

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Band: 5 (1952)
Heft: 2

Artikel: Moments magnétiques nucléaires
Autor: Extermann, C.-R. / Béné, G.-J. / Denis, P.-M.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739514>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.10.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

MOMENTS MAGNÉTIQUES NUCLÉAIRES

PAR

C.-R. EXTERMANN, G.-J. BÉNÉ, P.-M. DENIS

(Avec 9 fig.)

Dans l'électrodynamique classique, un moment magnétique résulte toujours de la rotation de charges.

Une charge Q décrivant avec la vitesse v une orbite circulaire de rayon R engendre un moment magnétique

$$M = \frac{1}{2} \mu_0 QvR .$$

Si une masse m est associée à la charge Q , le moment de la quantité de mouvement, que nous appellerons plus simplement la *quantité de rotation*, aura la valeur

$$G = m v R .$$

M et G dépendent des caractéristiques de la trajectoire par l'intermédiaire du même facteur vR ; on peut donc dire que le moment magnétique est une mesure de la quantité de rotation G . On appelle *rapport gyromagnétique* la quantité

$$\gamma = \frac{M}{G} = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{Q}{m}$$

qui a une valeur constante pour tous les mouvements où la masse m est liée à la charge Q . En particulier pour les orbites électroniques:

$$G = l \hbar \text{ (quantification, } l = 0, 1, 2, \dots \text{)}$$

$$M = l \frac{1}{2} \mu_0 \hbar \left(\frac{e}{m} \right)_{\text{électron}} = l M_B .$$

La quantité $M_B = 1,16 \cdot 10^{-29}$ volt.seconde.mètre, *magnéton de Bohr*, est le moment magnétique d'une orbite électronique pour laquelle $l = 1$.

Pour expliquer les multiplicités des termes observés dans l'effet Zeeman « anormal », Pauli a introduit la notion de *spin* de l'électron, rotation propre accompagnée d'un moment magnétique intrinsèque.

Les expériences indiquent qu'un électron peut s'orienter de deux façons différentes, ce qui conduit à lui attribuer un spin d'une demi-unité \hbar ; le moment magnétique associé est un magnéton de Bohr. Le rapport gyromagnétique de l'électron lui-même

$$\gamma_{\text{el.}} = \frac{\frac{1}{2} \mu_0 \hbar \frac{e}{m}}{\frac{1}{2} \hbar} = 2 \frac{1}{2} \mu_0 \left(\frac{e}{m} \right)_{\text{él.}}$$

est donc double de celui qu'on attendrait s'il s'agissait véritablement d'une rotation commune de la charge et de la masse. Il est commode d'écrire, pour un système quelconque :

$$\gamma = g \cdot \frac{1}{2} \mu_0 \left(\frac{Q}{m} \right) .$$

Le facteur g , introduit par Landé, est le rapport entre la valeur observée du rapport gyromagnétique et la valeur prévue par l'électrodynamique classique; ainsi pour le spin électronique $g = 2$, pour une orbite électronique $g = 1$. Pour une orbite comme pour le spin, les vecteurs \vec{M}_{orb} et \vec{G}_{orb} ou \vec{M}_{spin} et \vec{G}_{spin} sont parallèles. Une conséquence importante de l'inégalité des facteurs de Landé est que ce parallélisme n'existe plus pour les résultantes $\vec{M}_{\text{orb}} + \vec{M}_{\text{spin}}$ et $\vec{G}_{\text{orb}} + \vec{G}_{\text{spin}}$ (fig. 1).

Une manière plus satisfaisante de concevoir le spin est de constater que si on écrit pour l'électron une équation d'onde répondant aux exigences de la relativité, le spin ($\hbar/2$) et le moment magnétique ($1 M_B$) en sont des conséquences nécessaires (Dirac).

On admet aujourd'hui que le noyau de masse atomique A contient A particules « lourdes », Z protons et N neutrons ($Z + N = A$). Si le proton et le neutron obéissaient comme

l'électron à une équation de Dirac, ils auraient un *spin* $\hbar/2$ et un moment magnétique

$$\frac{1}{2} \mu_0 \hbar \left(\frac{e}{m} \right)_{\text{proton}} = \frac{1}{1837} M_B = 1 M_N = 6,33 \cdot 10^{-33} \text{ volt.sec.mètre}$$

pour le proton
0 pour le neutron.

L'expérience ne confirme pas ces prévisions. Si le proton et le neutron ont bien un *spin* $\hbar/2$, on trouve en revanche pour le moment magnétique:

$$\begin{aligned} \text{pour le proton } M_p &= 2,79 M_N & (g_p &= 5,58) \\ \text{pour le neutron } M_n &= -1,91 M_N & (g_n &= -3,83) . \end{aligned}$$

Pour tous les noyaux dont on a mesuré le moment magnétique, celui-ci est de l'ordre de grandeur du magnéton nucléaire.

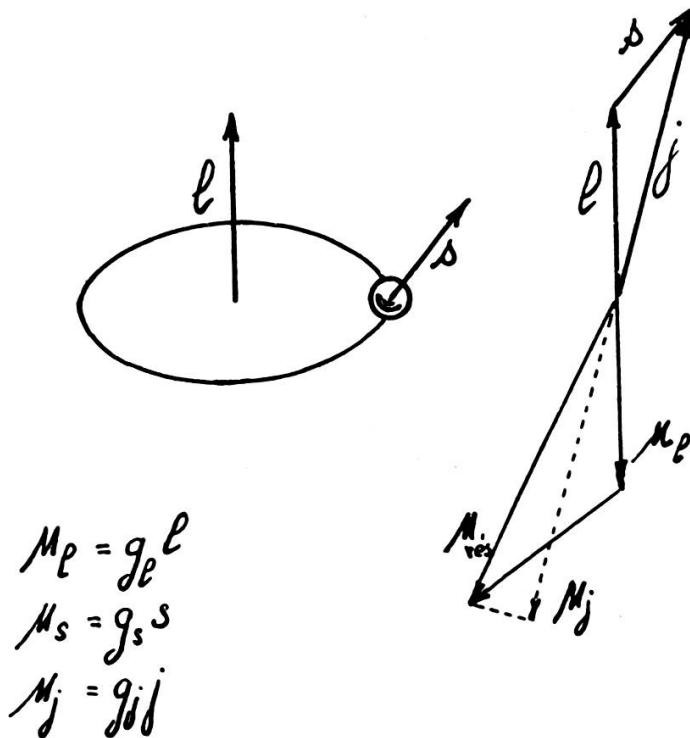


Fig. 1.

Composition des quantités de rotation et des moments magnétiques d'un électron atomique.

Il est donc indiqué d'utiliser celui-ci comme unité; c'est ce qu'on fait très généralement dans la littérature ($M = \mu M_N$). Quant aux facteurs de Landé indiqués, celui du proton répond à la définition précédemment donnée, tandis que celui du neu-

tron est calculé avec la charge spécifique du proton. Cette manière de faire simplifie l'addition des spins et des moments des particules constituant les noyaux atomiques (fig. 8): il faut en effet exprimer ces grandeurs dans les mêmes unités. L'existence d'un moment magnétique non nul pour le neutron semble être due au fait que le proton et le neutron ne sont pas indépendants, mais peuvent se transformer l'un en l'autre (transition β). On convient néanmoins de les considérer comme particules élémentaires de la matière, étant donné qu'on ne leur connaît aucune structure.

Comme l'électron, le neutron et le proton ont donc un spin d'une demi-unité \hbar , et comme l'électron ils obéissent au *principe d'exclusion*. Ce principe exprime que la fonction d'onde d'un système formé de particules élémentaires est *antimétrique* en ces particules, c'est-à-dire qu'elle change de signe quand on intervertit deux particules semblables. Ce principe exclut la possibilité pour deux particules semblables de se trouver dans le même état; si en effet cette réunion était réalisée, on pourrait intervertir les deux particules sans rien changer au système; la fonction d'onde resterait la même, violant le principe d'exclusion valable pour tout échange *possible*. Il faut donc que l'échange envisagé soit *impossible*, autrement dit, qu'il n'y ait jamais deux particules élémentaires identiques dans le même état. C'est ainsi que les électrons qui occupent la première orbite de l'atome d'hydrogène doivent différer par l'orientation de leur spin. Comme celui-ci n'a que deux orientations possibles, le nombre des places est limité à deux. C'est sur ce principe qu'est basée toute la théorie des couches électroniques. Le proton et le neutron, particules élémentaires, sont aussi soumis au principe d'exclusion qui domine donc la physique nucléaire. Il est aisé de montrer que tous les noyaux « impairs », qui comptent un nombre impair de particules élémentaires, satisfont au principe d'exclusion, tandis que les noyaux « pairs » y échappent. Le principe d'exclusion fixe les caractéristiques des spectres moléculaires dont l'étude révèle le spin des noyaux atomiques. Le spin ainsi déterminé est toujours un multiple entier du spin $\hbar/2$ des particules élémentaires, multiple impair pour les noyaux impairs, pair pour les noyaux pairs.

MOMENT MAGNÉTIQUE DES NOYAUX.

L'existence d'un moment magnétique de l'électron se révèle dans les spectres optiques: les deux orientations possibles de l'électron sur son orbite sont à l'origine de la *structure fine* des spectres atomiques. Le « doublet » de la raie D du sodium, par exemple, est dû au dédoublement du niveau $3p$ (fig. 2).

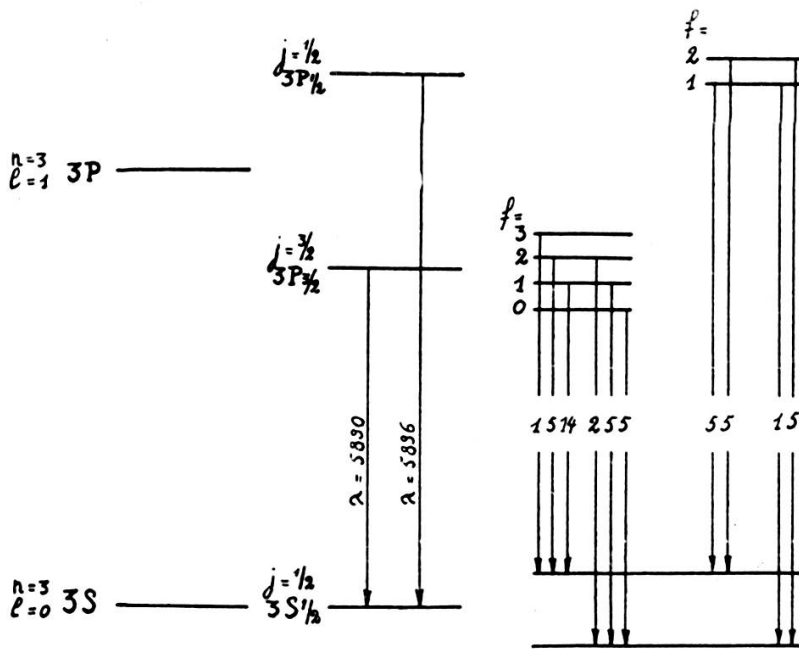


Fig. 2.

Structure de la raie D du Sodium.

D'une façon analogue, les $2J + 1$ orientations possibles, par rapport aux orbites électroniques, d'un noyau dont le spin vaut $J\hbar$ introduisent une nouvelle multiplicité dans les spectres atomiques: la *structure hyperfine*. L'étude de cette multiplicité permet de déduire la valeur du spin nucléaire. La séparation des niveaux renseigne sur la grandeur du moment magnétique, mais la précision de cette détermination est faible.

Quand l'atome étudié possède un moment magnétique, une nouvelle possibilité s'offre pour mesurer le spin nucléaire: la méthode des *jets atomiques*. Enfin les méthodes basées sur la *résonance magnétique* fournissent avec une grande précision la valeur du rapport gyromagnétique des noyaux.

C'est principalement à cette dernière méthode que sont dus les progrès récents dans la connaissance exacte des moments magnétiques nucléaires, c'est pourquoi elle sera exposée ici avec quelque détail.

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE.

L'image classique du mouvement dans un champ magnétique H_0 d'un noyau doué d'une quantité de rotation G et d'un moment magnétique $M = \gamma G$ montre que l'axe de G effectue une précession autour de la direction de H_0 , avec une vitesse angulaire $\Omega = \gamma H_0$. Cette précession de Larmor assigne donc au mouvement du noyau dans le champ H_0 une fréquence Ω . L'image quantique du même phénomène est la suivante: le noyau s'oriente dans le champ H_0 de telle façon que la projection de $G = j \hbar$ sur la direction de H_0 soit un multiple $m \hbar$ de \hbar , m prenant les $2j + 1$ valeurs $j, j - 1, \dots - j$.

L'angle α entre G et H_0 est donné par $\cos \alpha = \frac{m \hbar}{G}$ l'énergie du noyau dans le champ par W

$$W = - MH \frac{m \hbar}{G} = - MH_0 \cos \alpha = - \gamma H_0 m \hbar.$$

Les seules transitions permises entre les états caractérisés par des valeurs différentes de m sont ceux pour lesquels m change d'une unité. L'énergie varie dans toutes ces transitions d'une valeur toujours la même

$$\Delta W = \gamma H_0 \hbar ; \quad \Omega = \frac{\Delta W}{\hbar} = \gamma H_0 .$$

La méthode quantique, par un raisonnement tout différent, associe donc au même problème la même fréquence que la méthode classique (fig. 3).

Dans cette image quantique comme dans l'image classique *correspondante*, on aura une absorption sélective d'énergie quand le noyau se trouvera soumis à un champ magnétique oscillant de fréquence $\omega = \Omega$. L'image classique permet de préciser la polarisation nécessaire à cette absorption. Pour

avoir un effet quelconque sur des noyaux qui effectuent une précession rapide, le champ perturbateur doit les suivre dans leur mouvement. Ce doit donc être soit un champ tournant avec la vitesse $\omega = \Omega$ dans un plan perpendiculaire à H_0 , soit, dans ce même plan, un champ oscillant avec la même fréquence, qu'on peut toujours considérer comme la somme de deux champs tournants dont l'un seul est actif.

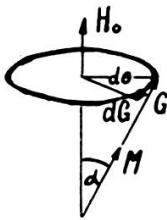
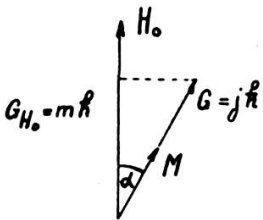
| | |
|---|--|
|  |  |
| $C = MH_0 \sin \alpha$ $dG = C dt$ $M = \gamma G$ $dG = G \sin \alpha d\theta$ $G \sin \alpha d\theta = \gamma G H_0 \sin \alpha dt$ $\Omega = \frac{d\theta}{dt} = \gamma H_0$ | $W = -MH_0 \cos \alpha$ $\cos \alpha = \frac{m\hbar}{G}$ $M = \gamma G$ $W = -\gamma H_0 m\hbar$ $\Delta m = \pm 1$ $\Omega = \frac{\Delta W}{\hbar} = \gamma H_0$ |

Fig. 3.

Images classique et quantique
de la résonance magnétique.

Pratiquement on recherche la résonance en faisant varier soit H_0 , soit ω ; le passage à la valeur exacte s'observe, soit directement par le changement d'orientation d'une partie des atomes, soit indirectement par l'absorption d'énergie. Une fois mesurés H_0 et Ω , on calcule le rapport gyromagnétique

$$\gamma = \frac{\Omega}{H_0}$$

qu'on peut connaître avec la grande précision possible pour des mesures de fréquence et de champ magnétique.

La méthode de la résonance magnétique a été appliquée à la technique des jets atomiques (1939), elle permet alors l'étude des atomes libres. Dans un plan vertical, un champ magnétique H_z fortement inhomogène ($\frac{\partial H_z}{\partial z} = a$) exerce sur des particules ayant un moment magnétique M_z dans la direction du champ une force $F_z = M_z \frac{\partial H_z}{\partial z}$. Si un faisceau de telles particules contenu dans le même plan vertical est lancé hori-

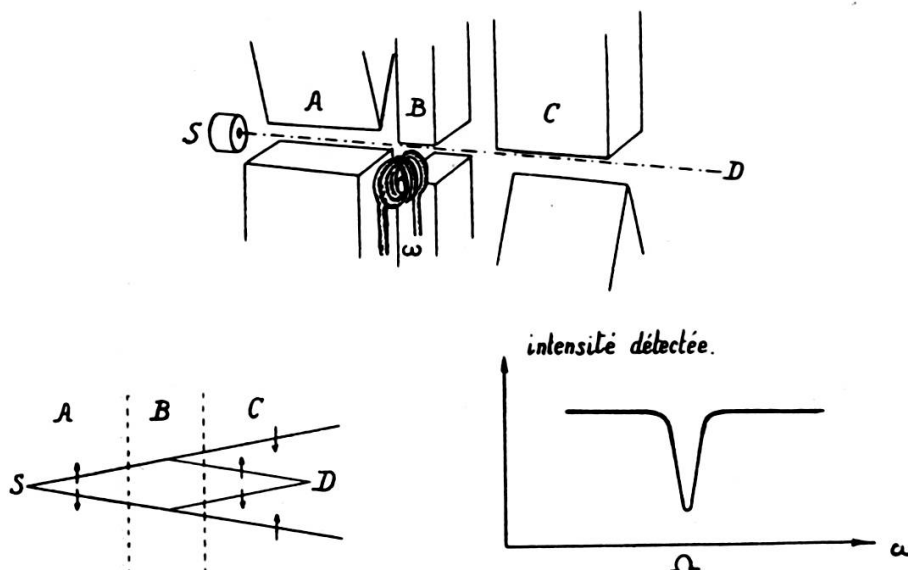


Fig. 4.

La méthode de Rabi.

zontalement dans le champ H_z , il éprouvera une déviation proportionnelle à la force, donc au produit $M_z \cdot \frac{\partial H_z}{\partial z}$. Lorsqu'un jet d'atomes de spin I est ainsi projeté, deux effets se produiront :

- 1° les atomes s'orienteront dans le champ H_z selon les $2I + 1$ directions possibles;
- 2° le jet subit un « splitting » (séparation en $2I + 1$ faisceaux distincts) dû à l'action différente du gradient sur les atomes différemment orientés.

Le dispositif de Rabi (fig. 4) comporte trois aimants alignés dont les champs sont parallèles :

l'aimant A dont le champ est inhomogène: $\frac{\partial H_z}{\partial z} = a$;

l'aimant B dont le champ est homogène: $H = H_0$;

l'aimant C dont le champ est inhomogène: $\frac{\partial H_z}{\partial z} = -a$.

Le faisceau atomique issu de la source S traverse successivement les champs A, B et C pour arriver au détecteur D.

La figure est tracée pour des atomes de spin $\frac{\hbar}{2}$ susceptibles de prendre deux orientations dans un champ magnétique. Le faisceau se dédouble dans le champ de l'aimant A. Le champ

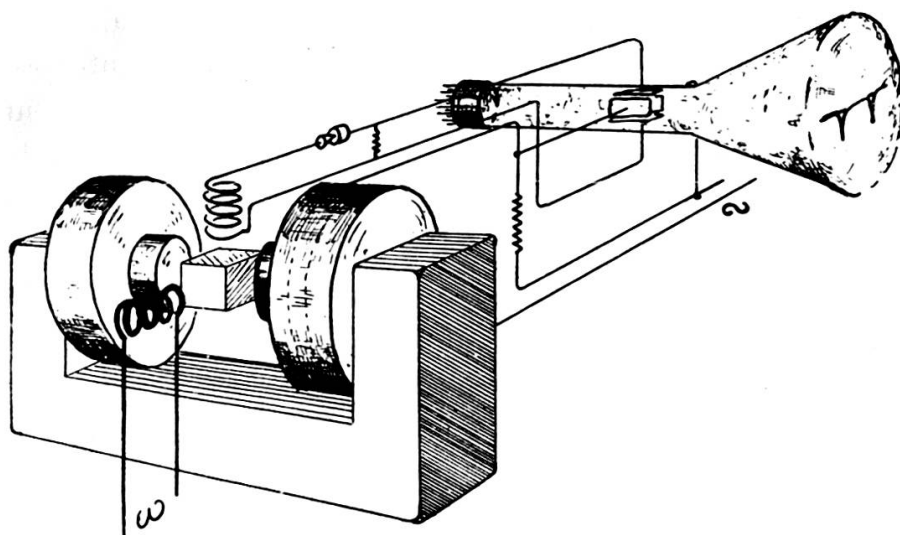


Fig. 5.

La méthode de Bloch.

homogène de l'aimant B ne produit aucune déviation; en revanche, l'effet du champ de l'aimant C est de compenser exactement les déviations produites par l'aimant A. Les deux composantes du faisceau se trouvent donc réunies à l'entrée du détecteur D.

Si un champ magnétique oscillant de fréquence ω est superposé perpendiculairement au champ H_0 de l'aimant B, il provoque, lorsque $\omega = \Omega$ des transitions entre les deux orientations possibles des atomes. Les atomes ainsi retournés subissent dans le champ C une déviation de même sens que dans le

champ A, ils n'atteignent donc pas le détecteur D, l'intensité détectée présente un minimum pour $\omega = \Omega$. Ce dispositif a permis de mesurer la fréquence de résonance d'un grand nombre de noyaux dans un champ connu. Pour des champs H_0 de l'ordre de quelques milliers de Gauss, commodément réalisables en laboratoire, les résonances se situent dans le domaine de 1 à 50 mégacycles, où la mesure des fréquences peut se faire avec une haute précision.

Vers la fin de l'année 1945, deux nouvelles méthodes (Bloch; Purcell) ont permis de mesurer les résonances magnétiques nucléaires dans des substances condensées.

Dans la méthode de Bloch (fig. 5), la substance à examiner est placée dans le champ H_0 d'un électro-aimant. On applique perpendiculairement à H_0 un champ oscillant de haute fréquence ω , choisi assez intense pour provoquer un changement considérable de l'orientation des moments à la résonance. Cette variation est observée par la force électromotrice induite dans une bobine perpendiculaire à la fois au champ constant et au champ de haute fréquence par la composante transversale du moment magnétique résultant. Le signal obtenu est détecté, amplifié et appliqué aux plaques de déviation verticale d'un tube cathodique. Une modulation sinusoïdale H' de petite amplitude est superposée au champ H_0 , une tension synchrone à ce balayage est appliquée aux plaques de déviation horizontale. On observe un signal chaque fois que la somme $H_0 + H'$ correspond au champ de résonance $H_{\text{res}} = \frac{\Omega}{\gamma}$ (fig. 6). Contrairement au paramagnétisme atomique qui s'établit de lui-même presque immédiatement après l'application du champ, la polarisation nucléaire a un temps d'établissement, ou *temps de relaxation*, qui varie entre une fraction de seconde et plusieurs heures, dépendant des moments nucléaires eux-mêmes et du champ produit par les atomes voisins.

On peut d'ailleurs, lorsque le temps de relaxation est trop long, accélérer l'établissement de l'équilibre thermique à l'aide de catalyseurs paramagnétiques. Il est également possible de détecter la résonance par sa réaction sur la bobine même qui crée le champ de haute fréquence. Déjà en 1942, Gorter

et Broer [P. 42] tentaient vainement d'observer une variation de susceptibilité due à la résonance des noyaux par un changement de la fréquence de l'oscillateur. La première observation d'absorption magnétique nucléaire est très proche dans son principe de cette dernière tentative. La différence essentielle est qu'au lieu de mesurer un changement de fréquence de l'oscillateur, Purcell, Torrey et Pound observent une variation du facteur de qualité Q du circuit oscillant.

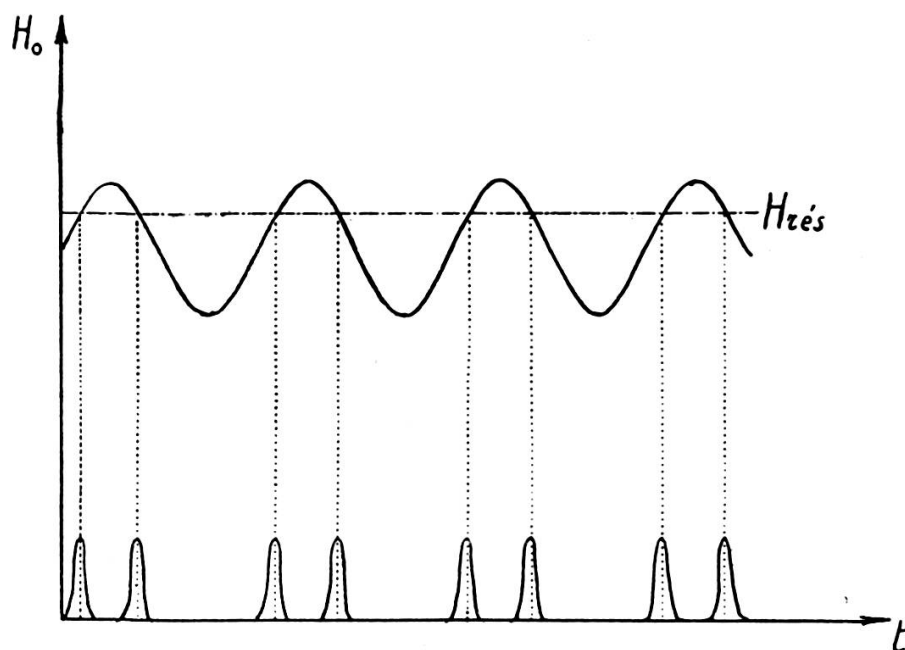


Fig. 6.

Résonance magnétique dans un champ modulé.

Les dispositifs de Bloch et de Purcell ont été heureusement complétés par l'adjonction de spectromètres magnétiques (Pound, Proctor); ils ont permis la mesure très précise d'un grand nombre de moments nucléaires encore inconnus. Ces études ont été à l'origine de progrès importants dans l'interprétation de la structure des noyaux.

STRUCTURE DES NOYAUX.

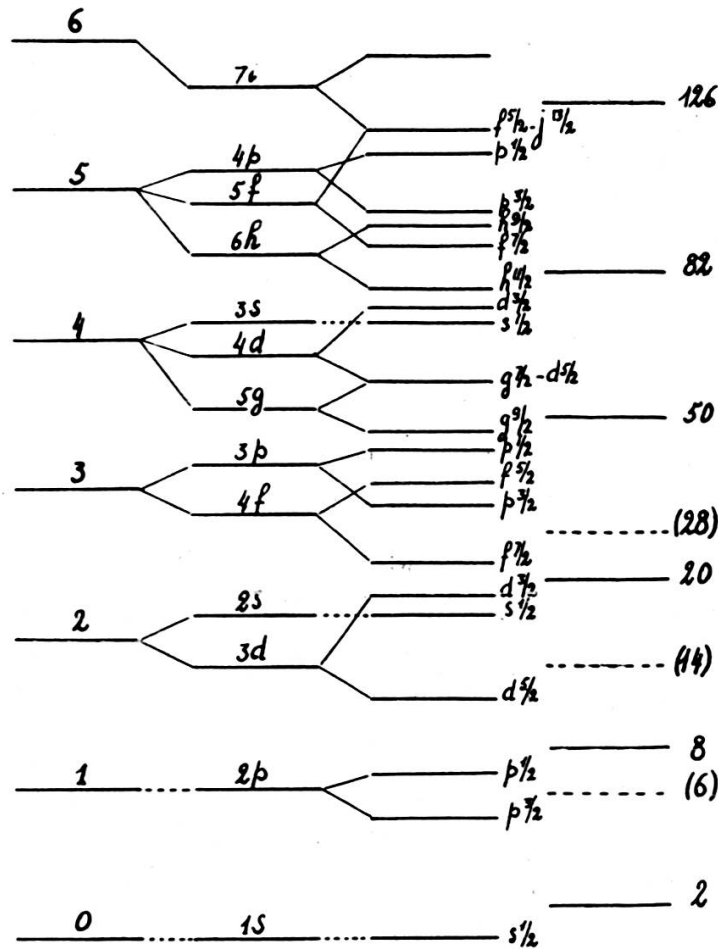
Outre ses caractères systématiques (masse et charge), le noyau a des propriétés présentant une sorte de périodicité (au

sens de Mendeleef). Les radioactivités α et β , les moments nucléaires (spin, moment magnétique, moment électrique quadrupolaire) présentent des valeurs anormales lorsque le noyau possède un nombre « magique » de protons ou de neutrons.

Les nombres rencontrés le plus fréquemment sont :

$$Z \text{ ou } N = 2, 8, 20, 50, 82$$

$$\text{et } N = 126 .$$



| | | | | | | | |
|-------------|---|---|---|---|---|---|---|
| $L =$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| désignation | s | p | d | f | g | h | i |

Fig. 7.

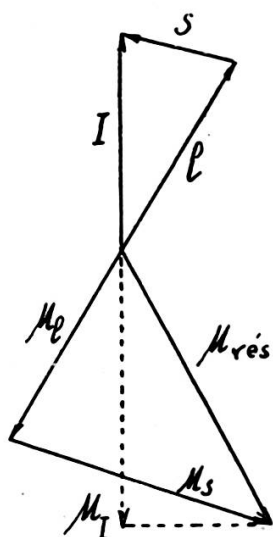
Ordre des niveaux nucléaires d'après Rosenfeld.

Cette périodicité donne un caractère « spectroscopique » aux propriétés des noyaux. Aussi, par analogie avec la structure extérieure de l'atome où les caractères « chimiques » sont attribués aux derniers électrons liés, on attribue, dans les modèles nucléaires, les propriétés spectroscopiques au dernier nucléon (proton ou neutron) lié [J. 52].

Conformément au principe d'exclusion, on traite séparément les protons et les neutrons. Le modèle le plus naturel est le trou de potentiel où les particules oscillent; si l'oscillation est harmonique, les niveaux d'énergie sont équidistants:

$$W = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega$$

Dans l'oscillateur anharmonique, les niveaux ainsi définis se subdivisent avec des rotations $l \hbar$ ($l = n, n - 2, n - 4 \dots$), l'ordre d'énergie croissante étant celui des n croissants et des l décroissants.



$$M_e = g_e l$$

$$M_s = g_s s$$

$$M_I = g_I I$$

| | proton | neutron |
|---------|--------|---------|
| $g_e =$ | 1 | 0 |
| $g_s =$ | 5,58 | -3,83 |

Fig. 8.

Composition des quantités de rotation et des moments magnétiques dans le noyau.

On admet en plus pour la dernière particule liée un très fort couplage entre spin et orbite qui lie plus fortement l'état $j = l + \frac{1}{2}$, que l'autre état possible $j = l - \frac{1}{2}$. On obtient ainsi, par exemple (Rosenfeld), la succession de niveaux indiqués sur la fig. 7 [P. 51].

Les nombres magiques correspondent donc à des noyaux de stabilité particulièrement grande: pour les premiers, c'est l'achèvement d'une couche de l'oscillateur, pour les suivants l'achèvement de la couche la plus liée d'un niveau de l'oscillateur.

On déduit de ces modèles que les noyaux du type *pair-pair* ont un spin nul dans leur état fondamental.

Pour les noyaux *impairs*, en admettant, selon les évidences, des forces de contact (short-range) entre les nucléons, le spin du noyau est celui de la dernière particule impaire ajoutée.

Il y a peu d'exceptions à cette règle.

On peut aller plus loin et prévoir théoriquement la valeur du moment magnétique qui est la somme du moment dû à la rotation orbitale de la dernière particule et du moment magnétique propre de cette particule (fig. 8).

Si on admet les valeurs déjà citées:

$$\begin{aligned} \text{Proton: } g_l &= 1 & g_s &= 5,58 \\ \text{Neutron: } g_l &= 0 & g_s &= -3,83 \end{aligned}$$

on est amené à prévoir deux séries de valeurs possibles de μ_j pour chaque couple de valeurs (g_l, g_s) , suivant que $j = l + s$ ou $j = l - s$. L'expression donnant μ_j définit donc les valeurs du moment pour les noyaux ayant un nombre impair de protons ou de neutrons (limites de Schmidt, fig. 9).

Les valeurs de l ainsi trouvées sont presque toujours celles qu'indique le schéma de Rosenfeld (fig. 7).

L'accord est cependant loin d'être parfait: les moments ne sont pas sur les courbes de Schmidt, bien que celles-ci les limitent. Ils se situent grossièrement sur deux parallèles à ces courbes; Bloch (1951) attribue ce désaccord au fait que le moment magnétique du dernier nucléon est profondément modifié par le champ mésonique.

Le caractère périodique de cet écart et quelques autres règles de caractère plus empirique permettent de prévoir la valeur de moments magnétiques encore inconnus. Ces prévisions sont d'un grand intérêt dans la recherche de nouvelles résonances.

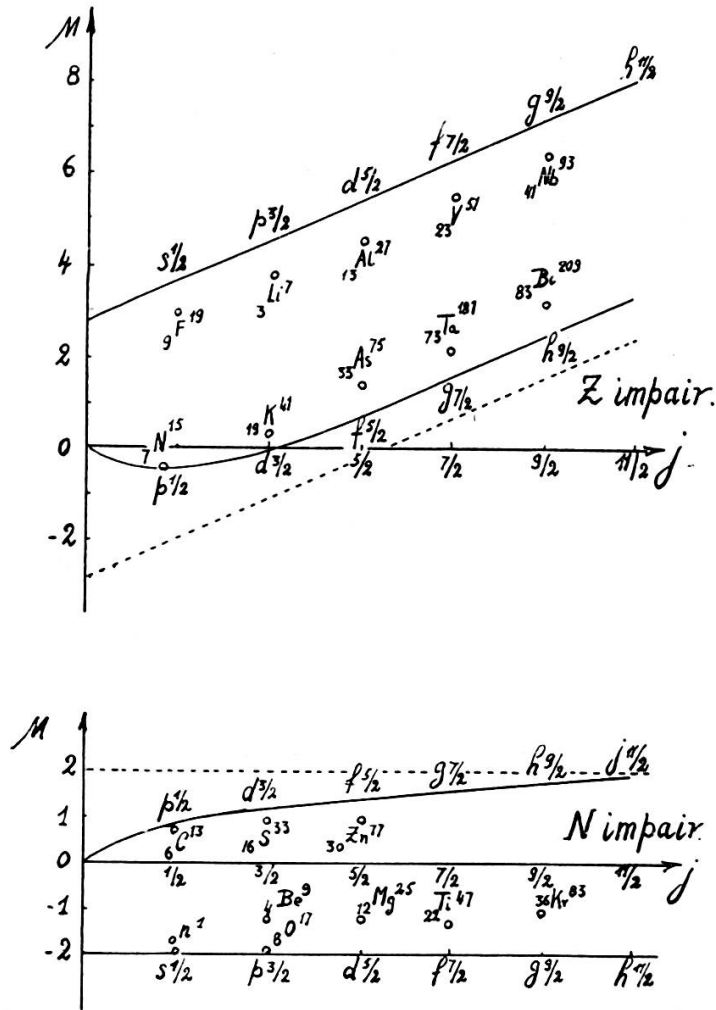


Fig. 9.
Les limites de Schmidt.

TRAVAUX RÉCENTS.

Depuis la découverte, à la fin de 1945, par Purcell, Torrey et Pound d'une part, par Bloch, Hansen et Packard d'autre part, de méthodes nouvelles d'investigation des moments nucléaires s'appliquant aux substances solides, liquides ou

gazeuses, l'objectif principal de ces techniques est resté la détermination, absolue ou relative, des moments magnétiques nucléaires.

Les rapports gyromagnétiques de plus de 70 isotopes ont été, depuis, déterminés pour la première fois, ou redéterminés avec une précision accrue, à l'aide de la résonance nucléaire.

La mesure relative des moments magnétiques des noyaux les plus légers (${}_0n^1$, ${}_1D^2$, ${}_1H^3$) en fonction de celui du proton, permettait, pendant les années 1946-47, la mise en évidence expérimentale d'une contribution d'échange aux moments magnétiques (Villars 1947).

En 1948 et 1949, Pound, Bitter, Willams et leurs collaborateurs, par l'absorption nucléaire (P., B.) ou par une technique dérivée utilisant la super-réaction (W.), déterminaient un grand nombre de rapports gyromagnétiques nouveaux (Al, B, Be, Br, C, Cl, Cu, Cs, F, Ga, I, Li, Na, P, V). Ces méthodes ne permettent d'ailleurs pas de déterminer les signes des moments (Pound 1948).

L'induction nucléaire (Bloch et al.) utilisée largement depuis 1949 pour la détermination des moments nucléaires permet, en revanche, la détermination des signes relatifs des rapports gyromagnétiques. (Rogers et Staub, 1949, pour ${}_0n^1$ et ${}_1H^1$.) Les élèves de Bloch, en particulier Proctor (1950-51) ont observé à leur tour un grand nombre de résonances nouvelles à l'aide du spectromètre à induction nucléaire (Sn, Cd, Pt, Hg, Mn, Co, Xe, Bi, Si, Sb).

A Oak Ridge, R. Livingston et al. (1951-52) l'ont utilisé pour étudier les moments d'isotopes rares enrichis ou de produits de scission (${}_{53}I^{129}$, ${}_{43}Tc^{99}$, ${}_{23}V^{50}$). Dans le cas de ${}_8O^{17}$, le rapport gyromagnétique, son signe et le spin nucléaire ont été simultanément déterminés pour la première fois par l'induction nucléaire (1951). Le signe de ${}_7N^{15}$ a été trouvé en parfait accord avec les prévisions théoriques.

L'excellente qualité des champs magnétiques utilisés a permis à Siegbahn et Lindström [N. 49] une précision accrue dans la détermination de quelques rapports gyromagnétiques en unités de celui du proton.

Dans la plupart des cas, une haute précision est obtenue par comparaison des fréquences à champ constant. A Genève, le rapport γ_F/γ_H a été déterminé à fréquence constante grâce à l'emploi d'un champ à air [H. 51].

Les mesures absolues de moments magnétiques (limitées au moment du proton) ont été beaucoup plus rares. Dans la plus ancienne (Thomas, Driscoll et Hipple, 1949), la fréquence est déterminée par les étalons conventionnels et le champ mesuré soigneusement à la balance de Cotton. Plus tard, la résonance appliquée au proton et à l'électron dans le même champ magnétique permettait à Gardner et Purcell (1951) une comparaison directe du g électronique au g protonique. La comparaison de la fréquence de Larmor à la fréquence de révolution des protons dans un cyclotron à accélération (Omégatron, Sommer 1950) ou à ralentissement (decelerating cyclotron, Bloch et Jeffries, 1950) a permis une détermination du moment magnétique du proton en unités du magnéton nucléaire.

Les résultats obtenus par ces deux dernières techniques sont très convergents.

$$2,79245 \pm 0,00020$$

$$2,79268 \pm 0,00006$$

La sensibilité des dispositifs et la précision des pointés a permis de déceler de petites variations de la position de la résonance à champ constant lorsque les noyaux sont engagés dans des combinaisons chimiques différentes. Knight, puis Proctor et Dickinson (1950) ont ainsi noté pour Cl, N et F respectivement, des « shifts » plus ou moins importants qui atteignent 1% pour certains composés de Sb.

Lindström [P. 51] a fait la même observation pour les protons de divers composés d'hydrogène. Tout récemment, Packard et Arnold (1952), grâce à une technique permettant une résolution de 1 milligauss pour un champ total de 7600 gauss, notaient pour l'alcool propylique les résonances séparées des protons des groupements OH, CH², CH³, ces dernières présentant une structure fine de trois ou quatre raies.

Ramsay [P. 51] a donné de ces shifts une interprétation brillante, les attribuant au terme paramagnétique du deuxième ordre apparaissant dans la théorie quantique du diamagnétisme des molécules [V. 32]. L'ordre de grandeur, vérifié pour H, est convenable.

Les méthodes classiques ont été étendues: Brown et Purcell (1949) ont observé la résonance nucléaire des protons dans des champs de 6 et 12 gauss. De nouvelles techniques ont permis de mettre en évidence la fréquence de nutation (Torrey, Hahn, 1949), ou la précession libre prévue par la théorie de Bloch (Hahn); ces méthodes permettent une mesure précise et aisée des temps de relaxation. La théorie fondamentale de Bloembergen [B. 48] pour les liquides a été appliquée par cet auteur aux cristaux [P. 49]. La structure de la résonance aux très basses températures a été examinée à Leyde (Bloembergen, Poulis, P. 50-51). Purcell et ses élèves [P. 51] ont étudié les transitions de phases et la relaxation des protons dans les séries organiques a déjà révélé d'intéressantes particularités (1951). La forme des signaux de résonance a enfin fait l'objet d'études suivies. Après la théorie quantique des largeurs de raies (Bloembergen, Van Vleck), la validité des équations de Bloch a été progressivement étendue à un grand nombre de cas particuliers. Nous citerons seulement la théorie des battements de Jacobsohn et Wangsness (1948) et la synthèse récente de R. Gabillard [G. 52] qui interprète les « prébattements » de Gooden [N. 50] et les « battements de battements » découverts à Genève [P. 51].

*Université de Genève.
Institut de Physique.*

RÉFÉRENCES

Le caractère de cette mise au point rendrait trop lourde une bibliographie complète de la question. On la trouvera d'ailleurs dans quelques mises au point antérieures.

- B. V. ROLLIN, *Reports on Progress in Physics*, XII, 1948-49, p. 22.
M. SOUTIF, *J. de Phys. et Rad.*, X, 61 D, 1949.
G. E. PAKE, *Am. J. of Phys.*, 18, 438 et 473, 1950.

Dans le texte, les références non précisées sont extraites de la *Physical Review*, dont nous avons souvent indiqué le millésime. Il y a quelques exceptions qui sont relevées ci-dessous :

- V. 32. J. H. VAN VLECK, *Electric and Magnetic Susceptibilities*, Oxford, 1932.
- P. 42. C. J. GORTER et L. J. F. BROER, *Physica*, 9, 591, 1942.
- B. 48. N. BLOEMBERGEN, Thèse, Leyde, 1948.
- P. 49. N. BLOEMBERGEN, *Physica*, 15, 386, 1949.
- N. 49. K. SIEGBAHN et G. LINDSTRÖM, *Nature*, 4136, 211, 1949.
- N. 50. J. S. GOODEN, *Nature*, 4208, 1014, 1950.
- P. 50-51. N. BLOEMBERGEN, N. J. POULIS, *Physica*, 16, 1950; 17, 1951.
- H. 51. G. J. BÉNÉ, P. M. DENIS, R. C. EXTERMANN, *Helv. Phys. Acta*, 24, 304, 1951.
- P. 51. *Physica*, 17, 1951; *Proceedings of the International Conference on Spectroscopy at Radiofrequencies*, Amsterdam (1950).
- G. 52. R. GABILLARD, Thèse, Paris, 1952.
- J. 52. G. J. BÉNÉ, *J. Phys. Rad.*, 13, 161, 1952.
-

