , résultat qui se compare favorablement aux écarts quadratiques obtenus par Ganz (681 cm^{-1} pour fd^2) et Kessler (277 cm^{-1} pour $fds + fs^2$). Comme pour les configurations paires nous donnons dans les tableaux VII, VIII, IX :

- la liste des paramètres avec leurs écarts types,
- les valeurs des énergies expérimentales et calculées des niveaux,

— les fonctions d'onde des niveaux dont nous connaissons la structure hyperfine.

4. Moments nucléaires μ et Q de l'isotope **229 du thorium**. — 4.1 MÉTHODE DE CALCUL. — L'étude théorique de la structure hyperfine a été faite à l'aide du formalisme développé par de nombreux auteurs [17] [18] [19].

L'hamiltonien de structure hyperfine étant un opérateur monoélectronique il est possible dans le cadre de l'hypothèse du champ central de faire apparaître dans les expressions des constantes de structure hyperfine magnétique $A_{\alpha J}$ et quadrupolaire $B_{\alpha J}$ les dépendances angulaires et radiales.

Ainsi par exemple on peut écrire pour un niveau αJ :

$$A_{\alpha J} = \sum_{nl} X_{nl}^{\alpha J} a_{nl} \quad \text{et} \quad B_{\alpha J} = \sum_{nl} Y_{nl}^{\alpha J} b_{nl}.$$

La partie angulaire (décrite par $X_{nl}^{\alpha J}$ et $Y_{nl}^{\alpha J}$) est calculée en tenant compte du couplage réel explicité dans l'étude de la structure fine des configurations. Quant aux coefficients a_{nl} et b_{nl} appelés constantes de structure hyperfine électroniques ils s'expriment en fonction des intégrales radiales monoélectroniques

$$\langle r^{-3} \rangle_{nl} = \int_0^\infty |R_{nl}(r)|^2 \frac{1}{r^3} dr$$

$$|\Psi_{ns}(0)|^2 = \int |\Psi_{ns}(\mathbf{r})|^2 \delta(\mathbf{r}) r^2 dr$$

et des moments magnétique et quadrupolaire du noyau.

En effet

$$a_{nl} = [(2 \beta \beta_N \mu_N | I)] \langle r^{-3} \rangle_{nl} \quad l \neq 0$$

$$a_{ns} = [(16 \pi \beta \beta_N \mu_N | 3 I)] |\Psi_{ns}(0)|^2$$

$$b_{nl} = e^2 Q \langle r^{-3} \rangle_{nl}.$$

Les constantes de structure hyperfine des électrons sont déterminées empiriquement : on cherche le jeu de paramètres a_{nl} et b_{nl} qui permet d'interpréter au mieux les valeurs expérimentales des constantes de structure hyperfine des niveaux. Notons que dans un tel traitement nous négligeons tout effet d'interaction de configurations lointaines et tout effet relativiste.

4.2 CALCUL DES CONSTANTES DE STRUCTURE HYPERFINE DES ÉLECTRONS. — a) Configurations paires $(d + s)^3$. — Pour la partie magnétique deux constantes a_{7s} et a_{6d} permettent de rendre compte des dix valeurs observées.

Pour la partie quadrupolaire une seule constante b_{6d} est introduite.

b) Configurations impaires $f(d + s)^2$. — Dans l'étude de la structure hyperfine des configurations impaires $f(d + s)^2$ cinq paramètres a_{7s} , a_{6d} , a_{5f} , b_{5f} et b_{6d} apparaissent *a priori*. Mais nous avons dû fixer la valeur du paramètre a_{6d} à la valeur trouvée dans l'étude des configurations paires, car sa contri-

TABLEAU V

Energies, facteurs de Landé expérimentaux et calculés relatifs aux niveaux de (d + s)³

Energies des niveaux des configurations $d^3 + d^2s + ds^2$ du Thorium II								
	N°	J	Energies exp.	Energies calculées	Différences $E_{\text{exp}} - E_{\text{cal}}$	g exp.	g cal.	Différences $g_{\text{exp}} - g_{\text{cal}}$
	1	3/2	000	- 164	+ 164	0,639	0,620	+ 0,019
	2	5/2	1 522	1 567	- 45	1,079	1,070	+ 0,009
	3	3/2	1 860	1 940	- 80	0,586	0,603	- 0,017
	4	5/2	4 113	4 171	- 58	1,163	1,167	- 0,004
	5	7/2	4 147	4 156	- 9	1,232	1,234	- 0,002
	6	9/2	6 214	6 258	- 44	1,312	1,313	- 0,001
	7	1/2	6 244	6 335	- 91	2,112	2,297	- 0,085
	8	3/2	7 001	7 051	- 50	0,800	0,712	+ 0,088
	9	1/2	7 829	7 891	- 62	1,254	1,092	+ 0,162
	10	3/2	8 018	7 924	+ 94	1,608	1,667	- 0,059
	11	3/2	8 460	8 415	+ 45	0,968	1,001	- 0,033
	12	5/2	8 606	8 640	- 34	0,986	1,133	- 0,047
	13	5/2	9 061	9 052	+ 9	1,419	1,300	+ 0,119
	14	5/2	9 401	9 372	+ 29	1,034	1,010	+ 0,024
	15	7/2	9 712	9 679	+ 33	0,953	0,964	- 0,011
	16	9/2	10 379	10 347	+ 32	1,150	1,154	- 0,004
	17	7/2	10 855	10 824	+ 31	1,166	1,159	+ 0,007
	18	3/2	12 220	12 192	+ 28	0,977	0,977	- - - -
	19	7/2	12 571	12 543	+ 28	1,131	1,130	+ 0,001
	20	9/2	13 249	13 264	- 15	1,242	1,251	- 0,009
	21	5/2	13 251	13 160	+ 91	1,245	1,239	+ 0,006
	22	1/2	14 349	14 289	+ 60	2,555	2,544	+ 0,011
	23	3/2	15 237	15 331	- 94	1,592	1,584	+ 0,008
	24	9/2	15 305	15 300	+ 5	1,006	0,998	+ 0,008
	25	5/2	15 787	15 776	+ 11	1,571	1,569	+ 0,002
	26	7/2	16 818	16 895	- 77	0,890	0,915	- 0,025

TABLEAU VI
Fonctions d'onde des niveaux (d + s)³ dont on a étudié la structure hyperfine

niveau en cm ⁻¹	J	Fonction d'onde
0	3/2	0,6826 {d ² 3 _{F,s} } ⁴ _F > - 0,51 ds ² 2 _D > + 0,4312 {d ² 1 _{D,s} } ² _D > + 0,197 d ³ B 2 _D > - 0,1539 d ³ A 2 _D > + ...
1 522	5/2	-0,829 {d ² 3 _{F,s} } ⁴ _F > - 0,3929 {d ² 1 _{D,s} } ² _D > + 0,2705 ds ² 2 _D > - 0,2166 {d ² 3 _{F,s} } ² _F > + 0,1118 {d ² 3 _{P,s} } ⁴ _P > - 0,1095 d ³ B 2 _D > + ...
1 859	3/2	-0,7004 {d ² 3 _{F,s} } ⁴ _F > - 0,6150 ds ² 2 _D > + 0,2202 d ³ B 2 _D > + 0,1780 {d ² 1 _D 2 _{D,s} } ² _D > - 0,1345 d ³ A 2 _D > + ...
4 113	5/2	-0,6143 ds ² 2 _D > - 0,5204 {d ² 3 _{F,s} } ⁴ _F > + 0,4650 {d ² 1 _{D,s} } ² _D > + 0,2291 d ³ B 2 _D > - 0,1897 {d ² 3 _{P,s} } ⁴ _P > - 0,161 d ³ A 2 _D > + ...
4 146	7/2	-0,9855 {d ² 3 _{F,s} } ⁴ _F > - 0,1418 {d ² 3 _{F,s} } ² _F > + 0,079 {d ² 1 _{G,s} } ² _G > + ...
6 213	9/2	0,9536 {d ² 3 _{F,s} } ⁴ _F > - 0,2825 {d ² 1 _{G,s} } ² _G > - 0,0964 d ³ 2 _G >
8 018	3/2	- 0,918 {d ² 3 _{P,s} } ⁴ _P > - 0,1536 d ³ 4 _F > - 0,1374 {d ² 3 _{P,s} } ² _P > + 0,1187 d ³ 2 _P > + 0,1039 ds ² 2 _D > + ...
8 460	3/2	+ 0,5735 d ³ 4 _F > - 0,50 d ³ 2 _P > + 0,4857 {d ² 3 _{P,s} } ² _P > + 0,2419 {d ² 1 _{D,s} } ² _D > - 0,2179 d ³ 4 _P > - 0,185 {d ² 3 _{P,s} } ⁴ _P > + ...
9 711	7/2	0,6815 {d ² 1 _{G,s} } ² _G > + 0,5562 d ³ 2 _G > - 0,4235 d ³ 4 _F > + 0,2088 {d ² 3 _{F,s} } ² _F > + 0,047 {d ² 3 _{F,s} } ⁴ _F > + ...
15 305	9/2	-0,8337 d ³ 2 _H > - 0,3572 d ³ 4 _F > + 0,3091 {d ² 1 _{G,s} } ² _G > - 0,2677 d ³ 2 _G > + 0,0557 {d ² 3 _{F,s} } ⁴ _F > + ...

TABLEAU VII

Liste et valeurs des paramètres relatifs à f(d + s)²

Paramètres	Valeurs (cm ⁻¹)	écart type (cm ⁻¹)
E ₀	25 982,23	338,7
écart fd ² - fds	- 9 426,46	467,5
écart fd ² - fs ²	-17 916,7	383,4
B	345,7	13,3
C	1 184,8	168,4
G ₂	2 605,7	143,0
F ₂	170,6	6,4
F ₂ *	177,8	3,7
F ₄	15,67	2,46
F ₄ *	21,58	1,07
G ₁	335,8	18,6
G ₁ *	357,8	4,9
G ₃	27,38	5,21
G ₃ *	41,31	1,67
G ₅	4,31	1,493
G ₅ *	5,12	0,58
H	436,0	19,4
M	346,0	22,8
M*	408,0	97,0
N	33,0	28,0
N*	33,0	28,0
α	20,7	3,0
α*	20,7	3,0
ξ _d	1 181,1	32,9
ξ _d *	1 326,2	33,9
ξ _F	1 090,1	26,9
ξ _F *	1 120,5	15,6
ξ _F **	1 150,9	

* configuration fds M = $\frac{R^2(f_d, f_s)}{15}$ N = $\frac{R^3(f_d, s_f)}{21}$
** configuration fs²

bution aux structures hyperfines mesurées est trop faible (inférieure dans la plupart des cas aux erreurs de mesure). On peut justifier cette procédure par le fait que les paramètres d'interaction spin-orbite ζ_d(d + s)³ et ζ_df(d + s)² sont voisins; les paramètres ζ_{nl} étant par ailleurs proportionnels aux valeurs de < r⁻³ >_{nl}.

Le tableau X rassemble l'ensemble des résultats exprimés en mK.

4.3 CALCUL DU MOMENT MAGNÉTIQUE μ₂₂₉. — Le calcul du moment magnétique à partir de la constante hyperfine a_{7s} nécessite l'évaluation de la contribution radiale |Ψ_{7s}(0)|². Deux possibilités nous sont offertes : supposer que |Ψ_{7s}(0)|² est le même pour les deux atomes thorium et plutonium, ou utiliser la formule de Fermi-Segré-Goudsmit' pour évaluer cette quantité. Par la première méthode on a

$$\frac{\mu_{229}(\text{Th})}{\mu_{229}(\text{Pu})} = \frac{a_{7s}(\text{Th})}{a_{7s}(\text{Pu})} \times \frac{I_{229}}{I_{239}} \times \rho \quad [20]$$

avec

$$\mu_{239}(\text{Pu}) = (0,200 \pm 0,04) \mu_N \text{ (mesure directe)} \quad [21]$$

$$a_{7s}(\text{Pu}) = (293,0 \pm 1,4) \text{ mK} \quad [22] \quad I_{239} = \frac{1}{2} \quad [23]$$

$$a_{7s}(\text{Th}) = (133 \pm 3) \text{ mK} \quad I_{229} = \frac{5}{2} \quad [1]$$

$$\rho = \frac{|\Psi_{7s}(0)_{(\text{Pu})}^2|}{|\Psi_{7s}(0)_{(\text{Th})}^2|}$$

Par analogie avec les éléments de la série des terres rares (cérium et samarium) il est raisonnable d'admettre que les variations de |Ψ_{7s}(0)|² sont lentes et que le facteur ρ défini ci-dessus reste voisin de l'unité (cette approximation entraîne une incertitude supplémentaire sur le résultat final de l'ordre de (Z(Pu) - Z(Th))/Z(Th) ≈ 4 %); on obtient finalement μ₂₂₉ = (0,45 μ_N ± 0,04) μ_N.

TABLEAU VIII

Energies, facteurs de Landé expérimentaux et calculés relatifs aux niveaux de (d + s)²

Energies des niveaux des configurations fs ² , fds, fd ² du Thorium II							
N°	J	Energies exp. [7]	Energies calculées	Différences E _{exp.} - E _{cal.}	g exp. [7]	g cal.	Différences g _{exp.} - g _{cal.}
1	5/2	4 490	4 476	14	0,856	0,859	- 0,003
2	7/2	6 180	6 082	86	0,718	0,712	- 0,006
3	3/2	6 691	6 678	13	0,492	0,496	- 0,003
4	9/2	6 700	6 744	- 44	1,018	1,004	0,014
5	5/2	7 332	7 296	36	1,061	1,056	0,005
6	7/2	8 379	8 390	- 11	1,132	1,129	0,003
7	7/2	9 202	9 306	-104	0,911	0,925	- 0,014
8	9/2	9 238	9 327	- 89	1,086	1,102	- 0,016
9	5/2	9 585	9 635	- 50	0,601	0,605	- 0,004
10	7/2	9 720	9 640	80	1,173	1,175	- 0,002
11	11/2	10 189	10 110	79	1,128	1,172	- 0,044
12	9/2	10 572	10 592	- 20	0,931	0,935	- 0,004
13	5/2	10 673	10 737	- 64	1,088	1,089	- 0,001
14	7/2	11 117	11 183	- 66	0,983	0,976	0,007
15	3/2	11 576	11 647	- 71	0,832	0,875	- 0,043
16	1/2	11 726	11 697	29	0,255	0,220	0,035
17	5/2	12 472	12 450	22	0,982	0,009	- 0,016
18	7/2	12 485	12 556	- 71	0,855	0,830	0,025
19	9/2	12 488	12 437	51	1,245	1,241	0,004
20	3/2	12 902	12 992	- 90	1,167	1,108	0,059
21	13/2	13 407	13 337	70	1,231	1,231	0,000
22	9/2	13 469	13 539	- 70	1,185	1,187	- 0,002
23	7/2	13 818	13 787	31	1,153	1,186	- 0,033
24	1/2	14 101	14 032	69	0,522	0,532	- 0,010
25	9/2	14 275	14 322	- 47	0,791	0,795	- 0,004
26	11/2	14 484	14 502	- 18	1,090	1,093	- 0,003
27	5/2	14 546	14 475	71	1,339	1,327	0,012
28	7/2	14 791	14 673	118	0,862	0,856	0,006
29	3/2	15 145	15 110	35	1,366	1,201	0,166
30	9/2	15 242	15 199	43	1,00	0,983	0,017
31	1/2	15 324	15 412	- 88	2,564	2,554	0,010
32	11/2	15 350	15 235	115	1,267	1,264	0,003
33	7/2	15 453	15 468	- 15	1,296	1,280	0,016

TABLEAU VIII (suite)

N°	J	Energies exp. [7]	Energies calculées	Différences $E_{\text{exp.}} - E_{\text{cal.}}$	g exp. [7]	g cal.	Différences $g_{\text{exp.}} - g_{\text{cal.}}$
34	3/2	15 711	15 618	93	-	1,259	-
35	5/2	16 033	16 049	- 16	1,07	1,097	- 0,027
36	11/2	16 564	16 640	- 76	0,980	0,972	0,008
37	7/2	16 906	16 893	13	0,950	0,982	- 0,032
38	3/2	17 121	17 147	- 26	1,277	1,280	- 0,003
39	9/2	17 272	17 309	- 37	1,083	1,076	0,007
40	5/2	17 461	17 524	- 63	1,51	1,464	0,046
41	11/2	17 771	17 619	152	1,10	1,108	- 0,008
42	5/2	17 983	17 921	62	0,995	0,981	0,014
43	13/2	18 816	18 918	-102	1,10	1,114	- 0,014
44	7/2	18 974	18 991	- 17	1,12	1,132	- 0,012
45	13/2	19 912	19 877	35	1,16	1,188	- 0,028
46	9/2	20 990	21 003	- 13	0,953	0,970	- 0,017
47	7/2	21 682	21 804	-122	1,248	1,248	0,000
48	11/2	22 015	22 003	12	1,10	1,090	0,010
49	15/2	22 027	22 018	9	1,18	1,198	- 0,018
50	9/2	22 139	22 077	62	1,090	1,116	- 0,026
51	9/2	22 642	22 713	- 71	1,043	1,013	0,030
52	7/2	22 685	22 569	116	0,981	0,971	0,010
53	9/2	23 747	23 750	3	1,34	1,209	0,131
54	9/2	24 605	24 598	7	-	1,155	-
55	11/2	26 770	26 820	- 50	1,250	1,253	- 0,003
56	1/2	30 564	30 585	- 21	0,553	0,610	- 0,047
57	1/2	37 716	37 698	18	0,690	0,672	0,018

La seconde méthode exige l'évaluation explicite de $|\Psi_{7s}(0)|_{(\text{Th})}^2$. On a dans ce cas [17] :

$$\mu_{229} = [(117,8) a_{7s} 10^{-3} \cdot I_{229}] / |\Psi_{7s}(0)|^2$$

$$|\Psi_{7s}(0)|^2 = F(\gamma, Z) (1-\rho) (1-\varepsilon) \frac{Z_i Z_a^2}{n_a^3} \cdot \frac{dn_a}{dn}$$

D'après J. Blaise et A. Steudel, dans le cas du spectre II du thorium

$$(n_a^3)/Z_a^2 (dn_a/dn) = 2,30 \pm 0,07 \quad [24].$$

Les valeurs des diverses corrections sont les suivantes :

$F_r(\gamma, Z) = F_r(\frac{1}{2}, 90) = 3,120 5$ (corrections relativistes) [20],

$(1-\delta) = 0,78$ (correction de Breit-Rosenthal) [20],

$(1-\varepsilon) = 0,933$ (correction de Bohr Weisskoff, recalculée récemment par H. H. Stroke *et al.*) [25].

Avec $a_{7s} = (133 \pm 3) \text{ mK}$, $I = \frac{5}{2}$, $Z_i = 90$ on obtient finalement $\mu_{229} = (0,44 \pm 0,02) \mu$. Les erreurs dues aux diverses corrections n'étant pas prises en compte. Nous adopterons cependant pour μ_{229} la valeur $(0,45 \pm 0,04) \mu$ donnée par la première méthode, car elle a le mérite de ne pas exiger l'évaluation explicite d'une série de corrections incluses dans l'approximation $\rho = 1 \pm 0,04$.

4.4 CALCUL DU MOMENT QUADRUPOLAIRE. — La relation $Q_{229} = b_{nl}/e^2 \langle r^{-3} \rangle_{nl}$ donne la valeur du moment quadrupolaire à condition de connaître la quantité $\langle r^{-3} \rangle_{nl}$. Cette quantité est difficile à évaluer ;

TABLEAU IX

Fonctions d'onde des niveaux f(d + s)² dont on a étudié la structure hyperfine

niveau en cm ⁻¹	J	Fonction d'onde
4 490.	5/2	$0,9511 fs^2 {}^2F\rangle - 0,2078 \{df {}^3_{F,s}\}^2F\rangle = 0,1847 \{d^2 {}^1_{S,f}\}^2F\rangle + \dots$
6 691	3/2	$0,8777 \{df {}^3_{F,s}\}^4F\rangle + 0,4519 \{df {}^1_{D,s}\}^2D\rangle + 0,0825 \{df {}^3_{D,s}\}^4D\rangle + \dots$
7 331	5/2	$0,7416 \{df {}^3_{F,s}\}^4F\rangle + 0,2581 \{df {}^1_{D,s}\}^2D\rangle + 0,3162 \{df {}^3_{F,s}\}^2F\rangle + 0,1364 fs^2 {}^2F\rangle + 0,124 \{df {}^1_{F,s}\}^2F\rangle + \dots$
8 378	7/2	$0,9124 fs^2 {}^2F\rangle - 0,2696 \{df {}^3_{F,s}\}^2F\rangle - 0,18 \{d^2 {}^1_{S,f}\}^2F\rangle - 0,15 \{df {}^1_{G,s}\}^2G\rangle + 0,118 \{df {}^3_{H,s}\}^4H\rangle + \dots$
9 202	7/2	$-0,69 \{df {}^1_{G,s}\}^2G\rangle + 0,3771 \{df {}^3_{H,s}\}^4H\rangle + 0,3385 \{df {}^3_{F,s}\}^4F\rangle + 0,377 \{df {}^3_{H,s}\}^4H\rangle + 0,258 \{df {}^3_{G,s}\}^4G\rangle + \dots$
12 902	3/2	$-0,6513 \{df {}^3_{D,s}\}^4D\rangle + 0,4464 \{df {}^1_{D,s}\}^2D\rangle - 0,3031 \{df {}^3_{P,s}\}^2P\rangle - 0,2433 \{df {}^3_{D,s}\}^2D\rangle - 0,224 \{df {}^1_{P,s}\}^2P\rangle + \dots$
13 469	9/2	$-0,7241 \{df {}^3_{G,s}\}^4G\rangle + 0,5095 \{df {}^3_{F,s}\}^4F\rangle + 0,3924 \{df {}^1_{G,s}\}^2G\rangle + 0,1624 \{d^2 {}^3_{F,f}\}^4I\rangle + 0,102 \{d^2 {}^3_{F,f}\}^4H\rangle + \dots$
13 818	7/2	$-0,5053 \{df {}^3_{D,s}\}^4D\rangle + 0,46 \{df {}^3_{F,s}\}^2F\rangle + 0,4341 \{df {}^1_{F,s}\}^2F\rangle - 0,2807 \{df {}^1_{G,s}\}^2G\rangle - 0,26 \{df {}^3_{F,s}\}^4F\rangle + \dots$
14 545	5/2	$-0,8319 \{df {}^3_{D,s}\}^4D\rangle - 0,2839 \{df {}^3_{P,s}\}^4P\rangle + 0,2835 \{df {}^1_{D,s}\}^2D\rangle - 0,2144 \{df {}^3_{F,s}\}^2F\rangle + 0,1546 \{df {}^1_{F,s}\}^2F\rangle + \dots$
15 710	3/2	$-0,6698 \{df {}^3_{P,s}\}^4P\rangle + 0,5926 \{df {}^3_{D,s}\}^4D\rangle - 0,3282 \{d^2 {}^1_{D,f}\}^2D\rangle - 0,2121 \{df {}^3_{P,s}\}^2P\rangle + 0,1187 \{d^2 {}^1_{D,f}\}^2P\rangle + \dots$

TABLEAU X

Valeurs des constantes hyperfines électroniques déterminées expérimentalement

Configurations	Constantes dipolaires des électrons (en mK)			Constantes quadrupolaires des électrons (en mK)	
	a _{7s}	a _{6d}	a _{5f}	b _{6d}	b _{5f}
(d+s) ³	133 ± 3	1,6 ± 0,3		132 ± 6	
f(d+s) ²	122 ± 7	1,6*	2,8 ± 0,9	126 ± 8	120 ± 4

* fixé égal à a_{6d} dans (d+s)³.

TABLEAU XI

Valeurs des paramètres (en unité atomique) de structures hyperfines des électrons, calculées par W. B. Lewis à l'aide de fonctions d'onde Hartree-Fock relativistes [30].

Electron 5f	$\langle r^{-3} \rangle_\ell$	$\langle r^{-3} \rangle_{sC}$	$\langle r^{-3} \rangle_s$	$b^{02} \approx \langle r^{-3} \rangle_\ell$	b^{11}	b^{13}
fds	3,64232	4,45317	- 0,46031	3,61266	- 0,44139	0,94841
fd ²	3,76137	4,52930	- 0,44066	3,73298	- 0,41322	0,90184
fs ²	3,87330	4,61333	- 0,42836	3,84569	- 0,39431	0,87202
Electron 6d						
fd ²	3,21036	4,34974	+ 1,78801	3,10849	- 0,56846	1,59567
fds	3,54589	4,73176	+ 1,99572	3,43830	- 0,57702	1,67102
d ³	3,80302	5,10233	+ 2,13261	3,68575	- 0,63790	1,82688
d ² s	4,16990	5,52883	+ 2,35725	4,04575	- 0,65324	1,92046
ds ²	4,51264	5,90013	+ 2,57208	4,38321	- 0,65535	1,98645

néanmoins nous disposons grâce à un calcul *a priori*, à l'aide de fonctions d'onde relativistes [30], d'une estimation des diverses valeurs de $\langle r^{-3} \rangle$ (tableau XI). Ce tableau, dû à W. B. Lewis [30] donne, entre autres, les valeurs des paramètres b_d^{02} , b_f^{02} , b_d^{11} , b_f^{11} , b_d^{13} et b_f^{13} relatifs à la partie quadrupolaire.

Dans l'approximation non relativiste où nous nous sommes placés, nous admettons $\langle r^{-3} \rangle_{nl} \approx b_{nl}^{02}$ ce qui donne d'après le tableau XI

$$\langle r_{6d}^{-3} \rangle (d + s)^3 = \frac{1}{2}(4,04 + 4,38) = 4,21 \text{ u. a.}$$

$$\langle r_{6d}^{-3} \rangle \text{fds} = 3,44 \text{ u. a.}$$

$$\langle r_{5f}^{-3} \rangle f(d + s)^2 = \frac{1}{2}(3,61 + 3,84) = 3,73 \text{ u. a.}$$

Le choix des valeurs de b_{nl}^{02} pour obtenir les valeurs de $\langle r^{-3} \rangle_{nl}$, tient compte de l'étude paramétrique décrite plus haut : les niveaux étudiés appartiennent principalement aux configurations d²s et ds² d'une part, et aux configurations fds et fs² d'autre part.

A l'aide des valeurs des constantes b_{nl} établies expérimentalement (tableau X) on obtient finalement un ensemble cohérent de valeurs de Q : $Q_{6d}(d + s)^3 = 4,0$ barns, $Q_{6d}f(d + s)^2 = 4,7$ barns et $Q_{5f}f(d + s)^2 = 4,1$ barns.

5. Discussion des résultats. — Différentes tentatives pour introduire dans la partie magnétique des paramètres différents, correspondant à $\langle r^{-3} \rangle_l$, $\langle r^{-3} \rangle_{sC}$ et la polarisation du cœur, ont échoué. Il en a été de même pour l'introduction des paramètres relativistes dans la partie électrique [19]. La cause de cet échec est probablement la précision insuffisante de nos mesures.

En posant $\langle r^{-3} \rangle_l = \langle r^{-3} \rangle_{sC}$ d'une part, et la

polarisation du cœur des électrons f et d ainsi que les paramètres b_d^{11} , b_f^{11} , b_d^{13} , b_f^{13} égaux à zéro [19] d'autre part, nous nous sommes, dans un premier temps, placés dans l'approximation non relativiste et sans effet d'interaction de configurations lointaines.

L'incertitude attachée à la valeur du moment quadrupolaire a donc dans ce cas une origine double : l'une, connue, est due aux erreurs expérimentales (de l'ordre de 5 % sur les valeurs de b_{nl} (tableau X)); l'autre, inconnue, est due à la fois à l'approximation non relativiste et à la valeur adoptée pour $\langle r^{-3} \rangle_{nl} = b_{nl}^{02}$ (tableau XI).

Nous avons également tenté, dans une seconde étape, de tenir compte non pas de valeurs des paramètres $\langle r^{-3} \rangle_l$, $\langle r^{-3} \rangle_{sC}$, ..., b_d^{11} , b_f^{11} , ..., mais de leurs rapports résultant des calculs *a priori* (tableau XI); les résultats obtenus ($Q_{6d}(d + s)^3 = 4,3$ barns, $Q_{5f}f(d + s)^2 = 3,8$ barns et $Q_{6d}f(d + s)^2 = 4,3$ barns) sont peu différents de ceux donnés par le traitement simplifié. D'autre part, les valeurs expérimentales de b_{6d} et b_{5f} relatives aux configurations $f(d + s)^2$ sont voisines (126 ± 8 mK et 120 ± 4 mK), ce résultat est en accord avec les valeurs de b_{nl}^{02} calculées par B. Lewis; ce résultat, inattendu (dans le cas des configurations $f^n ds^2$ le rapport b_{6d}^{02}/b_{5f}^{02} est plutôt voisin de 0,6 [26] [28] [29]), joint au fait que les diverses valeurs de Q forment un ensemble cohérent de valeurs, nous semble justifier de proposer la valeur de 4,3 barns pour le moment quadrupolaire de l'isotope 229 du thorium avec une incertitude qui ne devrait pas dépasser 20 %.

Pour établir la valeur du moment magnétique, nous avons fait appel à la valeur de $a_{7s} = 133 \pm 3$ mK la plus précise, c'est-à-dire celle donnée par l'étude

des configurations $(d + s)^3$ où la qualité des fonctions d'onde des niveaux est meilleure que celle obtenue pour les configurations $f(d + s)^2$. Cependant la valeur de $a_{7s} = (122 \pm 7)$ mK issue de l'étude de la configuration $f(d + s)^2$, est en excellent accord avec le rapport des valeurs de $|\Psi(0)|_{7s}^2$ calculées théoriquement par W. B. Lewis [30]; en effet, d'après W. B. Lewis (*) on a :

$$\frac{|\Psi(0)|_{7s}^2(d^2 s)}{|\Psi(0)|_{7s}^2(fds)} = 1,087 \quad \frac{|\Psi(0)|_{7s}^2(ds^2)}{|\Psi(0)|_{7s}^2(fs^2)} = 1,085$$

et l'on doit vérifier les deux égalités suivantes :

$$\frac{a_{7s}(d + s)^3}{a_{7s} f(d + s)^2} = \frac{|\Psi(0)|_{7s}^2(d^2 s)}{|\Psi(0)|_{7s}^2(fds)} = \frac{|\Psi(0)|_{7s}^2(ds^2)}{|\Psi(0)|_{7s}^2(fs^2)}$$

Enfin il resterait à exploiter les valeurs expérimentales des paramètres a_{6d} et a_{5f} , mais la faible précision obtenue, de l'ordre de 25 à 30 %, rend impossible toute discussion.

6. Conclusion. — L'étude de la structure fine et hyperfine du spectre d'étincelle du thorium a permis de déterminer deux grandeurs nucléaires μ et Q . Si le moment magnétique μ_{229} est établi avec une

incertitude inférieure à 10 % il n'en est pas de même pour le moment quadrupolaire où l'incertitude atteint 20 %, incertitudes liées aux méthodes spectroscopiques. Cependant les valeurs obtenues forment un ensemble cohérent et sont en accord avec les valeurs analogues des éléments voisins de la série des actinides [27]. Pour améliorer notre connaissance du moment quadrupolaire et des quantités radiales, une étude extensive du spectre d'arc du thorium (configurations paires et impaires) peut être envisagée. Cette étude plus difficile à la fois sur le plan expérimental et théorique n'a pas été abordée jusqu'ici. Enfin, les paramètres établis lors de l'étude de la structure fine des configurations $(d + s)^3$ et $f(d + s)^2$ devraient permettre l'extension de la classification du spectre du thorium II : une meilleure connaissance du spectre, en particulier celle des configurations impaires, reste souhaitable.

Remerciements. — Les éléments de matrice des configurations nous ont été fournis par les membres du groupe de spectroscopie atomique de l'Université de Jérusalem ; grâce à l'obligeance de M. Fred, nous avons pu avoir accès aux calculs relativistes, non publiés jusqu'ici de B. W. Lewis (Laboratoire de Los Alamos) ; nous les en remercions vivement. Nos remerciements s'adressent aussi à M^{me} Cl. Bauche-Arnoult qui a bien voulu relire le manuscrit et nous faire part de remarques très profitables, ainsi qu'à M^{me} J. Chevillard et M^{lle} Merle pour l'aide matérielle apportée tout au long de ce travail.

(*) LEWIS, W. B., FRED, M., Communication privée.

Bibliographie

- [1] EGOROV, V. N., *Optics and Spectroscopy* **14** (1964) 301.
 [2] TOMKINS, F. S., FRED, M., *J. Opt. Soc. Am.* **47** (1957) 1087.
 [3] CONNES, J., CONNES, P., *J. Opt. Soc. Am.* **56** (1966) 896.
 [4] PINARD, J., *Ann. Phys.* **4** (1969) 147 et Thèse, Orsay (1968).
 [5] CONNES, J., DELOUIS, H., CONNES, P., GUELACHVILI, G., MAILLARD, J. P., MICHEL, G., *Nouv. Revue Opt. Appl.* **1** (1970) 3.
 [6] STEERS, E. B. M., *Spectrochimica Acta* **23B** (1967) 135.
 [7] BRUIN, T. L., SCHUURMANS, Ph., KLINKENBERG, P. F. A., *Z. Phys.* **121** (1943) 667.
 [8] BRUIN, T. L., KLINKENBERG, P. F. A., SCHUURMANS, Ph., *Z. Phys.* **122** (1944) 23.
 [9] MAC NALLY Jr, J. R., HARRISON, G. R., PARK, H. B., *J. Opt. Soc. Am.* **32** (1942) 334.
 [10] CHARLES, G. W., Rapport O. R. N. L. 2319 (1958) 23.
 [11] EISENBERG, Y., *Physica* **18** (1958) 177.
 [12] TREES, R. E., *Physica* **26** (1960) 353.
 [13] SHADMI, Y., *Bull. Research Council Israël* **10F** (1962) 109.
 [14] GANZ, J. B., *Bull. Research Council Israël* **9F** (1960) 31.
 [15] KESSLER, D., *Physica* **17** (1951) 931.
 [16] FENEUILLE, S., *Atomic Physics* **2** (Plenum Press Londres) 1971, p. 201.
 [17] JUDD, B. R., *Operator Techniques in Atomic Spectroscopy* (McGraw-Hill New York) 1963.
 [18] WYBOURNE, B. G., *Spectroscopic Properties of the Rare Earths* (Wiley — Interscience New York) 1965.
 [19] ARMSTRONG Jr, L., *Theory of the Hyperfine Structure of Free Atoms* (Wiley — Interscience New York) 1971.
 [20] KOPFERMANN, A., *Nuclear Moments* (Academic Press New York) 1958.
 [21] FAUST, J. D., MARRUS, R., NIERENBERG, N. A., *Phys. Lett.* **16** (1965) 71.
 [22] BAUCHE-ARNOULT, Cl., GERSTENKORN, S., VERGES, J., TOMKINS, F. S., *J. Opt. Soc. Am.* **63** (1973) 1199.
 [23] VAN DER BERG, M., KLINKENBERG, P. F. A., REGNAULT, P., *Physica* **XX** (1954) 461.
 [24] BLAISE, J., STEUDEL, A., *Z. Phys.* **209** (1968) 311.
 [25] STROKE, H. H., BLIN-STOYLE, R. J., JACCARINO, V., *Phys. Rev.* **123** (1961) 1326.
 [26] COHEN, S., *Relativistic Self-Consistent Calculation for normal Uranium Atom*. Rapport UCRL 8633 (1959).
 [27] FUELLER, G. H., COHEN, V. W., *Nuclear Data* **5** (1969).
 [28] GERSTENKORN, S., LUC, P., BAUCHE-ARNOULT, Cl., MERLE, D., *J. Physique* **34** (1973) 805.
 [29] FRED, M., CHILDS, W. J., TOMKINS, F. S., BLAISE, J., Annual Meeting, *J. Opt. Soc. Am.* (1972) 1343.
 [30] LEWIS, W. B., MANN, J. B., LIBERMAN, D., CROMER, D. T., *J. Chem. Phys.* **53** (1970) 809.