

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Mise en évidence d'une orientation électronique dans les états excités de ^3He obtenue à partir d'une orientation nucléaire dans l'état fondamental.* Note (*) de Mme **FRANÇOISE GROSSETÈTE**, MM. **FRANCK LALOË**, **CLAUDE COHEN-TANNOUDJI** et **JEAN BROSSEL**, présentée par M. Alfred Kastler.

On décrit un nouveau procédé d'orientation des états excités d'atomes dont les noyaux ont été préalablement orientés dans l'état fondamental; la méthode est appliquée à ^3He .

La présente Note décrit un nouveau procédé d'orientation des états atomiques *excités* utilisant l'excitation, au sein d'une décharge, d'atomes dont les noyaux ont été préalablement orientés dans l'état fondamental. La méthode utilisée est, en quelque sorte, complémentaire de celle qui permet d'orienter par pompage optique les *noyaux* des atomes qui possèdent dans l'état fondamental un paramagnétisme purement nucléaire. Cette dernière a été décrite en détail par Lehmann ⁽¹⁾; nous rappelons les trois étapes qu'elle comporte :

— L'atome absorbe un photon polarisé circulairement et acquiert ainsi une orientation *électronique* dans l'état *excité* : $\langle \vec{J} \rangle \neq 0$. Si la largeur de la raie excitatrice Δ est grande devant la structure hyperfine ΔW de l'état excité, le processus d'absorption *dure un temps trop court pour que le spin nucléaire $\vec{I}$ soit affecté* : $\langle \vec{I} \rangle = 0$ (en supposant l'état fondamental initialement non orienté).

— Lors de l'évolution dans l'état excité, de durée de vie τ , $\vec{J}$ et $\vec{I}$ sont couplés par l'interaction hyperfine $a\vec{I} \cdot \vec{J}$; il y a transfert d'orientation de $\vec{J}$ à $\vec{I}$ si τ est suffisamment long ($\tau \gg 1/a$) : $\langle \vec{I} \rangle$ devient différent de 0.

— Par émission spontanée, l'atome retourne à l'état fondamental. Ce processus fait disparaître $\vec{J}$; il est trop bref pour que $\vec{I}$ soit affecté. (Notons qu'il en serait de même si le retour à l'état fondamental se faisait par l'intermédiaire d'un processus de très courte durée n'affectant pas directement $\vec{I}$, par exemple une collision de « quenching ».)

A la fin du cycle, on obtient ainsi une orientation nucléaire dans l'état fondamental.

Le procédé que nous allons décrire comporte aussi trois étapes qui se déroulent dans l'ordre inverse des précédentes.

1. On part d'un atome dont le noyau a déjà été orienté dans l'état fondamental par une méthode que nous ne précisons pas davantage pour le moment : $\langle \vec{I} \rangle \neq 0$. Cet atome est au sein d'une décharge. Sous l'effet de collisions électroniques (ou ioniques), il est porté dans un état excité. La durée τ_c de la collision étant très courte, $\vec{I}$ n'est pas affecté par elle. A la fin du processus d'excitation on a $\langle \vec{I} \rangle \neq 0$ dans l'état excité, mais $\langle \vec{J} \rangle$ est en général négligeable; ceci provient du fait que dans une décharge isotrope à des pressions de l'ordre de 1 torr, les collisions se font *dans toutes les directions*. (Rappelons que, par contre, l'excitation par un jet d'électrons *dirigé* dans l'espace produit un alignement électronique dans l'état excité.)

2. Pendant la durée de vie τ de l'état excité, l'orientation de $\vec{I}$ se transmet en partie à $\vec{J}$ par l'intermédiaire du couplage hyperfin $a \vec{I} \cdot \vec{J}$ pourvu toutefois que τ soit suffisamment long ($\tau \gg 1/a$).

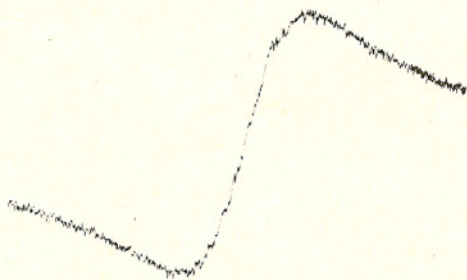
3. L'atome perd son excitation par émission spontanée. L'orientation acquise par $\vec{J}$ apparaît sous la forme d'une *polarisation* de la lumière de fluorescence *totale* émise. (Remarquons que si l'orientation de l'état *excité* était purement *nucléaire*, chacune des composantes hyperfines de la raie étudiée pourrait être polarisée mais les divers effets de la polarisation nucléaire s'annuleraient entre eux sur l'ensemble des composantes : la lumière de fluorescence globale ne serait pas polarisée.)

Tout le raisonnement précédent repose sur le fait qu'une orientation nucléaire n'est pas affectée lors d'une collision agissant essentiellement sur l'électron et durant un temps extrêmement court. Cette propriété importante a été effectivement vérifiée dans de nombreux autres cas : l'étude des collisions d'atomes ^{199}Hg excités dans l'état 6^3P_1 contre des atomes de gaz rares ⁽²⁾ ou contre des atomes de Hg dans l'état fondamental ⁽³⁾ montre que $\vec{I}$ n'est pas affecté lors du processus « instantané » de collision; de même, l'étude des collisions d'échange entre deux alcalins ⁽⁴⁾ montre que les deux spins électroniques s'échangent sans que les spins nucléaires soient affectés.

Le nouveau procédé d'obtention d'une orientation que nous venons de décrire a été mis en application sur ^3He .

Une décharge faible est entretenue dans ^3He à une pression de l'ordre du torr; on oriente l'état métastable 2^3S_1 par pompage optique par la raie 10 830 Å et l'orientation nucléaire de l'état 2^3S_1 se transmet à l'état fondamental 1^1S_0 lors des collisions d'« échange de métastabilité » ⁽⁵⁾. Les atomes ainsi orientés dans l'état 1^1S_0 sont portés par la décharge dans toute une série d'états excités. Le principe de l'expérience consiste à voir si la lumière de fluorescence globale émise à partir de ces niveaux est polarisée.

Nous avons mis en évidence l'orientation électronique obtenue dans le niveau 3^1D [durée de vie $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}$ s, structure hyperfine $\Delta W = 138$ MHz⁽⁵⁾], en observant une polarisation de la raie de fluorescence $3^1D - 2^1P$ à 6 678 Å. Il est nécessaire de montrer que cette orientation électronique provient de l'orientation nucléaire préalablement réalisée dans l'état fondamental et non pas du processus d'excitation électronique ou ionique lui-même. Certains auteurs [(⁶), (⁷)] viennent en effet de montrer récemment que l'excitation au sein d'une décharge pouvait créer, dans certaines conditions, un alignement et même parfois une orientation dans les états excités. Nous avons alors fait une résonance magnétique à la fréquence de résonance nucléaire N_0 de l'état fondamental (3,24 kHz/Gs) qui fait



précesser, dans l'état fondamental, le spin $\vec{I}$ autour du champ magnétique statique $\vec{H}_0$. Si le processus que nous avons analysé plus haut existe, le niveau 3^1D doit acquérir une orientation électronique transversale modulée à la même fréquence N_0 . On constate effectivement que la lumière de fluorescence émise à angle droit de $\vec{H}_0$ et reçue à travers un analyseur circulaire est modulée à la fréquence N_0 de l'état fondamental. La figure montre, en fonction de H_0 , le signal obtenu après détection synchrone pour un choix particulier de la phase de la détection. La résonance de l'état fondamental peut ainsi être détectée sur l'orientation électronique du niveau 3^1D . Nous avons vérifié que la modulation obtenue est bien une modulation de polarisation : elle disparaît lorsqu'on supprime l'analyseur. Elle n'existe également que lorsque l'état fondamental est orienté : elle disparaît en effet lorsqu'on arrête le pompage optique de l'état métastable 2^3S_1 . Nous essayons actuellement de mettre le phénomène en évidence sur d'autres raies de fluorescence.

L'existence de ces transferts d'orientation permet d'envisager de nombreuses études portant sur les niveaux excités de ^3He telles que des mesures de facteurs de Landé, structures hyperfines, sections efficaces de collision, etc. Ces expériences permettraient de compléter les résultats obtenus par Descoubes (³) dans un domaine de pressions différent. Rappelons que les pressions d'hélium qui permettent, par bombardement électronique,

d'obtenir un alignement dans l'état excité sont de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-4} torr, alors que nous opérons ici à une pression de l'ordre du torr.

(*) Séance du 13 novembre 1967.

(¹) J. C. LEHMANN, *Thèse*, Paris, 1966; *J. Phys.*, 25, 1964, p. 809.

(²) J. P. FAROUX et J. BROSSEL, *Comptes rendus*, 262, série B, 1966, p. 41.

(³) A. OMONT, *Thèse*, Paris, 1967; *J. Phys.*, 26, 1965, p. 26.

(⁴) F. GROSSETÈTE, *Thèse*, Paris, 1967; *J. Phys.*, 25, 1964, p. 383.

(⁵) J. P. DESCOUBES, *Thèse*, Paris, 1967.

(⁶) H. LOMBARDI, *Comptes rendus*, 265, série B, 1967, p. 191.

(⁷) J. C. PEBAY-PEYROULA, Communication privée.

(⁸) F. D. COLEGROVE, L. D. SCHEARER et G. K. WALTERS, *Phys. Rev.*, 132, 1963, p. 2561.

(Laboratoire de Spectroscopie hertzienne de l'E.N.S.,
associé au C.N.R.S., Faculté des Sciences,
24, rue Lhomond, Paris, 5^e.)