DÉTECTION OPTIQUE DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE DU MERCURE 201

Par B. CAGNAC,

Laboratoire de Physique, E. N. S., Paris.

Résumé. — Les méthodes de pompage optique et de détection optique ont été employées précédemment pour orienter des atomes alcalins à l'état fondamental et pour étudier les résonances magnétiques entre sous-niveaux Zeeman et niveaux hyperfins de cet état.

Nous avons appliqué ces méthodes à l'orientation nucléaire de l'isotope 201 du mercure dont l'état fondamental présente une configuration électronique diamagnétique (état $1S_0$). Cependant le noyau de cet isotope, de spin $I = 3/2$, possède un moment magnétique dont l'orientation dans un champ extérieur présente quatre sous-niveaux Zeeman entre lesquels on peut induire des transitions de résonance magnétique nucléaire.

Nous obtenons l'alignement nucléaire dans la vapeur saturante pure (échantillon enrichi à 90 % ^{201}Hg) en irradiant la vapeur parallèlement au champ magnétique avec la lumière non polarisée d'une source lumineuse émettant la raie 2 537 Å et contenant soit de l'isotope 198 (qui excite la composante hyperfine 3/2 de ^{201}Hg) soit de l'isotope 204 (qui excite la composante hyperfine 5/2 de ^{201}Hg). Sur une fréquence de résonance de 10 kilocycles par seconde, la résonance, détectée par changement de l'état de polarisation de la lumière de résonance optique, se situe à $H_0 = 35,6$ gauss.

La mesure de la largeur des courbes de résonances (inférieure à 10 cycles par sec.) montre que les collisions entre les atomes de mercure et les parois de quartz de la cellule ne désorientent pas les noyaux alors que dans le cas des atomes alcalins, de configuration électronique paramagnétique (état $2S_{1/2}$) une telle désorientation a lieu.

Ceci constitue la première mesure directe du moment magnétique du noyau ^{201}Hg .

Abstract. — Optical pumping and optical detection have been used extensively in the study of magnetic resonance of alkali metals (low and high frequency resonances).

We have applied these methods to produce nuclear alignment of ^{201}Hg in the $6\ 1S_0$ ground state.)

We observed nuclear alignment in pure Hg vapour (enriched sample containing 90 % of ^{201}Hg) we illuminate it with unpolarised light coming in the direction of the static magnetic field. The light source was filled with ^{198}Hg (we excite then only the 3/2 component of ^{201}Hg) or with ^{204}Hg (exciting the 5/2 component only). At 10 Kc nuclear magnetic resonance is observed at about 35,6 gauss. The width of the observed lines (about 10 cycles) shows that collisions on the walls do not destroy orientation of mercury nuclei contrary to what is observed with alkali metals.

This is the first time nuclear magnetic resonance of ^{201}Hg has been observed.

La méthode de pompage optique [1] a été utilisée pour mettre en évidence la résonance magnétique dans l'état fondamental des atomes alcalins Na, K, Rb, Cs [2]. De nombreuses variantes du dispositif initial de pompage ont été proposées et mises en œuvre avec succès [3]. Rappelons que l'illumination d'une vapeur alcaline par sa raie de résonance *polarisée circulairement* provoque « l'orientation » de cette vapeur ; au contraire, l'illumination en *lumière naturelle*, dans la direction du champ magnétique, aboutit à un « alignement » partiel qui a pu être observé par Margerie [4].

Les atomes précédents sont paramagnétiques ; en opérant sur un atome diamagnétique possédant un spin nucléaire, on peut espérer obtenir une orientation (ou un alignement) *nucléaire* en utilisant le même procédé. L'expérience, tentée par Brossel et Bitter [5] sur ^{199}Hg , avait donné un résultat négatif. La raison de cet échec est sans doute le manque d'intensité de la lumière orientatrice : faible brillance de la source, manque d'ouverture des faisceaux utilisés, forte absorption du polariseur. Le but de la présente note est de

signaler que nous avons repris cette expérience sur ^{201}Hg de spin nucléaire $I = 3/2$ et que nous avons obtenu un résultat *positif*.

L'isotope utilisé, séparé au spectrographe de masse à double monochromateur du C. E. A., par M. Cassagnol, avait une concentration de 90 % ; il était contenu dans une cellule cubique en quartz fondu de 4 cm d'arête ; la température du réservoir de mercure était — 20 °C de manière à éviter les effets de la diffusion multiple.

L'excitation optique utilise la lumière naturelle, l'illumination se faisant dans la direction du champ magnétique (composantes σ^+ et σ^-) de manière à obtenir un *alignement partiel* du moment nucléaire. La source est une lampe sans électrodes de 20 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur ; elle a la forme d'un disque très plat et est observée perpendiculairement aux faces. Elle contient soit du mercure ^{198}Hg (à 98 %), soit du mercure ^{204}Hg (à 98 %) et est excitée à l'aide d'un magnétron fournissant 100 watts à 3 000 mc/s.

La structure de la raie 2 537 Å est telle que les composantes de ^{198}Hg et ^{204}Hg coïncident à peu

près avec les composantes hyperfines de ^{201}Hg conduisant respectivement aux états hyperfins $F=3/2$ et $F=5/2$ du niveau excité 6^3P_1 [6].

L'alignement de ^{201}Hg est donc produit par

FIG. 1.

absorption d'une seule composante $3/2$ ou $5/2$ et les valeurs des probabilités de transition optiques dans les deux cas sont telles que les niveaux $m_I = \pm 1/2$ de l'état fondamental se vident partiellement au profit des niveaux $m_I = \pm 3/2$. La détection de la résonance magnétique entre

niveaux m_I se fait par procédé optique : elle utilise le changement du degré de polarisation de la lumière de résonance optique réémise par la vapeur de ^{201}Hg (en l'absence de tout gaz étranger) sous l'influence d'un champ de radiofréquence H_1 , perpendiculaire au champ statique H_0 .

Deux photomultiplicateurs mesurent respectivement les intensités I_π et I_σ en polarisations π et σ de la lumière de résonance optique. Et leur montage en opposition dans un pont suivant le procédé classique [8] permet la mesure directe au galvanomètre d'un signal proportionnel à la différence des variations relatives de I_π et I_σ provoquée par le champ de radiofréquence : $\frac{\Delta I_\pi}{I_\pi} - \frac{\Delta I_\sigma}{I_\sigma}$. C'est

cette quantité qui est portée en ordonnée sur la figure 1 représentant les résonances observées avec la lampe de ^{198}Hg pour un champ oscillant H_1 de fréquence 10 KHz et de diverses amplitudes. Les courbes sont bien représentées par les formules de Majorana-Brossel [8] et présentent aux fortes valeurs de H_1 le renversement typique.

Nous avons utilisé les fréquences de 5, 10, 25 et 100 KHz. La résonance a été observée pour les valeurs respectives du champ statique H_0 de 17,8 ; 35,6 ; 89,0 ; et 356 gauss (connues à 0,5 % près) aux emplacements prévus.

Les variations ΔI_π et ΔI_σ à la résonance ont le signe prévu : ΔI_π est toujours positif ; tandis que ΔI_σ est positif ou négatif suivant que l'on utilise respectivement la lampe ^{198}Hg ou la lampe ^{204}Hg . Le signal différence $\frac{\Delta I_\pi}{I_\pi} - \frac{\Delta I_\sigma}{I_\sigma}$ est toujours positif.

La grandeur du signal à saturation, pour une grande amplitude de H_1 permet d'évaluer les changements de populations des sous-niveaux fondamentaux, obtenus par le pompage optique. L'utilisation des lampes ^{204}Hg et ^{198}Hg nous a conduit à des évaluations voisines et que nous confondons dans le tableau ci-dessous :

Sous-niveaux $m_I =$				
Populations normales				
Populations obtenues expérimentalement				
Limites théoriques (lampes ^{198}Hg)				
Limites théoriques (lampes ^{204}Hg)				

- 3/2	- 1/2	+ 1/2	+ 3/2
1	1	1	1
1,15	0,85	0,85	1,15
1,30	0,70	0,70	1,30
1,50	0,50	0,50	1,50

La largeur $\Delta\nu$ des raies observées est très faible. Elle dépend du niveau de radiofréquence H_1 , de la « durée de vie » T des niveaux m_I de l'état fondamental et des inhomogénéités ΔH_0 du champ H_0 sur le volume de la cellule.

La mesure de la largeur $\Delta\nu$ en fonction de H_1 permet d'extrapoler la largeur $\Delta\nu_0$ pour H_1 nul. $\Delta\nu_0$ est de 22 cycles par seconde pour les courbes de la figure 1. Cela correspond à une « durée de vie » $T = 1/\pi\Delta\nu_0$ qui est environ 100 fois plus longue que le temps de transit d'un atome d'une paroi à

l'autre : les collisions contre les parois sont donc sans influence sur le spin nucléaire. Elles ne sont pas une cause importante de désorientation contrairement à ce qui se produit pour les valeurs alcalines.

Aux diverses fréquences les largeurs extrapolées $\Delta\nu_0$ sont les mêmes dans les limites de précision auxquelles nous pouvons prétendre (environ 10 %). L'inhomogénéité ΔH_0 du champ directeur H_0 n'entre donc que pour une part négligeable dans les largeurs des résonances.

Le temps T est en grande partie déterminé par

l'intensité lumineuse I , comme le montre la figure 2. On voit que $1/T$ est une fonction linéaire de I comme on doit s'y attendre : T est en effet au plus

de 8 c/s ce qui correspond à une « durée de vie » $T = 0,04$ seconde. Nous n'avons pas encore identifié avec certitude l'origine de la relaxation.

FIG. 2. — En ordonnées, l'origine correspond à $\frac{1}{T} = 15 \text{ s}^{-1}$.

égal au temps moyen qui sépare l'absorption successive de 2 photons par le même atome. Aux intensités lumineuses très faibles, $\Delta\nu_0$ est de l'ordre

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KASTLER (A.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 255. ANDREW (E. R.), *Nuclear Magnetic Resonance*, Cambridge Un. Press, 1955, 63.
- [2] KASTLER (A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 460 et *Nuovo Cimento*, 1957, **6**, n° 3 del Supplemento, 1148. ARDITI (M.) et CARVER (T. R.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1012. SKALINSKI (T. S.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1908. DIAMAND (F.), LEGENDRE (J. M.) et SKALINSKI (T.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 90. HARTMANN (F.), RAMBOSSON (M.), BROSEL (J.) et KASTLER (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 1522.
- [3] BROSEL (J.), MARGERIE (J.) et KASTLER (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 865. DEHMELT (H. G.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1487. BELL (W. E.) et BLOOM (A. L.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1559 et 1958, **109**, 219. FRANZEN (W.) et EMSLIE (A. G.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1453.
- [4] MARGERIE (J.), BROSEL (J.) et KASTLER (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 474.
- [5] BITTER (F.) et BROSEL (J.), *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 1051. BITTER (F.), LACEY (R. F.) et RICHTER (B.), *Rev. Mod. Phys.*, 1953, **25**, 174.
- [6] SAGALYN (P. L.), MELISSINOS (A. G.) et BITTER (F.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 375.
- [7] PROCTOR (W. G.) et YU (F. C.), *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 20. BLAISE (J.) et CHANTREL (H.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 193.
- [8] BROSEL (J.) et BITTER (F.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 308. BROSEL (J.), *Ann. Physique*, 1952, **7**, 622.