Étude sur le temps de relaxation nucléaire dans les gaz nobles

Autor(en): **Staub, H.-H.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **9 (1956)**

Heft 5: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **28.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-739036

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Etude sur le temps de relaxation nucléaire dans les gaz nobles

par H.-H. Staub,
Université de Zurich.

Dans un gaz monoatomique dont les molécules ne sont pas paramagnétiques la seule cause pour l'orientation des noyaux dans un champ magnétique est l'interaction des spins nucléaires, qui par le mouvement moléculaire fournissent un champ magnétique variable. Ce mécanisme donne des temps de relaxation ordinairement très longs [1]:

$$(1) \qquad \frac{1}{T_1} = \frac{2\,\gamma^4\,\hbar^2\,n}{R_0^4\,\overline{V^2}}$$

γ = proportion gyromagnétique
n = nombre des collisions d'une molécule par seconde.
R_0 = distance minimale de rapprochement.
$\overline{V}$ = vitesse moléculaire moyenne.

Pour le Xénon 131 d'une pression de 80 At. cette relation donne $T_1 \approx 10^7$ sec.

Pour le Xénon 131 d'une pression de 80 At. cette relation donne $T_1 \approx 10^7$ sec.

Bloch [2] a montré que T_1 peut être abaissé par les collisions des atomes avec une surface contenant des moments magnétiques. Par cette méthode Proctor et Yu [3] ont réussi à obtenir des temps de relaxation pour le Xe^{129} ($I = 1/2$, $\mu = -0.7725$) de l'ordre de 10^{-2} sec.

Nous avons observé que le temps de relaxation du Xénon 131 ($I = 3/2$, $\mu = +0.6868$) pur et sans addition de matériel paramagnétique est beaucoup plus court que la valeur (1). A 58 Atm., $T_1 = (2{,}4 \pm 0.4) \times 10^{-2}$ sec., à 76 Atm., $T_1 = 2{,}0 \pm 0.4) \times 10^{-2}$ sec. Nous croyons que cet effet est causé par des forces d'attraction intermoléculaire de van der Waals. Celui-ci peut être estimé approximativement de la manière suivante.

L'opérateur de l'énergie entre deux atomes à la distance R est donné par [4].

$$H_w = e^2/R^3\,(X_1 X_2 + Y_1 Y_2 - 2\,Z_1 Z_2)$$

X_1 = somme des coordonnées d'électrons de 1. Par un calcul de perturbation du second ordre on obtient la valeur de l'énergie W en représentant la fonction perturbée par

$$\psi = \sum_{nn'} \alpha_{nn^1} \psi_n^0(1) \psi_{n'}^0(2)$$

$$\alpha_{nn'} = \frac{(nn' \mid H_w \mid 00)}{2 E_0 - E_n - E_{n'}}$$

$$W = \sum_{nn'} \alpha_{nn'} (00 \mid H_w \mid nn^1) = \sum_{nn'} \mid \alpha_{nn'} \mid^2 (2 E_0 - E_n - E_{n'}) = - \frac{C_w}{R^6}$$

où zéro signifie l'état normal $(5S^2, 5p^6)$ $'S_0$ des deux atomes. L'énergie $W < 0$ est causée par la polarisation mutuelle des atomes, qui provoque l'excitation des états élevés. Considérons seulement le premier état excité en négligeant les effets de spin, c.à.d. l'état $(5S^2, 5p^5, 6S)$ $^1P_1$ avec couplage L — S. On somme alors seulement les contributions des états magnétiques $m = \pm 1,0$ dont seulement les combinations 1-1,00-1,1 sont différentes de zéro.

$$W = 2 (E_0 - E_1) (\alpha_{1-1} |^2 + | \alpha_{00} |^2 + | \alpha_{-11} |^2)$$

La déformation atomique donne un gradient φ_{zz} du champ électrique de symétrie axiale à l'emplacement du noyau. Si la ligne de collision des atomes fait un angle θ avec la direction Z_0 du champ magnétique orientant les noyaux de spin I et moment quadrupolaire Q, l'interaction est donnée par

$$H_Q = \frac{e Q \varphi_{zz}}{4 I (2 I - 1)} \left\{3 [I_{x_0}{}^2 \sin^2 \theta + I_{z_0}{}^2 \cos^2 \theta + (I_{x_0} I_{z_0} + I_{z_0} I_{x_0}) \sin \theta \cos \theta] - I^2\right\}$$

La valeur des φ_{zz} se calcule simplement connaissant les valeurs des α's et les formules de Casimir [5]

$$\varphi_{zz} = \int \rho (\vec{r}_{11} \vec{r}_{21}) \left[\frac{3 \cos^2 \Theta_{11} - 1}{r_{11}{}^3} + \frac{3 \cos^2 \Theta_{21} - 1}{r_{21}{}^3}\right] d \tau_1 d \tau_2$$

où ρ est la densité de charge dans les deux atomes et r_{11}, τ_{11}, r_{21}, τ_{21} les coordonnées des électrons relatives au noyau. Soit φ_{zz}^0 la valeur du gradient du champ électrique pour l'état atomique $m_J = J$. En négligeant la con-

tribution de l'atome 2 à φ_{zz} à l'emplacement du noyau de l'atome 1, on obtient pour la probabilité de transition $m\ m'$ du noyau:

$$W_{mm^1}(t) = \frac{(3\,\varphi_{zz}{}^0\,C_w\,e\,Q)^2}{[8\,\hbar\,(E_1 - E_0)\,I\,(2\,I - 1)]^2} \left| \int_{-\infty}^{t} \left[(m \mid I_{x_0}{}^2 \mid m^1) \frac{\sin^2\theta(t^1)}{R^6(t^1)} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + (m \mid I_{x_0} I_{z_0} + I_{z_0} I_{x_0} \mid m^1) \frac{\sin\theta(t^1)\cos\theta(t^1)}{R^6(t^1)} \cdot e^{i\omega_{mm^1}t^1}\, dt^1 \right|^2$$

Les impulsions de forces au noyau ne durent que pour un temps court

$$\frac{1}{\omega_{mm'}} \gg \tau \approx R_0/v$$

Soient n leur nombre par seconde, R_0 la distance minimale entre les deux atomes, $Cw/R_0{}^6 = 4\varepsilon$, N_0 le nombre des atomes par unité de volume, la vitesse moléculaire moyenne, on obtient, pour $I = 3/2$:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_2} = \frac{0{,}23\,N_0\,R_0{}^4\,\varepsilon^2\,(e\,Q\,\varphi_{zz}{}^0)^2}{\hbar^2\,(E_1 - E_0)^2\,\overline{V}}$$

Les valeurs de R_0, ε et N_0 sont données par Michels [6] et al. $\varepsilon = 2.397 \times \times 10^{-14}$ erg; $R_0 = 4.22 \times 10^{-8}$ cm, $Q = 0.15 \times 10^{-24}$ cm_0 [7]. E_1-E_0 et les valeurs nécessaires pour calculer $\varphi_{zz}{}^0$ se trouvent dans une publication de Meggers et al. [8].

$$\nu_1 - \tilde{\nu}_0 = \frac{E_1 - E_0}{hc} = 77186 \text{ cm.}^{-1}.\ \Delta\tilde{\nu} = 9129 \text{ cm.}^{-1}.$$

Si on suppose un couplage pur L — S on obtient

$$\frac{1}{e}\,\varphi_{zz}{}^0 = -\,1.96 \times 10^{26} \text{ cm.}^{-3};$$

cette valeur est à peu près un demi pour couplage j-j.
Avec

$$\tau = R_0 \left(\frac{1}{V}\right)$$

on obtient pour:

$p = 58$ Atm. $\quad T_1 = 7.7 \times 10^{-2}$ sec
$p = 76$ Atm. $\quad T_1 = 2.9 \times 10^{-2}$ sec

Bien que les valeurs calculées soient plus longues que celles de l'expérience, le résultat est néanmoins assez satisfaisant en considérant les approximations faites.

1. Bloembergen, N., E. M. Purcell et R. V. Pound, *Phys. Rev.*, *73*, 679, 1948.
2. Bloch, F., *Phys. Rev.*, *83*, 1062, 1951.
3. Proctor, W. G. et F. C. Yu, *Phys. Rev.*, *78*, 471, 1950.
4. Margenau, H., *Rev. Mod. Phys.*, *11*, 1, 1939.
5. Kopfermann, H., *Kernmomente*, Akademisches Verlagsges., Leipzig, 1940, S. 66.
6. Michels, H., T. Wassenaar et P. Louwerse, *Physica*, *20*, 99, 1954.
7. Koch, J. et E. Rasmussen, *Phys. Rev.*, *77*, 722, 1950.
8. Meggers, W. F., Th. de Bruin et C. J. Humphrey, *Bureau of Stand. Journ. of Res.*, *3*, 731, 1929.