



## La résonance quadripolaire nucléaire

H. Kopfermann

### ► To cite this version:

H. Kopfermann. La résonance quadripolaire nucléaire. Journal de Physique et le Radium, 1956, 17 (4), pp.366-371. <10.1051/jphysrad:01956001704036600>. <jpa-00235382>

**HAL Id: jpa-00235382**

**<https://hal.science/jpa-00235382v1>**

Submitted on 4 Feb 2008

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

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



HAL Authorization

## EXPOSÉ ET MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE

LA RÉSONANCE QUADRIPOLAIRE NUCLÉAIRE <sup>(1)</sup>

Par le Professeur H. KOPFERMANN,

Université de Heidelberg.

**Sommaire.** — Après avoir rappelé les méthodes qui donnent des informations sur le moment électrique quadripolaire des noyaux atomiques (structure hyperfine des spectres optiques, structure des raies hertziennes du domaine centimétrique, structure des raies de résonances paramagnétiques électroniques et nucléaires) l'auteur expose la méthode de la résonance nucléaire quadripolaire pure découverte en 1949 par Dehmelt et Kruger à Göttingen. L'exposé du principe de la méthode et des techniques expérimentales est suivi d'une revue des résultats obtenus depuis l'application de cette nouvelle méthode.

Il existe, pour déterminer les moments quadripolaires des noyaux atomiques, une série de méthodes qui reposent toutes sur ce fait qu'on mesure l'interaction du moment quadripolaire nucléaire électrique  $eQ$  avec le champ électrique non uniforme qui est produit à l'endroit du noyau par les charges environnantes. Si l'on désigne le potentiel de ce champ par  $\varphi(0)$  et sa deuxième dérivée par rapport à  $z$  par  $\varphi_{zz}(0)$ , on détermine avec ces méthodes ce qu'on appelle la constante de couplage quadripolaire  $eQ\varphi_{zz}(0)$ , en supposant que le champ électrique présente une symétrie de rotation autour de l'axe des  $z$ .

Comme dans le cas des atomes libres l'interaction quadripolaire ne produit qu'un écart généralement faible des termes de la structure hyperfine par rapport à la règle des intervalles, l'effet est souvent si faible qu'il ne peut être déterminé qu'avec des méthodes précises (jets atomiques). Ceci s'applique surtout aux noyaux légers. Dans le cas des noyaux lourds, l'étude interférométrique des lignes du spectre situées dans la région visible et dans l'ultra-violet suffit pour faire des mesures de  $Q$ .

Une autre méthode pour obtenir des renseignements sur les valeurs  $Q$  consiste dans l'étude de la structure hyperfine des lignes de rotation des molécules libres dans le domaine des micro-ondes. Là, la décomposition suffit pour obtenir la constante de couplage quadripolaire par la faible séparation des termes de rotation qui provient de l'interaction quadripolaire. Mais il s'agit ici également d'évaluer un effet du deuxième ordre qui se superpose à un effet du premier ordre.

Quand on utilise ce qu'on appelle la méthode de résonance quadripolaire, on mesure directement la constante de couplage quadripolaire. On a besoin pour cela d'un échantillon cristallin qui est constitué de molécules diamagnétiques, dont les noyaux présentent un moment quadripolaire et dans le voisinage desquelles il y a un gradient de champ électrique  $\varphi_{zz}(0) \neq 0$ . En l'absence d'un champ magnétique quelconque extérieur ou intérieur, le couplage d'énergie provient seulement de l'interaction du moment quadripolaire du noyau  $Q$  avec le champ électrique non

uniforme à l'endroit du noyau, qui est produit par les charges du voisinage. Si l'on prend pour axe des  $z$  d'un système de coordonnées cartésiennes l'axe de symétrie du champ électrique, le noyau qui présente un moment quadripolaire électrique prend, pour parler d'une manière classique, un mouvement de précession autour de l'axe des  $z$ . Si l'angle entre l'axe des  $z$  et l'axe de rotation du noyau quadripolaire est désigné par  $\delta$ , l'énergie du quadripôle dans le champ électrique non uniforme est, d'après les lois de l'électrodynamique classique :

$$E = \frac{eQ\varphi_{zz}(0)}{4} \left( \frac{3}{2} \cos^2 \delta - \frac{1}{2} \right). \quad (1)$$

Du point de vue de la mécanique quantique, il faut remplacer (1) par :

$$E = \frac{eQ\varphi_{zz}(0)}{4} \times \frac{3m_I^2 - I(I+1)}{I(2I-1)} \quad (1a)$$

où  $m_I$  est la composante du spin  $I$  du noyau dans la direction de l'axe de symétrie du champ électrique. Les états d'énergie (1a) concernant  $\pm m_I$  sont dégénérés. Il n'y a que deux états pour  $I = 3/2$ , un avec  $m_I = \pm 3/2$ , un avec  $m_I = \pm 1/2$ ; il y a 3 états pour  $I = 5/2$  avec  $m_I = \pm 5/2, \pm 3/2$ , et  $\pm 1/2$ , etc. (voir fig. 1).

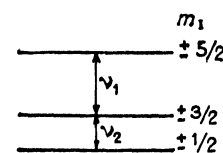


Fig. 1. — Schéma des termes de la résonance quadripolaire et des transitions de la résonance quadripolaire  $\Delta m_I$  pour  $I = 5/2$ .

On calcule facilement par (1a) que, lorsque  $I$  est demi-entier, les différences d'énergie des états sont entre elles comme 1 : 2 : 3 .... Ceci ne s'applique d'ailleurs que pour une symétrie de rotation rigoureuse du champ électrique.

Les transitions  $\Delta m_I = 1$  entre ces états, qui ont le caractère d'un rayonnement dipolaire magnétique,

<sup>(1)</sup> Conférence faite à la Société Française de Physique, le 8 juin 1955.

indiquent un spectre très simple, à savoir une fréquence unique pour  $I = 3/2$ , deux fréquences pour  $I = 5/2$ , etc. Si l'on fait l'hypothèse justifiée que  $\varphi_{zz}(0)$  dans les cristaux des molécules est à peu près le même que dans les molécules libres et si l'on admet des valeurs de  $Q$  de l'ordre de grandeur de  $10^{-25}$  cm<sup>2</sup> on prévoit des fréquences quadripolaires de l'ordre de grandeur de :

$$10^8 \text{ à } 10^9 \text{ Hz.}$$

Les transitions spontanées peuvent être négligées à cause de la petitesse des moments des noyaux et des fréquences de transition. Mais on peut induire des transitions par un champ magnétique de haute fréquence qui agit sur l'échantillon, si sa fréquence vient en résonance avec la fréquence de transition.

La probabilité de transition induite est presque la même que dans le cas d'une résonance nucléaire magnétique. Mais, tandis que, dans une expérience de Bloch-Purcell seule la composante circulaire du champ magnétique polarisé linéaire qui tourne dans le même sens que la fréquence de Larmor induit des passages, les deux composantes circulaires agissent sur le noyau dans l'expérience de la résonance quadripolaire.

On se rend compte de ceci d'une manière simple d'après l'image classique suivante : Dans un champ électrique non uniforme un moment  $D$  qu'on peut calculer par l'énergie (1) agit sur le gyroscope nucléaire. On a :

$$D = \frac{dE}{d\delta} = \frac{3}{4} eQ \varphi_{zz}(0) \cos \delta \sin \delta = \frac{dP}{dt}, \quad (2)$$

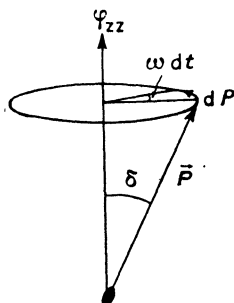


FIG. 2. — Schéma servant au calcul de la fréquence de précession d'un gyroscope nucléaire avec le moment cinétique  $P$  et le moment quadripolaire  $eQ$  dans le champ électrique non uniforme de gradient  $\varphi_{zz}(0)$ .

si  $P$  est le moment cinétique du gyroscope nucléaire. On lit sur la figure 2 :

$$dP = \omega dt P \sin \delta. \quad (3)$$

$\omega dt$  représente l'angle de rotation que  $P$  parcourt pendant le temps  $dt$ . On tire de (2) et (3) la valeur de la fréquence angulaire de la précession :

$$\omega = \frac{\frac{3}{4} eQ \varphi_{zz}(0)}{P} \cos \delta. \quad (4)$$

La fréquence de précession du noyau dans le champ électrique non uniforme dépend donc de l'angle  $\delta$  contrairement à la précession de Larmor du noyau dans le champ magnétique homogène ce qui a pour conséquence que la moitié des noyaux dans l'état  $\pm m_I$

exécutent leur mouvement de précession dans le sens des aiguilles d'une montre et l'autre moitié en sens inverse des aiguilles d'une montre. Dans le cas de la résonance les deux composantes circulaires du champ de haute fréquence polarisé linéairement peuvent donc agir sur les noyaux.

Quand le champ magnétique de haute fréquence oscille perpendiculairement à l'axe des  $z$ , ses deux composantes produisent dans le cas de la résonance des moments magnétiques tournant en sens inverse et avec des phases telles qu'il en résulte comme superposition une aimantation polarisée linéairement de tout l'échantillon. Cette aimantation macroscopique produit une tension mesurable dans une bobine d'induction, tout à fait comme dans une expérience d'induction avec noyau magnétique.

Au point de vue du diagramme de l'énergie, des transitions  $\Delta m_I = \pm 1$  entre les états particuliers du spectre des termes quadripolaires sont induites et, comme la distribution des termes comporte une répartition de Boltzmann avant le rayonnement, il y a plus de transitions de bas en haut que de haut en bas. Par suite, la population de chaque terme inférieur est diminuée et celle de chaque terme supérieur est augmentée. L'excédent d'énergie qui est ainsi produit dans le système de spins est compensé par un flux d'énergie du système de spins au réseau cristallin et c'est cette perte d'énergie qu'on peut facilement déceler dans le circuit à haute fréquence.

Prenons maintenant comme exemple un cristal constitué par des molécules  $\text{Cl}_2$ . Dans cette molécule on a une liaison  $p$  covalente pure. A chacun des deux atomes  $\text{Cl}$  il manque dans l'enveloppe extérieure un électron à l'état  $p$  (trou  $p$ ) et ceci avec le nombre quantique magnétique  $m = 0$ . Les spins des deux électrons liés sont antiparallèles l'un à l'autre. Il n'y a donc pas de champ magnétique à l'endroit du noyau et par conséquent, il n'y a pas non plus de structure magnétique hyperfine. Mais il y a, à l'endroit du noyau, un champ électrique non uniforme à symétrie de révolution, produit pratiquement seulement par la distribution des charges du trou  $p$  dans chaque atome, ce qui détermine le couplage quadripolaire.

Le spin du noyau des deux isotopes du chlore est  $I = \frac{3}{2}$ . Comme ils ont des moments quadripolaires différents, on prévoit deux fréquences, une pour chaque isotope. On a observé les fréquences de 54, 248 Mhz pour  $\text{Cl}^{35}$  et de 42, 751 Mhz pour  $\text{Cl}^{37}$ . D'après (1, a) on obtient pour  $I = \frac{3}{2}$  la fréquence de transition :

$$\nu = \frac{eQ \varphi_{zz}(0)}{2h}. \quad (5)$$

Comme il s'agit, dans le cas de la molécule  $\text{Cl}_2$ , d'une liaison purement covalente, on peut calculer  $\varphi_{zz}(0)$  avec une bonne approximation, en sorte qu'on peut obtenir à l'aide des fréquences quadripolaires mesurées (5), pour  $\text{Cl}^{35}$  ou  $\text{Cl}^{37}$  une valeur de  $Q$  qui concorde parfaitement avec les mesures de la structure hyperfine sur les atomes de chlore libre. Il est d'ailleurs nécessaire d'étudier l'échantillon à des températures très basses. Pour une température plus élevée les fréquences sont déplacées vers des valeurs plus petites, parce que les oscillations des molécules dans le réseau diminuent le gradient du champ électrique.

Si au contraire, on utilise des corps composés comme  $\text{Cl CH}_3$ , le calcul de  $\varphi_{\text{ss}}(0)$  devient un peu problématique, parce que dans un cristal de ce genre on a un mélange de liaison covalente et ionique qu'on ne peut déterminer que d'une manière approximative. Dans la liaison ionique les atomes de la molécule ont la constitution des gaz rares ; la distribution des charges des électrons présente une symétrie sphérique ; les atomes ne contribuent donc en rien au gradient du champ dans cet état de liaison, si l'on fait abstraction de la polarisation.

Dans les limites de la précision des mesures le rapport des fréquences quadripolaires des deux isotopes du chlore dans les deux genres de molécules est le même, ce qui est compréhensible quand on tient compte de ce que les deux isotopes présentent très exactement la même répartition de charges électroniques dans la molécule et, par conséquent, aussi le même gradient de champ dans la même molécule. Ce rapport de fréquences est donc identique au rapport des valeurs  $Q$  des isotopes.

Pour mesurer les fréquences quadripolaires dans le cristal, on peut utiliser un pont de haute fréquence d'après Purcell. Dehmelt et Krüger [1], qui ont trouvé pour la première fois dans notre laboratoire les fréquences quadripolaires du noyau de chlore dans le dichloréthylène, ont utilisé comme appareil de démonstration un oscillateur à super-réaction. On peut décrire le fonctionnement de ce dispositif de la manière suivante : On fait osciller et on amortit périodiquement un circuit oscillant couplé réactivement, dont la fréquence est accordée sur une des fréquences de passage du spectre quadripolaire, par un changement du point de

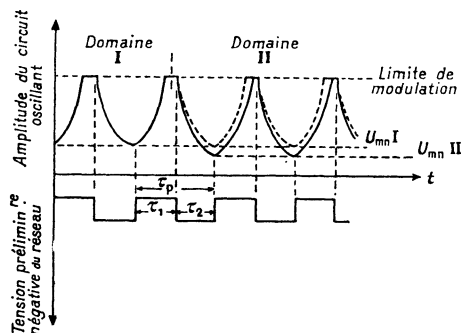


FIG. 3. — Processus des oscillations dans le procédé de la superréaction. Domaine I hors des limites de la résonance. Domaine II dans le cas de la résonance.

fonctionnement du tube. L'amplitude maximum des oscillations est limitée par le domaine de la modulation de la caractéristique du tube ; le maximum des oscillations est de cent à mille fois plus grand que la tension de bruit. On obtient un schéma des oscillations, représenté sur la figure 3. La ligne en trait plein est l'enveloppe des oscillations à haute fréquence. La fréquence auxiliaire utilisée en réalité n'a pas l'allure rectangulaire admise dans la figure 3 par raison de simplicité, mais elle est sinusoïdale, ce qui ne change pas essentiellement les conditions. Dans les intervalles de temps  $\tau_1$  les oscillations du circuit émetteur augmentent, dans les intervalles de temps  $\tau_2$  elles s'amortissent.

Le spectre des fréquences de Fourier de ce processus d'oscillations contient, outre la fréquence porteuse  $\omega_Q$ , une série de fréquences latérales sur une distance  $n \omega_P$  de  $\omega_Q$  (voir fig. 4). Pour irradier avec succès l'échantillon qui se trouve généralement sous forme de matière polycristalline dans la bobine du circuit

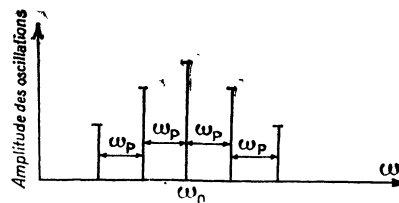


FIG. 4. — Le spectre des fréquences du processus des oscillations de la figure 3.

$\omega_Q$  = fréquence porteuse.

$\omega_P$  = fréquence auxiliaire.

oscillant, il faut choisir la fréquence auxiliaire  $\omega_P$  de manière qu'elle soit plus grande que la largeur de raie du signal du noyau. Quand une des fréquences de Fourier tombe sur la fréquence de résonance du noyau, elle produit l'aimantation décrite du système, ce qui donne lieu à une tension d'induction supplémentaire dans la bobine. Par suite, de celle-ci, l'amplitude du circuit est diminuée. Dans l'ensemble, dans le cas du rayonnement de résonance, le schéma des oscillations varie de la manière qui est représentée dans le domaine II de la figure 3. La tension moyenne redressée du circuit est donc plus petite dans le cas de la résonance qu'en dehors de la résonance. On peut rendre ce phénomène visible sur l'écran d'un oscillographe cathodique à la manière ordinaire sous forme de signal nucléaire, si l'on module la fréquence du circuit oscillant avec 50 hertz environ.

Pour déterminer si on irradie avec  $\omega_Q$  ou avec une fréquence latérale, il faut un peu modifier la fréquence auxiliaire. Par suite, on obtient un déplacement de toutes les fréquences en s'éloignant de  $\omega_Q$ .

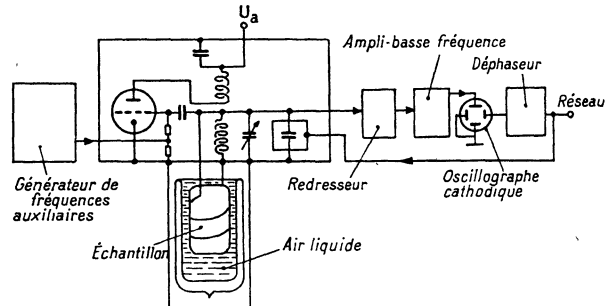


FIG. 5. — Diagramme d'ensemble du spectrographe de résonance quadripolaire.

On peut facilement répondre à la question de savoir si un signal est un signal nucléaire ou un signal parasite par l'application d'un champ magnétique statique faible à l'échantillon. Un signal nucléaire sera élargi par un champ magnétique extérieur comme cela est décrit ci-dessous.

On a reproduit sur la figure 5 le diagramme d'ensemble du spectrographe à résonance quadripolaire.

On peut obtenir une amélioration considérable du

signal en utilisant un « lock-in-detector » qui enregistre non pas le signal lui-même, mais sa dérivée.

Nous allons étudier avec un peu plus de détails les résultats de cette méthode.

Le tableau I indique quelques mesures faites sur des noyaux avec  $I = 3/2$ . Des échantillons avec les deux molécules dont les atomes de chlore font partie donnent des résultats conformes à ce qui a été dit plus haut : Les

TABLEAU I

RÉSULTATS DES MESURES SUR DES NOYAUX AVEC  $I = 3/2$ .

ÉCHAN- TILLON	ISO- TOPE	$I$	TEMP. DES ÉCHANT. EN DEGRÉS	FRÉQUENCE DE TRANSITION $\nu$ EN MÉGAHERTZ	$\nu_1/\nu_2$	$e Q \varphi_{zz}(0)/h$ EN MÉGAHERTZ	
						CRISTAL	ATOME OU MOLECULE LIBRE
Cl <sub>2</sub> .	35	3/2	77	54,248	1,2688	109,0	109,746
	37	3/2		42,751			
ClCH <sub>3</sub> .	35	3/2	77	34,029	1,2688	68,1	75,13
	37	3/2		26,820			
Br <sub>2</sub> .	79	3/2	83	382,43	1,1970	765	
	81	3/2		319,46			
BrCH <sub>3</sub> .	79	3/2	83	264,45	1,1970	529	577,0
	81	3/2		220,91			

fréquences quadripolaires des molécules Cl<sub>2</sub> ont des valeurs plus grandes que celles de Cl CH<sub>3</sub>, ce qui, comme cela a déjà été dit, est déterminé par le type de liaison chimique. Le rapport des fréquences quadripolaires pour les deux isotopes du chlore est cependant le même dans les deux genres de molécules. Les molécules de brome se comportent de la même manière.

Le rapport des fréquences quadripolaires pour de isotopes de même spin  $I$ , c'est-à-dire, aussi le rapport de leurs valeurs  $Q$ , est comparé dans le tableau II avec les résultats d'autres méthodes. Sans aucun doute les résultats de la méthode de résonance quadripolaire relativement au rapport des fréquences quadripolaires sont les plus sûres.

TABLEAU II

COMPARAISON DU RAPPORT DES FRÉQUENCES QUADRIPOLAIRES DANS LE CAS D'ISOTOPES AVEC MÊME VALEUR  $I$ 

RAPPORT	JET ATOMIQUE	RAIES DE ROTA- TION DES MOLÉ- CULES	SPECTRE QUADRIPOLAIRE DES CRISTAUX
$Q_{35\text{Cl}}/Q_{37\text{Cl}}$	1,2686 $\pm$ 0,0004	1,2961 $\pm$ 0,0003	1,2688 $\pm$ 0,0002
$Q_{79\text{Br}}/Q_{81\text{Br}}$	—	1,197 $\pm$ 0,001	1,1970 $\pm$ 0,0002
$Q_{123\text{Sb}}/Q_{121\text{Sb}}$	—	1,263 $\pm$ 0,01	1,2751 $\pm$ 0,0002

Quand le spin  $I$  est supérieur à 3/2, on obtient plusieurs fréquences pour un noyau donné. Dans le tableau III, les mesures relatives aux noyaux d'iode et d'antimoine sont indiquées. Le noyau stable de <sup>127</sup>I a un spin  $I = 5/2$ . Par conséquent, on observe dans un cristal de Sn I<sub>4</sub> deux fréquences quadripolaires de l'iode avec un rapport de fréquences 2 : 1,

résultat qui démontre la symétrie de rotation du champ électrique à l'emplacement des noyaux d'iode. Au contraire, on constate dans le cristal de Sb Cl<sub>3</sub>, pour les deux isotopes de Sb, des écarts à la symétrie de révolution du champ électrique. En effet on trouve les écarts des rapports des fréquences quadripolaires du rapport 2 : 1 ou 3 : 2 : 1. On peut exprimer ces écarts

TABLEAU III

RÉSULTATS DES MESURES SUR DES NOYAUX AVEC  $I > 3/2$ 

NOYAU	$I$	CRISTAL	$\nu$ 1/2-3/2	$\nu$ 3/2-5/2	$\nu$ 5/2-7/2	$\varphi_{xx} - \varphi_{yy}$
			EN MÉGAHERTZ	EN MÉGAHERTZ	EN MÉGAHERTZ	$\varphi_{zz}$
<sup>127</sup> I	5/2	SnI <sub>4</sub>	204,50	409,00	—	0
<sup>121</sup> Sb	5/2	SbCl <sub>3</sub>	59,709	114,20	—	0,188
<sup>123</sup> Sb	7/2	SbCl <sub>3</sub>	39,094	68,648	104,46	0,188

du gradient de champ à la symétrie de révolution à l'aide du rapport

$$\left| \frac{\varphi_{xx}(0) - \varphi_{yy}(0)}{\varphi_{zz}(0)} \right|,$$

qu'on a trouvé être égal à 0,188 pour les deux isotopes dans  $\text{SbCl}_3$  [2]. Ces résultats concordent avec les analyses de la structure radiographique des cristaux correspondants.

Pour terminer, nous traiterons brièvement l'effet Zeeman des lignes de résonance quadripolaire qui fournit la possibilité de déterminer les moments dipolaires magnétiques des noyaux en question  $\mu_I$  à l'aide de ces spectres. La grandeur des séparations Zeeman des fréquences de résonance quadripolaires dépend, en plus du champ magnétique, de l'angle  $\Theta$  entre l'axe de symétrie du champ électrique et le champ magnétique statique extérieur  $H_0$ . Si  $\Theta = 0$ , la dégénérescence  $\pm$  est supprimée par  $H_0$ , en sorte que chaque terme  $\pm m_I$  est distinct de  $E_0$ . L'énergie  $E_H$  dans le champ magnétique devient :

$$E_H = E_0 \mp \frac{\mu_I}{I} H_0 |m_I|. \quad (6)$$

Chaque fréquence quadripolaire se sépare donc en un doublet Zeeman d'intervalle :

$$\Delta E \nu = 2 \frac{\mu_I}{hI} H_0. \quad (7)$$

Si au contraire  $\Theta \neq 0$ , la situation est un peu plus compliquée. En admettant que la séparation Zeeman soit petite par rapport à la fréquence quadripolaire, tous les termes avec  $|m_I| > 1/2$  se comportent d'une manière analogue au cas  $\Theta = 0$ , c'est-à-dire, qu'on obtient des doublets Zeeman avec la séparation :

$$\Delta \nu = 2 \frac{\mu_I}{hI} H_0 \cos \Theta. \quad (7a)$$

C'est seulement pour le niveau  $m_I = \pm 1/2$  que la dégénérescence  $\pm$  n'est pas supprimée. Au contraire, les fonctions propres des deux niveaux de Zeeman sont des combinaisons linéaires des fonctions des spins correspondant à  $+1/2$  et  $-1/2$  et leur coefficients dépendent de  $\Theta$  [3].

L'énergie de ces termes Zeeman est de la forme :

$$E_H = E_0 \mp 1/2 \frac{\mu_I}{I} H_0 \sqrt{(I + 1/2)^2 \sin^2 \Theta + \cos^2 \Theta}. \quad (8)$$

On obtient donc le schéma des termes Zeeman, comme il est représenté dans la figure 6. La transition  $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 1/2$  a 4 composantes Zeeman, dont l'intensité et les positions dépendent de  $\Theta$ . En particulier pour  $I = 3/2$  et  $\Theta = 55^\circ$ , les composantes moyennes Zeeman  $b$  et  $c$  coïncident ; leur intensité est est alors quatre fois plus grande que celle de  $a$  ou  $d$ .

En se servant d'un monocristal de  $\text{As}_2\text{O}_3$  on peut mesurer le moment magnétique dipolaire  $\mu_I$  du noyau  $^{75}\text{As}$  [4]. Chaque molécule est orientée ici dans le réseau de telle manière que l'axe de symétrie ternaire de chaque molécule ait la direction d'une des quatre diagonales de l'espace de la cellule élémentaire cubique du cristal. Quand on dispose donc le champ magnétique extérieur

$H_0$  parallèlement à l'une des arêtes du cube élémentaire, chacun des quatre gradients du champ fait le même angle de  $\Theta = 55^\circ$  avec  $H_0$ . On obtient alors le

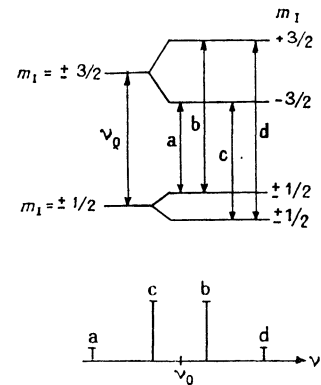


FIG. 6. — Schéma des termes Zeeman et composantes Zeeman de la transition de résonance quadripolaire  $m_I = \pm 3/2$  à  $m_I = \pm 1/2$ .

schéma de séparation qui est reproduit dans la figure 7 et qui concorde avec les considérations ci-dessus. La distance  $\Delta \nu$  entre les composantes  $b + c$  qui coïncident et  $a$  ou  $d$  a pour valeur :

$$\Delta \nu = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\mu_I}{h} H_0. \quad (9)$$

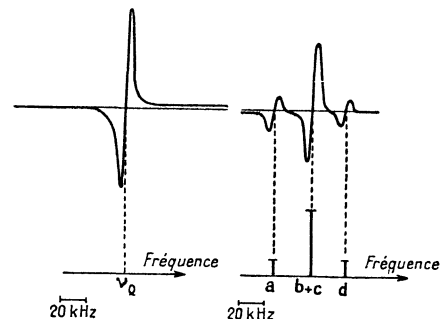


FIG. 7. — Spectre de résonance quadripolaire du noyau  $^{75}\text{As}$  dans un monocristal de  $\text{As}_2\text{O}_3$  sans et avec un faible champ magnétique extérieur.

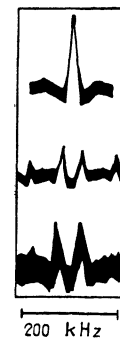


FIG. 8. — Effet Zeeman des transitions de résonance quadripolaires du noyau  $^{127}\text{I}$  pour 50 gauss : ( $I = 5/2$ ). Au-dessus : la transition  $m_I = \pm 3/2 \leftrightarrow \pm 1/2$  sans champ. Au milieu : La même pour 50 gauss. En bas : La transition  $m_I = \pm 5/2 \leftrightarrow \pm 3/2$  pour le même champ magnétique.

On trouve à l'aide de la valeur mesurée  $\Delta\nu$  pour  $H_0 = 50$  gauss une valeur  $\mu_I$  qui concorde parfaitement avec la valeur trouvée d'après les autres méthodes.

La figure 8 montre encore l'effet Zeeman du spectre de résonance quadripolaire de  $^{127}\text{I}$  [5], qui a été observé sur un monocristal de  $\text{Sn I}_4$ . Comme dans le cas de  $\text{As}_2\text{O}_6$  le champ magnétique  $H_0$  fait un angle  $\Theta = 55^\circ$  avec une arête du cube de la cellule élémentaire. Comme  $I = 5/2$  il y a ici 2 fréquences quadripolaires : celle avec  $m_I \leftrightarrow \pm 5/2 \leftrightarrow \pm 3/2$  se divise en un doublet Zeeman et celle avec  $m_I = \pm 3/2 \leftrightarrow \pm 1/2$  se divise en un quartet Zeeman. La demi-largeur de chaque composante est d'environ 10 kilohertz.

Quand  $\mu_I/I$  est très petit et que le moment quadripolaire du noyau est grand, la méthode décrite ici pour la détermination de  $\mu_I$  peut être avantageuse par rapport à la méthode de résonance magnétique du noyau. Dans ce cas le signal nucléaire dans une expérience de Bloch ou de Purcell est faible et il est si fortement élargi par le grand moment quadripolaire qu'il disparaît dans le bruit de fond. Dans un monocristal avec une valeur  $\varphi_{zz}$  (o) suffisamment grande, le signal quadripolaire est au contraire situé dans un domaine spectral qui est plus favorable pour le rapport signal bruit.

Le tableau IV donne un aperçu des résultats de la méthode tels qu'ils sont connus aujourd'hui.

TABLEAU IV

APERÇU DES RÉSULTATS DE LA MÉTHODE

NOYAU	I	MOLÉCULE	$e Q \varphi_{zz}(0) / h$ OBSERVÉ EN MÉGAHERTZ	Q CALCULÉ EN $10^{-24} \text{ CM}^2$	BIBLIO- GRAPHIE
$^{10}\text{B}$	3	$^{11}\text{B}(\text{CH}_3)_3$	10,35	0,11	[6]
$^{11}\text{B}$	3/2	$^{11}\text{B}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$	10,43	0,053	
$^{14}\text{N}$	1	I C N	3,40		[7]
		$\text{N}_4(\text{CH}_2)_6$	4,54		
$^{33}\text{S}$	3/2	$\text{S}_9$	45,8	0,053	[8]
$^{35}\text{Cl}$	3/2	$\text{Cl}_2$	109,0	0,076	[9]
$^{37}\text{Cl}$	3/2	$\text{CCl}_4$	81,9	0,060	
$^{63}\text{Cu}$	3/2	$\text{Cu}_2\text{O}$	53,4		[10]
$^{65}\text{Cu}$	3/2	$\text{K}[\text{Cu}(\text{C N})_2]$	65,3		
$^{75}\text{As}$	3/2	$\text{As}_4\text{O}_6$	232,5		[4]
$^{79}\text{Br}$	3/2	$\text{Br}_2$	765	0,31	[11]
$^{81}\text{Br}$	3/2	$\text{BrCH}_3$	529	0,26	
$^{121}\text{Sb}$	5/2	$\text{SbCl}_3$	489		[12]
$^{123}\text{Sb}$	7/2				
$^{127}\text{J}$	5/2	$\text{I}_2$	2 153	0,75	[5]
$^{129}\text{J}$	7/2	$\text{SnI}_4$	1 363	0,53	
$^{201}\text{Hg}$	3/2	$\text{HgCl}_2$	724	0,6	[13]
$^{209}\text{Bi}$	9/2	$\text{Bi}(\text{C}_6\text{H}_5)_3$	669		[14]

Manuscrit reçu le 19 octobre 1955.

## BIBLIOGRAPHIE

- |  |   |
|--|---|
| [1] DEHMELT (H.) et KRUGER (H.), <i>Naturwiss.</i> , 1950, <b>37</b> , III (Sc. Natur.). | [8] DEHMELT (H.), <i>Phys. Rev.</i> , 1953, <b>91</b> , 313.                                |
| [2] DEHMELT (H.) et KRUGER (H.), <i>Z. Physik</i> , 1951, <b>129</b> , 401.              | [9] LIVINGSTON (R.), <i>Phys. Rev.</i> , 1951, <b>82</b> , 289.                             |
| [3] KRUGER (H.), <i>Z. Physik</i> , 1951, <b>130</b> , 371.                              | [10] KRUGER (H.) et MEYER-BERKHOUT (U.), <i>Z. Physik</i> , 1952, <b>132</b> , 171.         |
| [4] KRUGER (H.) et MEYER-BERKHOUT (U.), <i>Z. Physik</i> , 1952, <b>132</b> , 221.       | [11] DEHMELT (H.), <i>Z. Physik</i> , 1951, <b>130</b> , 480.                               |
| [5] DEHMELT (H.), <i>Z. Physik</i> , 1951, <b>130</b> , 356.                             | [12] DEHMELT (H.) et KRUGER (H.), <i>Z. Physik</i> , 1951, <b>130</b> , 385.                |
| [6] DEHMELT (H.), <i>Z. Physik</i> , 1952, <b>133</b> , 528.                             | [13] DEHMET (H.), ROBINSON (H.) et GORDY (W.), <i>Phys. Rev.</i> , 1954, <b>93</b> , 480.   |
| [7] WATKINS (G.) et POUND (R.), <i>Phys. Rev.</i> , 1952, <b>85</b> , 1062.              | [14] ROBINSON (H.), DEHMELT (H.) et GORDY (W.), <i>Phys. Rev.</i> , 1953, <b>89</b> , 1305. |