

N° d'ordre :

# THÈSE

présentée à la  
Faculté des Sciences d'Orsay  
Université de Paris

pour obtenir

Le Titre de Docteur 3 ème Cycle

Spécialité : SPECTRONOMIE

par

Michel COULOMBE

Sujet de la Thèse : Déplacement isotopique dans le spectre d'arc du Xénon.

---

Soutenue le 1969 devant la commission d'Examen

M. P. JACQUINOT.....Président

MM. J. HAISSINSKI..... }  
D. A. JACKSON..... } Examineurs  
S. GERSTENKORN.... }

---

ORSAY 1969

## INTRODUCTION

La théorie des couches introduit la notion de nombre magique (2; 8; 20; 28; 50; 82; 126).

Le noyau a une déformation minimum par rapport à la forme sphérique pour ces nombres de neutrons ou de protons; cette déformation étant nulle si les nombres de neutrons et de protons sont simultanément magiques. Il est donc intéressant d'étudier le déplacement isotopique de volume au voisinage de ces nombres.

Les effets de volume restent très petits pour les premiers nombres magiques, ce n'est qu'au voisinage du nombre de neutrons 82 qu'ils atteignent quelques mK ( $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ). C'est pour cela que dans le laboratoire Aimé COTTON ont été entreprises les études sur :

	N =	<u>82</u>	81	80	79	78	76	74
$\text{Ba}_{56}$	A =	138	137	136	135	134	132	130

par D. A. Jackson et Duong Hong Tuan <sup>(1)</sup>.

	N =	84	<u>82</u>	80	78
$\text{Ce}_{58}$	A =	142	140	138	136

par R. J. Champeau (2)

	N =	90	88	86	85	84	83	<u>82</u>
$\text{Nd}_{60}$	A =	150	148	146	145	144	143	142

par J. M. Helbert (3)

Le  $\text{Cs}_{55}$  a été étudié par différentes équipes

E. W. Otten et S. Ulrich (4) pour les isotopes 131 - 132 - 133; H. Hühnermann et H. Wagner (5) pour les isotopes 133 - 134 - 135 et 137; R. Marrus, E. C. Wang et J. Yellin (6) pour les isotopes 127 - 129 - 133 - 134 - 134m et 137. Nous avons donc des résultats pour :

	N =	<u>82</u>	80	79	79	78	77	76	74	72
$\text{Cs}_{55}$	A =	137	135	134m	134	133	132	131	129	127

Striganov et ses collaborateurs (7) ont étudié les isotopes du  
Samarium

	N =	92	90	88	87	86	85	<u>82</u>	
$\text{Sm}_{62}$	A =	154	152	150	149	148	147	144	

Il restait à mesurer les déplacements isotopiques du Xénon.

	N =	<u>82</u>	80	78	77	76	75	74	72	70
$\text{Xe}_{54}$	A =	136	134	132	131	130	129	128	126	124

Ce travail a été entrepris au laboratoire Aimé COTTON, d'une part par R. Vetter (8) sur les raies lasers infrarouges, d'autre part par D. A. Jackson et M. C. Coulombe sur les raies visibles.

J. Koch et E. Rasmussen (9) ont mesuré le déplacement de trois raies infrarouges pour les isotopes 136 - 134 - 132.

CHAPITRE I.

ETUDE EXPERIMENTALE.

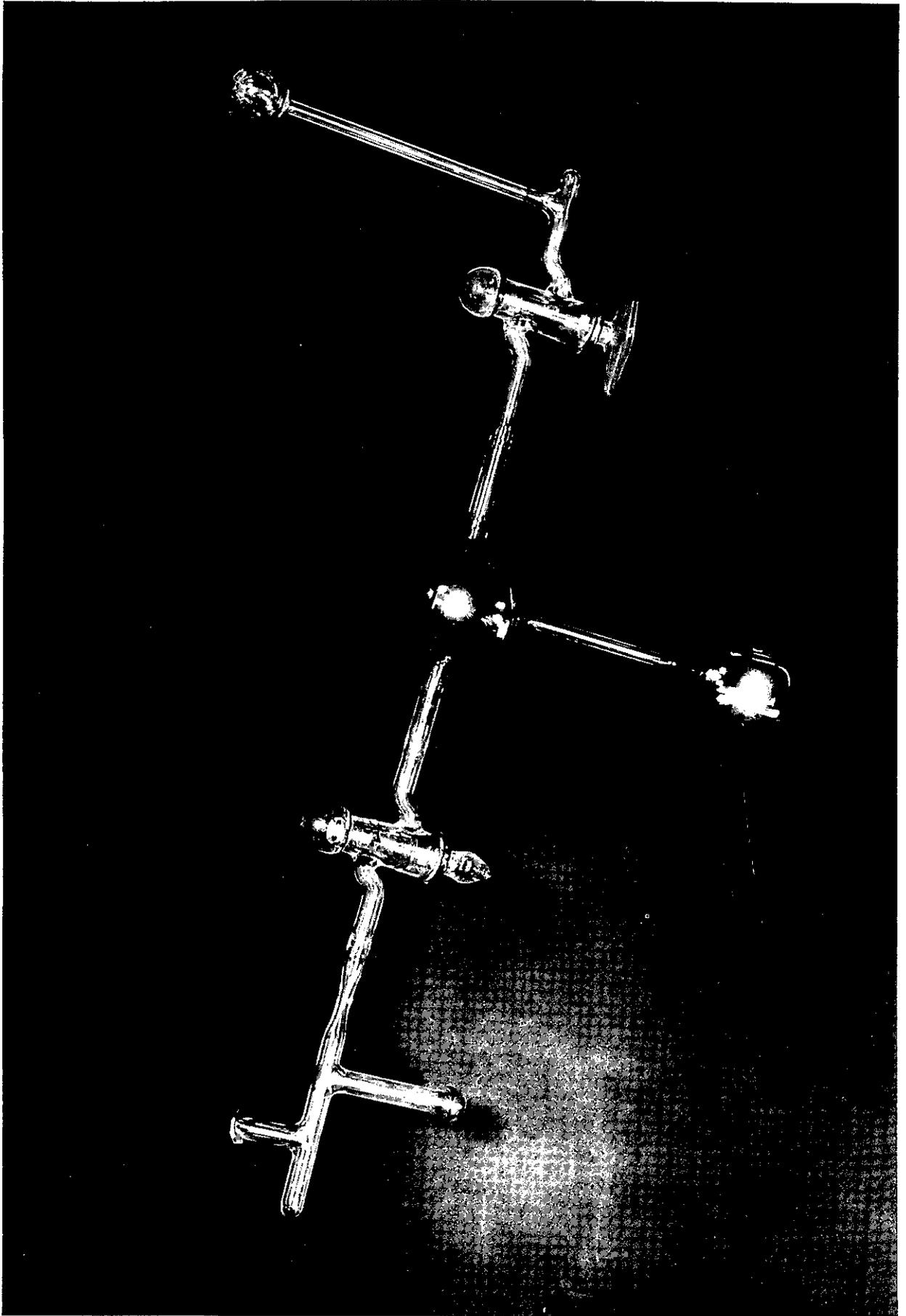


Fig.1 - Tube à décharge

I. - Etude préalable du spectre du Xénon I.

D.A. Jackson a étudié la décharge obtenue dans un tube classique, constitué par deux boules reliées par un capillaire (Fig. 1) - Volume total : 300 ml - Diamètre interne du capillaire : 5 mm - Electrodes froides en aluminium reliées à l'extérieur par des pointes en tungstène.

Les conditions d'excitation du Xénon sont très différentes de celles des autres gaz rares.

Pour une pression de 20 à 30 mmHg, l'hélium, le néon et l'argon donnent des raies très bien définies. A ces pressions, le Xénon émet de la lumière blanche en fond continu.

Vers 3mmHg, les raies sont très larges et le fond continu existe toujours.

Vers 1,5 mmHg, nous voyons des raies bleues très faibles.

Entre 1,5 et 1 mmHg, les raies bleues deviennent plus fortes et les raies rouges apparaissent.

Entre 1 et 0,5 mmHg le tube devient pourpre.

Entre 0,5 et 0,03 mmHg, le tube passe par les couleurs pourpre, pourpre rouge, rose, rose orange.

D.A. Jackson a mesuré le déplacement dû à la pression. Il est de l'ordre de 1,5 à 3 mK par mmHg vers le rouge pour les raies bleues, et de la moitié vers le bleu pour les raies rouges.

Pour contrôler la pression dans le tube à décharge, nous avons mesuré la tension aux bornes en fonction de la pression pour un courant donné (25 mA).

V volts	250	300	350	400	500	550	600	650	700	1000	
P mmHg	2,0	1,4	1,0	0,65	0,35	0,25	0,15	0,10	0,05	0,03	Xe II

Nous avons travaillé dans la région 650 à 750 volts.

En admettant d'une pose d'un isotope à l'autre une variation de la tension moyenne de 20 volts, soit 0,02 mmHg, nous avons un déplacement de 0,06 mK.

Ce déplacement s'effectue aussi bien dans un sens que dans l'autre, de telle façon qu'en moyenne, sur une douzaine de poses, l'effet est encore très réduit et devient négligeable devant les autres sources d'incertitude.

Il est remarquable que, dans ces conditions d'excitation, le tube ne donne que les raies du spectre I. Lorsque la pression diminue encore, pour une tension de 1000 V, les raies du spectre I disparaissent pour laisser la place à celles du spectre II.

Nous nous sommes rapidement aperçu que le Xénon était absorbé sous l'influence de la décharge et que, dans ces conditions, les tubes avaient une durée de vie de l'ordre de 60 minutes, compte tenu de la très faible quantité d'isotopes enrichis de Xénon dont nous disposions (1 mg). Nous verrons plus loin comment nous avons pallié cet inconvénient.

## II. - Réalisation de l'expérience.

### Gaz utilisés.

Le tableau ci-dessous donne les abondances relatives des isotopes dans le Xénon naturel.

136	134	132	131	130	129	128	126	124
8,93	10,52	26,93	21,24	4,053	26,24	1,91	0,088	0,095

Les isotopes pairs donnent des composantes très voisines car le

déplacement isotopique est de l'ordre de 2 mK pour une différence de 2 neutrons, ce qui est environ dix fois inférieur à la largeur Döppler. Les isotopes impairs (131 et 129) donnent de multiples composantes à cause de la structure hyperfine. Le Xénon naturel n'est donc pas utilisable pour ce travail et nous avons eu recours aux isotopes enrichis.

Tableau des isotopes enrichis :

	82 136	80 134	78 132	77 131	76 130	75 129	74 128	72 126	70 124
"136"	84,2	13,7	1,6	0,5					
"134"	0,94	91,22	2,32	2,16	0,50	2,69	0,18		
"132"	0,579	0,707	94,8	1,822	0,275	1,692	0,08		
"131"	0,245	0,297	0,734	98,05	0,112	0,541			
"129"	0,194	0,232	0,675	0,352	0,099	98,4			
"129"	0,5	1,4	9,5	13,0	4,5	60,1	8,9	1,0	1,1

L'isotope 136 a été acheté au Mound Laboratory (U.S.A.) ainsi que l'isotope 129 enrichi à 60 %.

Les isotopes 134, 132, 131 et 129, enrichis à plus de 91 %, nous ont été donnés par le Centre de Spectrométrie de Masse du C.N.R.S. à Orsay.

#### Techniques expérimentales :

Pour régler la pression à l'intérieur du tube à décharge, on l'a équipé d'un tube latéral, où est emmagasinée la réserve de Xénon (Fig. 1).

Le tube est d'abord relié à un banc de pompage par un embout sphérique pour être longuement dégazé.

Nous faisons ensuite entrer le Xénon en plongeant le tube latéral dans l'azote liquide. A cette température le Xénon a une pression de vapeur de  $0,5 \cdot 10^{-3}$  mmHg, il est donc piégé dans le tube latéral. Il ne reste qu'à ajuster la pression à l'aide de la tension vers 650 volts.

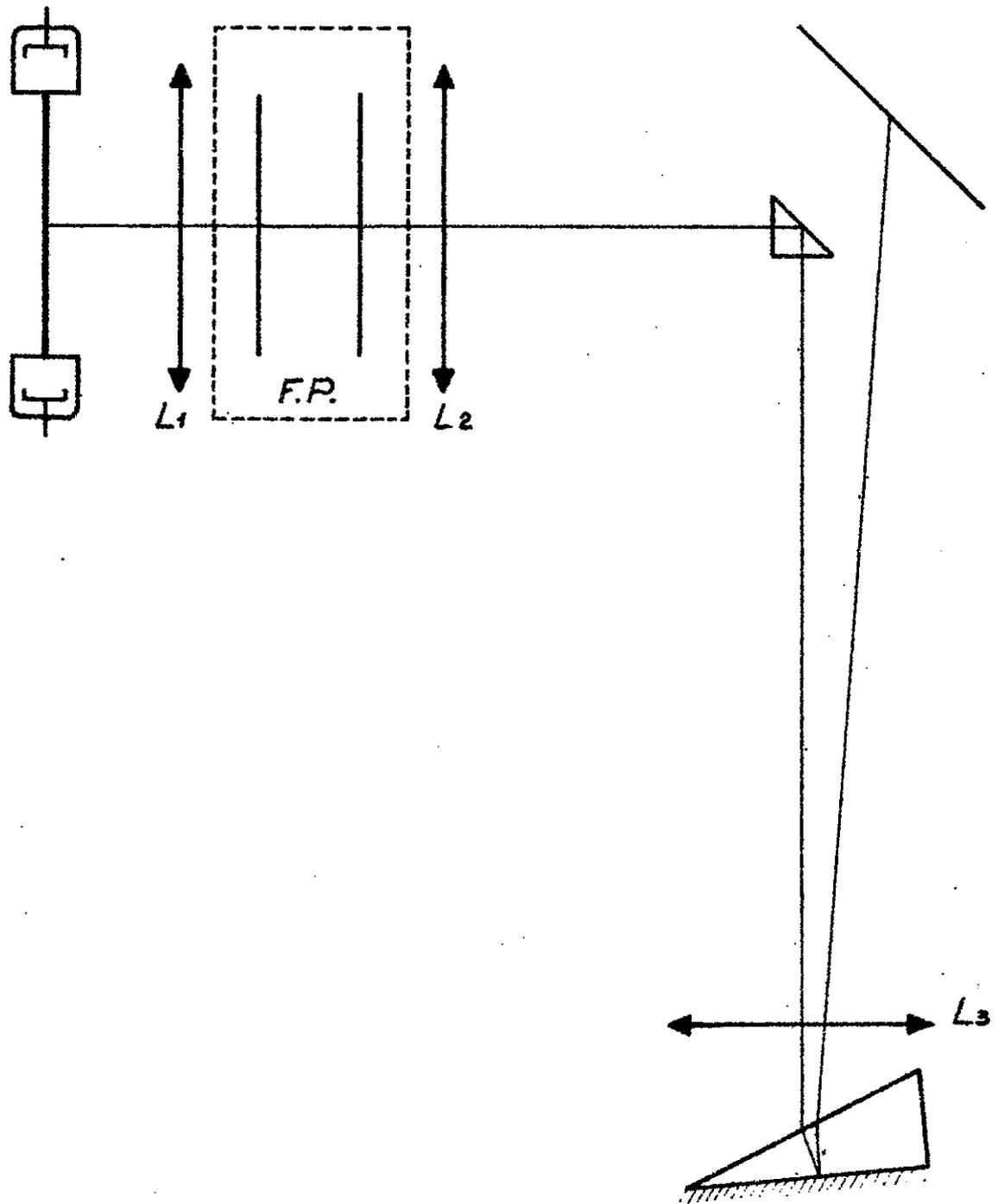


Fig:2 - Schéma de l'appareillage optique.

Pour diminuer l'absorption du Xénon, nous avons introduit de l'Hélium à la pression de 1 mmHg, ce qui ne nécessite qu'une pression de l'ordre de 0,03 mmHg de Xénon pour obtenir le même spectre.

Cette technique a été particulièrement utilisée pour les isotopes impairs. D'une part l'intensité de chaque raie étant répartie en plusieurs composantes il faut des temps de pose plus longs; d'autre part l'étude des différentes structures demande des épaisseurs différentes du Fabry-Perot donc de multiples poses.

Le spectre de l'Hélium n'apparaît que lorsque la pression du Xénon diminue; alors la raie 5875 Å du Xénon est masquée par la raie 5875,9 Å de l'Hélium. Nous n'avons donc pas étudié cette raie en présence d'Hélium, pour éviter un déplacement éventuel même en l'absence de toute trace de spectre d'Hélium.

Le déplacement dû à la pression de l'Hélium est négligeable. Nous avons mesuré ce déplacement pour une pression de 10 mmHg (10 fois la pression utilisée) et il est resté inférieur aux incertitudes de mesure ( $\approx 0,3$  mK). En fait, pour l'étude du déplacement isotopique, la différence de pression d'Hélium dans les deux tubes était de l'ordre de 0,1 mmHg, d'où un déplacement certainement inférieur à 0,01 mK.

#### Matériel optique utilisé :

Le fait que nos tubes aient une durée de vie limitée, nous a interdit la technique d'enregistrement raie par raie, car nous n'aurions jamais pu étudier toutes les raies dont nous disposions.

En revanche, la technique photographique nous donne tout le spectre d'un seul coup pour une pose de quelques minutes.

Voir le schéma de l'appareillage optique. (Fig. 2). Avec :

- L<sub>1</sub>            Distance focale 30 cm
- L<sub>2</sub>            Distance focale 50 cm ou 100 cm
- L<sub>3</sub>            Distance focale 150 cm

La dispersion a été calculée pour que nous ayons toutes les raies sur la plaque photographique et qu'elles soient bien séparées.

Prisme dense, indice moyen  $n = 1,65$  ; ouverture 8 cm, angle au sommet  $30^\circ$ .

Tableau de la dispersion :

	4500 Å	5000 Å	5500 Å	6000 Å	6500 Å
Dispersion en Å /mm	14	20	28	36	50

Nous avons utilisé des plaques panchromatiques, anti-halo, 400 ASA 27 DIN, de dimension : 10 cm x 12,6 cm.

#### Le Fabry-Perot.

Nous avons besoin de couvrir tout le spectre avec le maximum de luminosité. Pour cela, nous avons choisi un revêtement de trois couches diélectriques  $\lambda/4$  pour 5000 Å.

Avec une séparation de 2 cm (250 mK), nous avons une largeur instrumentale.

	4500 Å	5000 Å	5500 Å	6000 Å	6500 Å
Finesse	8	10	9	7	4
Largeur instrumentale	30mK	25mK	27mK	35mK	60 mK

Ceci convient très bien pour les raies simples des isotopes pairs qui ont une largeur Doppler de 30 mK pour le bleu. Notons que cela convient moins bien pour les raies rouges. Nous avons surtout fait porter notre étude sur les raies bleues car elles sont les plus intéressantes. En effet, étant du type de transition  $5p^5 6s-5p^5 6p$  ou  $5p^5 7p$ , elles sont le siège d'un important effet de volume.

Dans le cas des isotopes impairs, à cause de la structure hyperfine, nous avons été amenés à utiliser des épaisseurs de 1,25 cm (400mK) et 1cm (500mK) pour éviter toute ambiguïté due aux recouvrements d'ordre. Nous

avons aussi utilisé un étalon de 3cm (166 mK) pour diminuer la largeur instrumentale afin de séparer des composantes distantes de 50mK.

L'avantage du revêtement de trois couches diélectriques est qu'il nous donne une résolution suffisante pour toutes les raies du spectre visible. Un revêtement de cinq couches pour 5000 Å, nous donne une résolution trop élevée à 5000 Å et déjà insuffisante pour 4500 Å ou 5500 Å, sans parler de la perte de lumière qui nous oblige à faire des poses plus longues.

### Technique de mesure.

Sur la même plaque nous photographions côte à côte et dans l'ordre : un spectre de l'isotope 136, un ou deux spectres de l'isotope à comparer et un deuxième spectre de l'isotope 136. Nous plaçons successivement et toujours au même endroit les tubes à décharge contenant les isotopes séparés, leur position étant repérée à l'avance et vérifiée à l'aide des anneaux du Fabry-Perot.

Entre deux poses les intervalles de temps sont égaux pour annuler une éventuelle dilatation thermique du Fabry-Perot.

Nous avons choisi l'isotope 136 comme repère parce que nous avons pu en avoir en grande quantité; ce choix est d'ailleurs le plus intéressant car l'isotope 136 possède le nombre de neutrons magique 82.

### Calcul des petites différences de nombre d'onde par la mesure des diamètres des anneaux de Fabry-Perot.

Une longueur d'onde  $\lambda$  nous donne le système d'anneaux :

$$2 n e \cos_i = k \lambda$$

au centre

$$2 n e = p \lambda$$

$$\text{ler anneau} \quad 2 n e \left( 1 - \frac{i_1^2}{2} \right) = k_1 \lambda \quad \text{avec} \quad k_1 = p - \epsilon$$

2ème anneau  $2ne \left( 1 - \frac{i_2^2}{2} \right) = k_2 \lambda$   $k_2 = k_1 - 1$

m<sup>ème</sup> anneau  $2ne \left( 1 - \frac{i_m^2}{2} \right) = k_m \lambda$   $k_m = k_1 - (m-1)$

La longueur d'onde  $\lambda'$ , très voisine de  $\lambda$ , nous donne :

$$2 ne \cos i' = k \lambda'$$

Les ordres d'interférence sont les mêmes pour les mêmes anneaux.

au centre  $2 ne = p' \lambda'$

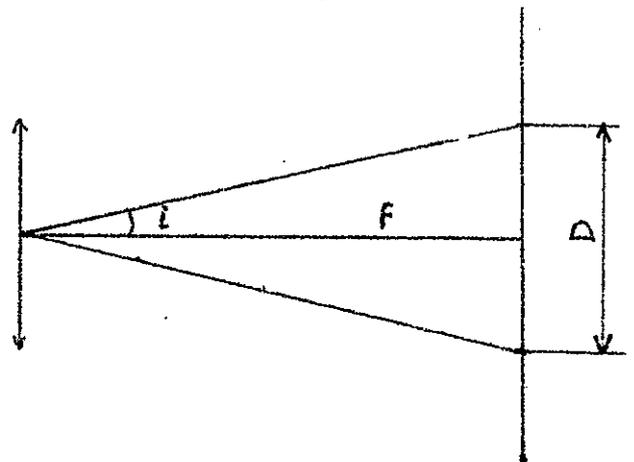
1er anneau  $2 ne \left( 1 - \frac{i_1^2}{2} \right) = k_1 \lambda'$   $k_1 = p' - \epsilon'$

2ème anneau  $2 ne \left( 1 - \frac{i_2^2}{2} \right) = k_2 \lambda'$   $k_2 = k_1 - 1$

m<sup>ème</sup> anneau  $2 ne \left( 1 - \frac{i_m^2}{2} \right) = k_m \lambda'$   $k_m = k_1 - (m-1)$

d'où :  $ne (i_m^2 - i_m'^2) = k_m (\lambda' - \lambda)$

$$\frac{ne (D_m^2 - D_m'^2)}{4 f^2} = -k_m \Delta \lambda$$



$$D_m^2 - D_m'^2 = -\frac{k_m}{2ne} 8 f^2 \Delta \lambda = -8 f^2 \frac{k_m}{p} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 8 f^2 \frac{k_m}{p} \frac{\Delta \sigma}{\sigma}$$

Ordre de grandeur de p et de  $k_m$  :

$$\text{pour } e = 1 \text{ cm} \quad \lambda = 5000 \text{ \AA} \quad p \approx \frac{2 \cdot 10^8 \text{ \AA}}{5 \cdot 10^3 \text{ \AA}} = 4 \cdot 10^4$$

$$m \approx 10 \text{ d'où : } \frac{k_m}{p} = 1 \text{ à } 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ prés.}$$

$$D_m^2 - D'_m{}^2 = \frac{8 f^2}{\sigma} \Delta \sigma$$

d'où finalement

$$\Delta \sigma = K (D_m + D'_m) (D_m - D'_m)$$

$$\text{avec } K = \frac{\sigma}{8 f^2}$$

Nous calculons facilement le facteur K pour chaque raie connaissant l'intervalle entre ordre  $\Delta \sigma$  du Fabry-Perot, en considérant un même système d'anneaux comme dû à des nombres d'onde différents, d'écart connu  $\Delta \sigma$ .

$$K = \Delta \sigma \frac{a}{D_m^2 - D_{m-a}^2}$$

#### Incertitude sur les mesures :

Le problème du dépouillement des plaques est très délicat. Nous pointons 6 ou 7 anneaux. Nous négligeons les 2 anneaux centraux parce qu'ils sont très déformés, en effet, la dispersion varie rapidement au voisinage du centre car elle est fonction inverse du diamètre des anneaux. Nous négligeons aussi les anneaux extérieurs, d'une part, parce qu'ils sont trop serrés à cause de la chute de la dispersion, d'autre part, parce qu'étant plus fins ils noircissent moins de grains de la plaque, ce qui diminue le rapport : signal sur bruit.

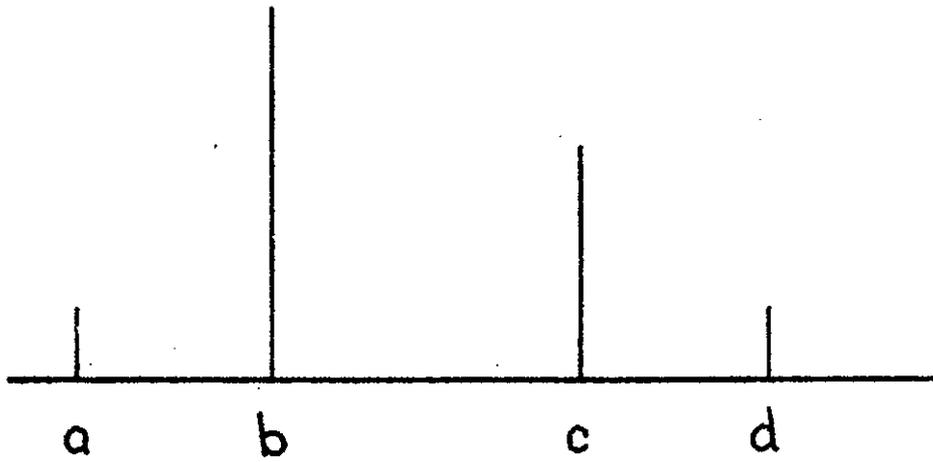


Fig: 3 - Structure hyperfine des raies de  
l'isotope 129

La largeur totale des raies bleues est de l'ordre de 40 mK. Nous pouvons pointer, si les conditions sont bonnes au  $1/40$  de la largeur d'une frange, soit avec une précision de l'ordre du mK pour une seule mesure.

La dispersion de nos résultats d'une plaque à l'autre, pour la même raie, est aussi de l'ordre du mK, ce qui donne l'ordre de grandeur de l'incertitude due au bruit de plaque et aux variations possibles du Fabry-Perot.

En mesurant une douzaine de plaques différentes, pour chaque couple d'isotope, nous pouvons espérer atteindre une précision de 0,3 mK.

#### Cas des isotopes impairs.

L'isotope 129 possède un spin  $1/2$ , ce qui donne une structure hyperfine avec 2, 3 ou 4 composantes, dont deux fortes (Fig. 3).

Pour connaître le centre de gravité, il faut avoir les intensités et les positions des diverses composantes. Les intensités nous sont fournies par les tables. Nous avons mesuré la structure hyperfine des raies donc atteint celle des niveaux. Différents auteurs (10) (11) (12) (13) ont déjà mesuré certaines de ces structures qui ont été calculées par S. Liberman (14). Nous retrouvons les mêmes résultats, mais en cas de désaccord, nos mesures confirment les calculs de Liberman dont nous ne nous écartons pas de plus de 1 mK (2,6 mK dans un seul cas). Voir tableau de la structure hyperfine.

Notons que pour la mesure des structures hyperfines, nous avons besoin de connaître l'intervalle entre ordre  $\Delta \sigma$  avec une grande précision. Pour cela, nous avons d'abord mesuré l'épaisseur des calles en silice avec un palmer, puis nous avons utilisé la méthode des coïncidences avec deux raies voisines connues au  $1/100 \text{ \AA}$ .

A partir de ces données, il suffit de mesurer les positions des deux grandes composantes b et c pour connaître la structure de la raie et en déduire son centre de gravité.

En admettant une incertitude de 1 mK sur la position des faibles composantes a et d, déduite de la connaissance préalable de la structure hyperfine et des mesures supposées correctes des composantes b et c,

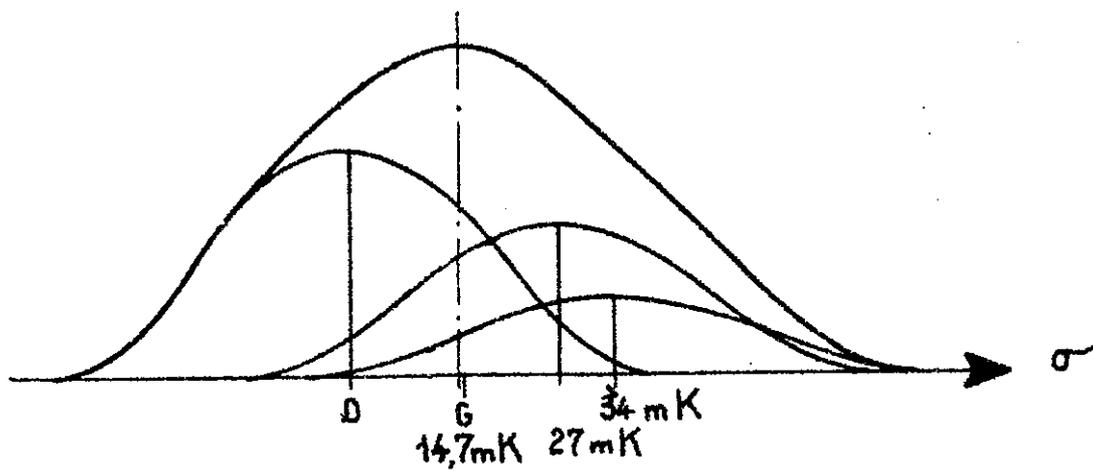
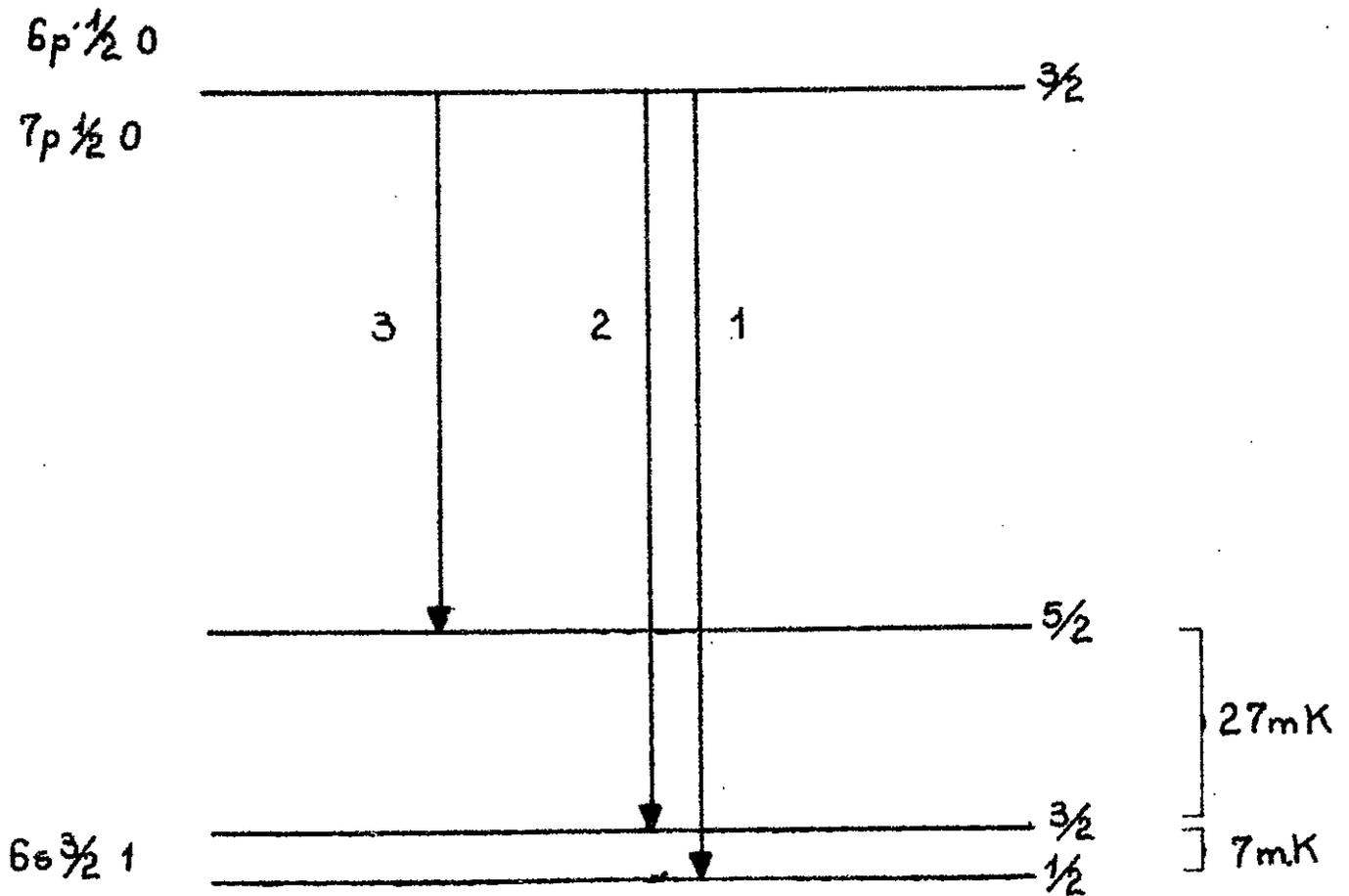


Fig:4 - Structure des raies  $4583\text{\AA}$  et  $4807\text{\AA}$  de l'isotope  $^{131}\text{I}$ .

nous introduisons une incertitude de 0,1 mK sur la position du centre de gravité car le rapport des intensités est de l'ordre de 1/20 .

Cela a été possible pour les raies bleues, car les composantes sont fines et bien séparées. Les raies rouges sont plus larges parce que la finesse diminue, si bien que, comme leurs structures sont souvent petites les composantes sont noyées dans la largeur totale et nous pouvons pointer directement le centre de gravité de la raie, avec toutefois une précision plus faible.

L'isotope 131 possède un spin 3/2, ce qui donne une structure hyperfine avec 3, ou de 7 à 10 composantes. Nous n'avons pu faire les mesures que lorsque les diverses composantes étaient noyées dans la largeur totale, c'est-à-dire pour les raies rouges et pour 3 raies bleues.

Structure des 3 raies bleues du Xe 131 .

4583 Å: 6s 3/2 1 - 6p' 1/2 0  
 4807 Å: 6s 3/2 1 - 7p 1/2 0  
 4843 Å: 6s 3/2 1 - 7p 3/2 2

La structure du niveau 6s 3/2 1 a été publiée par A. Bohr et Cie (12) celle des niveaux - 6p' 1/2 0 et 7p 1/2 0 est nulle ( J = 0), enfin nous avons calculé celle du niveau 7p 3/2 2 à partir des valeurs de  $a_{131}$  ( P 3/2) = 16,6 mK et  $b_{131}$  ( P 3/2) = 8,42 mK (publiées par W.L. Faust et M.N. Mc Dermott ) (13) en supposant que nous sommes en couplage j1 pur et en négligeant l'influence de l'électron extérieur.

Les raies 4583 Å et 4807 Å ont la même structure. (Fig. 4)

Le centre de gravité G de la raie est à 14,7 mK de la plus grande composante prise comme point de repère. Une simple construction nous montre le profil de la somme des composantes. Nous voyons que, dans ces conditions, il ne reste plus rien de la structure hyperfine et que nous pointons directement le centre de gravité de la raie.

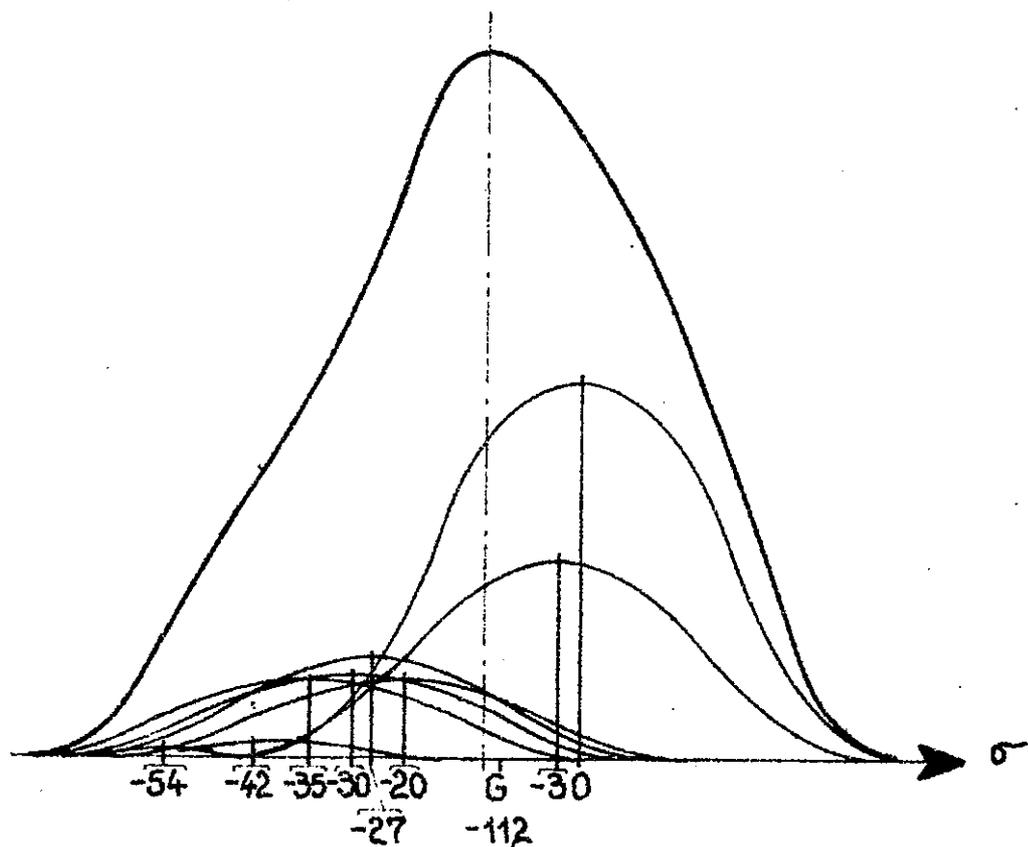
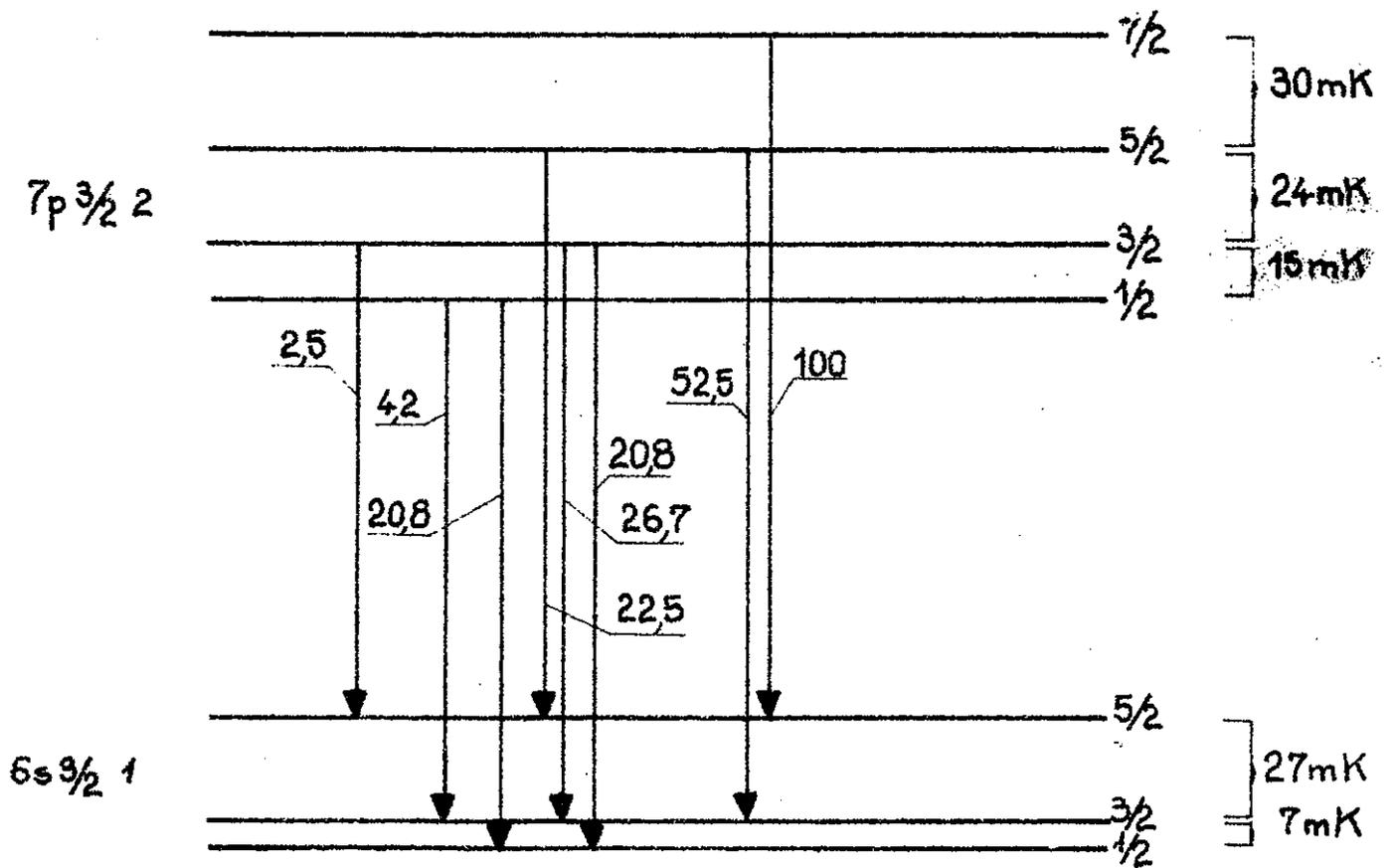


Fig.5. Structure de la raie 4834 Å de l'isotope 131.

La Figure 5 nous montre la raie  $4843 \text{ \AA}$ .

La construction du profil de la somme des composantes a été faite en attribuant une largeur de 40 mK à chaque composante, c'est ce que nous donne notre étalon Fabry-Perot quand les lames sont écartées de 2 cm. Nous voyons que le mélange des composantes est satisfaisant pour un pointage direct du centre de gravité de la raie. Nous avons fait quelques plaques avec une épaisseur de l'étalon de 1 cm. La largeur de chaque composante est ainsi portée à environ 56 mK ce qui assure un meilleur mélange, mais cela n'a pas amélioré les mesures de façon significative.

CHAPITRE II.

Bref rappel de la théorie du déplacement isotopique.

---

Pour interpréter le fait que la longueur d'onde des raies spectrales varie d'un isotope à l'autre, on a été amené à considérer successivement :

- les masses différentes des isotopes
- leurs volumes différents.

I. - Effets de masse.

Cet effet est dû à la différence des Hamiltoniens entre l'atome à noyau infiniment lourd et l'atome à noyau de masse M.

La seule partie où intervienne la masse, dans l'Hamiltonien, est celle de l'énergie cinétique. Pour un atome infiniment lourd, avec N électrons, chacun de masse m, nous avons une énergie cinétique :

$$\sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i^2}{2m}$$

$\vec{p}_i$  étant la quantité de mouvement du i<sup>ème</sup> électron. Si le noyau possède la masse M, l'énergie cinétique devient :

$$\sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i^2}{2m} + \frac{\vec{P}_N^2}{2M}$$

$\vec{P}_N$  étant la quantité de mouvement du noyau.

L'Hamiltonien perturbateur est donc :

$$H_M = \frac{\vec{P}_N^2}{2M}$$

Nous prenons les vitesses dans le système du centre de gravité de l'atome supposé fixe, la somme des quantités de mouvement est alors nulle.

$$\vec{P}_N = - \sum_{i=1}^N \vec{p}_i$$

$$H_M = \frac{1}{2M} \left[ \sum_{i=1}^N \vec{P}_i \right]^2 = \frac{1}{2M} \sum_{i=1}^N \vec{P}_i^2 + \frac{1}{M} \sum_{i>j}^N \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j$$

L'Hamiltonien se sépare en deux termes :

- a) - Le premier, qui est le seul à se manifester dans le cas de l'Hydrogène, nous donne l'effet de masse normal ou effet de Bohr. Il lui correspond l'énergie perturbatrice

$$\Delta T_{MB} = \int \Psi^* \sum_{i=1}^N \frac{\vec{P}_i^2}{2M} \Psi d\tau$$

Comme  $\sum_{i=1}^N \vec{P}_i^2$  apparaît dans l'Hamiltonien principal, on

n'a pas besoin de connaître les fonctions d'onde pour avoir le résultat:

$$\Delta T_{MB} = -\frac{m}{M} T_{\infty}$$

Pour deux isotopes de masse  $M_1$  et  $M_2$

$$\Delta T_{MB,1,2} = m \frac{M_1 - M_2}{M_1 M_2} T_{\infty}$$

- b) - Le deuxième terme nous donne l'effet de masse spécifique :

$$\Delta T_{MS} = \int \Psi^* \sum_{i>j}^N \frac{\vec{P}_i \cdot \vec{P}_j}{M} \Psi d\tau$$

$$\sum_{i>j}^N \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j$$

n'apparaît pas dans l'Hamiltonien principal, nous avons donc besoin des fonctions d'ondes pour obtenir le résultat.

Ce problème a été étudié par Hughes et Eckart (15), et par Vinti<sup>(16)</sup>. Plus récemment Nicklas et Treanor (17), Bauche (18), Elbel et Hühnermann (19) ont fait des calculs de masse spécifique en utilisant des fonctions radiales de Hartree-Fock. Mais dès que nous avons affaire à des éléments de masse

supérieure à environ 100, il faut utiliser des fonctions d'onde relativistes, ce qui complique considérablement les choses. C'est pour cela que nous n'avons aucun résultat théorique pour le Xénon.

On démontre néanmoins que la différence des effets spécifiques de masse pour deux isotopes de masse  $M_1$  et  $M_2$  peut se mettre sous la forme d'un produit de deux facteurs :

$$\Delta \ddot{T}_{MS} (1 - 2) = \frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2} K$$

$\frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2}$  est une constante pour les deux isotopes en question et ne dépend que de la masse des noyaux.

K est un facteur électronique et ne dépend que de la transition étudiée.

Il ne faut pas penser que, parce que le facteur  $\frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2}$

décroit lorsque la masse augmente, l'effet spécifique de masse diminue et devient négligeable pour les atomes lourds. En effet, à la suite des mesures de Striganov sur le Samarium, King (20) a mis en doute le fait que cet effet pouvait être négligé.

D'une façon générale, sauf pour les atomes légers, le facteur K peut varier:

- très fortement d'une configuration à l'autre,
- très faiblement d'un terme à l'autre.

De plus, s'il existe deux sous-couches ouvertes  $nl^X$  et  $n'l^Y$  avec  $|l - l'| \neq 1$ , le déplacement de masse spécifique est constant dans la configuration; si  $|l - l'| = 1$ , ce déplacement peut varier d'un terme Russel-Saunders à l'autre.

Pour le Xénon I, dont les configurations sont  $5p^5 nl$ , le déplacement de masse spécifique ne varie (en l'absence d'interaction de configurations) que dans les configurations  $5p^5 ns$  et  $5p^5 nd$ .

II. - Effet de volume.

Il est dû au fait que le champ électrique n'a pas la même forme de variation à l'intérieur et à l'extérieur du noyau. Cela entraîne une différence pour les énergies potentielles des électrons lorsque l'on passe d'un noyau ponctuel à un noyau ayant un volume non nul.

L'Hamiltonien perturbateur est :

$$H_v = \sum_i \left[ \frac{Ze^2}{r_i} + V(r_i) \right]$$

$V(r_i)$  est l'énergie potentielle du  $i^{\text{ème}}$  électron et ne diffère de  $-\frac{Ze^2}{r_i}$

qu'à l'intérieur du noyau. C'est Broch (21) qui, en 1945, calcula l'énergie de perturbation pour les niveaux d'un atome à un électron optique :

$$\Delta E_v = \frac{N}{4\sigma \Gamma^2(2\sigma)} \frac{Z\alpha - (k - \sigma) K(x_0)}{Z\alpha - (k + \sigma) K(x_0)} x_0^{2\sigma}$$

$k$  : nombre quantique de Dirac pour l'électron considéré

$$k = (-1)^{j+1+1/2} (j + \frac{1}{2})$$

	s 1/2	p 1/2	p 3/2	d 3/2	d 5/2
$k =$	- 1	+ 1	- 2	+ 2	- 3

$Z$  : numéro atomique de l'atome considéré.

$\alpha$  : Constante de structure fine,  $\alpha = \frac{1}{137}$

$$\sigma = \sqrt{k^2 - Z^2 \alpha^2}$$

$x_0 = \frac{2Z r_0}{a}$ , le point  $r_0$  étant à l'extérieur du noyau, mais proche de la surface.

$K(x_0)$  : Valeur en  $x_0$  du rapport de la petite composante à la grande composante de la fonction d'onde de Dirac.

$\Gamma$  : fonction factorielle.

Pour un électron ns :

$$N = 4 \pi R_{\infty} \frac{a_H^3}{Z} \left| \Psi_{ns}(0) \right|^2$$

avec :  $R_{\infty}$  : Constante de Rydberg

$\Psi_{ns}(0)$  : Valeur à l'origine de la fonction d'onde de Schrödinger de l'électron ns

Pour les autres électrons :  $l \neq 0$

$$N = 4 \pi R_{\infty} \frac{a_H^3}{Z} 2l(l+1)(2l+1) \langle r^{-3} \rangle$$

L'écart d'énergie pour deux isotopes est obtenu par différenciation.

Il faut différencier à  $K$  variable et  $\chi_0$  constant. Bodmer (22) a démontré qu'il revenait au même de différencier à  $\chi_0$  variable et  $K$  constant. Pour cela, il introduit la notion de couple de noyaux équivalent au couple étudié. Les noyaux du couple équivalent sont sphériques et à densité de charge uniforme. Pour que les couples de noyaux réels et les couples équivalents aient le même déplacement isotopique, nous avons :  $R_u$  étant le rayon d'un noyau du couple équivalent :

$$\frac{3}{5} \frac{Ze}{4\pi} R_u^2 = \int_0^{\infty} \rho(r) r^4 dr$$

$\rho(r)$  : moyenne angulaire de la densité de charge réelle,

et  $\delta R_u$  étant la différence des rayons du couple équivalent :

$$\frac{3}{5} \frac{Ze}{4\pi} R_u^2 \frac{\delta R_u}{R_u} = \int_0^{\infty} \delta \rho r^4 dr$$

Si  $\langle r^2 \rangle$  est le carré moyen du rayon du noyau réel, nous avons :

$$\langle r^2 \rangle = \frac{4\pi}{Ze} \int_0^{\infty} \rho(r) r^4 dr,$$

$$\text{d'où : } R_u = \sqrt{\frac{3}{5} \langle r^2 \rangle}$$

$$\text{et : } \frac{\delta R_u}{R_u} = \frac{1}{2} \frac{\delta \langle r^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle}$$

En remarquant que  $K(R_u)$ , dans la formule de Broch, était indépendant de  $R_u$ , Bodmer a obtenu l'expression du déplacement isotopique des électrons  $s$  ( $k = -1$ ) pour un couple d'isotopes.

$$\delta(\Delta E_V) = 4\pi R_\infty \frac{\alpha_H^3 |\Psi(0)|^2}{Z} \frac{1}{2\Gamma^2(2\sigma)} \frac{Z\alpha + (1+\sigma)K(R_u)}{Z\alpha + (1-\sigma)K(R_u)} R_u^{2\sigma} \frac{\delta R_u}{R_u}$$

Fradkin (23) a montré que le rapport du déplacement isotopique d'un électron  $np\ 1/2$  à celui d'un électron  $ns$  est :

$$\frac{\delta(\Delta E_V)_{np\ 1/2}}{\delta(\Delta E_V)_{ns}} = \frac{1 - \sigma}{1 + \sigma}$$

Pour le Xénon,  $Z = 54$ ,  $\sigma = 0,9224$ , ce rapport vaut 4 %. En général seuls les électrons  $s$  ont un déplacement isotopique de volume non négligeable.

Nous voyons que le déplacement isotopique de volume est proportionnel à  $R_u^{2\sigma} \frac{\delta R_u}{R_u} = \frac{1}{2\sigma} \delta (R_u)^{2\sigma}$

Nous avons vu que pour le Xénon  $\sigma = 0,9224 \approx 1$ .

Le déplacement isotopique est, avec une bonne approximation, proportionnel à  $\delta (R_u)^2$  donc aussi à  $\delta \langle r^2 \rangle$

La mesure du déplacement isotopique nous permet ainsi d'atteindre la variation du carré moyen du noyau.

Déplacement isotopique d'un niveau.

Finalement, avec une bonne approximation, confirmée par l'expérience ( J. Blaise et A. Steudel (24)), on peut considérer que le déplacement isotopique de volume est le même pour tous les niveaux d'une configuration, cette valeur s'obtenant en sommant les contributions de tous les électrons optiques de la configuration.

Les électrons du coeur participent aussi au déplacement isotopique de volume, mais on peut, en première approximation, considérer qu'ils jouent le même rôle pour tous les niveaux d'un atome. En deuxième approximation, il faut tenir compte des facteurs d'écran introduits par Brix et Kopfermann (25).

On peut ainsi mettre le déplacement isotopique de volume sous la forme d'un produit de facteurs :

$$\delta T_v = \beta E V,$$

E : facteur électronique, le même pour une même configuration et pour tous les isotopes.

$$E = \pi \frac{a_H^3}{Z} \sum_n \left| \Psi_{ns}(0) \right|^2$$

V : facteur nucléaire proportionnel à  $\delta \langle r^2 \rangle$

$\beta$  : facteur d'écran dépendant de chaque niveau.

Déplacement isotopique relatif .

Soit 3 isotopes : 1, 2 et 3 et une transition entre les niveaux a et b.

Le déplacement isotopique de volume entre les isotopes 1 et 2 est

$$\Delta \sigma_{1,2} = \beta_a E_a V_{1,2} - \beta_b E_b V_{1,2} = \alpha_{a,b} V_{1,2}$$

Pour les isotopes 1 et 3 ,

$$\Delta \sigma_{1,3} = \beta_a E_a V_{1,3} - \beta_b E_b V_{1,3} = \alpha_{a,b} V_{1,3}$$

Nous appelons déplacement isotopique relatif dû à l'effet de volume la quantité :

$$\text{D.I.R.}_v = \frac{\Delta \sigma_{1,2}}{\Delta \sigma_{1,3}} = \frac{V_{1,2}}{V_{1,3}} = \frac{\delta_{1,2} \langle r^{2\sigma} \rangle}{\delta_{1,3} \langle r^{2\sigma} \rangle}$$

avec  $\sigma \approx 1$

Corrélation entre le déplacement isotopique de volume et l'énergie de liaison par nucléon.

Nous venons de voir que le déplacement isotopique relatif dû à l'effet de volume ne dépendait que de la variation des carrés moyens des rayons des noyaux.

S. Gerstenkorn (26) a fait un rapprochement avec une autre propriété moyenne des noyaux : l'énergie de liaison par nucléon. Il a proposé la corrélation suivante :

$$(D.I.R.)_v = \frac{\int_{1,2} \langle r^2 \rangle}{\int_{1,3} \langle r^2 \rangle} = \frac{E_1 - E_2}{E_1 - E_3}$$

où  $E_1$ ,  $E_2$  et  $E_3$  sont les énergies de liaison par nucléon des isotopes 1, 2 et 3.

Rappelons que l'énergie de liaison  $B$  pour un corps donné est égale au défaut de masse  $\Delta M$ .

Soit un corps possédant  $A$  nucléons répartis en  $Z$  protons et  $N$  neutrons

$$\Delta M = Z A_p + N A_n - A_r = B \text{ ( Mev ) .}$$

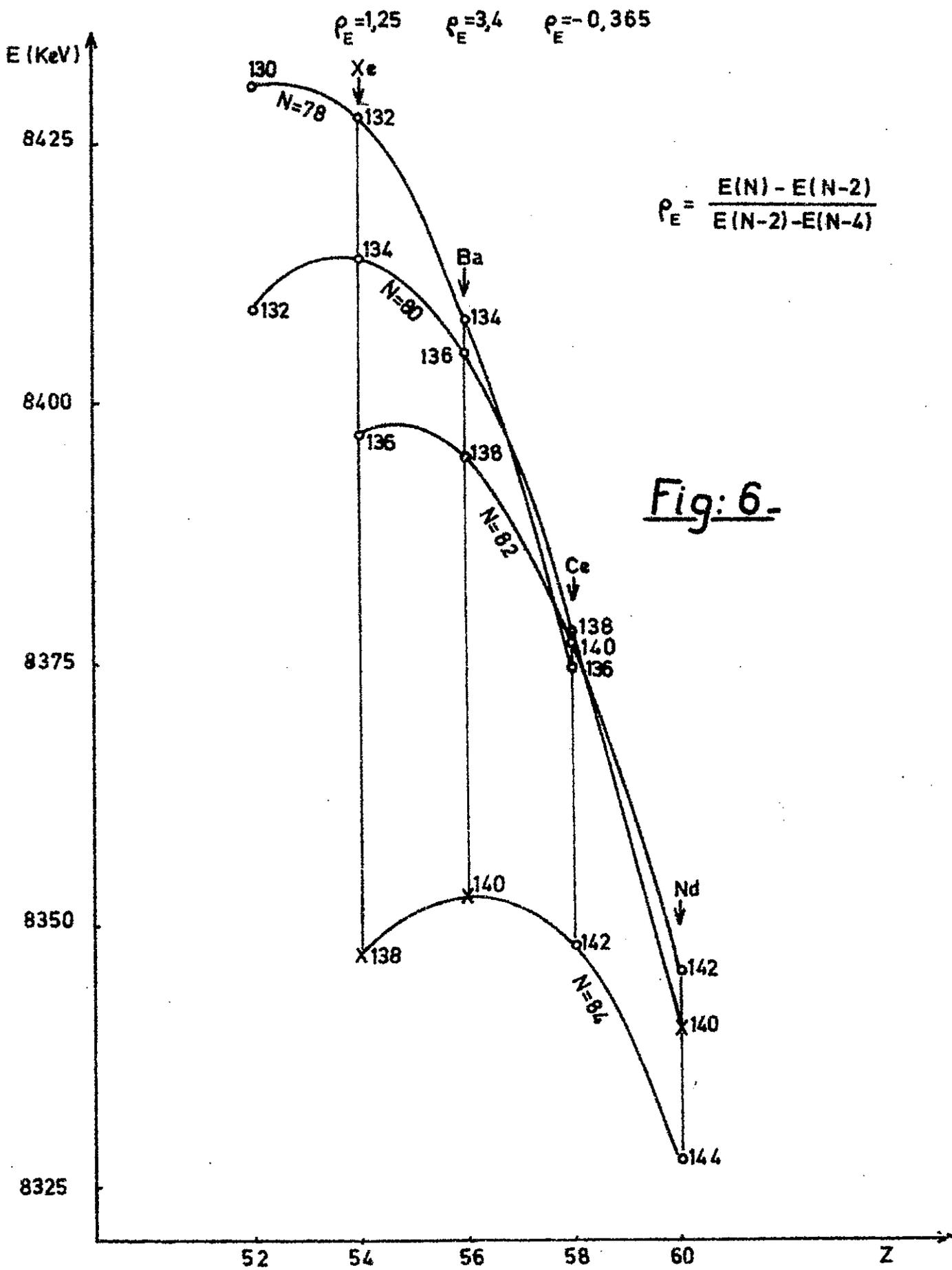
avec :

$$A_p = \text{masse d'un proton} = 1,0072765 \pm 2.10^{-7} \text{ unité de masse}$$

$$A_n = \text{masse d'un neutron} = 1,0086654 \pm 2.10^{-7} \text{ unité de masse}$$

$$A_r = \text{masse réelle du noyau mesurée avec un spectrographe de masse.}$$

$$\text{Une unité de masse} = 931\,441 \text{ Mev} \quad ( E = mc^2 )$$



L'énergie de liaison par nucléon est :  $E = \frac{B}{A}$  en Kev.

Les valeurs de  $E$  sont connues avec une précision relative de l'ordre de  $10^{-5}$ , les différences  $E_1 - E_2$  avec une précision relative de l'ordre de  $10^{-2}$  et le rapport  $\frac{E_1 - E_2}{E_1 - E_3}$  avec une précision de quelques pour cent.

Soit un corps possédant le nombre de neutrons magique  $N$ .

S. Gerstenkorn a vérifié la validité de sa corrélation pour les isotopes  $N-4$ ,  $N-2$ ,  $N$  et  $N+2$ , en retrouvant grâce aux énergies de liaison par nucléon toutes les anomalies connues au voisinage des nombres magiques :

- Inversion de la position des isotopes dans les cas du chrome, du strontium et du cérium.
- Distorsion entre les composantes 134, 136 et 138 du baryum.
- Le "saut" après le nombre magique dans les cas du strontium, du cérium et du plomb.

La figure 6 - montre les énergies de liaison au voisinage du nombre de neutrons 82.

Nous voyons ainsi comment se place le Xénon par rapport au baryum et au cérium.

CHAPITRE III.

Résultats et interprétation.

---

T A B L E A U I.

Déplacement isotopique total en mK

-----

Raies (Å)	Niveaux	136	134	132	131	129	128
4501	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2 - 6p' <sup>1</sup> / <sub>2</sub> 1	0	4,1	5,8		10,1	7
4524	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2 - 6p' <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2	0	4,9	5,9		10,4	
4583	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1 - 6p' <sup>1</sup> / <sub>2</sub> 0	0	4,2	4,5	6,8	8,5	
4624	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2 - 7p <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2	0	3,2	4,2		6,7	4
4671	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2 - 7p <sup>5</sup> / <sub>2</sub> 3	0	3,2	4,1		6,7	4
4697	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2 - 7p <sup>5</sup> / <sub>2</sub> 2	0	2,9	4,0		7,0	
4734	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1 - 6p' <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2	0	3,2	4,9		8,5	7
4807	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1 - 7p <sup>1</sup> / <sub>2</sub> 0	0	2,3	3,1	5,0	6,2	
4830	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1 - 7p <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1	0	2,2	4,3			
4843	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1 - 7p <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2	0	2,1	3,3	5,3		
4916	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1 - 6p' <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1	0	2,8	3,4			
4923	6s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1 - 7p <sup>5</sup> / <sub>2</sub> 2	0	1,8	2,8		3,9	
5875	6p <sup>1</sup> / <sub>2</sub> 1 - 8d <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 2	0	-1,6	-2,6	-3,2		
5895	6p <sup>1</sup> / <sub>2</sub> 1 - 8d <sup>1</sup> / <sub>2</sub> 1	0	-2,0	-3,0	-4,8	-8,	
5934	6p <sup>5</sup> / <sub>2</sub> 3 - 9d <sup>7</sup> / <sub>2</sub> 4	0	-1,8	-2,7		-4	
6182	6p <sup>5</sup> / <sub>2</sub> 2 - 8d <sup>7</sup> / <sub>2</sub> 3	0	-1,4	-2,2		-6	
6318	6p <sup>5</sup> / <sub>2</sub> 3 - 8d <sup>7</sup> / <sub>2</sub> 4	0	-1,8	-2,5	-3,0	-6	
6488	6p <sup>1</sup> / <sub>2</sub> 1 - 7d <sup>5</sup> / <sub>2</sub> 2	0	-2,2	-3,0	-2,5		
6499	6p <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1 - 8d <sup>5</sup> / <sub>2</sub> 2	0	-2,1	-3,2	-3,1	-9,0	
6533	6p <sup>5</sup> / <sub>2</sub> 2 - 9s <sup>3</sup> / <sub>2</sub> 1	0	-2,2	-2,9	-5,7		

Précisions : Résultats avec une décimale sur la même ligne :  $\pm 0,3$  mK  
 Résultats avec une décimale décalée vers le bas :  $\pm 0,5$  mK  
 Résultats sans décimale :  $\pm 1$  mK

T A B L E A U 2.

Valeurs des constantes A de structure hyperfine du Xénon 129 en mK.

Niveaux	Mesures		Calculs Liberman (14)
	Nous	Autres	
6s 3/2 1	-32,4	-32,1	-32,5
6s 3/2 2	-79,5	-79,54	-79,8
6p' 1/2 1	+65,8	+66	+65,7
7p 1/2 1	-42,3	-51	-39,7
7p 3/2 2	-31,9	-30	-32,8
7p 5/2 3	-28,0	-22	-27,4

I. - Nous présentons d'abord les résultats directs des mesures.

Voir tableau : 1

Nous avons choisi la convention de signe suivante :

Un résultat positif signifie que l'isotope le plus léger a un nombre d'onde plus grand que l'isotope le plus lourd ( $Xe_{136}$  pris comme repère). Avec cette convention, l'effet de masse normal est négatif.

Les valeurs pour l'isotope 129 ont été obtenues grâce à la détermination de la structure hyperfine. Voir tableau : 2.

II. - Interprétation.

Essayons maintenant de séparer les diverses contributions du déplacement isotopique.

Nous nous intéressons aux 12 premières transitions. Elles sont toutes du type  $6s - 6p'$  ou  $6s - 7p$ , elles sont donc le siège d'un appréciable effet de volume.

Commençons par enlever l'effet de masse de Bohr, il est de  $-1,2$  à  $-1,3$  mK pour une différence de deux neutrons dans toute cette région. Voir tableau : 3.

Il ne nous reste plus que l'effet de masse spécifique et l'effet de volume.

Pour les séparer, utilisons la corrélation proposée par S. Gerstenkorn et calculons le  $(D.I.R.)_v$ .

$$(D.I.R.)_v = \frac{\Delta \sigma_{1,2}}{\Delta \sigma_{1,3}} = \frac{\int_{1,2} \langle r^2 \rangle}{\int_{1,3} \langle r^2 \rangle} = \frac{E_1 - E_2}{E_1 - E_3}$$

T A B L E A U 3.

Déplacement isotopique, effet de masse normal, déduit, en mK.

Raies (Å)	Niveaux	136	134	132	131	129	128
4501	6s 3/2 2 - 6p' 1/2 1	0	5,4	8,5		14,9	12,6
4524	6s 3/2 2 - 6p' 3/2 2	0	6,2	8,6		15,2	
4583	6s 3/2 1 - 6p' 1/2 0	0	5,5	7,1	9,1	13,2	
4624	6s 3/2 2 - 7p 3/2 2	0	4,5	6,8		11,4	9,4
4671	6s 3/2 2 - 7p 5/2 3	0	4,5	6,7		11,4	9,4
4697	6s 3/2 2 - 7p 5/2 2	0	4,2	6,6		11,6	
4734	6s 3/2 1 - 6p' 3/2 2	0	4,5	7,5		13,1	12,3
4807	6s 3/2 1 - 7p 1/2 0	0	3,5	5,6	8,2	10,7	
4830	6s 3/2 1 - 7p 3/2 1	0	3,4	6,8			
4843	6s 3/2 1 - 7p 3/2 2	0	3,3	5,8	8,5		
4916	6s 3/2 1 - 6p' 3/2 1	0	4,0	5,9			
4923	6s 3/2 1 - 7p 5/2 2	0	3,0	5,3		8,3	

T A B L E A U IV.

Raies ( $\text{\AA}$ )	D.I.R. $\frac{136-132}{136-134}$ $\Delta T_{MS} = 0$ mK par neutron	D.I.R. $\frac{136-132}{136-134}$ $\Delta T_{MS} = -1$ mK par neutron	D.I.R. $\frac{136-132}{136-134}$ $\Delta T_{MS} = -2$ mK par neutron	D.I.R. $\frac{136-132}{136-134}$ $\Delta T_{MS} = -3$ mK par neutron
4501	1,574	1,689	1,755	1,798
4524	1,387	1,537	1,627	1,689
4583	1,291	1,480	1,589	1,661
4624	1,511	1,662	1,741	1,790
4671	1,489	1,597	1,729	1,781
4697	1,571	1,710	1,780	1,824
4734	1,667	1,769	1,824	1,857
4807	1,600	1,745	1,813	1,853
4830	2,000	2,000	2,000	2,000
4843	1,758	1,849	1,890	1,914
4916	1,475	1,650	1,738	1,790
4923	1,767	1,860	1,900	1,922
Moyenne	1,591	1,712	1,782	1,823
Déviaton moyenne	0,14	0,11	0,086	0,072

Valeur trouvée grâce à la corrélation :

$$(\text{D.I.R.})_v = 1,79 \pm 0,03$$

avec :

$$E_{136} = E_1 = 8396,21 \pm 0,09 \text{ Kev}$$

$$E_{132} = E_2 = 8427,65 \pm 0,08 \text{ Kev}$$

$$E_{134} = E_3 = 8413,73 \pm 0,09 \text{ Kev}$$

$$\frac{E_1 - E_2}{E_1 - E_3} = \frac{-31,44}{-17,52} = 1,7945$$

En tenant compte des incertitudes :

$$(D.I.R.)_v = 1,79 \pm 0,03$$

Voyons ce que donne le D.I.R. pour chaque raie, tel que nous pouvons le tirer du tableau 3, pour les isotopes 136, 134 et 132. Nous calculons les rapports :

$$D.I.R. \frac{136 - 132}{136 - 134} = \frac{\Delta T_{MS 1,2} + \Delta \sigma_{1,2}}{\Delta T_{MS 1,3} + \Delta \sigma_{1,3}}$$

et nous les comparons au  $(D.I.R.)_v$ . Nous enlevons l'effet de masse spécifique en faisant les hypothèses suivantes sur sa valeur en mK pour une différence d'un neutron :

- 1 <sup>ère</sup> colonne	:	0 mK
- 2 <sup>ème</sup> colonne	:	- 1 mK
- 3 <sup>ème</sup> colonne	:	- 2 mK
- 4 <sup>ème</sup> colonne	:	- 3 mK

Voir tableau : 4.

Légitimation de l'attribution du même effet de masse spécifique  
aux douze transitions.

Sept transitions ont comme niveaux supérieurs cinq niveaux de la configuration  $5p^5 7p$ ; il ne doit pas y avoir de variation de l'effet de masse spécifique ( $l - l' = 0$ ) dans cette configuration.

Cinq transitions ont comme niveaux supérieurs quatre niveaux de la configuration  $5p^5 6p'$ ; pour la même raison, il ne doit pas y avoir de variation de l'effet de masse spécifique.

D'une configuration à l'autre l'effet peut-être différent, mais il est probable qu'il l'est très peu. Il y a sans doute une variation plus importante entre les deux niveaux inférieurs  $6s \ 3/2 \ 1$  et  $6s \ 3/2 \ 2$ .

En groupant d'une part les transitions aboutissant au niveau  $6s \ 3/2 \ 1$  et d'autre part celles aboutissant au niveau  $6s \ 3/2 \ 2$ , nous constatons que les D.I.R. sont différents de manière significative.

Pour les transitions aboutissant au niveau  $6s \ 3/2 \ 1$ , les D.I.R. sont plus grands et il suffit de  $- 1,5$  mK par neutron d'effet spécifique pour retrouver la valeur du  $(D.I.R.)_v$ .

Pour les transitions aboutissant au niveau  $6s \ 3/2 \ 2$ , il faut supposer un effet spécifique de  $- 3$  mK par neutron.

Finalement nous pouvons dire que, pour ces douze transitions l'effet de masse spécifique est de l'ordre de  $- 2$  mK pour une différence d'un neutron.

Comparaison avec le Baryum.

Prenons les résultats publiés par D.A. Jackson et Duong Hong Tuan (1) pour la raie 5536 Å du baryum.

138	137	136	135	134	132	130	
0	7,0	4,1	8,1	4,6	6,3	7,4	mK

L'isotope 138 possède le nombre de neutrons magique 82. Nous nous intéresserons donc aux isotopes 138 - 137 - 136 - 135 et 134.

Enlevons l'effet de Bohr ( 0,53 mK pour une différence d'un neutron ).

138	137	136	135	134
0	7,53	5,16	9,69	6,72

Ce qui nous donne pour le D.I.R. :

$$\text{D.I.R.} \left( \frac{138 - 134}{138 - 136} \right) = \frac{6,72}{5,16} = 1,3 \pm 0,05$$

Les énergies de liaison par nucléon sont :

138 :	8395,1	± 0,4	Kev
137 :	8394,1	± 0,5	Kev
136 :	8404,7	± 0,6	Kev
135 :	8398,6	± 0,7	Kev
134 :	8407,5	± 0,3	Kev

Calculons ainsi le D.I.R.<sub>v</sub> :

$$\text{D.I.R.}_v = \frac{E_{138} - E_{134}}{E_{138} - E_{136}} = 1,3 \pm 0,2$$

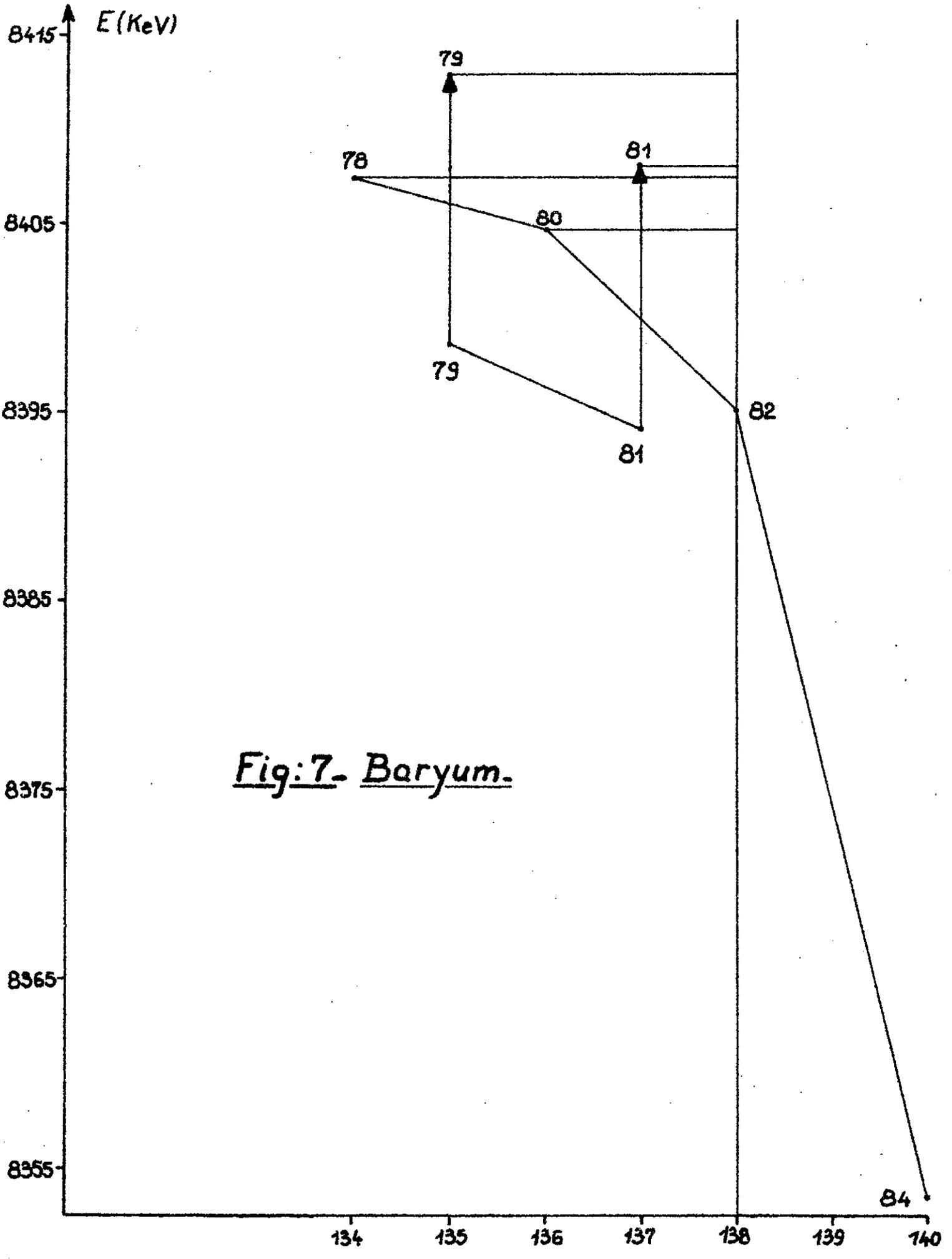


Fig:7- Baryum.

Nous trouvons la même valeur, le déplacement isotopique de masse spécifique doit être très faible. Une valeur calculée par Bauche et citée par Jackson et Duong (1) est 0,2 mK pour une différence d'un neutron. Le D.I.R. expérimental est porté à 1,35, ce qui reste compatible avec la valeur théorique, compte tenu des incertitudes.

Tentative pour utiliser la corrélation avec des isotopes de parité différente :

Cas des isotopes impairs du baryum.

Examinons comment se placent les isotopes du baryum dans le diagramme des énergies de liaison par nucléon - Figure 7 -

D'après les valeurs du déplacement isotopique de volume, nous nous attendons à trouver les isotopes impairs au-dessus des isotopes pairs; or, nous constatons le contraire.

Pour replacer les isotopes impairs sur la même courbe que les isotopes pairs, il faut leur ajouter le quatrième terme de la formule de Weizsäcker, soit  $\frac{130}{A^2}$  ( en Mev ), valeur donnée dans l'hypothèse du modèle nucléaire de la goutte liquide.

En faisant cela, nous amenons les isotopes impairs au milieu des deux isotopes pairs voisins, alors que sur le graphique des énergies de liaison par nucléon, ils sont fortement décalés vers les isotopes pairs de plus grande masse.

Nous voyons que cela ne correspond toujours pas à l'expérience, qui nous montre un décalage appréciable vers les isotopes pairs plus légers.

Regardons ce que nous obtenons si, au lieu d'ajouter une fois ce terme, nous l'ajoutons deux fois :

Pour Ba<sub>137</sub> , nous avons : 8394,1 + 13,8 = 8407,9 Kev

Pour Ba<sub>135</sub> : 8398,6 + 14,25 = 8412,85 Kev.

Calculons avec ces valeurs les D.I.R.<sub>v</sub> :

$$\text{D.I.R.}_v \frac{138 - 137}{138 - 136} = \frac{12,8}{9,6} = 1,33 \pm 0,24$$

$$\text{D.I.R.}_v \frac{138 - 135}{138 - 136} = \frac{17,75}{9,6} = 1,85 \pm 0,32$$

Voyons ce que donne l'expérience :

Avec un effet de masse spécifique nul ,

$$\text{D.I.R.} \frac{138 - 137}{138 - 136} = \frac{7,53}{5,16} = 1,46 \pm 0,05$$

$$\text{D.I.R.} \frac{138 - 135}{138 - 136} = \frac{9,69}{5,16} = 1,88 \pm 0,06$$

Nous voyons que déjà ici nous avons obtenu l'accord comme pour les isotopes pairs.

Avec un effet de masse spécifique égal à 0,2 mK pour une différence d'un neutron :

$$\text{D.I.R.} \frac{138 - 137}{138 - 136} = \frac{7,73}{5,56} = 1,39$$

$$\text{D.I.R.} \frac{138 - 135}{138 - 136} = \frac{10,29}{5,56} = 1,85$$

Nous constatons que l'accord est excellent, mais il ne faut pas se leurrer sur la précision, elle est sans doute fortuite.

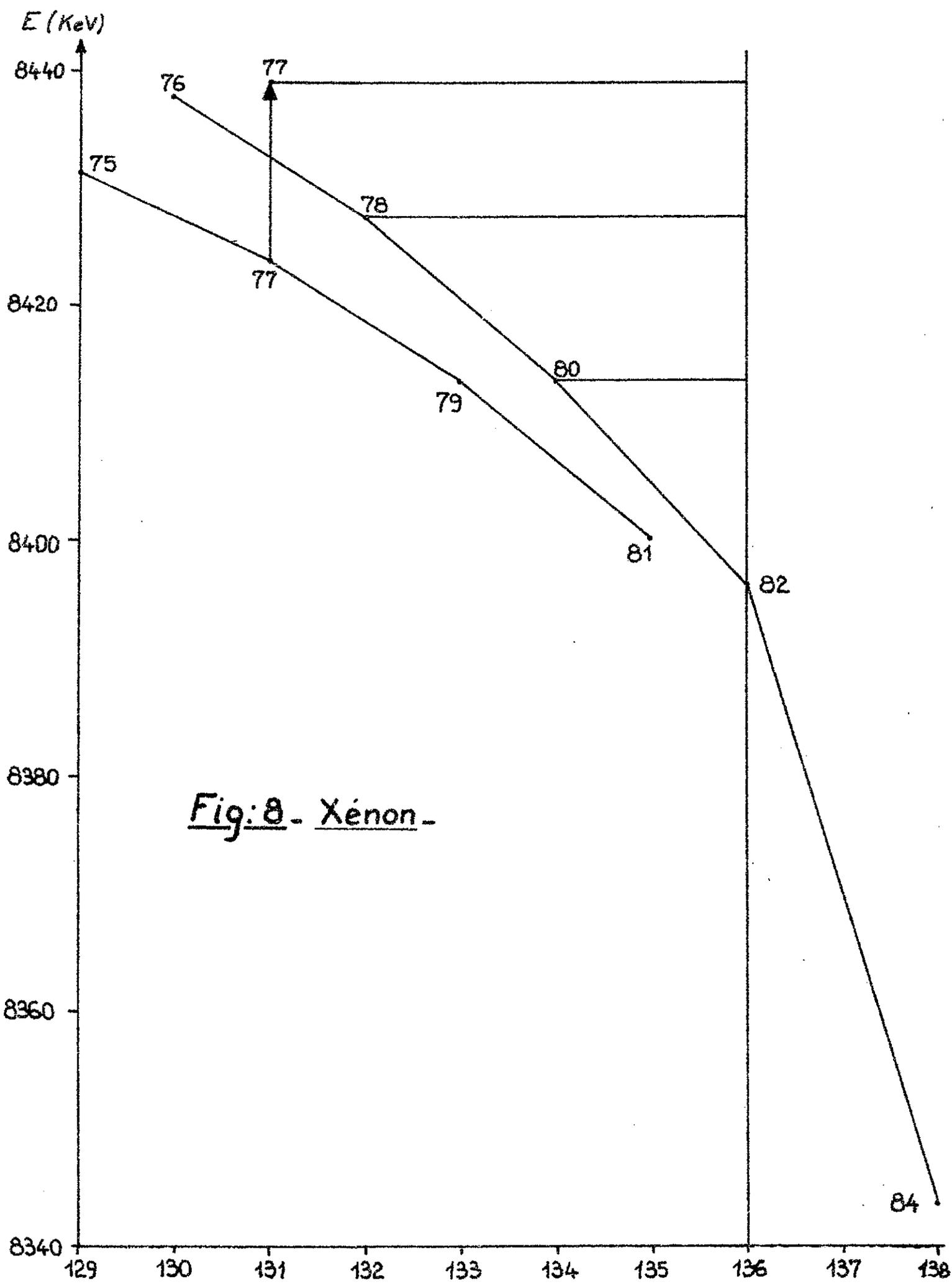


Fig: 8 - Xénon -

Application au Xénon.

Si toute cette théorie est cohérente, nous pouvons opérer de même avec le Xénon. Figure - 8 -.

Il faut remarquer que nous sommes dans un cas défavorable; les isotopes impairs du Xénon sont plus éloignés du nombre de neutrons magique 82. Nous devons donc nous restreindre à l'isotope 131 ce qui est fort dommage car nous n'avons pu mesurer les déplacements isotopiques que pour trois raies, avec une précision de 0,5 mK.

Energie de liaison par nucléon des isotopes du Xénon :

136 : 8396,21  $\pm$  0,09 Kev

132 : 8427,65  $\pm$  0,08 Kev

131 : 8423,78  $\pm$  0,08 Kev

Terme correctif pour le 131 :

$$\frac{2 \times 130}{(131)^2} = 15,15 \cdot 10^{-3} \text{ Mev} = 15,15 \text{ Kev.}$$

Nouvelle énergie du 131 :

$$8423,78 + 15,15 = 8438,93$$

Ce qui donne le D.I.R.<sub>v</sub> :

$$\text{D.I.R.}_v \frac{136 - 131}{136 - 132} = \frac{42,72}{31,44} = 1,36 \pm 0,013$$

Expérimentalement nous avons les valeurs :

Avec un effet de masse spécifique nul.

Raie ( Å )	136	132	131	D.I.R.	$\frac{136 - 131}{136 - 132}$	
4583	0	7,1	9,1		1,282	$\pm 0,13$
4807	0	5,6	8,2		1,464	$\pm 0,16$
4843	0	5,8	8,5		1,466	$\pm 0,16$

Valeur moyenne :  $1,4 \pm 0,08$

En supposant un effet de masse spécifique de 1 mK pour une différence d'un neutron, le D.I.R. devient : 1,34 ;

Pour 2 mK , il devient 1,32.

Les plages d'incertitude de ces D.I.R. se recouvrent et permettent toutes de retrouver la valeur du D.I.R.  $\nu = 1,36$  .

La théorie développée ici s'applique probablement encore pour les isotopes ayant cinq neutrons de moins que le nombre de neutrons magique.

CONCLUSION

---

Nous avons mesuré les positions de cinq isotopes du Xénon sur vingt raies d'arc du spectre visible.

A partir de nos mesures sur les isotopes 136, 134 et 132, il est possible de tester la corrélation établie par Gerstenkorn concernant les isotopes  $N$ ,  $N-2$  et  $N-4$  ( $N$  nombre de neutrons magique).

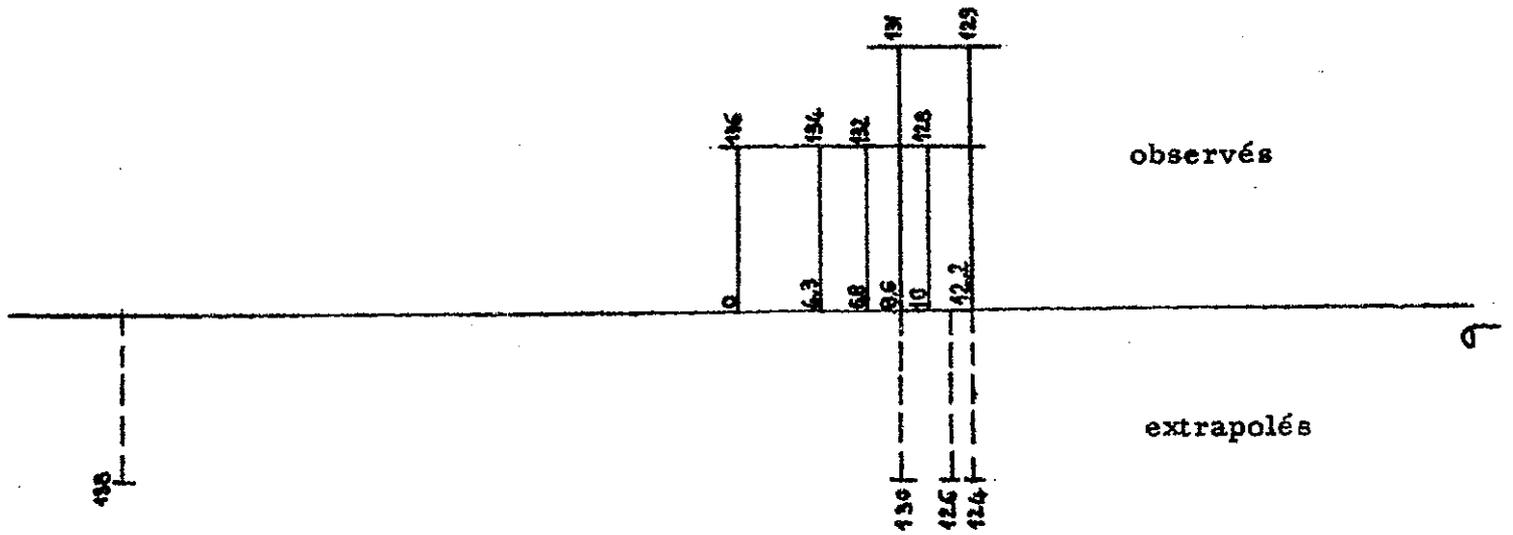
Cette corrélation impliquerait pour l'effet de masse spécifique un ordre de grandeur peu élevé ( $-2$  mK pour une différence d'un neutron dans les transitions  $6s - 6p'$  et  $6s - 7p$ ).

Par ailleurs, il est possible de retrouver les positions observées des isotopes impairs par rapport aux isotopes pairs par la considération du quatrième terme de l'énergie de liaison (Baryum et Xénon).

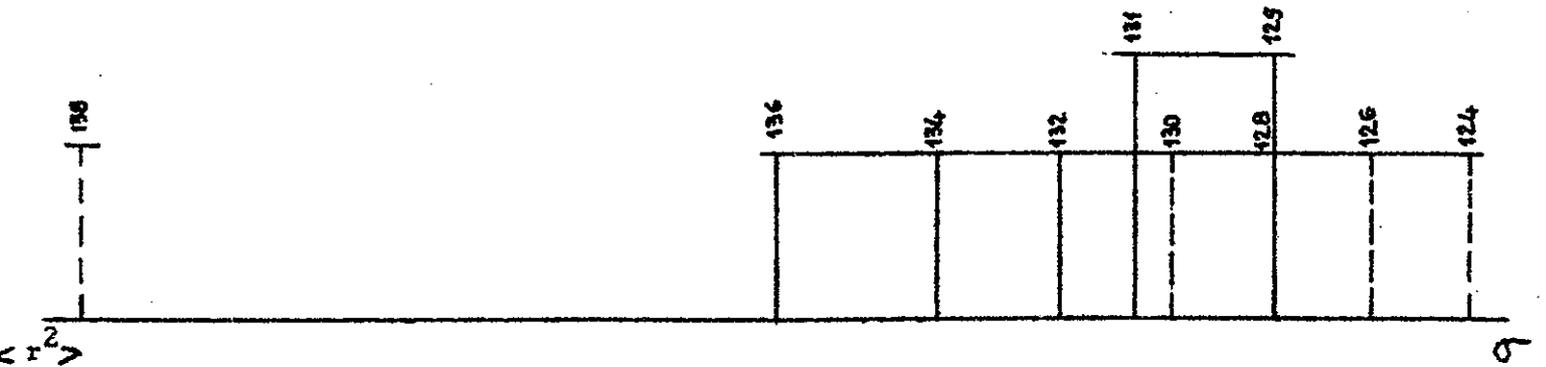
Nous espérons pouvoir mesurer dans un proche avenir les déplacements des autres isotopes stables du Xénon.

Il est prévisible que, pour les isotopes pairs, les déplacements de volume vont en diminuant de  $Xe_{136}$  à  $Xe_{124}$ . Comme les isotopes impairs sont décalés vers les isotopes pairs plus légers,  $Xe_{130}$  doit être proche de  $Xe_{131}$  et  $Xe_{128}$  doit probablement être confondu avec  $Xe_{129}$ .

Déplacements isotopiques observés (volume + masse spécifique )  
pour les transitions 6s - 6p' et 6s - 7p. (moyenne sur douze transitions).



Valeurs du déplacement isotopique de volume déduites de la corrélation avec les énergies de liaison par nucléon.



BIBLIOGRAPHIE

---

- 1 - D.A. JACKSON et DUONG HONG TUAN -  
Proc. Roy. Soc. A, 274, 145 (1963)  
Proc. Roy. Soc. A, 291, 9, ( 1966 )
- 2 - R.J. CHAMPEAU - Thèse - Orsay 1969
- 3 - J.M. HELBERT - Thèse - Orsay 1969
- 4 - E.W. OTTEN et S. ULLRICH - Colloques de Spectroscopie Atomique  
Caen - 1968
- 5 - H. HUHNERMANN et H. WAGNER - Physics Letters 21, 303, ( 1966 )  
Z. Physik: 199, 239 ( 1967 )
- 6 - R. MARRUS, E.C. WANG et J. YELLIN à paraître Physical Review
- 7 - A.R. STRIGANOV, V.A. KATULIN et V.V. ELESEEV. - Optics and  
Spectroscopy, 12, n° 2 ( 1962 ) p. 91
- 8 - R. VETTER - Comptes Rendus, 265, Série B (1967) p.1415  
Comptes Rendus, 267, Série B (1968) p.1007
- 9 - J. KOCH et E. RASMUSSEN - Physical Review, 77, 5722 (1950)
- 10 - E.G. JONES - Proc. Roy. Soc. 144, 587, (1934 )  
Proc. Roy. Soc. 46, 634 ( 1934 )
- 11 - H. KOPFERMANN et E. RINDAL - Z. Physik, 87, 460 ( 1934 )
- 12 - A. BOHR, J. KOCH et E. RASMUSSEN, - Arkiv für Fys, B 4, 29 ( 1952 )
- 13 - W.L. FAUST et M.N. Mc DERMOTT, Phys. Rev. 123, 1 , ( 1961 )
- 14 - S. LIBERMAN - Journal de Physique, 30, 53, ( 1969 )
- 15 - D.S. HUGUES et C. ECKART - Phys. Rev., 36 , 694 , ( 1930 )
- 16 - J.P. VINTI - Phys. Rev. , 56, 1120 ( 1939 )  
Phys. Rev., 58, 879 ( 1940 )

- 17 - J.P. NICKLAS et C.E. TREANOR , Phys. rev. , 110, 370 ( 1958 )
- 18 - J. BAUCHE, Comptes Rendus, 263, 685 ( 1966 )
- 19 - M. ELBEL et H. HUHNERMANN, Colloque de Spectroscopie atomique  
Caen 1968
- 20 - W.H. KING, J. Opti. Soc. Amer., 53, 638 ( 1963 )
- 21 - E.K. BRÖCH , Arch. Math. Naturvidenskab 48, 25 ( 1945 )
- 22 - A.R. BODMER, Proc. Phys. Soc., 66 , 1041 ( 1953 )  
Proc. Phys. Soc., 67 , 622 ( 1954 )
- 23 - E.E. FRADKIN, Soviet Physics J.E.T.P., 15, 550 ( 1962 )
- 24 - J. BLAISE et A. STEUDEL, Z. f. Physik, 209, 311, ( 1968 )
- 25 - P. BRIX et H. KOPFERMANN, Zeitschrift Akad. Wiss.  
Göttingen 17 ( 1951 )
- 26 - S. GERSTENKORN, Comptes Rendus, 25, Série B, 1636 ( 1969 ).

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Messieurs les Professeurs P. JACQUINOT et R. CHABBAL qui m'ont accueilli au Laboratoire Aimé Cotton et m'ont apporté leur soutien en toutes circonstances.

Ces recherches ont été dirigées par Monsieur le Professeur D.A. JACKSON, je lui exprime toute ma reconnaissance pour l'aide et les conseils qu'il m'a constamment accordés.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Docteur S. GERSTENKORN qui m'a guidé dans l'interprétation des résultats.

Je remercie vivement le Centre de Spectrométrie de Masse du C.N.R.S. à Orsay qui nous a gracieusement fourni les isotopes enrichis du Xénon.

Je remercie également l'ensemble du personnel du Laboratoire Aimé Cotton pour sa coopération amicale.

T A B L E des M A T I E R E S.

	Pages
<u>INTRODUCTION.</u>	1
<u>CHAPITRE I. - ETUDE EXPERIMENTALE.</u>	3
I. - Etude préalable du spectre du Xénon I	4
II. - Réalisation de l'expérience	5
- Gaz utilisés	5
- Techniques expérimentales	6
- Matériel optique utilisé	7
- Le Fabry-Perot	8
- Technique de mesure	9
- Calcul des petites différences de nombre d'onde par la mesure des diamètres des anneaux de Fabry-Perot	9
- Incertitudes sur les mesures	11
- Cas des isotopes impairs	12
<u>CHAPITRE II. - BREF RAPPEL DE LA THEORIE DU DEPLACEMENT ISOTOPIQUE</u>	15
I. - Effets de masse	16
II. - Effet de volume	19
- Déplacement isotopique d'un niveau	22
- Déplacement isotopique relatif	22
- Corrélation entre le déplacement isotopique de volume et l'énergie de liaison par nucléon	24

	Pages
<u>CHAPITRE III. - RESULTATS ET INTERPRETATION</u>	26
I. - Résultats	27
II. - Interprétation	27
- Légitimation de l'attribution du même effet de masse spécifique aux douze transitions	29
- Comparaison avec le Baryum	30
- Tentative pour utiliser la corrélation avec des isotopes de parité différente	31
- Application au Xénon	33
 <u>CONCLUSION</u>	 35
 <u>BIBLIOGRAPHIE</u>	 38
 <u>TABLE DES MATIERES</u>	 41

